HAL
open science

Endommagements maitrisés par choc laser symétrique et désassemblage des collages

Marine Scius-Bertrand

To cite this version:

Marine Scius-Bertrand. Endommagements maitrisés par choc laser symétrique et désassemblage des collages. Mécanique des matériaux [physics.class-ph]. HESAM Université, 2021. Français. NNT : 2021HESAE063 . tel-03683962

HAL Id: tel-03683962

https://pastel.hal.science/tel-03683962

Submitted on 1 Jun 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.

HESAM UNIVERSITÉ

Arts et Métiers Sciences et Technologies

ÉCOLE DOCTORALE SCIENCES ET MÉTIERS DE L'INGÉNIEUR

Laboratoire PIMM - Campus de Paris

THÈSE

présentée par : **Marine Scius-Bertrand**
soutenue le : **14 décembre 2021**

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

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

Spécialité : **Génie Mécanique et Matériaux**

Endommagements maîtrisés par chocs laser symétriques et désassemblages des collages

THÈSE dirigée par :
M. BERTHE Laurent

et co-encadrée par :
M. VIDEAU Laurent

Jury

M. Laurent GALLAIS	Professeur, Institut Fresnel, Centrale Marseille	Président
M. Laurent GALLAIS	Professeur, Institut Fresnel, Centrale Marseille	Rapporteur
M. Michel ARRIGONI	Professeur, IRDL, ENSTA Bretagne	Rapporteur
Mme Catherine GARDIN	Professeure, lab. P', ISAE-ENSMA	Examinatrice
M. Konstantinos TSERPES	Professeur, LTSM-UPAT, Univ. de Patras	Examinateur
M. Laurent BERTHE	Dir. de recherche, Lab. PIMM, ENSAM	Examinateur
M. Laurent VIDEAU	Ingénieur, CEA/DAM/DIF, CEA	Examinateur
M. Romain ECAULT	Ingénieur, Airbus Opérations, Airbus	Invité
M. Tomas BERGARA	Ingénieur, Rescoll, Rescoll	Invité

T H È S E

Remerciements

Mes premiers remerciements vont naturellement à l'équipe "des Laurents", pour l'encadrement quotidien, hors norme et surtout excellent que j'ai pu avoir tout au long de ces trois ans. Si je tiens à vous remercier séparément pour vos qualité respectives, je pense qu'il est tout d'abord important de souligner l'importance de votre travail commun et perpétuellement constructif qui garde toujours au centre le bénéfice de l'étudiant, le miens donc : merci pour ça. J'ai eu une chance incroyable de pouvoir travailler avec vous et j'en suis aujourd'hui très fière. Laurent B. avec tes tongs et ton optimiste inébranlable, tu es un moteur de motivation qui a placé ma thèse sous le signe de la bonne humeur. C'est en plus toujours un plaisir de discuter avec toi, d'autre chose que de sciences que ce soit de spectacle ou de vélo. Laurent V., nos échanges quasi quotidien ont également été un réel plaisir. La patience et la bienveillance dont tu as su faire preuve m'ont permis d'apprendre énormément, scientifiquement et humainement parlant et je t'en suis très reconnaissante. Je pars maintenant dans une nouvelle aventures bien équipée de tous vos conseils et enseignements. Je ne regrette qu'une chose, c'est de ne pas avoir pu fêter cette thèse dignement avec vous, mais je sais que ce n'est que partie remise.

J'aimerais également remercier tous les membres de mon jury, qui ont pris le temps de lire mon manuscrit et dont les commentaires pertinents l'ont amélioré : Laurent Gallais, Michel Arrigoni, Catherine Gardin, Konstantinos Tserpes, Romain Ecault et Tomas Bergara. Doublement merci à Laurent Gallais qui a accepté de porter la double casquette de rapporteur et de président de jury et qui l'a fait avec brio. Also a double thanks to Kostas whom agreed to do a "rehearsal defense" in English on the day before, so I could defend in French and not loose my family after the first slide.

Ma thèse a été un travail personnel mais aussi collaboratif, et je tiens donc à remercier toutes les personnes y ayant contribué de près ou de loin. Cela inclut notamment tous les partenaires du pro-

jet Monarque, pour nos discussions enrichissantes lors des plénières et autres Delfino. Un merci tout particulier va naturellement à Romain Ecault, pour m'avoir fait découvrir le combot gagant "Pizza Roquette tiramisu" mais aussi pour tout le temps qu'il a su m'accorder tout au long de ma thèse, malgré un emploi du temps de ministre et aucune obligation de le faire. Un autre merci particulier va à Tomas Bergara pour m'avoir fait confiance et confié l'avenir de Monarque (j'exagère, mais à peine).

Partager mon temps entre le CEA et le PIMM m'a permis de rencontrer un nombre de gens que j'aimerais remercier tellement important que j'ai peur d'en oublier alors un grand merci à tous ceux qui se reconnaitront, et pour n'en citer quelques uns... Merci à Emilien Lescoute, Benjamin Jodar, Gaétan Sary, Xavier(s) Vaisseau et Davoine, Valéria Ospina, et tous les autres (post-) doctorants et permanents du CEA pour avoir rendu mes journées et mes pauses significativement plus sympathiques, sans oublier Sylvie Dulac puis Céline Pertuzio sans qui rien ne tournerait et dont la gentillesse et la bienveillance quotidiennes sont des atouts indéniables à la réussite de toute chose. De même, Florian Bonneau puis Denis Pennincx, merci pour votre accueil et votre gentillesse dès mon arrivée. Merci aussi aux collègues du Cestas, que je n'ai que très peu vu, mais qui étaient toujours prêts à aider au téléphone, David Hébert et Frédérique Malaise. Quant à tous les collègues du laboratoires PIMM : Fred Coste, Patrice Peyre, Yann Rouchausse, Cyril Gorny, Christophe Canu, Véronique Favier et tous les (post-) doctorants qui étaient là quand je suis arrivée pour m'accueillir à bras ouverts, m'apprendre à grimper ou à parler aux moutons Irlandais, Thibaut De Terris et Olivier Andreau, ou m'apprendre à connaitre la fut gueuze, Yaasin Mayi, ou tout simplement être là tous les midis et aux sorties cinéma, Khaled Ayfi ou Socona Traore : merci. Elise Ferreira, qui m'a tellement bien accueillie qu'on a décidé de ne plus se quitter, merci de m'avoir acceptée telle que je suis avec mon excès de plantes au m^2 et mon lapin. Je te l'ai dit et te le répète, ma thèse n'aurait pas été la même sans la tienne. Corentin Le Bras, on a commencé et fini ensemble, on a galéré et rigolé, on a fait beaucoup d'Art et un peu de sciences, je n'ai qu'une chose à te dire : aaaaaaah. Merci aussi à Vincent Jacquemain pour m'avoir épaulée pendant ma découverte du synchrotron et surtout d'avoir toujours cru en l'avenir du petit papillon (en pleine forme). Ton positivisme était un vrai moteur en fin de thèse. Enfin aux doctorants qui sont arrivés après et qui, je l'espère, ont été aussi bien accueillis, Maxime Guerbois, Lucas Fournet Fayard, Jason Guy, Mohammad Ayad (oui ok tu es déjà docteur, mais on t'aime tout pareil), Dimitri Goutaudier (pareil que Mo), Julien Rhodes, Julien Daligault, Gwenaëlle Chebile, Selen Ünaldi

(thanks for being my friend and for sharing your friend with me) et Lucas Lapostolle le vainqueur de bloupbloup et DJ Héphaïstos : merci pour tous ces bons moments. Je n'étais au labo qu'une fois par semaine et pourtant j'y ai trouvé une sacrée équipe.

Un énorme merci à tous mes amis pour tous les bons moments qu'on a passé ensemble, votre soutien indéfectible et plus particulièrement, vous être déplacés (ou imprimés) pour le jour de ma soutenance. Avoir un amphithéâtre rempli de regard pleins de soutien, joie et fierté tel que celui que j'ai eu, ça n'a pas prix. Vous avez contribué à ce que je passe une excellente journée qui restera gravée dans ma mémoire. Astrid, tu n'as pas pu t'imprimer ou te déplacer, mais Casprid m'a tenu la main tout du long, alors merci.

Ce jour là dans l'amphi ou par pensée, était également ma famille. Cette même famille qui m'a toujours soutenue, même quand je leur disais que je ne ferai jamais de thèse... et qui ne s'est pas (trop) moquée quand je leur ai parlé de cette thèse qui avait l'air vachement sympa entre le CEA et le PIMM pour laquelle j'avais postulée. Une fois n'est pas coutume, je vais le dire et par écrit, Papa, tu avais raison, faire une thèse c'est 3 ans de liberté et 3 ans qui valent le coup. Moman, j'ai fini par faire comme toi mais pas par hasard : tu as toujours été un vrai modèle, quoi qu'ai pu dire une ado un peu présomptueuse. J'aimerais également remercier particulièrement Grand-mère et Agnès d'être venues, mais aussi et surtout de ne pas avoir ronflé pendant ma soutenance ou pendant les longues questions. Jean-mi aussi naturellement, pour ta présence continue et nos ateliers Bredele. René et Danièle, l'équipe assez courageuse pour relire ce long ouvrage à la recherche de fautes d'orthographes : merci. D'avoir amélioré ce manuscrit, mais aussi car grâce à vous au moins 2 personnes l'auront lu sans y avoir été obligées... Merci aussi à Jacqueline et Dominique, qui m'ont toujours accueillie à bras ouverts, même pendant le confinement pour faire un bureau chez eux, et qui sont venus d'Amagney pour ce joli jour (avec un super gâteau !!). Paul, merci pour tes cours particulier de maths, nos discussion et d'être venu au CNAM, puis à l'ENSAM pour me voir soutenir. Andi je ne t'oublie pas, merci d'être là, de grimper le Moléson avec moi dès 7h du matin et de me donner une raison de parler allemand de temps en temps. Enfin, ma plus grande fan, mon alliée, mon soutient de toujours, ma soeur. Je ne saurai même pas comment m'exprimer, alors je vais te laisser lire dans mes pensées comme tu le fais souvent. Merci pour tout, depuis toujours. Plus récemment, merci d'avoir trouvé Andi, le frère qui

me manquait et de m'avoir fait le plus beau des cadeaux d'anniversaire en m'annonçant que j'allais être tatie et marraine. D'ailleurs merci Emile, c'est toi le plus beau. Tu as fait du super travail, d'une petite framboise tu es devenu un petit garçon très inspirant et on le voit déjà, très intelligent. Promis, personne ne te forcera à faire une thèse et tu seras toujours bienvenu chez tatie quand tes parents t'embêterons.

Last but not least, Stormy the most beautiful bunny... oops pardon, force of habits, thank you Ganesh. Thank you for your support and affection during those long months, for being an amazing person who makes the world a better place but most importantly, thank you for feeding me.

Résumé

L'utilisation croissante de matériaux composites et de leurs assemblages collés soulève de nouveaux défis. Dans le domaine de l'aéronautique, pour être qualifiée apte à voler, chaque pièce doit être inspectée avant et pendant son utilisation à l'aide de contrôles non destructifs. Les appareils réalisant ces contrôles sont aujourd'hui calibrés sur des défauts non représentatifs de délaminages réels, ce qui est un verrou à l'automatisation des inspections. En addition, il n'existe pas à ce jour de procédure de désassemblage des collages qui soit à la fois générique et maitrisée tout en n'impliquant pas l'utilisation de dissolvants chimiques. L'extension du procédé de test d'adhérence par choc laser (LASAT) aux désassemblages des collages et à la création de délaminages contrôlés répond à ces défis. Cette thèse s'intéresse donc à la maîtrise et à l'optimisation de ces deux procédés sur composites à travers un contrôle des ondes de choc depuis leur formation par la détente du plasma jusqu'à leur propagation dans le matériau pour créer des zones de traction aux endroits désirés. Les travaux que nous avons réalisés sur l'interaction laser-matière ont permis de caractériser le plasma et d'extraire des lois de pression pour une large gamme de paramètres. Une caractérisation expérimentale des matériaux composites sous chocs et des différentes couches thermo-protectrices est ensuite présentée avec une évaluation numérique de la contrainte transmise au matériau. Par ailleurs, un effort a été fait sur la caractérisation des endommagements en utilisant plusieurs techniques (micro-tomographie X, ultrasons et observations directes). Enfin, la démonstration des procédés a été réalisée à travers le désassemblage d'échantillons applicatifs et par la création d'un délaminage contrôlé en forme d'avion d'une dizaine de centimètres dans un composite.

Mots-clés : Chocs laser, Interaction laser-matière, Endommagements maîtrisés, Contrôles non destructifs, Désassemblage.

Abstract

New challenges come with the increasing use of composite materials and their assembly. To be qualified to fly, the material integrity needs to be assessed by means of Non-Destructive Testing (NDT). However, the lack of reference standards with real delamination holds back the development of automatized defect detection. Moreover, there is no selective disassembly process which does not involve the use of chemical solvents. The use of the LASer Adhesion Test (LASAT) for the creation of controlled damages and disassembly of bonded composites is a promising method. This PhD focuses on mastering and optimizing those two processes via shock wave control. Our study of laser matter-interaction enables plasma characterization and extraction of temporal pressure profiles for a large choice of laser parameters. The experimental characterization of composite materials under laser shock with different additional layers is detailed together with a numerical evaluation of the strain transmitted to the target. Work on damage detection and measurements was done with the use of several techniques (CT, US and microscopic observation). Finally, the process capabilities were shown by the disassembly of titan/composite bond and the creation of a plane shaped delamination into a composite.

Keywords : Laser shock, Laser-matter interaction, Controlled damages, Non Detructives Testing, Desassembly.

Table des matières

Remerciements **III**

Résumé **IX**

Abstract **XI**

Introduction **1**

1 Contexte et état de l'art **7**

1.1 Contexte 8

1.1.1 Matériaux composites dans l'industrie 8

1.1.2 Désassemblage des collages 9

1.1.3 Défauts générés artificiellement dans les matériaux composites 9

1.1.4 Projet Monarque 12

1.2 Application du choc laser - le LASAT 13

1.2.1 Principe physique 13

1.2.1.1 Propagation des ondes de chocs 15

1.2.2 Historique 22

1.3 Études du chargement induit par laser 23

1.3.1 Généralités sur les plasmas 24

1.3.2 Prédiction du chargement induit par le plasma 28

1.3.2.1 Caractérisation expérimentale 28
1.3.2.2 Lois d'échelles en régime d'irradiation directe, sous-vide 32
1.3.2.3 Prédiction du chargement issu de l'interaction laser-matière en régime confiné 36
1.4 Matériaux composites 40
1.4.1 Caractéristiques 41
1.4.1.1 Stratifiés-croisés 41
1.4.1.2 Tissés 3D 42
1.4.2 Comportement sous choc 43
1.4.2.1 Stratifiés-croisés 44
1.4.2.2 Tissés 3D 47
1.5 Objectifs de la thèse 48

2 Moyens expérimentaux **51**
2.1 Générateurs de chocs 52
2.1.1 Héphaïstos 52
2.1.1.1 Configuration de tir mono-pulse 52
2.1.1.2 Configuration de tir symétrique 54
2.1.2 Générateur de Chocs Laser Transportable (GCLT) 57
2.2 Diagnostics in situ - mesure de vitesse de surfaces libres 62
2.2.1 Velocity Interferometer System for Any Reflector (VISAR) 62
2.2.1.1 Principe de fonctionnement du VISAR 62
2.2.1.2 Limites de la mesure de vitesse en face arrière par VISAR 64
2.2.1.3 Résultats 65
2.2.2 Vélocimétrie Hétérodyne (VH) 67
2.2.2.1 Principe de fonctionnement de la VH 67

2.2.2.2 Résultats 69
2.2.3 Comparaison entre les mesures VISAR et VH 70
2.3 Diagnostics post choc - caractérisation du défaut 71
2.3.1 Contrôles ultrason (US) 72
2.3.2 Micro-tomographies à rayons X 74
2.3.3 Coupes micrographiques 80
2.3.4 Discussions 82

3 Études expérimentale et numérique du chargement à travers l'interaction laser-matière 91

3.1 Régime d'irradiation directe sous vide à 1053 nm 94
3.1.1 Caractérisation du choc induit dans l'aluminium pur 94
3.1.1.1 Résultats expérimentaux 94
3.1.1.2 Modélisation de l'aluminium pur 98
3.1.1.3 Étude des assemblages aluminium et verre BK7 101
3.1.2 Caractérisation du plasma 105
3.1.2.1 Pression d'ablation 105
3.1.2.2 Température du plasma 107
3.1.2.3 Épaisseur de matière ablatée 108
3.1.3 Lois d'échelle 109
3.2 Régime d'irradiation confiné eau à 532 et 1053 nm 114
3.2.1 Caractérisation du choc induit dans l'aluminium pur 114
3.2.1.1 Résultats expérimentaux 114
3.2.1.2 Modélisation de l'aluminium pur 118
3.2.1.3 Etude des assemblages aluminium et verre BK7 121
3.2.2 Caractérisation du plasma 123
3.2.2.1 Pression d'ablation 124

3.2.2.2 Température 126
3.2.2.3 Épaisseur de matière ablatée et longueur du plasma 127
3.2.2.4 Récapitulatif 129
3.2.3 Lois d'échelle 130
3.3 Application de l'aluminium en couche thermo-protectrice 134
3.4 Conclusion du chapitre 141

4 Caractérisation des matériaux composites sous chocs lasers 143

4.1 Matériaux tissés 3D, seuls et assemblés 144
4.1.1 Présentation des échantillons 144
4.1.2 Mesure de vitesses de surface libre 145
4.1.2.1 Tissé 3D 145
4.1.2.2 Assemblages TA6V4/Tissé 3D et TA6V4/Tissé 3D/TA6V4 146
4.1.3 Seuils d'endommagement du tissé 3D 149
4.2 Matériaux stratifiés croisés 150
4.2.1 Présentation des échantillons 150
4.2.2 Mesures de vitesse de surface libre 151
4.2.3 Seuils d'endommagement 159
4.2.4 Observations des matériaux après impact laser 161
4.2.5 Revêtements thermo-protecteurs et confinement 166
4.3 Conclusion du chapitre 173

5 Applications du procédé de chocs lasers mono-pulses et symétriques 175

5.1 Désassemblage des collages tissés 3D/titane 176
5.2 Procédé d'endommagements contrôlés sur matériaux composite stratifiés-croisés 180
5.2.1 Définition des seuils d'endommagement en configuration symétrique 181
5.2.2 Déplacement de l'endommagement 184

5.2.3 Augmentation de la taille de l'endommagement 186

5.2.4 Démonstration de la maitrise du procédé 191

5.2.5 Bilan 196

Conclusion **199**

Bibliographie **207**

Liste des annexes **224**

A Gamme de polissage des échantillons de CFRP **225**

B Mise en équation des profils temporels de pressions **227**

B.1 Irradiation directe 228

B.2 Irradiation en régime confiné eau 231

Introduction

Dans le secteur aéronautique, la recherche de diminution des coûts économiques et environnementaux est permanente et passe par l'allègement des structures. Dans cette optique, les matériaux composites à matrices organiques sont de plus en plus utilisés car ils permettent la fabrication de structures plus légères avec les mêmes propriétés mécaniques (rigidité, résistance...) que les métaux. On peut citer comme exemple de leur utilisation la gamme d'avion A350 dont 53 % de la masse du fuselage est composé de composite résine époxy renforcée aux fibres de carbone, ou Carbon Fiber Reinforced Polymer (CFRP) [1]. La figure 1 montre la répartition des matériaux de cette gamme, superposée à l'évolution du pourcentage massique de l'utilisation de matériaux composites dans les avions Airbus entre les années 1970 et 2015 [2]. Dans le cas de l'A350-1000, l'utilisation de CFRP contribue à induire une consommation de carburant 25 % plus basse que celles des autres avions de son gabarit [3].

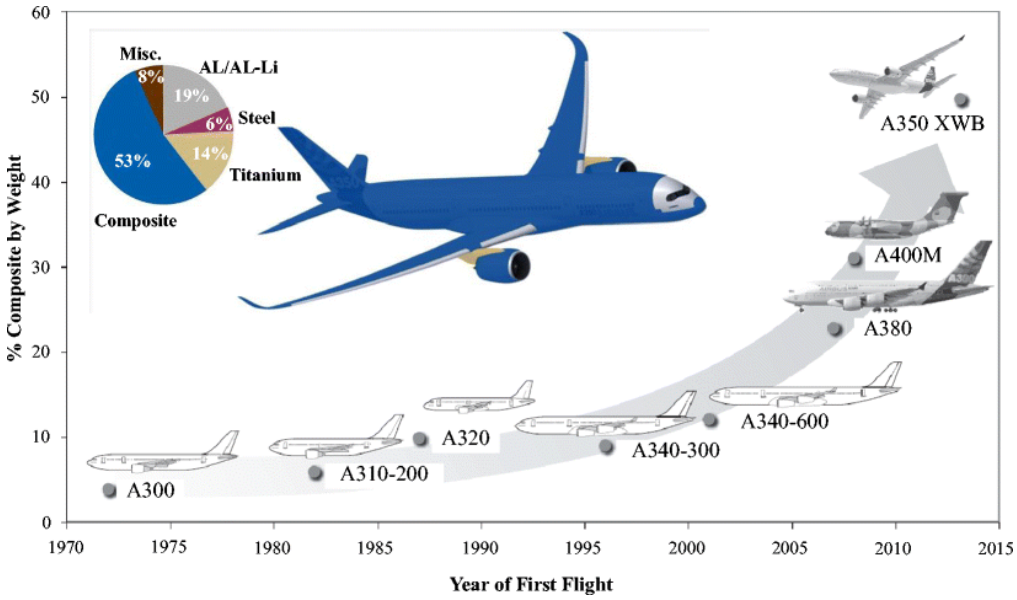


FIGURE 1 – Évolution du pourcentage massique de l'utilisation de matériaux composites dans les avions Airbus entre les années 1970 et 2015 [2].

La qualification de chaque composant employé dans un aéronef implique son inspection à l'aide de contrôles non destructifs (CND). Ces contrôles sont réalisés avec des appareils qui sont calibrés sur des cales étalons, avec des défauts artificiels de taille et de position connues. L'utilisation croissante de pièces en matériau composite nécessite l'évolution de ces dernières vers de vrais délaminages. Il n'existe en effet pas encore de moyen d'induire un délaminage réel et contrôlé au cœur d'un matériau

composite, sans endommager sa surface. Ces défauts réels, qui surviennent couramment dans la vie d'un composite utilisé dans un avion sont pourtant nécessaires aux développements des techniques d'inspections. Par exemple, dans le but de réduire les temps d'inspections, le contrôle embarqué (ou Structure Health Monitoring (SHM)) est une technologie prometteuse en cours de développement. Cependant, elle se base sur des algorithmes de détection automatique de défauts qui ont besoin d'être entrainés sur des défauts représentatifs de la réalité. L'absence de procédure de création de délaminages contrôlés et représentatifs de la réalité freine donc leur mise en service et de fait le développement des composites dans l'aéronautique. C'est un premier verrou technologique que nous allons étudier dans cette thèse.

Après leur inspection, les différents composants d'un avion sont assemblés. L'assemblage des matériaux composites avec les méthodes traditionnelles de rivetage et de boulons qui ne sont pas optimales. Elles nécessitent en effet une épaisseur de composite minimale qui peut conduire à un surdimensionnement et un perçage qui endommage les fibres et porte atteinte à l'intégrité des pièces. Pour ces raisons, les assemblages par collages semblent être une meilleure alternative et sont en voie de développement. Le motoriste Safran a déjà fait ce choix dans les moteurs des gammes "NEO" (New Engine Option) qui comprennent des bords d'attaque de turbines en titane collés sur des matériaux composites. En revanche, les méthodes de désassemblages actuelles impliquent principalement l'utilisation de réactions ou de dissolvants chimiques et nécessitent encore des améliorations. Il n'existe effectivement pas à ce jour, de procédure générique permettant de réutiliser ou de recycler les matériaux séparés. Ce sera le second verrou technologique que nous nous proposons d'étudier.

Pour lever ces deux verrous qui freinent l'utilisation des composites et de leur assemblage collés, les technologies de chocs lasers sont prometteuses. Le LASer Adhesion Test (LASAT) a déjà montré sa capacité à créer des zones de traction dans des assemblages collés pour détecter des joints faibles [4, 5, 6, 7]. Il s'agit maintenant d'utiliser le même principe de création et de propagation des ondes dans des matériaux composites complexes pour optimiser ce procédé et l'étendre à la création d'endommagements maitrisés et aux désassemblages des collages. Il faut pour ce faire mettre en relation le terme source générateur de choc avec les effets physiques induits dans les matériaux.

C'est dans ce contexte que le projet Monarque "Endommagements maitrisés par choc laser symétrique pour le CND/SHM et le désassemblage des collages" a été créé. C'est un projet collaboratif d'une durée de 36 mois qui réunit 6 entreprises et 2 laboratoires et qui a permis le financement de deux thèses et un post doc, dont ce travail fait partie. Cette thèse se concentre sur le lot 2 du projet Monarque qui consiste en la maîtrise du procédé de chocs laser avec le double objectif de 1) créer une cale étalon avec des délaminages de formes et de positions connues et 2) désassembler des collages de composites/alliage de titane. Pour cela une démarche d'expériences couplées de simulations a été développée. Ce travail est composé de cinq chapitres.

Le premier chapitre regroupe les éléments présents dans la littérature sur lesquels se base ce travail. Il présente le contexte et l'application du choc laser qu'est le LASAT. Ensuite, les études déjà réalisées sur le chargement induit par laser sont détaillées, suivies par celles sur les matériaux composites et enfin les objectifs de la thèse seront remis en perspective.

Le second chapitre se focalise sur les moyens expérimentaux à disposition pour réaliser ce travail. Les installations laser Héphaistos et GCLT y sont présentées et les méthodes de métrologies mises au point au cours de cette thèse sont détaillées. Les différents diagnostics de mesures in situ et post-chocs sont ensuite explicités et comparés.

Le chapitre 3 présente les études expérimentales et numériques réalisées dans le but de maitriser le chargement appliqué sur la cible. Les résultats d'expériences sur cibles d'aluminium obtenus sur trois plateformes laser et deux régimes d'interaction (direct et confiné eau) y sont regroupés et comparés. Les modélisations de l'interaction laser matière et du comportement sous chocs des cibles permettant de reproduire ces expériences sont réalisées par le code numérique ESTHER.

Le chapitre 4 se concentre sur la caractérisation des matériaux composites. Leurs seuils d'endommagement sont définis en fonction des paramètres laser utilisés et une importante base de données expérimentales de mesures de vitesse de surface libre est détaillée.

Le chapitre 5 présente l'application des procédés de chocs laser mono-pulses et symétriques aux désassemblages de collages et à la formation de délaminages contrôlés.

Chapitre 1

Contexte et état de l'art

Contenu

1.1 Contexte **8**
1.1.1 Matériaux composites dans l'industrie 8
1.1.2 Désassemblage des collages 9
1.1.3 Défauts générés artificiellement dans les matériaux composites 9
1.1.4 Projet Monarque 12
1.2 Application du choc laser - le LASAT **13**
1.2.1 Principe physique 13
1.2.2 Historique 22
1.3 Études du chargement induit par laser **23**
1.3.1 Généralités sur les plasmas 24
1.3.2 Prédiction du chargement induit par le plasma 28
1.4 Matériaux composites **40**
1.4.1 Caractéristiques 41
1.4.2 Comportement sous choc 43
1.5 Objectifs de la thèse **48**

1.1 Contexte

1.1.1 Matériaux composites dans l'industrie

Dans le secteur aéronautique, comme ailleurs, on cherche aujourd'hui à réduire au maximum l'impact environnemental à travers notamment la réduction des émissions de CO_2. Un des moyens mis en œuvre est la réduction de la masse totale des aéronefs pour consommer moins de kérosène. Dans ce but, les matériaux composites à matrices organiques sont de plus en plus utilisés ce qui implique de devoir les certifier et les assembler. L'utilisation de boulons et de rivets, aujourd'hui encore largement répandue pour les assemblages, nécessite une épaisseur de composite minimale et un perçage qui porte atteinte à l'intégrité des matériaux, sans parler de leur poids additionnel. Pour ces raisons, le collage est une technique intéressante et en plein développement, employé par exemple pour les pales turbines du moteur de LEAP-1A de Safran (fig. 1.1). Dans cet exemple, l'utilisation de matériaux composites collés a permis une réduction de presque 230 kg comparé à son prédécesseur et ainsi un gain de 15 % de consommation en carburant pour l'aéronef sur lequel il est monté [8, 9].

FIGURE 1.1 – Image du moteur LEAP-1A sur lequel on peut voir les pales de turbine en composite / titane [10].

La question qui se pose également avec les collages est leurs désassemblages, que ce soit pour le démantèlement en fin de vie ou pour remplacer une pièce endommagée. Par exemple, les bords d'attaque des aubes du LEAP-1A, faites en titane, sont sujets à des chocs, ce qui peut entrainer le besoin de les remplacer. En arrivant à les séparer des composites, sans endommager ces derniers, on pourrait éviter de tout renouveler. Le paragraphe suivant détaille les différents processus de désassemblage existants. Ensuite, on décrira les différents moyens d'introduire artificiellement des défauts dans les matériaux

composites avec pour but de créer des étalons sur lesquels les appareils de contrôle sont calibrés. En effet, chaque pièce doit être inspectée pour être certifiée apte à voler.

1.1.2 Désassemblage des collages

Pour faire face à la quantité croissante d'avion en fin de vie (l'estimation en 2011 s'élevait à 8453 pour la période 2009-2028 [11]) Airbus a lancé en 2005 le projet PAMELA de l'anglais "Process for Advanced Management of End-of-Life of Aircraft". Son principal objectif était de démontrer sur une expérience à échelle réelle (sur A300) que 85 % de la masse de l'avion pouvait être recyclé, réutilisé ou récupéré [12]. Dans cette optique, les différents matériaux doivent être séparés. On distingue ainsi le désassemblage, qui comprend les actions nécessaires à séparer les composants pouvant être réutilisés, du démantèlement, regroupant toutes les étapes nécessaires au recyclage des matériaux [11]. On s'intéresse ici au désassemblage. Quand des attaches mécaniques telles que les rivets et les boulons sont utilisées, elles sont enlevées sans problème. La difficulté survient au niveau des collages. Dans ce cas, les méthodes de désassemblages classiques passent par l'utilisation de procédés chimiques (soit par la fonctionnalisation de la colle soit par dissolution d'un des deux matériaux) ou mécaniques (décollement dit manuel). La fonctionnalisation de la colle, permettant l'affaiblissement de la tenue mécanique de la colle sur demande [13, 14], n'est pas compatible avec toutes les colles, notamment celles utilisées pour les collages structuraux en film utilisés dans l'aéronautique et nécessite de prévoir le désassemblage au moment de l'usinage. De plus, ces dernières conduisent à une tenue mécanique telle qu'un désassemblage mécanique endommagerait les matériaux avec la colle. Il reste donc la dissolution de l'un des matériaux. Bien qu'efficace, ce procédé empêche le recyclage du matériau dissout et implique que le second résiste au traitement. En outre, s'il est aujourd'hui compatible avec les normes REACH, réglementant l'utilisation des produits chimiques dans l'Union Européenne, on peut se demander s'il le restera. Ainsi, un procédé de désassemblage sélectif et générique, n'utilisant pas de réaction chimique "lourde", et efficace sur les assemblages non conçus pour faciliter leur désassemblage gagnerait à être développé.

1.1.3 Défauts générés artificiellement dans les matériaux composites

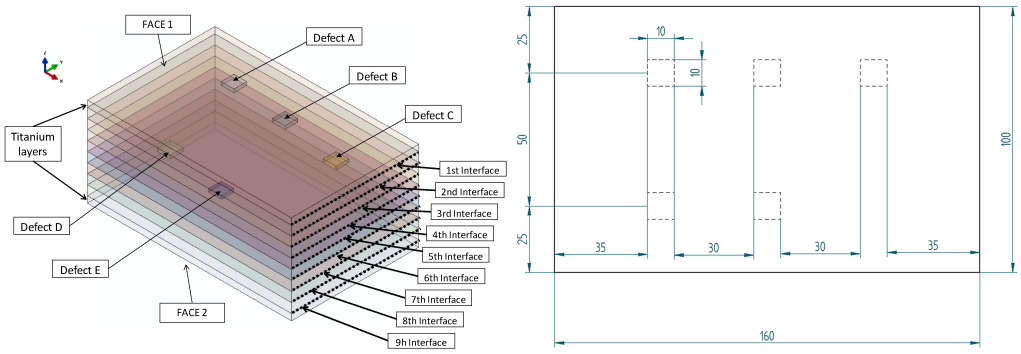
Pour être jugé apte à voler, chaque composant doit être certifié à l'aide de Contrôle Non Destructif (CND) avant et pendant sa mise en service. Afin de réduire les temps au sol, le contrôle embarqué,

ou Structure Health Monitoring (SHM) en anglais, développe des algorithmes capables de détecter automatiquement les éventuels endommagements. La première étape consiste à étalonner l'appareil de mesure sur un bloc étalon avec des défauts de taille et de position connues. Ensuite, les algorithmes ont besoin d'être entrainés sur des défauts représentatifs de la réalité. Aujourd'hui plusieurs procédés d'insertion de défauts artificiels dans les matériaux composites existent. Ils sont présentés ci dessous.

Les différents types de défauts qui peuvent être présents dans un matériau composite stratifié-croisé sont des porosités (présence d'air), des fissures intra-matricielles (fissures à l'intérieur de la matrice), des zones avec une sur ou sous densité de résine, des inclusions (présence d'un matériau non voulu à l'intérieur du composite) et des délaminages (séparation entre au minimum deux plis). Les paragraphes suivants se concentrent sur la création artificielle de délaminages dans les composites unidirectionnels.

Insertion de défaut

La première méthode consiste à insérer un défaut à l'aide d'un corps étranger pendant la fabrication du composite. De taille et de position connues, il permet de pouvoir calibrer les appareils de contrôle non destructif tels que les ultrasons ou encore la thermographie. Les défauts peuvent être créés à partir de plusieurs matériaux, comme du téflon (le plus courant), du papier glacé, du polyimide, du polystyrene ou du polyéthylène. La figure 1.2 montre un exemple [15] parmis d'autres [16, 17, 18, 19], de cette technique utilisée dans la littérature pour simuler un délaminage.



(a) (b)

FIGURE 1.2 – (a) Plaque de 160*100 mm^2 d'un composite laminé avec une alternance de pli titane / CFRP manufacturé avec 5 inserts de fluoroéthylène propylène (FEP) (aussi appelé téflon-FEP) (b) Schéma de la position et taille des inserts. Dimensions en mm. [15]

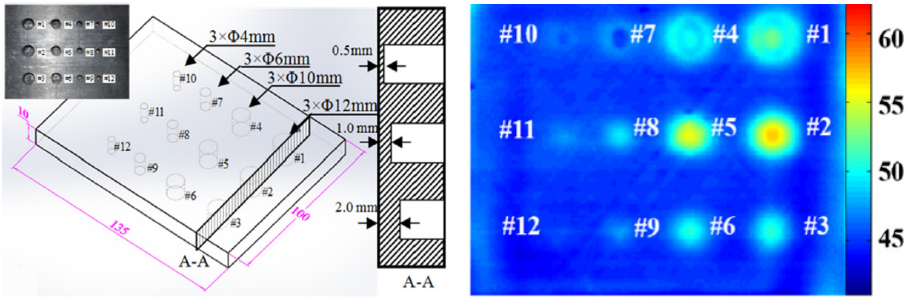
Bien que repérables par les moyens de contrôles non destructifs, les matériaux insérés ne sont pas représentatifs de délaminages réels, ils correspondent à des inclusions. En effet, ils n'ont pas les mêmes caractéristiques physiques que l'air. Pour les ultrasons notamment, la rupture d'impédance acoustique qui survient lorsque les ondes rencontrent l'insert est intrinsèquement différente de celle provoquée par la lame d'air présente dans un délaminage.

Ajout de clinquant

Pour être plus proche d'un délaminage et créer un vide entre deux plis, une solution est d'ajouter un clinquant enduit de démoulant sur un bord du bloc étalon puis de l'arracher. Cette méthode a l'avantage d'ajouter des défauts avec les mêmes caractéristiques physiques qu'un délaminage mais elle est très limitée en géométrie : seuls des rectangles proches du bord sont faisables. De plus, le procédé d'arrachage peut générer des endommagements non voulus si le clinquant n'est pas suffisamment enduit de démoulant.

Trou à fond plat

Enfin, pour simuler un délaminage loin des bords de la plaque, l'usinage de trou à fond plats ou Flat Hole Bottom (FBH) en anglais, est souvent utilisé [20, 21, 16, 22, 23, 19]. Des plaques épaisses sont usinées avec des étages, en prévoyant un contour de 15 à 20 mm de largeur à laisser intact pour éviter d'éventuelles déformations. Des trous à fonds plats sont ensuite percés à différentes profondeurs et positions. Moins limitée que l'ajout de clinquant en terme de géométrie, cette méthode reste inapplicable sur matériaux trop fins et se limite à la création de trous circulaires non représentatifs de délaminages réels. A titre d'exemple, la figure 1.3 (a) présente des trous à fonds plats réalisés dans un matériau composite CFRP dans le but de tester des nouvelles méthodes de contrôle non destructif par thermographie dite BCTWI (Barker-coded modulation thermal-wave imaging) [21] (b).



(a) (b)

FIGURE 1.3 – (a) Plaque de 135*100*10 mm d'un composite laminé CFRP avec des trous à fonds plats réalisés selon le dessin technique (b) Résultat de thermographie en image de phase [21]

En somme, aucun des moyens présentés ci-dessus n'est capable d'introduire sur demande un délaminage réel dans un matériau de référence.

1.1.4 Projet Monarque

C'est dans ce contexte que le projet Monarque intitulé "Endommagements maitrisés par choc laser symétrique pour le CND/SHM et le désassemblage des collages" a été monté. C'est un projet collaboratif Fond Unique Interministeriel (FUI) de 36 mois réunissant trois grands groupes de l'aéronautique (Airbus, Thalès et Safran), trois PME (Rescoll, Imagine Optic et Armélio Envirprod) et deux laboratoires (le PIMM et le CEA/DAM/DIF) (fig 1.4). Leur objectif commun est d'utiliser les chocs laser pour créer des endommagements calibrés (en taille position et forme) pour la nouvelle génération de blocs étalons servant à la calibration des appareils de contrôles non destructifs et le contrôle embarqué ; ainsi que de trouver un moyen générique et sélectif de désassembler les collages.

FIGURE 1.4 – Logos des différents partenaires du projet Monarque.

Grâce à ce projet, deux thèses et un post-doc ont pu voir le jour :

- celle-ci "Endommagements maitrisés par chocs lasers symétriques et désassemblages des collages", qui couple expériences et simulation de l'interaction laser-matière et du comportement sous choc des matériaux pour la maitrise des procédés d'endommagements contrôlés et de désassemblage des collages
- celle d'Hadrien Postorino "Développement de méthodes de santé/structure en utilisant des endommagements produits par choc laser" qui se concentre sur la simulation du contrôle embarqué
- Et celui de Dimitri Goutaudier qui porte sur les solutions numériques de simulation 3D optimisées utilisant la Proper Generalized Decomposition (PGD) [24, 25] pour pouvoir reproduire le comportement sous chocs des matériaux composites et optimiser les paramètres procédés pour un endommagement donné.

En parallèle, le projet Vanesse a été monté pour collaborer avec Monarque et s'occuper de la partie simulation des composites sous choc avec une méthode basée sur les éléments finis, dans ce but Mohammad Ayad a été recruté en temps que post-doctorant avec pour sujet les simulations numériques dynamiques rapides sur le code à éléments finis LS-DYNA pour des applications de chocs produits par laser.

1.2 Application du choc laser - le LASAT

Afin de créer des délaminages représentatifs de la réalité et de désassembler les collages de manière sélective, nous proposons d'utiliser le procédé de test d'adhérence par choc laser ou LASer Adhesion Test en anglais (LASAT). Basé sur le phénomène d'écaillage mis en évidence aux début des années 70 par Anderholm [26] puis Vossen [27], le LASAT utilise les zones de tractions localisées induites par un choc laser dans un matériau [28, 29], pour évaluer la tenue d'un collage [30]. L'idée de cette thèse sera d'inverser ce procédé pour endommager un matériau sain de manière contrôlée. Les paragraphes suivants décrivent son historique et le principe physique sur lequel il est fondé.

1.2.1 Principe physique

La focalisation d'un laser intense (quelques joules) pendant un temps très court (quelques ns) sur un matériau provoque son évaporation sur quelques micromètres et la création d'un plasma en

extension [31, 32, 33]. La détente de ce dernier va induire une force de réaction dans le sens opposé, équivalent à une pression d'ablation, et conduire à la propagation d'ondes de chocs dans l'épaisseur de l'échantillon (fig. 1.5). L'illumination de la cible peut être réalisée en régime d'interaction direct (1.5 (a)) ou confiné (1.5 (b)).

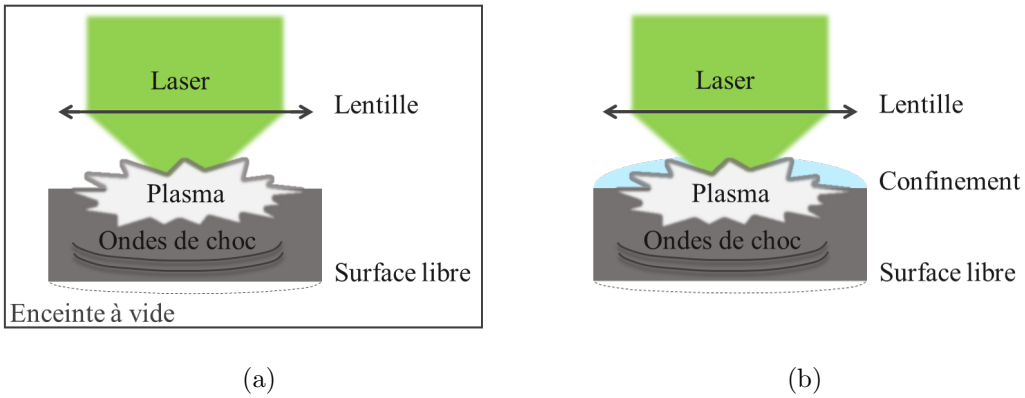


FIGURE 1.5 – Schémas représentatifs d'un choc laser en configuration d'interaction (a) directe (b) confinée.

L'utilisation d'un milieu de confinement sert à contenir l'expansion du plasma de sorte que, quand celle-ci a lieu, la pression induite soit plus importante. Des études ont montré que le confinement peut être n'importe quel milieu transparent à la longueur d'onde du laser tels que de l'eau [34, 35], du verre [34, 36] ou encore des polymères (solides ou sous forme d'adhésifs) [37, 38]. Il en résulte, à même intensité, des pressions induites en régimes confinés quatre à dix fois plus importantes que celles en régime direct [36, 39, 40]. De plus, la durée de l'onde de choc transmise dans le matériau est multipliée par un facteur deux à trois [41, 36]. Toutefois, en présence d'un milieu diélectrique, un phénomène de claquage survient à partir d'une certaine intensité laser et limite les maxima des pressions induites par l'interaction laser-matière à quelques GPa. Les seuils de claquage dépendent du milieu (eau, air) et de la longueur d'onde du laser [39, 42, 43]. L'étude de l'interaction laser-matière en régime direct sous vide permet de s'affranchir de ces phénomènes tout en atteignant des pressions induites de l'ordre de plusieurs centaines de GPa.

Dans le cas d'un dépôt laser d'énergie E (J), homogène en tout point sur une surface surface S (cm^2), la fluence F en J/cm^2 délivrée sur la cible s'exprime grâce à la relation F = E/S. Pour prendre en compte les effets de la durée d'impulsion τ, exprimée en ns dans notre cas, l'intensité laser I

(GW/cm^2) est souvent utilisée. Dans le cas d'une durée d'un dépôt laser constant sur toute la durée d'impulsion, elle est reliée à la fluence par l'expression $\mathrm{I} = \frac{\mathrm{F}}{\tau} = \frac{\mathrm{E}}{\mathrm{S}\tau}$ [GW/cm^2].

Typiquement, pour nos applications l'impulsion laser a une énergie de quelques joules à quelques dizaines de joules et dure de quelques ns à quelques dizaines de ns et elle est focalisée sur une surface de l'ordre du mm^2 ce qui induit des intensités de quelques GW/cm^2 en régime confiné à quelques centaines de GW/cm^2 en régime direct.

1.2.1.1 Propagation des ondes de chocs

Pour étudier les matériaux sous chocs, on les considère comme étant tous compressibles et on modélise leur comportement à partir d'une approche hydrodynamique. De plus, on se limite à l'étude de la propagation d'une onde plane longitudinale, c'est ce que l'on nomme l'approche 1D, qui est suffisante pour comprendre et prédire le comportement des cibles sous chocs laser. L'onde de choc est définie comme une discontinuité des grandeurs thermodynamiques que sont : la pression P, l'énergie E, la densité ρ_0, auxquelles s'ajoutent les variables cinétiques : la vitesse matérielle U et la vitesse de l'onde de choc D dans le milieu dans lequel elle se propage. Lors de sa propagation, le choc entraine une modification de l'état hydrodynamique de la matière qui est régi par les équations de conservation de la masse, de l'énergie et de la quantité de mouvement, qui sont nommées équations de Rankine-Hugoniot. Une relation empirique exprime la vitesse de la propagation de l'onde D en fonction de la vitesse matérielle u et de la constante d'Hugoniot s (eq. 1.1).

$$D = C_0 + su \ [m.s^{-1}] \tag{1.1}$$

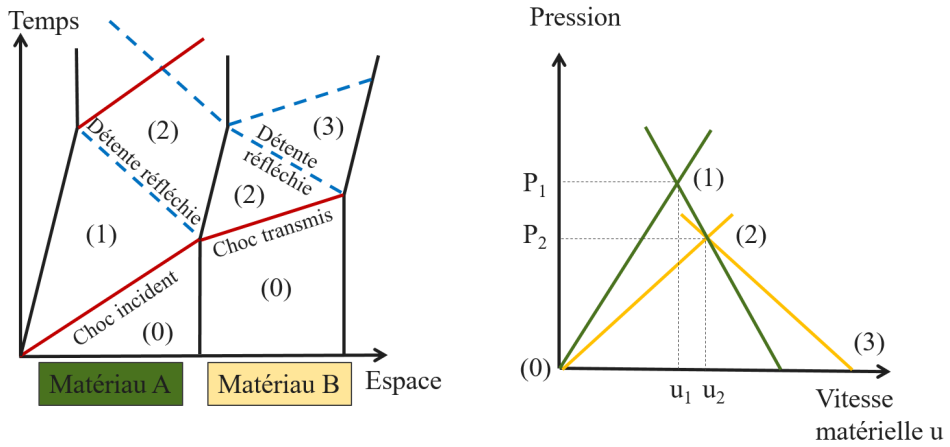
Pour représenter la propagation des ondes de choc et de détente on peut se servir de diagrammes espace-temps et des polaires de chocs. Ces derniers permettent de relier la pression à la vitesse matérielle selon $P = \rho_0(c_0 + su)u$, obtenu en combinant les équations 1.1 et de conservation de la quantité de mouvement. L'approximation acoustique nous permet de définir l'impédance acoustique Z d'un matériau à partir de la densité ρ_0 et de la vitesse de propagation de l'onde D (eq. 1.2).

$$Z = \rho_0 D \ [Pa.s.m^{-1}] \tag{1.2}$$

En négligeant la variation de la vitesse c avec la pression P, on estime que tous les chocs et les détentes se propagent à la vitesse du son c_0 du matériau et on assimile les polaires à des droites de pente égales à l'impédance acoustique $Z = \rho D$.

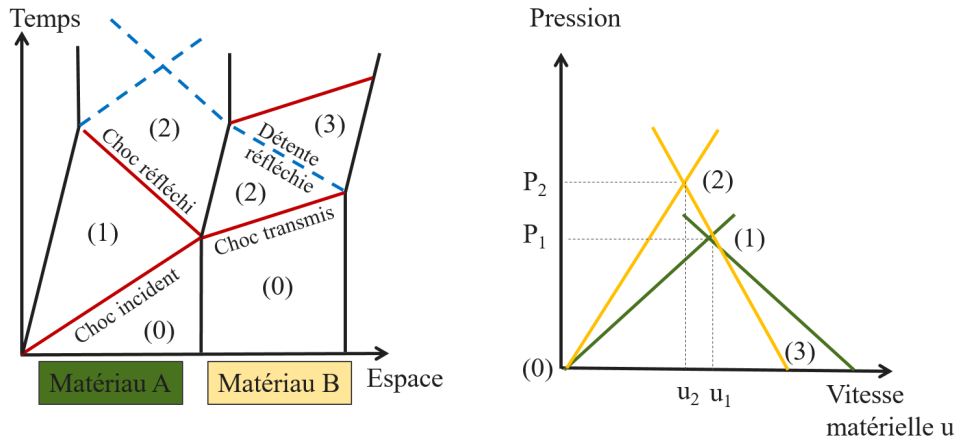
A titre d'exemple, on étudie la propagation des ondes dans le cas d'un empilement de deux matériaux A et B, d'impédances respectives Z_A et Z_B, représentatif des assemblages collés ou des composites laminés. En effet, ces derniers sont composés de plis et d'interplis qui peuvent être considérés comme matériaux distincts du fait de leur impédances différentes. On considère que l'assemblage est entouré d'un milieu gazeux d'impédance acoustique nulle, et qu'une onde de choc mono-dimensionnelle se propage du matériau A au matériau B. En conséquence, la matériau A se comprime et passe de son état initial 0 ($u_0 = P_0 = 0$) à un état 1 (u_1 P_1). Selon l'approximation acoustique, c'est le rapport des impédances entre les matériaux A et B qui régissent les phénomènes de transmission et de réflexion à l'interface afin que l'équilibre des pressions soit respectée. Ainsi, pour définir l'état de la matière en chaque position et à chaque instant (diagramme x-t en espace temps), on distingue trois cas :

- $Z_A = Z_B$: l'intégralité de l'onde de choc se propage de l'un à l'autre, sans phénomène de transmission réflexion
- $Z_A > Z_B$: l'onde réfléchie est de nature opposée à l'onde incidente et la pression hydrodynamique du choc transmis est atténuée ($P_1 > P_2$). L'onde de choc est réfléchie en onde de détente et inversement (fig. 1.6 (a)). Dans le cas où le matériau B est de l'air (on ne considère qu'un matériau avec une surface libre, voir plus bas) $P_2 = 0$ et l'onde détente tend à totalement décharger le matériau.
- $Z_A < Z_B$: l'onde réfléchie est de même nature que l'onde incidente et la pression hydrodynamique du choc transmis est amplifiée ($P_1 < P_2$) (fig. 1.7 (a))



(a) (b)

FIGURE 1.6 – (a) Schéma d'un diagramme espace-temps (b) polaire de choc simplifiée dans le cas d'un empilement de deux matériaux avec l'impédance acoustique du matériau A supérieure à celle du matériau B.

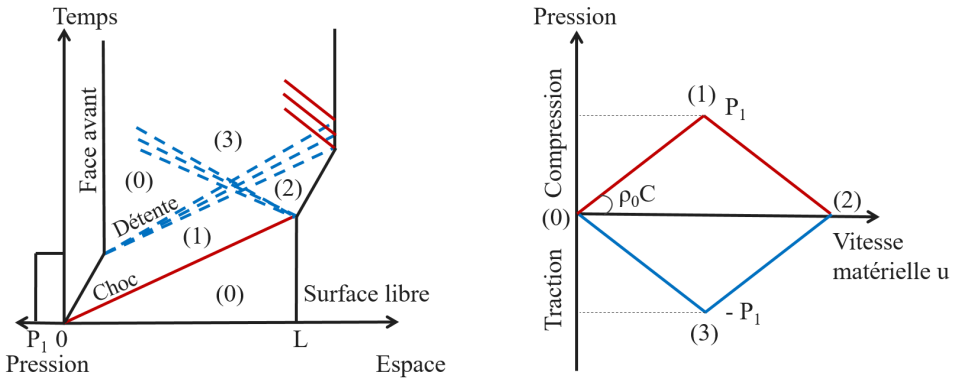


(a) (b)

FIGURE 1.7 – (a) Schéma d'un diagramme espace-temps (b) polaire de choc simplifiée dans le cas d'un empilement de deux matériaux avec l'impédance acoustique du matériau A inférieure à celle du matériau B.

On se place maintenant dans le cas particulier, où le matériau B est de l'air, on étudie donc le matériau A seul, soumis à choc plan induit par un créneau de durée τ (fig. 1.8). L'onde de choc se propage dans la matière jusqu'à la face arrière, qu'elle met ainsi en mouvement ($P_2 = 0$, $u_2 > u_0$), et

où elle est réfléchie en faisceau d'ondes de détente. Au passage du choc, la matière gagne en vitesse et en pression, passant de l'état (0) (u = P = 0) à l'état 1 (u_1, P_1). A la fin de l'impulsion de choc, la matière revient à son état initial (u = P = 0) avec la propagation du faisceau d'ondes de détente. Le maximum de traction est obtenu lors de l'état (3) avec le croisement des faisceaux d'ondes de détentes incidentes et réfléchie. Si le seuil de rupture de la cible σ_r est inférieur au niveau de pression atteint en P_3, alors on observe un endommagement, que l'on nomme écaille et qui va entrainer la création de deux surfaces libres à l'intérieur de la cible. Si cela se produit, une partie des ondes de chocs vont être bloquées dans l'écaille et faire des allers-retours entrainant un rebond de vitesse puis un envol.



(a) (b)

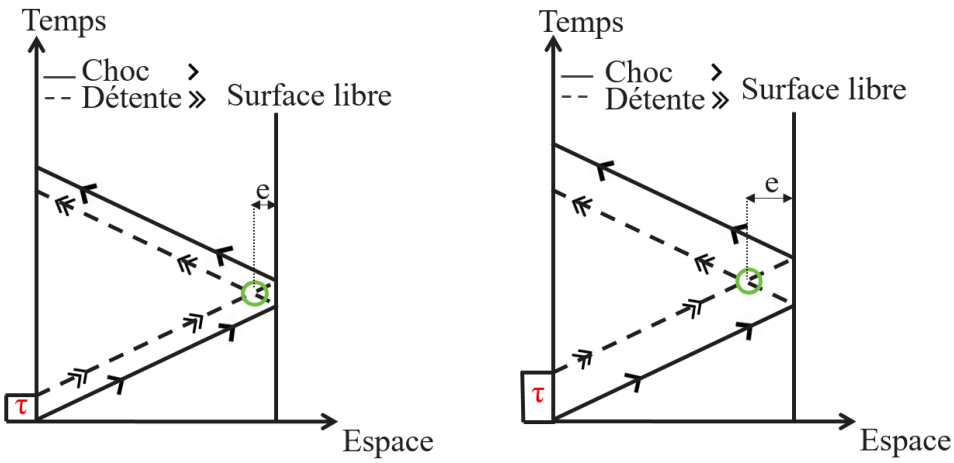
FIGURE 1.8 – (a) Schéma d'un diagramme espace-temps (b) polaire de choc simplifiées dans le cas d'un matériau avec une face arrière libre.

Après avoir vu les cas généraux de la propagation des ondes de chocs, on s'intéresse dans les paragraphes suivants à l'optimisation de la configuration expérimentale pour localiser l'éventuel défaut à une profondeur désirée. Pour tous les diagrammes x-t qui seront présentés, nous faisons l'hypothèse que les faisceaux d'onde de détentes sont réduits à une seule onde de détente, l'onde de choc est donc matérialisée par un trait plein tandis que l'onde de détente est en pointillés.

Configuration mono-pulse

La configuration mono-pulse est la configuration élémentaire, représentée par la figure 1.5. Un laser est focalisé d'un coté de la cible et l'onde se propage selon le modèle décrit dans le paragraphe précédant. Le diagramme espace-temps de la figure 1.9, schématise son parcours dans un matériau

homogène. La valeur maximale de concentration de contraintes étant à leur croisement (rond vert), on peut voir que sa profondeur est proportionnelle à la durée d'impulsion. Sous cette hypothèse, on attend un endommagement au niveau de ce maximum.



(a) (b)

FIGURE 1.9 – Schéma d'un diagramme espace-temps dans le cas d'une configuration mono-pulse avec deux durées d'impulsion différentes.

La profondeur e [μm] de la traction maximale peut être calculée en fonction de la durée d'impulsion τ [ns] et de la vitesse du son dans le matériau C_0 [$\mu m/ns$] à partir de l'équation 1.3. Dans le cas de laser où la durée d'impulsion est variable (par exemple le GCLT du CEA/DAM/DIF) il peut être intéressant d'utiliser l'équation 1.4 pour choisir la profondeur e à laquelle les ondes de détentes vont se croiser et ainsi définir la position de l'endommagement.

$$e = \frac{\tau C_0}{2} \quad [\mu m] \tag{1.3}$$

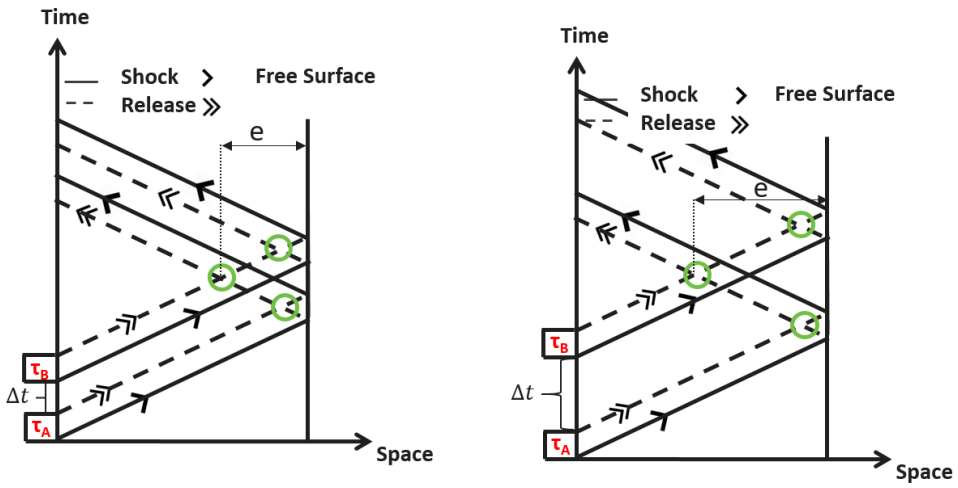
$$\tau = \frac{2e}{C_0} \quad [ns] \tag{1.4}$$

A titre d'exemple, un choc mono-pulse avec une durée d'impulsion τ de 10 ns dans une cible d'aluminium (C_0 = 5,3 $\mu m/ns$) conduira à une écaille à 26,5 μm de la face arrière. Si maintenant on prend un composite époxy/fibre de carbone tel que celui présenté dans la partie 1.4, dans lequel le son se propage à une vitesse C_0 de 3,0 $\mu m/ns$, la même durée d'impulsion entrainera un défaut à 15,0 μm

de la face arrière. En doublant la durée d'impulsion et en impactant la même cible, on peut atteindre une profondeur de 30,0 μm. Cependant, la modulation de la durée d'impulsion est compliquée à mettre en œuvre technologiquement et peu d'installations laser ont cette capacité. D'autres configurations, ne nécessitant pas d'impulsions longues sont maintenant présentées.

Configuration double-pulse

Le configuration en double-pulse consiste à envoyer deux impulsions laser sur la même face de la cible séparées temporellement par un délai Δt (fig. 1.10). Cela permet d'atteindre des concentrations de traction (cercles verts) dans l'épaisseur du matériau avec un laser de durée d'impulsion fixe.



(a) (b)

FIGURE 1.10 – Schéma d'un diagramme espace-temps dans le cas d'une configuration double-pulse avec deux délais Δt entre les pulse différents.

Les équations 1.5 et 1.6 permettent de relier la profondeur du maximum de contrainte e [μm], à la durée d'impulsion des laser τ [ns], au délai entre les impulsions Δt [ns] et à la vitesse du son dans l'échantillon C_0 [μm/ns].

$$e = \frac{(\tau + \Delta t)C_0}{2} \quad [\mu m] \tag{1.5}$$

$$\Delta t = \frac{2e}{C_0} - \tau \quad [ns] \tag{1.6}$$

Si on reprend l'exemple de la cible de composite impactée en tir mono-pulse (C_0 = 3,0 $\mu m/ns$), avec la même durée d'impulsion de τ = 10 ns on peut atteindre une concentration de contraintes beaucoup plus profonde (e = 300 μm) en utilisant deux impulsions séparées d'un délai Δt égal à 190 ns. Cette configuration est donc intéressante, cependant la compréhension de l'interaction laser-matière est plus compliquée. En effet, lorsque la deuxième impulsion laser atteint la surface du matériau, elle rencontre le plasma produit par la première impulsion et n'interagit donc pas sur une surface connue et maîtrisée [6, 44]. Une solution alternative au double pulse est de positionner un laser de chaque coté de l'échantillon, de manière symétrique.

Configuration symétrique

La configuration de tirs symétriques est représentée par la figure 1.11. Dans ce cas, deux lasers sont focalisés, un sur chaque face de la cible, cela permet de gérer la compréhension de l'interaction laser-matière comme en configuration mono-pulse, sur chaque face séparément. De plus, le croisement de deux ondes de détentes réfléchies (cercles rouges) est plus énergique que le croisement d'une onde de détente incidente et d'une réfléchie (cercles verts). En contrôlant le niveau de pression, on peut se placer dans une configuration où seule la traction maximale dépasse le seuil de rupture de la cible et éviter de multiples endommagements.

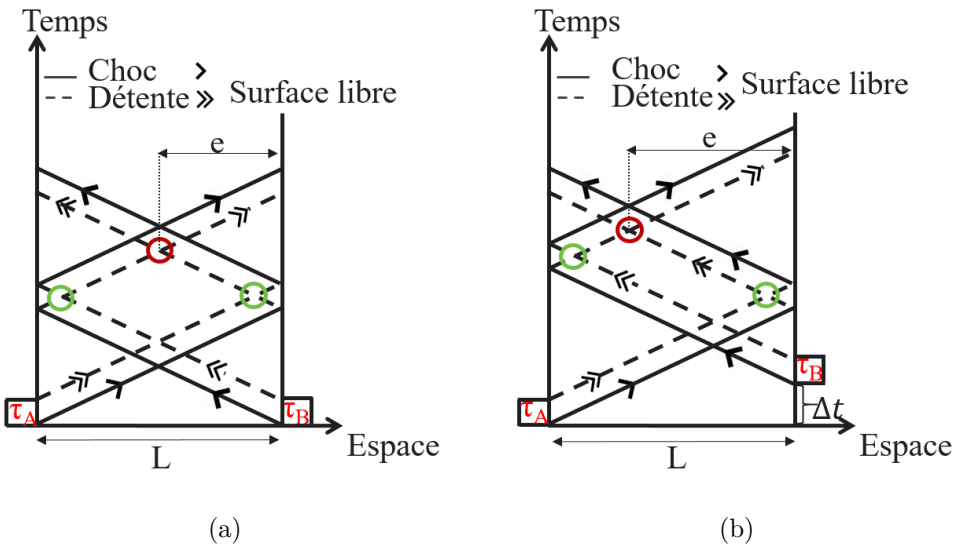


FIGURE 1.11 – Schéma d'un diagramme espace-temps dans le cas d'une configuration symétrique avec deux impulsions laser (a) synchrones (b) avec un délai Δt.

La profondeur e [μm] à laquelle la concentration des contraintes est maximale est représentée par le cercle rouge sur la figure 1.11, elle correspond à la profondeur attendue de l'endommagement. On peut la relier au délai entre les voies du laser Δt [ns] et à l'épaisseur totale de la cible L [μm] grâce à l'équation 1.7 où C_0 est la vitesse du son en $\mu m/ns$. Pour fixer la profondeur de l'endommagement désiré et connaitre le délai correspondant à imposer, on peut utiliser l'équation 5.1.

$$e = \frac{L - \Delta t C_0}{2} \quad [\mu m] \tag{1.7}$$

$$\Delta t = \frac{L - 2e}{C_0} \quad [ns] \tag{1.8}$$

De l'équation 1.7, il est clair qu'un tir symétrique sans délai entre les voies du laser (Δt = 0) induit une traction maximale au centre de l'échantillon. L'ajout d'un délai va permettre de changer cette position sur demande. Par exemple, dans un composite laminé de 6 mm d'épaisseur (C_0 = 3,0 $\mu m/ns$), obtenir un délaminage à 1,5 mm d'un bord est faisable avec un délai entre les voies de 1000 ns.

1.2.2 Historique

Les premiers papiers témoins de ce qui sera plus tard nommé "LASAT" apparaissent dans le début des années 70. Anderholm publie un brevet où il propose de mesurer l'adhésion entre deux matériaux grâce à une contrainte de traction générée par une impulsion à leurs surfaces [26]. Un peu plus tard, Vossen, se basant sur ces travaux, montre la capacité de l'écaillage laser à mesurer l'adhésion entre un film et un substrat [27]. De nombreuses études ont ensuite suivi, concernant l'adhésion de couches fines (<100 μm) [45, 46, 47, 48] et comprises entre 100 μm et 1 mm [49, 50, 51], de projections thermiques [52, 53], ou de matériaux composites [54, 45, 55, 56, 57] avec des lasers utilisant des impulsions dans l'ordre de la nanoseconde. Pour étudier les assemblages de composites collés épais, des durées d'impulsion plus importantes, de plusieurs centaines de nanosecondes, ont été utilisées [58].

La développement du LASAT appliqué à l'aéronautique s'est principalement fait dans des projets collaboratifs et travers des thèses successives, parmi lesquelles on peut citer E. Gay qui s'est intéressée notamment à l'influence de la durée du chargement [59, 60]. Les projets "Extented Non destructive testing for COMposite Bonds" (ENCOMB) (2011-2014) et ComboNDT (2014-2018) ont permis de

faire évoluer la technologie LASAT au S-LASAT : le test d'adhérence par choc laser symétrique. En effet, dans sa thèse R. Ecault a montré la capacité du LASAT en configuration mono-pulse à discriminer un joint faible d'un collage composite/composite ayant une tenue mécanique jusqu'à 20 % de la tenue nominale attendue [5]. En passant au tir symétrique, la thèse de M. Sagnard a permis d'augmenter cette valeur à 95 % de la valeur nominale [7]. La première thèse à se pencher sur la configuration double pulse a été celle de Damien Courapied [44], dans le cadre du projet ARCOLE, soutenue en 2016. Elle était axée sur une application du test d'adhérence sur les barrières thermiques. Les configurations mono et double-pulse ont été étudiées expérimentalement et numériquement par S. Bardy, sur des assemblages Al/Al et TA6V4/composite dans le projet Compochoc (2014-2018) montrant une possibilité de détection de joints de colle avec une tenue jusqu'à 57 % de leur valeur nominale [6]. Il s'est également intéressé au chargement que l'on applique aux matériaux en étudiant l'interaction laser-matière et a ainsi montré pour la première fois la capacité d'un code à simuler tous les phénomènes du LASAT de l'interaction laser-matière à la formation de défaut en passant par la propagation des ondes dans un assemblage [61]. En 2017, R. Ecault et L. Berthe ont déposé un brevet pour inverser le principe du LASAT et s'en servir pour faire des endommagements contrôlés dans les pièces de références servant aux contrôles ultrasonores [62]. C'est sur la technologie présentée dans ce brevet que se base le projet Monarque. Lors de la thèse de Meriem Ghrib des défauts ont été générés dans un composite grâce aux chocs laser mais sans mettre en relation les paramètres laser, le chargement et les endommagements produits ni chercher les limites du procédé. Elle s'est en effet intéressée aux chocs lasers pour l'apprentissage machine du contrôle santé des structures composites et s'est concentrée sur cette partie [63]. Le caractère non-destructif du LASAT a été étudié plus récemment avec la thèse de G. Tahan (2018) focalisé sur la cinétique de l'endommagement du joint de colle pendant le choc laser [64].

1.3 Études du chargement induit par laser

La première étape de la maitrise du procédé de LASAT passe par la compréhension et la caractérisation du chargement appliqué à la cible. Cela est rendu possible par l'étude de l'interaction laser-matière. Les paragraphes suivants apportent les éléments bibliographiques présents dans la littérature qui traitent ce sujet et qui sont nécessaires aux éléments présentés dans cette thèse et notamment le chapitre 3.1 qui porte sur les études expérimentale et numérique de l'interaction laser matière.

1.3.1 Généralités sur les plasmas

Plasma

Un plasma est un état de la matière avec des températures supérieures aux états solide, liquide et gazeux. On le considère comme un gaz ionisé, globalement neutre, composé d'ions et d'électrons qui présentent un comportement collectif. Il est alors caractérisé par des grandeurs fondamentales : sa densité et sa température électronique notées N_e et T_e, son degré d'ionisation Z et sa densité totale d'atomes et d'ions n. Pour que le plasma soit électriquement neutre, on doit avoir $N_e = Zn$. L'interaction Coulombienne génère un champ électrique entre les particules chargées. C'est le grand rayon d'action de la force Coulombienne qui induit le comportement collectif du plasma. Un champ magnétique, induit par le mouvement des charges affecte également les particules chargées. Si les électrons sont déplacés par rapport aux ions, un champ électrique induit va permettre de les ramener à leur position d'origine et restaurer la neutralité électrique. Les électrons vont ensuite osciller autour de leur position d'origine. A partir de ce mouvement, on peut définir la fréquence du plasma ω_p. L'équation 1.9 permet de la relier à la densité électronique N_e, à la masse d'un électron m_e (9,109 382 6 $\times$ 10^{-31} kg), à la charge élémentaire e (1,602 176 565 $\times$ 10^{-19} A.s) et à la permittivité du vide ϵ_0 (8,854 187 817 $\times$ 10^{-12} $A^2.s^4.kg^{-1}.m^{-3}$) par .

$$\omega_p = \sqrt{\frac{N_e e^2}{m_e \epsilon_0}} \tag{1.9}$$

Les différents types de plasma peuvent être classifiés en fonction de leur densité et de leur température grâce aux diagrammes tels que celui présenté en figure 1.12. Les plasmas classiques sont caractérisés par leur faible densité et leur forte température, ils sont bien connus et modélisés à l'aide de la théorie des gaz parfaits. A partir d'un certain rapport densité / température, modélisé par la ligne pointillée, le plasma devient dégénéré, il n'est plus gouverné par les interactions Coulombiennes et on doit traiter les électrons en prenant en compte des effets quantiques associés. Pour les températures et les densités intermédiaires les plasmas sont dits corrélés. Le domaine de la Warm Dense Matter (WDM), où le plasma est chaud et dense, est mal connu et on possède peu d'expérience le caractérisant. Le paramètre de couplage Γ que l'on voit sur le graphique sert à prédire le comportement du plasma en fonction de l'énergie qui le domine. Il est défini comme le rapport entre l'énergie potentielle et l'énergie cinétique, pour les plasmas dont la température et la densité sont suffisamment faibles ($\mathrm{kT_e} < \mathrm{m_e c^2}$

et $N_e < 3\pi^2 \left(\frac{kT_e 2\ m_e}{\hbar^2}\right)^{3/2}\Big)$ (eq. 1.10). Lorsque $\Gamma << 1$ l'énergie potentielle est faible devant l'énergie cinétique, les plasmas peuvent être décrits avec la théorie des gaz parfaits. Lorsque $\Gamma >> 1$ les interactions entre particules prédominent, le comportement du plasma est fortement corrélé.

$$\Gamma = \frac{E_{\text{potentielle}}}{E_{\text{cinetique}}} = \frac{z^2 e^2 N_e^{1/3}}{4\pi\varepsilon_0 k T_c} \tag{1.10}$$

Sollier [39] et Bardy [6] placent les plasmas confinés qu'ils ont étudiés dans le même domaine grâce aux simulations avec les codes ACCIC et ESTHER. Certains phénomènes se placent dans le domaine de la WDM, ce qui complique leur compréhension.

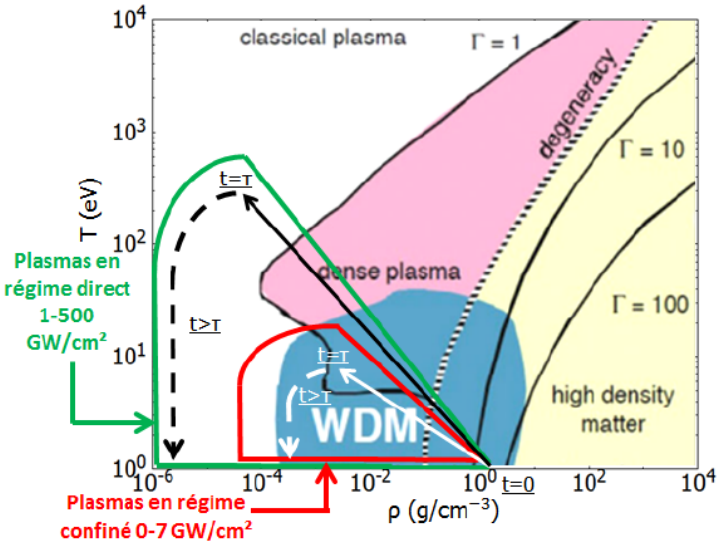


FIGURE 1.12 – Diagramme de phase de l'aluminium [65] adapté à nos études par [6].

Quelques picosecondes après un choc laser en régime d'interaction direct, le plasma atteint un régime stationnaire composé de deux zones : la zone dite de couronne et la zone de conduction [43].

- La couronne, qui a une densité électronique très inférieure à la densité critique (N_c), est le lieu où le laser chauffe le plasma. Dans cette zone, l'absorption est régie principalement par les phénomènes collisionnels de type Bremsstrahlung inverse.
- La zone de conduction (ou d'ablation), mesure quelques dizaines de microns et est limitée par la densité critique et la surface de la cible. C'est là que l'énergie laser est transmise au solide par conduction électronique et que l'onde de choc est créée : le matériau ablaté est éjecté vers les

zones moins denses du plasma, ce qui crée la pression d'ablation sur la surface de la cible.

En régime confiné, ces deux zones sont plus ou moins confondues, tandis qu'elles sont bien séparées dans un régime d'interaction directe ou l'expansion du plasma en face avant est beaucoup plus grande.

Absorption laser

Dans le cas d'un métal, l'énergie laser est dans un premier temps absorbée par les électrons libres. Le phénomène dominant est l'absorption collisionnelle du rayonnement laser par Bremsstrahlung inverse.

Dans le cas particulier d'un milieu diélectrique, qui ne possède pas d'électron libre, la création du plasma, ou ionisation du milieu, consiste à libérer un ou plusieurs électrons en lui fournissant assez d'énergie pour passer la barrière de potentiel d'ionisation Δ. Elle est gouvernée par deux principaux mécanismes basés sur l'absorption du laser : la multiphotoionisation et l'avalanche électronique. Le premier est une réaction entre le rayonnement laser et la matière : l'absorption simultanée par un atome A d'un nombre N suffisant de photons pour son ionisation. Ce processus peut être schématisé par :

$$\mathrm{Nxh}\nu + \mathrm{A} \rightarrow \mathrm{e}^- + \mathrm{A}^+$$

où Nx est la partie entière de $(\Delta/h\nu + 1)$ et h est la constante de Planck (h = 6,626 069 57 $\times$ 10^{-34} J.s).

Le second, l'avalanche électronique, entre en jeu lorsque la densité d'électron dans le volume est suffisante et que les électrons présentent une énergie supérieure au potentiel d'ionisation des atomes. Il met en jeu les électrons accélérés par le rayonnement laser et les atomes neutres ou les ions selon le schéma :

$$e^- + h\nu + A \rightarrow 2e^- + A^+$$

où A peut être un atome ou un ion.

Une fois le processus enclenché, un phénomène de cascade s'auto-entretient et induit une croissante exponentielle de la densité électronique.

Pour les deux mécanismes, on parle de "claquage optique" lorsque la densité d'électron libre est supérieure à $10^{18} - 10^{20} cm^{-3}$ pendant l'impulsion laser [66, 67, 68]. L'absorption de l'impulsion laser par le plasma de claquage va avoir un effet néfaste sur les pressions induites dans la cible qui ne sera plus soumise qu'à une partie de l'irradiation. Il est montré dans la littérature que le claquage est principalement induit par le phénomène de Bremstrahlung inverse, qui est moins efficace aux courtes longueurs d'ondes [43]. Ainsi, le claquage d'un plasma irradié avec un laser dans l'infra-rouge se produira avant celui d'un plasma irradié par un laser dans le vert.

La propagation d'un rayonnement laser (de fréquence ω_L) dans un plasma peut se faire uniquement lorsque la fréquence du plasma ω_p est supérieur à son battement ($\omega_p > \omega_L$). La fréquence du plasma étant directement liée à la densité électronique N_e (eq. 1.9), on définit une densité critique N_c à partir de laquelle le rayonnement laser ne peut plus se propager. Elle est reliée à la fréquence laser ou du plasma par les relations 1.11 et 1.12.

$$\frac{\omega_p^2}{\omega_L^2} = \frac{N_e}{N_c} \tag{1.11}$$

$$N_c = \frac{m_e \epsilon_0 \omega_0^2}{e^2} \tag{1.12}$$

Elle s'exprime également en fonction de la longueur d'onde λ du rayonnement avec l'équation 1.13.

$$\mathrm{N_c}\left[\mathrm{cm}^{-3}\right] \approx \frac{10^{21}}{\lambda^2[\mu\mathrm{m}]} \tag{1.13}$$

A titre d'exemple, la densité critique d'un plasma à partir de laquelle un laser avec une longueur d'onde dans l'infrarouge (1053 nm) ne pourra plus se propager est de $N_c = 10^{21} cm^{-3}$. Pour un laser irradiant dans le vert (532 nm), le plasma devient opaque à partir d'une densité critique $N_c = 10^{22} cm^{-3}$. Ainsi, à densité atomique égale (n), il faut que le plasma atteigne un degré d'ionisation Z

dix fois plus élevé dans le vert que dans l'infrarouge pour qu'il n'absorbe plus.

1.3.2 Prédiction du chargement induit par le plasma

Comme expliqué dans la section 1.2.1, la détente du plasma dans la direction perpendiculaire à la cible va induire par réaction une onde de choc qui va se propager dans le milieu. Ce phénomène est équivalent à l'application d'une pression d'ablation que l'on cherche à caractériser pour connaitre le chargement appliqué sur l'échantillon. Il est donc nécessaire de caractériser ce processus pour chaque configuration d'irradiation (directe ou confinée, longueur d'onde, forme d'impulsion...).

1.3.2.1 Caractérisation expérimentale

La pression d'ablation induite par un choc laser peut être mesurée par plusieurs techniques expérimentales. Dans sa review de 1972, Barker explique qu'il y a deux méthodes pour mesurer le profil des ondes transmises, à partir desquelles on peut remonter à la pression d'ablation : par les mesures de contraintes ou de vitesses en face arrière [69]. Les mesures de contraintes peuvent être réalisées par des jauges électromagnétiques (EMV) [70] ou des capteurs piézoélectriques (PVDF) [71]. Les deux méthodes vont mesurer un courant électrique induit respectivement par 1) le déplacement de la cible dans un champ magnétique créé par des aimants [70] ou 2) la déformation de la cible sous l'effet du choc [71]. Pour plus de précision, des capteurs avec des temps d'acquisition plus longs, plus adéquat pour les mesures de chocs induit par laser ont été développés [72]. Cependant des incertitudes persistent du fait de la calibration [72, 43]. De plus, ces deux méthodes sont compliquées à mettre en œuvre et les capteurs sont placés directement sur la face arrière ce qui peut la perturber pendant son déplacement [43]. D'autres méthodes, comme la mesure de quantité de mouvement transmise à la cible avec un pendule ou en utilisant des jauges extensométriques au Quartz sont également possibles pour remonter à la pression induite [73]. Les désavantages principaux de ces méthodes sont respectivement la précision et la limite d'utilisation pour les pressions supérieures à 4 GPa. En effet, la limite d'élasticité du Quartz étant de 4 GPa, passé cette pression la loi de Hook ne s'applique plus ce qui affecte la restitution de la pression. Les méthodes sans contact par vélocimétrie sont donc préférées de nos jours. Les plus utilisées, la vélocimétrie hétérodyne (VH) ou le VISAR permettent en effet de mesurer le profil de vitesse de surface libre de la cible de manière précise et facile à mettre en œuvre (fig. 1.13).

La méthode expérimentale classique de caractérisation de la pression d'ablation maximale $P_{abl,max}$ consiste à la calculer depuis le maximum de vitesse expérimentale $v_{exp,max}$ en utilisant l'équation 1.14. Cette dernière est directement dérivée des équations de Rankine-Hugoniot (voir la thèse de L. Tollier pour plus de détails [73]).

$$P_{abl,\max} = \rho_0 \cdot \left(C_0 + s \cdot \frac{v_{exp,\max}}{2} \right) \cdot \frac{v_{\exp,\max}}{2} + \frac{2}{3} Y_0 + \delta P \ [GPa] \tag{1.14}$$

Elle a été développée dans le cas de matériaux dont le comportement mécanique sous choc peut être considéré comme élasto-plastique parfait. La pression d'ablation maximale $P_{abl,max}$ est reliée au maximum du premier pic de vitesse expérimental $v_{exp,max}$ par la densité initiale du matériau de la cible ρ_0, la vitesse du son dans ce matériau C_0, sa limite élastique initiale Y_0 et s la constante d'Hugoniot, régissant l'accroissement de la vitesse du choc avec la vitesse matérielle. L'ajout du terme δP sert à prendre en compte l'atténuation de la pression entre la face avant de la cible, où est appliquée $P_{abl,max}$, et la face arrière de la cible où la vitesse est mesurée (cf fig. 1.13). Le terme $\frac{2}{3}Y_0$ sert à corriger $P_{abl,max}$ au regard de l'élasto-plasticité du matériau.

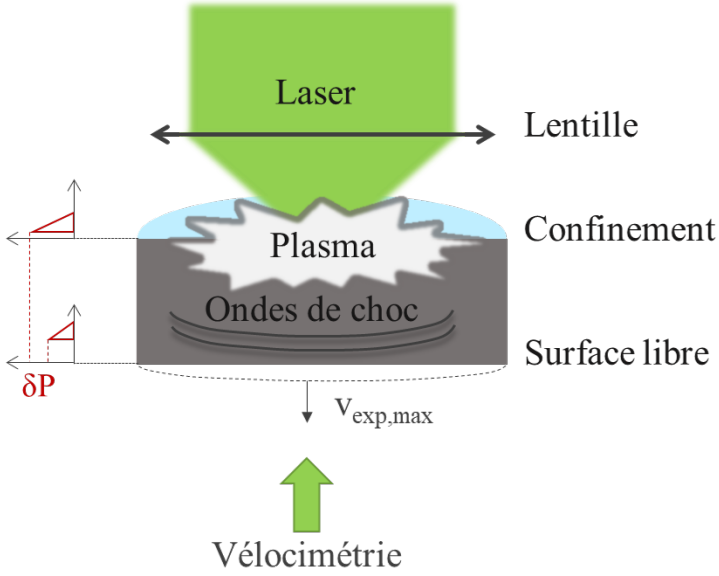


FIGURE 1.13 – Schéma représentatif de la mesure de vitesse de surface libre d'une cible soumise à un choc laser en configuration d'interaction confinée.

Un schéma de la mesure de la vitesse de surface libre est présenté dans la figure 1.13. Cette méthode,

facile à mettre en œuvre, présente cependant des incertitudes. Tout d'abord, sur la valeur $v_{exp,max}$, qui dépend de la précision du système de vélocimétrie utilisé, ensuite si les termes, s, ρ_0 et C_0 sont bien connus dans la littérature, des incertitudes sur Y_0 et δP demeurent. En effet, la limite élastique d'un matériau dépend fortement de sa composition (pur versus alliage) et des traitements qui lui ont été infligés (écrouissage, laminage, recuit, etc) et qui ne sont pas toujours connus. En outre, certaines études ont montré que la vitesse de déformation avait une influence sur la limite élastique du matériau, entrainant des variations de Y_0 avec la pression incidente. Enfin, l'atténuation de la pression, qui peut être mesurée avec deux cibles d'épaisseurs différentes soumises au même chargement ou par simulation [40], est supposée constante avec la vitesse de déformation. Or, l'atténuation est due à l'atténuation hydrodynamique et aux détentes élastiques, qui peuvent dépendre des niveaux pressions induites dans le matériau.

En résumé, cette méthode permet d'accéder facilement à la pression maximale induite dans un matériau bien connu. Cependant, des incertitudes, conséquences de la variabilité de certains paramètres, demeurent. De plus, elle nous donne accès à la valeur maximale de la pression d'ablation et pas à son profil temporel.

Une autre méthode, dite méthode inverse ou mécanique-numérique, permet de remonter à la pression d'ablation en conjuguant expériences et simulations. Elle consiste à utiliser un code mécanique pour déterminer de façon itérative le profil temporel de pression d'ablation $P_{abl}(t)$ capable de restituer le profil de vitesse de surface libre expérimental $v_{exp}(t)$. Sa méthodologie est développée sur le schéma 1.14.

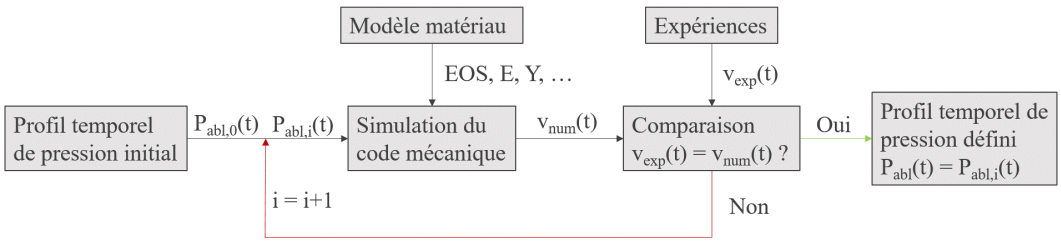


FIGURE 1.14 – Schéma représentatif de la mesure de vitesse de surface libre d'une cible soumise à un choc laser en configuration d'interaction confinée.

La première étape consiste à renseigner les paramètres d'entrée dans le code. Il faut ainsi un profil de pression et les paramètres du modèle matériau. Le chargement de pression est choisi en fonction des conditions d'irradiation de la cible. Ensuite, on compare les résultats de profil de vitesses de surface libre simulés avec ceux obtenus par les expériences, s'ils coïncident, on peut considérer que la pression d'ablation en entrée est correcte. Dans le cas contraire, on modifie la forme et/ou l'amplitude du profil temporel jusqu'à obtenir des résultats simulés correspondant à l'expérience. On peut cependant remarquer que cette méthode suppose l'utilisation d'un modèle matériau au préalablement validé. En effet, un changement de paramètres matériaux induit également une modification du profil de vitesses simulées, or dans cette méthode on n'ajuste que le chargement. L'intérêt principal de cette méthode et qu'elle donne accès au profil temporel de pression dans sa globalité. De plus, elle permet de définir une loi en pression $P_{max} = f(I_{max})$ et ainsi de pouvoir prédire le chargement appliqué en fonction de l'intensité choisie. En revanche, cette méthode est limitée aux matériaux et configurations laser connus. Si le profil d'initiation est bien caractérisé, un nombre restreint d'itérations permet d'obtenir le profil temporel de pression. A l'inverse, pour des configurations laser variées (forme, durées et différents confinements), cette méthode parait difficilement applicable du fait du grand nombre d'itérations à prévoir.

Dans sa thèse, S. Bardy a comparé ces deux méthodes (fig. 1.15) [6]. Celle qu'il nomme "mécanique-analytique" correspond à la première présentée ici, basée sur les expériences et l'équation 1.14 dérivée des équations d'Hugoniot [6].

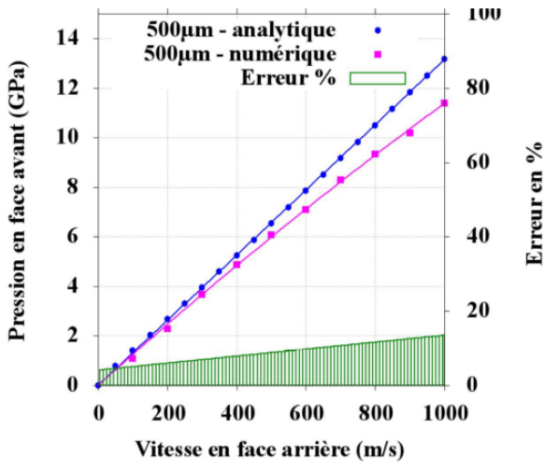


FIGURE 1.15 – Comparaison des courbes $P_{abl,max} = f(I_{max})$ obtenues sur aluminium 500 μm avec la méthode mécanique-analytique (bleu) et la méthode mécanique-numérique (magenta) - L'écart relatif entre les deux (vert) est également représenté. Figure prise dans la thèse de S. Bardy [6]

Les deux méthodes donnent des résultats équivalents à basses intensités puis diffèrent de plus en plus pour les hautes pressions (avec une erreur allant jusqu'à environ 15%). Bardy explique cette différence par la variation de l'atténuation hydrodynamique de la pression qui n'est pas pris en compte par la méthode analytique. Au contraire, la méthode numérique permet de prendre en compte ces aspects par l'utilisation des équations d'état. On peut aussi noter que la valeur δP dépend des conditions d'irradiation (tache focale, durée et forme d'impulsion), il faut donc faire attention de bien la mesurer, ou la calculer pour chaque cas précis.

1.3.2.2 Lois d'échelles en régime d'irradiation directe, sous-vide

Dans le but de définir une loi reliant la pression maximale induite par le choc laser à l'intensité incidente, de nombreuses études ont été menées, conduisant au développement de modèles pour des conditions d'irradiation données. Pour la prédiction du chargement en régime d'interaction directe, on peut notamment citer, la loi de Grün (eq. 1.15) [74] ou le modèle de Phipps (eq. 1.16) [75]. Dans ce régime, on estime qu'une impulsion laser gaussienne de durée à mi-hauteur τ va induire une pression de forme de durée équivalente dont on cherche la valeur maximale. Le modèle de Grün est dit empirique, les paramètres reliant la pression $P_{abl,max}$ en GPa et l'intensité maximale Ia_{max} en GW/cm^2, ont été définis à partir de résultats expérimentaux (fig. 1.16).

$$P_{abl,max} = 1440(\frac{Ia_{max}}{10^5})^{0.8}\ [GPa] \tag{1.15}$$

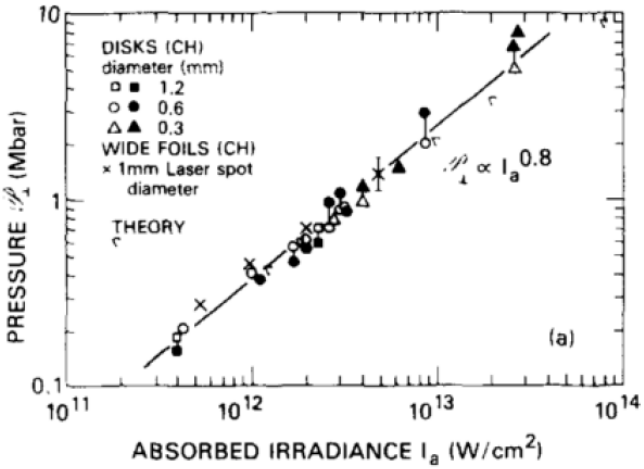


FIGURE 1.16 – Résultats expérimentaux de mesure de pression maximale en fonction de l'intensité par pendule balistique [74].

On peut cependant remarquer que le domaine d'intensité ayant servi à valider ce modèle est sensiblement plus élevé (400 $GW/cm^2 < Ia_{max} < 30\ TW/cm^2$) que le celui auquel on s'intéresse (1 $GW/cm^2 < Ia_{max} < 200\ GW/cm^2$). En plus de cela, ce modèle a été défini sur un matériau polymère bien particulier. Ainsi, il parait peu pertinent de le considérer comme modèle de référence.

Le modèle de Phipps [75] parait plus adapté. Il est dit semi-analytique car il propose une modélisation plus descriptive de l'interaction laser-matière à laquelle il associe une formule analytique pour définir la pression d'ablation maximale $P_{abl,max}$ en fonction des paramètres du laser (longueur d'onde λ, durée d'impulsion τ, intensité laser I) mais aussi de la cible (poids atomique A). Il a été développé en prenant en compte un large nombre d'expériences [76, 77, 78] et a été validé pour une gamme de flux d'intensité comprises entre 0,3 GW/cm^2 et 70 TW/cm^2. Dans l'article de référence, la loi est donnée par l'équation 1.16 avec $P_{abl,max}$ en $dyne.cm^{-2}$, I_{max} en W/cm^2, λ en cm, τ en s et $\Phi = \frac{A}{\left(2(Z^2(Z+1))^{1/3}\right)}$.

$$P_{abl,max} = 5,83.A^{-1/8} \cdot \Phi^{9/16} \cdot I^{3/4} \cdot \lambda^{-1/4} \cdot \tau^{-1/8}\ \left[\text{ dyne.cm }^{-2}\right] \tag{1.16}$$

Où A est le poids atomique de la cible, Z le degré d'ionisation du plasma, λ la longueur d'onde du laser et τ la durée d'impulsion laser dont l'intensité maximale est I. En régime d'interaction directe sur cible aluminium (A = 26,9 et Z = 14) on peut récrire l'équation 1.16 sous la forme suivante, avec $P_{abl,max}$ en GPa, I_{max} en GW/cm^2, λ en cm et τ en s :

$$P_{abl,max} = 2,2 \cdot 10^{-3} \cdot I^{3/4} \cdot \lambda^{-1/4} \cdot \tau^{-1/8} \ [GPa] \tag{1.17}$$

Ce modèle est particulièrement intéressant pour nos études car il prend en compte une éventuelle variation de la durée d'impulsion et il couvre des gammes d'intensités induisant des pressions proches de celle utilisée dans le choc laser. S. Bardy a tracé les résultats de l'équation 1.17 appliquée à l'interaction laser matière d'un laser avec une longueur d'onde de 1064 nm sur une cible d'aluminium (fig. 1.17) [6].

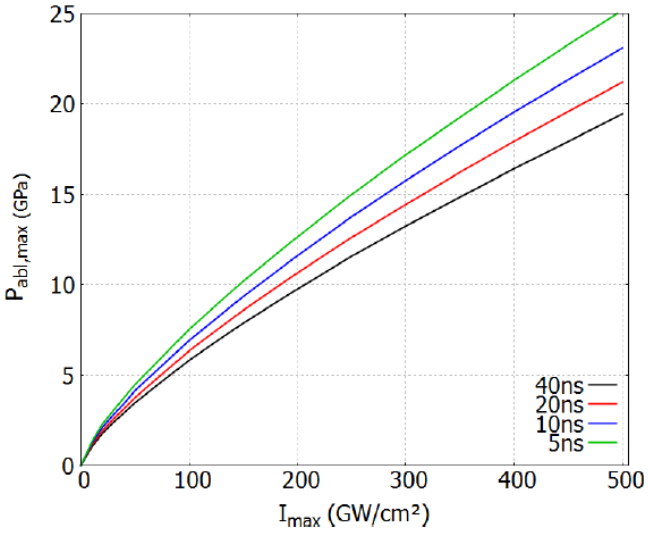


FIGURE 1.17 – Évolution de la pression d'ablation maximale $P_{abl,max}$ calculée en fonction de l'intensité maximale I_{max} pour différentes durées d'impulsion avec le modèle de Phipps par Bardy [6].

Dans sa thèse, Bardy a validé le code ESTHER sur cible d'aluminium en régime d'irradiation directe pour des intensités variant entre 1 et 500 $GW/cm2$ et des impulsions variables dont la durée été comprise entre 5 et 40 ns. Il a cherché à développer des lois d'échelle plus fiables que celles de référence en intégrant le plus de phénomènes physiques possibles dans son modèle. La comparaison des résultats de la pression maximale en fonction de l'intensité obtenue à partir du modèle de C. Phipps, des expériences de L. Tollier et du modèle numérique défini dans ESTHER est présentée par

la figure 1.18 pour $I_{max} = 100\ GW/cm^2$ et $\tau = 25$ ns [6]. Les résultats sont tous comparables si l'on tient compte de la marge d'erreur d'un facteur 2 prévu dans la loi de C. Phipps [75]. Le modèle numérique ESTHER, développé pour avoir une précision de ±15% est très proche des expériences de Tollier. Bardy explique les différences de résultats avec le modèle de Phipps par le fait qu'il soit basé sur des mesures de quantité de mouvement impliquant une hypothèse forte sur le profil de pression d'ablation. En effet, dans l'article de référence, [75] le profil de pression est pris de même forme et durée que l'impulsion laser, ce qui n'est pas le cas dans les études de Tollier et de Bardy, montrant que cette hypothèse est fausse.

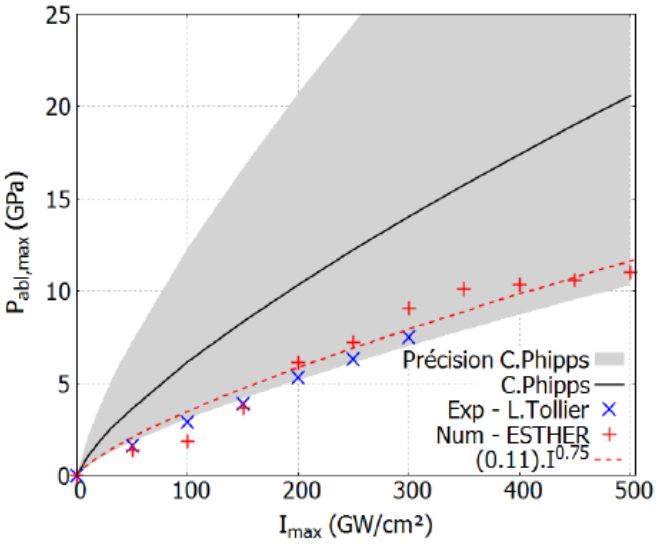


FIGURE 1.18 – Résultats expérimentaux de mesure de pression maximale en fonction de l'intensité par pendule balistique [6].

A partir des modèles numériques d'ESTHER, Bardy a également proposé une loi d'échelle avec le formalisme utilisé par Phipps pour les impulsions gaussiennes avec I_{max} en GW/cm^2, λ en cm et τ en s (eq. 1.18).

$$P_{abl,\max} = 1,2.10^{-3} \cdot (I_{\max})^{3/4} \cdot \tau^{-1/8} \cdot \lambda^{-1/4}\ [GPa] \tag{1.18}$$

Les modèles analytiques de références présentés ici permettent de calculer la pression maximale en fonction de l'intensité et de la durée d'impulsion. De plus, l'utilisation du code numérique a permis de montrer la dépendance de la pression à la forme temporelle (créneau, gaussienne) de l'impulsion et

d'augmenter la précision des résultats à ±15%. Nous prendrons donc les résultats du code numérique ESTHER qui met en jeu tous les phénomènes physiques comme modèle de référence.

1.3.2.3 Prédiction du chargement issu de l'interaction laser-matière en régime confiné

Les recherches d'un modèle analytique capable de décrire l'interaction laser-matière en régime confiné eau ont commencé dans les années 70 [38, 41]. En se basant sur les travaux de Griffin et al. [79], Fabbro a développé le modèle de référence qui propose une évaluation quantitative de la pression d'ablation induite sur une cible par un laser d'impulsion de type créneau en régime confiné (par de l'eau ou du verre) [36]. Dans cette configuration, un empilement de deux milieux (la cible et le confinement) séparés par un plasma, qui absorbe la totalité de l'impulsion laser est considérée (fig. 1.19). Les ondes de chocs induites se propagent avec des vitesses respectives D_1 et D_2.

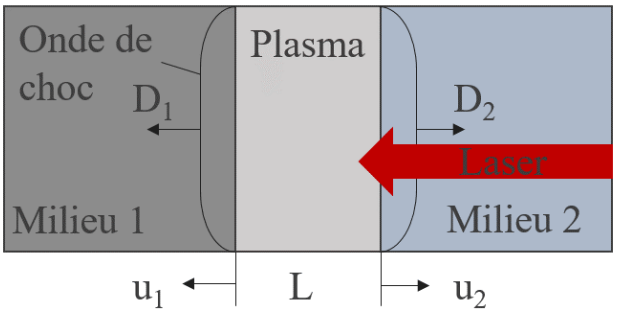


FIGURE 1.19 – Schéma de l'empilement de la cible sous choc en régime confiné [36].

A partir de la description analytique des trois phases du procédé d'interaction (le chauffage du plasma, le refroidissement adiabatique et l'expansion du gaz chaud), les équations 1.20 et 1.22 permettent de calculer la pression d'ablation P et l'épaisseur du plasma L résultants de l'interaction laser-matière d'une impulsion laser carré d'intensité I_0 constante et de durée τ avec une cible d'impédance Z_1, en régime confiné. Dans les équations suivantes, Z est l'impédance réduite du système, obtenue à partir des impédances de la cible (Z_1) et du confinement (Z_2) à partir de $2/Z = 1/Z_1 + 1/Z_2$ et α est un coefficient qui définit la part d'énergie interne du plasma participant à l'ionisation et à l'énergie thermique.

$$P(\tau) = \sqrt{\frac{\alpha}{2\alpha + 3} Z I_0} \tag{1.19}$$

soit,

$$P[GPa] = 0.01\sqrt{\frac{\alpha}{2\alpha+3}}\sqrt{Z\,[g\cdot \mathrm{cm}^{-2}\cdot s^{-1}]\,I_0\,[GW/\mathrm{cm}^2]} \tag{1.20}$$

et

$$L(\tau) = 2\tau\sqrt{\frac{\alpha}{2\alpha+3}\frac{I_0}{Z}} = \frac{2P(\tau)\tau}{Z} \tag{1.21}$$

soit,

$$L[\mu m] = 2\times 10^5\frac{P[GPa]\tau[ns]}{Z\,[g\cdot cm^{-2}s^{-1}]} \tag{1.22}$$

Pour les impulsions laser triangulaire, d'intensité maximale I_0 et de durée à mi-hauteur τ, Devaux [80] a montré que les équations 1.20 et 1.22 se réécrivent :

$$P(\tau) = \sqrt{\frac{\alpha}{2\alpha+4}I_0 Z} \tag{1.23}$$

$$L(\tau) = \frac{4\tau}{3}\sqrt{\frac{\alpha}{2\alpha+4}\frac{I_0}{Z}} = \frac{4}{3}\frac{P(\tau)\tau}{Z} \tag{1.24}$$

Pour les deux formes d'impulsions, la pression laser ne dépend que de l'intensité laser et du matériau de la cible et de confinement (pris en compte à travers leurs impédances Z). Ainsi, sur une même cible et à intensité laser égale, plus l'impédance du matériau est importante, plus la pression induite sera élevée. C'est par exemple le cas avec le verre et l'eau donc les impédances respectives sont $Z_{verre} = 1,3\times 10^6 g.cm^{-2}.s^{-1}$ et $Z_{eau} = 0,165\times 10^6 g.cm^{-2}.s^{-1}$. La figure 1.20, tracée par A. Sollier [39], compare les valeurs des pressions induites dans ces deux cas avec $\alpha = 0,2$ et à celles du régime sous vide calculées avec le modèle de C. Phipps [75].

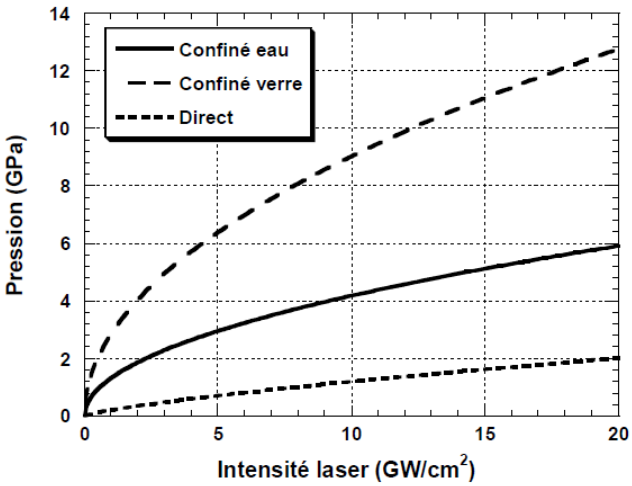


FIGURE 1.20 – Comparaison des pressions induite en régime confiné eau, confiné verre et d'irradiation directe [39].

Grâce à ces modèles, on peut quantifier l'effet du confinement sur la pression d'ablation qui est plus élevée en régime confiné qu'en régime d'interaction directe, d'un facteur 4 environ pour le confinement eau et d'un facteur 9 environ pour le confinement verre. Si l'utilisation du confinement eau est largement utilisé dans les activités de choc laser c'est grâce à sa facilité de mise en œuvre.

En plus de l'équation 1.20, permettant de calculer la pression d'ablation maximale induite par le choc, le papier de référence de 1990 [36] propose pour la première fois une expression (eq. 1.25) capable de restituer le profil temporel de pression.

$$P(t) = \frac{P(\tau)}{\left[1 + \frac{\gamma+1}{\tau}(t-\tau)\right]\left(\frac{1}{\gamma+1}\right)}[GPa] \tag{1.25}$$

où γ est la constante adiabatique définie par $\gamma = 1 + \frac{2\alpha}{3}$ et τ est la durée de l'impulsion laser en créneau.

Cette formulation analytique permet en outre de comparer le profil de pression au profil d'impulsion laser. La valeur pour laquelle $P(t) = 0,5P(\tau)$ est t = 1,8 τ. Ainsi, en conséquence de la détente adiabatique du plasma, on prévoit une durée de pression environ deux fois supérieure à l'impulsion laser créneau en régime confiné. Ce modèle est donc un outil relativement complet et pratique pour la prédiction de l'interaction laser matière d'un choc mono-pulse en régime confiné. Cependant, certaines hypothèses sont faites, comme l'absorption totale du rayonnement laser par le plasma, ou la constance

du paramètre α. De plus, il ne permet pas d'estimer les grandeurs caractéristiques du plasma telles que sa densité électronique ou sa température.

Dans sa thèse, S. Bardy a utilisé le code ESTHER, muni d'un module d'interaction laser-matière, dans le but de caractériser plus précisément l'interaction laser-matière en régime confiné eau, de pouvoir caractériser le plasma et d'étudier les configurations propices au LASAT. A partir des expériences qu'il a menées sur un laser d'impulsions gaussiennes à 532 nm, il a validé le code sur un régime d'intensités comprises entre $0,2$ et 7 GW/cm^2 en le comparant à ses expériences. Il a ensuite sorti une loi de pression qu'il a comparé avec le modèle de Fabbro pour lequel il a calculé le coefficient α avec un autre code numérique nommé Nohel [6]. Les résultats sont présentés sur la figure 1.21.

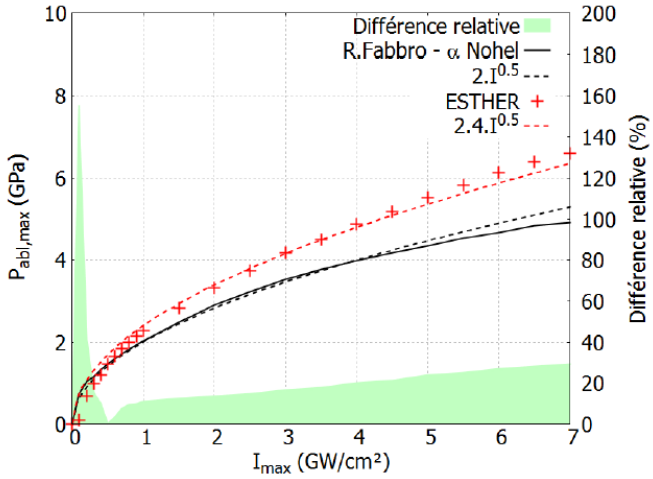


FIGURE 1.21 – Comparaison des pressions induite en régime confiné eau, confiné verre et d'irradiation directe [6].

Les résultats obtenus avec le code ESTHER sont globalement plus hauts que ceux calculés avec le modèle de Fabbro. A partir des résultats numériques on peut définir une courbe de tendance reliant la pression maximale à l'intensité selon $P_{abl,max} = 2,4\sqrt{I_{max}}$. Dans le cas du modèle de Fabbro utilisant un α typique de celui utilisé dans les simulations, on obtient $P_{abl,max} = 2\sqrt{I_{max}}$. On peut cependant noter que les deux méthodes conduisent à une tendance ou la pression est proportionnelle à la racine de l'intensité. Bardy attribue l'écart entre les modèles, qui augmente avec l'intensité, au fait que la matière est décrite à impédance constante dans le modèle analytique ce qui n'est pas le cas dans le modèle numérique.

Pour les applications de LASAT, les configurations comme le choc symétrique et le double choc peuvent être utilisées (cf paragraphes 1.2.1). Dans le cas d'un choc symétrique, l'interaction laser-matière est équivalente à celle des tirs mono-pulse présentée juste avant. En revanche, pour la configuration double pulse, un second plasma est crée sur le premier ce qui met en jeu des phénomènes complexes. Ainsi, Bardy a proposé une loi d'échelle spécifique pour prédire le chargement issus de double impulsion avec $\lambda = 532$ nm et $\tau_1 = \tau_2 = 7$ ns telles que $I_{1,max} = I_{2,max}$ (équation 1.26).

$$P_{2,abl,\max}[GPa] = 0,98 I_{\max} \left[GW/\mathrm{cm}^2\right]^{0,25} - \frac{\Delta t\ [ns]}{1,7.10^3} \tag{1.26}$$

Le code numérique ESTHER est donc un outil de prédiction de l'interaction laser-matière puissant. Il est en accord avec le modèle de référence et permet de gagner en précision en calculant la variation des paramètres plasma dans le temps (notamment le coefficient α). En addition, grâce à son module d'interaction laser matière, il donne accès à l'utilisateur aux grandeurs microscopiques du plasma dans le temps (densité massique ρ, densité électronique N_e, température T) et est adaptable aux configurations LASAT telles que le double pulse. Cependant, le domaine de validité d'ESTHER (impulsions gaussiennes à 532 nm avec des intensités comprises entre $0,2$ et 7 GW/cm2), est encore restreint et gagnerait à être étendu à des impulsions de différentes formes, durées et longueurs d'ondes.

1.4 Matériaux composites

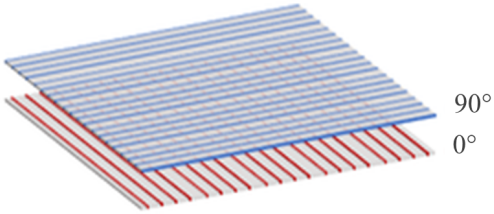
Un matériau composite est, par définition, "formé de plusieurs composants élémentaires dont l'association confère à l'ensemble des propriétés qu'aucun des composants pris séparément ne possède". Il est composé d'une ossature, appelée renfort qui confère la tenue mécanique, noyée dans une matrice qui assure la cohésion de la structure et la transmission des efforts auquel le matériau est soumis vers les renforts et les protège des agressions environnementales. Il existe deux grandes familles de renfort, les particules et les fibres et trois familles de composites en fonction de la nature de leur matrice : organique, métallique ou céramique [81]. Dans notre cas on s'intéresse à une famille largement utilisée en aéronautique : les Composites à Matrice Organique (CMO) renforcés par des fibres et plus particulièrement à deux d'entre eux qui ont été imposés par le projet Monarque. Tous deux composés de fibres de carbones et de résine époxy, ils diffèrent par leur mise en forme, l'un est un stratifié-croisé

fourni par Airbus et l'autre un tissé 3D fourni par Safran. Leurs caractéristiques et comportements sous chocs sont exposés ci-dessous.

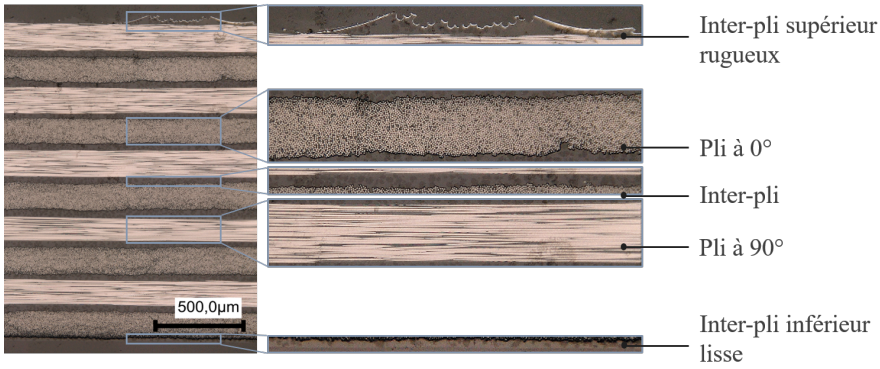
1.4.1 Caractéristiques

1.4.1.1 Stratifiés-croisés

Le composite résine époxy renforcée aux fibres de carbone, ou Carbon Fiber Reinforced Polymer (CFRP) en anglais, est un empilement de plis unidirectionnels (UD) de fibres de carbones pré-imprégnées de résine époxy IMA/M21E, séparés par des inter-plis de 30 μm de résine. Il est dit stratifié-croisé car l'orientation des fibres de chaque pli alterne entre 0° et 90° mesurant en moyenne respectivement 145 et 140 μm (fig. 1.22).



(a)



(b)

FIGURE 1.22 – (a) Schéma de l'empilement des plis à 0° et 90° du composite stratifié croisé (b) Observation au microscope optique du composite CFRP stratifié de 1,8 mm pour mesurer les plis et les inter-plis

Les couches inférieure et supérieure du composite mesurent quant à elles 30 et 20 μm. Nous les avons nommées inter-plis dans la figure 1.22 car elles sont composées du même matériau. Dans notre

cas, le composite acheté par Airbus auprès de la société Hexcel est mis en oeuvre et usiné par Rescoll pour obtenir des empilements de 10, 16 ou 32 plis d'épaisseur totale 1,8 ; 3 et 6 mm avec une densité de $\rho = 1580\ kg/m^3$ et une vitesse de propagation du son de $C_0 = 3000\ m/s$.

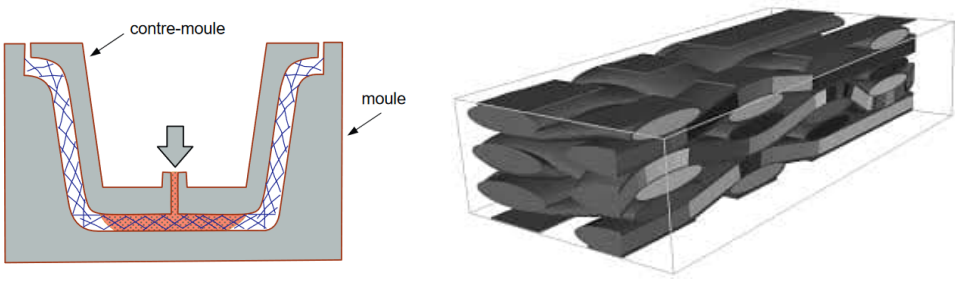
Les données mécaniques d'un pli unidirectionnel de CFRP (a) fournies par Airbus et (b) issues de la littérature [6] sont regroupées dans le tableau 1.1, où E_1, E_2 et E_3 sont les modules d'Young dans les trois directions tel que 1 est la direction longitudinale correspondant à l'axe des fibres, 2 est la direction transverse, perpendiculaire à l'axe des fibres dans le pli et 3 est la direction de propagation des ondes de choc normale au plan du pli. $G_{1,2}$, $G_{1,3}$,$G_{1,2}$ et $\nu_{1,3}$, $\nu_{2,3}$, $\nu_{2,3}$ sont respectivement les modules de cisaillements et les coefficients de Poisson dans les différents plans définis par ces directions.

TABLE 1.1 – Propriétés d'un pli unidirectionnel de composite stratifié-croisé CFRP. Les modules sont en GPa.

E_1	E_2	E_3	$G_{1,2}$	$G_{1,3}$	$G_{2,3}$	$\nu_{1,2}$	$\nu_{1,3}$	$\nu_{2,3}$
154 (a)	8,5 (a)	8,5 (b)	4,2 (a)	4,2 (b)	2,7 (b)	0,25 (b)	0,25 (b)	0,45 (b)

1.4.1.2 Tissés 3D

Le matériau fourni par Safran est dit composite tissé 3D (T3D) du fait de ses fibres de carbone entremêlés dans les trois directions de l'espace, que l'on appelle des torons. Il est mis en œuvre par le procédé de moulage par injection de résine, ou Resin Transfer Molding (RTM) en anglais, représenté par la figure 1.23 ou les torons sont enrobés de résine époxy. Il en résulte un composite avec une densité de ρ 1600 kg/m^3 et dans lequel le son se propage avec une vitesse $C_0 = 3010\ m/s$.



(a) (b)

FIGURE 1.23 – (a) Schéma du procédé de moulage par injection de résine RTM [82] (b) Schéma d'un composite tissé 3D [83]

.

Les propriétés mécaniques d'une résine époxy classique, proche de celle utilisée, et des fibres de carbone sont regroupées dans les tableaux 1.2 et 1.3 ; où E est le module d'Young, G le module de cisaillement, et ν le coefficient de poisson. Les indices L et T indiquent les directions, respectivement parallèles et transverses aux fibres.

TABLE 1.2 – Propriétés mécaniques d'une résine époxy classique [84].

ρ (g/cm^3)	**E (GPa)**	σ_0 **(GPa)**	**T de distorsion (°C)**
1,1-1,5	3-5	0,0065-0,15	90 - 200

TABLE 1.3 – Propriétés mécaniques des fibres de carbones dans le composite tissé 3D [85].

E_L **(GPa)**	E_T **(GPa)**	G_{LT} **(GPa)**	ν_{LT}	ν_{TT}
276,0	10,3	27,9	0,26	0,30

1.4.2 Comportement sous choc

Durant l'utilisation des composites dans l'aéronautique, que ce soit pendant le vol ou sur le tarmac, ils sont soumis à de nombreux chocs provoqués par exemple par des oiseaux ou des erreurs d'opérations. La plupart des composites sont fragiles et ne peuvent absorber l'énergie des chocs que par des déformations élastiques et par la formation d'endommagements. Selon les techniques expérimentales utilisées, les vitesses de déformation induites varient de 10^{-8} s^{-1} avec les machines de test classiques jusqu'à 10^6-10^8 s^{-1} avec les chocs (tels que le laser). Field et al. [86] ont classé ces différents régimes de vitesses en fonction des outils utilisés (fig. 1.24).

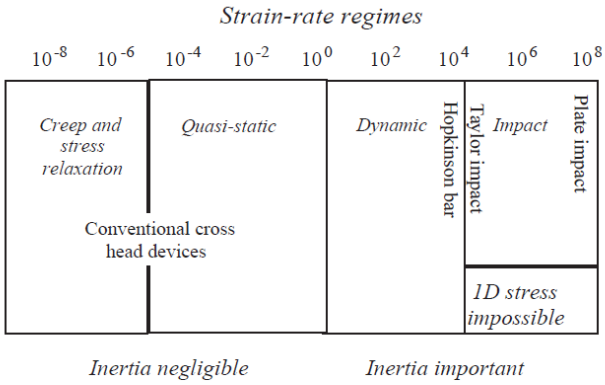


FIGURE 1.24 – Division approximation des régimes de vitesses de déformation (en s^{-1}) et les techniques expérimentales associées, selon Field et al. [86].

Les paragraphes suivants ont pour objectif de passer en revue les études des comportements sous chocs des matériaux composites déjà présentes dans la littérature. On mettra l'accent sur leurs comportements sous choc induits par laser puisque c'est la technique expérimentale utilisée dans cette thèse.

1.4.2.1 Stratifiés-croisés

L'étude des matériaux composites laminés sous choc est largement décrite dans la littérature. En 1996, Richardson et al. ont publié un article de revue sur les composites soumis à des impacts basse vitesse (1 à 10 m/s) [87]. La définition de basse vitesse reste cependant dépendante de l'auteur cité, certains élargissent ce champ aux vitesses de 100 m/s [88]. Plusieurs définitions des termes "impact basse vitesse" sont donc proposées. A titre d'exemple, [89] et [90] distinguent les régimes de vitesse par les réponses des matériaux lorsqu'ils y sont soumis. Les impacts "haute vitesse" sont ceux dont la réponse des matériaux est dominée par la propagation des ondes de choc. La structure n'a pas le temps de se déformer dans son ensemble et les défauts sont localisés. Dans ce régime, ils estiment que les effets de bord peuvent être négligés, puisque l'impact est fini avant que les ondes de chocs aient atteint les bords de la structure. Au contraire, un "impact basse vitesse" induit, selon eux, une réponse dynamique structurelle d'un composite qu'il est important d'étudier dans son ensemble puisque la durée du contact est suffisamment importante pour que la structure puisse absorber plus d'énergie élastique. Richardson et al. décrivent ensuite les modes d'endommagement des composites laminés soumis à ces impacts et les formes caractéristiques de défauts, les délaminages et les fissures sont notamment détaillées et représentées par la figure 1.25 [87].

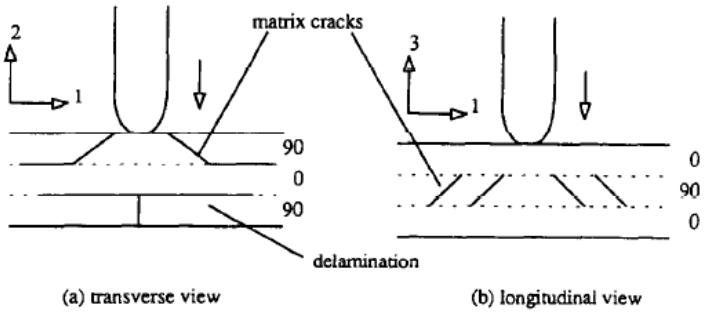


FIGURE 1.25 – Exemple de fissures matricielles et de délaminages produites par impact à basse vitesse sur matériau composite [87].

En 1991, S. Abrate a publié une revue complète sur les composites soumis à des chocs crées avec des canon à gaz, des tours d'impacts, des pendules, du choc de plaques et des barres d'Hopkinson [88]. Il y propose entre autres, des modèles mécaniques, des études expérimentales de défauts créés par impact basse et haute vitesses ou l'effet des propriétés du matériau ainsi que de l'empilement. Il finit par l'étude de la prédiction des défauts et les propriétés résiduelles. Depuis, diverses études menées entre les années 1990 et 2010 sur les composites soumis à des impacts (plaques ou explosifs). Elles ont montré la possibilité d'assimiler le comportement dynamique transverse d'un composite unidirectionnel à celui de sa matrice [91, 92, 93, 94, 95]. En 2001, S. Abrate a également proposé un modèle pour analyser le comportement dynamique d'impact entre un corps étranger et une structure composite [96]. On peut également citer la thèse de M. Lissner, publiée en 2019 portant sur la caractérisation et la modélisation de la dépendance de la vitesse d'impact sur la cohésion de joints collés, notamment dans le cas de composite CFRP [97]. Pour les impacts haute vitesse, elle se sert de barres d'Hopkinson. Les articles s'accordent sur la forme oblongue des délaminages, qui n'apparaissent qu'à l'interface entre deux plis dont l'orientation des fibres diffèrent, et dont la direction allongée correspond à celle de l'orientation des fibres du pli inférieur [87, 88, 98]. Les défauts induits sont généralement visibles à l'œil nu et le seuil d'endommagement est souvent exprimé en fonction de l'énergie cinétique ou de la vitesse de l'impacteur, sans prendre en compte sa forme, qui ne varie pas dans une même étude. Il est cependant possible de créer des endommagements peu visibles en surface avec des dispositifs tels que les canons à gaz, qui peuvent être utilisés pour envoyer des billes de glaces avec des diamètres de plusieurs dizaines de milimètres. Dans ces cas là, des contrôles non-destructifs sont nécessaires à la détection du défaut, et une démarche d'itération d'impact suivi de contrôle se met en place [99].

Les chocs laser, avec leurs durées d'impulsion brèves (quelques ps à quelques ns) et la concentration de l'impact sur quelques millimètres, induisent des endommagements localisés et quand ils sont bien maitrisés ils permettent de laisser la surface de l'échantillon totalement intacte. Pour ces expériences, la notion d'énergie incidente est moins pertinente que celle d'intensité laser incidente, qui prend en compte l'énergie, mais également le temps d'impact et la surface impactée. Cette technique a de plus l'avantage de n'induire aucun contact mécanique. Dès le début des années 1990, Gilath et al. s'intéressent au comportement des matériaux composites sous choc laser et montrent notamment que l'épaisseur du composite unidirectionnel carbone/époxy est reliée linéairement au seuil incident de

délaminage, en configuration de choc mono-dimensionnel. Le développement du LASAT (voir section 1.2) a également conduit à de nombreuses études du comportement des composites sous chocs brefs et ultra brefs. E. Gay a commencé ses travaux en calculant la propagation des ondes de chocs et de détentes entres les différents interplis d'un composite (fig. 1.26). On y voit qu'en configuration de choc mono-pulse, la contrainte de détente la plus importante, celle qui endommagera en premier le composite, se trouve à l'opposé de l'impact laser, dans le 4eme pli.

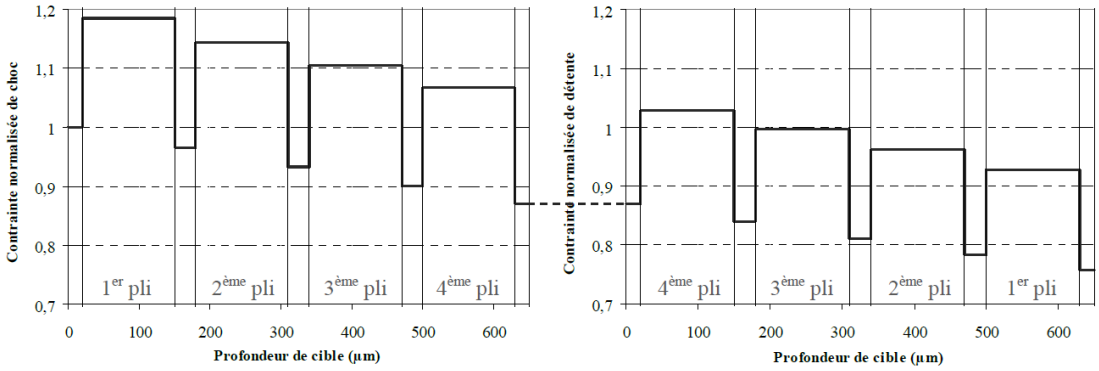


FIGURE 1.26 – Contraintes normalisées de choc et de détente dans un matériau composite composé de quatre plis [60].

Elle a également eu l'occasion de faire varier les durées d'impulsion des chocs laser de 30 fs à 450 ns induisant de ce fait un changement de position de l'endommagement (de environ 20 à 1000 μm).

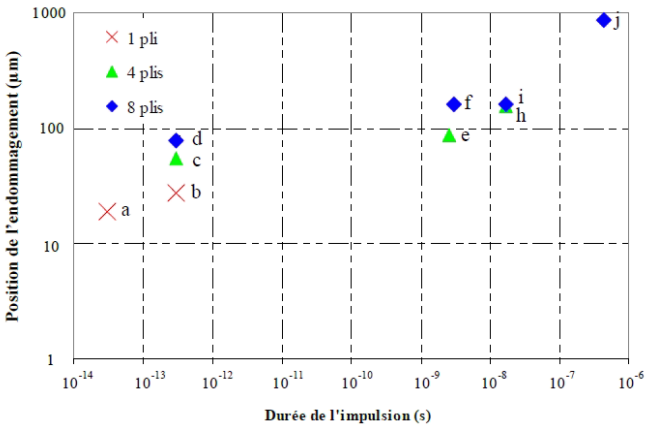


FIGURE 1.27 – Profondeur du défaut induit dans un matériau composite de un, quatre et huit plis, en fonction de la durée d'impulsion laser [60].

Dans le cadre de l'étude des assemblage collés et de la détection des joints faibles, R. Ecault s'est

beaucoup intéressé au comportement sous chocs des matériaux composites dans sa thèse, que ce soit expérimentalement ou avec de la simulation à travers le logiciel LS-Dyna [5]. Plus récemment, il a montré dans un article la capacité de la simulation à prédire le décollement d'un joint sous l'effet d'un choc laser selon l'intensité incidente utilisée, en mettant en corrélation diagramme espace-temps, seuil de rupture et mesure de vitesse en face arrière (fig. 1.28) [100].

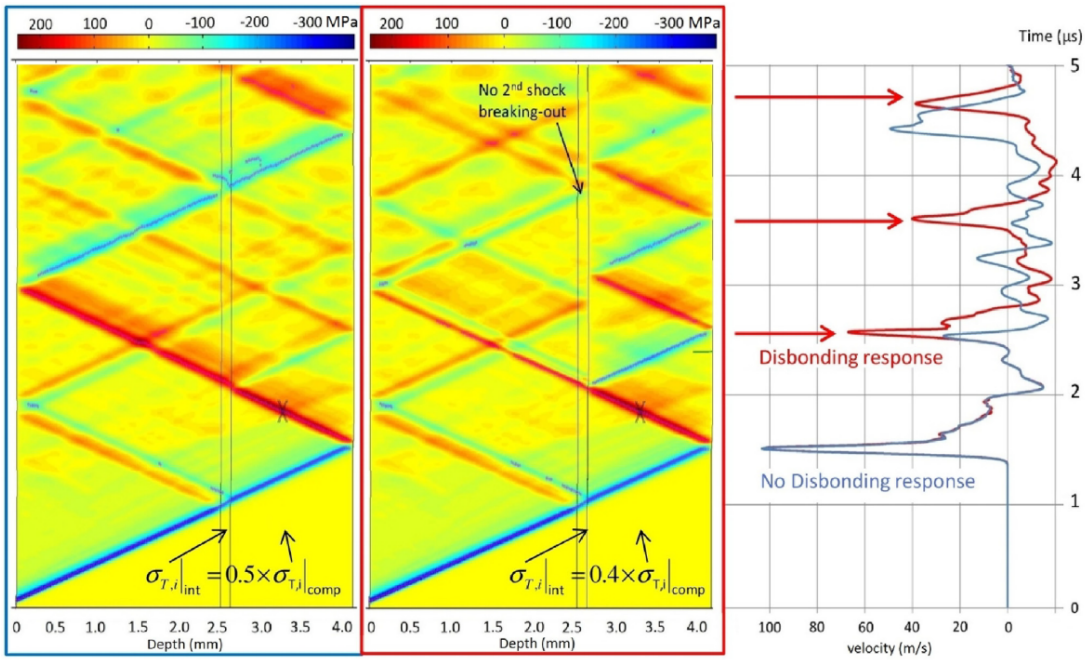


FIGURE 1.28 – Résultats numériques dans le cas d'un impact mono-pulse ($P_{max} = 0,38GPa$) sur un assemblage de composite T700/M21 - Diagramme espace-temps-pression et vitesse de surface libres - Interfaces résistants à une force de : 175 MPa (en bleu) et 140 MPa (en rouge). [100].

1.4.2.2 Tissés 3D

Le matériau tissé 3D expoxy/carbone de Safran est beaucoup moins présent dans la littérature du fait de son développement récent. Son comportement sous choc en tant que matériau seul n'a pas été caractérisé ou n'a pas été publié. Il existe quelques publications qui développent une approche acoustique du comportement d'assemblages collés tissé 3D/TA6V4 sous choc laser. Il faut cependant noter que les approximations acoustiques sont des hypothèses fortes qui ne prennent pas en compte les équations d'états de la matière. S. Bardy, dans sa thèse a montré la possibilité de détecter expérimentalement des joints faibles en utilisant le choc laser dans le cas d'assemblages composites tissés 3D/TA6V4 sans passer par l'étape de caractérisation et d'optimisation numérique [6]. Dans leur article

de 2018, Ducousso et al. cherchent à évaluer la tenue mécanique d'un joint de colle entre du tissé 3D et du titane à l'aide de la simulation du choc laser [101]. L'assemblage est simulé dans son ensemble avec le code ESTHER et le composite tissé 3D est considéré homogène. En considérant la propagation des ondes dans l'assemblage, ils arrivent à reproduire son comportement global et à en extraire les valeurs de traction appliquées sur les joints et ainsi évaluer quantitativement la tenue mécanique de la colle. Bien que concluantes, ces études ne portent pas sur le comportement du tissé 3D-CFRP sous choc, mais sur la tenue du joint de colle. Ainsi, l'étude du comportement sous choc des matériaux tissés 3D-CFRP seul gagnerait à être approfondie.

1.5 Objectifs de la thèse

Cette thèse a pour objectif principal de maitriser le procédé de chocs laser pour 1) créer des endommagements maîtrisés et 2) désassembler des collages. Ce sont en effet deux verrous qui freinent l'utilisation des matériaux composites dans l'industrie aéronautique. Pour les lever, il s'agit d'étudier les phénomènes physiques de chaque étape du procédé LASAT afin de mettre en relation le terme source (le laser) et les effets physiques induits dans les matériaux ou les assemblages (les endommagements du matériau ou de la colle). On peut décomposer le procédé en 5 étapes :

- la métrologie de la plateforme laser,
- l'étude de l'interaction laser matière,
- la caractérisation des matériaux de la propagation des ondes de choc jusqu'à l'éventuelle formation d'endommagement,
- la mise en œuvre du procédé lui-même,
- et la validation des diagnostics.

Pendant ces étapes, plusieurs questions se posent : quelles méthodes faut-il mettre en œuvre pour s'assurer de la fiabilité du terme source ? Quel est l'effet des paramètres laser (régime d'interaction, énergie, longueur d'onde ou durée d'impulsion) sur les paramètres du plasma induit (température, densité et longueur) et plus particulièrement sur le chargement de pression appliqué sur la cible ? Comment se comportent les matériaux que nous étudions sous chocs laser en fonction des différentes

configurations envisagées ? Est-ce que les expériences sont répétables ? Quels sont les mécanismes d'endommagements et les moyens de détection ? Est-ce que les mesures effectuées avec les différents diagnostics pendant et après les tirs lasers sont répétables ? Comparables ? Adéquats ? Quelle sont les lois de comportements des différents matériaux étudiés ?

Les éléments de réponses apportés seront traités au fil des chapitres de ce manuscrit en commençant par la présentation et la comparaison des différents moyens expérimentaux utilisés.

Chapitre 2

Moyens expérimentaux

Contenu

2.1 Générateurs de chocs . . . 52
2.1.1 Héphaïstos . . . 52
2.1.2 Générateur de Chocs Laser Transportable (GCLT) . . . 57
2.2 Diagnostics in situ - mesure de vitesse de surfaces libres . . . 62
2.2.1 Velocity Interferometer System for Any Reflector (VISAR) . . . 62
2.2.2 Vélocimétrie Hétérodyne (VH) . . . 67
2.2.3 Comparaison entre les mesures VISAR et VH . . . 70
2.3 Diagnostics post choc - caractérisation du défaut . . . 71
2.3.1 Contrôles ultrason (US) . . . 72
2.3.2 Micro-tomographies à rayons X . . . 74
2.3.3 Coupes micrographiques . . . 80
2.3.4 Discussions . . . 82

2.1 Générateurs de chocs

Cette section a pour but de détailler les installations génératrices de chocs utilisées dans le cadre de cette thèse. Le co-encadrement de ma thèse par les laboratoires PIMM et CEA,DAM,DIF m'a permis d'avoir accès à deux installations laser, Héphaïstos et le GCLT conduisant à la possibilité d'étudier deux régimes d'interaction (directe ou confinée à l'eau), deux configurations (tirs mono-pulses et tirs symétriques), deux longueurs d'onde (532 et 1053 nm) et 4 durées d'impulsion (7, 10, 20 et 40 ns) avec des impulsions gaussiennes et en créneaux. L'utilisation de taches focales millimétriques induit des intensités sur cible de l'ordre de quelques GW/cm^2. Les spécificités et moyens de calibrations des deux installations sont décrites ci-après. Un effort est fait sur ces installations pour caractériser tir à tir l'énergie sur cible, le profil temporel et, avant chaque campagne, le profil spatial. La stabilité de celui ci est assurée par l'utilisation de manière récurrente de lames de phase.

2.1.1 Héphaïstos

La plateforme laser Héphaïstos du laboratoire PIMM utilise un laser HP Gaïa de Thalès composé de deux faisceaux lasers appelés A et B, qui diffèrent par leur polarisation. En sortie d'oscillateurs, ils sont amplifiés à l'aide de barreaux Nd : YAG pompés par lampes flash, et ont une longueur d'onde de 1064 nm. Leur passage par des cristaux de LiB_3O_5, LBO, induit le doublage de leur fréquence et par conséquent, une longueur d'onde à 532 nm. Avant leur sortie du laser, ils sont recombinés dans un même chemin optique pour être dirigés vers les différents postes de tirs par un jeu de miroirs. Ainsi, il est possible de les utiliser ensemble comme c'est le cas dans les postes 2 et 3, ou séparément pour obtenir une configuration symétrique comme dans le poste 1. Ensemble, ils peuvent délivrer une énergie totale de 12 J avec une fréquence de répétition de 2 Hz et une impulsion gaussienne de 7 ns à mi hauteur. On peut retarder électroniquement l'émission du faisceau A par rapport au faisceau B.

2.1.1.1 Configuration de tir mono-pulse

La configuration de tir dite mono-pulse consiste à focaliser un faisceau laser sur la face avant d'un matériau. Sa face arrière est laissée libre et peut ainsi être observée avec des diagnostics d'interférométrie par exemple (voir section 2.2). Dans le cas du poste 2, le laser arrive verticalement, passe par une lentille et une Lame De Phase (LDP) pour se focaliser sur la cible recouverte du matériau de

confinement (fig. 2.1).

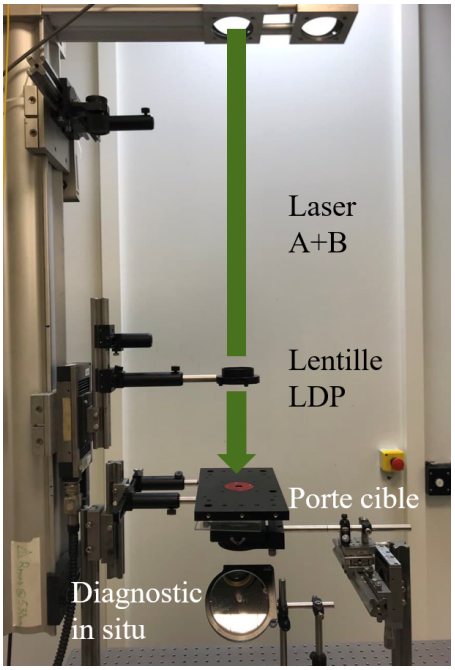
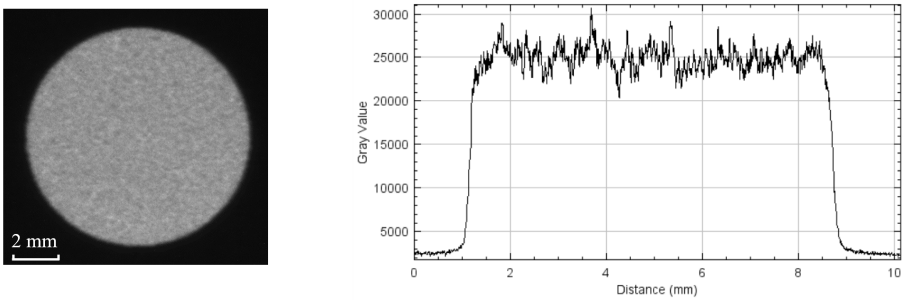


FIGURE 2.1 – Photo du poste 2 d'Héphaïstos en configuration mono-pulse sans cible.

L'énergie est mesurée à chaque tir avec un calorimètre installé derrière un miroir du laser. Il est calibré très régulièrement (avant chaque campagne, changement d'optique...) avec une mesure effectuée après la lentille et la lame de phase. L'énergie est ajustée en tournant une lame $\lambda/2$ qui contrôle la transmission du faisceau à travers un polariseur.

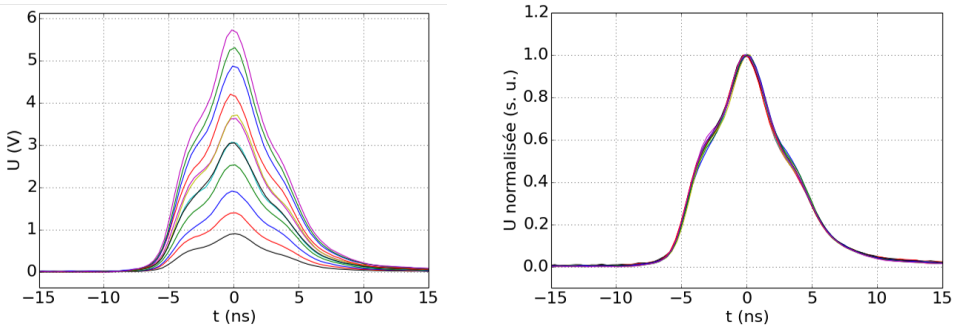
La répartition spatiale du faisceau est déterminée à partir d'une mesure réalisée avec une caméra CCD acA2040-25 gm/gc, monochrome, CMOS 1 $''$ disposant d'une résolution de 5,5 $\mu m/pixel$ et une dynamique jusqu'à 12 Bits. Elle est placée de façon à ce que son capteur soit dans le plan focal de la lentille. Un réglage millimétrique est ensuite effectué pour s'assurer de la meilleure focalisation possible. Une image typique de tache focale de diamètre $\phi = 7{,}6$ mm est représentée par la figure 2.2 avec une coupe suivant le centre de la tache. Le niveau de gris est directement proportionnel au niveau d'intensité lumineuse. Le profil spatial est dit en top-hat, avec une énergie répartie de manière homogène sur l'ensemble de la tache focale.



(a) (b)

FIGURE 2.2 – (a) Profil typique d'une tache de diamètre $\phi = 7{,}6$ mm obtenu par camera (b) Profil spatial de la tache selon une coupe passant par son milieu.

Le profil temporel du faisceau est mesuré à l'aide une photodiode à avalanche munie d'un intégrateur, et placée en permanence dans le poste 2 derrière le dernier miroir de transport. La figure 2.3 présente les résultats obtenus pour différentes énergies comprises entre 0,6 et 4,9 GW/cm^2 ; la courbe (a) trace les signaux obtenus directement et la courbe (b) les trace après qu'ils aient été normalisés. Les durées d'impulsions de ces gaussiennes sont déterminées à mi-hauteur - ou full width at half maximum (FWHM) en anglais - égales à 7 ns et indépendantes de l'énergie incidente. On montre ainsi la stabilité temporelle du faisceau laser.



(a) (b)

FIGURE 2.3 – Mesures de la durée d'impulsion sur le poste 2 d'Héphaïstos : forme temporelle pour différentes énergies enregistrées par la photodiode derrière un miroir (a) pour différentes énergies (b) normalisées.

2.1.1.2 Configuration de tir symétrique

Le poste 1 d'Héphaïstos a été aménagé pour permettre une configuration de tir symétrique (fig. 2.4). A leur arrivée, les faisceaux A et B sont séparés grâce à leur différence de polarisation avec une

lame séparatrice. La voie B part sur la gauche tandis que la voie A est envoyée sur la droite. Suivant le chemin décrit par la figure 2.4, ils sont homogénéisés puis focalisés de part et d'autre de l'échantillon. Les lentilles et lames de phases (LDP) utilisées identiques afin de garantir des faisceaux homologues. La maîtrise de la configuration en tirs symétriques implique :

- qu'ils soient co-linéaires et perpendiculaire à la cible,
- qu'ils aient le même diamètre sur la cible,
- que leur temps d'arrivée sur les deux faces de la cibles soient connus

Au cours de ma thèse, nous avons mis en place une procédure permettant d'aligner et de caractériser les deux faisceaux sur la cible.

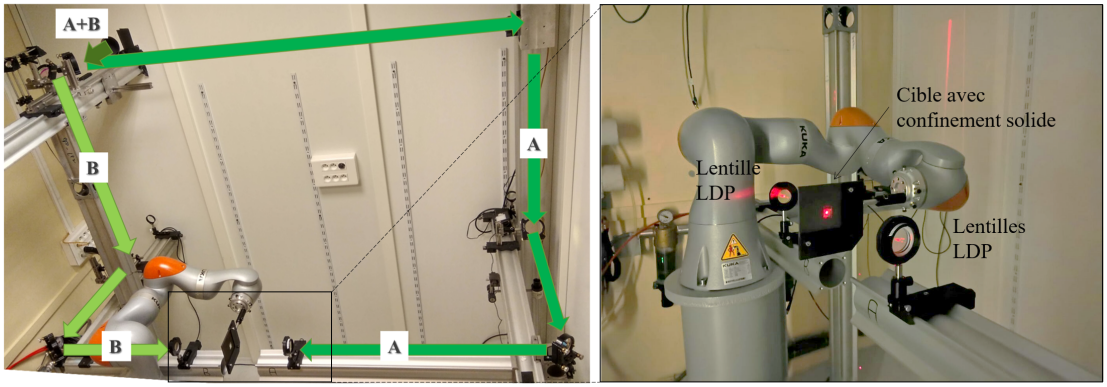


FIGURE 2.4 – Photos du poste 1 d'Héphaïstos en configuration symétrique avec confinement solide.

L'énergie est étalonnée de la même façon que pour la configuration mono-pulse, de façon indépendante pour chacune des voies.

Le contrôle de la synchronisation des voies est fait à partir de deux photodiodes placées respectivement derrière un miroir du chemin optique et au niveau de la cible. La première mesure une fuite de faisceau et la seconde mesure l'intensité diffusée par la cible, momentanément remplacée par un matériau diffuseur pendant la calibration. Le chemin que parcourt la voie A étant légèrement plus long (2,4 m) il faut qu'elle soit envoyée 8 ns plus tôt que la voie B afin qu'elles arrivent en même temps sur la cible.

Afin de garantir une répartition spatiale équivalente des faisceaux, un effort a été fait sur leurs

focalisations pour que les deux taches focales soient les plus proches possibles. La figure 2.5 met en évidence la sensibilité de la focalisation pour la voie A à ± 6 mm de la distance focale théorique. Par convention, le déplacement négatif correspond à un rapprochement entre la lentille et la cible, et inversement. Dans les deux sens, la défocalisation n'agit pas beaucoup sur le niveau moyen de l'énergie de la tache focale mais sur la surintensité du centre et sur le gradient de ses bords. Plus on s'éloigne du plan focal théorique et plus il est important, induisant une taille de tache focale mesurée à mi-hauteur plus petite. Dans notre cas les mesures de tailles de tache à mi hauteur varient entre $\phi = 4{,}7$ et 4,5 mm. La même étude a été réalisée avec la lentille qui focalise le faisceau B, conduisant aux mêmes résultats. On définit une tolérance de ± 2 mm par rapport au plan focal théorique sur les positions relatives des lentilles et de l'échantillon .

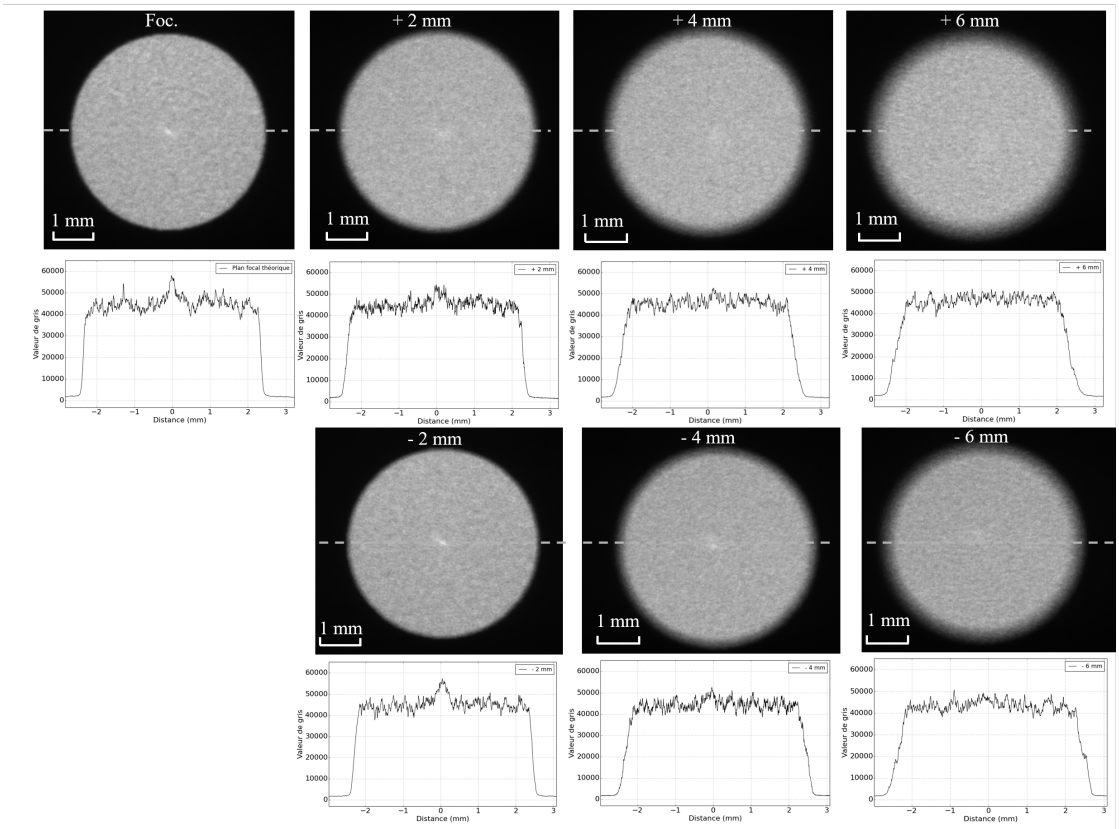


FIGURE 2.5 – Étude de la sensibilité de la focalisation pour la voie A à ± 6 mm de la distance focale théorique.

Pour avoir les deux taches les plus similaires possibles, nous avons choisi de défocaliser les deux faisceaux de 2 mm en rapprochant la lentille de l'échantillon. Les taches focales résultants de cette

géométrie ainsi que des coupes passant par leur milieu sont représentées par la figure 2.6. Les niveaux de gris des coupes, directement proportionnels aux niveaux d'intensité lumineuse, sont homogènes avec une surintensité au centre. Cette dernière résulte de l'utilisation des lames de phases, c'est ce qu'on appelle l'ordre 0. Il serait possible de l'éliminer en défocalisant légèrement, par exemple sur la figure 2.5, il disparait à partir d'une défocalisation de ± 4 mm, en revanche la netteté des bords de tache seraient impactées. Nous avons choisi de privilégier les bords avec un gradient raide et de garder cette focalisation, malgré la surintensité de l'ordre 0.

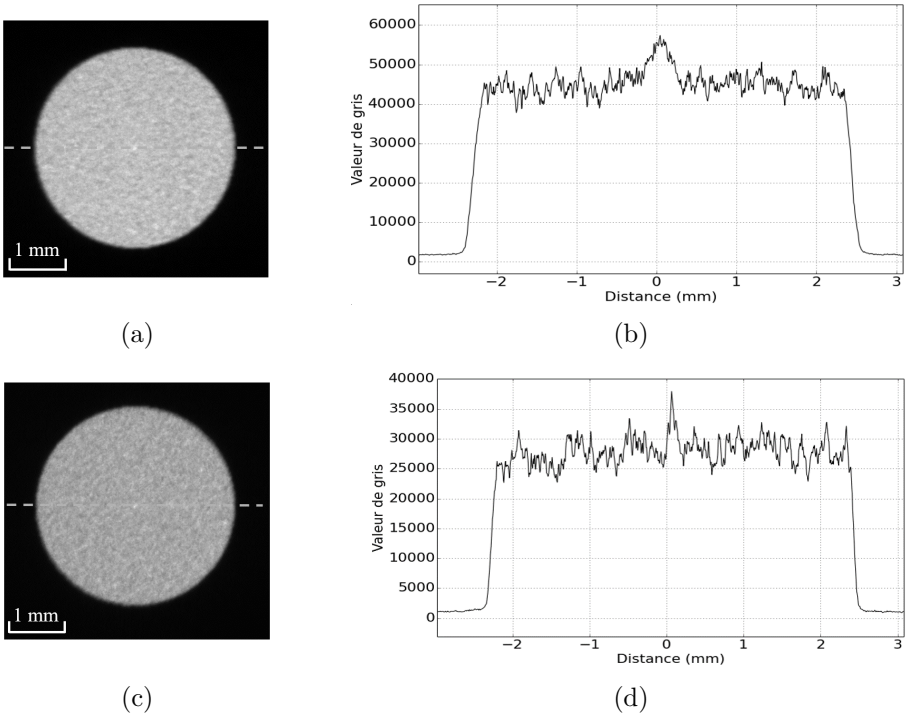


FIGURE 2.6 – Profils typiques d'une tache de diamètre $\phi = 4{,}7$ mm obtenus par camera pour la voie A (a) et la voie B (c). Profil spatial de la tache selon une coupe passant par son milieu pour la voie A (b) et la voie B (d).

2.1.2 Générateur de Chocs Laser Transportable (GCLT)

Le Générateur de Chocs Laser Transportable ou GCLT est une installation laser du CEA DAM/DIF installée en région parisienne depuis 2011. Le laser qui la compose a été conçu et réalisé par la société Lumibird (ex. Quantel) afin d'être pourvu d'un faisceau infrarouge à 1053 nm amplifié par deux étages (Nd : YLF et Nd : Verre-Phosphate) (fig. 2.7). La mise en forme temporelle de l'impulsion peut être modulée par pas de 125 ps pour délivrer des impulsions (gaussiennes, triangulaires, en créneau ou

autre...) avec des durées allant de 4 à 100 ns. L'énergie maximale sur cible peut atteindre jusqu'à 50 J pour les impulsions les plus longues.

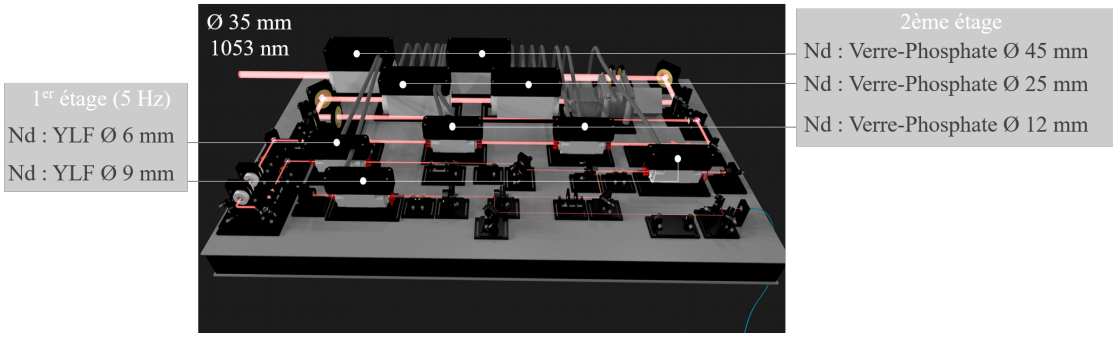


FIGURE 2.7 – Schéma de l'amplicafication du laser du GCLT.

Dans le cadre de ce travail, les deux postes du GCLT ont été utilisés : l'enceinte sous vide (fig. 2.8) et le poste dédié à l'attaque verticale pour l'interaction confinée par eau. (fig 2.9), pour étudier respectivement l'interaction laser-matière et le comportement sous chocs des matériaux d'intérêts. Dans le premier cas, 8 cibles d'environ 1 cm^2 peuvent être installées sur le porte cible positionné verticalement à l'intérieur de l'enceinte et le faisceau laser arrive horizontalement à travers un hublot traité anti-reflet. Dans le deuxième cas, une seule cible et son confinement sont placés sur le porte cible horizontal et le faisceau laser arrive verticalement par un jeu de miroir. Dans les deux cas il est focalisé à l'aide d'une lentille convergente et homogénéisé avec une lame de phase. Une lame anti éclat (LAE) est positionnée entre la cible et les optiques pour les protéger en cas d'éventuelles projections. La face arrière de l'échantillon est laissée libre afin de ne pas perturber la propagation du choc que produira la détente du plasma et qui induira un mouvement dans cette dernière. Il est possible d'observer ce déplacement avec l'utilisation de diagnostics de mesure de vitesses en face arrière qui seront détaillés un peu plus loin dans ce chapitre dans la section 2.2.

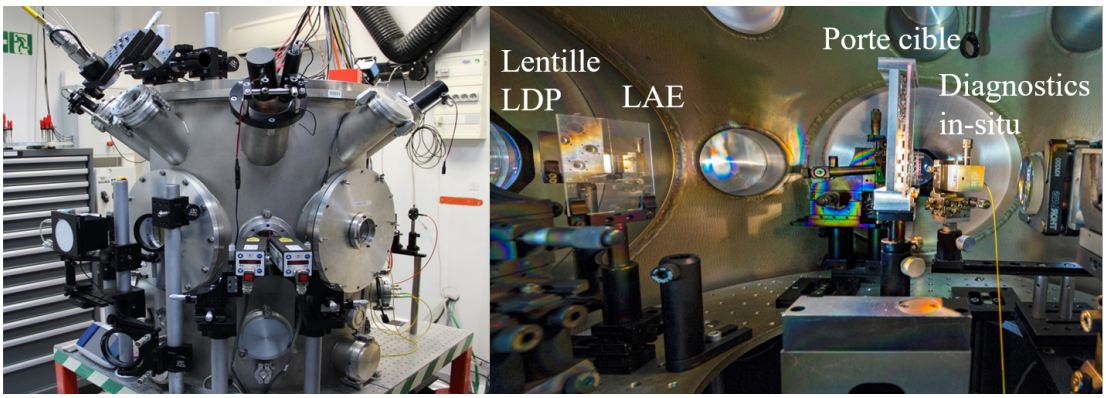


FIGURE 2.8 – Photos de l'enceinte sous vide du GCLT en régime d'interaction direct.

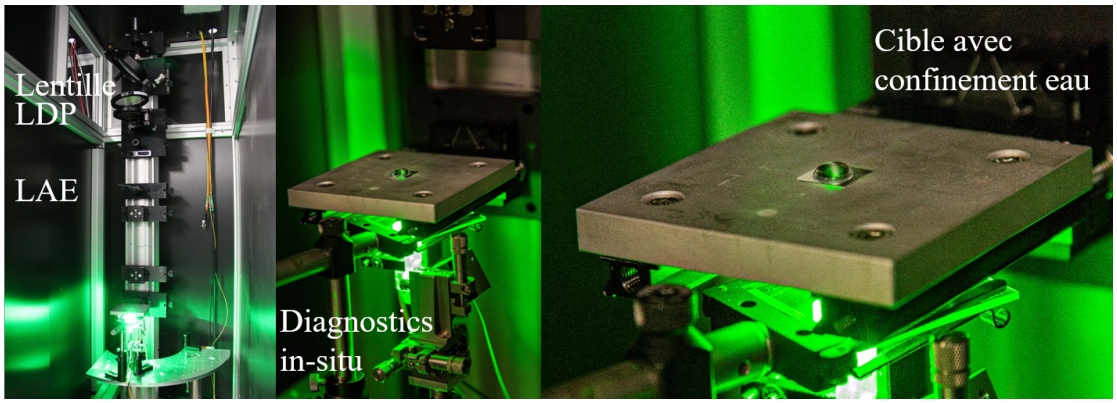


FIGURE 2.9 – Photos du poste mono-pulse du GCLT en régime d'interaction confinée eau.

Nous avons fourni un réel effort de métrologie durant cette thèse pour connaître au plus précisément l'énergie déposée sur la cible et la répartition spatiale et temporelle du faisceau de façon à ce que les seules incertitudes soient celles des appareils de mesure. Cela est en effet essentiel pour la maîtrise du chargement laser ensuite utilisé dans le code ESTHER. L'énergie sur cible, que ce soit en interaction directe ou confinée, doit être calibrée en tenant compte des pertes dues au passage dans les différentes optiques. Dans ce but, plusieurs calorimètres sont utilisés. Un calorimètre dit "diagnostic" mesure à chaque tir laser l'énergie de la fuite d'un des miroirs de transport. Comme il n'est pas directement dans le trajet du laser et peut rester en position pendant un tir sur cible. C'est pourquoi on le considère comme notre référence. Le second est placé derrière l'optique dont on veut mesurer la transmission. Dans notre cas, pour mesurer les pertes dues à toutes les optiques réunies (miroirs de transports, hublot de l'enceinte sous vide pour les tirs concernés, lentille, lame de phase et lame

anti-élat), le second calorimètre est positionné à l'endroit où sera l'échantillon pour avoir l'énergie réelle. Il devra donc être retiré pour faire un tir sur cible. Plusieurs mesures sont faites avec ces deux calorimètres en faisant varier la durée d'impulsion et l'énergie afin d'établir un coefficient k à appliquer à la mesure de référence pour retrouver l'énergie réelle sur l'ensemble de la cible.

Une fois ce coefficient connu pour les différentes lames de phases, lentilles et postes (confiné ou enceinte sous vide), il convient de voir combien d'énergie est réellement focalisée dans la tache focale. Pour ce faire, une caméra CCD (charge-coupled device) avec une résolution de 5,5 $\mu m/pixel$ est placée, exactement là où sera la cible, dans le plan focal de chaque couple LDP-lentille avant les campagnes de tir. On évite ainsi de possibles incertitudes induites par une reprise d'image. La distance entre la lentille et la caméra est ajustée afin d'obtenir précisément la bonne distance focale et par conséquent la meilleure focalisation du faisceau et la tache focale la plus nette. Cette distance est vérifiée en prenant des clichés entre chaque déplacement millimétrique de la lentille. Le capteur de la caméra faisant 1 cm^2, il ne capte pas toute l'énergie sur la cible mais l'énergie de l'ordre utile tel que le définit Silios, le fabriquant des lames de phase. En suivant la documentation fournie avec les lames de phase (fig. 2.10), on estime l'énergie captée par la caméra à 94 % de l'énergie sur cible.

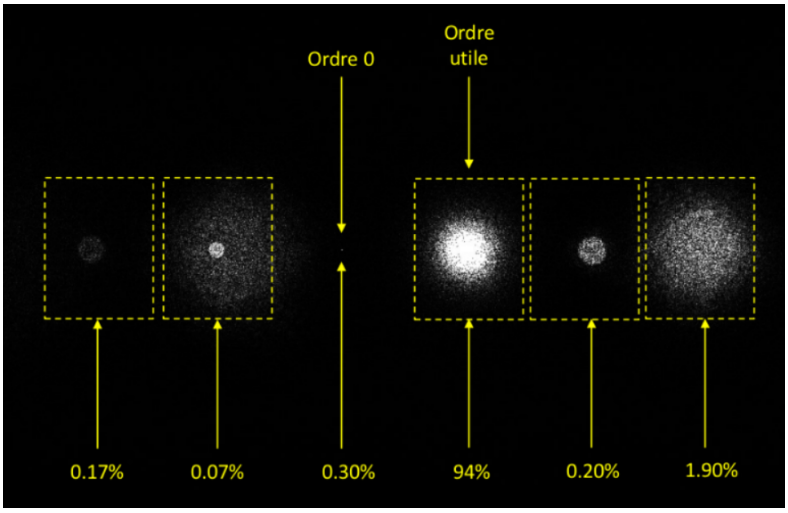
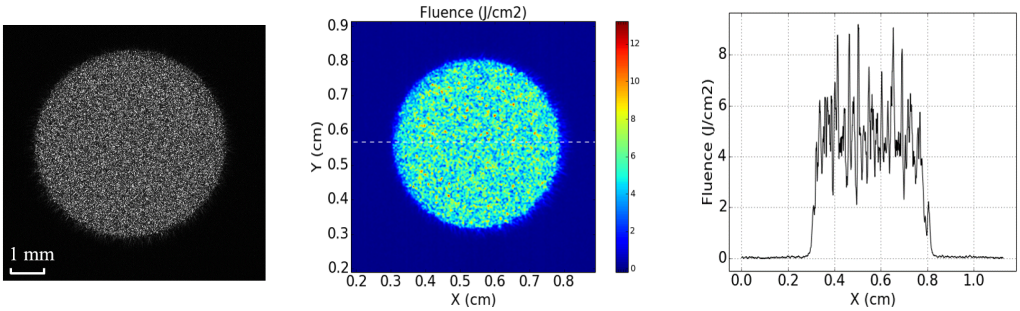


FIGURE 2.10 – Répartition de l'énergie du faisceau laser à travers la lame de phase (données fournies par son fabricant).

La caractérisation de la répartition spatiale de l'énergie se fait à partir du cliché de la tache focale

optimisée (fig. 2.11 (a)). A partir de cette mesure et de l'énergie captée par la caméra, nous pouvons en déduire la fluence normalisée en J/cm^2 contenue dans la tache focale (fig. 2.11 (b) et (c)).



(a) (b) (c)

FIGURE 2.11 – Résultats de la mesure de la tache focale de 5 mm (a) et de sa répartition en fluence dans le plan de la camera (b) et selon un axe passant par le centre (c). L'énergie a été arbitrairement fixée à 1 J.

La mesure de l'impulsion temporelle de chaque tir est réalisée grâce a un photo-tube qui mesure l'intensité laser réfléchie sur le calorimètre de référence et elle est automatiquement enregistrée. Cela permet de pouvoir capturer chaque éventuelle modulation qui pourrait intervenir d'un tir à l'autre et d'avoir le profil d'impulsion réel en donnée d'entrée pour les simulations. A titre d'exemple, la figure 2.12 représente les trois impulsions laser créneau choisies pour ces travaux avec des durées de 10, 20 et 40 ns. En combinant toutes les incertitudes sur les mesures d'énergie et de tache focale (10 % sur l'énergie et 10 % sur la répartition spatiale) nous estimons l'incertitude de mesure de la fluence à ± 15 %.

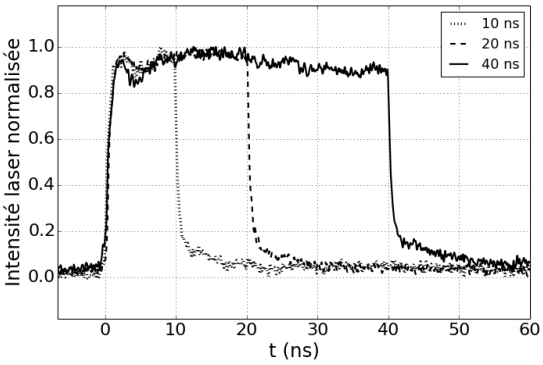


FIGURE 2.12 – Profils temporels créneau obtenus au GCLT pour des tirs de 10, 20 et 40 ns d'impulsion.

2.2 Diagnostics in situ - mesure de vitesse de surfaces libres

Pour étudier le comportement dynamique d'un matériau soumis à un choc et l'interaction laser matière qui lui est associée, les diagnotics in-situ sont essentiels. En effet, dès 1953 Minshall et al. [102] ont montré l'importance de mesurer la durée ainsi que le profil de l'onde de choc transmise pour caractériser un matériau sous choc. Pour ce faire, plusieurs méthodes sont possibles comme les capteurs de pression [71, 72, 70] ou les mesures de vitesses de surfaces libres [69]. Dans cette thèse, les techniques optiques de vélocimétrie Doppler que sont la VH (Vélocimétrie Hétérodyne) et le VISAR (Velocity Interferometer for System for Any Reflector) ont servi à mesurer les vitesses de surfaces libres des cibles. Leur principe de fonctionnement est détaillé dans les paragraphes qui suivent.

2.2.1 Velocity Interferometer System for Any Reflector (VISAR)

Le VISAR a été développé par Barker et Hollenback en 1972 [103], à partir d'un système d'interférométrie laser capable de mesurer des vitesses allant jusqu'à 0,1 $mm/\mu s$ pour des cibles parfaitement plates et réfléchissantes [104]. Son nom, VISAR, Velociy Interferometer System for Any Reflector ou système d'interférométrie vélocimétrique pour tous les réflecteurs, en français, lui vient de sa capacité à caractériser les vitesses de surface réfléchissante en mesurant le décalage Doppler induit sur le faisceau sonde réfléchi. Il est composé de deux parties : une source de lumière monochromatique qui sert de sonde focalisée sur la face arrière de la cible et un interféromètre de Michelson où le faisceau sonde, une fois réfléchi, interfère avec lui-même. Dans cette étude, deux VISAR ont été utilisés, celui du PIMM, fabriqué sur place et celui du CEA, commercialisé par la société Valyn qui est un Visar 7 voies de type push-pull . Dans les deux cas, le laser sonde est un laser Nd :YAG doublé (Verdi de Coherent) avec une longueur d'onde λ_0 de 532 nm, une puissance maximal de 5W et focalisé sur une tache d'environ 30 μm de diamètre.

2.2.1.1 Principe de fonctionnement du VISAR

Le principe du VISAR est de créer des franges d'interférence dont le déplacement est proportionnel à la vitesse de la surface sondée. En mesurant leur défilement F(t), on peut ainsi connaître la vitesse de l'échantillon. En effet, la face arrière de la cible, sur laquelle est focalisé le laser sonde est mise en mouvement par la propagation de l'onde de choc ce qui va induire un changement de longueur d'onde

$\lambda(t)$ relié à la vitesse de la cible v_t par l'effet Doppler (formule 2.1), où λ_0 est la longueur d'onde initiale et c est la vitesse de la lumière.

$$\lambda(t) = \lambda_0(1 - \frac{2v_t}{c}) \tag{2.1}$$

Une fois le faisceau réfléchi, il est renvoyé par un jeu de miroir troué, puis il est injecté dans une fibre pour être envoyé dans l'interféromètre (fig. 2.13). Là, il est séparé en deux par une lame séparatrice (LS). Un faisceau est envoyé dans la branche de référence puis renvoyé par le miroir M1, tandis que le second se propage dans une branche ayant un retard τ_e induit par l'utilisation d'un étalon de longueur L_e et d'indice optique n_e (formule 2.2) avant d'être renvoyé par le miroir M2.

$$\tau_e = \frac{2L_e}{c}\left(n_e - \frac{1}{n_e}\right) \tag{2.2}$$

Le déphasage entre le faisceau de référence et le faisceau retardé à l'instant t $\varphi(t)$ s'exprime :

$$\varphi(t) = \frac{2\pi}{\lambda_0} v(t) 2\tau_e(1+\beta) + \phi\left(t_0\right) \tag{2.3}$$

où $\phi(t_0)$ est le déphasage à l'instant t_0 :

$$\varphi\left(t_0\right) = \frac{2\pi}{\lambda_0}\left(n_{e0} - \frac{1}{n_{e0}}\right) 2L_e \tag{2.4}$$

et où β est le facteur de corrélation de l'indice optique de l'étalon résultant du changement de longueur d'onde du faisceau sonde :

$$\beta = -\frac{n_{e0}}{n_{e0}^2 - 1}\lambda_0 \left(\frac{dn_e}{d\lambda}\right)_{\lambda=\lambda_0} \tag{2.5}$$

Ainsi, on peut définir la vitesse de la cible v_t par rapport au déphasage $\varphi(t)$ grâce à la relation :

$$v(t) = \frac{\varphi(t) - \varphi\left(t_0\right)}{2\pi}\frac{\lambda_0}{2\tau_e}\frac{1}{1+\beta} \tag{2.6}$$

Le terme correctif β étant très petit devant 1 (10^{-2})) on peut le négliger dans l'équation 2.6 et on obtient ainsi la relation simplifiée :

$$v(t) = K\frac{\varphi(t) - \varphi(t_0)}{2\pi} \tag{2.7}$$

où $K = \frac{\lambda_0}{2\tau_e}$ est le facteur de frange. Directement dépendant du retard, il est défini par l'opérateur en fonction de l'étalon choisi.

Enfin, les deux branches vont se rencontrer au niveau de la lame séparatrice. Il en résulte la création de franges d'interférences dont le défilement $F(t) = \frac{v(t)}{K}$ est dû au déphasage $\varphi(t)$ et est directement proportionnel au facteur de frange choisi. Le faisceau recombiné est ensuite envoyé dans les photomultiplicateurs (PM1 et PM2) puis transmis à un oscilloscope. La détermination du déphasage va permettre de calculer la vitesse de la cible selon la formule 2.6.

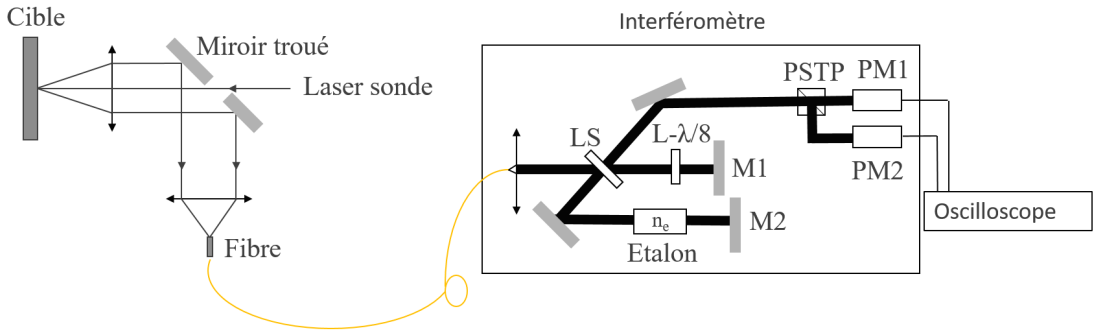


FIGURE 2.13 – Schéma simplifié du principe de fonctionnement du VISAR.

2.2.1.2 Limites de la mesure de vitesse en face arrière par VISAR

Une incertitude sur le déphasage peut venir avec un saut de frange, c'est à dire le passage d'une frange à l'autre. Pour pallier ce problème, un ou plusieurs autres interferomètres peuvent être utilisés [105, 106, 73]. C'est le cas dans le VISAR du PIMM utilisé sur Héphaïtos où on a rajouté une lame $\lambda/8$ (L - $\lambda/8$) dans la branche de référence et un Prisme Semi-Transparent Polariseur (PSTP) placé juste avant les photomultiplicateurs. L'ajout de ces deux éléments crée un deuxième système d'interférence déphasé de $\pi/2$ avec le premier. Dans le cas du VISAR Valyn utilisé au GCLT, il n'y a qu'un interféromètre, par conséquent l'étalon est systématiquement choisi tel que le saut de vitesse attendu soit de l'ordre d'une demi-frange. Ainsi, un écart lié à un éventuel saut de frange serait plus facilement repérable. L'incertitude sur la mesure de vitesse en face arrière due au facteur de frange est estimée à environ 5% de sa valeur. Le choix du facteur de frange est donc un compromis.

La résolution temporelle de la mesure de vitesse dépend du retard τe défini par l'équation 2.2, du temps de réponse des photomultiplicateurs et de la bande passante de l'oscilloscope utilisé (dans notre cas un Teledyne Lecroy 1 GHz - 2,5 GS/s). Dans notre cas, on estime la résolution temporelle de l'ordre de la ns.

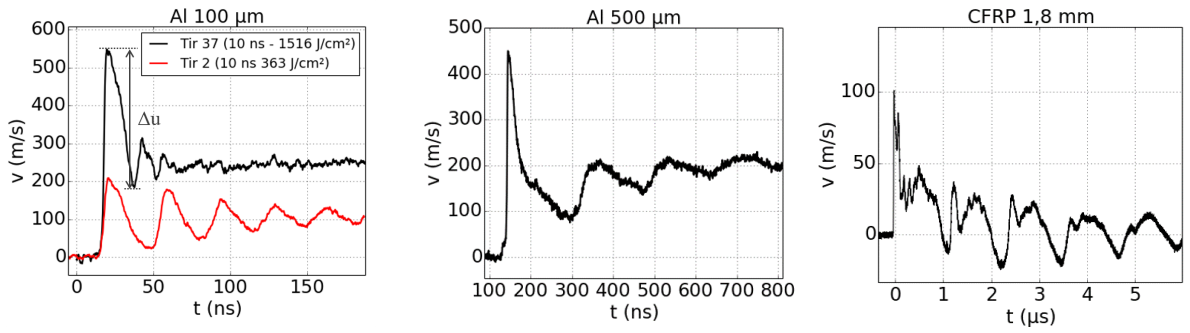
Enfin, la réflectivité et la sensibilité de la cible à la chaleur sont des points essentiels à prendre en compte. La mesure de la vitesse de la face arrière de matériaux non réfléchissant tels que les composites à résine epoxy étudiés dans cette thèse nécessite l'ajout d'une couche réfléchissante et thermo-protectrice telle qu'un métal (voir chapitre 4). En effet, la faible réflectivité des composites conduit à la nécessité d'utiliser une puissance de laser sonde importante pour obtenir un signal retour. Cette puissance, focalisée sur les 30 μm de diamètre peut aisément dépasser $25kW/cm^2$ ce qui correspond au seuil de dégradation thermique de la résine époxy et entrainerait sa dégradation.

Enfin, le VISAR n'est capable de mesurer qu'une seule vitesse à la fois.

2.2.1.3 Résultats

La figure 2.14 présente des signaux acquis avec le VISAR Valyn de CEA pour des cibles de (a) 100 μm d'aluminium pur irradiées en régime d'interaction directe ; (b) 500 μm d'aluminium pur et (c) 1,8 mm de composite CFRP irradiées en régime confiné eau. Plusieurs informations se dégagent de cette figure. Dans tous les cas, les pics réguliers correspondent aux allers-retours de l'onde de choc dans les épaisseurs respectives des matériaux ; leurs amplitudes diminuent avec l'atténuation de l'onde de choc par le matériau. Ces allers-retours sont témoins d'un échantillon non endommagé car l'onde de choc peut se propager dans l'épaisseur totale. Leur fréquence est inversement proportionnelle à l'épaisseur de matériau : dans une cible de 100 μm, (fig. 2.14 (a)), on en compte 3 en 100 ns, alors que dans une cible de 500 μm (fig. 2.14 (b)), chaque pic est séparé du suivant d'environ 200 ns. Dans le matériau composite, plus épais (1,8 mm) et avec une vitesse du son moins importante (3000 contre 5400 m/s), les pics sont encore moins fréquents, on en compte un toutes les 1,2 μs. La résolution à la ns du VISAR permet d'identifier clairement le maximum de vitesse de la cible d'aluminium de 500 μm large de 3 ns à son sommet (fig. 2.14 (b)). De même, les pics secondaires dans la cible de composite qui

correspondent aux réflexions des ondes sur les inter-plis séparés d'environ 50 à 100 ns sont clairement identifiables (fig. 2.14 (c)).



(a) (b) (c)

FIGURE 2.14 – Résultats de mesures de vitesses de surfaces libres par VISAR obtenues sur l'installation du GCLT sur des cibles de (a) 100 μm d'aluminium pur irradié en régime d'interaction directe ; (b) 500 μm d'aluminium pur et (c) de 1,8 mm composite CFRP iradiés en régime confiné eau.

Au contraire des autres profils v(t), le tir 37 de la figure 2.14 (a) présente un profil typique d'un endommagement dit d'écaillage. Sous la sollicitation mécanique induite par l'onde de choc, une partie de la cible, que l'on nomme écaille, va se décoller et l'onde va rester bloquée dans l'interstice créé. Ainsi, le profil ne présente pas d'allers-retours mais seulement le premier pic et un niveau qui se stabilise, que l'on nomme l'envol. La différence entre ces deux niveaux est appelée saut de vitesse Δu ; on peut la relier à la résistance du matériau dynamique grâce à la tension seuil σ_s qui se calcule avec l'équation 2.8 [107, 108, 109, 110, 111].

$$\sigma_s = 1/2\rho_0 C_0 \Delta u \tag{2.8}$$

où ρ_0 est la masse volumique, C_0 est la vitesse du son dans ce matériau. Par exemple, dans la figure 2.14 (a), dans le cas d'une cible d'aluminium de 100 μm, avec un densité de 2700 kg/m^3 et une vitesse du son de $C_0 = 5300$ m/s soumise à une irradiation laser directe de 1516 J/cm^2 pendant 10 ns, la mesure de Δu à 366 m/s conduit à une tension seuil σ_s de 2.6 GPa.

2.2.2 Vélocimétrie Hétérodyne (VH)

2.2.2.1 Principe de fonctionnement de la VH

La vélocimétrie hétérodyne (VH) ou Photonic Doppler Velocimetry (PDV) en anglais, a été développée au LLNL (Lawrence Livermore National Laboratory) et au CEA dans les années 2000 pour compléter les mesures VISAR [112, 113]. Aussi basée sur l'interférométrie, cette méthode est dite hétérodyne car elle nécessite l'utilisation d'un faisceau de référence, contrairement au VISAR qui interagit avec lui-même. L'une des caractéristiques principales de la VH est sa capacité à mesurer plusieurs vitesses simultanément, ce qui la rend particulièrement adaptée aux mesures d'éjection de matières [114, 115]

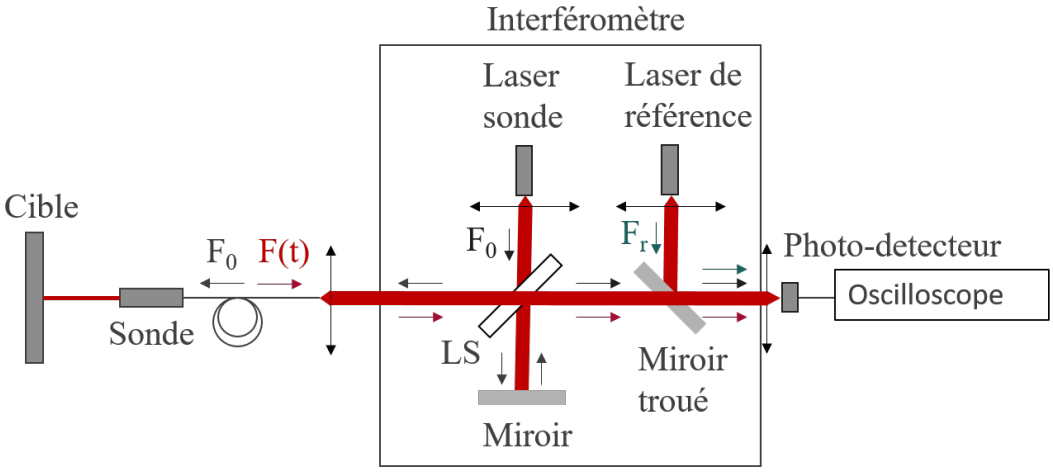


FIGURE 2.15 – Schéma simplifié de fonctionnement de la VH.

La figure 2.15 représente un schéma simplifié du fonctionnement de la VH. En pratique, un faisceau sonde collimaté de fréquence F_0 est envoyée sur environ 500 μm de la cible en déplacement x(t). Une fois réfléchi, il a une fréquence f(t) affectée par l'effet Doppler et est réinjecté dans la fibre. Le faisceau de référence, quant à lui est envoyé directement sur le détecteur où il rencontre le faisceau sonde. Les amplitudes des deux ondes peuvent s'écrire selon les relations 2.9 et 2.10.

$$y(t) = y_0 \cos(\omega t + \phi) \tag{2.9}$$

$$z(t) = z_0 \cos\left(\omega\left(t + \frac{L_0 - 2x(t)}{c}\right) + \phi\right) \tag{2.10}$$

où y(t) est le faisceau sonde et z(t) le faisceau référence ; L_0 est la distance séparant le laser sonde et la cible au repos ; c est la vitesse de la lumière ; ω est la pulsation et φ est la phase. Le détecteur reçoit l'intensité lumineuse I(t) de ces deux faisceaux, soit le carré de la somme des deux amplitudes. Par conséquent, on peut écrire :

$$I(t) = 1 + \cos\left(2\frac{2\pi}{\lambda_0}x(t)\right) \tag{2.11}$$

En considérant x(t), le déplacement de la cible, comme uniforme de temps compris entre 0 et t, I(t) peut s'exprimer en fonction de la vitesse de déplacement v(t) et devient :

$$I(t) = 1 + \cos\left(2\frac{2\pi}{\lambda_0}v(t)t\right) \tag{2.12}$$

Ainsi, on peut déterminer la vitesse de la cible v(t), à partir de la fréquence F(t) du signal mesuré par le détecteur.

Le faisceau de référence peut être une partie du faisceau sonde de fréquence f_0, séparé par une lame séparatrice en entrée, ou un autre laser, avec une fréquence f_r. Dans le second cas, la différence de fréquence est appelé un pivot et sert à observer une gamme de vitesses plus importante. Dans nos études, seule des vitesses homodynes sont mesurées, donc le pivot a été pris égal à 0 en utilisant un laser de référence avec une fréquence égale à la fréquence du laser sonde soit 1550 nm.

La fréquence F(t) mesurée par le détecteur et envoyée dans l'oscilloscope doit être post-traitée par transformée de Fourier pour pouvoir remonter au déplacement de la cible. Pour ce faire, cette étude se sert du logiciel Caféine développé par G. Prudhomme durant sa thèse [114]. Pour s'adapter aux variations de fréquence, le logiciel va procéder à la transformée de Fourier court-terme du signal de tension brut sur des petites durées. Ainsi, chaque composante de la fréquence sera isolée et l'information sur la vitesse extraite dans un spectrogramme. Un ajustement de la taille de la fenêtre de discrétisation est possible, ce qui a un impact sur la résolution en vitesse et en temps du spectogramme. Un compromis entre résolution temporelle et spatiale doit donc être fait. Le logiciel permet également de faire une

correction sur la vitesse dans le cas où la sonde serait positionnée sous la cible avec un angle, ce qui peut s'avérer utile en cas d'éjection de matière. La vitesse v(t) est extraite une fois tous les ajustements nécessaires faits.

2.2.2.2 Résultats

Deux profils de vitesses typiques pour des cibles non endommagées d'aluminium pur de 500 μm et de 1,8 mm de composite CFRP sont présentés dans la figure 2.16. Les profils de vitesses (a) et (c) sont directement ceux qu'affiche le logiciel de post traitement caféine [114], on remarque que leurs extractions (fig. 2.16 (b) et (d)) conduisent à une perte de résolution, mais que les niveaux et les temps d'arrivés gardent les mêmes ordres de grandeur. La résolution temporelle est de l'ordre de la dizaine de ns ce qui est suffisant pour caractériser les allers-retours intervenants dans les cibles de ces épaisseurs. En effet, le temps de parcours de l'onde de choc pour faire un aller-retour et être mesuré par la VH est respectivement d'environ 200 ns et de 1.2 μs dans les cibles 500 μm d'aluminium et de 1,8 mm de CFRP. Ces temps de propagation relativement long impliquent une nécessité de mesure pendant quelques micro secondes afin d'enregistrer plusieurs allers-retours.

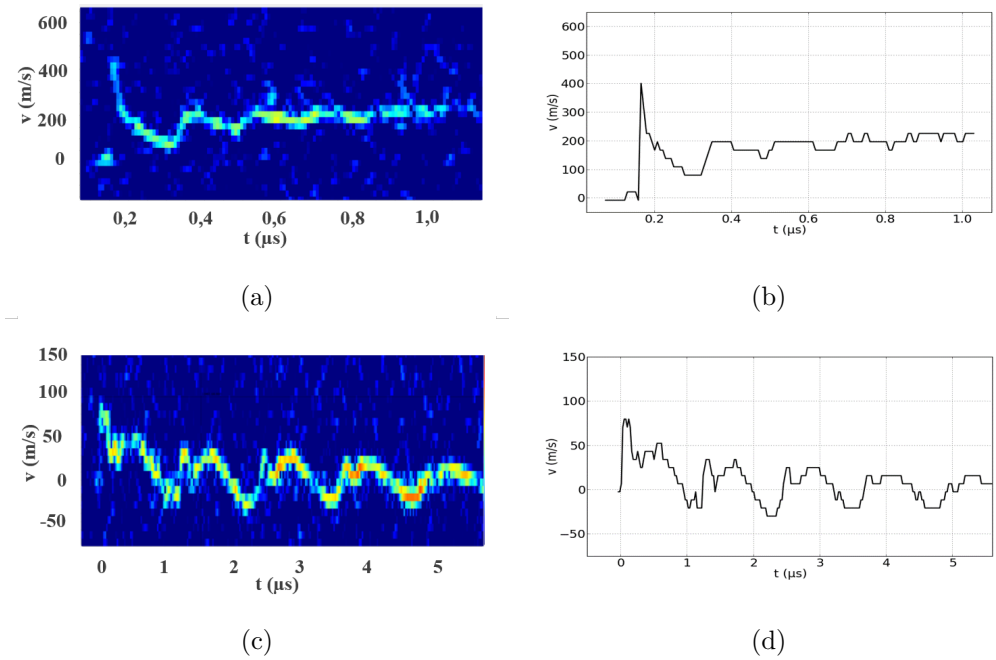


FIGURE 2.16 – Capture d'écran du logiciel caféine affichant les mesures de vitesse de surfaces libres par VH obtenues sur l'installation GCLT pour des cibles (a) de 500 μm d'aluminum pur et (c) de 1,8 mm de CFRP et (b) et (d) profils v(t) respectifs extraits.

2.2.3 Comparaison entre les mesures VISAR et VH

L'extraction des signaux VH permet leurs superpositions avec les signaux VISAR. C'est ce que l'on a fait et représenté dans la figure 2.17 pour des tirs sur des cibles (a) d'aluminium et (b) de composite irradiés en régime confinés eau avec un laser à 1503 nm d'impulsion gaussienne de 8 ns en durée à mi hauteur avec une fluence de 86 J/cm^2 et d'impulsion créneau de 20 ns avec une fluence de 5,1 J/cm^2 respectivement. Dans les deux cas, les ordres de grandeur des amplitudes sont équivalents avec une divergence au niveau de la mesure du premier pic plus basse de 10 à 20 % respectivement pour l'aluminium et le composite. Cela est dû à la plus basse résolution temporelle de la VH. Dans les deux cas, les deux diagnostics ont été capables de mesurer les signaux pendant suffisamment longtemps pour enregistrer plusieurs allers-retours, dont les fréquences sont égales. De plus, la concordance entre les pics secondaires dans la cible de composite montre que ceux-ci ne sont pas du bruit provenant de l'un ou de l'autre diagnostic mais bien d'un phénomène physique.

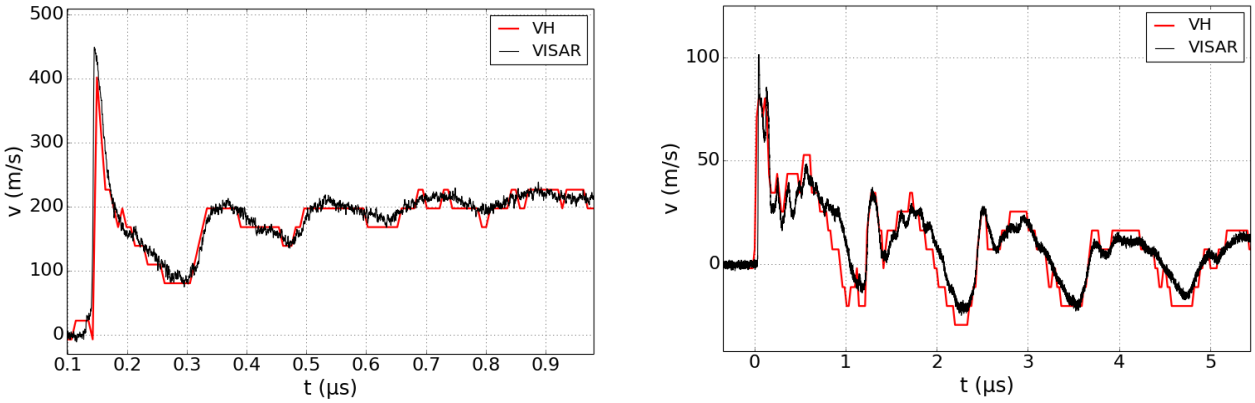


FIGURE 2.17 – Superpositions des signaux VH (rouge) et VISAR (noir) pour des cibles cibles (a) d'aluminium et de (b) de composite irradiés en régime confinés eau avec un laser à 1503 nm d'impulsion gaussienne de 8 ns en durée à mi hauteur avec une fluence de 86 J/cm^2 et d'impulsion créneau de 20 ns avec une fluence de 5,1 J/cm^2 respectivement

Ainsi, lorsqu'une haute résolution temporelle est nécessaire, comme pour l'étude de l'interaction laser-matière sur les cibles fines (100 μm) ou pour mesurer précisément la vitesse maximale du premier pic, il est préférable d'utiliser un VISAR. Dans le cas de cibles épaisses, utilisées pour étudier les paramètres matériaux, ou pour avoir un niveau global de vitesse, la VH est cependant un diagnostic tout à fait adéquat. De plus, elle peut servir à vérifier l'absence d'un éventuel saut de frange du VISAR. Facile

à mettre en œuvre grâce à son système de sonde fibrée, on préfère l'utiliser et bénéficier de diagnostics redondants pour valider nos résultats. En effet, puisqu'on peut facilement l'installer avec un angle, qui sera corrigé par le logiciel caféine, elle ne gène nullement les mesures VISAR. En revanche, pour les matériaux sensibles à la chaleur de la focalisation ne pouvant être protégés ou peu réfléchissants, seule la VH doit être utilisée afin de ne pas les endommager.

Le tableau 2.1 récapitule les principales différences des diagnostics VH et VISAR.

Table 2.1 – Comparaison des systèmes de vélocimétrie laser VISAR et VH

VISAR	**VH**
Mesure une vitesse	Mesure un déplacement
Méthode de vélocimétrie homodyne	Méthode de vélocimétrie hétérodyne ou homodyne
Ne nécessite pas de post-traitement	Nécessite un post-traitement pour extraire le signal VH
Mesure d'une seule vitesse	Mesure multi-vitesses
Montage relativement complexe et connaissances du système nécessaires	Système fibré facile à mettre en œuvre
Focalisation du faisceau sonde sur $\phi = 30\ \mu m$	Focalisation du faisceau sonde sur $\phi = 200\ \mu m$
Peut engendrer des dégradations thermiques, notamment sur composites époxy	N'engendre pas de dégradations thermiques
Nécessite un matériau lisse et réfléchissant	Efficace sur matériaux rugueux et moins réfléchissant
Résolution temporelle de l'ordre de la ns, capable de discriminer facilement une vitesse maximale de 3-400 m/s	Compromis entre la résolution spatiale et temporelle, mauvaise discrimination du maximum du premier pic de vitesse
Possibilité de perte de faisceau quand la cible se déforme ou en cas d'éjection de matière	Insensible à la déformation de la cible et capable de mesurer des nuages de particules

2.3 Diagnostics post choc - caractérisation du défaut

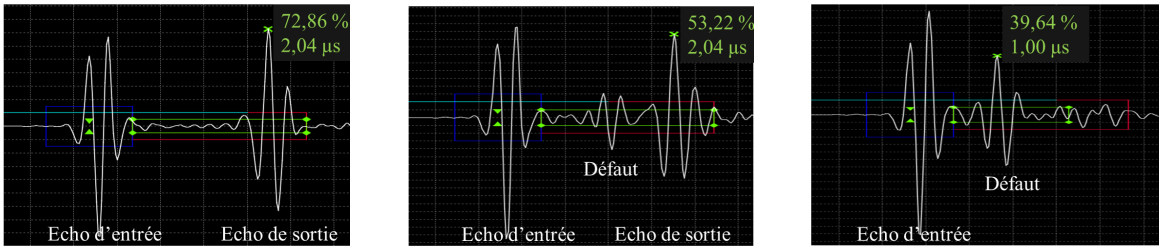
Les diagnostics utilisés dans cette thèse pour détecter les endommagements et les mesurer après un choc laser sont détaillés dans les paragraphes suivants. Les contrôles non destructifs sont souvent préférés car ils laissent le matériau intègre après inspection, permettant ainsi d'en faire plusieurs de manière consécutive. Dans cette catégorie, les ultrasons et les rayons X sont largement répandus [116, 59, 117, 118, 119]. En opposition, il est parfois nécessaire de découper le matériau pour obtenir

des informations plus précises sur la présence d'éventuels défauts [59, 58, 120, 50, 121, 122, 100]. Dans notre cas, les coupes microscopiques sont utilisées car elles permettent d'obtenir une grande précision avec peu de préparation. Les trois méthodes qui vont être détaillées sont toutes complémentaires. Chacune nous apporte des informations différentes, c'est pourquoi le dernier paragraphe se concentrera sur leur comparaison.

D'autres diagnostics de contrôles post-choc sont possibles mais ils n'ont pas été utilisés dans cette thèse et ne seront donc pas détaillés.

2.3.1 Contrôles ultrason (US)

Les contrôles non destructifs basés sur la technique des ultrasons sont sans doute les plus utilisés dans le monde de l'aéronautique pour contrôler les matériaux composites. Ils ont un temps de réponse instantané et sont faciles à mettre en œuvre. Le principe est d'envoyer une onde ultra-sonore à l'aide d'un émetteur placé sur la surface de l'échantillon. Cette onde va se propager dans le matériau en suivant les lois de l'acoustique jusqu'au récepteur. Si ce dernier est placé du même coté que l'émetteur, le contrôle est dit "en réflexion", s'il est de l'autre côté, il est dit "en transmission" Les fréquences des ondes acoustiques typiquement utilisées pour inspecter un composite sont 5 à 10 MHz. Pour l'inspection d'assemblage titane-composite d'autres sondes, dites hautes fréquences, à 30 et 50 MHz sont utilisées pour permettre une meilleure observation de l'assemblage entier et du joint de colle. Un A-scan est une représentation en une dimension du trajet de l'onde dans l'épaisseur du matériau. Celui-ci réagit aux différences d'impédance et va donc être perturbé par un changement de matériau ou par la présence d'un défaut entrainant un vide. Lors de l'absence de défaut, un A-scan est constitué d'un écho dit d'entrée et d'un écho dit de sortie qui correspondent respectivement à la rupture d'impédance que représente le passage de l'émetteur à l'échantillon et celle de l'échantillon à l'air (fig. 2.18). Ces échos sont périodiques, car les ondes ultra-sonores font des allers-retours dans l'épaisseur de l'échantillon, jusqu'à être totalement atténués. Deux informations sont importantes dans la lecture des A-scans : l'amplitude et le temps de vol correspondant à chaque écho. L'amplitude est proportionnelle à la taille du défaut tandis que le temps de vol permet de calculer la distance entre deux échos. En connaissant la vitesse du son dans le matériau concerné, on peut ainsi déterminer la position d'un défaut dans l'épaisseur de l'échantillon.



(a) (b) (c)

FIGURE 2.18 – Exemple de mesures ultrasons en A-scan. (a) sans défaut (b) avec un défaut au centre (c) avec un défaut au centre masquant l'écho de fond.

Les B- et C-scans sont des reconstructions de plusieurs A-scans pour donner des cartographies en 2 et 3 dimensions respectivement. Ils permettent une meilleure visualisation des défauts. De plus, avec un C-scan la mesure de la taille de l'endommagement dans le plan XY est possible, ce qui ne le serait pas avec un A- ou un B-scan. La figure 2.19 représente un exemple des différents scans possibles que nous avons réalisés dans nos études. On y voit une plaque de 100*100*3 mm de composite stratifié-croisé CFRP avec 13 impacts lasers réalisés sur Héphaïstos avec une tache focale de 4,7 mm et des délais entre les deux voies variant de 0 à 410 ns.

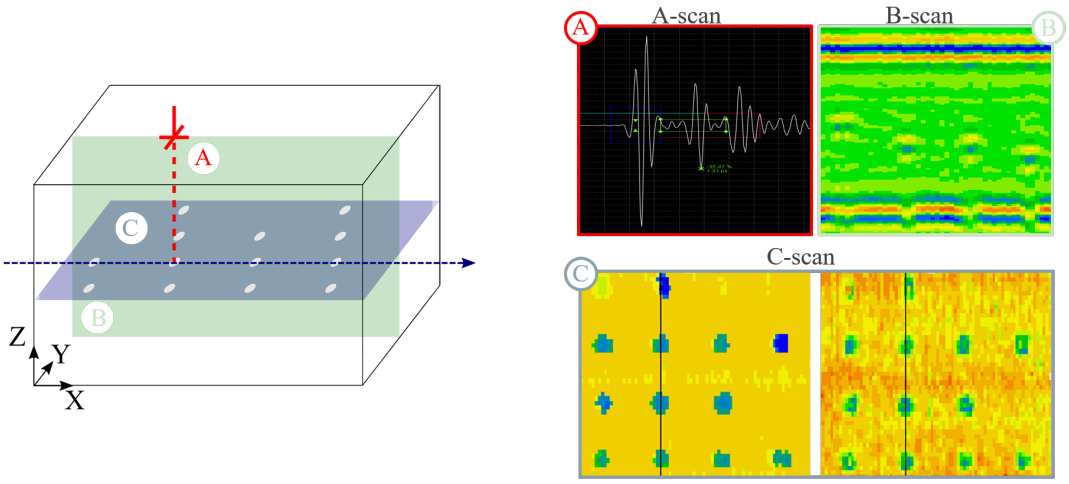


FIGURE 2.19 – Schéma des différents modes d'analyse ultrasons. A. A-scan, B. B-scan C. C-scan en temps de vol (gauche) et en amplitude (droit). Plaque de 100*100*3 mm de CFRP impactée sur Héphaïstos avec une tache focale de 4,7 mm et des délais entre les deux voies variant de 0 à 410 ns. La ligne sur le C-scan représente le plan du B-scan.

L'inconvénient majeur des contrôles US est qu'ils ne peuvent pas détecter un défaut si celui-ci se trouve derrière un autre défaut suffisamment grand pour que la totalité des ondes ultra-sonores s'y reflètent. Cela s'appelle le phénomène d'ombrage, un exemple est visible sur figure 2.18 (c) où l'écho de fond est masqué par le défaut. De plus, avec cette technique on ne peut détecter que des défauts perpendiculaires au sens de propagation des ondes. Enfin, les mesures de la taille du défaut dans le plan XY, dépendent des paramètres détection des endommagements dans les A-scans et des paramètres d'affichages des cartographies des c-scans choisis par l'opérateur, ce qui induit des incertitudes sur les valeurs exactes.

2.3.2 Micro-tomographies à rayons X

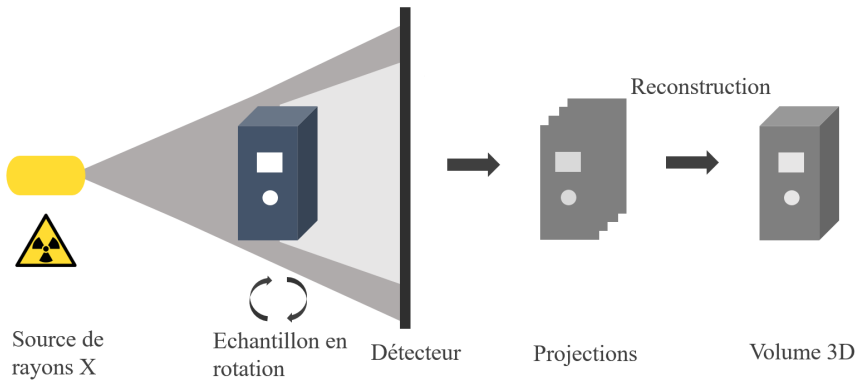


FIGURE 2.20 – Schéma du principe de fonctionnement de la tomographie par ordinateur.

Les imageries à rayon-X sont basées sur la capacité des rayons X à traverser la matière sans l'endommager. Durant leurs trajets, une partie d'entre eux va être absorbée tandis que l'autre partie va traverser l'échantillon et être recueillie par un détecteur. L'absorption des rayons-X est proportionnelle à l'épaisseur de matière et est en relation directe avec sa densité. Plus le matériau est dense ou épais, plus les rayons seront absorbés et plus l'image résultante sera sombre. A l'inverse, un matériau fin ou a faible densité laissera passer plus de rayons-X et l'image finale aura un niveau de gris plus clair. Ainsi, une radiographie permet de décerner différents matériaux et leurs épaisseurs relatives. Le principe de la tomographie est de mettre l'objet d'intérêt sur une platine tournante entre une source de rayons-x et un détecteur numérique. Lors de l'acquisition, le détecteur va capturer des milliers de clichés en 2 dimensions appelés projections. La reconstruction de ces projections va permettre d'obtenir un volume

en 3 dimensions dans lequel il sera possible d'observer chaque coupe. La résolution de l'acquisition, exprimée en piXEL VOlumique ou voxel, dépend du détecteur et de la source utilisée. Durant cette thèse, nous avons utilisé et mis en œuvre deux types de rayonnement X provenant respectivement d'une source industrielle et d'un synchrotron.

Micro-tomographie industrielle

Nous avons réalisés les premières tomographies dans le laboratoire de Testia à Ottobrunn (partenaire du projet) qui a mis à notre disposition leur machine Diondo d2 300kV équipée d'un détecteur "Varian 4343" avec 3000 pixels de 0,139 mm^2 et une source X "X-Ray WorX XWT-330-CT" (fig. 2.21). Sa résolution peut atteindre jusqu'à 3 $\mu m/voxel$ si l'échantillon est suffisamment petit pour pouvoir tourner proche de la source. Dans notre cas, les scans sont réalisés avec une résolution de 4 à 33 $\mu m/voxel$.

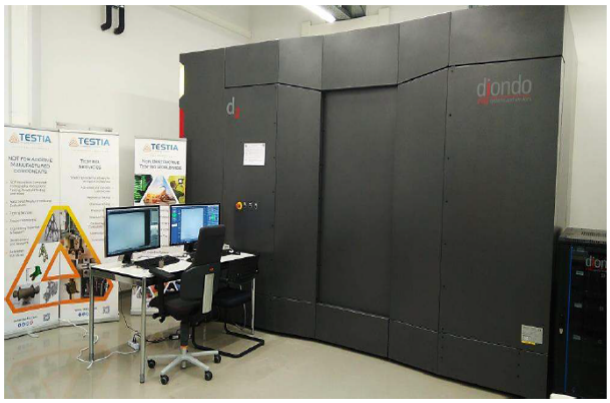
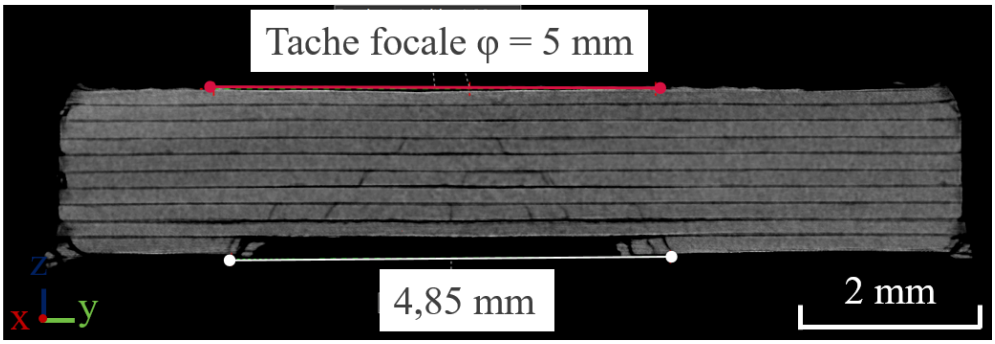
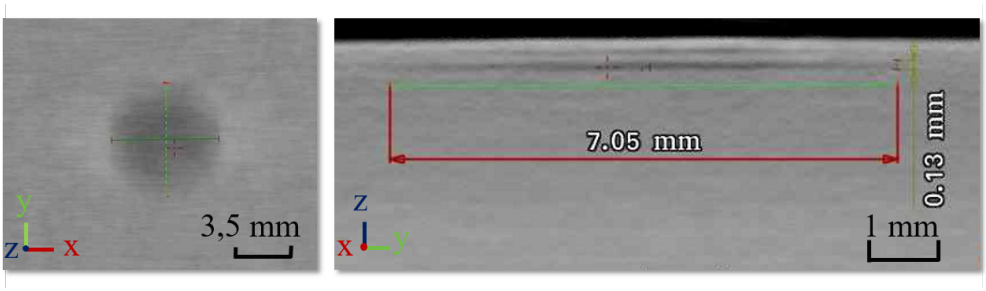


FIGURE 2.21 – Machine de tomographie Diondo d2 dans la laboratoire de Testia Ottobrunn.

A titre d'exemple, la figure 2.22 présente les résultats de deux tomographies obtenues avec la machine Diondo d2 de Testia, avec une résolution de (a) 5 $\mu m/voxel$ et (b) 33 $\mu m/voxel$ pour des échantillons d'épaisseurs respectives de 1,8 et 6 mm.



(a)



(b)

FIGURE 2.22 – Exemple de tomographies obtenues avec la machine Diondo d2 de Testia à partir de cibles de composite stratifiés-croisés de 1,8 et 6 mm d'épaisseurs respectives et avec des résolutions de (a) 5 $\mu m/voxel$ et (b) 33 $\mu m/voxel$.

Les résultats sont encourageants, comme le montre la figure 2.22 certains endommagements sont visibles et mesurables. En revanche pour atteindre la résolution de 5 $\mu m/voxel$, les échantillons doivent être placés très proche du détecteur et être découpés à une taille de l'ordre du cm^2, ce qui n'est pas toujours faisable et ajoute une étape de préparation. De plus, on estime en tomographie, que pour pouvoir identifier de manière claire un défaut, il faut que celui-ci soit représenté par au moins 3 voxels. Une résolution de 5 $\mu m/voxel$, induit donc une détection théorique de défauts de minimum 15 μm, ce qui n'est pas suffisant pour notre étude. Enfin, dans la plupart des échantillons de 1,8 et 3 mm d'épaisseurs avec une zone d'observation dans le plan de 7*7 mm^2, les défauts détectés aux ultrasons ne l'ont pas été en tomographie, notamment à cause d'artéfacts intervenants lorsque les trois dimensions de l'échantillon n'ont pas des tailles équivalentes.

Micro-tomographie synchrotron

Dans l'idée d'obtenir des clichés de tomographies avec une meilleure résolution et sur les échantillons de toutes les épaisseurs (1,8 - 3 et 6 mm) nous nous sommes tournés vers le synchrotron Soleil, auprès duquel nous avons déposé un proposal qui a été accepté pour le printemps 2021. Notre objectif principal était de pouvoir caractériser tous les endommagements induits par chocs laser, de quelques millimètres à quelques micromètres. Pour pouvoir mesurer l'ouverture de quelques micromètres et les trois dimensions de l'endommagement, il est en effet nécessaire d'avoir accès à un appareil de tomographie ayant une résolution inférieure à 2 $\mu m/voxel$ et un contraste de phase suffisamment bon pour éviter les artéfacts. En outre, avec l'utilisation d'une source X provenant d'un synchrotron, l'échantillon n'a pas besoin d'être placé très proche du détecteur pour obtenir une haute résolution et n'a, par conséquent, pas besoin d'être découpé. Ils ont été collés sur une base magnétique de différentes hauteurs pour compenser leur différence de taille et faciliter leur installation dans la chambre d'expérience (fig 2.23).

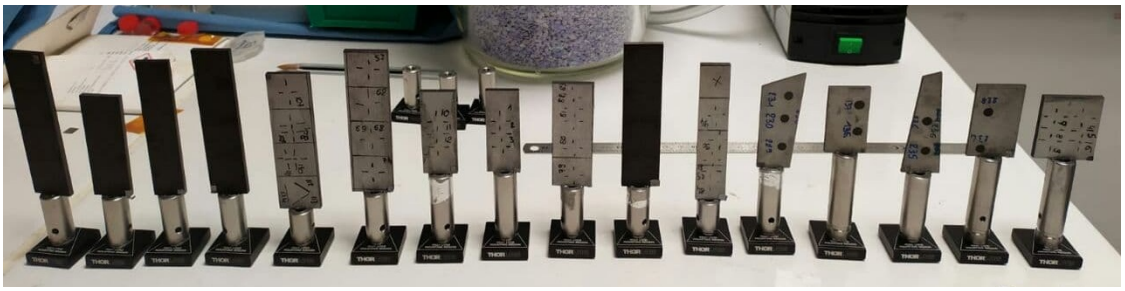


FIGURE 2.23 – Échantillons de CFRP préparés et collés sur leur base magnétiques pour être scannés.

La méthodologie proposée était de scanner les échantillons sur la ligne PSICHE équipée de deux détecteurs interchangeables Hamamatsu ORCA Flash4.0 avec 2048 x 2048 pixels de 6,5 micromètres. L'utilisation de différentes optiques avec ces détecteurs nous a permis d'atteindre des résolutions de 1,29 et 2,83 $\mu m/voxel$. En addition, nous avons utilisé le mode "pixel bining" qui divise par deux le nombre de pixels et nous a permis de descendre la résolution à 5,66 $\mu m/voxel$ pour avoir des temps de scans plus court. Le faisceau utilisé est nommé "pink beam mode" avec une taille 6*3 mm et une énergie moyenne de 28 KeV. Selon la résolution désirée (1,29 ou 2,83 $\mu m/voxel$), les échantillons étaient installés à une distance de 70 ou 150 mm du détecteur (fig. 2.24). Leur positionnement et le lancement des scans étaient pilotés depuis la salle de contrôle. Afin d'aider à repérer les zones à

inspecter, nous avons collé un morceau de plomb (matériau à la densité très différente du composite et ainsi facilement repérable aux rayons X) sur l'un des coins de chaque échantillon pour nous servir de repère.

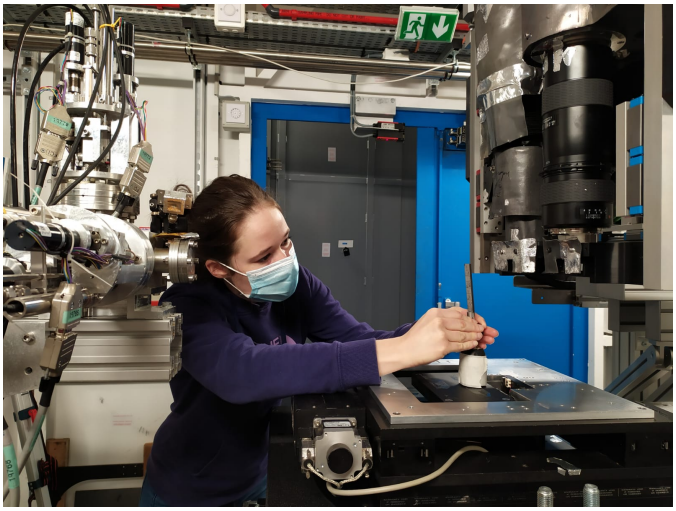


FIGURE 2.24 – Positionnement d'un échantillon à l'intérieur de la chambre de la ligne de tomographie PSICHE du synchrotron Soleil.

Le marquage de la position des impacts ayant été fait à la main, des incertitudes de quelques millimètres étaient possibles. Ainsi, la position exacte du défaut était déterminée avec un scan en basse résolution (fig. 2.25 (a)) puis une ou plusieurs acquisition(s) en haute résolution selon la taille de la zone à inspecter (fig. 2.25 (b)) étaient réalisées pour obtenir plus de détails. On observe en effet sur la figure 2.25 (b) une fissure intra-matricielle qu'on ne voyait pas sur la figure 2.25 (a). Avec cette méthode, nous avons réalisé 73 mesures. Les reconstructions des volumes 3D ont été réalisées avec le code PyHST2 [123] à partir des acquisitions 2D. Pour leur exploitation, nous avons utilisé le logiciel ImageJ.

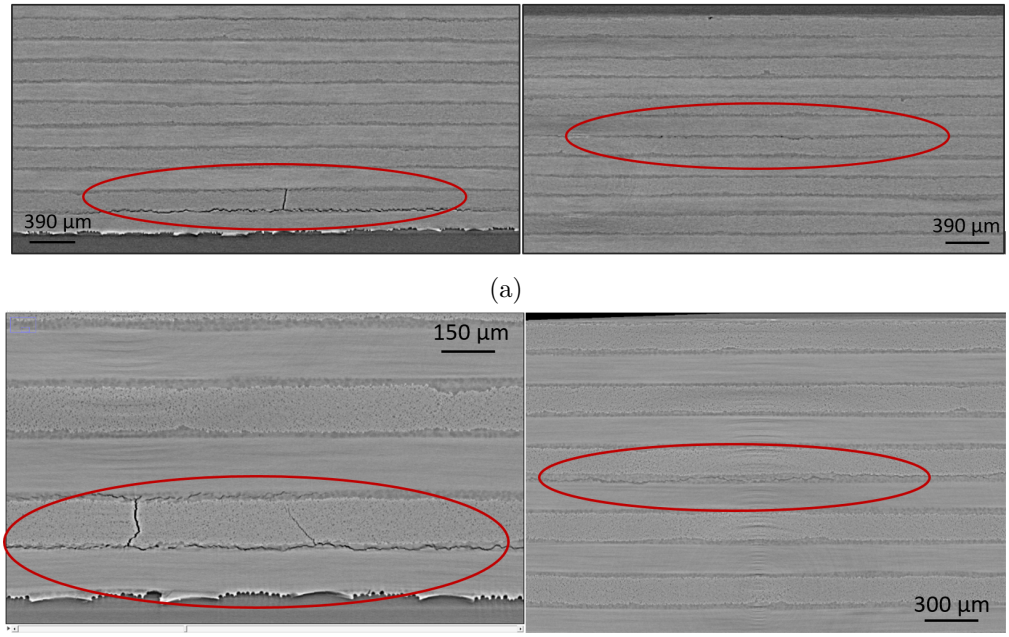


FIGURE 2.25 – Exemple d'une tomographie réalisée au synchrotron Soleil avec une résolution de (a) 5,66 et (b) 1,29 $\mu m/voxel$ pour le même échantillon de composite stratifié croisés de 3mm d'épaisseur.

Les résultats obtenus ont effectivement permis de caractériser des délaminages induits par chocs lasers de quelques micromètres d'ouverture et de quelques millimètres de long, un exemple dans les plans XY et YZ est montré sur la figure 2.26.

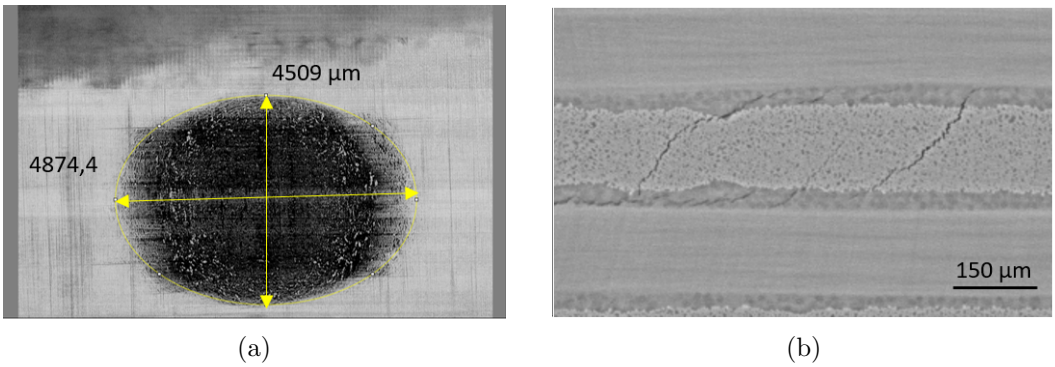


FIGURE 2.26 – Exemples de résultats obtenues en tomographie réalisée au synchrotron Soleil avec une résolution 1,29 $\mu m/voxel$ dans les plan (a) XY et (b) YZ pour un échantillon de composite stratifié croisés de 3 mm d'épaisseur.

Pendant les 4 jours de temps faisceau une équipe de 7 personnes en plus du responsable scientifique

de la ligne PSICHE s'est relayée permettant ainsi de scanner un total de 29 échantillons produisant des données avec une taille totale proche de 6 To. La difficulté d'accès au synchrotron et de manipuler des données de pareille taille limitent fortement la mise en œuvre de cette technique. Le post-traitement des scans, mesurant chacun de quelques Go à quelques centaines de Go, nécessite en effet l'accès à un ordinateur possédant une mémoire vive d'au moins 253 Go.

2.3.3 Coupes micrographiques

La dernière technique d'analyse post-choc mise en œuvre durant ma thèse est l'observation au microscope de coupes transverses de matériaux. Elles permettent d'obtenir des clichés d'une grande précision avec relativement peu de préparation. En effet, une fois l'échantillon découpé, enrobé dans une résine et poli, la seule limitation de résolution est le grossissement du microscope choisi. La qualité des microscopes optiques actuels permettant aisément d'atteindre un grossissement x2500, la caractérisation d'endommagements avec une ouverture de dixième de micromètre est possible.

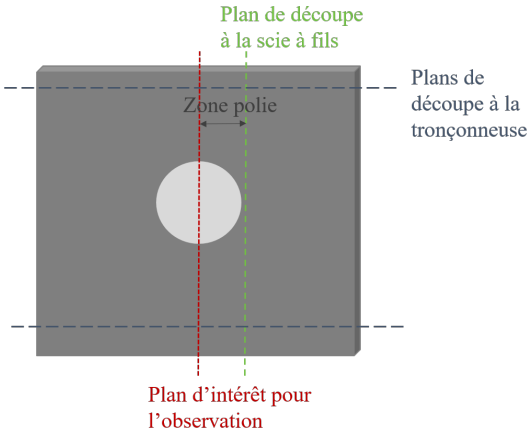


FIGURE 2.27 – Schéma de la préparation d'un échantillon pour une coupe microscopique. L'impact laser est représenté par le rond clair au centre du matériau.

La préparation des échantillons est réalisée selon le protocole qui suit (fig. 2.27). Une découpe grossière des bords de la plaque est faite avec une tronçonneuse munie de disque de découpe à revêtement diamant 50A25 et une vitesse initiale de 3 mm/s puis de 5 mm/s. Ensuite, une scie à fils est utilisée pour couper de manière tangentielle à l'impact laser (fig. 2.27). Pour éviter d'éventuelles créations ou propagations d'endommagements déjà présents, le milieu de la zone de tir est atteint par polissage. Ainsi, les échantillons sont enrobés à froid dans de la résine époxy transparente XF40 de NX-Met

après la découpe à la scie à fils. Après les 8h nécessaires à la prise de la résine, la zone centrale du tir est atteinte grâce à la fonction d'enlèvement de matière de la polisseuse. Une fois au centre de la zone impactée par la tache focale du laser, la gamme de polissage décrite en annexe A est suivie afin d'obtenir la surface la plus lisse possible (fig. 2.28).

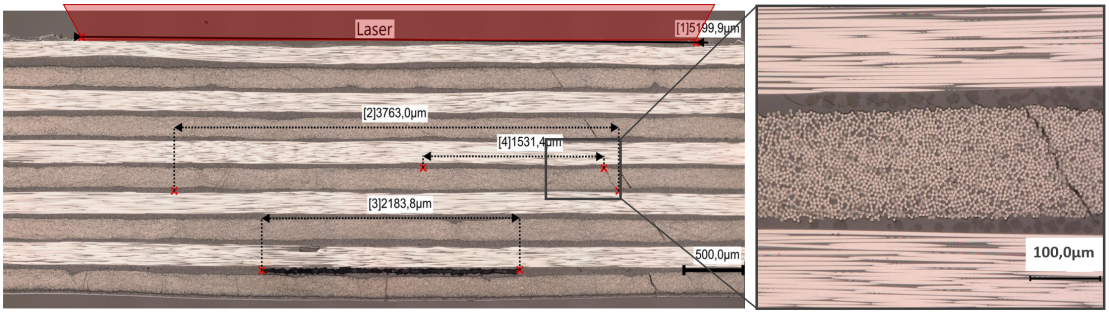
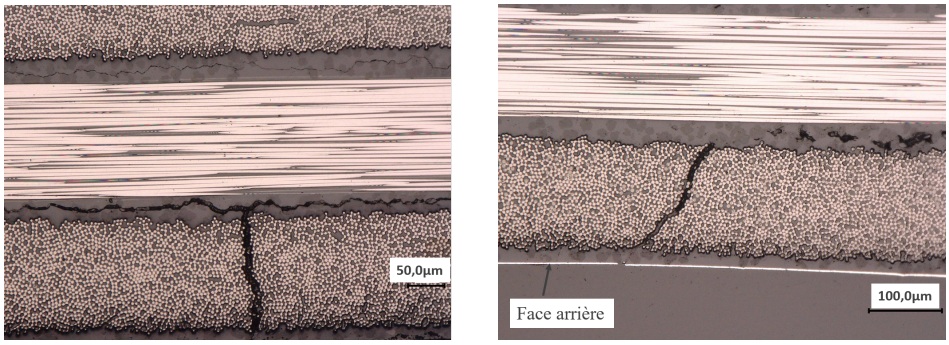


FIGURE 2.28 – Coupe micrographique d'un matériau composite époxy renforcé aux fibres de carbones de 1,8 mm d'épaisseur, irradié en régime confiné eau à 1053 nm pendant 10 ns avec une intensité maximale de I = 2,3 GW/cm^2.

Bien que destructrice, cette méthode reste celle qui a la meilleure résolution finale. Contrairement aux ultrasons, elle permet de détecter des endommagements dans toutes les directions et notamment les fissures intra-matricielles présentées sur la figure 2.29.



(a) (b)

FIGURE 2.29 – Exemples de fissures intra-matricielles dans le dernier pli d'échantillons d'un matériau composite époxy renforcé aux fibres de carbones de 3 mm d'épaisseur, irradié en régime confiné eau à 1053 nm pendant (a) 20 ns et (b) 40 ns avec une intensité maximale de I = 0,6 GW/cm^2.

2.3.4 Discussions

Tous les diagnostics décrits dans les paragraphes précédents sont complémentaires et vont être utilisés au cours de cette thèse. Afin de mieux comprendre leurs apports, avantages, limites et l'échelle qu'ils permettent d'observer, le tableau 2.2 récapitule leurs différentes caractéristiques. Il a été établi à partir de la littérature et des études comparatives que nous avons menées.

Pour pouvoir comparer les diagnostics de mesure, nous avons effectué sur les mêmes échantillons des mesures ultrasons et en tomographie X en synchrotron. Il faut cependant garder en mémoire que l'on ne regarde pas la même chose. En effet les ultrasons mesurent la réponse d'une onde mécanique qui se propage et rencontre un éventuel défaut, alors que la tomographie à rayons X nous permet d'observer le défaut lui même. C'est pourquoi on considère la tomographie comme la référence. Sur certaines images issues de la reconstruction du volume scanné en tomographie, on pourra remarquer des stries horizontales qui sont des artéfacts liés à la rotation de l'échantillon pendant l'acquisition des données. Par conséquent, nos analyses ne les prendront pas en compte.

On a cherché à les comparer sur quatre mesures essentielles à la caractérisation des délaminages : leur détection, leur position, leur taille (à travers leur aire) et leur continuité. Nous avons sélectionné ces deux diagnostics car l'un est très facile à mettre en œuvre et le second est celui avec la meilleure précision dont nous disposons. Ce travail nous aidera dans la suite de la thèse à interpréter nos résultats.

Détection des délaminages

Les mesures de tomographies X ont validé la capacité des US à détecter des délaminages francs quelle que soit leur position tout en montrant les limites de détection : si le délaminage est fin et/ou proche d'un bord ou d'un autre endommagement, il va être difficile voire impossible de le détecter. Ceci est dû au phénomène d'ombrage expliqué plus haut, les ondes US vont réagir de manière plus importante aux ruptures d'impédances plus grandes, masquant de potentiels défauts aux alentours.

A titre d'exemple, la figure 2.30 montre les résultats de tomographie X avec une résolution de 1,29 μm/voxel pour un échantillon dont un seul délaminage a été détecté aux US (à 1,44 mm de la

face lisse), un doute sur la présence d'un délaminage proche de la face rugueuse était présent. En effet, l'écho d'entrée était modifié, mais la présence de l'endommagement au centre ne permettait pas l'observation de cette modification depuis l'autre face de l'échantillon. La tomographie a mis en évidence la présence de 4 délaminages, D1 à D4, respectivement positionnés au niveau des inter-plis 1, 2, 10 et 11. Le délaminage détecté aux US (D3) est entouré en vert, les autres sont entourés en rouge (D1, D2 et D4). On montre par cet exemple qu'un délaminage de 4 × 4243 × 4689 μm a été détecté alors qu'un doute persistait sur la présence d'un délaminage pourtant plus important (6,3 × 4514 × 4435 μm). Les deux délaminages D2 et D4, positionnés dans les interplis suivants les deux premiers, mesurent respectivement 4,4 × 2244 × 2257 μm et 4 × 576 × 3035 μm. La limite de détection des US dépend donc principalement de l'environnement dans lequel se trouve un délaminage, plus que de sa taille.

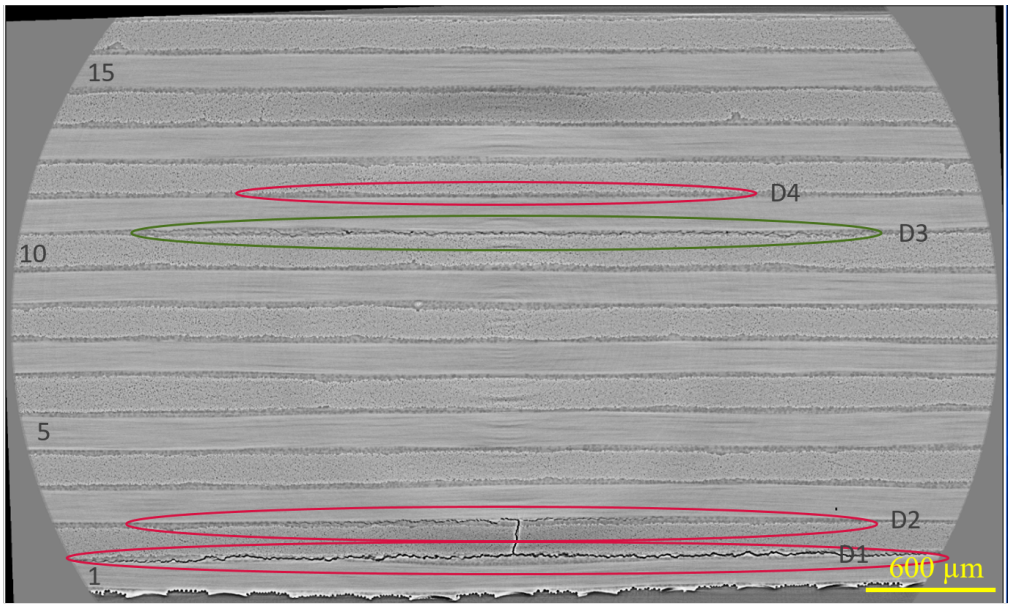


FIGURE 2.30 – Micro-tomographie des tirs 171 à 175, réalisés sur CFRP de 3 mm en configuration symétrique avec scotch aluminium et confinement solide sur les deux faces, une tache focale de 4,7 mm et une intensité de 2 GW/cm^2. Résolution de 1,29 $\mu m/voxel$.

Les échantillons que nous avons comparés étaient multidélaminés, ne nous permettant pas de conclure sur la taille réelle minimale d'un délaminage seul détectable aux US. Le plus petit délaminage détecté aux ultrasons, se situe entre les plis 2 et 3 d'un échantillon (D1, fig. 2.31). Grâce à la tomographie on a pu mesurer son ouverture à 3,9 μm et sa taille à 2,969 × 4,175 μm dans les plans d'observations ZY et YZ. Il est d'ailleurs intéressant de souligner que nous avons dû utiliser une résolu-

tion de 1,29 μm/voxel pour le mesurer en tomographie, puisqu'il n'était pas observable à la résolution de 5,66 μm/voxel. Ce dernier résultat montre le très bon rapport facilité de mise en œuvre/capacité de détection des délaminages des US. Ils permettent en effet de savoir de manière instantanée si le composite est délaminé ou non. Pour une connaissance plus précise du nombre ou de la taille des endommagements, il faut ensuite conduire d'autres analyses.

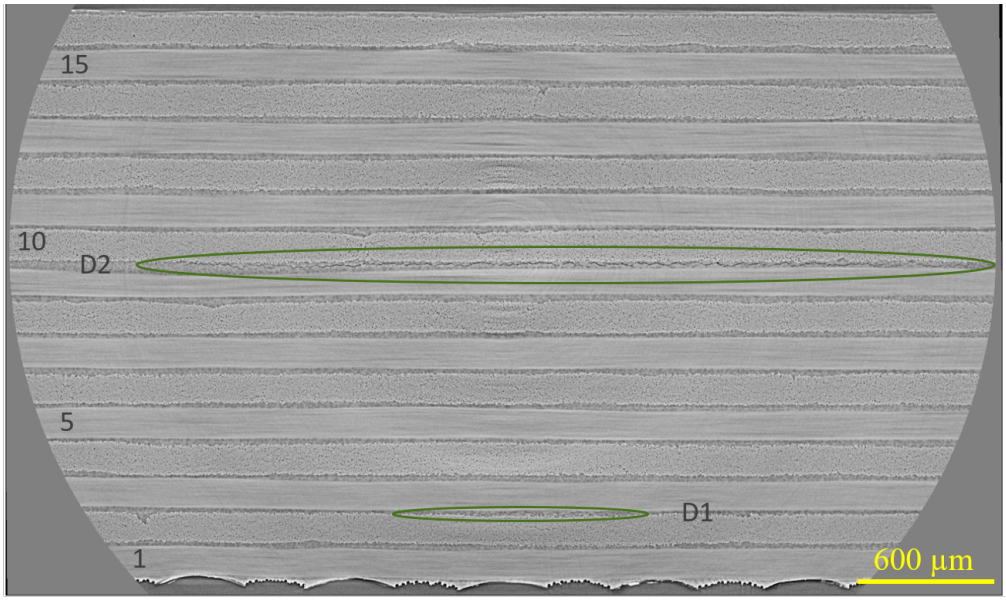


FIGURE 2.31 – Micro-tomographie du tir 44, réalisé sur CFRP de 3 mm en configuration symétrique avec scotch aluminium et confinement solide sur les deux faces, une tache focale de 4,7 mm et une intensité de 2 GW/cm^2. Résolution de 1,29 $\mu m/voxel$.

Détermination de la position du délaminage

La deuxième information importante pour caractériser un délaminage est sa position. Avec les US, on la calcule à partir du temps de vol et de la vitesse de propagation dans le matériau de l'onde réceptionnée (3 μm/ns). La mesure du temps de vol va dépendre de nos réglages. Chaque écho caractéristique d'un défaut est composé de plusieurs pics (fig. 2.18) dont les temps d'arrivés sont légèrement différents. Ainsi, pour avoir une analyse consistante il faut toujours observer le temps d'arrivée du même pic. Sur la tomographie, la position du délaminage est mesurée directement.

Pour évaluer les différences potentielles entre les mesures de profondeurs directe par tomographie et calculées avec les résultats US, on s'intéresse ici aux 3 délaminages du tir 49 (fig. 2.32). Les délaminages D1, D2 et D3 sont respectivement entre les interplis 1-2, 7-9 et 15-16. On mesure leur position

par rapport à la face lisse à 2,550 ; 1,655 et 0,196 mm de la face lisse. Sur ce même tir, les ultrasons permettent de détecter deux délaminages (D1 et D2) dont les profondeurs sont calculées à 1,65 et 0,81 mm de la face lisse. Les US nous permettent donc de calculer précisément la position de l'endommagement en profondeur. En revanche, le défaut proche de la face lisse a une profondeur réelle différente de celle calculée par les US. Nous attribuons cette différence à la difficulté de séparer l'écho d'entrée des signaux US de l'écho d'un endommagement proche de la peau. Ainsi, quand un défaut très proche de la surface est détecté, on ne peut pas connaitre précisément sa position aux US.

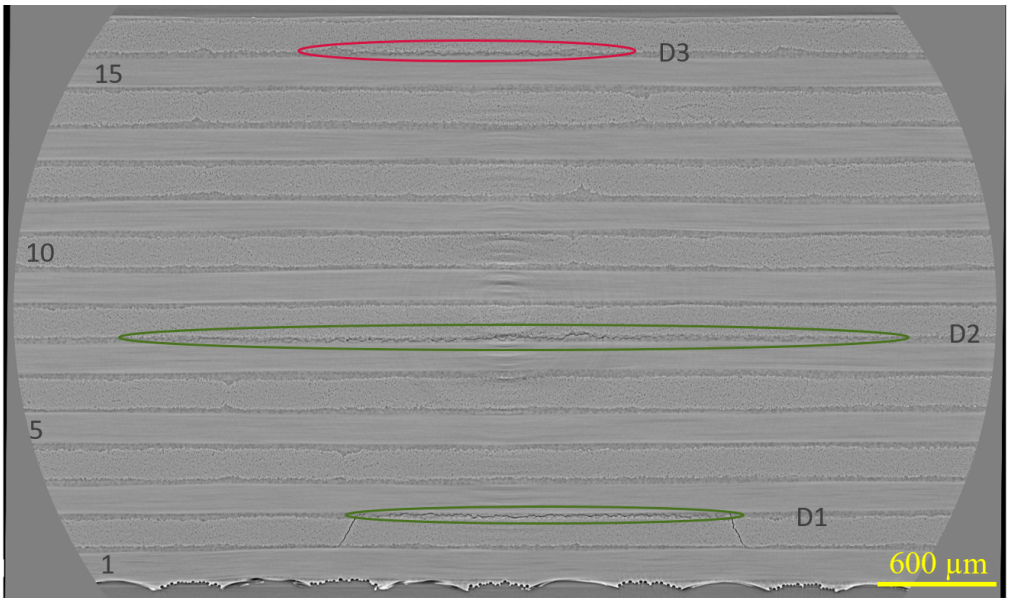


FIGURE 2.32 – Micro-tomographie du tir 49, réalisé sur CFRP de 3 mm en configuration symétrique avec scotch aluminium et confinement solide sur les deux faces, une tache focale de 4,7 mm, une intensité de 2 GW/cm^2 et un délai entre les voies du laser de 290 ns. Résolution de 1,29 $\mu m/voxel$.

Mesure de l'aire du délaminage

Pour induire des défauts contrôlés, la mesure de leur taille est indispensable. On cherche donc maintenant à comparer les aires obtenues avec les US aux aires réelles, mesurées à partir des tomographies. Il faut cependant garder en mémoire que les aires mesurées sur les C-scans correspondent à une intégration de l'aire de tous les défauts dans la profondeurs de l'échantillon alors que les tomographies vont distinguer chaque défaut. Ainsi, lors de la présence de plusieurs défauts, la comparaison est difficile. Pour pouvoir établir une relation entre l'aire réelle et l'aire mesurée aux US avec des paramètres d'acquisition et d'exploitation fixes, il faut donc observer plusieurs tirs en micro-tomographie ayant

conduit à un seul défaut.

Nous n'avons à notre disposition que des mesures tomographiques de composites multidélaminés, à partir desquels nous pouvons extraire les informations suivantes.

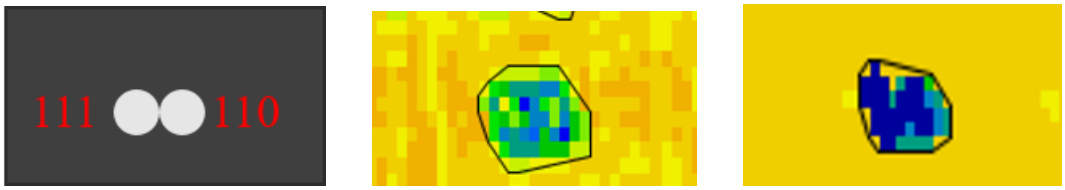
L'aire du délaminage mesurée aux US est systématiquement surévaluée comparée à l'aire réelle. De plus, elle dépend fortement des paramètres d'acquisition et d'exploitation des scans US. A titre d'exemple, le délaminage D2 du tir 44, visible sur la figure 2.31 a une aire réelle dans le plan YX (vue de dessus) de 5,7 μm^2. Le second délaminage, étant plus petit (3,5 μm^2) et positionné en dessous, ne devrait pas influer beaucoup sur les mesures US. Pourtant, on mesure l'aire de cet endommagement à 33, 27 et 33 mm^2 respectivement pour les visualisations C-scans obtenues à partir des mesures depuis la face rugueuse sur l'amplitude ou depuis la face lisse sur l'amplitude ou le temps de vol. Les seuils de détection à partir de l'amplitude sont réglés sur l'écho maximal, tandis que ceux en temps de vol sont réglés sur le premier écho à avoir une amplitude d'au moins 10 % en valeur absolue.

En conclusion, en gardant les paramètres d'acquisition et d'évaluation constants, il est possible de faire une évaluation comparative des aires des défauts avec les US. Cependant, pour une évaluation quantitative de chaque aire, il faut conduire d'autres analyses (coupes ou micro-tomographie).

Évaluation de la continuité d'un délaminage

La dernière étape de la caractérisation d'un délaminage est de connaître sa continuité. En effet il peut être intéressant de savoir si les délaminages induits sont continus, par exemple pour essayer d'en prolonger un avec la création d'un second, proche du premier.

Un exemple est présenté sur les figures 2.33 et 2.34, sur lesquelles on peut voir le schéma de tirs laser côte à côte et les résultats associés aux US et en microtomographie X.



(a) (b) (c)

FIGURE 2.33 – Tirs symétriques contigus sur du CFRP de 3 mm revêtu de scotch aluminium et de confinement solide sur les deux faces et impactées sur Héphaïstos avec une intensité I = 2 GW/cm^2 par voie et une tache focale de 4,7 mm. (a) schéma de tirs et résultats US avec les cartographies obtenues depuis la face lisse (b) en amplitude et (c) en temps de vol avec des seuils de détection des signaux respectivement réglés sur l'écho maximal et sur le premier écho à avoir une amplitude d'au moins 10 % en valeur absolue.

Les observations aux US de ces tirs sur les scans dans toutes les dimensions, concluent sur la présence de deux délaminages, le premier proche du centre de l'échantillon et le second, proche de la face rugueuse. L'observation des C-scans nous permet de conclure sur un gros défaut continu, dont la taille dépend des paramètres d'affichages.

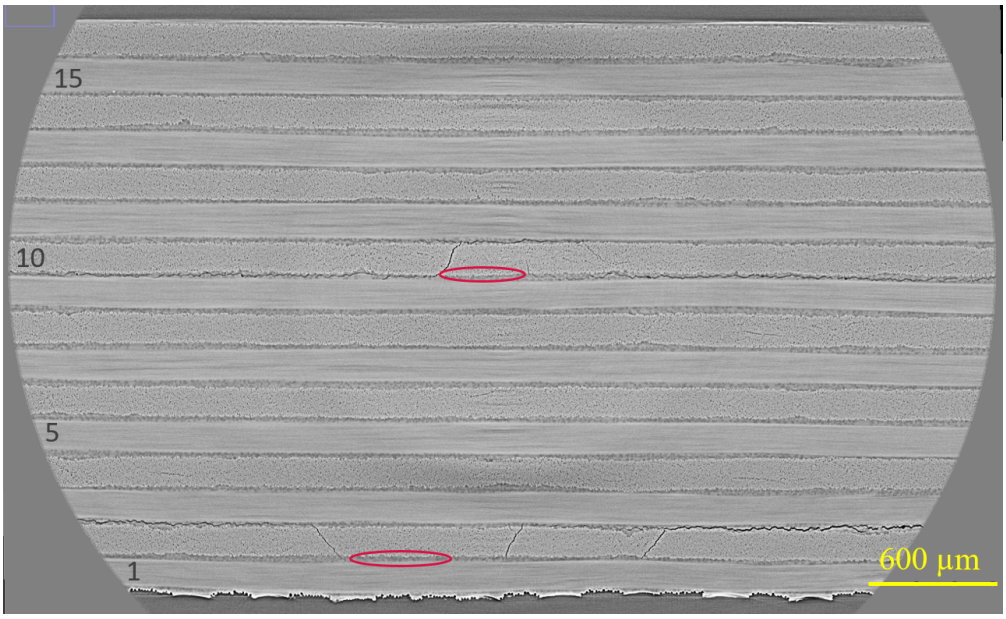


FIGURE 2.34 – Micro-tomographie des tirs 110 et 111, réalisés sur CFRP de 3 mm en configuration symétrique avec scotch aluminium et confinement solide sur les deux faces, une tache focale de 4,7 mm et une intensité de 2 GW/cm^2. Résolution de 1,29 $\mu m/voxel$.

La figure 2.34 présente une micro-tomographie de ces tirs dans le plan YZ, réalisée avec une ré-

solution de 1,29 μm/voxel. Sur cette dernière on observe le délaminage des interplis 1,2, 9 et 10. Le délaminage dans l'interpli 9 se propage sur l'interpli 10 avant de retourner sur le 9, laissant une zone de 450 μm de l'interpli 9 non délaminée. De même, on observe une zone de 800 μm entre deux délaminages dans l'interpli 1.

Les observations aux ultrasons indiquent un seul défaut qui correspond donc en réalité à plusieurs délaminages séparés de moins d'un millimètre. Ceci est sans doute dû, encore une fois, aux phénomènes d'ombrages. En effet, on peut voir sur la figure 2.34 que les zones non délaminées (entourées en rouge) sont en dessous ou au dessus de zones délaminées. Les C-scans correspondent à une intégration des réponses des ondes US sur la totalité de l'épaisseur et ne peuvent donc pas les distinguer. Outre les phénomènes d'ombrages, la propagation d'un délaminage d'un pli à l'autre va passer par des fissures intra-matricielles, non visibles aux US. Le seul moyen de la détecter serait donc de repérer un changement de temps de vol de l'onde US sur le même défaut, correspondant à son passage d'un pli à un autre.

En somme, un endommagement continu aux US peut correspondre en réalité à deux délaminages très proches l'un de l'autre (séparés de moins d'un mm).

Le tableau 2.2 récapitule les conclusions que nous venons de faire, et les ajoute aux éléments présents dans la littérature.

Table 2.2 – Comparaison des diagnostics post mortem ultrasons, tomographie industrielle et en synchrotron et des coupes micrographiques.

Diagnostics	Avantages	Limites	Résolution
Ultrasons	- Permet de localiser la position des défauts et leur forme si C-scan - Immédiat et transportable - Facile d'utilisation	- Phénomène d'ombrage pouvant masquer des défauts - Détection de défauts possible perpendiculairement à la direction de propagation des ondes uniquement - Pas d'information sur l'ouverture du défaut - Mauvaise estimation de la taille du défaut - Résultats dépendants des paramètres d'acquisition et de l'opérateur - Difficulté de détection des petits délaminages proches du bord	Difficile à évaluer en raison des limites, jusqu'au mm × quelques μm d'ouverture
Tomographie industrielle	- Localisation et mesure des défauts dans tous les plans de l'espace	- Taille de données - Coût - Possibilité de mauvais contraste en cas de scans sur deux matériaux de densités différentes - Échantillons doivent être assez petits pour tourner proche du détecteur	Jusqu'à 5 $\mu m/voxel$ si l'échantillon est assez petit
Tomographie en Synchrotron	- Localisation et mesure précise des défauts dans tous les plans de l'espace - Bon contraste de phase - pas de limitation sur la taille du matériau	- Difficulté d'accès - Coût - Taille des données	Jusqu'à 1,6 $\mu m/voxel$
Coupes micrographiques	- Localisation et mesure des défauts dans un plan de l'espace - Méthode la plus précise - Facile à mettre en œuvre	- Méthode destructive - Observation dans un seul plan - Parfois difficile de trouver le plan du centre de la tache	Dépendante du microscope utilisé, jusqu'au nm avec un MEB

Chapitre 3

Études expérimentale et numérique du chargement à travers l'interaction laser-matière

Contenu

3.1 Régime d'irradiation directe sous vide à 1053 nm 94
3.1.1 Caractérisation du choc induit dans l'aluminium pur 94
3.1.2 Caractérisation du plasma 105
3.1.3 Lois d'échelle 109
3.2 Régime d'irradiation confiné eau à 532 et 1053 nm 114
3.2.1 Caractérisation du choc induit dans l'aluminium pur 114
3.2.2 Caractérisation du plasma 123
3.2.3 Lois d'échelle 130
3.3 Application de l'aluminium en couche thermo-protectrice 134
3.4 Conclusion du chapitre 141

Pour les applications de chocs laser, la maitrise du terme source est nécessaire au contrôle du chargement induit dans la cible. On cherche dans ce chapitre à le garantir à travers la relation reliant les propriétés du faisceau laser aux profils de pression induits. Dans ce but, on dispose de plusieurs installations lasers (à différentes longueurs d'ondes, durée et formes d'impulsions, taches focales), et un code muni d'un module d'interaction laser-matière, qui été partiellement validé dans les études antérieures [61]. On limite notre étude aux cibles d'aluminium, qui est le matériau de référence, disponible en grande quantité et peu onéreux. De plus, puisqu'il est déjà largement étudié dans la littérature, ses équations d'états sont connues. Une fois l'interaction laser-aluminium bien maitrisée, on peut l'utiliser comme ablateur sur les matériaux thermo-sensibles pour lesquels l'interaction laser-matière est mal connue (typiquement les matériaux composites comprenant une matrice epoxy et des fibres de carbone). La démarche d'expériences couplées à des simulations développée dans cette thèse est schématisée sur la figure 3.1.

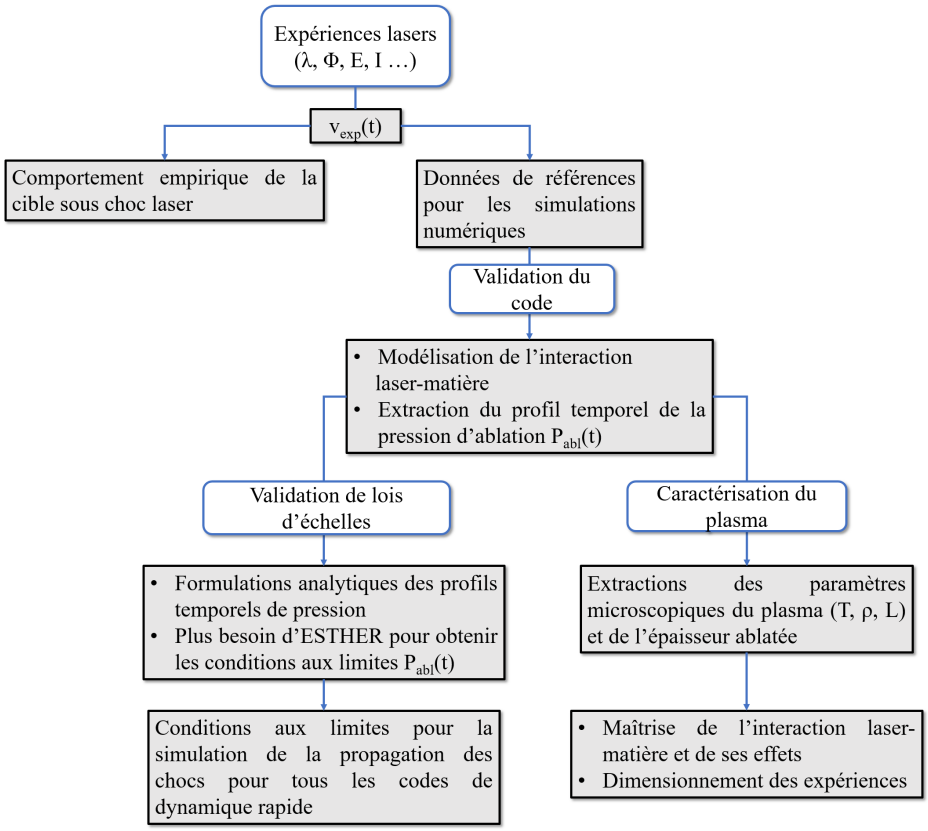


FIGURE 3.1 – Schéma de la méthode suivie dans ce chapitre.

La première étape de cette démarche est de collecter des données expérimentales. Celles que nous présentons ici proviennent principalement des installations laser GCLT et Héphaïstos présentées dans le chapitre 2.3.4. Tous les efforts de métrologie détaillés dans le chapitre précédant (utilisation de lame de phase, mesure précise de l'énergie sur cible, des taches focales et des impulsions lasers) ont été appliqués à ces mesures, pour maîtriser l'incertitude sur le terme source. En addition, afin de pouvoir comparer le jeu de données le plus important possible, nous avons complété nos résultats expérimentaux avec les données de tirs réalisés en régime confiné eau par A. Rondepierre, L. Berthe et Y. Rouchausse sur Héphaistos et Hilase. Ils les ont mis à notre disposition dans le cadre d'une collaboration pour la publication dont ce chapitre fait l'objet [124]. Le laser de la plateforme laser Hi-Lase, nommé Bijov, est un laser pompé par diode délivrant des impulsions créneau de 10 ns, d'énergie allant jusqu'à 105 J avec une longueur d'onde de 1029 nm. Afin de garantir une résolution spatiale et temporelle suffisante, les mesures de Vitesses de Surface Libre (VSL) résolues en temps ont été réalisées à l'aide d'interférométrie laser VISAR sur les trois installations.

En plus des données empiriques globales que l'on peut extraire des expériences, les simulations sont un outil puissant pour la compréhension et la prédiction des phénomènes physiques. L'ensemble des données expérimentales présentées va ainsi permettre la validation des simulations ESTHER de l'interaction laser-matière et du comportement sous chocs des cibles d'aluminium. Par exemple, connaitre l'épaisseur de matériau ablaté nous permet de prévoir l'épaisseur du matériau thermo-protecteur à appliquer sur les échantillons [125, 126]. On s'intéresse particulièrement à la pression d'ablation, qui correspond au chargement appliqué sur notre matériau. Grâce au module d'interaction laser-matière du code, on peut en effet extraire son profil temporel qui nous sert ensuite de conditions aux limites pour simuler des chocs dans les matériaux ou à valider des lois de pressions prédictives.

L'extraction de chaque pression d'ablation nécessite cependant une simulation du code ESTHER avec le module d'interaction laser matière, pouvant durer quelques minutes. Ainsi, on a développé des lois d'échelles qui mettent en équations les profils temporels de pression issus d'ESTHER et permettent de les reproduire pour un large domaine de paramètres (longueur d'onde λ, durée d'impulsion Dt, énergie E, intensité laser I...).

Cette démarche a été successivement appliquée sur des cibles d'aluminium irradiées en régime d'interaction directe (sur la plateforme GCLT) et confiné eau (sur les plateformes GCLT, Héphaïstos et Hilase). Les sections suivantes détaillent ces études.

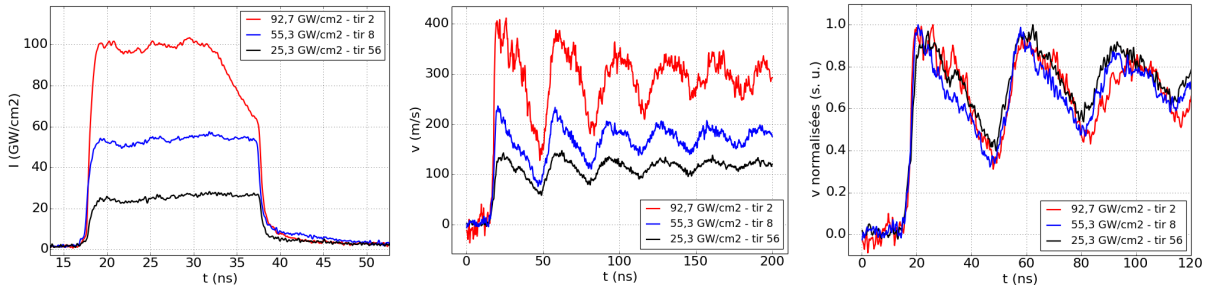
3.1 Régime d'irradiation directe sous vide à 1053 nm

3.1.1 Caractérisation du choc induit dans l'aluminium pur

3.1.1.1 Résultats expérimentaux

Dans l'enceinte sous vide du GCLT nous avons étudié le comportement de cibles d'aluminium d'épaisseurs comprises entre 100 et 500 μm en régime d'irradiation directe. Nous avons fait varier les énergies E (de 5 à 30 J), les durées d'impulsion Dt (de 10 à 40 ns) et les taches focales ϕ (1 et 2,5 mm). Le choix de cette dernière est réalisé en fonction de l'intensité voulue et de l'épaisseur de la cible. Les travaux de J.P. Cuq-Lelandais ont en effet montré que le choc reste plan si $\frac{e}{\phi} < \frac{1}{4}$ avec e l'épaisseur de la cible et ϕ la tache focale [127, 128]. Au delà de ces conditions, les détentes latérales partant du bord de la tache focale peuvent rattraper l'onde de choc et la modifier. Sur les épaisseurs fines (100 et 200 μm), les deux taches focales peuvent être utilisées tout en assurant un choc plan. En revanche, l'étude des cibles de 500 μm doit se faire avec une tache de 2,5 mm si l'on veut éviter les effets de bords.

Les cibles les plus fines (100 μm) sont favorables à l'étude de l'interaction laser-matière, le temps de propagation du choc étant assez court pour pouvoir négliger son influence sur le signal de vitesse. Les figures 3.2 et 3.3 présentent des résultats obtenus respectivement à durées d'impulsion et intensités constantes sur des cibles de 100 μm. L'intensité est choisie pour éviter l'écaillage de la cible.

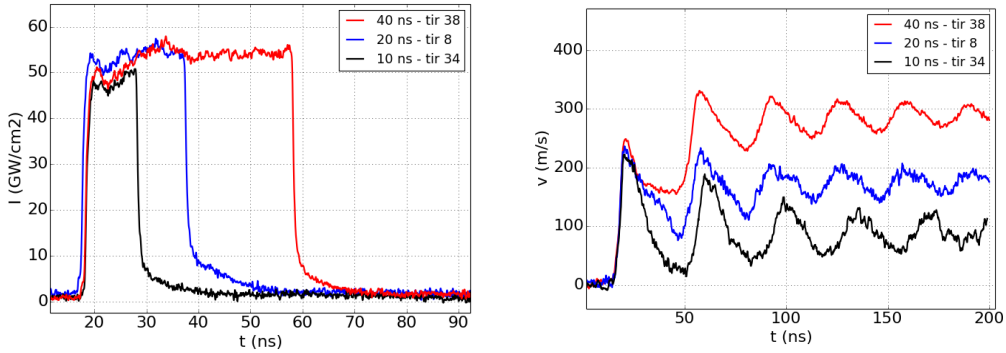


(a) (b) (c)

FIGURE 3.2 – (a) Formes des impulsions des tirs 2, 8 et 56 avec des intensités variant de 25,3 à 92,7 GW/cm^2 et durées d'impulsion constantes de 20 ns, effectués sous vide au GCLT sur des cibles de 100 μm d'aluminium pur (b) mesures de vitesse en face arrière VISAR correspondantes (c) zoom sur les premiers pics de vitesses des signaux VISAR normalisés.

Sur la figure 3.2, la durée d'impulsion est fixée à 20 ns (fig. 3.2 (a)) et les intensités sur cibles varient de 25,3 à 92,7 GW/cm^2. Les trois mesures VISAR des vitesses de surface libre sont similaires (fig. 3.2 (b)) et le niveau de vitesse maximale des signaux augmente avec l'intensité. L'onde de choc fait des allers-retours dans la cible, visibles grâce aux pics de vitesses successifs régulièrement espacés de deux fois le temps de parcours de l'onde dans l'épaisseur (37 ns), ce qui est caractéristique de l'absence d'endommagement. On mesure les valeurs maximales des premiers pic égales à 138, 234 et 400 m/s pour des intensités respectives de 25,3, 55,3 et 92,7 GW/cm^2. La durée à mi-hauteur des premiers pics normalisés varie entre 23 et 24 ns pour les trois intensités (fig. 3.2 (c)).

La figure 3.3 représente les tirs 34, 8 et 38 obtenus avec des intensités choisies pour être proches (49,6, 55,3 et 53,5 GW/cm2) et des durées d'impulsion respectives de 10, 20 et 40 ns. A intensité constante, la durée d'impulsion n'a pas d'influence sur le maximum de vitesse de surface libre mesurée par VISAR. En revanche, la forme des signaux change, la largeur des pics à mi-hauteur augmente avec la durée d'impulsion. Pour les premiers pics, on mesure 16 et 28 ns à mi-hauteur respectivement pour les tirs d'impulsions 10 (noir) et 20 ns (bleu). Une impulsion de 40 ns sur une cible d'aluminium pur de 100 μm (fig. 3.2 (b) rouge) induit une vitesse de surface libre différente des autres. Les seconds pics ont une vitesse plus haute que le premier. Cela est dû au fait que le temps de trajet de l'onde pour faire un aller-retour dans l'épaisseur de la cible (37 ns) est inférieur à la durée du choc (40 ns). De ce fait, l'onde de détente créée à la fin du choc rejoint l'onde de détente réfléchie et la recharge en énergie, la vitesse va donc augmenter à nouveau avant d'avoir atteint son minimum.

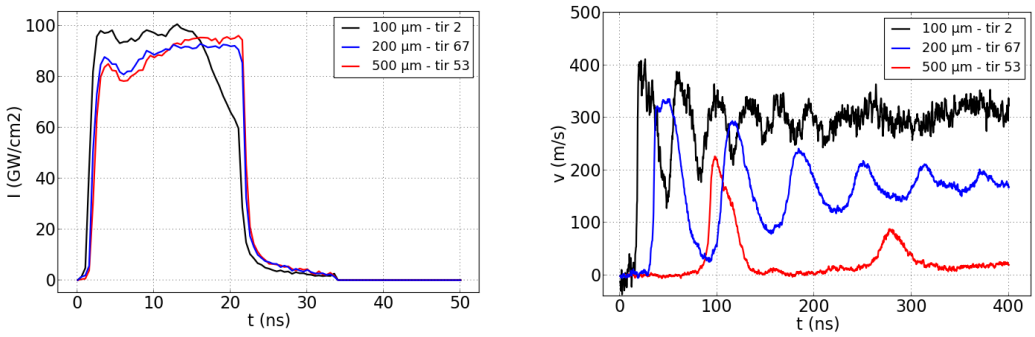


(a) (b)

FIGURE 3.3 – (a) Formes temporelles de impulsions des tirs 8, 34 et 38 effectués à intensité constante (environ 52 GW/cm^2) et durée d'impulsions variant de 10 à 40 ns, en régime d'interaction directe sous vide à 1053 nm au GCLT sur des cibles de 100 μm d'aluminium pur (b) mesures des vitesses en face arrière VISAR correspondantes.

La figure 3.4 présente les résultats de variations d'épaisseur de la cible (100 à 500 μm) à durée d'impulsion et intensités constantes (20 ns et 92,7, 91,7 et 86,6 GW/cm^2 pour les tirs 2, 67 et 37 respectivement). L'épaisseur de la cible a une influence sur le temps de propagation de l'onde et sur l'atténuation. Les pics secondaires ne sont presque pas atténués dans le cas d'une cible de 100 μm (perte de 3,8 % en 2 allers retours). Plus l'épaisseur augmente, plus la vitesse décroit (perte de 13 et 60 % en 2 allers-retours respectivement pour les cibles d'épaisseur 200 et 500 μm). Un échantillon plus épais induit également un débouché de l'onde de choc plus tardif. Si on fixe un t_0 au moment du premier débouché (celui sur la cible de 100 μm), on observe un retard de 17 et 74 s dans les débouchés de l'onde de choc sur la face arrière des cibles de 200 et 500 μm. En multipliant ces valeurs par la vitesse de l'onde dans l'aluminium pur ($C_0 = 5386$ m/s) on retrouve des écarts d'épaisseur de 92 et 399 μm ce qui rentre dans les incertitudes du fournisseur. Les allers-retours sont également plus fréquents dans une cible fine (en 80 ns, on compte 3 et 2 pics sur les signaux correspondants aux cibles de 100 et 200 μm).

On a extrait le maximum du premier pic des signaux de vitesses sur l'ensemble de nos expériences sur cibles de 100 μm , avec des taches focales de 1 et 2,5 mm, des durées d'impulsion de 10 à 40 ns pour des intensités variant de 8 à 195 GW/cm^2. Les résultats sont regroupés sur la figure 3.5. Les changements de taches focales et de durées d'impulsion n'ont pas d'influence notable sur le maximum



(a) (b)

FIGURE 3.4 – (a) Formes temporelles de impulsions des tirs 2, 67 et 53 avec des intensités proches de 90 GW/cm^2 et durées d'impulsion constantes de 20 ns, effectués sous vide à 1053 nm au GCLT sur des cibles de 100, 200 et 500 μm d'aluminium pur (b) mesures de vitesse en face arrière VISAR correspondantes.

des vitesses de surface libre des cibles de 100 μm d'aluminium soumises à choc laser en régime d'interaction direct. Ces dernières augmentent avec l'intensité sur tout le domaine de l'étude de 8 à 195 GW/cm^2 correspondant respectivement à des vitesses de 50 et 630 m/s.

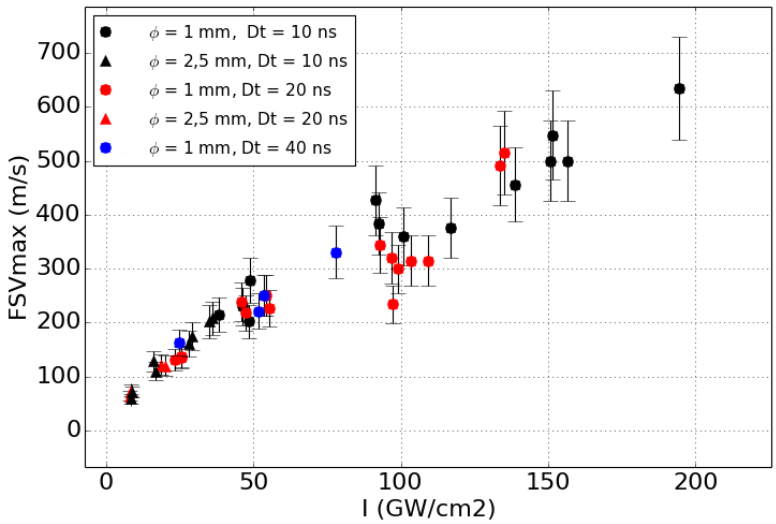


FIGURE 3.5 – Vitesses expérimentales maximales en fonction de l'intensité pour des tirs sous vide sur cible de 100 μm d'aluminium pur avec des taches focales $\phi = 1$ et 2,5 mm et durées d'impulsion Dt = 10, 20 et 40 ns.

3.1.1.2 Modélisation de l'aluminium pur

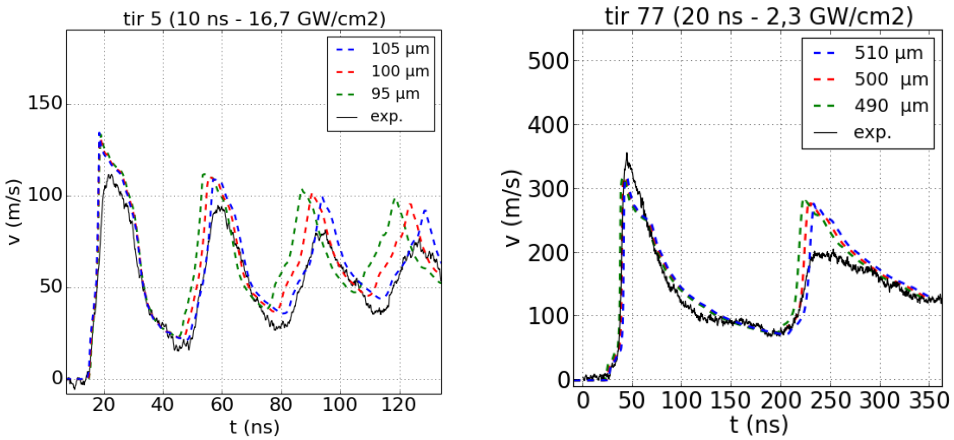
La modélisation du comportement de l'aluminium pur soumis à un choc laser a été réalisée entièrement avec le code mono-dimensionnel lagrangien appelé ESTHER, largement décrit dans la littérature [129, 130, 131, 61]. Dans nos domaines d'étude, l'absorption laser est dominée par l'effet Bremsstrahlung inverse et les phénomènes hydrodynamiques, l'ionisation et la transformation de phase. Dans le code, on divise notre simulation en un empilement de matériaux eux même divisés en sous éléments de tailles évolutives (du nm au μm) appelés des mailles. Le module d'interaction laser matière va appréhender ces phénomènes en résolvant les équations d'Helmoltz dans chaque maille en se servant des indices optiques complexes donnés par les tables de Palik [132] à l'état solide et par le modèle plasma de Lorenz [133] à l'état de plasma. L'hydrodynamique de chaque maille est modélisée dans des éléments finis à l'aide des équations de conservation de masses, de la quantité de mouvement et de l'énergie. Ceci est fait sous l'hypothèse d'être dans une géométrie mono-dimensionnelle. Le comportement hydrodynamique de l'aluminium est quant à lui décrit en utilisant l'équation d'état SESAME 3720, tabulée et transmise par le Los Alamos National Laboratory [134]. Le comportement mécanique est modélisé avec le modèle de Steinberg-Cochran-Guinan [135]. Les paramètres de ce modèle ont été ajustés pour le cas de l'aluminium pur dans la thèse de S. Bardy [6], ils sont exposés dans le tableau 3.1 et seront utilisés directement dans cette étude avec pour but d'étendre leur domaine d'application à des durées d'impulsion de 20 et 40 ns.

TABLE 3.1 – Paramètres utilisés pour le modèle matériau Steinberg-Cochran-Guinan (SCG) [135] de l'aluminium pur (99.999%, laminé) [61]

Matériau	Y_0 (MPa)	Y_{max} (MPa)	β	n	ϵ_i	G_0 (GPa)	G'_p	G'_T (GPa/K)
Aluminum	120	160	4000	0.27	0	27.1	1.8	$-1.7.10^{-2}$

La synchronisation temporelle des pics dans les profils de vitesse dépend du modèle SCG mais également de l'épaisseur de la cible. Les données constructeurs fournies par le vendeur (dans notre cas Goodfellow) autorisent une tolérance de ± 10% pour les cibles d'épaisseurs supérieures à 50 μm. Nous travaillons principalement avec des cibles de 100 et 500 μm induisant des tolérances respectives de 10 et 50 μm. Le modèle SCG ayant été validé sur une série de cibles dont les épaisseurs avaient été minutieusement mesurées avant le tirs [6], on s'autorise dans cette étude une variation de quelques

microns pour l'épaisseur de chaque cible afin de contrôler la synchronisation des pics sans modifier le modèle matériau. Par exemple, la figure 3.6 montre l'influence de la variation de ± 5 μm et ± 10 μm pour des cibles de (a) 100 et (b) 500 μm.



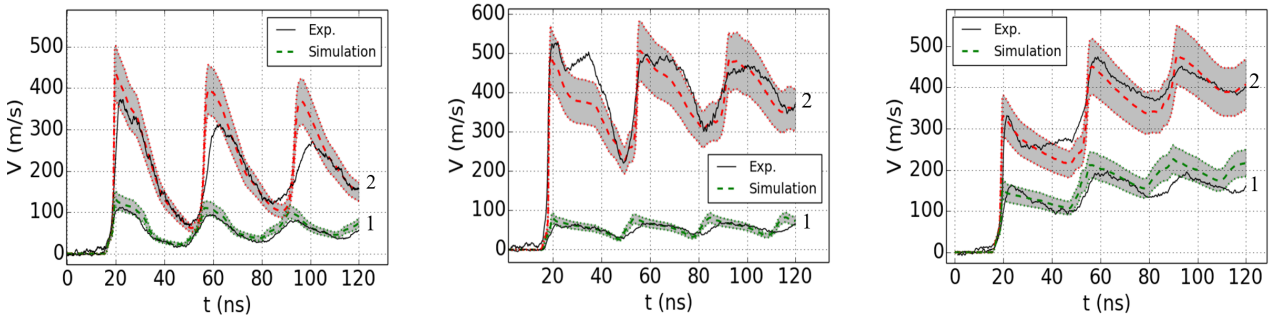
(a) (b)

FIGURE 3.6 – Effet de la variation de l'épaisseur de la cible sur la simulation de la vitesse de surface libre pour des échantillons de (a) 100 μm et (b) 500 μm d'aluminium pur en régime d'irradiation directe à 1053 nm.

Les variations d'épaisseur de 5 à 10 μm des cibles n'ont pas d'influence sur le premier pic que ce soit en niveau ou en temps de débouché. En revanche, on observe bien un décalage dans le temps des allers-retours qui augmente au fur et à mesure de la propagation des ondes. L'effet de l'épaisseur se lit au travers de la rapidité des allers-retours de l'onde. Par exemple, pour le tir 5, le temps d'arrivée des deuxièmes et troisièmes débouchés de l'onde de choc sont désynchronisés de 2 et 4 ns entre chaque épaisseur. Le profil de vitesse simulé avec une cible d'épaisseur de 105 μm est synchronisé au profil de vitesse expérimental. En comparaison, les profils de vitesses simulés avec des épaisseurs d'aluminium de 95 et 100 μm arrivent avec des avances temporelles respectives de 4 et 2 ns pour le second pic et 8 et 4 ns pour le troisième. Nous avons donc fait le choix de ne pas mesurer systématiquement l'épaisseur de nos cibles mais de les modéliser avec les variations d'épaisseur prévues dans l'intervalle de tolérance fourni par Goodfellow. Avec cette méthode, on arrive à bien reproduire les signaux de vitesses expérimentaux en ne changeant que l'intensité incidente dans le code.

Les simulations des vitesses de surface libre obtenues avec ESTHER (en pointillés) sont superposées

aux résultats expérimentaux (traits pleins) dans la figure 3.7 pour les trois durées d'impulsion étudiées dans le régime d'irradiation sous vide ((a) 10, (b) 20 et (c) 40 ns) et des intensités variant de 8,1 à 133,6 GW/cm^2. L'incertitude expérimentale de ±15% sur le chargement a été intégrée aux simulations à l'aide des zones grisées.



(a) (b) (c)

FIGURE 3.7 – Comparaison des mesures de vitesses expérimentales (traits pleins) et simulées (pointillés) - aluminium pur 99.999 % - épaisseur = 100 μm - GCLT - 1053 nm - irradiation directe - ϕ = 1.1 mm - : (a) Dt = 10 ns - 1 : I = 16.7 GW/cm^2 - 2 : I = 112.0 GW/cm^2 - (b) Dt = 20 ns - 1 : I = 8.1 GW/cm^2 - 2 : I = 133.6 GW/cm^2 - (c) Dt = 40 ns - 1 : I = 24.7 GW/cm^2 - 2 : I = 78.1 GW/cm^2 - Les zones grisées correspondent à l'incertitude numérique liée à une variation imposée de ±15% sur la fluence laser.

Pour toutes les durées d'impulsion et intensités, la forme globale des signaux expérimentaux est bien retranscrite par les simulations, et ce pendant plusieurs centaines de nanosecondes. En prenant en compte les incertitudes liées à l'intensité, le maxima des premiers pics sont également bien restitués. Par exemple, pour les tirs 32 ($Dt = 10ns$, $I = 112,0GW/cm^2$), 10 ($Dt = 20ns$, $I = 133,6GW/cm^2$) et 64 ($Dt = 40ns$, $I = 78,1GW/cm^2$), les vitesses maximales des premiers pics mesurées expérimentalement et simulées sont respectivement de 370 et 435 m/s ; 527 et 486 m/s ; et 329 et 330 m/s. On peut cependant noter des écarts entre les formes et les durées des pics pour les impulsions de 20 ns (fig. 3.7 (b) 2) indiquant une marge de progression.

En résumé, les modèles d'interaction laser matière et matériaux incorporés dans ESTHER à 1053 nm en régime d'interaction directe, reproduisent les expériences selon les paramètres suivants :

— Dt = 10 ns, intensité d'impulsion laser allant de 15 à 110 GW/cm^2.

— Dt = 20 ns, intensité d'impulsion laser allant de 10 à 130 GW/cm^2.

— Dt = 40 ns, intensité d'impulsion laser allant de 25 à 80 GW/cm^2.

3.1.1.3 Étude des assemblages aluminium et verre BK7

La mesure et la simulation de la vitesse en face arrière nous permettent de voir l'influence des paramètres principaux (énergie, durée d'impulsion, tache focale et épaisseur de la cible) sur le choc laser et sa propagation. Après avoir étudié un large spectre de configurations dans les paragraphes précédents, on s'intéresse maintenant à la mesure de la vitesse matérielle u directement proportionnelle au profil des contraintes appliquées. Elle s'obtient grâce à l'ajout, en face arrière, d'un matériau transparent au faisceau sonde du visar et de même impédance mécanique que la cible. Dans ce but, nous avons réalisé quelques expériences de mesure de vitesse sur des assemblages aluminium et verre BK7. En effet, l'aluminium pur et le BK7 ont des impédances acoustique respectives de 13,8 et 11,6 $\times$ 10^{-6} $kg.m^{-2}.s^{-1}$ [136], ce qui va induire le passage de l'onde de choc d'un matériau à l'autre sans qu'elle soit réfléchie à leur interface. On obtient donc le profil temporel de l'onde de choc sans qu'il soit mêlé à celui des ondes produites par les allers-retours dans la cible (fig 3.9, signaux rouges).

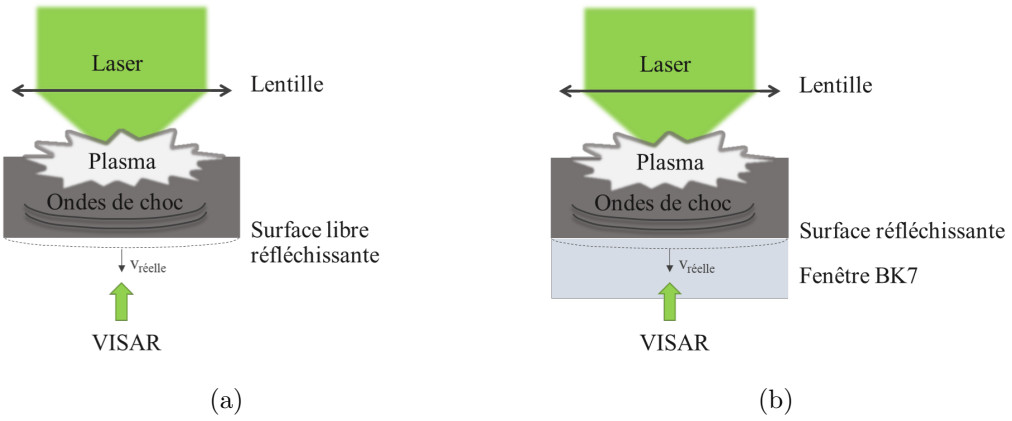
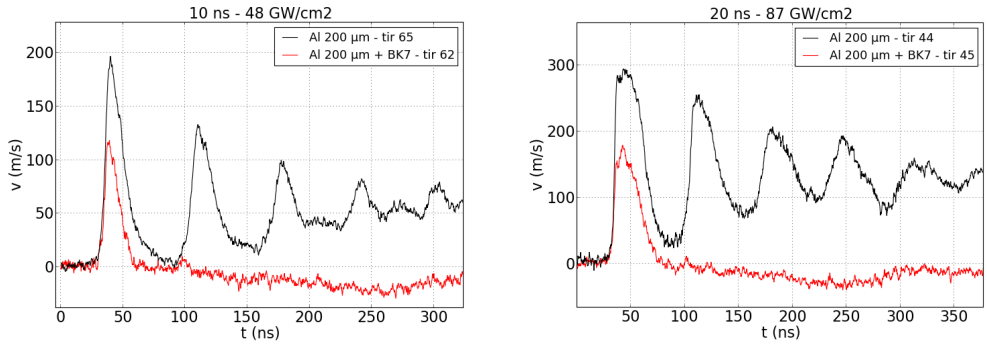


FIGURE 3.8 – Schéma des différentes configurations de mesures VISAR de vitesse de face arrière de l'aluminium pur en régime confiné avec (a) la surface libre (b) une fenêtre BK7.

Pour mesurer le profil temporel de l'onde de choc, le faisceau VISAR passe à travers le verre et se focalise sur la face arrière de la cible en aluminium comme le schématise la figure 3.8. La différence d'indice optique entre le verre BK7 et l'air induit une modification de la mesure VISAR [137], que l'on prend en compte en appliquant un facteur 0,9 aux mesures réalisées avec fenêtre BK7 [136]. Toutes les expériences ont été réalisées au GCLT, à longueur d'onde égale à 1053 et durées d'impulsion va-

riant entre 10 et 20 ns sur des cibles de 200 μm d'aluminium pur. La figure 3.9 présente des résultats typiques de profils de vitesses obtenus à intensité constante avec et sans fenêtre BK7 pour les deux durées d'impulsion.



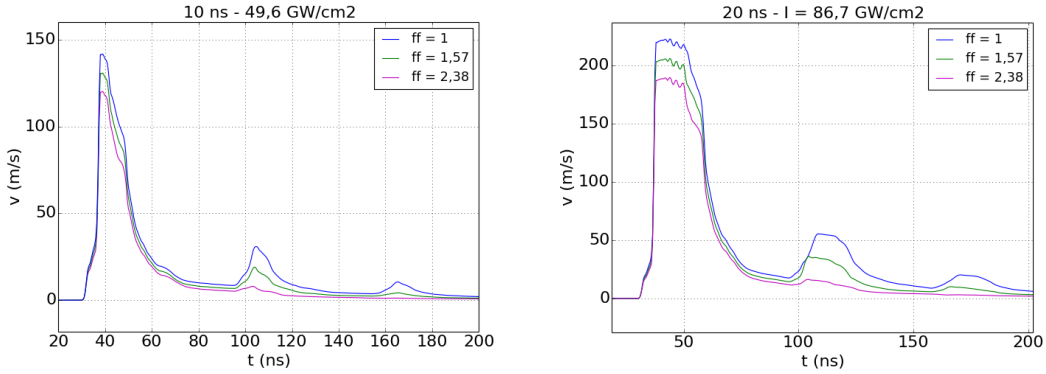
(a) (b)

FIGURE 3.9 – Mesures VISAR de la face vitesse de face arrière des cibles de 200 μm d'aluminium pur avec (rouge) et sans (noir) fenêtre de BK7 pour des paramètres laser identiques à (a) 10 et (b) 20 ns en régime d'interaction directe.

Les profils de vitesse de la face arrière des cibles d'aluminium ont été simulés avec ESTHER à partir d'un empilement de 200 μm d'aluminium et 1 mm de BK7, en appliquant le laser sur l'aluminium et en extrayant la vitesse de la première maille d'aluminium. Nous ne disposons pas dans ESTHER d'une équation d'état spécifique au BK7, c'est pourquoi nous avons utilisé celle de la silice SiO_2. On peut extraire du code les vitesses du son et les densités utilisées par chaque équation d'état et ainsi remonter aux impédances acoustiques. Pour la silice, l'équation d'état induit une vitesse du son de 4200 m/s et une densité de 2,2 g/m^3 impliquant une impédance acoustique de 9,2 10^{-6} $kg.m^{-2}.s^{-1}$, ce qui est très différent de l'impédance acoustique de l'aluminium égale à 13,8 10^{-6} $kg.m^{-2}.s^{-1}$ dans la littérature [136] et à 14,2 10^{-6} $kg.m^{-2}.s^{-1}$ avec les équations d'états utilisées dans ESTHER. L'équation d'état de la silice n'est donc pas applicable telle quelle pour reproduire le comportement du BK7.

Une méthode a été développée au CEA pour permettre de modifier les paramètres thermodynamiques d'une équation d'état de manière homothétique dans le but de pouvoir l'appliquer à un autre matériau, proche du premier. Dans notre cas, nous voulons modifier la vitesse de propagation du son C_s, la densité étant déjà celle de la littérature. La figure 3.10 montre les résultats des simulations

avec deux facteurs correctifs ff $= \frac{C_{s,2}^2}{C_{s,1}^2}$ appliqués en entrée de code dans ce but. Ils ont été calculés respectivement pour obtenir une impédance de BK7 égale à sa valeur dans la littérature [136] (ff = 1,57, courbes vertes) et égale à celle de l'aluminium simulé par ESTHER (ff = 2,38, courbes violettes). Ils sont superposés aux courbes bleues qui sont le résultats des simulations sans correction de vitesse de propagation du son (ff = 1).



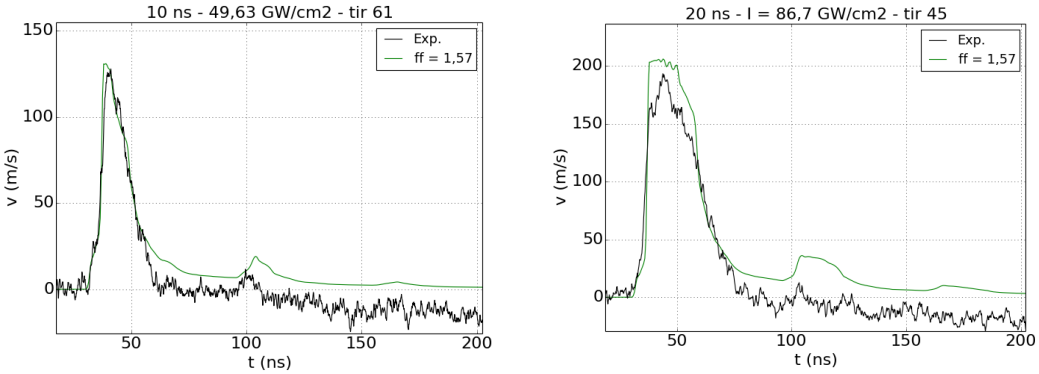
(a) (b)

FIGURE 3.10 – Profils de vitesse de la face arrière d'aluminium dans un empilement de 200 μm d'aluminium collés à un verre BK7 simulés avec différents facteurs correctifs visant à corriger la vitesse de propagation du son dans le verre irradié en régime d'interaction directe à (a) 10 et (b) 20 ns.

L'application des facteurs correctifs a deux effets principaux : la diminution de l'amplitude du premier pic et de celle des rebonds secondaires. Ces rebonds apparaissent toutes les 70 ns, nous les attribuons à la réflexion de l'onde de choc à l'interface entre l'aluminium et le BK7, provoquée par une différence d'impédance acoustique Z entre les deux milieux. On peut d'ailleurs remarquer que pour l'application des facteurs correctifs qui induisent une impédance acoustique du BK7 égale à celle de l'aluminium, le second rebond disparaît totalement.

La figure 3.11 compare des profils de vitesses expérimentaux (en noir) et simulés avec le facteur 1,57 (en vert). C'est en effet l'application de ce dernier qui permet de reproduire au plus près les expériences pour deux durées d'impulsions. Les profils simulés et expérimentaux sont proches. Pour le tir 61, avec une impulsion de 10 ns, le vitesses maximales des premiers pics expérimentaux et simulés sont quasiment confondus, on les mesure respectivement à 130 et 127 m/s. Le deuxième

rebond est observable sur les deux profils à environ 100 ns. Il atteint une vitesse de 9 m/s pour le profil expérimental et de 19 m/s pour la simulation. Dans le cas du tir 45 les amplitudes maximales simulée et expérimentale diffèrent de 7 % mais le front de montée et la détente du premier pic sont bien modélisés. Le second pic, toujours observable sur la simulation, n'est pas présent sur l'expérience. Les modèles du code ESTHER sont donc capables de restituer les profils de vitesses expérimentaux des assemblages aluminium et BK7.



(a) (b)

FIGURE 3.11 – Comparaison des profils de vitesse de la face arrière d'aluminium dans un empilement de 200 μm d'aluminium collés à un verre BK7 expérimentaux (en noir) et simulés (en vert) avec un facteur correctif visant à corriger la vitesse de propagation du son dans le verre, irradié en régime d'interaction directe à (a) 10 et (b) 20 ns.

On a extrait les durées à mi hauteur des premiers pics des signaux de vitesses expérimentaux et simulés pour connaitre la durée de l'onde de choc τ_p. Les résultats pour les chocs laser sous vide sont regroupés dans la figure 3.12. Sur des cibles de même épaisseur (200 μm), les durées de l'onde de choc expérimentales et simulées correspondent respectivement à environ 1,4 et 1,2 fois la durée d'impulsion (on mesure τ_p = 14 ou 13 et 27 ns ou 23 pour Dt = 10 et 20 ns).

Nous avons montré la validité du code ESTHER dans notre domaine d'étude, et sa capacité à simuler les vitesses de surface libre des expériences avec et sans BK7. Par conséquent, on peut maintenant extraire du code les informations sur l'hydrodynamique auxquelles nous n'avons pas accès expérimentalement. On s'intéresse dans le paragraphe suivant à la caractérisation du plasma induit par l'irradiation laser des cibles d'aluminium.

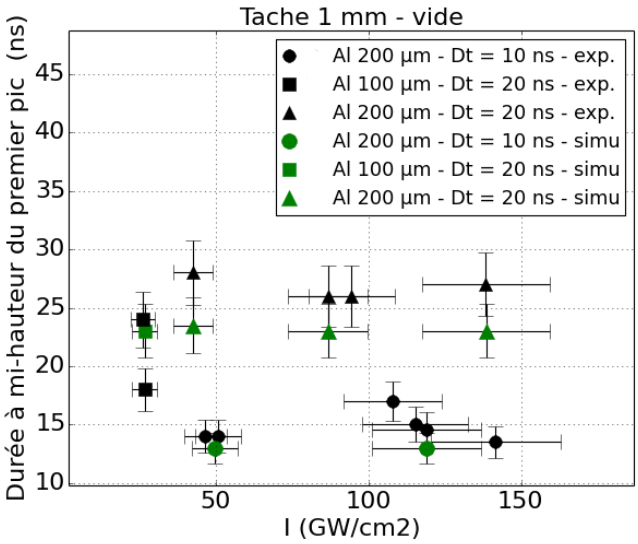


FIGURE 3.12 – Durée de l'onde de choc τ_p en fonction de l'intensité laser incidente sur cible de 100 et 200 μm d'aluminium pur irradié en régime d'interaction directe à 10 et 20 ns.

3.1.2 Caractérisation du plasma

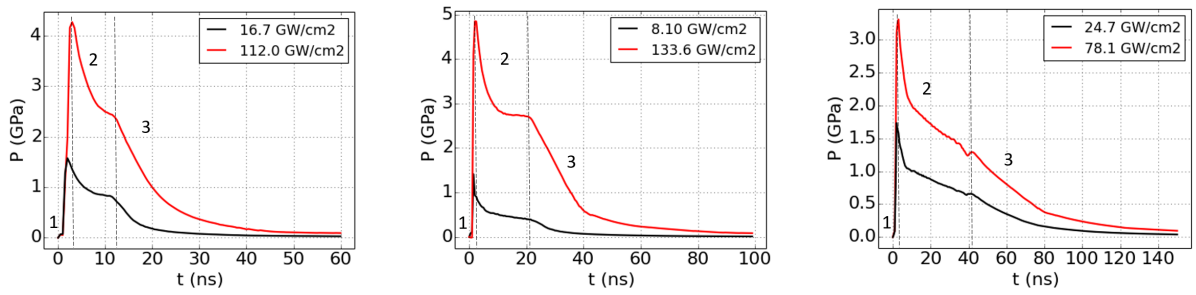
Grâce à son module d'interaction laser-matière, le code ESTHER nous donne accès aux paramètres du plasma induit par l'ablation de la matière par le laser. Ceux-ci dépendent des conditions d'irradiation (longueur d'onde, durée, énergie et régime) et de la cible. Dans les paragraphes suivants, on détaille l'extraction 1) de son profil temporel de pression (paragraphe 3.1.2.1), 2) de sa température (paragraphe 3.1.2.2) et 3) de l'épaisseur de matière ablatée par le laser (paragraphe 3.1.2.3).

3.1.2.1 Pression d'ablation

On définit la pression d'ablation P_{abl} comme "la pression permettant de restituer le profil et l'intensité du choc induit dans la matière par interaction laser-matière" [6]. Ainsi, son maximum seul ne suffit pas, il faut connaitre son profil temporel. C'est pourquoi les profils temporels de pression d'ablation P_{abl} en fonction des conditions laser (régime, longueur d'onde, intensité et durée d'impulsions) sont les premières données que nous avons extraites du code ESTHER.

La figure 3.13 regroupe ces profils pour des impulsions laser de (a) 10, (b) 20 et (c) 40 ns, en régime d'irradiation directe sous vide à 1053 nm. Ils sont issus des simulations dont les paramètres

laser correspondent au profils de vitesse présentés par la figure 3.7 et ils ont été extraits dans la maille où la vitesse s'inverse, ce qui correspond au front de l'ablation [6].

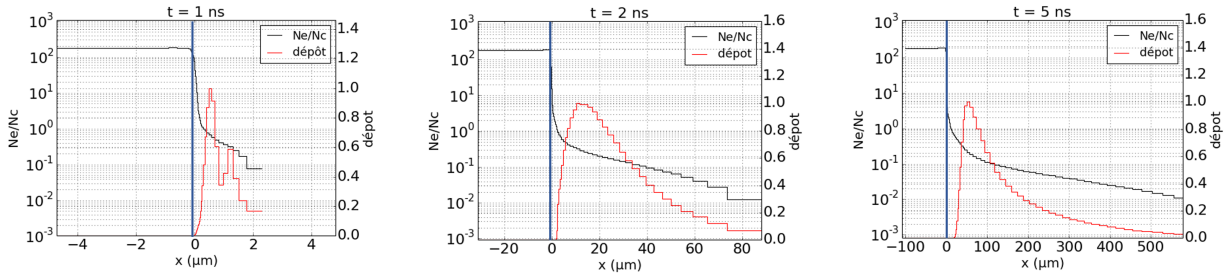


(a) (b) (c)

FIGURE 3.13 – P_{abl} en fonction du temps - aluminum pur 99.999 % - épaisseur = 100 μm - GCLT - 1053 nm - irradiation directe - ϕ = 1.1 mm - : (a) Dt = 10 ns - 1 : I = 16.7 GW/cm^2 - 2 : I = 112.0 GW/cm^2 - (b) Dt = 20 ns - 1 : I = 8.1 GW/cm^2 - 2 : I = 133.6 GW/cm^2 - (c) Dt = 40 ns - 1 : I = 24.7 GW/cm^2 - 2 : I = 78.1 GW/cm^2

De ces courbes, il est clair que la durée d'impulsion a une forte influence sur la forme du profil temporel de pression. En revanche, le profil temporel de pression n'est pas semblable à l'impulsion laser qui est en créneau. On peut cependant discerner un comportement semblable avec trois zones temporelles distinctes. 1) Dans les premiers instants la pression d'ablation augmente fortement pendant que le laser chauffe le plasma, 2) puis la pression décroit lentement jusqu'à la fin de l'impulsion laser, formant un plateau. 3) Enfin, après l'impulsion laser, la matière se détend et la pression décroit fortement jusqu'à la pression ambiante.

La superposition du dépot laser normalisé (en rouge) avec le rapport N_e/N_c (en noir) et la position à laquelle la pression d'ablation est calculée (en bleu) (fig. 3.14) à différents instants permet de mieux comprendre la forme de la pression d'ablation, très piquée durant les premières ns. En effet, au départ (t = 1 ns), l'interface est très raide et le dépôt laser se fait de manière très localisée sur un ou deux micromètres d'aluminium, proche de la position à laquelle la pression d'ablation est calculée (x = 0). Très rapidement, le plasma se détend et le maximum de dépôt s'éloigne significativement de l'interface avec un décalage proche de 20 et 100 μm respectivement pour t = 2 et 5 ns. C'est à ce décalage que nous attribuons la baisse de la pression d'ablation pendant l'impulsion laser. On peut noter qu'à t $\geq$ 2 ns le dépôt laser se fait de manière continue avec un maximum de dépôt aux alentours de 0,5 N_e/N_c.



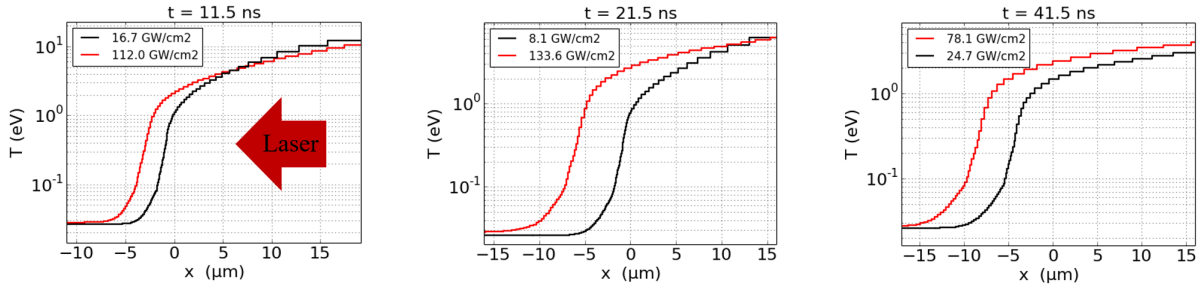
(a) (b) (c)

FIGURE 3.14 – Rapport densité électronique (N_e) sur densité critique (N_c) et profils du dépôt laser normalisé pour le tir 10 (20 ns, 133,6 GW/cm^2).

Pour vérifier la validité des profils temporels de pression de la figure 3.13, ils ont été utilisés en conditions aux limites du code pour reproduire le profil de vitesse de surface libre de la cible. Ensuite nous avons comparé ces résultats à ceux obtenus avec le module d'interaction laser-matière du code utilisant l'impulsion laser. La superposition des courbes est suffisamment bonne pour affirmer que les pressions d'ablations présentées ici sont correctes. Un exemple de profil de vitesse de surface libre simulées avec les pressions d'ablation en régime confiné eau est présenté dans le paragraphe 3.2.2.

3.1.2.2 Température du plasma

Assurant la validité des chargements aux expériences, nous nous sommes ensuite intéressés à la température du plasma induit par des chocs laser sur des cibles de 100 μm d'aluminium pur en régime d'irradiation directe. Nous avons extrait et tracé les profils de température à la fin des impulsions lasers (fig. 3.15) de durée Dt égales à (a) 10, (b) 20 et (c) 40 ns pour différentes intensités laser. Par convention, on définit la surface de la cible à x = 0 et le laser venant de sa droite. Indépendamment de la durée d'impulsion, la région la plus chaude est ce qu'on appelle la couronne du plasma, elle atteint des températures de 10 à 15 eV. On observe le front d'ablation à travers la cible avec des températures allant de 2 eV à la température ambiante (0.03 eV).



(a) (b) (c)

FIGURE 3.15 – Température en fonction de la position - aluminum pur 99.999 % - épaisseur = 100 μm - GCLT - 1053 nm - irradiation directe - ϕ = 1.1 mm - : (a) Dt = 10 ns - 1 : I = 16.7 GW/cm^2 - 2 : I = 112.0 GW/cm^2 - (b) Dt = 20 ns - 1 : I = 8.1 GW/cm^2 - 2 : I = 133.6 GW/cm^2 - (c) Dt = 40 ns - 1 : I = 24.7 GW/cm^2 - 2 : I = 78.1 GW/cm^2

3.1.2.3 Épaisseur de matière ablatée

La quantité d'aluminium ablatée en régime d'irradiation directe sur des cibles d'aluminium pur de 100 μm est déterminée à partir des profils de température (fig. 3.15) en mesurant l'épaisseur d'aluminium ayant une température supérieure à sa température de fusion. Le tableau 3.2 récapitule ces épaisseurs pour différentes durées d'impulsion. La colonne supplémentaire présente les températures extraites des simulations à la surface de la cible (x = 0) à la fin des impulsions laser.

Pour toutes les durées d'impulsion, l'épaisseur ablatée augmente avec la durée d'impulsion et l'intensité laser : avec une durée d'impulsion Dt = 20 ns et des intensités laser de 8.1 et 133.6 GW/cm^2, on mesure une ablation respective de 5 et 13 μm d'aluminium. La durée d'impulsion la plus longue (40 ns) induit la plus grande quantité d'aluminium vaporisée atteignant 14,8 μm avec une intensité de 78,1 GW/cm^2. La plus haute intensité simulée est 133,6 GW/cm^2 correspondant à une durée d'impulsion de 20 ns, elle induit une ablation de 13 μm. Ainsi, si l'on veut ablater le moins de matière possible, il est préférable d'augmenter l'énergie, pour augmenter l'intensité totale et d'utiliser la durée d'impulsion la plus basse possible.

TABLE 3.2 – Épaisseurs d'aluminium ablatées mesurées à partir des profils de température extraits des simulations ESTHER, en fonction de l'intensité laser pour différentes conditions d'irradiation en régime d'interaction direct sur des cibles de 100 μm d'aluminium pur.

Paramètres laser	**Épaisseur ablatée** [μm]	**Température de la surface de la cible (x = 0)** [eV]
Dt = 10 ns, I = 16,7 GW/cm^2	4,0	1,1
Dt = 10 ns, I = 112,0 GW/cm^2	6,5	2,1
Dt = 20 ns, I = 8,1 GW/cm^2	5,0	0,8
Dt = 20 ns, I = 133,6 GW/cm^2	13,0	3,3
Dt = 40 ns, I = 24,7 GW/cm^2	9,6	1,5
Dt = 40 ns, I = 24,7 GW/cm^2	14,8	2,4

De ces résultats, il ressort que pour protéger une cible soumise à un rayonnement laser à 1053 nm des effets thermiques et de l'ablation, une couche thermo-protectrice d'épaisseur supérieure ou égale à 15 μm est nécessaire.

Le code ESTHER nous a donc permis de caractériser le plasma à travers l'épaisseur de matière qu'il vaporise, sa température et la pression d'ablation qu'il induit sur la matière. Tous ces paramètres sont importants à prendre en compte pour la modélisation des phénomènes hydrodynamiques. Si l'on s'intéresse seulement à la mécanique, alors la pression d'ablation seule est nécessaire. Les paragraphes suivants exposent des équations qui permettent d'obtenir les profils de pression d'ablation issus d'ESTHER sans avoir besoin de l'utiliser.

3.1.3 Lois d'échelle

On présente ici des lois d'échelle permettant de traduire analytiquement les profils temporels de pression en fonction de la longueur d'onde du laser, de la durée d'impulsion et de l'intensité incidente, pour le régime d'interaction directe. Elles ont été développées numériquement par Laurent Videau dans le cadre de son HDR [138]. Elles sont basées sur des dizaines de simulations du code numérique ESTHER, validées sur les expériences réalisées dans cette thèse et dont certains exemples sont pré-

sentés dans le paragraphes 3.1.1. Leur domaine de validité est le même que celui défini dans la section 3.1.2 c'est à dire pour des durées d'impulsion variant de 10 à 40 ns et des intensités comprises de 10 à 500 GW/cm^2.

Nous comparons dans cette section deux méthodes permettant d'obtenir le maximum de pression induit par le choc laser. 1) Tout d'abord, on l'extrait des formules analytiques calculant le profil temporel de pression que l'on présente ici. 2) On utilise la formule 3.1 dérivée des expressions de Rankine-Hugoniot et détaillée dans le paragraphe 1.3.2.1, qui consiste à calculer P_{max} à partir des vitesses de surfaces libre expérimentales VSL_{max}.

$$P_{max} = \rho_0 \left(C_0 + S\frac{VSL_{max}}{2} \right) \frac{VSL_{max}}{2} + \Delta P + \frac{2}{3} Y_0 \ [GPa] \tag{3.1}$$

Où ρ_0 est la densité du matériau $[g/m^3]$, C_0 la vitesse du son dans ce matériau $[m/s]$, S le paramètre matériau régissant l'accroissement de la vitesse du choc avec la vitesse matérielle, Y_0 est la limite élastique [GPa] et ΔP l'atténuation (hydrodynamique et élasto-platisque) entre la face avant de la cible où est appliquée P_{abl} et la face arrière, où le choc débouche [GPa]. On calcule ici ΔP numériquement selon la méthode décrite par Le Bras et al. [40]. Dans le cas de l'aluminium pur, $\rho_0 =$ 2700 $[g/m^3]$, $C_0 = 5386$ $[m/s]$, s = 1,34 et $Y_0 = 0,120GPa$ [139].

Les zones temporelles identifiées sur les profils temporels de pression extraits d'ESTHER en régime d'interaction directe ont été séparées pour être traduites analytiquement par des équations distinctes. La figure 3.16 présente ainsi un profil temporel de pression typique de l'irradiation en régime direct d'une cible d'aluminium qui a été divisé en 4 zones : le front de montée, la pression-détente, le raccord linéaire et la détente finale. Attention, comme pour le profil temporel de pression, celui-ci, ne reproduit pas la forme de l'impulsion laser en créneau qui l'a généré. Ce résultat est important car jusqu'à présent, on utilisait en condition d'entrée d'un code un profil de pression de forme similaire au profil temporel du laser.

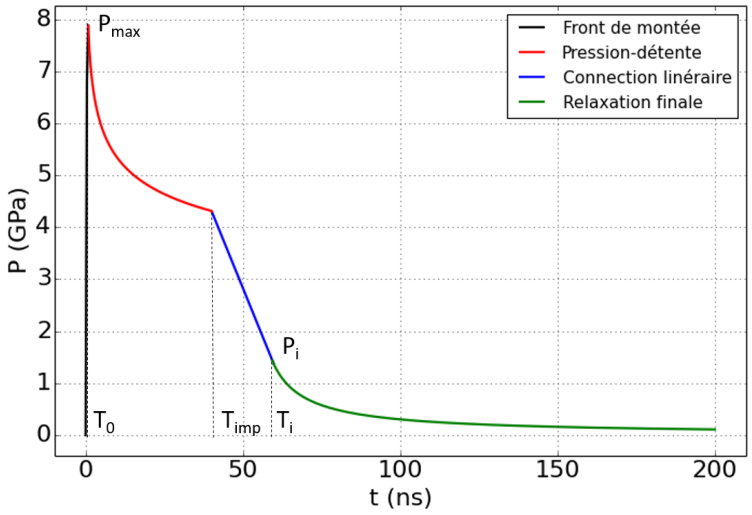


FIGURE 3.16 – Profil de pression d'ablation en fonction du temps séparé en 4 zones permettant son écriture à l'aide de formules analytiques. Il correspond à une impulsion créneau de 40 ns à 1053 nm avec une intensité de 250 GW/cm^2 en régime d'interaction direct sous vide.

Pour cette étude, on fixe le temps de montée T_0 à 0,5 ns. La durée d'impulsion T_{imp} est variable. On définit en plus un temps T_i plus grand que la durée d'impulsion correspondant au temps à partir duquel le matériau est en détente continue, que l'on fixe à $\frac{3}{2}T_{imp}$.

- Front de montée linéaire $t \leq T_0$: $P(t) = P_{\max}\left(\frac{t}{T_0}\right)$
- Zone de pression/détente $T_0 \leq t \leq T_{imp}$: $P(t) = P_{\max}\left(\frac{T_0}{t}\right)^p$
- Raccord linéaire $T_{imp} \leq t \leq T_i$ raccord linéaire entre les points $[T_{imp}\,;P(T_{imp})]$ et $[T_i\,;P_i = P(T_i)]$
- Détente finale $t \geq T_i$: $P(t) = P_i\left(\frac{T_i - T_i\delta}{t - T_i\delta}\right)^n$

Les paramètres P_{max}, P_i (pression au temps T_i), p, n et δ ont été ajustés sur l'ensemble du domaine en intensité et en temps. Les paramètres P_m et p ne dépendant pas de la durée d'impulsion, ont été ajustés avec l'impulsion la plus longue de notre étude 40 ns. P_m correspond à la pression minimale obtenue à la fin de cette durée d'impulsion. Les résultats sont regroupés dans les équations 3.2 à 3.6 avec I en GW/cm^2 et T en ns.

$$P_{max} = 0.56 + 0.08\ I - 3.2 \times 10^{-4}\ I^2 \text{ pour } I \leq 100 \tag{3.2}$$

$$P_{max} = 2.52 + 0.0238\ I \text{ pour } I \geq 100 \tag{3.3}$$

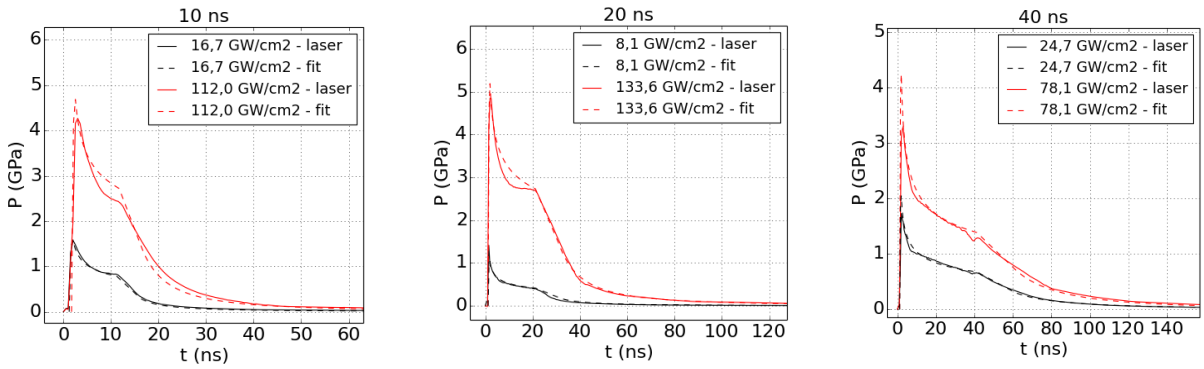
$$P_m = 0.092\ I^{0.623} \text{ pour } I \leq 100 \tag{3.4}$$

$$P_m = 0.162 + 0.0166\ I \text{ pour } I \geq 100 \tag{3.5}$$

$$p = \frac{\ln\left(\frac{P_{\max}}{P_m}\right)}{\ln\left(\frac{40}{T_0}\right)} \tag{3.6}$$

Les trois autres paramètres régissant la relaxation, P_i, n et δ, dépendent de la durée d'impulsion et sont donnés par les equations B.7 à B.12 de l'annexe B.

Pour valider les équations ci-dessus nous avons comparé les profils temporels de pression obtenus avec les formules analytiques et avec les simulations ESTHER à conditions laser équivalentes. Les résultats sont présentés sur la figure 3.17 où les courbes se superposent de façon satisfaisante. Dans un second temps, les profils de vitesse de surface libres obtenus avec en conditions aux limites 1) le module d'interaction laser-matière, prenant en compte l'impulsion laser réelle ou 2) les profils temporels de pressions calculés avec les équations, ont été comparés. Les courbes sont suffisamment proches pour pouvoir considérer nos fits comme corrects (voir HDR de L. Videau [138]).



(a) (b) (c)

FIGURE 3.17 – Comparaison des pressions d'ablation obtenues avec ESTHER (traits pleins) et avec les equations proposées ci desssus (traits pointillés) pour des durées d'impulsion de (a) 10 ns (b) 20 (ns) et (c) 40 ns en régime d'irradiation directe, à 1053 nm, sur des cibles de 100 μm d'aluminium pur.

Grâce à la formulation analytique des profils temporels de pression nous pouvons donc récréer les

comportements induits dans une cible d'aluminium de 100 μm en régime d'interaction directe. Sous ces conditions, il est difficile de définir un réel maximum de pression puisque le profil est très piqué puis redescend rapidement, sans présenter de plateau, contrairement à la forme d'impulsion créneau qui l'a induit. A titre d'exemple, la figure 3.18 représente le maximum de ce pic de pression P_{max} et la pression à la fin de la durée d'impulsion P_{Timp} calculés analytiquement en fonction de l'intensité. A ces courbes, on a superposé le maximum de pression P_{max} déduit des profils de vitesse expérimentaux avec la formule 3.1.

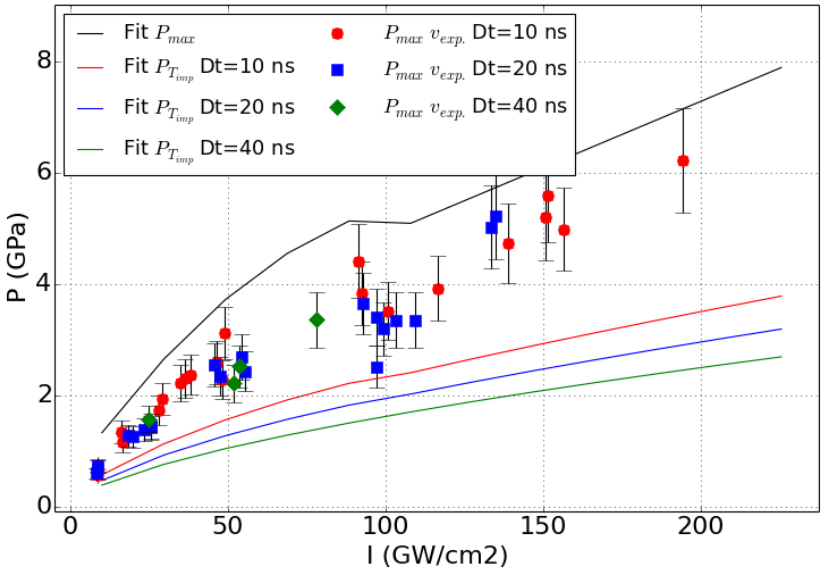


FIGURE 3.18 – Maxima de pression calculés à partir des formules analytiques présentées ici (trait noir) et de la formule 3.1 (points colorés), superposés avec les pressions calculées à la fin de l'impulsion laser avec les formulations analytiques, pour des impulsions créneau de 10, 20 et 40 ns (traits colorés) à 1053 nm en régime d'irradiation directe sous vide.

Pour les deux méthodes, les maxima de pression ne dépendent pas de la durée d'impulsion, cependant des durées d'impulsion plus longues induisent une pression plus basse au temps T_{imp}. Dans tout le domaine d'étude, les maxima de pression calculés depuis les vitesses expérimentales sont compris entre les fits de la pression maximale et celle au temps T_{imp}. C'est pour cela qu'il est important de prendre en compte l'entièreté du profil temporel de la pression et de ne pas se contenter de chercher son maximum et de l'appliquer à la forme d'impulsion laser quand on s'en sert pour simuler le comportement d'une cible sous choc laser.

3.2 Régime d'irradiation confiné eau à 532 et 1053 nm

Nous venons d'étudier le régime d'irradiation directe qui permet d'atteindre des énergies et des pressions très élevées grâce à l'utilisation d'une chambre à vide et d'un laser énergétique (40 J). Le régime d'interaction confiné eau (fig 1.5 b)) permet d'atteindre des pressions suffisantes aux applications industrielles de choc laser, en utilisant des lasers moins énergétiques (typiquement 14 J) qu'en régime d'interaction directe. Suivant la démarche présentée en introduction de ce chapitre, nous présentons maintenant l'étude expérimentale et numérique de l'interaction laser-aluminium en régime confiné eau.

3.2.1 Caractérisation du choc induit dans l'aluminium pur

3.2.1.1 Résultats expérimentaux

Les résultats expérimentaux qui suivent ont été obtenus pendant différentes campagnes de tir sur les installations Héphaïstos et GCLT. Il convient donc en premier lieu de vérifier la stabilité des installations lasers au travers de la cohérence des résultats. Dans ce but, les conditions d'irradiations sont répétées sur des cibles identiques d'une fois à l'autre. La figure 3.19 présente un exemple de résultats obtenus pour les trois durées d'impulsion étudiées pendant les campagnes effectuées en novembre 2018 et en juin 2019 au GCLT.

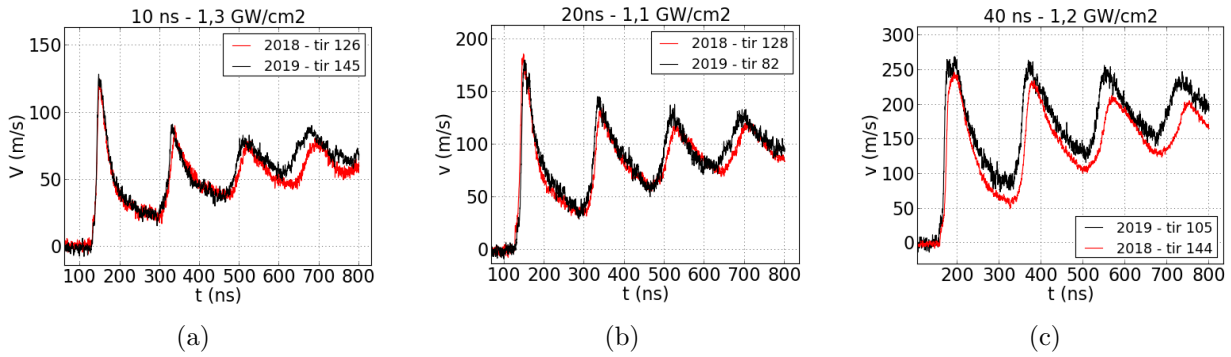
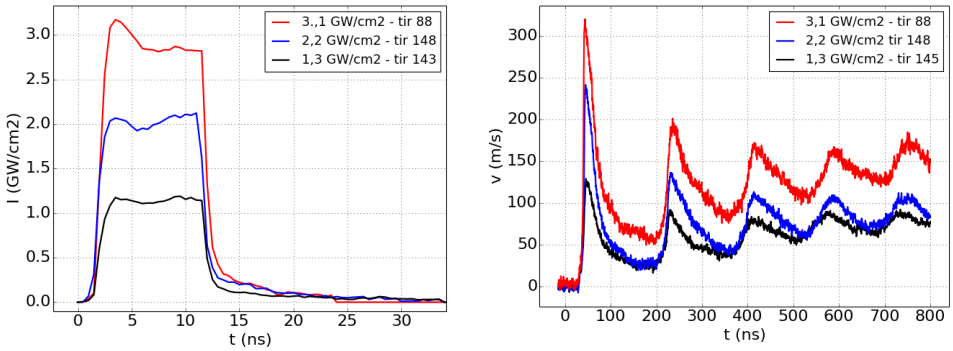


FIGURE 3.19 – Comparaison de tirs effectués sur le GCLT issus de deux campagnes différentes (novembre 2018 en rouge et juin 2019 en noir) en régime confiné eau pour les trois durées d'impulsion utilisées dans cette thèse.

La forme globale et la synchronisation des signaux sont reproductibles d'une campagne à l'autre. Les maxima des premiers pics de vitesses respectifs aux différentes durées d'impulsion laser (10, 20 et 40 ns) sont égaux à 128 et 125 m/s, 180 et 186 m/s et 247 et 270 m/s pour les mesures réalisées

en 2018 et en 2019 respectivement. Des résultats équivalents ont été obtenus en régime d'interaction directe ou sur la plateforme Héphaïstos en régime confiné. Ainsi, on peut conclure sur la fiabilité de nos installations laser et méthodes expérimentales.

Pour étudier l'influence de l'intensité laser à durée d'impulsion constante, plusieurs tirs ont été réalisés. La figure 3.20 présente les résultats obtenus pour trois tirs (143, 148 et 88) avec des impulsions lasers de 10 ns et des intensités respectives de 1,3, 2,2 et 3,3 GW/cm^2 sur des cibles d'aluminium pur de 500 μm en régime d'interaction confiné eau.



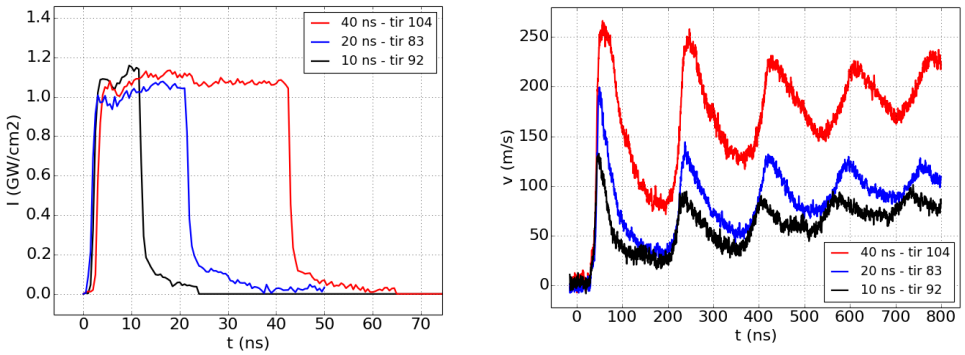
(a) (b)

FIGURE 3.20 – (a) Formes temporelles de impulsions des tirs 143, 148 et 88 avec des intensités variant de 1,3 à 3.1 GW/cm^2 et durées d'impulsion constantes de 10 ns, en régime confiné eau, au GCLT (1053 nm) sur des cibles de 500 μm d'aluminium pur (b) mesures de vitesse en face arrière VISAR correspondantes.

Le comportement de la cible est similaire à celui observé en régime d'interaction directe. Les ondes de chocs font des allers-retours de fréquence constante induisant des pics de vitesses régulièrement espacés d'environ 180 ns. L'atténuation due à l'épaisseur de la cible induit une baisse des vitesses sur les pics secondaires. On mesure une perte de 30 % entre les vitesses du premier et du second pic pour le tir à plus basse intensité (tir 145) et une perte de 40 % pour les tirs à plus hautes intensité (tirs 148 et 88). On peut noter que les intensités sont d'un à deux ordres de grandeurs plus basses qu'en régime d'interaction directe pour obtenir des vitesses de surface libre équivalentes (fig. 3.2).

Pour étudier l'influence de la durée d'impulsion en régime confiné eau sur des cibles d'aluminium de 500 μm, nous avons choisi de superposer trois tirs à intensités aussi proches que possibles (1,1 GW/cm^2

pour les tirs 92 et 104 et 1,2 GW/cm^2 pour le tir 83) et des durées d'impulsion de 10, 20 et 40 ns respectivement (fig. 3.21). En régime confiné eau, sur des cibles d'aluminium de 500 μm d'aluminium pur, la durée d'impulsion a une influence sur la vitesse maximale du premier pic, sur sa forme ainsi que sur l'atténuation des ondes de choc durant leur propagation. Plus la durée d'impulsion augmente, plus la vitesse et la durée à mi-hauteur du premier pic augmentent. On mesure des durées mi-hauteur des premiers pics égales à 33, 38 et 75 ns pour les durées d'impulsion de 10, 20 et 40 ns. De même, à intensité constante, la vitesse maximale du premier pic augmente avec la durée d'impulsion (v_{max} = 134, 200 et 262 m/s respectivement pour Dt = 10, 20 et 40 ns). L'utilisation d'une impulsion laser plus longue va permettre à l'onde d'être moins atténuée, pour 10 et 20 ns d'impulsion, l'atténuation entre le premier et le second pic est d'environ 30 % alors qu'elle n'est que de 8 % pour le tir 104 réalisé avec une durée d'impulsion de 40 ns.



(a) (b)

FIGURE 3.21 – (a) Formes temporelles de impulsions des tirs 92, 83 et 104 effectués à intensité constante (environ 1.1 GW/cm^2) et durée d'impulsions variants de 10 à 40 ans, en régime confiné eau, au GCLT (1053 nm) sur des cibles de 500 μm d'aluminium pur (b) mesures de vitesse en face arrière VISAR correspondantes.

Nous avons ensuite extrait les maxima des premiers pics de surface libres pour toutes les configurations à notre disposition (Dt = (a) 7, (b) 10, (c) 20 et (d) 40 ns, λ = (a) 532, (b) 1029 et 1053 et (c), (d) 1053 nm, ϕ = (a) 3 et 4, (b) 3,5 et 5 et (c) (d) 5 mm de forme rondes - GCLT et Héphaïstos - et carrées - Hilase -) et nous les avons tracés en fonction de l'intensité incidente sur la figure 3.22.

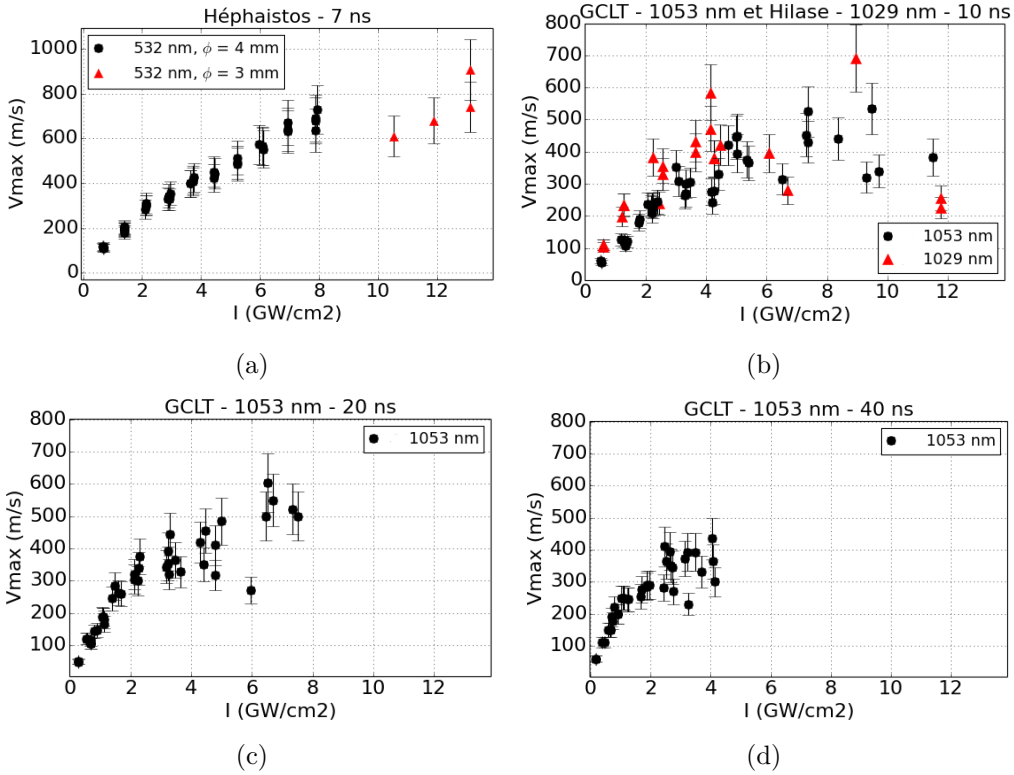


FIGURE 3.22 – Vitesses expérimentales maximales en fonction de l'intensité pour des tirs confinés eau sur cible de 500 μm d'aluminium pur sur (a) Héphaistos avec taches focales circulaires variables (3 et 4 mm) à 532 nm pendant 7 ns, (b) Hilase avec une tache focale carrée de 3,5 mm, (b) (c) et (d) GCLT avec des durées d'impulsion Dt variables.

Dans tous les cas, deux comportements se distinguent. A bas flux, la vitesse maximale du premier pic augmente avec l'intensité jusqu'au seuil nommée I_s où la vitesse sature du fait du claquage dans l'eau [140], alors que l'intensité continue d'augmenter. Pour une impulsion gaussienne de 7 ns à 532 nm, le seuil d'intensité I_s est égal à 8-10 GW/cm^2 avec une vitesse maximale de 720 m/s (fig. 3.22(a)). Pour les impulsions créneau à 1029 et 1053 nm avec des durées d'impulsion de 10, 20 et 40 ns, les seuils d'intensité I_{th} sont respectivement égaux à 5-6, 3-4 et 2-3 GW/cm^2 correspondant à des vitesses maximales de 530, 440 et 300 m/s (figure 3.22 (b), (c) et (d)). Ces seuils, dépendant des paramètres de l'irradiation laser, sont regroupés dans le tableau 3.3. On peut voir que la vitesse maximale du premier pic avant le claquage dépend aussi de la longueur d'onde du laser et de sa durée d'impulsion. Par exemple, une intensité I = 1,5 GW/cm^2 induit une vitesse de surface libre de 215, 150, 250 et 270 m/s respectivement pour des irradiations (a) Gaussienne de 7 ns à mi-hauteur à 532 nm (b) créneau de 10 ns à 1053 nm (c) créneau de 20 ns à 1053 nm et (d) créneau de 40 ns à 1053 nm. La figure (fig. 3.22

((b)) mérite un intérêt particulier. Tout d'abord, les deux campagnes effectuées à Hilase et au GCLT montrent une bonne concordance, attestant de la fiabilité des lasers et des méthodes expérimentales mises en œuvre. Ensuite, une petite variation de longueur (de 1029 à 1053 nm) n'a pas d'influence (on mesure des vitesses respectives de 235 et 250 m/s à I = 2,5 GW/cm^2). Enfin, l'utilisation de taches focales différentes de par leur diamètre et leur forme (ronde de 5 mm ou carrée de 3,5 mm) n'a pas non plus d'influence sur le maximum du premier pic.

Grâce aux courbes de vitesses maximales du premier pic en fonction de l'intensité, on peut identifier le comportement global des cibles et notamment le domaine d'intensité pour lequel le claquage intervient. Cependant, il faut garder en mémoire les autres informations que l'on a pu extraire des données expérimentales comme la forme des pics ou l'atténuation qui peut changer avec la durée d'impulsion. Connaitre la vitesse maximale des premiers pics est intéressant mais cela ne suffit pas à retranscrire toutes la forme globale des courbes de vitesse de surface libre.

La suite de cette étude vise maintenant à être capable de modéliser les comportements exposés ci-dessus pour les deux longueurs d'ondes (532 et 1053 nm) et les durées d'impulsion variant de 7 à 40 ns qu'elles soient gaussienne ou en créneau.

3.2.1.2 Modélisation de l'aluminium pur

L'intégralité de la simulation des cibles d'aluminium soumises à une irradiation laser en régime confiné eau a été réalisée avec ESTHER. Pour la longueur d'onde de 532 nm, les paramètres ont été repris de la thèse de S. Bardy [6] (voir le paragraphe 3.1.1.2 pour plus de détails). Pour la modélisation de l'eau sous une irradiation à 1053 nm, nous avons adapté les constantes optiques de l'eau selon Kendenburg et al. [141] soit $n_1 = 1,33$ et $n_2 = 1,3.10^{-6}$ où $n_1 + in_2$ est l'indice de réfraction complexe.

Les résultats pour deux intensités, choisies pour être sous le seuil de claquage dans l'eau et avant l'endommagement de la cible, pour chaque configuration d'irradiation des cibles de 500 μm d'aluminium pur sont représentés sur la figure 3.23 : (a) impulsion gaussienne de 7 ns à mi hauteur et impulsions créneaux de (b) 10 (c) 20 et (d) 40 ns. L'incertitude de 15 % sur la fluence expérimentale qui se répercute directement sur les simulations est représentée par la zone grisée.

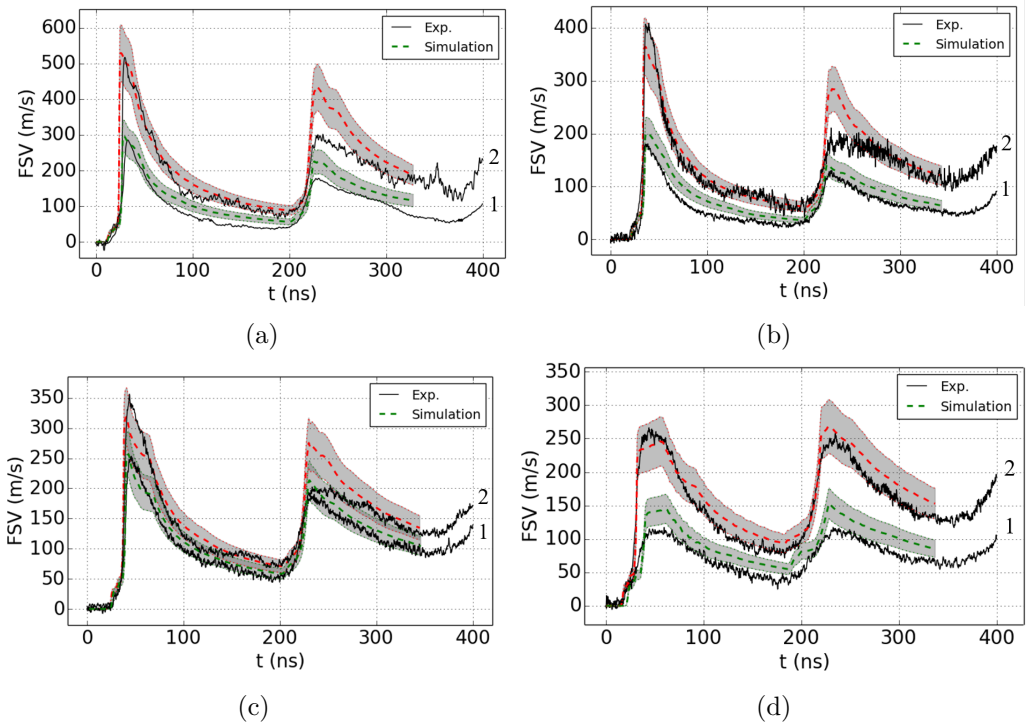
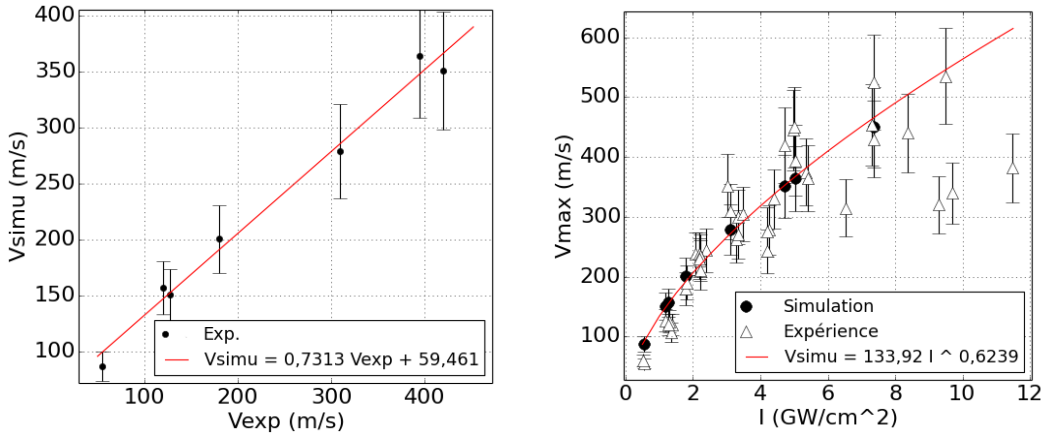


FIGURE 3.23 – Comparaison des mesures de vitesses expérimentales (traits pleins) et simulées (pointillés) - épaisseur = 500 μm - régime confiné eau - (a) Hephaïstos - 532 nm - Dt = 7 ns - ϕ = 4 mm - 1 : I = 2.4 GW/cm^2 - 2 : I = 5.9 GW/cm^2 - (b) GCLT - 1053 nm - Dt = 10 ns - ϕ = 5 mm - 1 : I = 2.3 GW/cm^2 - 2 : I = 5.0 GW/cm^2 - (c) GCLT - 1053 nm - Dt = 20 ns - ϕ = 5 mm - 1 : I = 1.4 GW/cm^2 - 2 : I = 2.3 GW/cm^2 - (d) GCLT - 1053 nm - Dt = 40 ns - ϕ = 5 mm - 1 : I = 0.4 GW/cm^2 - 2 : I = 1.1 GW/cm^2 - Les zones grisées correspondent à l'incertitude numérique liée à une variation imposée de ±15% sur la fluence laser.

Nous pouvons voir de ces graphiques que les modèles utilisés dans ESTHER permettent de restituer correctement les premiers pics de signaux de vitesses ainsi que le temps d'arrivée des seconds. Les différences entre la simulation et l'expérience visibles sur l'amplitude des seconds pics peuvent s'expliquer par les effets de bords qui sont sans doute non négligeables après 1,5 mm de propagation dans les cibles d'aluminium. En régime d'interaction directe, nous n'avons pas observé de différence entre l'amplitude des seconds pics simulés et mesurés expérimentalement car nous nous étions placés dans une configuration défavorable à l'apparition des effets 2D (cible de 100 μm avec tache focale de 1 mm).

Pour toutes les configurations, on arrive à reproduire le comportement de la cible sous choc en ne changeant que les paramètres laser. A titre d'exemple, sur la figure 3.24 on a tracé (a) les vitesses

simulées par le code en fonction des vitesses expérimentales pour différentes intensités et (b) les maxima de vitesses obtenus expérimentalement et avec les simulations en fonction de l'intensité laser pour des tirs effectués au GCLT en régime confiné eau et avec une durée d'impulsion de 10 ns. Les vitesses simulées évoluent linéairement par rapport aux vitesses expérimentales et leurs maxima se confondent avec l'expérience sur tout le domaine étudié. Des résultats similaires ont été obtenus pour les autres durées d'impulsion et régime d'interaction.



(a) (b)

FIGURE 3.24 – (a) Évolution de la vitesse maximale simulée par ESTHER en fonction de la vitesse maximale expérimentale (b) Vitesses maximales simulées et expérimentales en fonction de l'intensité pour des cibles de 500 μm d'aluminium pur d'irradiées en régime confiné eau pendant 10 ns au GCLT.

On peut donc conclure sur la validité des modèles d'interaction laser matière et matériaux incorporés dans ESTHER en régime confiné eau pour des impulsions laser à 532 nm de forme gaussienne avec une durée à mi hauteur Dt = 7 ns et des intensités comprises entre 2,4 et 6 GW/cm^2 ainsi qu'à 1053 nm, selon les paramètres suivants :

— Dt = 10 ns, intensité d'impulsion laser allant de 1,3 à 5 GW/cm^2,

— Dt = 20 ns, intensité d'impulsion laser allant de 1,5 à 2,3 GW/cm^2,

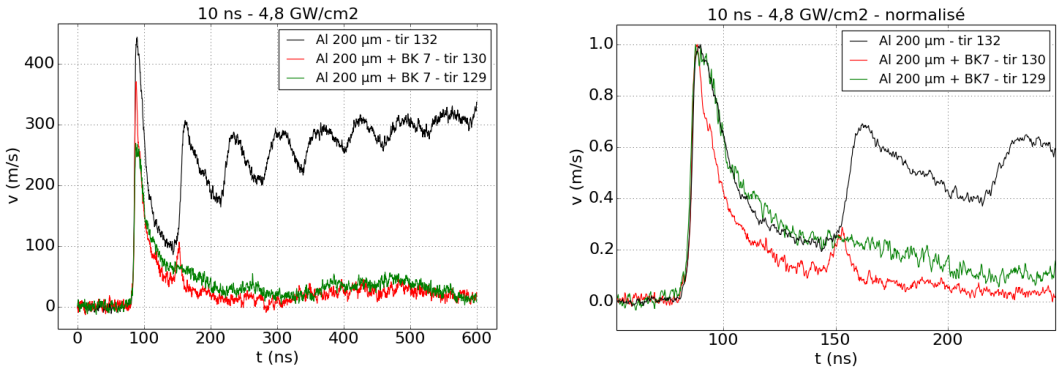
— Dt = 40 ns, intensité d'impulsion laser allant de 0,8 à 2 GW/cm^2.

Les valeurs maximales de ces domaines sont limitées par le claquage du laser dans l'eau.

3.2.1.3 Etude des assemblages aluminium et verre BK7

Dans le but d'observer la vitesse matérielle et la durée de l'onde de choc, le montage présenté sur la figure 3.8 a été reproduit en régime d'interaction confiné eau avec des durées d'impulsion de 10 ns sur des cibles de 200 μm.

La figure 3.25 superpose trois courbes à paramètres laser équivalents (régime confiné eau, impulsion de 10 ns et intensité de 4,8 GW/cm^2), la noire correspond à la cible d'aluminium seule et la verte et la rouge à des cibles aluminium avec une fenêtre de BK7 en face arrière.



(a) (b)

FIGURE 3.25 – (a) Mesures VISAR de la vitesse de face arrière des cibles de 200 μm d'aluminium pur avec (vert et rouge) et sans (noir) fenêtre de BK7 pour des paramètres laser identiques en régime d'interaction confiné eau (b) zoom sur les premiers pics normalisés.

La courbe verte représente un collage réussi, l'onde de choc s'atténue dans le verre et la vitesse maximale de la courbe est diminuée d'un facteur 1,7 comparé à celle de la cible de l'aluminium pur. La rouge présente un défaut de collage, on voit l'apparition d'un second pic et la vitesse n'a diminué que d'un facteur 1,2 par rapport à la cible sans fenêtre de BK7. En zoomant sur les premiers pics, on observe également que les profils de vitesses de la cible d'aluminium pur seule et celle avec la fenêtre bien collée ont la même forme de premier pic, avec la même durée à mi hauteur alors que le signal issu de la cible mal collée a une durée à mi-hauteur plus courte (12,0 ns contre 18,3 et 18,5 ns respectivement pour les tirs 132 et 129).

Un exemple de vitesse de face arrière de cible aluminium simulée et superposée à un signal expé-

rimental est visible sur la figure 3.26. Les paramètres de la simulation ont été pris égaux à ceux du paragraphe 3.1.1.3, dans lequel on a ajusté l'équation d'état du verre pour être capable de reproduire la vitesse de propagation de l'onde dans le BK7 en appliquant un facteur correctif ff = 1,57. Avec ces paramètres, la vitesse maximale simulée est mesurée à 256 m/s soit 3 % de moins que la vitesse expérimentale, la détente est parfaitement reproduite. Le deuxième rebond, légèrement présent dans la simulation, n'est pas visible sur l'expérience. Le code numérique est donc capable de reproduire les profils de vitesses expérimentaux d'assemblage aluminium et BK7 en régime confiné eau.

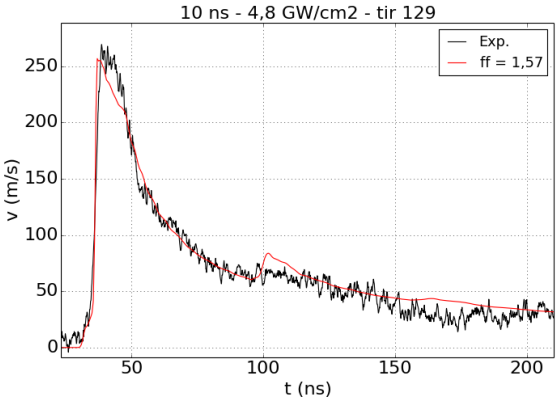


FIGURE 3.26 – Profils de vitesse de face arrière d'une cible aluminium pure de 200 μm irradiée en régime d'interaction confiné à 10 ns expérimental (noir) et simulé (en couleur).

Dans les cas des collages réussis, on a mesuré la durée à mi hauteur du premier pic expérimental et simulé qui correspond à la durée de l'onde de choc τ_p. A durée d'impulsion constante égale à 10 ns, la durée du choc τ_p n'est pas influencée par l'intensité laser, à 2,2 ou 4,8 GW/cm^2 elle mesure entre 17 et 20 ns ou 21,5 et 23 ns soit entre 1,7 et 2 ou 2,1 et 2,3 fois la durée d'impulsion, respectivement pour les profils expérimentaux et simulés. Ces résultats sont du même ordre de grandeur que la littérature qui montre que le confinement multiplie la durée de l'onde de choc par un facteur deux à trois [41, 36].

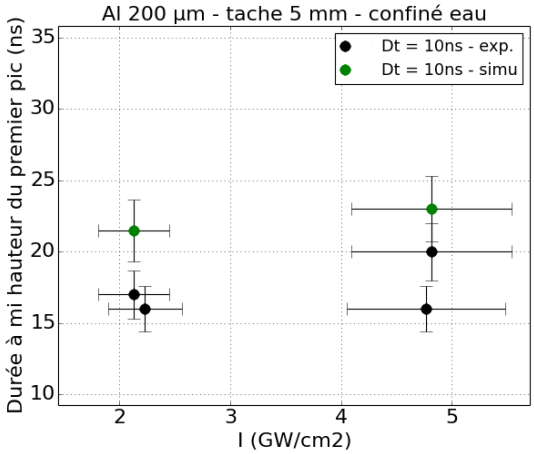


FIGURE 3.27 – Durée de l'onde de choc τ_p en fonction de l'intensité laser incidente sur cible de 100 et 200 μm d'aluminium pur irradié en régime d'interaction confiné à 10 ns.

La caractérisation du choc induit dans l'aluminium a donc été réalisée et les modèles permettant de simuler l'interaction laser matière et la mécanique ont été validés sur aluminium pur et assemblages aluminium et BK7. La suite de ce manuscrit va se porter sur la caractérisation du plasma, rendue possible grâce au code ESTHER.

3.2.2 Caractérisation du plasma

Du code ESTHER, nous avons extrait les paramètres microscopiques du plasma. Afin d'avoir un résumé clair d'où il est facile d'extraire les ordres de grandeurs importants, nous avons regroupé toutes les grandeurs dans le tableau 3.3. On y trouve notamment les seuils de claquages expérimentaux avec leur pression et température correspondantes, les épaisseurs de matière ablatées et les épaisseurs de plasmas pour toutes les configurations étudiées en régime confiné eau.

TABLE 3.3 – Caractérisation du plasma pour des cibles d'aluminium pur d'épaisseur 500 μm en régime confiné eau à λ = 532 and 1053 nm, Dt = 7, 10, 20, and 40 ns

Paramètres laser	$\boldsymbol{\lambda}$ = 523 **nm** - Dt = 7 ns	$\boldsymbol{\lambda}$ = 1053 **nm** - Dt = 10 ns	$\boldsymbol{\lambda}$ = 1053 **nm** - Dt = 20 ns	$\boldsymbol{\lambda}$ = 1053 **nm** - Dt = 40 ns
Seuil de claquage [GW/cm^2]	8-10	5-6	3-4	2-3
Seuil de claquage [J/cm^2]	56-70	50-60	60-80	80-120
Pression d'ablation au seuil [GPa]	7.2-8.2	4.7-5.2	3.6-4.2	2.9-3.6
Domaine d'intensité simulé [GW/cm^2]	2.5-6.0	1.3-5.0	1.5-2.3	0.4-1.1
Domaine de température du plasma [eV]	10-14	8-12	10-12	8-13
Domaine d'épaisseur du plasma [μm]	8-12	9-13	17-20	20-30
Domaine d'épaisseur d'aluminium ablaté [μm]	1.7-3.0	2.2-2.3	3.5-3.9	3.2-5.5

Les paragraphes suivants détaillent le travail ayant conduit à l'obtention de ce tableau.

3.2.2.1 Pression d'ablation

Les profils temporels de pression d'ablation extraits pour deux longueurs d'ondes (532 et 1053 nm), deux formes d'impulsions (gaussienne et créneau) et des durées d'impulsion allant de 7 à 40 ns sont visibles sur la figure 3.28.

La forme temporelle du profil de pression d'ablation est directement liée à la forme l'impulsion laser. Dans le cas d'une impulsion gaussienne de 7 ns à mi-hauteur (fig. 3.28 (a)) à 532 nm, la forme globale peut être découpée en trois parties. 1) Durant les premières nano-secondes nécessaires au chauffage de la cible et à la création du plasma, la pression augmente lentement. 2) Ensuite, elle augmente jusqu'au maximum de la pression d'ablation ($P_{abl,max}$), 3) pour finir par redescendre jusqu'à la pression ambiante lors de la détente adiabatique de la matière. Dans le cas d'impulsions créneau de durées d'impulsion égales à 10, 20 et 40 ns à 1053 nm (fig. 3.28 (b) (c) et (d)), les trois zones temporelles identifiées en régime d'interaction directe restent valables en régime d'interaction confiné eau. On peut cependant noter qu'à partir d'une durée de 20 ns (c) et (d), les profils de pression sont très similaires

avec un plateau correspondant à la durée de l'impulsion laser. En revanche, la valeur maximale de ce plateau n'est pas influencée par la durée d'impulsion, une impulsion avec une intensité de 2,3 GW/cm^2 induit une pression maximale de 2,5 et 2,7 GPa respectivement pour des durées d'impulsion de 10 et 20 ns (figure 3.28 (b) 1 et (c) 2).

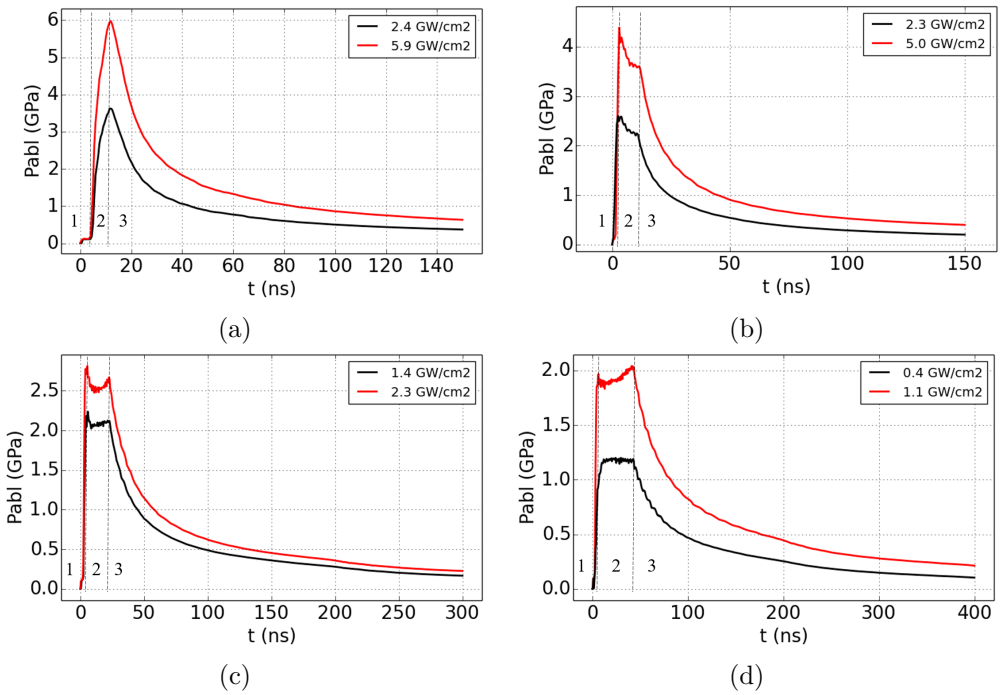


FIGURE 3.28 – P_{abl} en fonction du temps - aluminum pur 99.999 % - épaisseur = 500 μm - régime confiné eau - (a) Hephaïstos - 532 nm - Dt = 7 ns - ϕ = 4 mm - 1 : I = 2.4 GW/cm^2 - 2 : I = 5.9 GW/cm^2 - (b) GCLT - 1053 nm - Dt = 10 ns - ϕ = 5 mm - 1 : I = 2.3 GW/cm^2 - 2 : I = 5.0 GW/cm^2 - (c) GCLT - 1053 nm - Dt = 20 ns - ϕ = 5 mm - 1 : I = 1.4 GW/cm^2 - 2 : I = 2.3 GW/cm^2 - (d) GCLT - 1053 nm - Dt = 40 ns - ϕ = 5 mm - 1 : I = 0.4 GW/cm^2 - 2 : I = 1.1 GW/cm^2

Pour s'assurer de la validité des profils de pression d'ablation extraits, il faut démontrer leur capacité à induire dans la cible un choc similaire à celui produit par l'interaction laser matière. Dans ce but, nous avons comparé les vitesses de surface libre extraites de simulations ayant en condition d'entrée le module d'interaction laser matière présenté dans le paragraphe 3.2.1.2 puis les profils de pression d'ablation présentés dans ce paragraphe (fig. 3.13 et 3.28), et ce, pour toutes les configurations du domaine d'étude.

La figure 3.29 superpose à titre d'exemple ces résultats en régime confiné eau. Dans tous les cas, les profils de vitesse sont quasiment identiques, ce qui nous conforte dans la validité d'utiliser les pressions d'ablation comme condition limite du code ESTHER à la place du module d'interaction laser matière.

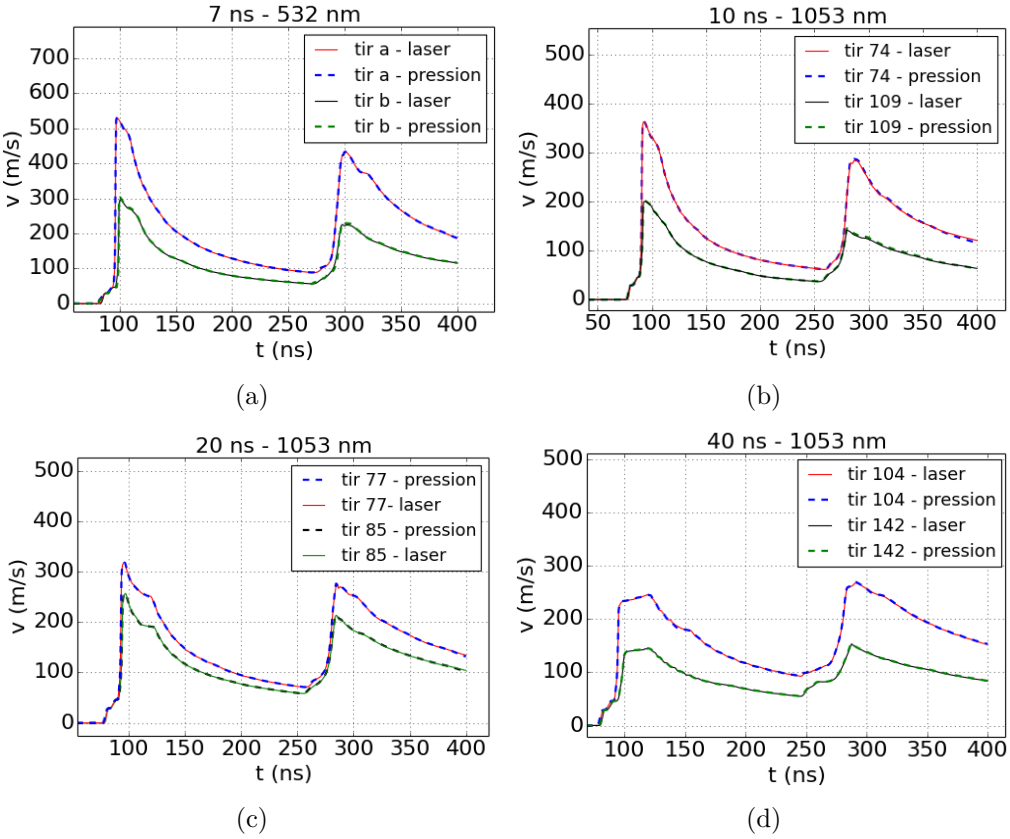


FIGURE 3.29 – Comparaison de profils de vitesse simulés avec en entrée du code ESTHER le module d'interaction laser matière (rouge et noir) ou la pression d'ablation (bleu et vert).

3.2.2.2 Température

Nous avons extrait les profils de température au moment où les pressions et les températures étaient maximales, pour une impulsion gaussienne de 7 ns à mi hauteur, cela correspond à 12,5 ns. Pour les impulsions créneau, de 10, 20 et 40 ns, le maximum de température est atteint à la fin de la durée d'impulsion (précisément à 11,5, 22,5 et 42,5 ns). La figure 3.30 présente ces résultats pour différentes intensités laser et longueurs d'ondes. Dans ESTHER, la modélisation du régime confiné passe par la modélisation des deux milieux séparément, c'est pourquoi les températures de l'eau et de l'aluminium sont représentées séparément par les traits bleus et noirs.

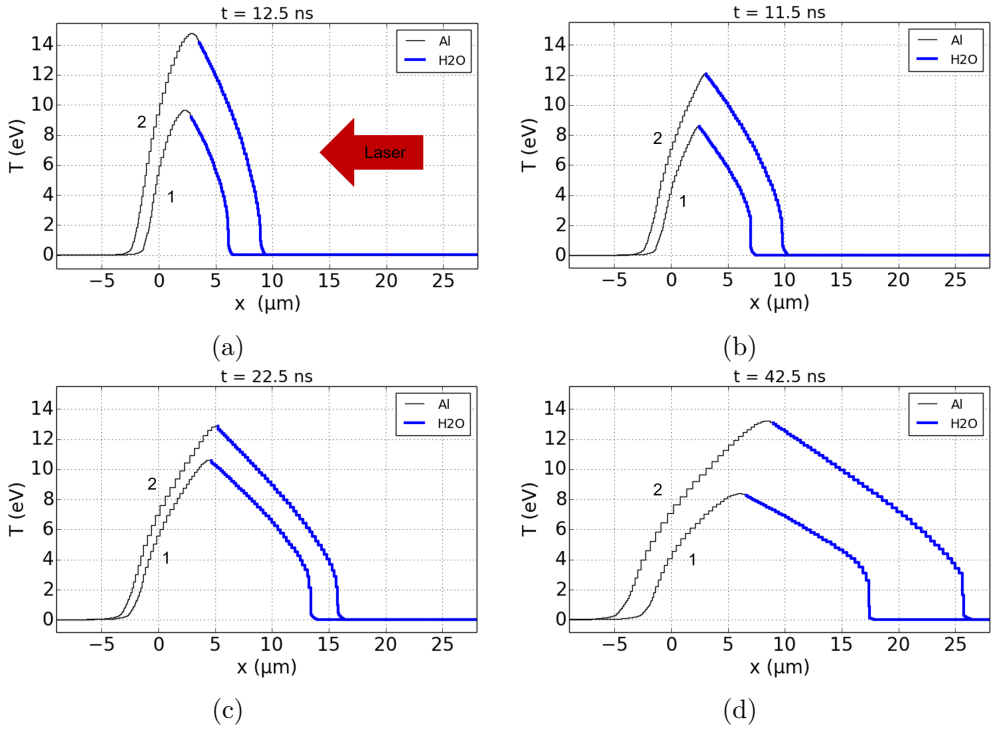


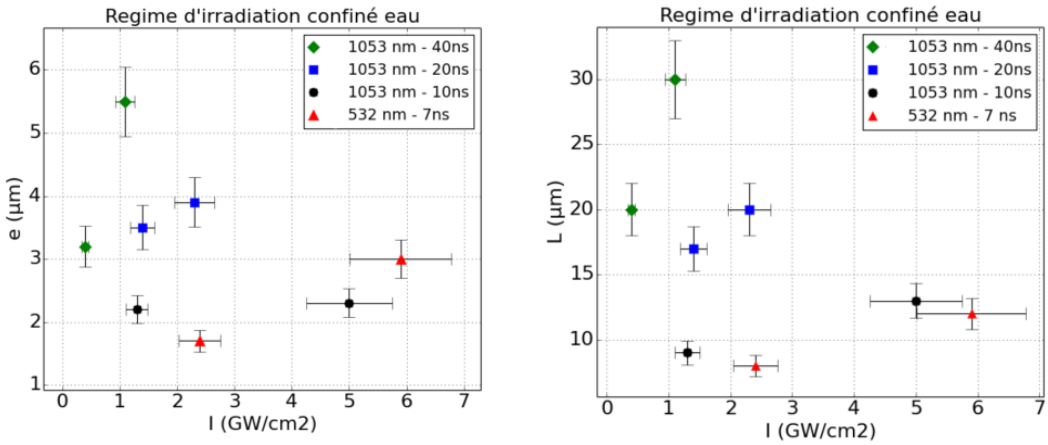
FIGURE 3.30 – Température en fonction de la position - aluminum pur 99.999 % - épaisseur = 500 μm - régime confiné eau - (a) Hephaïstos - 532 nm - Dt = 7 ns - ϕ = 4 mm - 1 : I = 2.4 GW/cm^2 - 2 : I = 5.9 GW/cm^2 - (b) GCLT - 1053 nm - Dt = 10 ns - ϕ = 5 mm - 1 : I = 2.3 GW/cm^2 - 2 : I = 5.0 GW/cm^2 - (c) GCLT - 1053 nm - Dt = 20 ns - ϕ = 5 mm - 1 : I = 1.4 GW/cm^2 - 2 : I = 2.3 GW/cm^2 - (d) GCLT - 1053 nm - Dt = 40 ns - ϕ = 5 mm - 1 : I = 0.4 GW/cm^2 - 2 : I = 1.1 GW/cm^2

Toutes les configurations ont des régimes de température équivalents compris entre 8 et 14 eV.

3.2.2.3 Épaisseur de matière ablatée et longueur du plasma

L'épaisseur d'aluminium ablatée et la longueur du plasma ont toutes deux été extraites du code à partir des profils de température fourni par le code ESTHER. Ceux à l'instant où la pression était maximale sont présentés sur la figure 3.30. La longueur du plasma L à l'instant où la pression est maximale, est déterminée en mesurant l'épaisseur de matière ayant une température supérieure à 0,2 eV, soit la température de fusion de l'aluminium. La quantité d'aluminium e ablatée en régime d'irradiation confiné eau sur cibles d'aluminium pur de 500 μm est déterminée en soustrayant la position de la première maille où la température est supérieure à 0,2 eV au temps voulu, à la position de la première maille d'aluminium au temps 0.

La figure 3.31 représente ces épaisseurs e et L avec leurs incertitudes de mesures estimées à 10 % en fonction des différentes intensités I simulées et leur 15 % d'incertitude, pour différentes longueurs d'ondes et durées d'impulsion.



(a) (b)

FIGURE 3.31 – (a) Épaisseur d'aluminium ablatée e et (b) longueurs du plasma L mesurées à partir des profils de température extraits des simulations ESTHER, en fonction de l'intensité laser pour différentes conditions d'irradiation en régime d'interaction confiné eau sur des cibles de 500 μm d'aluminium pur.

A longueur d'onde et intensité laser constantes, l'épaisseur de plasma L est proportionnelle à la durée d'impulsion : pour des impulsions créneau de 10 ns (fig. 3.30 (b) 1)) et 20 ns (fig. 3.30 (c) 2)), on mesure respectivement L égale à 9 et 17 μm. Ces résultats sont du même ordre de grandeur que ceux prévus par le modèle de Fabbro qui décrit une épaisseur de plasma L de 7 μm pour une intensité I = 10 GW/cm^2 d'impulsion Dt = 10 ns sur une cible de 10 mm de cuivre confiné avec du verre [36]. La longueur du plasma augmente avec l'intensité à durée d'impulsion et longueurs d'onde constante. Par exemple, deux impulsions de 10 ns à 1053 nm avec des intensités de 2,3 et 5,0 GW/cm^2 vont induire des longueurs de plasma respectives de 9 et 13 μm

L'épaisseur ablatée augmente également avec la durée d'impulsion et l'intensité laser. Pour des intensités laser proches de 2,5 GW/cm^2 et des durées d'impulsion de 7, 10 et 20 ns, les épaisseurs ablatées correspondantes sont de 1,7 ; 2,2 et 3,9 μm. Comme pour le régime d'irradiation direct, l'utilisation de la durée d'impulsion la plus longue (40 ns) induit la plus grande quantité d'aluminium

vaporisée atteignant 5,5 μm pour une intensité de 1,1 GW/cm^2. La plus haute intensité simulée dans ce régime est de 5,9 GW/cm^2 correspondant à une durée d'impulsion de 7 ns. Elle induit une ablation de 3 μm. Ainsi, si l'on veut ablater le moins de matière possible, il est préférable d'augmenter l'énergie, pour augmenter l'intensité totale et d'utiliser la durée d'impulsion la plus basse possible. Dans sa thèse, A. Sollier a mesuré expérimentalement l'épaisseur d'aluminium ablatée après une irradiation laser gaussienne de 7 ns à mi-hauteur de longueur d'onde 532 nm pour différentes intensités [39]. Pour des intensités de 2,6 et 5,6 GW/cm^2, il mesure des épaisseurs ablatées respectives de 2,3 et 4,5 μm. Ces valeurs sont un peu plus hautes que celles que l'on simule pour des intensités de 2,6 et 5,9 GW/cm^2 (1,7 et 3,2) mais les ordres de grandeur sont respectés. En comparant ces résultats à ceux obtenus en régime d'interaction directe, on peut remarquer que pour les mêmes ordres de grandeur de pression atteintes, le régime d'irradiation directe ablate plus d'aluminium que le régime confiné eau avec des épaisseurs ablatées respectives comprises entre 4 et 14,8 μm et 1,8 et 5,5 μm. Pour éviter l'ablation d'une cible soumise à une irradiation laser en régime confiné eau, il faut donc une couche thermo-protectrice de 6 μm ou plus d'aluminium.

3.2.2.4 Récapitulatif

De nombreux résultats ont été présentés dans les paragraphes 3.2.2 à 3.2.2.3 où nous avons caractérisé le plasma en régime confiné eau avec deux longueurs d'onde grâce aux modélisations du code ESTHER. Nous avons obtenu des pressions d'ablation pouvant se substituer au module d'interaction laser matière et mis en évidence que la pression maximale ne suffit pas seule à décrire ces dernières, il faut prendre en compte les profils temporels de pression dans leur ensemble. Puis, nous avons évalué les épaisseurs de plasma et de matière ablatée depuis les profils de température extraits à la fin de l'impulsion laser. Afin d'avoir un résumé clair d'où il est facile d'extraire les ordres de grandeurs importantes, nous avons regroupé toutes ces grandeurs dans le tableau 3.3. On y trouve notamment les seuils de claquages expérimentaux avec leurs pressions et températures correspondantes, les épaisseurs de matière ablatées et les épaisseurs de plasma pour toutes les configurations étudiées en régime confiné eau.

L'utilisation du confinement eau implique un régime interaction laser-matière différent de celui induit par une irradiation directe, mais qui permet d'obtenir les mêmes ordres de grandeur de pression

(entre 1 et 6 GPa) et de température (avec des maximum entre 10 et 15 eV ou 8 et 14 eV respectivement pour les régimes d'interaction directe et confiné) avec une intensité incidente divisée par un à deux ordres de grandeurs (entre 8 et 133,6 GW/cm^2 en régime d'interaction directe contre 0,4 à 5,9 GW/cm^2 en régime confiné eau). Pour l'application industrielle du choc laser sur matériau thermosensibles, l'utilisation d'une couche protectrice d'aluminium de minimum 15 et 6 μm est nécessaire respectivement pour les régimes d'irradiation directe et confiné.

3.2.3 Lois d'échelle

Les expériences et les simulations que nous venons de présenter ont mis en évidence des profils de pression complexes, que l'on cherche maintenant à reproduire pour s'affranchir d'ESTHER. Nous avons réalisé cette étude sur deux formes d'impulsions correspondant à Héphaïstos (gaussienne à 532 nm) et au GCLT (créneau à 1053 nm) avec des durées respectives de 7 à 20 ns (nos expériences étant réalisées exclusivement à 7 ns) et de 10 à 40 ns (correspondant à nos expériences). Les intensités des simulations ayant servi à la mise en équations de ces lois d'échelle étaient comprises entre 1 et 10 GW/cm^2 pour Héphaïstos et 1 et 6 GW/cm^2 pour le GCLT. Les équations analytiques, ou fits, développées dans les paragraphes suivants ne sont donc valides que pour les intensités sous le seuil de claquage dans le plasma.

532 nm - gaussienne - 7 à 20 ns

Dans le cas d'une impulsion gaussienne de 7 ns à mi hauteur à 532 nm, le profil de pression est aussi gaussien jusqu'à la relaxation finale. Nous l'avons divisé en 4 zones : l'amorçage, le temps de montée linéaire, la pression maximale et la détente finale, dont les fits ont été ajustés séparément. Le domaine d'étude a été défini avec des intensités comprises entre 1 et 10 GW/cm^2 avec des durées d'impulsion allant de 7 à 20 ns à mi hauteur (fig. 3.32).

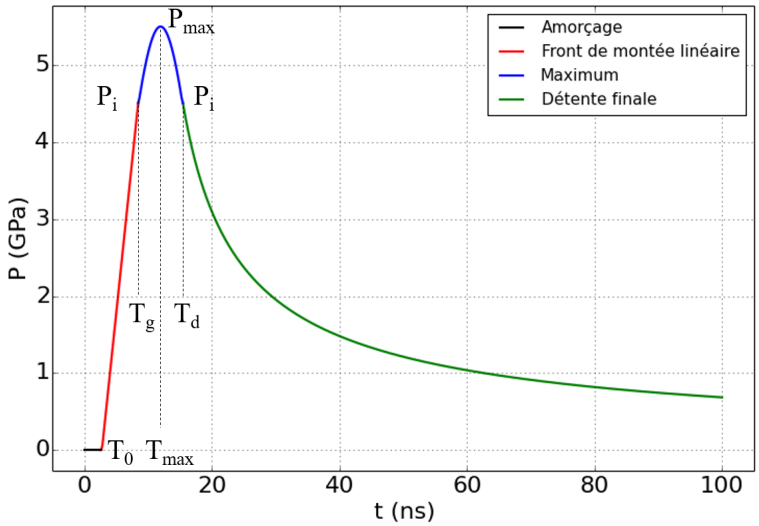


FIGURE 3.32 – Profil de pression d'ablation en fonction du temps séparé en 4 zones permettant son écriture à l'aide de formules analytiques, correspondant à une impulsion gaussienne de 7 ns à mi hauteur à 532 nm et avec une intensité de 5 GW/cm^2 en régime d'interaction confiné eau.

Le temps nécessaire au laser pour chauffer la surface de la cible, commencer le phénomène d'ablation et créer un plasma qui va absorber l'énergie laser est noté T_0, correspond à la phase d'amorçage. La réflectivité initiale de la cible contrôlant T_0 est fixé à 0,5. Une fois que l'aluminium est suffisamment chaud, la pression augmente fortement jusqu'à son maximum P_{max} atteint en T_{max}. La valeur maximale de la pression est donnée par $P_{max} = 2.2\ I^{0.57}$. Ensuite, le matériau se détend jusqu'à revenir à pression ambiante. La mise en équation de ces zones en fonction de la durée à mi hauteur de l'impulsion gaussienne T_{imp} et de l'intensité I est présentée dans l'annexe B. Elle permet de recréer le profil temporel de pression.

De ces équations, on peut remarquer que le maximum de pression ne dépend pas de la durée à mi-hauteur de l'impulsion gaussienne. Attention, cela n'est peut être pas vrai pour une autre forme d'impulsion. En revanche, la durée de l'impulsion a une influence sur la forme du profil temporel, une augmentation de la durée d'impulsion induira un profil de pression plus long. On retrouve une loi de pression proche des modèles de référence comme celui de Fabbro où la pression est proportionnelle à la racine carrée de l'intensité [36].

Les maxima de pression calculés à partir des vitesses expérimentales avec la formule 3.1 ont été superposés à ceux extraits de nos formules analytiques dans la figure 3.33. Les deux méthodes donnent des résultats similaires jusqu'à l'intensité du seuil de claquage à partir de laquelle nos équations ne sont plus valides.

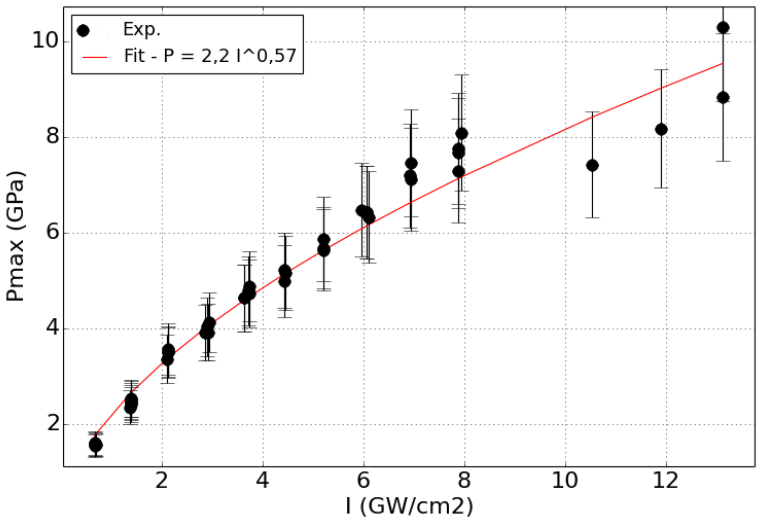


FIGURE 3.33 – Maxima de pression calculés avec les formules analytiques présentées ici et avec la formule 3.1 pour une impulsion gaussienne de 7 ns à mi-hauteur à 532 nm sous régime confiné eau.

1053 nm - créneau - 10 à 40 ns

Pour le modèle d'interaction en régime confiné eau à 1053 nm, le profil temporel de pression typique, proche d'un créneau correspondant à la forme de l'impulsion, a été divisé en 4 zones (le front de montée quadratique, le plateau, le raccord linéaire et la zone de détente finale) (fig. 3.34). Ce profil a été obtenu avec des intensités comprises entre 1 et 6 GW/cm^2 et des impulsions créneau variant de 10 à 40 ns.

Pour chaque zone, une équation analytique a été trouvée afin de reproduire le profil temporel de pression complet en fonction de l'intensité laser I [GW/cm^2] et de la durée d'impulsion T_{imp} [ns]. Ces équations sont présentées dans l'annexe B. La valeur maximale de la pression est donnée par $P_{max} = 2\ I^{0.53}$.

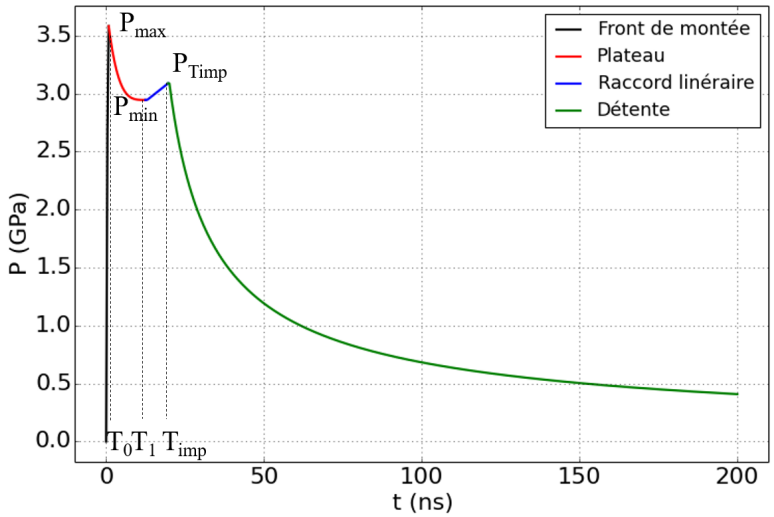


FIGURE 3.34 – Profil de pression d'ablation en fonction du temps séparé en 4 zones permettant son écriture à l'aide de formules analytiques, correspondant à une impulsion créneau de 20 ns à 1053 nm et avec une intensité de 3 GW/cm^2 en régime d'interaction confiné eau.

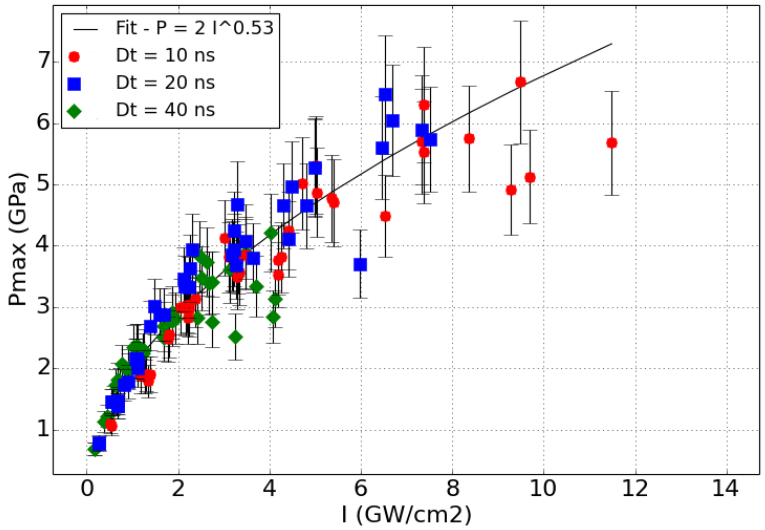


FIGURE 3.35 – Comparaison des pressions maximales calculées avec les formulations analytiques présentées ici et avec la formule 3.1 pour des impulsions créneaux de 10, 20 et 40 ns à 1053 nm en régime confiné eau.

La forme temporelle du profil de pression étant similaire au créneau de l'impulsion laser, le maximum de pression P_{max} et la pression à la fin de l'impulsion P_{Timp} sont proches. Ainsi, nous avons tracé seulement les P_{max} extraits des fits superposés à ceux calculés avec la formule 3.1 en fonction de

l'intensité laser incidente. Comme pour le paragraphe précédent, sur le régime d'interaction confiné eau à 532 nm, les deux méthodes sont en accord. La durée d'impulsion Dt n'a pas d'influence sur le maximum de pression P_{max}, cependant, une impulsion plus longue va induire un profil de pression plus étendu temporellement. Il est donc là encore important de prendre en compte tout le profil temporel de pression décrit par les équations analytiques.

3.3 Application de l'aluminium en couche thermo-protectrice

Dans les paragraphes précédents nous avons défini des équations capables de recréer les profils temporels de pression d'ablation induits sur cibles d'aluminium pur de 100 et 500 μm respectivement pour les régimes d'interaction direct et confiné eau. Dans cette thèse, on s'intéresse en effet à l'interaction laser matière principalement pour prédire le chargement induit sur les cibles. En outre, on cherche à utiliser l'aluminium en couche sacrificielle à appliquer sur les échantillons thermo-sensibles comme les composites. Nous avons établi que cette couche devait mesurer au moins 15 et 6 μm respectivement pour les régimes d'interactions sous vide et confiné. La méthode la plus facile à mettre en œuvre pour ajouter cette couche protectrice est d'utiliser du scotch aluminium, disponible dans le commerce en différentes épaisseurs. Il convient donc maintenant de déterminer pour quelles épaisseurs d'aluminium nos profils de temporels de pression sont applicables et de caractériser la contrainte transmise dans la cible après cette couche supplémentaire. On limite notre étude au régime d'interaction confiné eau car c'est le plus répandu pour les chocs laser sur matériaux composites.

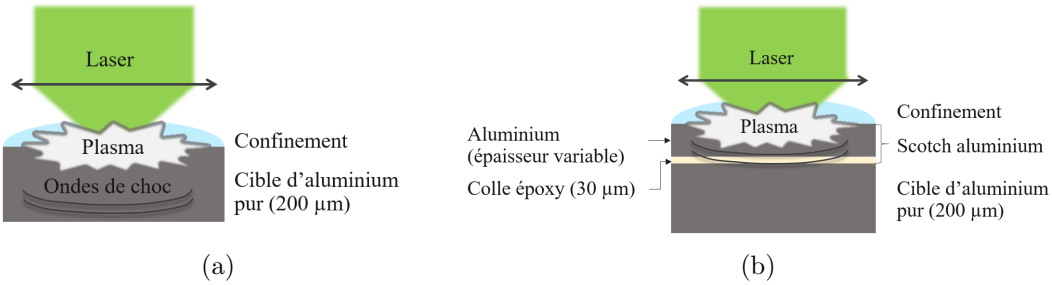


FIGURE 3.36 – Schéma représentant (a) une cible d'aluminium (b) une cible d'aluminium avec un scotch aluminium, irradiées en régime confiné eau.

Dans ESTHER nous avons simulé différents empilements, aluminium pur (fig. 3.36 (a)) ou aluminium pur + scotch aluminium (fig. 3.36 (b)), tous soumis au même rayonnement laser d'une impulsion

gausienne de 7 ns à mi-hauteur et de longueur d'onde égale à 532 nm en régime confiné eau. Dans tous les cas, la cible d'aluminium mesure 200 μm d'épaisseur. Le scotch est modélisé comme un empilement de 30 μm de colle, que l'on considère comme étant de l'epoxy, et des épaisseurs d'aluminium X variant entre 10 et 100 μm. L'empilement simulé est schématisé sur la figure 3.37.

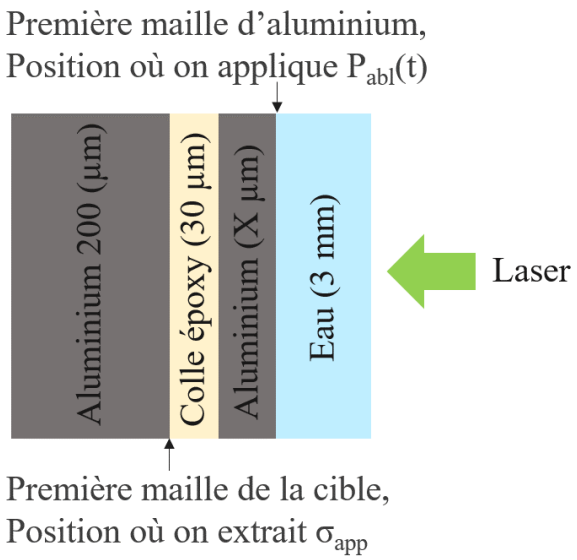
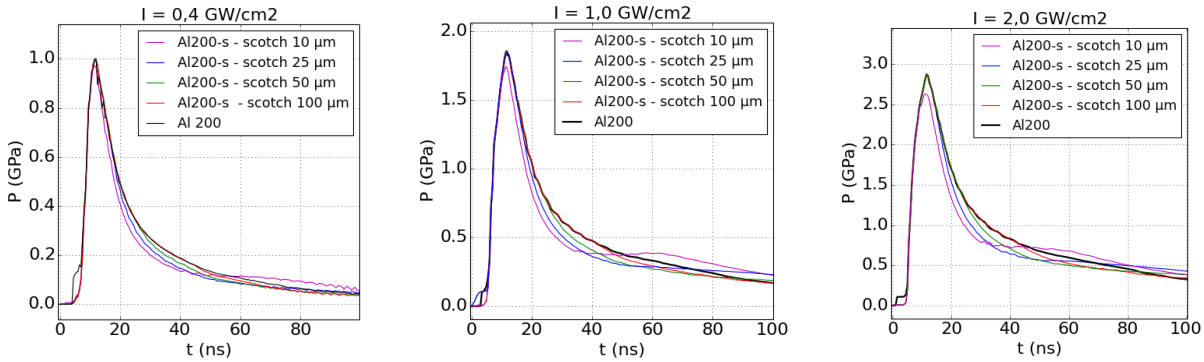


FIGURE 3.37 – Schéma de l'empilement simulé cible aluminium + scotch aluminium en régime confiné eau.

Nous avons ensuite extrait les pressions d'ablation telles que définies précédemment et nous les avons tracées dans la figure 3.38 pour des intensités maximales de (a) 0,4 (b) 1,0 et (c) 2,0 GW/cm^2.

Pour les trois intensités laser, l'ajout de scotch aluminium sur la surface de la cible modifie légèrement la forme de la pression d'ablation : on observe une détente plus rapide à partir de 15, 25 et 40 ns respectivement pour des épaisseurs de scotch aluminium de 25, 50 et 100 μm. En revanche l'intensité maximale n'est modifiée que pour des épaisseurs de scotch de 10 μm avec une perte de 1,8, 5,5 et 8,36 % respectivement pour des intensités de 0,4, 1,0 et 2,0 GW/cm^2. En plus de cela, l'utilisation d'un scotch aluminium de 10 μm induit un changement plus important dans la détente de la pression d'ablation. A partir de 40-30 ns et jusqu'à 60-80 ns respectivement pour les intensités laser de 0,4 et 1,0 ou 2,0 GW/cm^2, un plateau apparait effectivement sur la pression d'ablation induite sur une cible d'aluminium recouverte de scotch aluminium de 10 μm (courbes magenta). Ainsi, les

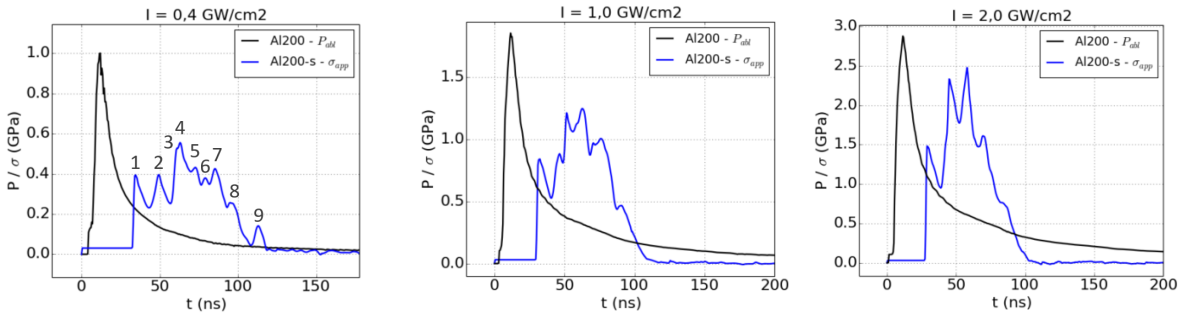


(a) (b) (c)

FIGURE 3.38 – Comparaison des pressions d'ablation obtenues sur 200 μm d'aluminium pur et sur 200 μm d'aluminium pur avec un scotch aluminium de 30 μm de colle et de 10, 25, 50 et 100 μm d'aluminium irradiées en régime confiné eau, par une impulsion gaussienne à 532 nm de 7 ns à mi-hauteur pour des intensités laser de (a) 0.4 (b) 1.0 et (c) 2.0 GW/cm^2.

pressions d'ablation obtenues à partir des simulations de cibles d'aluminium pur, caractérisées dans les paragraphes précédents ne sont valides sur des scotch aluminium que si ceux-ci mesurent au moins 55 μm (25 μm d'aluminium et 30 μm de colle). On peut aussi noter qu'une épaisseur d'aluminium plus importante (50 ou 100 μm) dans le scotch permet d'avoir le chargement le plus proche possible de celui appliqué sur une cible d'aluminium seule. Ces profils de pression ont, comme dans les paragraphes 3.1.2.1 et 3.2.2.1, été utilisés en condition limite du code ESTHER pour vérifier que la vitesse en face arrière induite était la même que celle induite par l'interaction laser matière. Les résultats étant très proches, on conclut que ces profils de pression sont valides et peuvent être utilisés comme chargement à appliquer directement sur la cible.

On s'intéresse maintenant au chargement transmis à la cible après le scotch aluminium de 50 μm d'aluminium et 30 μm de colle. Dans ce but, nous avons extrait les profils temporels des contraintes appliquées sur la première maille de la cible d'aluminium de 200 μm, σ_{app} (voir fig. 3.37). Nous les avons ensuite superposés aux pressions d'ablation extraites à partir des simulations sur cible d'aluminium seul (fig. 5.25).



(a) (b) (c)

FIGURE 3.39 – Comparaison des pressions d'ablation P_{abl} induites par l'interaction laser matière et des profils de contrainte transmis à la cible après le scotch aluminium σ_{app}.

Pour les trois intensités laser étudiées (0,4, 1,0 et 2,0 GW/cm^2), les profils de pression d'ablation sont très différents des profils des contraintes transmises par le scotch aluminium en amplitude, en forme et en durée. La pression d'ablation est proche d'une gaussienne avec une durée à mi-hauteur proche de deux fois la durée d'impulsion (11,5, 15 et 17 ns respectivement pour les intensités de 0,4, 1,0 et 2,0 GW/cm^2). Les profils de contrainte ressemblent à un créneau avec des rechargements (9, 7 et 4) dont la durée maximale est de 85, 76 et 69 ns respectivement pour les intensités de 0,4, 1,0 et 2,0 GW/cm^2 soit entre 10 et 12 fois la durée de l'impulsion laser.

A titre d'exemple, on a tracé le diagramme x-t de l'empilement aluminium + scotch aluminium (50 μm d'aluminium et 30 μm de colle) irradié par une impulsion laser maximale de 0.4 GW/cm^2 (fig. 3.40) et on a zoomé sur les interfaces entre la colle et les deux couches d'aluminium. On s'intéresse particulièrement aux pressions sur la première maille de la cible aluminium (X = 195) qui expliquent les profils temporels de contrainte présentés sur la figure 5.25. Ce sont en effet les allers-retours de l'onde de choc dans la colle qui sont responsables des différents pics (numérotés de 1 à 9) observables sur le profil de contrainte à chaque fois que l'onde de choc est réfléchie à l'interface colle-cible aluminium.

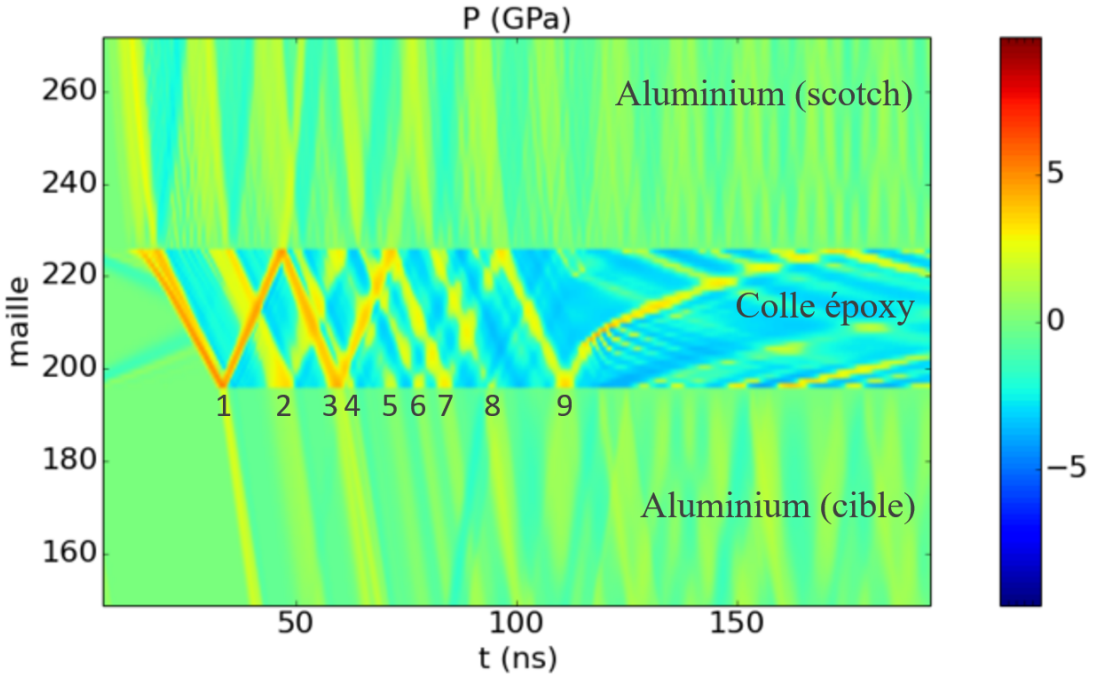
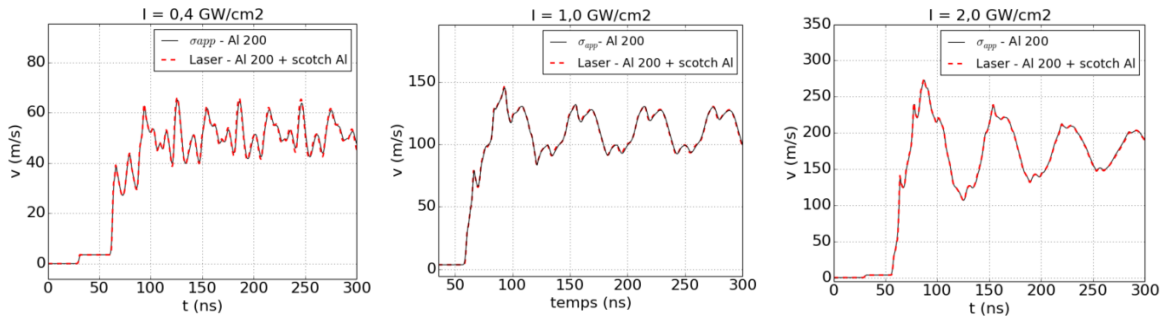


FIGURE 3.40 – Diagramme espace-temps de l'empilement aluminium + scotch aluminium (50 μm d'aluminium et 30 μm de colle) irradié en régime confiné eau avec une impulsion gaussienne à 532 nm de 7 ns à mi-hauteur avec une intensité de 0,4 GW/cm^2, zoom sur l'interface entre la colle et les deux couches d'aluminium.

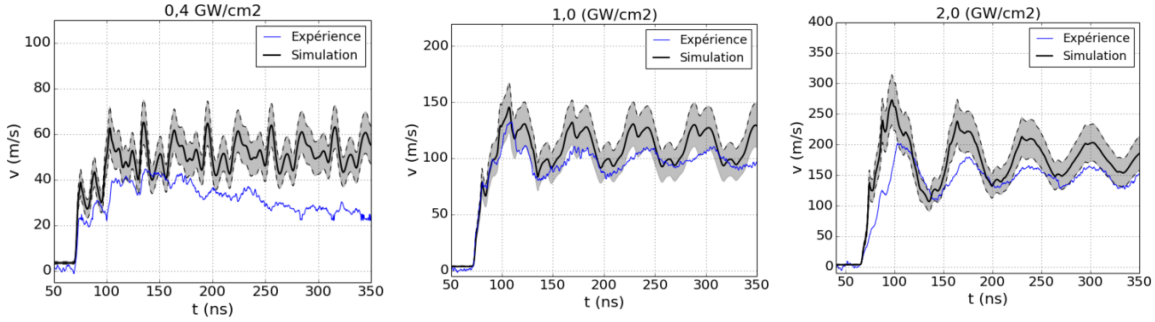
Pour vérifier la validité des profils de contrainte σ_{app} on a réalisé deux simulations : la première avec le laser en condition limite, appliqué sur l'eau et le scotch aluminium et la seconde avec les contraintes σ_{app} appliquées directement sur la cible aluminium. La figure 3.41 superpose les vitesses de surface libre obtenues avec ces deux simulations pour des intensités de de (a) 0.4 (b) 1.0 et (c) 2.0 GW/cm^2. Dans tous les cas, les courbes sont confondues, démontrant ainsi que pour simuler la vitesse de face arrière d'une cible sur laquelle on a appliqué une couche supplémentaire de scotch aluminium, il faut mettre en condition limite : soit le laser sur l'empilement complet (ou la pression d'ablation sur le scotch aluminium) soit le profil de contrainte directement sur la cible.



(a) (b) (c)

FIGURE 3.41 – Comparaison des vitesses de surface libre simulées sur des cibles de 200 μm d'aluminium pur avec un scotch aluminium (30 μm de colle et 50 μm d'aluminium) avec en condition limite le laser (régime confiné eau, par une impulsion gaussienne à 532 nm de 7 ns à mi-hauteur) pour des intensités laser de (a) 0.4 (b) 1.0 et (c) 2.0 GW/cm^2 ou la contrainte σ_{app} appliquée directement sur cible d'aluminium 200 μm d'épaisseur.

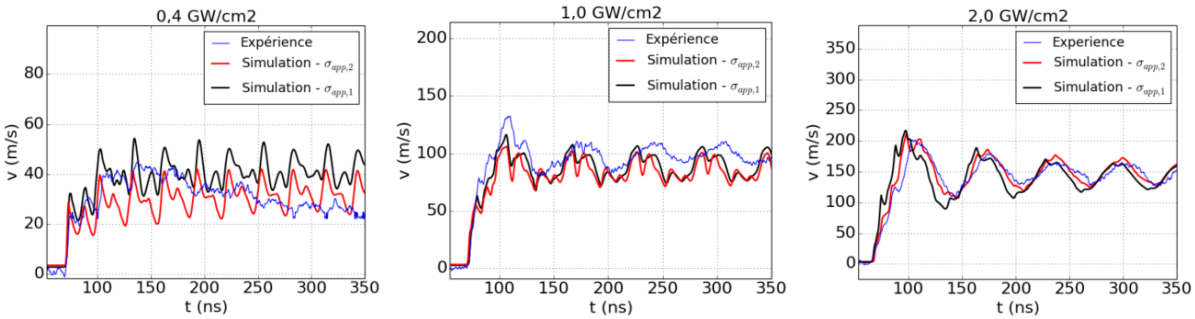
La figure 3.42 présente la superposition des profils de vitesse ainsi simulés avec les profils de vitesse expérimentaux obtenus avec une tache focale de 8 mm. Deux comportements distincts sont visibles. Pour des intensités laser inférieures à 1,0 GW/cm^2, l'onde de choc reste bloquée dans le scotch aluminium et fait des allers-retours rapides (séparés de 13 ns) qui se rechargent en énergie à environ 100 ns. Pour des intensités laser de 1,0 et 2,0 GW/cm^2, l'onde de choc fait des allers retours réguliers dans la cible d'aluminium séparés d'environ 65 ns. La période de ces deux comportements est bien reproduite par les simulations. En revanche, l'amplitude des premiers pics simulés est respectivement 65, 9 et 35 % plus haute que celle des expériences pour les intensités laser de 0,4, 1,0 et 2,0 GW/cm^2. On attribue ceci à une mauvaise simulation de l'amortissement de l'onde de choc dans la colle époxy, le modèle que l'on utilise est en effet mal connu et correspond à un époxy rigide. Pour pallier à ce phénomène, deux solutions sont possibles : appliquer un facteur correctif 1) à la pression d'application σ_{app} ou 2) à l'intensité laser avant l'extraction de la pression d'application σ_{app}.



(a) (b) (c)

FIGURE 3.42 – Comparaison des vitesses de surface libre expérimentales et simulées sur des cibles de 200 μm d'aluminium pur avec un scotch aluminium (30 μm de colle et 50 μm d'aluminium) avec en condition limite la contrainte d'application σ_{app}. Les zones grisées sur les courbes simulées correspondent à l'incertitude de $\pm$ 15 % sur le chargement laser.

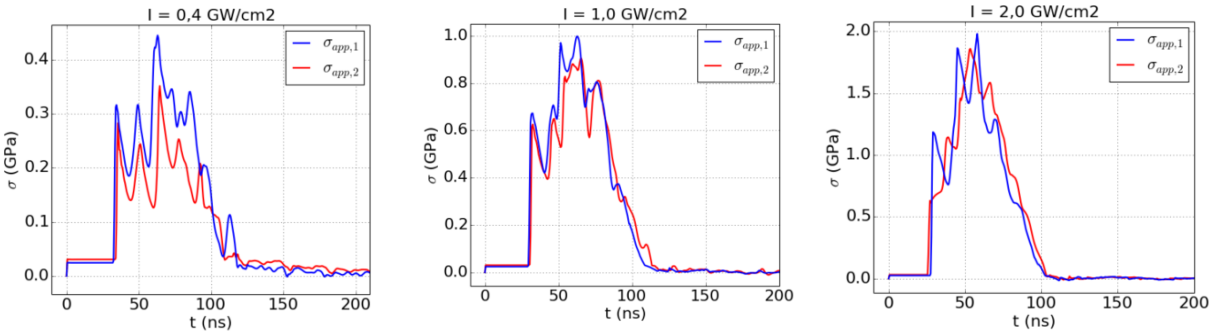
La figure 3.43 présente les résultats de l'application des facteurs correctifs optimisés à 0,8 sur la contrainte σ_{app} pour obtenir $\sigma_{app,1}$ et à 0,7 sur le laser pour obtenir $\sigma_{app,2}$. Avec ces deux méthodes, les amplitudes et la synchronisation des pics de vitesses expérimentaux sont bien reproduits.



(a) (b) (c)

FIGURE 3.43 – Comparaison des vitesses de surface libre expérimentales et simulées sur des cibles de 200 μm d'aluminium pur avec un scotch aluminium (30 μm de colle et 50 μm d'aluminium) avec en condition limite la contrainte d'application $\sigma_{app,1}$ obtenue en multipliant σ_{app} par un facteur correctif 0,8 ou la pression d'application $\sigma_{app,2}$ extraite de simulation réalisées avec une facteur correctif 0,7 sur le laser appliqué en entrée.

On observe cependant de légères différences entre les profils simulés avec $\sigma_{app,1}$ ou $\sigma_{app,2}$. Elles sont dues au fait que ces deux profils de contraintes ont été extraits à partir de conditions laser initiales différentes et ne sont donc par conséquent par équivalentes (fig. 3.44).



(a) (b) (c)

FIGURE 3.44 – Comparaison des contraintes d'application $\sigma_{app,1}$ et $\sigma_{app,2}$.

3.4 Conclusion du chapitre

Ce chapitre a regroupé et comparé un large jeu de données expérimentales obtenues à partir de 3 installations laser (GCLT, Hilase et Héphaïstos) de différents laboratoires avec deux régimes d'interaction (direct et confiné eau), trois longueurs d'onde (532, 1029 et 1053 nm), des impulsions gaussiennes et en créneau, quatre durées d'impulsion (7, 10, 20 et 40 ns) et des taches focales rondes et carrées. La consistance des résultats a permis de montrer la robustesse de nos méthodes expérimentales et de la métrologie développée dans cette thèse. De ces données, nous avons également pu extraire les comportements empiriques globaux des cibles d'aluminium pure, telles que les courbes de vitesse maximale en fonction de l'intensité laser incidente. De plus, les courbes de vitesses de surface libre ont servi à étendre le domaine d'application du code ESTHER sous les seuils de claquage, à savoir : pour des impulsions laser à 532 nm en régime confiné eau avec une impulsion gaussienne de Dt = 7 ns à mi-hauteur et des intensités comprises entre 2,4 et 6 GW/cm^2 ainsi qu'à 1053 nm avec des impulsions créneau, selon les paramètres suivants

— Dt = 10 ns, intensité d'impulsion laser allant de 15 à 110 et de 1,3 à 5 GW/cm^2 respectivement pour les régimes d'irradiation directe et confinée eau.

— Dt = 20 ns, intensité d'impulsion laser allant de 10 à 130 et de 1,5 à 2,3 GW/cm^2 respectivement pour les régimes d'irradiation directe et confinée eau.

— Dt = 40 ns, intensité d'impulsion laser allant de 25 à 80 et de 0,8 à 2 GW/cm^2 respectivement pour les régimes d'irradiation directe et confinée eau.

La validation du code nous a donné accès à la caractérisation du plasma et notamment aux profils temporels des pressions d'ablation, aux régimes de températures et à l'épaisseur ablatée. Ainsi, on a pu définir que pour utiliser l'aluminium en couche thermo-protectrice il fallait avoir des épaisseurs minimales de 15 et 6 μm respectivement en régime d'interaction directe et confiné eau. De plus on a pu extraire des profils de pression à appliquer en condition limite de n'importe quel code afin de reproduire la vitesse de surface libre de cibles d'aluminium sans avoir à utiliser le module d'interaction laser matière d'ESTHER. La mise en équation de ces profils temporels de pression est également présentée pour les domaines de validité du code ESTHER, permettant ainsi de s'affranchir de ce dernier pour l'obtention du chargement à appliquer en face avant, équivalent au laser. La dernière partie de ce chapitre s'est concentrée sur l'application de ces méthodes sur des scotchs d'aluminium en tant que thermo-protecteur mais également en tant que couche sacrificielle sur laquelle on maitrise le chargement. Nous avons montré que les profils de pression développés et mis en équation dans les paragraphes précédents étaient valides en régime confiné eau sur des scotch aluminium d'épaisseur minimale de 55 μm (30 μm de colle et 25 μm d'aluminium). Cependant il faut être vigilant en appliquant ces pressions qui correspondent au chargement appliqué sur la première maille solide (après le confinement eau). La présence de scotch aluminium va en effet modifier le chargement et la contrainte transmise à la cible sera différente. Ainsi pour simuler la vitesse en face arrière d'un matériau revêtu d'un scotch aluminium et soumis à un choc laser en régime confiné eau trois méthodes sont possibles et équivalentes :

— Utiliser l'interaction laser matière du code ESTHER en modélisant l'empilement complet (eau + aluminium + colle + aluminium),

— Appliquer le profil temporel de pression d'ablation, extrait du code ou calculé avec les équations présentées ici, sur l'empilement sans eau (aluminium + colle + aluminium),

— Appliquer le profil de contrainte σ_{app} extrait d'ESTHER directement sur la cible.

Chapitre 4

Caractérisation des matériaux composites sous chocs lasers

Contenu

4.1 Matériaux tissés 3D, seuls et assemblés 144
4.1.1 Présentation des échantillons 144
4.1.2 Mesure de vitesses de surface libre 145
4.1.3 Seuils d'endommagement du tissé 3D 149
4.2 Matériaux stratifiés croisés 150
4.2.1 Présentation des échantillons 150
4.2.2 Mesures de vitesse de surface libre 151
4.2.3 Seuils d'endommagement 159
4.2.4 Observations des matériaux après impact laser 161
4.2.5 Revêtements thermo-protecteurs et confinement 166
4.3 Conclusion du chapitre 173

La caractérisation d'un matériau sous chocs laser est une étape essentielle à la maîtrise du procédé. Elle a pour but de définir ses seuils d'endommagement et de collecter des données nécessaires à la définition de ses lois de comportement en fonction des paramètres laser utilisés. On s'intéresse ici à l'influence des longueurs d'onde (λ = 532 et 1053 nm), des durées d'impulsion (Dt = 7, 10, 20 et 40 ns), des matériaux de confinement (eau/polymère) et des thermo-protecteurs (aluminium par dépôt physique en phase vapeur ou scotch aluminium) ainsi qu'à la taille des taches focales (5 et 8 mm). La caractérisation est effectuée en configuration mono-pulse qui consiste à irradier avec un laser une surface du matériau, que l'on appellera la face avant, tout en laissant l'autre face, la face arrière, libre. Ce type de configuration permet, comme dans le cas de l'aluminium (cf chapitre 3.4), de mesurer la vitesse de surface libre et ainsi d'obtenir un signal expérimental qui pourra ensuite être reproduit puis prédit à l'aide de simulations. L'objectif est de construire une base de données expérimentales de signaux de vitesse qui permettra de trouver et valider les modèles matériaux utilisés dans les codes numériques. Les deux diagnostics de vélocimétrie laser à notre disposition sont la Vélocimétrie Hétérodyne (VH) et le Velocity Interferometer System for Any Reflector (VISAR), leurs principes de fonctionnement et avantages respectifs sont détaillés dans les paragraphes 2.2 du chapitre 2.3.4. Deux matériaux composites sont étudiés dans ce chapitre : les composites tissés 3D (seul, ou assemblés) et les composites stratifiés croisés.

4.1 Matériaux tissés 3D, seuls et assemblés

4.1.1 Présentation des échantillons

Sur les aubes des turbines que nous cherchons à terme à désassembler, l'alliage de titane (TA6V4) est collé sur l'un ou sur les deux côtés du composite tissé 3D (T3D). Ainsi, on cherche à caractériser, puis désassembler des assemblages de TA6V4/T3D/TA6V4 et TA6V4/T3D. Pour ce faire, nous avons à notre disposition des échantillons de T3D mesurant entre quelques centimètres et quelques dizaines de centimètres de côtés et d'épaisseurs variables égales à 3 ; 3,6 ; 4 ; 4,7 et 7 mm. Les assemblages sont composés de 0,5 mm de TA6V4 collés sur une ou sur les deux faces des échantillons de composites tissés 3D de 2 mm d'épaisseur. Ils mesurent également entre quelques centimètres et quelques dizaines de centimètres de cotés. Les caractéristiques du composite tissé 3D sont détaillées dans le paragraphe 1.4.1. On rappelle que c'est un enchevêtrement tridimensionnel de toron de fibres de carbone dans une

matrice époxy (4.1). La position exacte de chaque toron n'est pas connue. On estime la vitesse du son dans la direction hors plan du composite homogénéisé à environ 3 $mm/\mu s$.

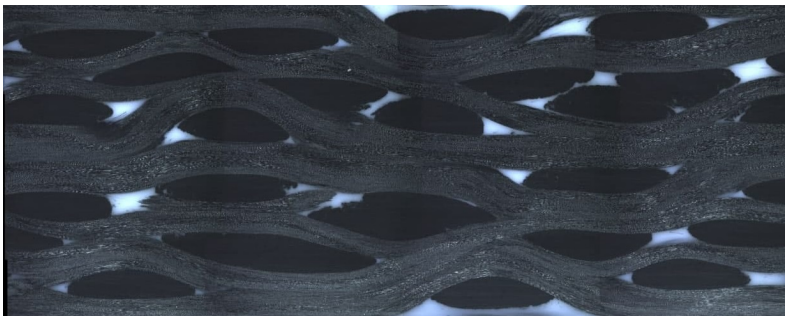
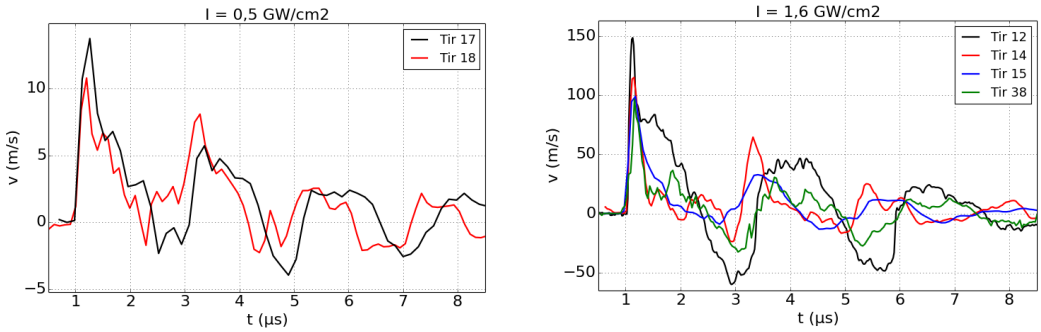


FIGURE 4.1 – Photo de l'enchevêtrement tri-dimensionnel du composite tissé 3D.

4.1.2 Mesure de vitesses de surface libre

4.1.2.1 Tissé 3D

La caractérisation des composites tissés 3D a été réalisée sur le poste 2 de la plateforme Héphaistos en utilisant une VH pour la mesure de vitesse de surface libre. La tache focale de 8 mm et le régime confiné eau ont été gardés constants pour tous les tirs. A titre d'exemple, la figure 4.2 regroupe différents tirs réalisés sur composite de 3 mm dont la face avant était recouverte de scotch aluminium (50 μm d'aluminium et 30 μm de colle) servant de couche sacrificielle pour le protéger des effets thermiques induits par le laser. En face arrière, nous avons fait un dépôt d'or pour augmenter la réflectivité et permettre une meilleure mesure VH.



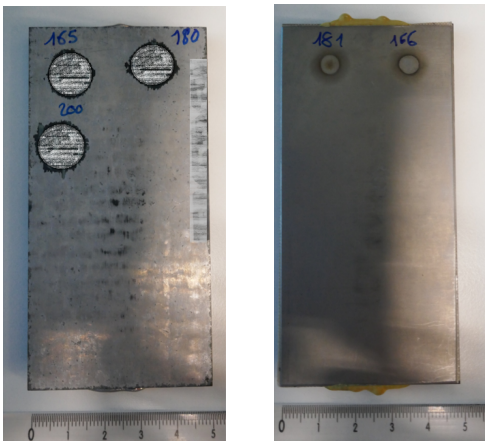
(a) (b)

FIGURE 4.2 – Exemple de mesures de vitesses de surface libre de composites tissés 3D de 3 mm d'épaisseur avec du scotch aluminium en face avant et un dépôt or en face arrière, régime confiné eau à 532 nm avec une tache focale $\phi = 8$ mm. Signaux VH exploités et extraits avec Caféine puis tracés en python pour des intensités laser de (a) I = 0,5 et (b) I = 1,6 $GW/cm2$.

Sur cette figure, deux comportements se distinguent. Pour les tirs d'intensités égales à 0,5 GWM/cm^2, on observe des allers-retours réguliers environ toutes les 2 μs ce qui correspond à 6 mm parcouru dans le composite, soit un aller-retour. Un écart important existe de tir à tir sur les allers-retours, témoin de la structure inhomogène des matériaux. Les niveaux de vitesses maximales sont très bas (11 et 13 m/s) et doivent être pris avec précaution du fait des incertitudes de la mesure VH dans ces régimes doublées de celles de l'extraction des signaux. Pour l'intensité de 1,6 GW/cm^2 les signaux présentent des écarts encore plus importants. On mesure des vitesses maximales d'environ 150, 115, 100 et 95 m/s respectivement pour les tirs 12, 14, 15 et 38. On observe l'émergence du second rebond à 3,1 et 3,4 μs respectivement pour les tirs 14, 15 et 12 et 38, qui sont équivalents à 6,2 et 7,2 mm de composite parcourus par l'onde. L'observation de ces échantillons aux ultrasons en haute fréquence (50 MHz) nous a permis de montrer que tous les tirs faits à intensité laser de 1,6 GW/cm^2 conduisent à un endommagement. Cependant, ce dernier n'est pas homogène sur toute la taille de la tache (8 mm), cela peut expliquer la différence des signaux VH qui ne sondent que 150 μm de matière. Les mesures VH ont ainsi permis de mettre en évidence les endommagements de composites de 3 mm d'épaisseur. Néanmoins, les résultats montrent des différences de tir à tir qui ne permettent pas de valider un modèle matériau unique et homogène. La mesure manque de précision pour extraire les maxima des vitesses induites par les chocs laser. Pour augmenter notre compréhension des phénomènes, il faudrait mieux contrôler la mesure et focaliser la VH sur un toron de fibres de carbone puis sur la matrice époxy et comparer les résultats. Cette idée est, en pratique, très difficile à réaliser si la face arrière de la cible est métallisée pour augmenter sa réflectivité.

4.1.2.2 Assemblages TA6V4/Tissé 3D et TA6V4/Tissé 3D/TA6V4

La caractérisation des assemblages TA6V4/T3D ou TA6V4/T3D/TA6V4 composés de 0,5 mm de TA6V4 et de 2 mm de T3D a entièrement été réalisée sur le GCLT à 1053 nm en régime confiné eau avec une tache focale de 5 mm. Pour permettre l'obtention de vitesses expérimentales avec le diagnostic VISAR focalisé sur le composite sans l'endommager, 1 μm d'aluminium a été déposé par vapeur physique sur les faces composites des échantillons (fig. 4.3). La technique est présentée plus en détails dans le paragraphe 4.2.2. Nous avons choisi de présenter dans ce paragraphe seulement les mesures VISAR, mieux résolues en temps, après avoir vérifié sur plusieurs tirs qu'elles se superposaient aux mesures VH.



(a) (b)

FIGURE 4.3 – Photos des échantillons d'assemblage TA6V4/T3D (a) coté composite recouvert d'1 μm d'aluminium et (b) coté alliage de titane

Dans le cas des assemblages TA6V4/T3D on peut focaliser le laser de puissance sur la face composite ou sur la face titane. Nous avons donc étudié ces deux possibilités. La figure 4.4 présente trois tirs à conditions laser identiques appliquées sur l'assemblage TA6V4/T3D du coté du composite (en noir) ou du côté de l'alliage de titane (en rouge) et sur l'assemblage TA6V4/T3D/TA6V4 (en bleu). Les trois signaux sont distincts, témoins de l'importance de l'assemblage et de la face irradiée pour la propagation des ondes de choc. Dans le cas de l'assemblage titane / composite, les courbes bleues et rouges présentent les mêmes rebonds espacés d'environ 120 ns, que l'on attribue aux allers-retours de l'onde dans le titane. A partir d'environ 2,3 μs les rebonds cessent totalement dans le cas où le tissé 3D est irradié par le laser. Quand le laser est appliqué sur le TA6V4, on observe d'autres rebonds à 4,2 et 6,9 μs. Bien qu'ils soient toujours présents, leur synchronisation n'est pas toujours la même entre chaque tir et il est ainsi difficile de les attribuer à un phénomène en particulier. Un aller-retour dans 2 mm de composite T3D correspondrait à des rebonds séparés de 1,4 μs. L'épaisseur de colle, que l'on estime à quelques millimètres mais que nous ne connaissons pas précisément, et les possibles torons de fibres de carbone que rencontre l'onde de choc compliquent d'autant plus nos interprétations. La courbe bleue, obtenue sur assemblage titane/composite/titane est beaucoup plus basse en vitesse que les deux autres. On mesure des vitesses maximales respectives de 115, 100 et 46 m/s pour les courbes noires, rouges et bleues. Les rebonds espacés d'environ 120 ns sont peu visibles sur cette courbe, néanmoins ils sont clairement présents sur la plupart des tirs sur cet assemblage. Deux légers

rebonds apparaissent à 2,3 et 6,5 μs, comme dans le cas de l'assemblage titane/composite, bien que toujours présents, ces rebonds n'apparaissent pas toujours au même moment et sont donc difficiles à attribuer. L'hypothèse la plus probable est qu'ils correspondent aux allers-retours dans le composite, perturbés par les torons de fibres dans les trois dimensions.

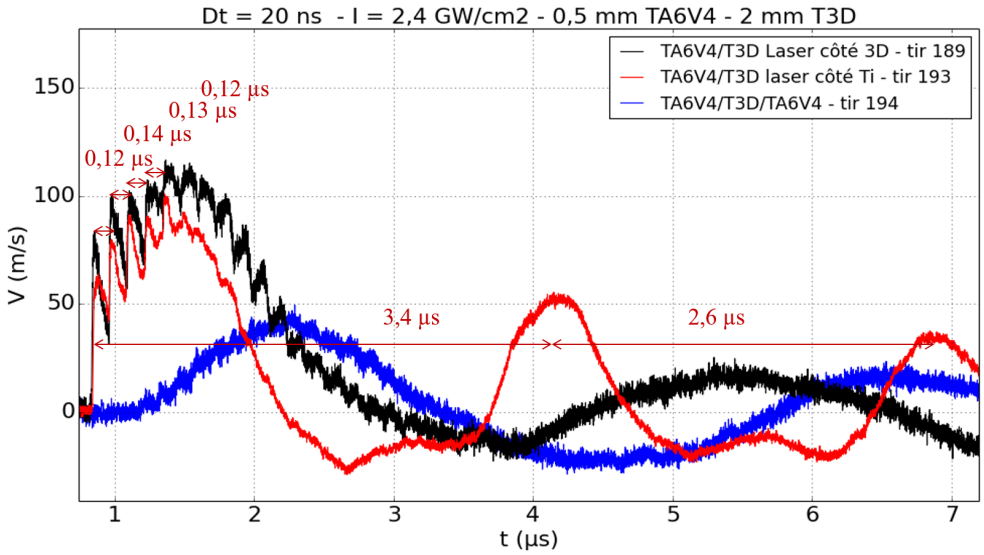
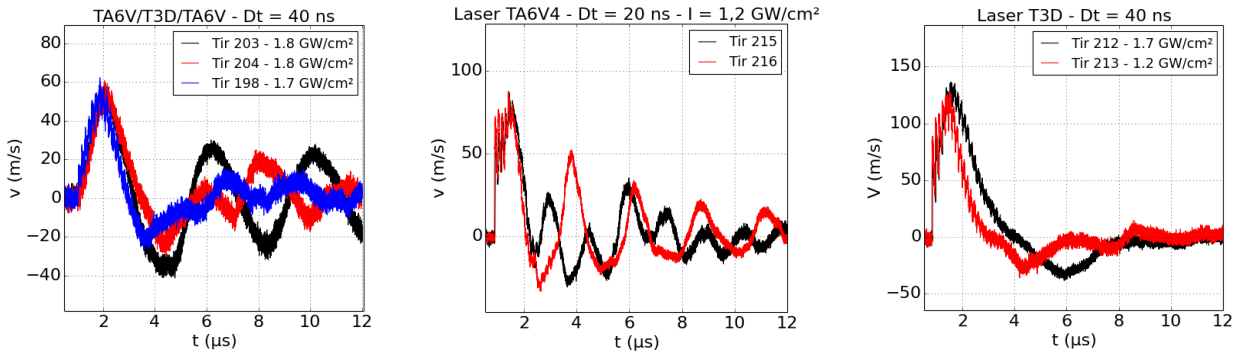


FIGURE 4.4 – Mesure de vitesses de face arrière de cibles d'assemblages TA6V4/T3D irradiées du côté composite (courbe noire), ou du côté du TA6V4 (courbe rouge) et d'assemblages TA6V4/T3D/TA6V4 (courbe bleu) par les mêmes conditions laser : Dt = 20 ns, I = 2,4 GW/cm2 en régime confiné eau à 1053 nm.

La figure 4.5 illustre le manque de reproductibilité des résultats obtenus sur (a) les assemblages TA6V4/T3D/TA6V et sur les assemblages TA6V/T3D avec le laser focalisé (b) sur le titane et (c) sur le composite. Chaque sous figure présente des tirs réalisés à conditions identiques (Dt = 20 ns, I = 1,2 GW/cm^2 pour les tirs 215 et 216) ou proches (Dt = 40 ns, I = 1,2 ou 1,7 GW/cm^2 pour les tirs 213 et 212 et Dt = 40 ns, I = 1,7 et 1,8 GW/cm^2 respectivement pour les tirs 198 et 203-204). Dans tous les cas, les allers-retours dans le titane sont présents et ont la même amplitude d'un tir à l'autre. En revanche, la propagation dans les empilements n'est pas constante pour des conditions d'irradiation identique. Nous attribuons cela à l'hétérogénéité du matériau dont les torons de fibres de carbone dans les trois dimensions perturbent la propagation des ondes chocs. Le VISAR mesure la vitesse de face arrière sur un diamètre d'environ 125 μm ce qui est trop faible pour homogénéiser les résultats en les

moyennant.



(a) (b) (c)

FIGURE 4.5 – Superposition de tirs à conditions laser équivalentes sur (a) les assemblages TA6V4/T3D/TA6V et les assemblages TA6V/T3D avec les laser focalisé (b) sur le titane et (c) sur le composite

Il faudrait mesurer la vitesse de face arrière à deux endroits où la géométrie du composite est équivalente et vérifier si dans ce cas, les résultats sont consistants. Pour cela il faudrait connaître le schéma de positionnement des fibres et marquer les endroits identifiés comme équivalents avant de réaliser le dépôt d'aluminium. Une autre solution pourrait être l'utilisation d'un VISAR line pour avoir une mesure sur plusieurs millimètres.

4.1.3 Seuils d'endommagement du tissé 3D

Pour l'application de désassemblage des collages par chocs laser, nous voulons endommager le joint de colle sans endommager le composite lui même. Ainsi, il est important de connaitre ses seuils d'endommagement. Les seuils présentés ci-dessous ont été obtenus après irradiations de composite tissé 3D de 3 ; 3,6 ; 4,7 et 7 mm d'épaisseur en configuration mono-pulse confinée eau à 532 nm sur la plateforme Héphaïstos. Ils ont été déterminés par contrôles ultra-sonores à 50 MHz réalisés par Safran. Deux taches focales ϕ ont été utilisées (3 et 8 mm) afin d'avoir une intensité sur cible assez élevée pour endommager le composite d'au moins 3,6 mm. Ils sont regroupés sur la figure 4.6.

L'augmentation de l'épaisseur du matériau induit une meilleure résistance sous choc. Le composite de 3 mm d'épaisseur est endommagé pour des intensités laser supérieures ou égales à 1,6 GW/cm^2 tandis que celui de 3,6 mm d'épaisseur ne présente des endommagements qu'à partir d'intensités laser

supérieures ou égales à 6,7 GW/cm^2. A partir de 4 mm d'épaisseur de T3D nous n'avons pas réussi à endommager le composite. Cela est dû à l'atténuation des ondes dans le composite, qui est proportionnelle à son épaisseur. A partir de 4 mm d'épaisseur de composite, l'onde est suffisamment atténuée pour que la traction générée par le croisement des ondes de détentes ne suffise plus à endommager le matériau.

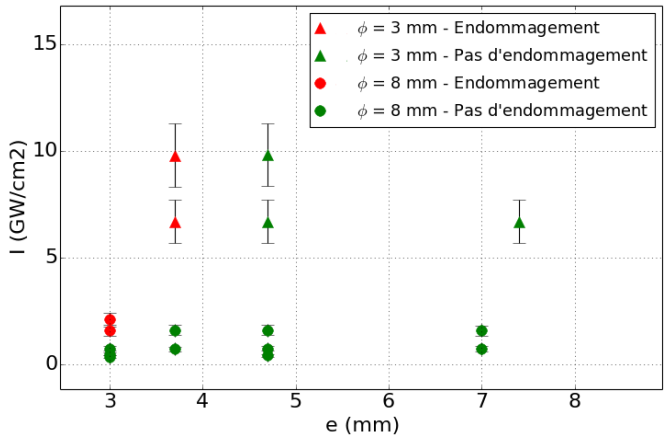


FIGURE 4.6 – Seuils d'endommagement du composite tissé 3D de différentes épaisseurs e pour différentes intensités laser I en régime confiné eau et configuration mono pulse à 532 nm.

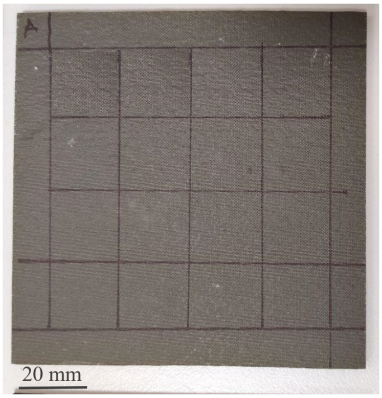
L'ensemble des données présentées dans cette section est essentielle à la détermination des lois de comportements du composite T3D seul et de ses assemblages avec des alliages de titane. Elles sont cependant très complexes et la simulation des ces phénomènes est un travail à part entière, réalisé principalement dans la thèse d'E. Cuenca qui a lieu en parallèle de celle-ci.

4.2 Matériaux stratifiés croisés

4.2.1 Présentation des échantillons

Les échantillons de composites résine époxy renforcée aux fibres de carbone (CFRP) mis à notre disposition dans le cadre du projet Monarque sont des plaques de 100*100 mm usinées par Rescoll. L'alternance d'interplis de 30 μm avec des plis de 145/140 μm (respectivement pour les plis avec des fibres orientées à 0 °/90 °) conduit à des composites d'épaisseurs totales 1,8 ; 3 et 6 mm pour des empilements de 10, 16 ou 32 plis. Leurs caractéristiques sont détaillées dans le paragraphe 1.4.1.

Leur procédé de manufacture impliquant l'utilisation de matériaux pré-imprégnés cuits dans un moule induit une dissymétrie des faces extérieures. La figure 4.7, montre les deux faces, la face A est rugueuse tandis que la face B, en contact avec le moule, est lisse. Sauf contre-indication, les tirs sont toujours effectués en focalisant le laser sur la face rugueuse.



(a)

(b)

FIGURE 4.7 – Photos des deux faces des échantillons de CFRP (a) rugueuse et (b) lisse.

Sur les faces A des échantillons nous avons dessiné un quadrillage de carrés de 2 cm de coté, éloigné du bord de la plaque par des bandes de 1 cm de large. On assure ainsi une distance minimale entre les tirs, nécessaire à leur distinction aux ultra-sons et on s'affranchit des potentiels effets induits par les bords de la plaque. Lors de nos simulations on pourra de ce fait considérer nos plaques comme infinies.

4.2.2 Mesures de vitesse de surface libre

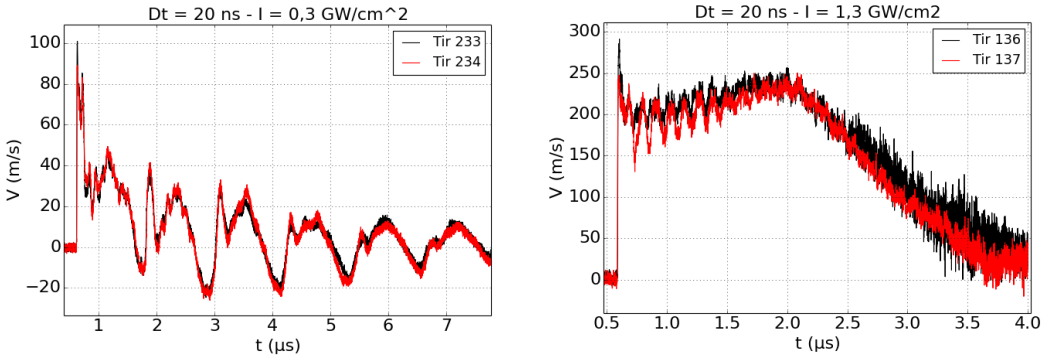
La mesure des vitesse de surfaces libre sur composite est historiquement réalisée par VH [5, 60] afin d'éviter les effets thermiques néfastes induits par la focalisation du VISAR. Cependant, la résolution de la VH est un compromis entre la résolution spatiale et temporelle, et la discrimination du maximum du premier pic de vitesse est mauvaise. Au contraire, le VISAR atteint une résolution temporelle de l'ordre de la ns et discrimine facilement des vitesses maximales de 3-400 m/s. Pour obtenir les résultats les plus précis possibles, on a donc cherché à mesurer les vitesses de surface libre de nos matériaux composites avec un VISAR. Dans ce but, on a fait déposer, par la société Dephis, 1 μm d'aluminium sur la face arrière de certains échantillons pour 1) protéger thermiquement le composite et 2) augmenter la réflectivité de sa surface. La figure 4.8 présente les échantillons après dépôt (a) sur la face rugueuse

et (b) sur la face lisse. On remarque que le dépôt d'aluminium n'est pas suffisant pour rendre la face rugueuse réfléchissante. On focalise donc le laser de puissance sur la face rugueuse, et le diagnostic de mesure de vitesse en face arrière sur la face lisse.

(a) (b)

FIGURE 4.8 – Exemple de deux dépôts de 1 μm d'aluminium (a) sur la face rugueuse et (b) sur la face lisse d'échantillons de CFRP.

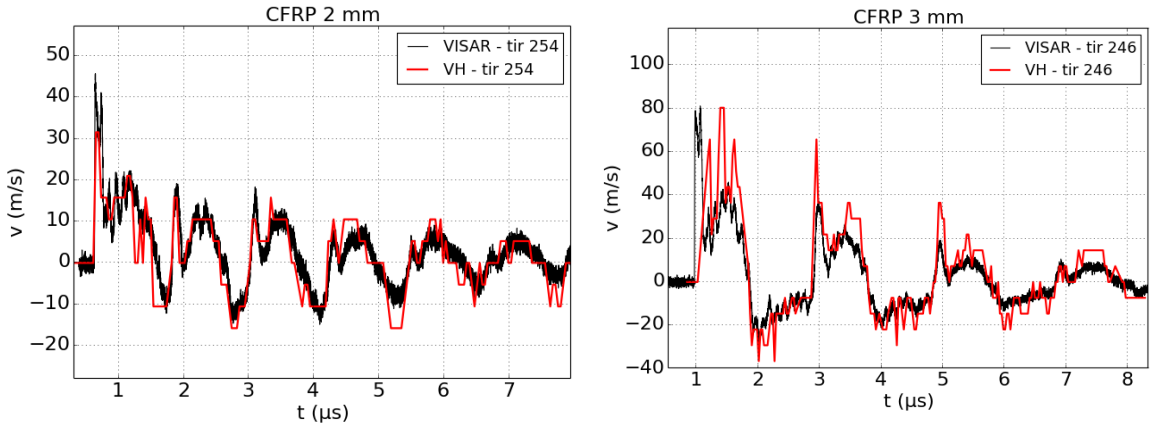
Nous avons d'abord vérifié que les résultats étaient répétables tirs à tirs à condition laser équivalente. La figure 4.9 montre deux exemples de signaux typiques obtenus sur CFRP de 1,8 mm d'épaisseur soumis à des impulsions laser de 20 ns et des intensités respectives de 0,3 et 1,3 GW/cm^2. Pour chaque intensité, deux tirs sont présentés et se superposent. Le matériau CFRP stratifié croisé est homogène et les mesures sont reproductibles. En conséquence, on pourra en extraire des informations qualitatives et quantitatives intéressantes, avant de les modéliser à l'aide d'un code numérique. Tout ceci sera détaillé un peu plus loin dans le paragraphe.



(a) (b)

FIGURE 4.9 – Exemple de signaux obtenus sur CFRP de 1,8 mm d'épaisseur avec une impulsion laser de 20 ns et des intensités de (a) 0,3 et (b) 1,3 GW/cm^2 et une tache focale de 5 mm. Mesures VISAR.

Pour valider le protocole expérimental de préparation des cibles avec un dépôt d'aluminium, il convient de vérifier que les deux diagnostics donnent les mêmes résultats et que le dépôt d'aluminium en face arrière n'influe pas sur la mesure de vitesse. Dans ce but, on a focalisé le VISAR (perpendiculaire) et la VH (avec un angle de 23 °) sur la face arrière d'une plaque et on a réalisé plusieurs mesures. Un exemple de résultats obtenu sur un échantillon de (a) 1,8 mm et (b) 3 mm est présenté sur la figure 4.10 où le signal extrait de la mesure VH est en rouge et celui issu de la mesure VISAR en noir. Le signal VH est corrigé de l'angle en appliquant le facteur 1,116 correspondant à la projection de la vitesse de surface libre sur la direction de visée de la VH.



(a) (b)

FIGURE 4.10 – Signaux VISAR (noir) et VH (rouge) superposés obtenus à partir d'un tir sur le GCLT en irradiation confinée eau, à 1053 nm pendant 20 ns avec une tache focale $\phi = 5mm$ et (a) une intensité de 0,2 GW/cm^2 sur un composite CFRP de 1,8 mm d'épaisseur (b) une intensité de 0,3 GW/cm^2 sur un composite stratifié croisé CFRP de 3 mm d'épaisseur.

Les signaux issus des deux méthodes de mesures correspondent sur les 8 μs de mesure. On peut cependant remarquer la résolution temporelle inférieure de la VH comparée à celle du VISAR, sur le tir 246 notamment, la VH n'a pas mesuré le premier pic de vitesse.

Afin d'étudier l'influence du dépôt d'aluminium de la face arrière sur les mesures de signaux de vitesse, deux plaques supposées identiques, l'une avec un dépôt en face arrière et l'autre non, ont été irradiées dans des conditions laser identiques (laser à 1053 nm confiné à l'eau pendant 20 ns avec une intensité maximale de 0,3 GW/cm^2) à quelques minutes d'intervalle. La vitesse de surface libre de la plaque n'ayant pas de dépôt en face arrière a été mesurée avec la VH seule pour ne pas l'endommager

(tir 240). Celle de l'autre plaque a été mesurée avec le VISAR (tir 233). La figure 4.11 superpose ces deux signaux. Leurs formes globales et fréquences confondues attestent de l'absence de l'influence du micromètre d'aluminium sur la mesure de la vitesse de face arrière. Nous avons donc une méthode efficace pour mesurer des vitesses de surface libre de composites à l'aide d'un VISAR, sans endommager les échantillons ni modifier la mesure.

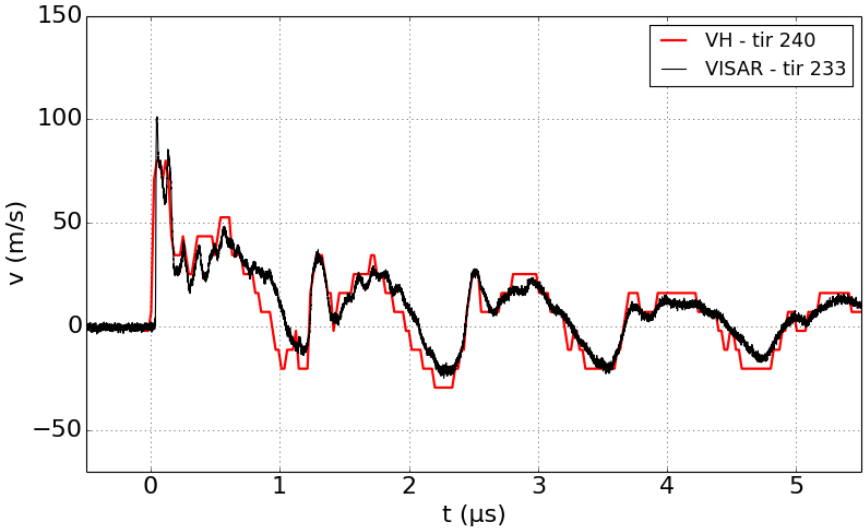


FIGURE 4.11 – Signaux VISAR (noir) et VH (rouge) superposés obtenus à partir de deux tirs sur le poste mono-pulse du GCLT en irradiation confinée eau, avec une tache focale $\phi = 5mm$, à 1053 nm pendant 20 ns à 0,3 GW/cm^2, l'un avec un dépot d'un micromètre d'aluminium (tir 240) et l'autre sans (tir 233).

Les profils de vitesse de surface libre obtenus par VISAR sont riches. La figure 4.12 en présente un exemple, obtenu sur un échantillon de CFRP de 3 mm irradié sur le poste de tir mono-pulse du GCLT à 1053 nm, en régime confiné eau avec une intensité de 0,6 GW/cm^2. Sur cette courbe, deux périodes se distinguent. La première est celle qui sépare les allers-retours de l'onde dans toute l'épaisseur du composite, chaque "gros" pic est séparé de 2 μs du suivant. En multipliant ce résultat par la vitesse du son dans le CFRP (C_0 = 3,0 μm/ns) on obtient la distance entre deux pics égale à 6 mm, soit deux fois l'épaisseur de l'échantillon. Ces allers-retours réguliers sont caractéristiques de l'absence de délaminage, les ondes de chocs peuvent se propager dans l'ensemble du matériau. Entre eux, on observe des plus petits pics, qui font des allers-retours secondaires. Leur nombre étant égal au nombre de plis de l'échantillon (16) et leur fréquence correspondant à deux fois l'épaisseur d'un pli (8,33 μs soit 360 μm) on les attribue aux réflexions de l'onde de choc entre les différents plis.

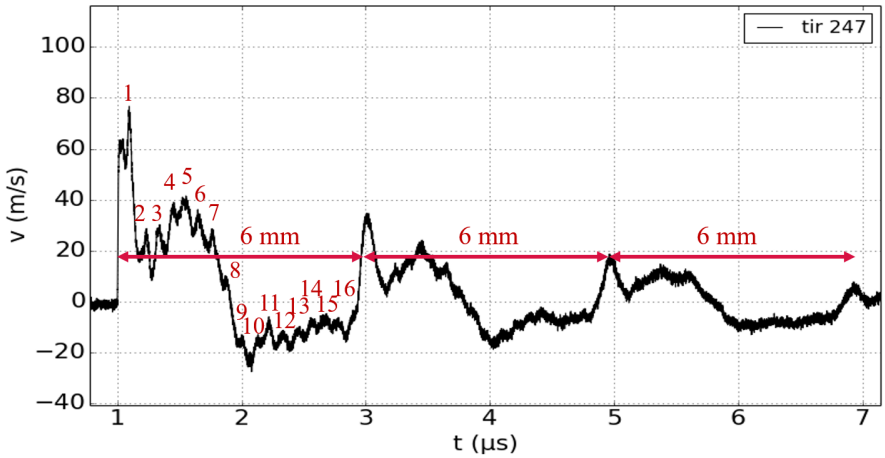
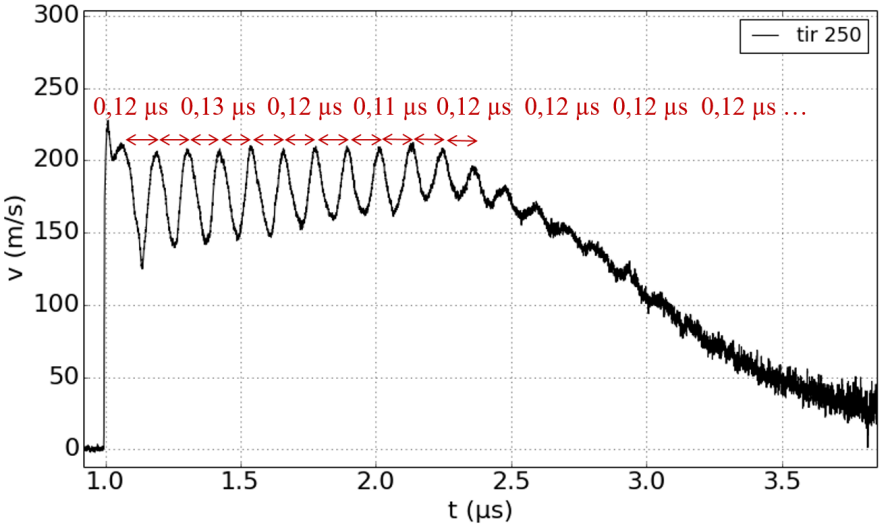


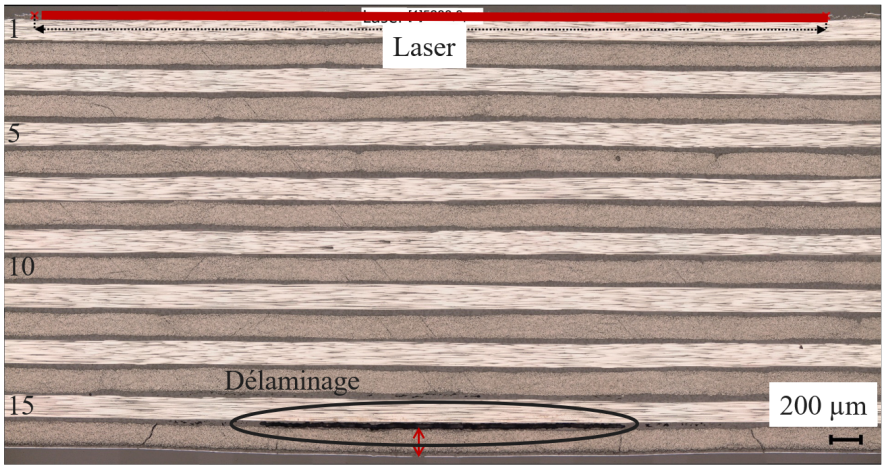
FIGURE 4.12 – Mesure de vitesse de surface libre d'une cible de CFRP de 3 mm non délaminée, irradiée à 1053 nm, sur le poste mono-pulse du GCLT en régime confiné eau pendant 10 ns à 0,6 GW/cm^2, avec une tache focale $\phi = 5mm$.

Il est possible de distinguer le délaminage d'un composite en temps réel grâce à l'utilisation des techniques de vélocimétrie laser. L'apparition d'un délaminage va induire un vide dans l'épaisseur du matériau sur lequel l'onde de choc va se réfléchir ce qui va empêcher sa propagation ultérieure. Ainsi, le profil de vitesse de surface libre sera différent de celui montré sur la figure 4.12. La figure 4.13 (a) présente un profil typique de ce qu'on appelle un écaillage ou un délaminage en face arrière. On observe sur ce profil seulement une fréquence. Les allers-retours de l'onde de choc sont espacés d'en moyenne 0,12 μs soit 360 μm et ce, jusqu'à son atténuation totale. L'onde de choc n'a pas pu se propager dans l'épaisseur entière de la cible, elle est restée bloquée selon le chemin de la flèche rouge sur la figure 4.13 (b), oscillant entre la face arrière et le délaminage, qui a remplacé l'inter-pli entre l'avant dernier et le dernier pli.

Il existe un troisième type de profil de vitesse de surface libre que nous avons découvert grâce à l'utilisation du VISAR. On le présente sur la figure 4.14. Sur ce profil, on reconnait un mélange des caractéristiques des profils de vitesse des figures 4.12 et 4.13. On y voit des petits allers-retours à la même fréquence que sur les deux autres figures (1/0,12 μs) mais également des allers-retours entre des pics de plus grandes amplitudes après un retour à zéro, laissant penser que l'onde a pu se propager dans l'échantillon entier. En revanche, ces pics sont espacés de 2,7 et 2,5 μs soit 8,1 mm et 7,5 mm, donc plus que deux fois l'épaisseur de l'échantillon, ce qui rend leur attribution à un chemin



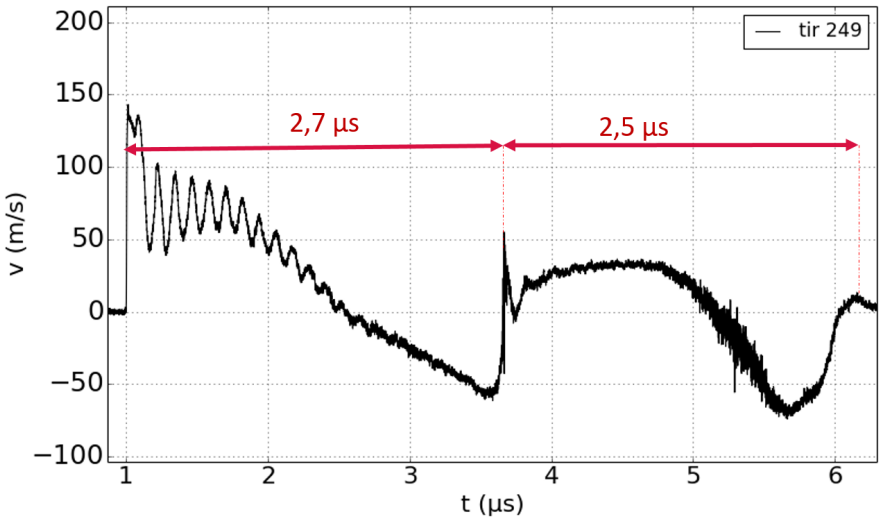
(a)



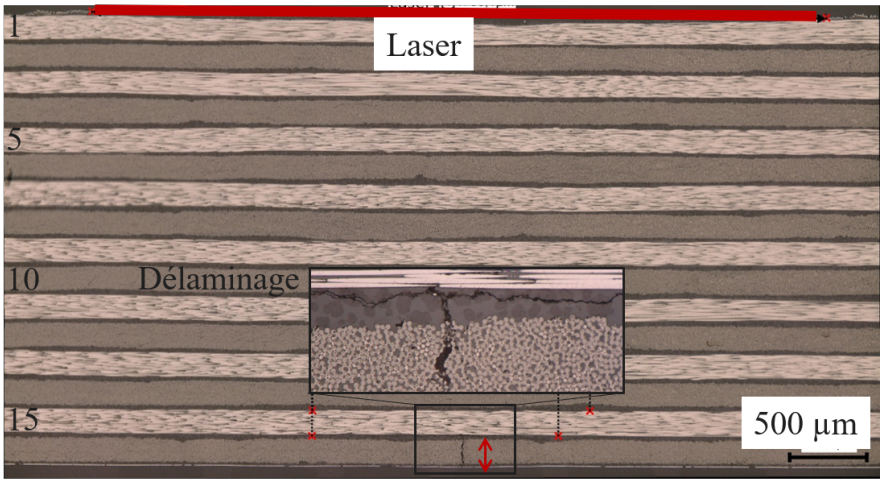
(b)

FIGURE 4.13 – (a) Mesure de vitesse de surface libre d'une cible de CFRP de 3 mm délaminée, irradiée à 1053 nm, sur le poste mono-pulse du GCLT en régime confiné eau pendant 40 ns à 0,6 GW/cm^2 avec une tache focale $\phi = 5mm$ (b) coupe microscopique de l'échantillon au centre de la tache focale après le choc.

particulier complexe. L'observation de la cible après impact à l'aide d'une coupe microscopique, met effectivement en évidence deux petits délaminages (d'ouverture 2,2 et 1,5 μm) entre les plis 14-15 et 15-16 au contact desquels l'onde de choc a dû être partiellement réfléchie et partiellement transmise. Ce profil de vitesse est donc caractéristique de légers délaminages, proche du seuil d'endommagement du composite et qui a une ouverture plus fine que l'inter-pli (30 μm).



(a)

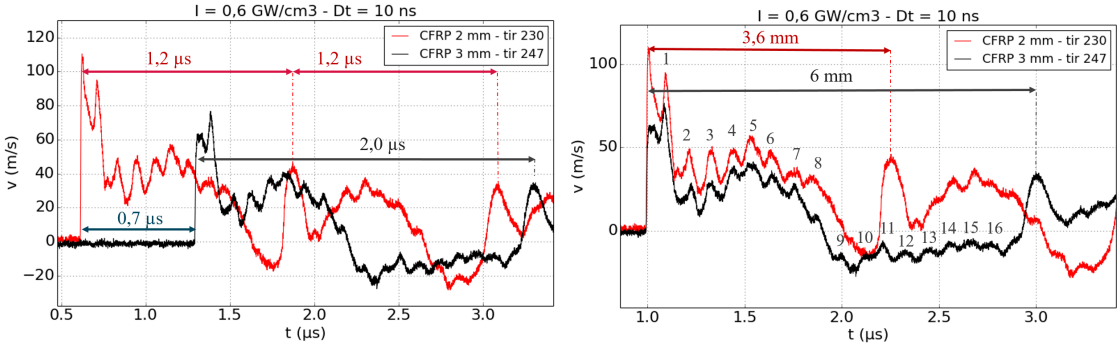


(b)

FIGURE 4.14 – (a) Mesure de vitesse de surface libre d'une cible de CFRP de 3 mm légèrement délaminée, irradiée à 1053 nm, sur le poste mono-pulse du GCLT en régime confiné eau pendant 20 ns à 0,6 GW/cm^2 avec une tache focale $\phi = 5mm$ (b) coupe microscopique de l'échantillon au centre de la tache focale après le choc.

L'irradiation à conditions laser identiques de deux cibles d'épaisseurs différentes (1,8 et 3 mm) donne accès à plusieurs informations (fig. 4.15 (a) et (b)). Tout d'abord, le retard du débouché de l'onde de choc sur la cible la plus épaisse nous permet de vérifier la valeur de la vitesse du son dans nos échantillons. Dans le cas de la figure 4.15 (a) les deux cibles ont été mesurées précisément avant tir à 1,8 et 3 mm respectivement et leurs temps d'arrivées sont séparés de 0,7 μs. On calcule ainsi une

vitesse de 3,4 μm/ns ce qui est du bon ordre de grandeur. A noter qu'une différence de 0,1 μs sur la mesure des temps d'arrivée implique une différence de 0,4 à 0,6 μm/ns sur la vitesse, c'est pour cela que ce n'est qu'une méthode de vérification et non de détermination, pour laquelle il faudrait plusieurs mesures. Ensuite, on peut mesurer l'atténuation de la pression en fonction de l'épaisseur. Les vitesses maximales des premiers pics des deux signaux sont respectivement de 95 et 78 m/s, le parcours d'1,2 mm de plus de composite a donc atténué l'onde de 12 %. Enfin, l'augmentation du nombre de plis (de 10 et 16) conduit à une augmentation du même nombre de pics secondaires observables sur le profil de vitesse (fig. 4.15 (b)). En revanche, l'épaisseur de chaque pli ne change pas d'un échantillon à l'autre et les pics secondaires des deux signaux de vitesse sont synchrones. Ces observations nous confortent dans notre attribution de ces pics aux réflexions des ondes sur les plis.

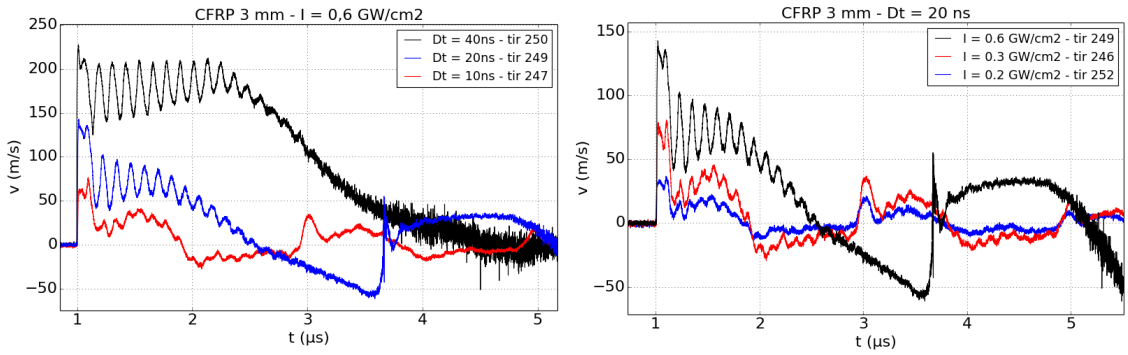


(a) (b)

FIGURE 4.15 – Mesures des vitesses de surface libre de cibles de CFRP de 1,8 et 3 mm non délaminées, irradiée à 1053 nm, sur le poste mono-pulse du GCLT en régime confiné eau pendant 10 ns à 0,6 GW/cm^2 avec une tache focale $\phi = 5mm$ (a) signaux bruts (b) signaux avec modification temporelle pour faire coïncider le premier pic.

On s'est ensuite intéressé à l'influence de l'intensité laser incidente et de la durée d'impulsion sur les profils de vitesse. La figure 4.16 superpose trois courbes obtenues (a) à intensité constante (I = 0,6 GW/cm^2) et durée d'impulsion variable (Dt = 10, 20 et 40 ns) et (b) à intensité variable (I = 0,2, 0,3 et 0,6 GW/cm^2) et à durée d'impulsion constante (Dt = 20 ns). On retrouve les trois types de courbes que nous venons de détailler, caractéristiques de cibles intactes (tirs 247, 252 et 246), peu (tir 249) ou totalement délaminées (tir 250) avec, dans tous les cas, les pics secondaires synchrones et espacés d'environ 0,12 μs. L'augmentation de la durée d'impulsion laser n'a pas d'influence sur la forme des pics mais sur leur amplitude, on peut atteindre un endommagement de l'échantillon à

intensité constante en augmentant la durée d'impulsion. Dans les deux cas, la vitesse maximale du premier pic augmente avec l'intensité ou la durée d'impulsion. Sur la figure 4.16 (a) les maxima sont de 64, 146 et 228 m/s respectivement pour les tirs 247 (Dt = 10 ns), 249 (Dt = 20 ns) et 250 (Dt = 40 ns). Pour une durée d'impulsion égale à 20 ns et des intensités de 0,2, 0,3 et 0,6 GW/cm^2 on mesure les maxima des premiers pics de vitesses respectivement à 34, 79 et 143 m/s.



(a) (b)

FIGURE 4.16 – Mesures de vitesses de surface libre de cibles de CFRP de 3 mm, irradiée à 1053 nm, sur le poste mono-pulse du GCLT en régime confiné eau avec une tache focale $\phi = 5mm$ (a) à intensité constante de 0,6 GW/cm^2 et à durées d'impulsion de 10, 20 et 40 ns et (b) à intensités variables de 0,2, 0,3 et 0,6 GW/cm^2 et à durées d'impulsion constantes de 20 ns.

4.2.3 Seuils d'endommagement

Les seuils d'endommagement sont déterminés à partir des contrôles ultra-sonores (US) post-chocs réalisés à 5 MHz en piscine par Airbus ou Testia. Les coupes micrographiques et les mesures de tomographie, n'ont pas été réalisées sur tous les tirs, elles nous ont servi à calibrer les résultats US et à les confirmer. Les campagnes de tirs mono-pulse sur composite laminé CFRP ont été menées sur les deux installations, conduisant à sa caractérisation à 532 et 1053 nm. Les figures 4.17 et 4.18 regroupent ces seuils. Les zones vertes correspondent aux intervalles pour lesquels aucun endommagement n'est visible aux ultrasons après impact laser. Les valeurs inscrites à leurs sommets correspondent à leur borne supérieure. A l'inverse, les colonnes rouges représentent les intervalles d'intensités laser pour lesquels un endommagement est visible aux ultrasons et les valeurs inscrites sont leur bornes inférieures. Les zones grisées correspondent aux intensités laser pour lesquelles nous n'avons pas de valeurs. Tous les échantillons ont été préparés de la même façon avec un dépôt d'1 μm d'aluminium sur la face avant (cf fig. 4.8) et le confinement eau utilisé a été maintenu constant pour toutes les expériences.

Les seuils présentés sur la figure 4.17 ont été déterminés à partir de deux campagnes expérimentales menées sur la plateforme Héphaistos. La première, en septembre 2019, a servi à la détermination des seuils pour les épaisseurs de 1,8 et de 3 mm et la seconde, en janvier 2021, à ceux des échantillons de 6 mm d'épaisseur. Dans les deux cas, la même tache focale $\phi = 7,6$ mm a été utilisée. Les seuils d'endommagement sont proches de 1 GW/cm^2 pour les trois épaisseurs de matériau caractérisées. Les valeurs les plus basses d'intensité conduisant à un endommagement augmentent avec l'épaisseur de composite (1,04, 1,19 et 1,80 GW/cm^2 respectivement pour 1,8, 3 et 6 mm). Ainsi, la même intensité de 1,04 GW/cm^2 va conduire à un délaminage du composite de 1,8 mm mais ne va pas endommager ceux de 3 ou 6 mm d'épaisseur. Cela est dû à l'atténuation des ondes qui augmente avec l'épaisseur de composite jusqu'à ce que la zone de traction induite ne soit plus suffisante à son endommagement.

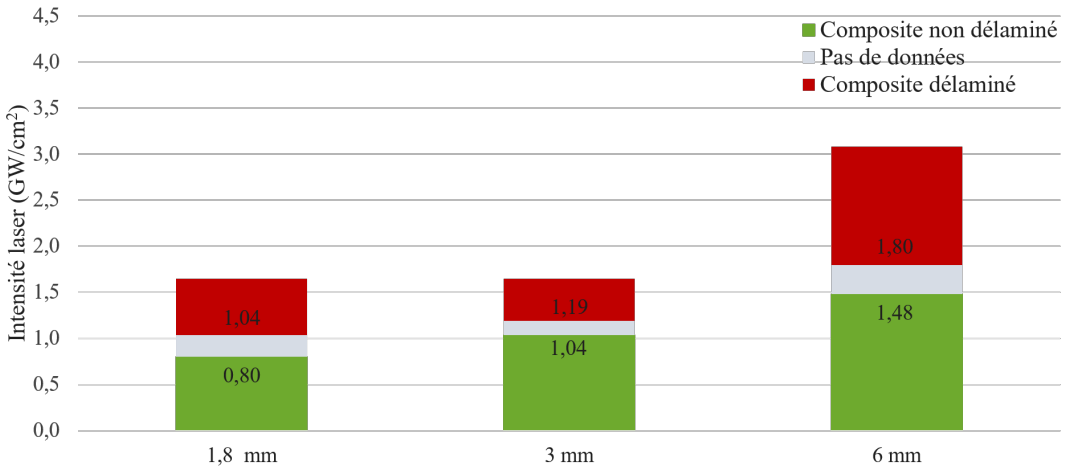


FIGURE 4.17 – Seuils d'endommagement des composites CFRP de 1,8, 3 et 6 mm avec un dépôt d'1 μm d'aluminium en face avant, irradiés en configuration mono-pulse avec un tache focale $\phi = 7{,}6$ mm sur Héphaistos à 532 nm en régime confiné eau avec des impulsions gaussiennes de 7 ns à mi hauteur.

La caractérisation des composites laminés CFRP de 1,8 et 3 mm au GCLT en configuration mono-pulse a été réalisée au cours d'une seule campagne expérimentale (juin 2019) avec une tache focale ϕ égale à 5 mm et des durées d'impulsion Dt variant entre 10 et 40 ns. On cherche ainsi à voir l'effet de la durée d'impulsion sur les seuils d'endommagement. Les écarts d'intensité où nous n'avons pas de données, plus importants que sur l'installation Héphaïstos, ne nous permettent pas de discriminer des seuils différents en fonction de l'épaisseur de matériau. Sous une impulsion laser de 10 ns, avec des

intensités de 0,51 GW/cm^2 les composites de 1,8 et 3 mm sont intacts. La même durée d'impulsion utilisée avec une intensité proche de 1,2 GW/cm^2 va délaminer les deux épaisseurs. En revanche, les seuils d'endommagement diminuent avec l'augmentation de la durée d'impulsion : une intensité de 0,24 GW/cm^2 va conduire à un délaminage du composite si elle est utilisée avec une impulsion de 40 ns mais ne l'endommagera pas si elle est utilisée avec une impulsion de 10 ou de 20 ns. Ce résultat est en accord avec le fait que l'atténuation de l'onde dépend de la durée d'impulsion. Une durée d'impulsion plus courte produit un choc moins soutenu et de ce fait plus amorti jusqu'à ne plus endommager le matériau.

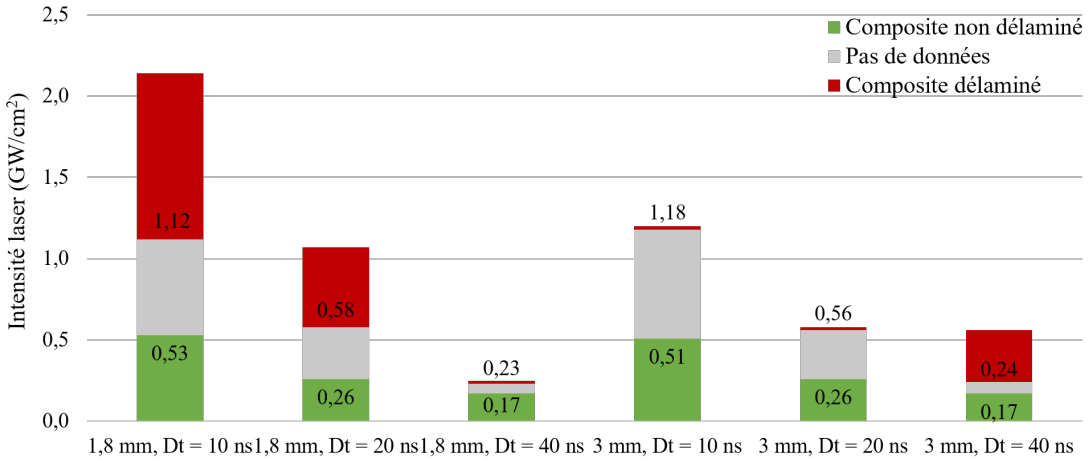


FIGURE 4.18 – Seuils d'endommagement des composites CFRP de 1,8 et 3 mm avec un dépôt d'un μm d'aluminium en face avant, irradiés en configuration mono-pulse avec un tache focale $\phi = 5$ mm au GCTL à 1053 nm en régime confiné eau avec des impulsions créneaux de 10, 20 et 40 ns.

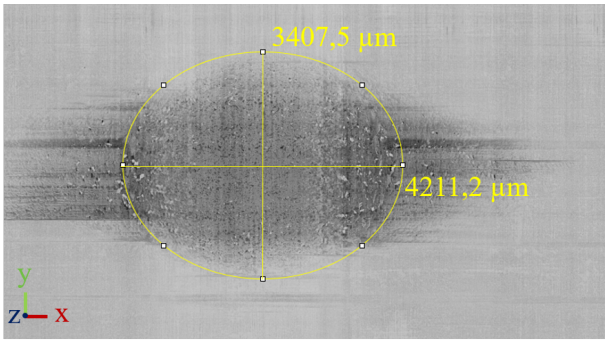
4.2.4 Observations des matériaux après impact laser

Les seuils présentés dans le paragraphe précédant permettent de déterminer l'intensité laser à partir de laquelle un ou plusieurs délaminage(s) apparaissent dans le composite. Pour mieux comprendre l'influence des chocs laser appliqués et leurs différents paramètres, nous avons observé certains échantillons au microscope et d'autres en micro-tomographies réalisées au synchrotron. Nous avons sélectionné 10 et 4 échantillons respectivement d'épaisseur 1,8 mm et 3 mm. Ils correspondent pour chaque durée d'impulsion aux tirs avec, soit l'intensité laser minimale nécessaire pour créer un endommagement soit l'intensité maximale utilisée. En addition, nous avons scanné en tomographie un tir (le 230) dont les conditions laser étaient en dessous du seuil d'endommagement détectable aux ultrasons et un

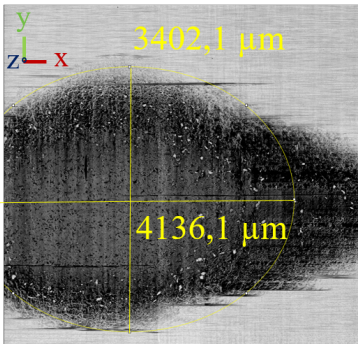
échantillon de chaque épaisseur sans tir. Pour ces trois scans, aucun délaminage, même de quelques micromètres n'a été détectée. Ce résultat permet d'être sûr que tous les défauts potentiels dans les observations futures n'étaient pas présents avant l'impact laser.

A titre d'exemple, on présente dans les figures 4.19 et 4.20 les résultats des scans de micro-tomographie des tirs 235 et 137 irradiés en régime confiné eau par le GCLT à 1053 nm avec une intensité de 1,1 GW/cm^2 et des impulsions créneaux respectives de 10 et 20 ns. Les stries horizontales observables dans les plans ZY sont des artéfacts liés à la rotation de l'échantillon lors de l'acquisition des données de tomographie.

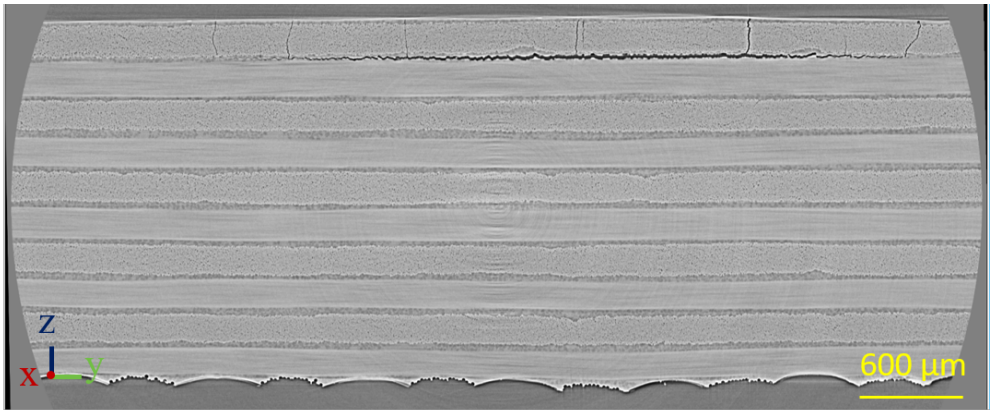
Sur la figure 4.19, on observe un délaminage principal induit dans le dernier interpli de l'échantillon 235 mesurant 4089,3 μm et 3544,3 μm respectivement dans les plans ZX et YZ (fig. 4.19 (c) et (d)). Son ouverture moyenne dans ces deux plans a été mesurée égale à 12,8 μm. La mesure de longueur dans le plan YZ est cependant incertaine puisque le délaminage dépasse du scan. On le voit plus clairement sur la vue de dessus (fig. 4.19 (a) et (b)) sur laquelle l'endommagement dépasse clairement de la zone scannée en haute résolution (1,29 $\mu m/voxel$), conduisant à l'obligation de le mesurer en basse résolution (5,66 $\mu m/voxel$). Depuis ces vues, on observe également que le délaminage n'est pas rond, mais s'étend largement dans une direction sur 8,398 mm. Le scan en haute résolution a également permis de détecter un second délaminage, non visible en basse résolution dans l'avant dernier interpli d'une ouverture moyenne de 3,6 μm et de 2119,1 x 653 μm^2 de longueur dans les plans ZX et YZ. Elle est en revanche trop petit pour apparaitre dans le plan XY. En plus des délaminages, la micro-tomographie nous a permis de détecter 9 fissures intra-pli de quelques micromètres d'ouverture (de 2,8 à 6 μm).



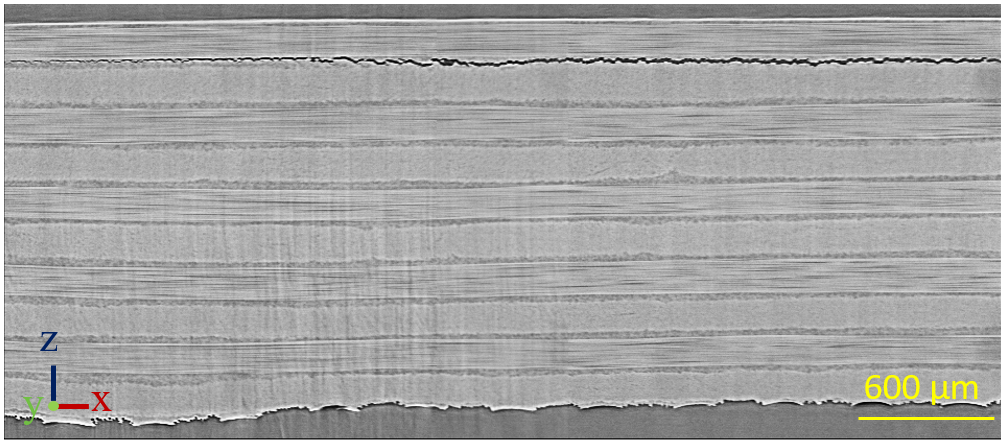
(a)



(b)



(c)



(d)

FIGURE 4.19 – Micro-tomogaphie du tir 235 impacté par une impulsion créneau de 10 ns en régime confiné eau à 1053 nm avec une intensité laser de 1,1 GW/cm^2 et une tache focale de 5 mm de diamètre. Observations du plan YX avec des résolutions de (a) 5,66 $\mu m/voxel$ et (b) 1,29 $\mu m/voxel$ et des plans (c) YZ et (d) ZX une résolution de 1,29 $\mu m/voxel$.

La figure 4.20 représente les différents plans d'observation du tir 137, impacté avec la même in-

tensité laser que le 235 mais avec une durée d'impulsion deux fois plus longue. Le délaminage le plus important se situe toujours à 1,64 mm de la face rugueuse, dans le dernier interpli, mais on observe l'apparition de plusieurs délaminages secondaires qui forment un cône dans le plan ZY. Le délaminage principal dépasse du plan YZ obtenu en haute résolution, ce qui n'empêche pas de mesurer son ouverture moyenne égale à 28,5 μm. Sur le scan en basse résolution, on peut voir qu'il n'est pas rond, comme la tache focale, mais de forme ovale qui s'étend sur 12,60 mm x 4,78 mm. Sur ce tir, on peut voir le délaminage D2, dans l'avant dernier interpli sur le plan XY en haute résolution. Il est rond et a un diamètre de 1,35 mm et une ouverture moyenne de 4,7 μm. Les autres délaminages sont trop fins pour être observables, même en haute résolution, sur le plan XY. Dans les plans ZY et ZX on peut mesurer leur longueurs variant entre 676 μm et 1,70 mm et leur ouvertures comprises entre 3,1 et 4,5 μm. En addition, on a compté 14 fissures, d'ouverture comprise entre 2,8 et 5,6 μm.

Sur ces deux exemples, on voit que les mêmes délaminagess ne sont pas pareillement visibles dans tous les plans, confirmant l'intérêt d'utiliser une technique qui permette l'observation en 3D, telle que la micro-tomographie.

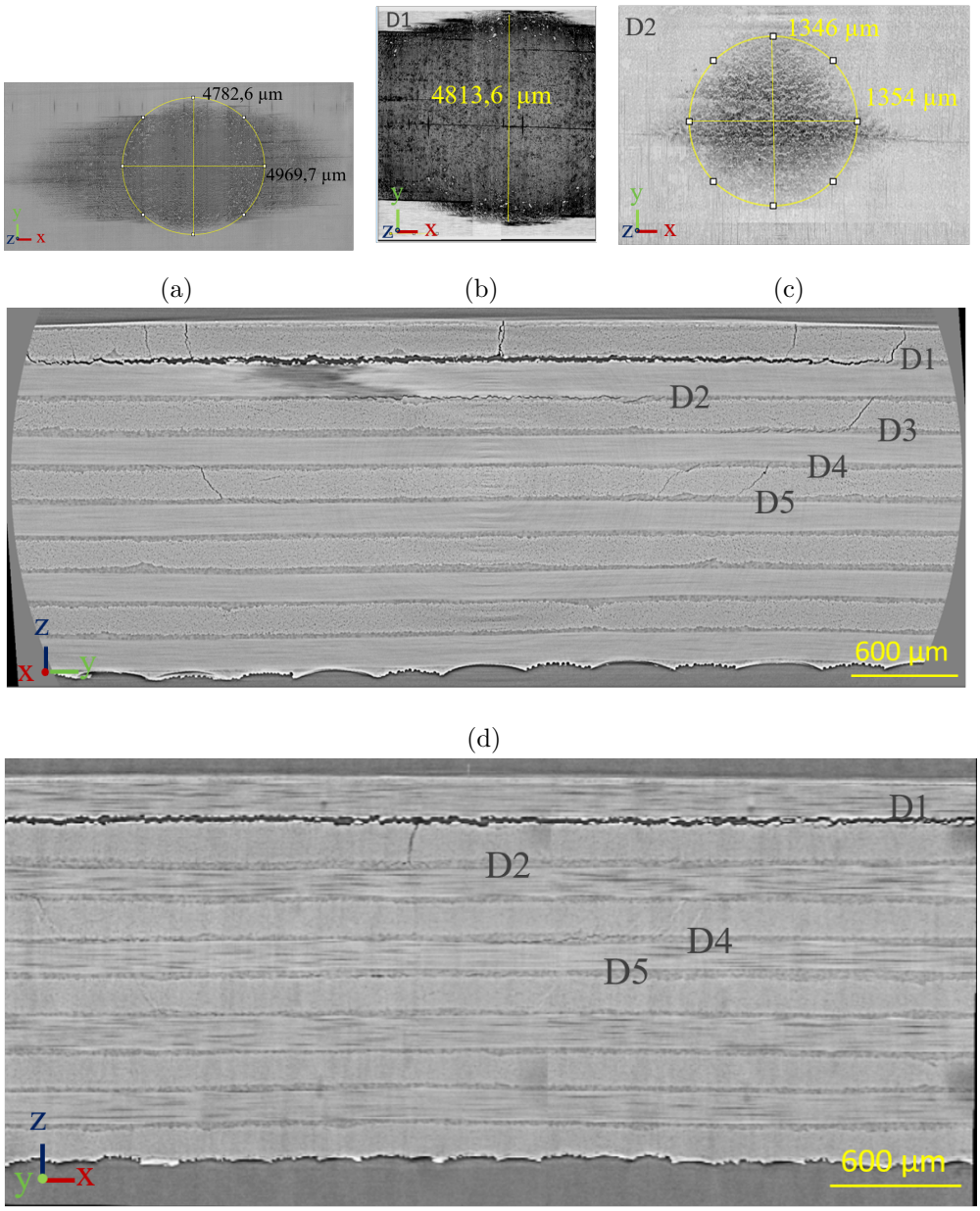


FIGURE 4.20 – Micro-tomogaphie du tir 137 impacté par une impulsion créneau de 20 ns en régime confiné eau à 1053 nm avec une intensité laser de 1,1 GW/cm^2 et une tache focale de 5 mm de diamètre. Observations du plan YX avec des résolutions de (a) 5,66 $\mu m/voxel$ et (b) et (c) 1,29 $\mu m/voxel$ et des plans (d) YZ et (e) ZX une résolution de 1,29 $\mu m/voxel$.

Sur la figure 4.21 nous avons tracé pour les CFRP mesurant 1,8 et 3 mm ayant respectivement 10 et 16 plis, les différentes profondeurs des délaminages principales i.e les plus ouverts et les plus larges.

On définit comme le pli numéro 1 celui qui a été impacté par le laser, dans la majorité des tirs cela correspond à la face rugueuse, c'est pourquoi on a tracé ce graphique en la prenant comme référence. Pour tous les échantillons de 3 mm d'épaisseur, le délaminage le plus important est mesuré entre 2,69 et 2,81 mm de la face rugueuse, ce qui correspond à l'interpli entre l'avant dernier et le dernier pli. Il en est de même pour les composites de 1,8 mm où les délaminages les plus importants sont tous entre les plis 9 et 10. Pour les composites où le laser était focalisé sur la face rugueuse on les mesure à environ 1,65 mm de cette dernière. Pour ces deux tirs nous avons retourné la plaque et tiré sur le coté lisse et les résultats sont équivalents, on mesure les délaminages principales à 0,19 et 0,23 mm de la face rugueuse soit 1,67 et 1,65 mm de la face impactée par le laser. En utilisant des durées d'impulsion de 10, 20 et 40 ns nous n'avons donc pas réussi à déplacer le délaminage dans la profondeur. Ce résultat est en accord avec la formule 1.4 décrite dans le chapitre 1.5, qui prévoit une traction localisée à une profondeur égale à l'épaisseur d'un pli (150 μm), pour une durée d'impulsion laser de 100 ns.

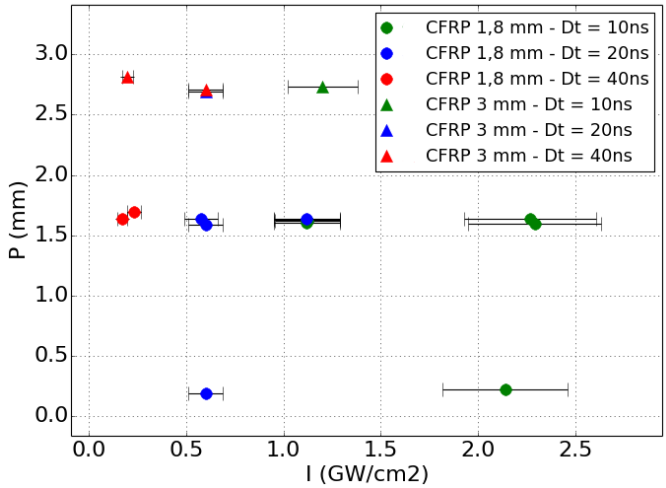


FIGURE 4.21 – Profondeurs des endommagements P déterminées par coupes micrographiques ou micro-tomographies pour différentes durées d'impulsion Dt, intensités laser I et épaisseurs de matériau.

4.2.5 Revêtements thermo-protecteurs et confinement

On s'intéresse dans ce paragraphe aux effets qu'induisent les différents revêtements thermo-protecteurs et confinements sur le comportement sous choc des matériaux composites, à travers la mesure expérimentale de leur vitesse de surface libre. Dans ce but nous avons réalisé des expériences avec en face arrière de la cible 1 μm d'aluminium (pour les mesures VISAR) et en face avant les configurations

suivantes :

a) un confinement eau (aucun revêtement thermo-protecteur)

b) un confinement eau et du scotch aluminium (50 μm aluminium, 30 μm de colle)

c) un confinement eau et 1 μm d'aluminium

d) un confinement eau, 1 μm d'aluminium et du scotch aluminium (50 μm aluminium, 30 mum de colle)

e) un confinement solide et 1 μm d'aluminium

Toutes les configurations ont été réalisées avec une tache focale de 8 mm sur des composites de 1,8 mm d'épaisseur avec des intensités laser de 0,4 et 0,8 GW/cm^2. En addition, nous avons utilisé la même tache focale et comparé les configurations (c), (d) et (e) sur des composites de 3 mm d'épaisseurs et avec des intensités laser de 0,4 GW/cm^2. L'intégralité des expériences a été conduite sur Héphaïstos avec une impulsion gaussienne de 7 ns à mi-hauteur avec une longueur d'onde de 532 nm. Pour chaque intensité et configuration, au moins deux tirs laser ont été réalisés pour s'assurer de la répétabilité de la mesure. Les figures 4.22 à 4.25 présentent les différents résultats obtenus lorsqu'au moins deux tirs se superposaient. Dans le cas contraire, les résultats ont été considérés comme non reproductibles et écartés, c'est le cas de tous les tirs sur composite de 1,8 mm d'épaisseur à 0,4 GW/cm^2). Tous les signaux ont été synchronisés après la mesure pour être superposés.

La figure 4.22 compare les configurations a) (en rouge) et c) (en noir) pour mettre en évidence l'influence du micromètre d'aluminium ajouté sur la face avant du composite lors de sa caractérisation dans les paragraphes précédents. De manière générale, les mêmes rebonds sont observables sur les deux courbes et sont synchrones. La présence d'un double pic en entrée du signal ne provient donc pas de l'ajout du micromètre d'aluminium en face avant. En revanche une hausse globale de l'amplitude du signal est remarquable. Le signal rouge tend à revenir proche de 0 m/s entre 1 et 2 μs tandis que le noir reste au alentours de 35 m/s. Cette différence apparait à partir du second pic. On mesure les deux premiers pics de vitesse égaux à 116 m/s et les seconds à 106 et 77 m/s respectivement pour les courbes avec et sans dépôt d'aluminium, ce qui correspond à une baisse d'environ 27 %. Cette différence augmente avec le temps et on peut la quantifier à 37 et 52 % respectivement pour les pics principaux présents à 2,2 et 3,4 μs.

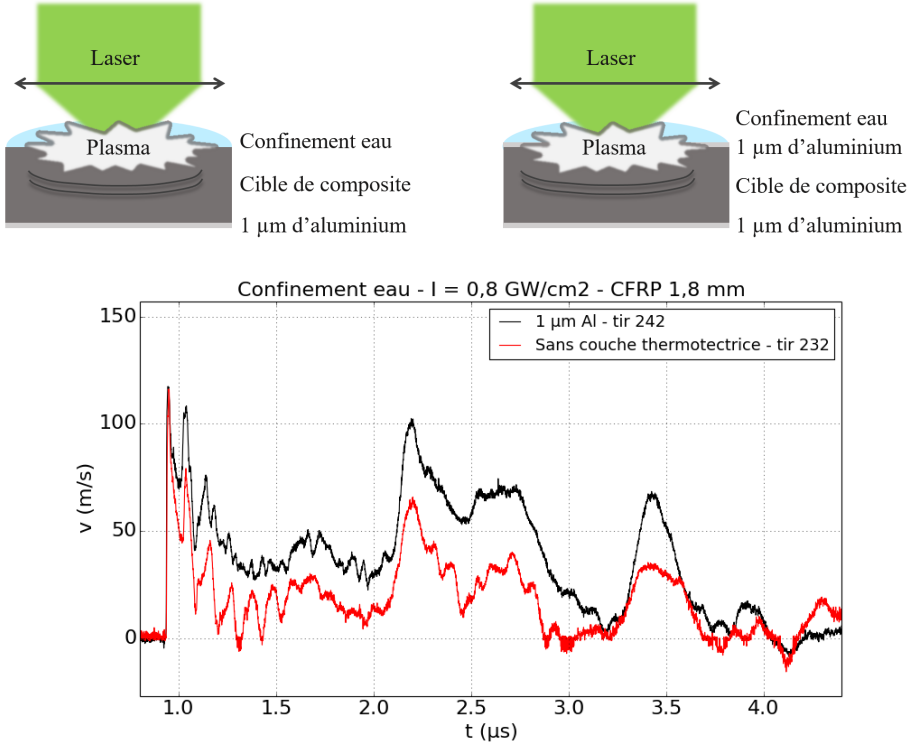


FIGURE 4.22 – Schéma représentant les différentes couches thermo-protectrices appliquées sur les cibles : 1 μm d'aluminium (noir) et aucune (rouge) et mesures VISAR correspondantes pour des cibles de 1,8 mm d'épaisseur irradiées avec une tache focale de 8 mm en régime confiné eau avec une intensité de 0,4 GW/cm^2.

La figure 4.23 superpose les signaux issus des configurations c) (en noir) et d) en rouge pour regarder l'influence du dépôt d'un micromètre d'aluminium quand il est utilisé en dessous du scotch aluminium. Les formes globales des signaux, très différentes de ceux de la figure 4.23, sont très proches. Les maxima des pics de vitesses sont confondus et égaux à 62 m/s, 32 m/s et 55 ou 51 m/s respectivement pour les pics présents à 1,3, 1,7 et 2,4 μs. La seule différence est le rebond présent à 1,5 μs qui mesure 31 m/s sur le signal noir et 17 m/s sur le signal rouge. Globalement, l'ajout d'un micromètre d'aluminium entre une couche de scotch aluminium et la cible n'a pas d'influence notable sur les signaux de vitesse de surface libre.

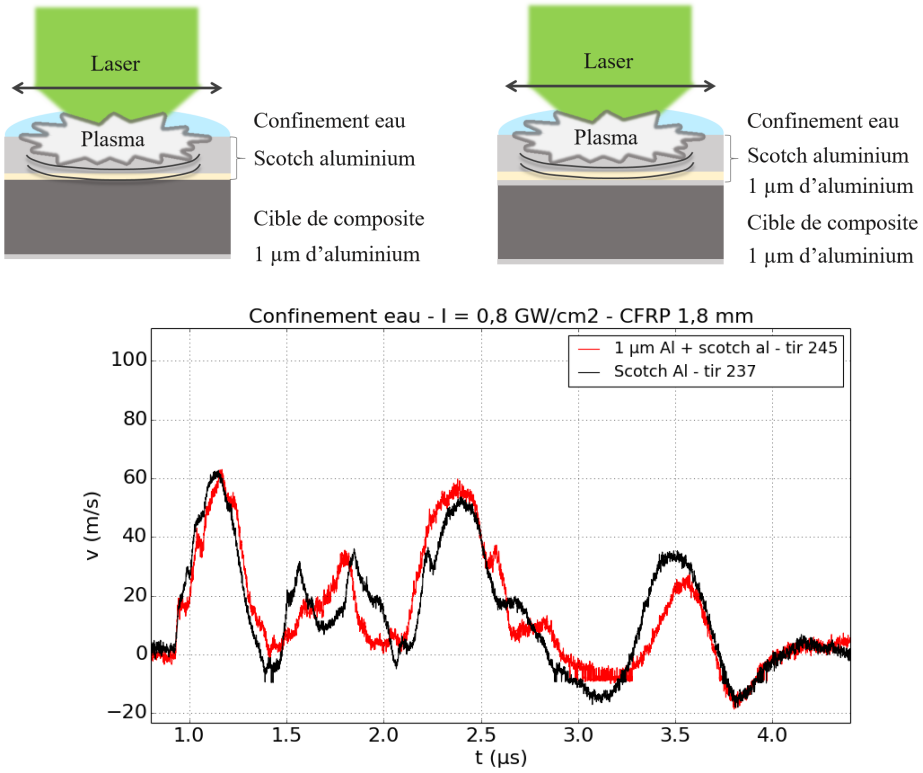
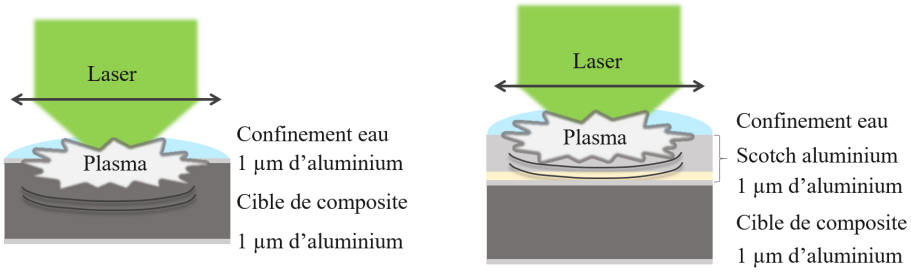
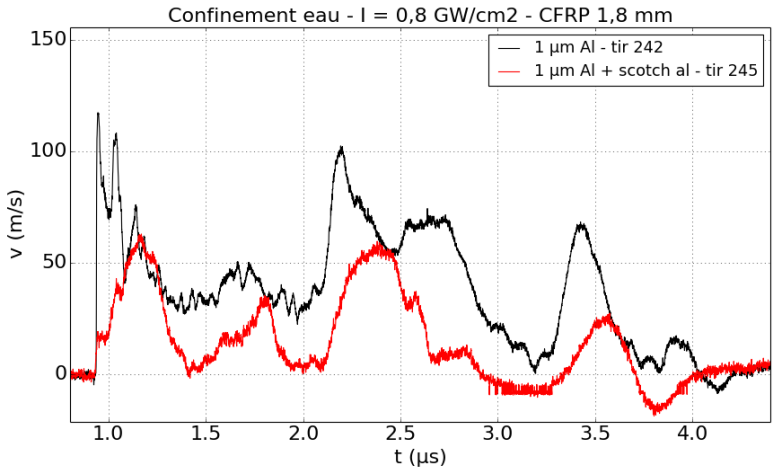


FIGURE 4.23 – Schéma représentant les différentes couches thermo-protectrices appliquées sur les cibles : scotch aluminium (noir) et 1 μm d'aluminium + du scotch aluminium (rouge) et mesures VISAR correspondantes pour des cibles de 1,8 mm d'épaisseur irradiées avec une tache focale de 8 mm en régime confiné eau avec une intensité de 0,4 GW/cm^2.

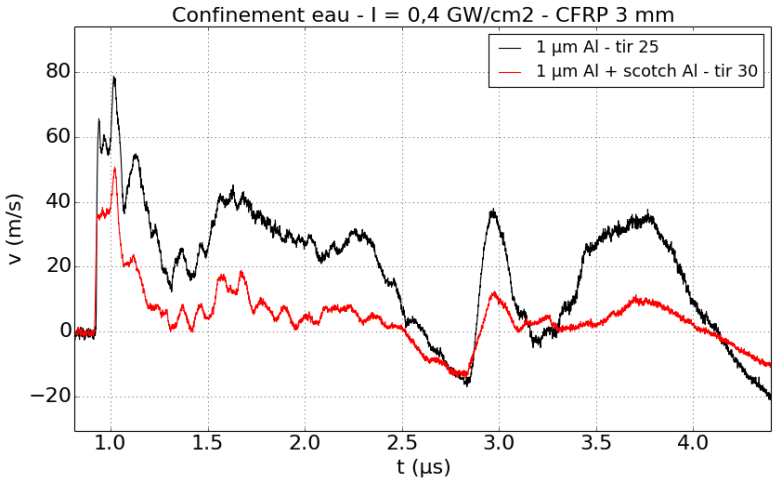
L'influence de l'utilisation du scotch aluminium est étudiée à travers la figure 4.24 qui regroupe les tirs effectués sur deux échantillons de composites de (a) 1,8 et (b) 3 mm d'épaisseur avec un dépôt d'un micromètre d'aluminium (configuration c)) sur lesquels on a, pour certains tirs, ajouté un scotch aluminium (configuration d)) avant de les irradier en régime confiné eau à (a) 0,8 et (b) 0,4 GW/cm^2. On remarque que l'intensité laser et/ou l'épaisseur de la plaque de CFRP a une influence importante sur la forme des signaux en présence de scotch aluminium (signaux rouges de la fig. 4.24).

Dans le cas d'un composite de 3 mm impacté avec une intensité laser de 0,4 GW/cm^2, l'ajout de scotch aluminium fait disparaitre le premier pic de vitesse (visible à 0,92 μs) et abaisse l'amplitude du signal d'environ 35 (à 1,02 μs) à 67 % (à 2,96 μs) sans changer sa forme.





(a)



(b)

FIGURE 4.24 – Schéma représentant les différentes couches thermo-protectrices appliquées sur les cibles : 1 μm d'aluminium (noir) et 1 μm d'aluminium et du scotch aluminium (rouge) et mesures VISAR correspondantes pour des cibles de (a) 1,8 mm et (b) 3 mm d'épaisseur irradiées avec une tache focale de 8 mm en régime confiné eau avec des intensités respectives de 0,8 et 0,4 GW/cm^2.

Les signaux rouges et noirs de la figure 4.24 (a) sont différents en forme et par conséquent, difficiles

à comparer. L'ajout du scotch aluminium en face avant a totalement modifié la propagation des ondes. On peut mesurer leur maximum de vitesse respective à 117 et 62 m/s soit une diminution de 47 %.

Pour les deux épaisseurs de composite étudiées sur la figure 4.24, l'ajout du scotch aluminium a une forte influence sur la propagation des ondes avec une signature importante au niveau du VISAR. Ce résultat est cohérent avec la contrainte transmise par le scotch et caractérisée dans le chapitre 3. Il est donc indispensable de prendre en compte la présence de scotch aluminium pour simuler correctement l'expérience.

Enfin, nous avons étudié l'influence du confinement (eau ou scotch polymère) sur la vitesse de surface libre des composites ayant 1 μm d'aluminium déposé en face avant (fig. 4.25). Les signaux présentent les mêmes formes avec pour seule différence leurs amplitudes. Les premiers et seconds pics (à 0,92 et 1,02 μs) sont égaux à 65 et 51 ou 79 et 60 m/s respectivement pour les tirs en confinement eau et confinement solide. Ainsi, le confinement solide ne modifie pas la propagation des ondes mais induit des pressions plus basses dans le matériau composite que le confinement eau. En conséquence les signaux de vitesse sont 21 % plus bas.

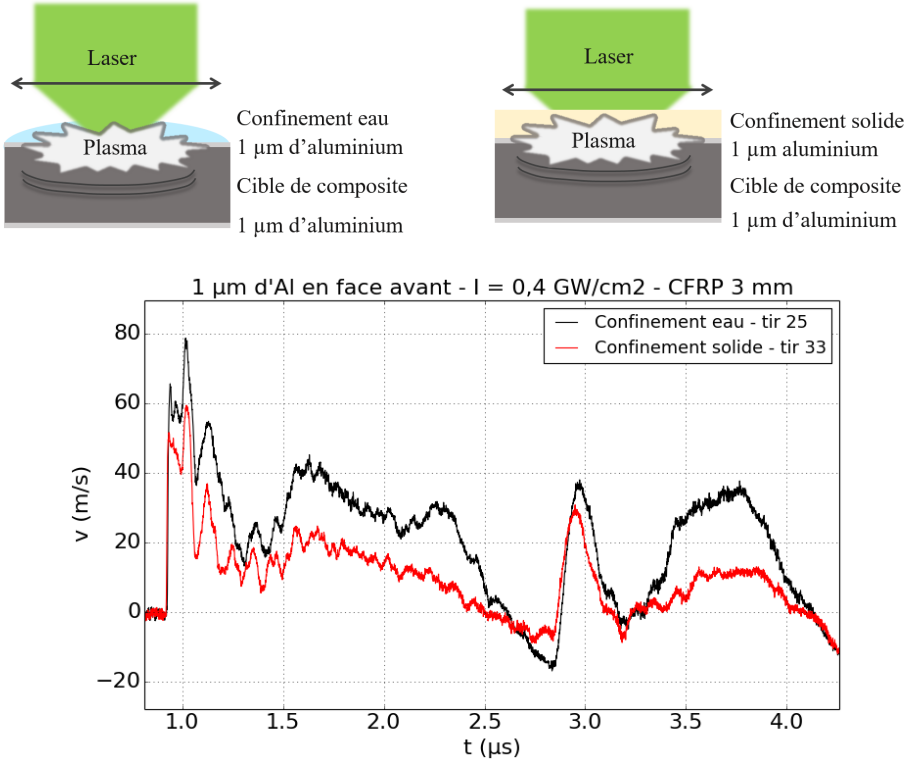


FIGURE 4.25 – Schéma représentant les différents confinements appliqués sur les cibles : eau (noir) et scotch polymère (rouge) et mesures VISAR correspondantes pour des cibles de 3 mm d'épaisseur irradiées avec une tache focale de 8 mm en régime confiné eau avec une intensité de 0,4 GW/cm^2.

En résumé, l'ensemble de ces observations expérimentales est intéressant car il nous permet de mettre en évidence que :

- l'ajout d'un dépôt d'1 μm d'aluminium en face avant de la cible ne modifie pas la forme globale de la vitesse de surface libre (i. e. n'ajoute aucun rebond) mais fait augmenter l'amplitude du signal qui ne revient plus à 0 entre les allers-retours dans la cible,
- l'ajout d'un dépôt d'1 μm d'aluminium entre la face avant de la cible et un scotch aluminium de 50 μm aluminium et 30 μm de colle n'a pas d'influence,
- l'ajout de scotch aluminium appliqué sur un dépôt d'1 μm d'aluminium en face avant de la cible a une influence importante pour toutes les configurations testées (différente intensités et/ou épaisseurs des échantillons).
- l'utilisation de confinement solide plutôt que eau sur composite recouvert d'1 μm d'aluminium ne perturbe pas la propagation des ondes mais induit des signaux de vitesse 21 % plus bas quelque

soit le temps de propagation de l'onde.

Afin de mieux comprendre la propagation des ondes et pouvoir quantifier les pertes de pressions induites dans le composite en fonction des différentes couches thermo-protectrices et confinement utilisés, la simulation est indispensable car l'analyse seule des signaux de vitesses ne permet pas de comprendre les différents phénomènes induits.. Le projet VANESSE a pour but de réaliser ce travail. Dans le chapitre précédent nous avons mis en évidence que les chargements de pression présentés n'étaient pas applicables sur une couche d'aluminium de moins de 25 μm et que le laser ablatait entre 1,7 et 3 μm à 532 nm en régime confiné eau. En conséquence, il ne parait pas pertinent d'utiliser 1 μm d'aluminium en face avant. L'utilisation de scotch aluminium, qui devra être prise en compte dans les simulations, nous paraît plus adaptée pour avoir un chargement connu et pour protéger un matériau des effets thermiques du laser. Nos expériences pour quantifier l'influence du confinement solide appliqué sur du scotch aluminium collé sur la face avant du composite n'ont pas abouti mais mériteraient d'être répétées. Une publication sur le sujet montre que l'utilisation de confinement eau ou solide est équivalente sur des cibles de 500 et 1000 μm d'aluminium [40]. Il convient cependant de vérifier que c'est également le cas sur scotch aluminium appliqué sur composite ou bien de quantifier la différence pour permettre de connaitre le chargement laser induit dans cette configuration.

4.3 Conclusion du chapitre

Dans ce chapitre, nous avons caractérisé les deux matériaux composites du projet (tissés 3D et stratifiés croisés) en configuration mono-pulse sur Héphaïstos et GCLT avec des durées d'impulsion de 7, 10, 20 et 40 ns.

La première avancée significative qui a été présentée ici est qu'un dépot d'1 μm d'aluminium par vapeur physique sur la face arrière des composites permet de mesurer leurs vitesses de surfaces libres par vélocimétrie VISAR sans perturber la mesure et en permettant de les protéger contre les potentiels effets thermiques. Grâce à cette méthode expérimentale, nous avons pu obtenir des signaux avec une résolution temporelle de l'ordre de la nanoseconde et avec une meilleure précision sur la vitesse maximale du premier pic de vitesse que celle fournie par la VH.

Les signaux VH/VISAR recueillis sur composites seuls et assemblages de composite / alliage de titane sont difficiles à analyser car ils ne sont pas toujours reproductibles à paramètres laser constants. On attribue ce phénomène à l'hétérogénéité du composite. On ne sait en effet pas si on focalise le système de vélocimétrie laser sur un toron ou sur la résine, ce qui induit pourtant une propagation différente des ondes. De plus, lorsque le composite est endommagé, l'endommagement n'est pas continu, ce qui rend sa détection par mesure de vitesse de surface libre plus compliquée. Grâce aux mesures ultra-sonores post-choc, nous avons identifié les seuils d'endommagement du composite tissé 3D de 3 et 3,6 mm d'épaisseur sous impulsion gaussienne à 532 nm. Les échantillons d'épaisseur comprise entre 4,7 et 7 mm n'ont pas pu être endommagés par Héphaïstos utilisé en régime confiné eau avec des taches focales de 3 et 8 mm.

Les seuils d'endommagement pour la configuration mono-pulse sur les composites CFRP stratifiés croisés de 1,8, 3 et 6 mm en régime confiné eau avec un dépot d'1 μm d'aluminium en face avant pour des longueurs d'ondes de 532 et 1053 nm avec des durées d'impulsion de 7, 10, 20 et 40 ns ont été déterminés. L'observation des échantillons après les chocs a permis de montrer que les différents paramètres laser ont une influence sur le nombre de délaminages et sur la taille de leurs ouvertures. En revanche, les durées d'impulsion sont trop courtes (40 $<<$ 100 ns) pour induire des endommagements plus profonds que le dernier interpli, ils sont donc tous localisés au même endroit.

Les mesures de vitesses de surface libre sur composite stratifié croisé CFRP sont reproductibles et permettent de détecter son endommagement. Elles sont également sensibles aux différents revêtements thermo-protecteurs et confinement et permettent de montrer par exemple qu'1 μm sur la face avant du composite influe sur le signal de vitesse. La modélisation numérique de ces signaux est nécessaire à une meilleure compréhension de la propagation des ondes et à la quantification des pertes de pressions induites dans le composite en fonction des différents confinements. Pour les caractérisations à venir, l'utilisation d'1 μm en face avant du composite ne parait pas pertinente. Il faut caractériser le composite en configuration mono-pulse avec en face avant le scotch aluminium qui sera ensuite utilisé dans le procédé d'endommagements maitrisés par chocs laser symétriques.

Chapitre 5

Applications du procédé de chocs lasers mono-pulses et symétriques

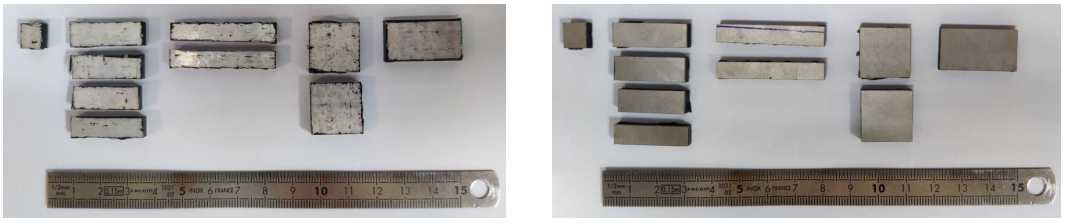
Contenu

5.1 Désassemblage des collages tissés 3D/titane 176
5.2 Procédé d'endommagements contrôlés sur matériaux composite stratifiés-croisés . . . 180
5.2.1 Définition des seuils d'endommagement en configuration symétrique 181
5.2.2 Déplacement de l'endommagement 184
5.2.3 Augmentation de la taille de l'endommagement 186
5.2.4 Démonstration de la maitrise du procédé 191
5.2.5 Bilan 196

Le chargement induit par le laser et la caractérisation des matériaux composites sous chocs laser ont été étudiés dans les chapitres précédents. Ce chapitre se concentre sur l'application du procédé de chocs laser pour les applications de désassemblage des collages et de création d'endommagements contrôlés. La première utilise la configuration mono-pulse et la seconde la configuration symétrique. Elles sont détaillées l'une après l'autre dans les paragraphes suivants.

5.1 Désassemblage des collages tissés 3D/titane

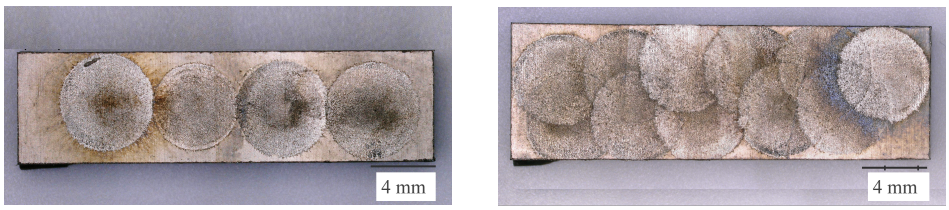
Le procédé des désassemblages de collages T3D/TA6V4 et T3D/TA6V4/T3D a été réalisé dans le poste 2 de la plateforme Héphaïstos (poste dédié à la configuration monopulse, l'axe du laser est vertical) sur des échantillons d'épaisseurs totales respectives de 4,5 et 3,5 mm. Ils ont été découpés en carrés et rectangles de quelques millimètres de côtés dont des exemples sont présentés sur la figure 5.1.



(a) (b)

FIGURE 5.1 – Exemple de cibles d'assemblages T3D/TA6V4 découpées pour tester le procédé de désassemblage des collages (a) côté T3D recouvert de 1 μm d'aluminium et (b) TA6V4.

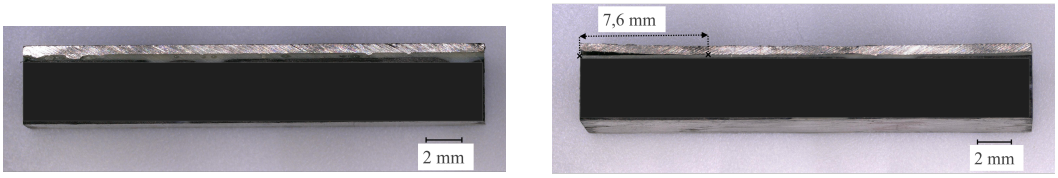
Afin de pouvoir tirer sur le bord des échantillons, nous avons choisi un confinement solide polymère. La tache focale de 4,7 mm et l'intensité laser I égale à 6,8 GW/cm^2 ont été gardées constantes pour tous les tirs. Nous avons choisi cette intensité pour être la plus haute possible tout en restant sous le seuil de claquage (environ 7 GW/cm^2). Le laser a toujours été appliqué sur le côté titane. Sur deux échantillons rectangulaires d'assemblage T3D/TA6V4 mesurant environ 25x5 et 25x6 mm^2 supposés équivalents, nous avons testé deux méthodes de tirs : 1) 4 tirs côte à côte sur toute la longueur et 2) 11 tirs avec un recouvrement partiel pour irradier la totalité de la surface. La figure 5.2 présente une vue du dessus les échantillons après impacts pour les deux méthodes.



(a) (b)

FIGURE 5.2 – Deux cibles identiques d'assemblage T3D/TA6V4 soumis à (a) 4 (b) 11 chocs laser en configuration mono-pulse confiné solide à I = 6,8 GW/cm^2 et une tache focale de 4,7 mm.

L'observation directe du joint de colle entre le composite et l'alliage de titane après les tirs laser ne nous permet pas d'identifier un décollement ou un endommagement de la colle dans le premier cas (fig. 5.3 (a)). En revanche, l'échantillon numéro 2, soumis à 11 tirs laser superposés présente un clair endommagement de 7,6 mm de long au niveau de la colle entre les deux matériaux (fig. 5.3 (b)). En conséquence, une légère traction manuelle est suffisante pour séparer les deux matériaux.

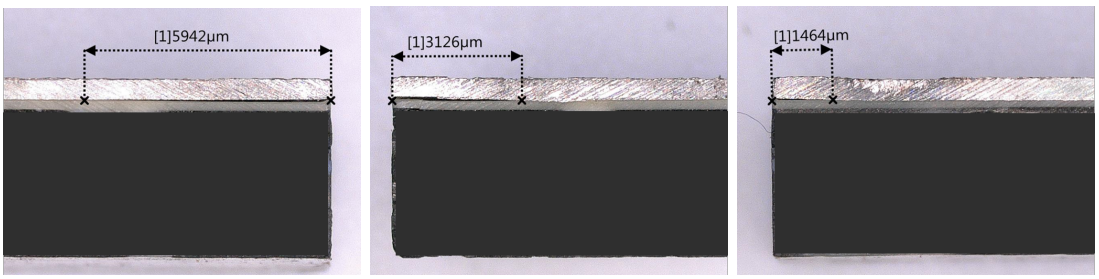


(a) (b)

FIGURE 5.3 – Photographie de la tranche des deux cibles identiques d'assemblage T3D/TA6V4 après (a) 4 (b) 11 chocs laser en configuration mono-pulse confiné solide à I = 6,8 GW/cm^2 et une tache focale de 4,7 mm.

Ainsi, on a montré qu'il était possible de fragiliser le joint de colle, mais seulement si toute la surface du matériau est irradiée.

Nous avons ensuite reproduit cette méthode d'irradiation totale du TA6V4 en régime confiné solide avec des cibles de 8x8 et 16,5x16,5 mm^2 de côtés ayant nécessité respectivement 3 et 15 tirs. Dans les deux cas, le joint de colle a été suffisamment endommagé pour permettre de séparer les deux matériaux en tirant dessus à la main. Sur l'échantillon 4, de 16,5 mm de côté, on peut mesurer un délaminage sur 3 des 4 coins mesurant 5,9, 3,1 et 1,5 mm respectivement. La figure 5.4 les montre en photo.



(a) (b) (c)

FIGURE 5.4 – Photographie des coins de la cible 4 après 15 impacts lasers en configuration mono-pulse confiné solide à I = 6,8 GW/cm^2 et une tache focale de 4,7 mm.

Dans un second temps, on a appliqué ce procédé sur deux échantillons de T3D/TA6V4/T3D de 25x7 mm^2 et 30x7 mm^2 de côtés et 3,5 mm d'épaisseur. Dans les deux cas, après les impacts laser, on observe des fissures de quelques mm à quelques dizaines de mm de long et quelques μm d'ouverture sur trois des quatre bords. Les joints de colle inférieurs et supérieurs sont donc endommagés et les matériaux des deux échantillons ont pu être séparés à la main après les impacts laser. A titre d'exemple, les figures 5.6 et 5.5 montrent les endommagements des joints de colle sur les bords des échantillons. Sur le bord gauche de l'échantillon 7, on en compte un sur chaque joint de colle. Ils mesurent respectivement 13,5 mm de long pour le joint supérieur et 14,8 mm pour le joint inférieur. On peut également mesurer un décollement de 0,4 mm entre le titane et le joint de colle supérieur. La figure 5.6 montre un agrandissement des trois bords de l'échantillon 6 sur lesquels on peut observer des fissures entre le titane et la colle de 9,3, 5,3 et 1,4 mm de long. Les ouvertures des deux premières varient de 80 à 84 μm et de 67 à 109 μm. De plus, sous le joint de colle supérieur gauche de la cible 6, on remarque une légère fissure dans le composite, trop fine pour que l'on puisse mesurer son épaisseur, on l'estime de l'ordre du micron.

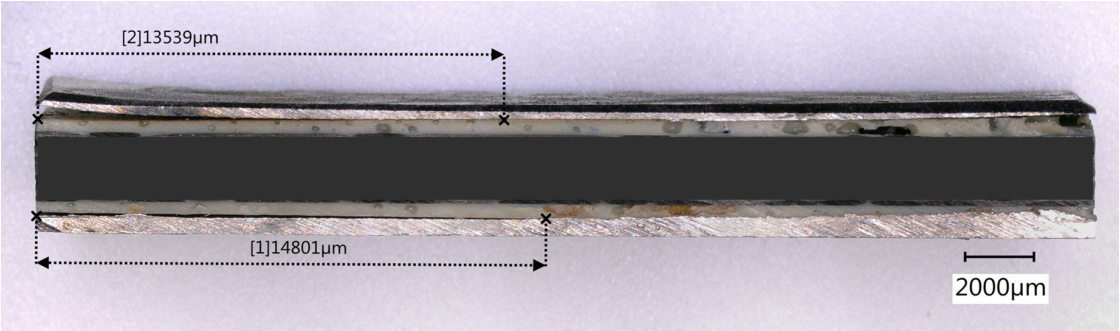
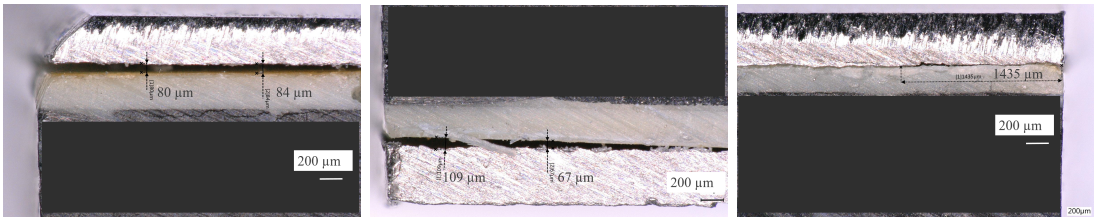


FIGURE 5.5 – Photographie du côté de la cible 7 après 13 impacts lasers en configuration mono-pulse confiné solide à I = 6,8 GW/cm^2 et une tache focale de 4,7 mm.



(a) (b) (c)

FIGURE 5.6 – Photographie des coins de la cible 6 après 6 impacts lasers en configuration mono-pulse confiné solide à I = 6,8 GW/cm^2 et une tache focale de 4,7 mm avec des zooms sur le joint de colle des bords (a) supérieur gauche (b) inférieur gauche et (c) supérieur droit.

On peut remarquer sur l'échantillon 6 que le côté gauche présente un joint de colle plus endommagé que le côté droit. C'est également le cas sur toutes les autres cibles. Le laser balayant l'échantillon de droite à gauche, on associe cela au fait que les tirs successifs endommagent progressivement le joint de colle.

En conclusion, on a montré qu'il était possible de désassembler des échantillons de T3D/TA6V4 et T3D/TA6V4/T3D de 4,5 et 3,5 mm d'épaisseur et de quelques dizaines de millimètres de côté en irradiant totalement la surface de titane avec des tirs se recouvrant partiellement. Au total, avec cette méthode, nous avons séparé le composite de l'alliage de titane sur 6 échantillons mesurant entre 8x8 et 16,5x16,5 mm^2. En revanche, les échantillons étaient très en dessous de la taille d'une aube de turbine (l'objectif final sur lequel nous voulons appliquer ce procédé), il faudra réitérer cette procédure sur une pièce à échelle 1 pour valider complètement cette technique. Enfin, les échantillons étaient trop petits pour permettre un contrôle ultra-sonore pour vérifier l'intégrité du composite après séparation,

on ne peut donc pas garantir que ce procédé est non destructif pour les matériaux.

5.2 Procédé d'endommagements contrôlés sur matériaux composite stratifiés-croisés

Le procédé d'endommagement des composites CFRP par chocs se base sur la configuration symétrique entièrement réalisée sur le poste 1 d'Héphaïstos présenté dans le paragraphe 2.1.1.2 du chapitre 2 (poste dédié aux tirs symétriques, l'axe du laser est horizontal). La focalisation d'un laser de chaque côté de la cible rend la mesure directe de la vitesse de la face arrière par vélocimétrie laser impossible. Les seules données dont nous disposons proviennent donc des analyses post-mortem. En configuration de chocs symétriques, les surfaces de l'échantillon sont positionnées verticalement (fig. 5.7). Nous avons fait le choix d'utiliser du confinement solide sous forme de scotch polymère (voir la thèse de C. Le Bras pour plus de détails [142]) et du scotch aluminium en revêtement thermo-protecteur. La caractérisation numérique de ce dernier et notamment la contrainte qu'il transmet à la cible a été présentée dans le chapitre 3.4.

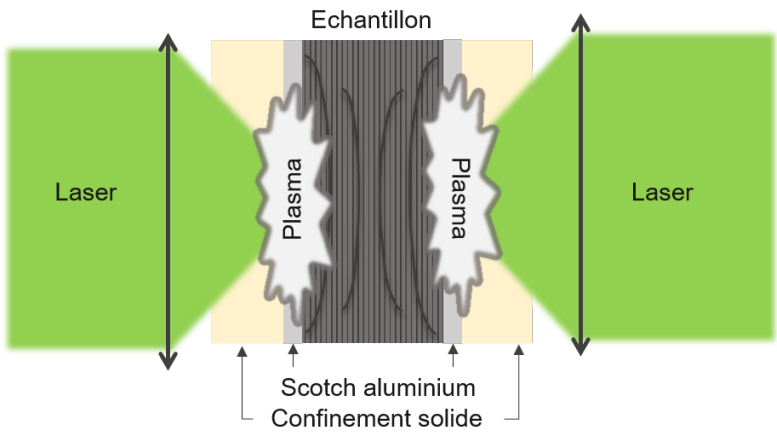


FIGURE 5.7 – Schéma du montage expérimental du procédé de chocs laser symétriques avec du confinement solide et un scotch aluminium appliqués sur les deux faces d'une cible.

Pour pouvoir contrôler le procédé, il est nécessaire d'identifier les configurations laser qui : 1) induisent un ou plusieurs défauts (délaminages ou fissures intra-matricielles), 2) permettent de choisir la profondeur et 3) la taille des délaminages. Une fois ces conditions connues, il nous est possible d'induire un défaut calibré en forme et en position, à l'intérieur d'un échantillon tout en laissant sa

surface intacte.

5.2.1 Définition des seuils d'endommagement en configuration symétrique

Les seuils d'endommagements présentés dans ce paragraphe sont définis à partir des mêmes mesures ultra-sonores que pour la configuration mono-pulse ayant servi à la caractérisation du matériau dans le chapitre 4.3. Des vérifications ponctuelles ont été faites avec des coupes micrographiques et des observations par tomographie. Ces dernières ont également servi à calibrer les mesures US.

La première campagne de caractérisation en tirs symétriques a été menée au début de cette thèse avec une tache focale ϕ de 7,6 mm. Les résultats sont présentés dans la figure 5.8. Ils sont cependant à prendre avec précaution car ils ont été obtenus avant le travail de métrologie présenté dans le chapitre 2.3.4. Les énergies laser n'étaient pas toujours les mêmes de part et d'autre de la cible et l'intensité de la voie A est entre 4,2 et 22,3 % plus basse que celle de la voie B. Les intensités présentées dans le graphique sont une moyenne de l'intensité des deux voies rapportée à l'intensité moyenne par voie.

Les seuils d'endommagement des composites, bien que proches, augmentent avec l'épaisseur de matériau. On les détermine à 0,93, 1,09 et 1,16 GW/cm^2 respectivement pour les épaisseurs de 1,8 ; 3 et 6 mm. Pour le composite le plus épais, deux méthodes sont utilisées. La première est celle employée pour tous les autres seuils d'endommagement présentés, on la nomme "contigue". Elle consiste à tirer de manière successive à différents endroits d'une plaque avec des intensités laser croissantes et à déterminer le seuil dans un second temps. La seconde, dite statique, consiste à tirer à un endroit précis d'une plaque, puis à l'inspecter en contrôle ultra-sonore à la recherche d'un d'éventuel délaminage. Si le matériau n'a pas été endommagé, on tire au même endroit avec une intensité plus importante, et ainsi de suite jusqu'à l'obtention du seuil d'endommagement. L'intérêt de comparer ces deux méthodes est de s'assurer qu'un tir laser réalisé avec une intensité inférieure au seuil d'endommagement du composite n'affaiblit pas ses propriétés mécaniques. Pour les deux méthodes, les seuils d'endommagement du composite 6 mm sont très proches (1,16 et 1,24 GW/cm^2), ce qui nous permet de valider cette hypothèse.

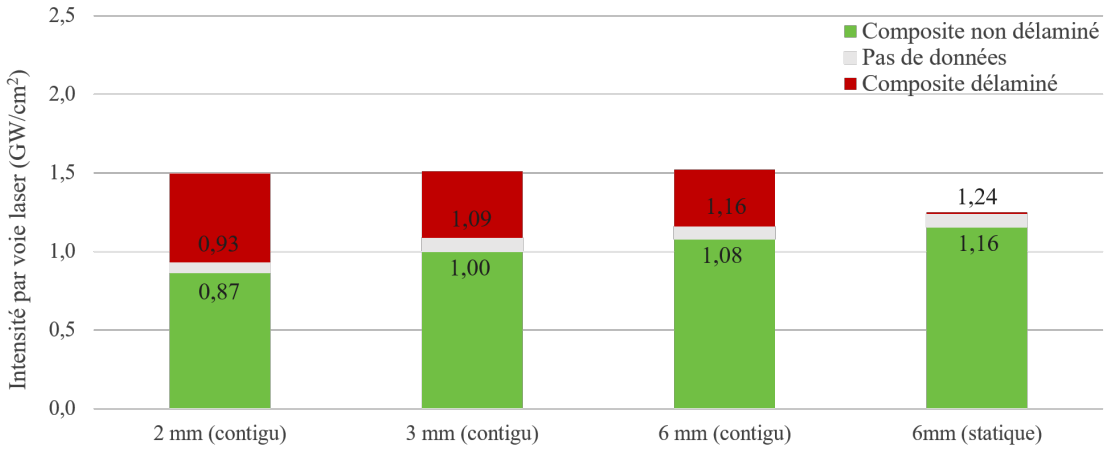


FIGURE 5.8 – Seuils d'endommagements des composites CFRP de 2, 3 et 6 mm avec un scotch aluminium de 50 μm d'aluminium et 30 μm de colle en face avant, irradiés en configuration symétrique avec une tache focale ϕ = 7,6 mm sur Héphaïstos à 532 nm en régime confiné polymère solide avec une impulsion gaussienne de 7 ns à mi-hauteur.

Pour plus de précision et pour avoir des seuils d'endommagement avec une tache focale de ϕ = 4,7 mm, que l'on utilisera dans les paragraphes suivants, nous avons refait ces mesures en s'assurant de la symétrie du chargement sur chaque face. Les résultats sont regroupés dans la figure 5.9. Le seuil d'endommagement du composite de 6 mm d'épaisseur est deux fois plus important que celui du composite de 3 mm d'épaisseur qui est lui même très proche de celui de 1,8 mm d'épaisseur (respectivement 2,08, 1,05 et 1,00 GW/cm^2). Ce résultat est dû à l'atténuation des ondes de choc qui est proportionnelle à l'épaisseur de composite.

La comparaison des figures 5.8 et 5.9 montre très peu de différence pour les seuils sur le composite de 1,8 et 3 mm avec l'utilisation d'une tache focale de 7,6 ou 4,7 mm (respectivement 0,93 versus 1,00 ou 1,09 versus 1,05 GW/cm^2). En revanche, on observe une différence importante pour les seuils d'endommagement du composite de 6 mm égaux à 1,16 et 2,08 GW/cm^2 pour l'utilisation d'une tache focale de 7,6 ou 4,7 mm. Cette différence peut s'expliquer par les effets de bord. Dans les deux cas, on a effectivement un rapport épaisseur sur tache focale supérieur à 1/4. Il varie entre 0,4 pour une épaisseur de composite de 3 mm et une tache 7,6 mm et 1,3 pour une épaisseur de composite de 6 mm et une tache 4,7 mm. L'approximation d'un choc plan n'est plus valable et les détentes latérales partant du bord de la tache focale rattrapent l'onde de choc et l'atténuent. Pour obtenir les mêmes

niveaux de traction responsables de l'endommagement, il faut compenser l'atténuation et augmenter l'intensité incidente, ce qui explique le seuil d'endommagement plus élevé.

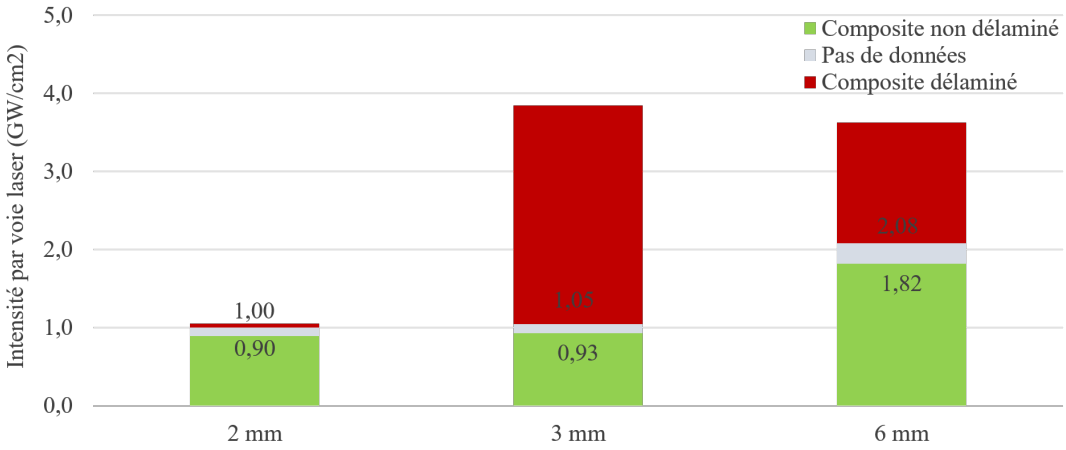


FIGURE 5.9 – Seuils d'endommagements des composites CFRP de 2, 3 et 6 mm avec un scotch aluminium de 50 μm d'aluminium et 30 μm de colle en face avant, irradiés en configuration symétrique avec une tache focale $\phi = 4{,}7$ mm sur Héphaïstos à 532 nm en régime confiné polymère solide avec une impulsion gaussienne de 7 ns à mi-hauteur.

La création de cales étalons, avec des défauts de tailles et de positions connues nécessite la capacité d'induire un nombre contrôlé de délaminages. Ainsi, pour compléter la figure 5.9 qui nous donne la première valeur à partir de laquelle un délaminage est détectable aux ultrasons, nous avons tracé leurs aires divisées par l'aire de la tache focale avec les 10 % d'erreur estimés sur la mesure, en fonction de l'intensité laser avec une précision à ±15% (fig. 5.10). Ce graphique nous permet de distinguer les intervalles d'intensités à l'origine d'un ($1{,}05 \leq I \leq 1{,}41$ GW/cm^2) ou de plusieurs ($I \geq 1{,}71$ GW/cm^2) endommagements dans le composite. Pour la fabrication de cales étalons par exemple, il faut donc se placer dans le premier intervalle, avec des intensités comprises entre 1 et 1,5 GW/cm^2, afin de n'avoir qu'un seul délaminage.

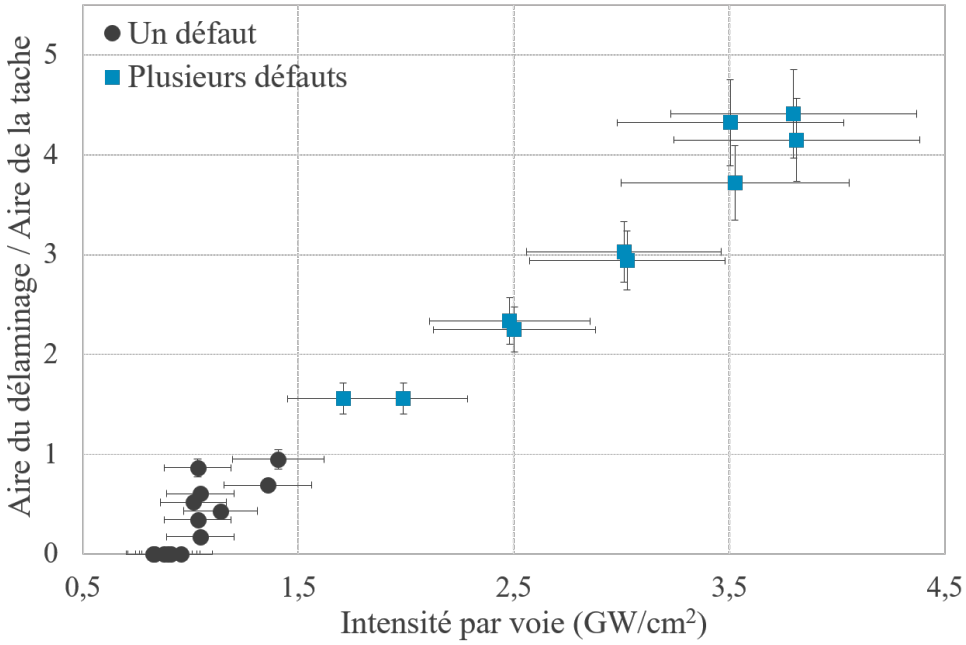


FIGURE 5.10 – Rapport de l'aire du délaminage sur l'aire de la tache focale en fonction de l'intensité incidente pour des composites CFRP de 3 mm avec un scotch aluminium de 50 μm d'aluminium et 30 μm de colle en face avant, irradiés en configuration symétrique avec une tache focale $\phi = 4{,}7$ mm sur Héphaïstos à 532 nm en régime confiné polymère solide avec une impulsion gaussienne de 7 ns à mi-hauteur.

5.2.2 Déplacement de l'endommagement

L'ensemble des données présentées dans le paragraphe précédent a été collecté à partir de tirs laser en configuration symétrique avec des faisceaux laser synchrones. L'intérêt principal de la configuration symétrique est de pouvoir contrôler aisément la position de l'endommagement. Ainsi, on étudie maintenant l'application du modèle acoustique détaillé dans le chapitre 1.5, selon laquelle un délai Δt entre les faisceaux lasers symétriques permet de déplacer la profondeur de l'endommagement e d'un Δe avec :

$$\Delta e = \frac{\Delta t C_0}{2} \quad [\mu m] \tag{5.1}$$

où C_0 est la vitesse de propagation du son qui est égale à 3,0 $\mu m/ns$ dans le CFRP.

Nous avons impacté des plaques de composites CFRP de 3 mm d'épaisseur avec des faisceaux laser

symétriques et désynchronisés temporellement avec des délais compris entre 0 et 590 ns pour induire des délaminages de différentes profondeurs. Les couches thermo-protectrice et de confinement (scotch aluminium et confinement solide) ont été gardées constantes pour tous les tirs. L'intensité laser a été choisie, antérieurement aux mesures des seuils d'endommagement, dans le but d'avoir un endommagement clair visible aux US et elle conduit à un délaminage multiple du matériau (I = 2 GW/cm^2). Ce phénomène ne perturbe pas notre étude de déplacement de l'endommagement puisque les délaminages secondaires qui apparaissent à partir d'1,75 GW/cm^2 se situent sur les bords de la cible et sont plus petites en taille et en ouverture que le délaminage central, que nous cherchons à déplacer. La figure 5.11 superpose les résultats des mesures de position du délaminage le plus important effectuées avec 4 différentes techniques : la tomographie X (CT), les coupes micrographiques et les ultrasons (US) avec l'appareil à disposition au PIMM dit le Gecko et fait par Airbus en immersion en piscine. La prédiction calculée par la formule 5.1 découlant du modèle acoustique est représentée par une ligne noire.

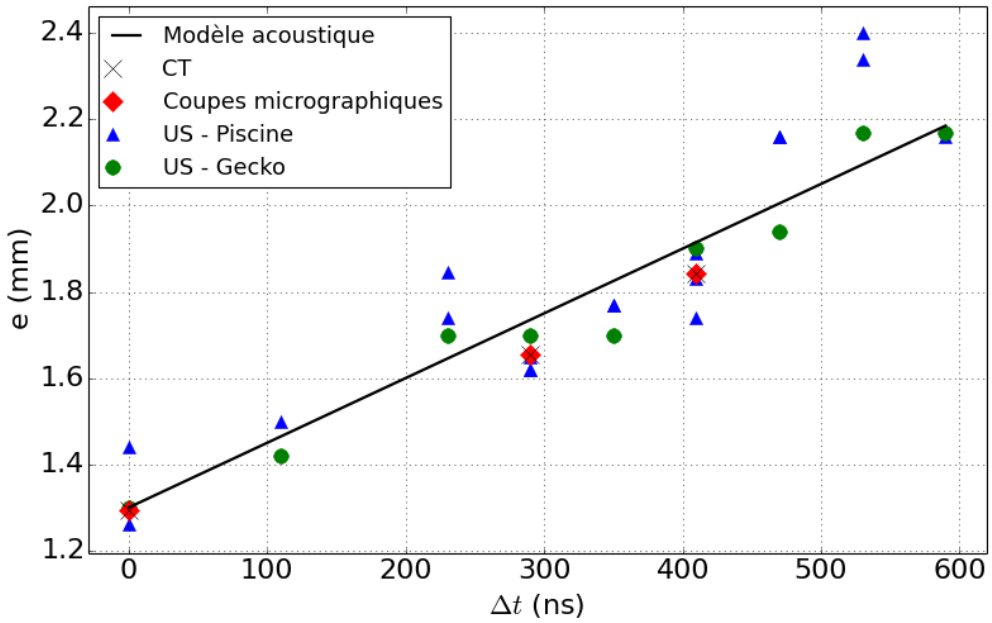


FIGURE 5.11 – Profondeurs des délaminages présentes dans un composite de 3 mm d'épaisseur par rapport à la face lisse e [mm] en fonction du délai appliqué entre les voies laser [ns] mesurées par différents contrôles post-choc : tomographie par ordinateur (CT), coupes micrographiques et ultrasons (US) avec deux appareils.

La première information qui ressort de ce graphique est que nous avons réussi à déplacer l'endommagement principal dans la profondeur de l'échantillon et que les résultats expérimentaux sont en accord avec la formule 5.1. Les différences entre la théorie et les résultats expérimentaux s'expliquent par le fait que les délaminages ne se créent qu'aux niveaux des faiblesses du matériau que sont les interplis. On rappelle qu'un pli mesure 150 μm et un interpli 30 μm, il faut donc déplacer la traction de 150 ou 310 μm pour espérer délaminer l'interpli n+1 ou n+2. Le déplacement de l'endommagement ne se fait donc pas en continu mais par saut d'interplis, on voit bien ces paliers sur la figure. Les mesures effectuées par coupes micrographiques et tomographies sont parfaitement superposées, tandis que celles effectuées par contrôles US s'éloignent sur quelques tirs. Ceci est sans doute dû à la précision de la mesure (cf. chapitre 2.3.4).

Dans le but de n'induire qu'un seul délaminage et de la déplacer dans la profondeur de l'échantillon, il faudrait recommencer cette étude avec une intensité inférieure à 1,75 GW/cm^2.

5.2.3 Augmentation de la taille de l'endommagement

Dans le but de créer des endommagements de taille et position connues pour servir de référence dans les blocs étalons pour les contrôles NDT nous devons être capables d'augmenter la taille des délaminages induits par les chocs laser.

La taille d'un défaut classique qu'un appareil de mesure doit détecter pour être calibré dans l'aéronautique a un diamètre réel de 6 mm. L'évaluation de la taille des défauts faite par contrôle ultrasons est fortement dépendante des paramètres d'acquisition et d'affichage du scan, qui sont réglés afin de trouver un diamètre proche du diamètre réel de l'endommagement (souvent un trou à fond plat, cf chapitre 1.5). Pour cette étude, nous avons convenu de réglages fixes pour voir leur sensibilité à différentes topologies d'endommagement. Toutes les mesures ultrasons présentées dans ce paragraphe ont été réalisées en piscine avec une sonde Imasonic 5 MHz de 32 éléments, un pitch de 1,6 mm, une hauteur de 12,7 mm et avec une focalisation mécanique à 50 mm. Nous les avons extraites à partir des cartographies des signaux ultrasons envoyés sur la face lisse. Pour la mesure du temps de vol, un seuil de détection du premier écho d'une amplitude de 5 ou 10 % en valeur absolue est utilisé. Pour

les mesures d'amplitude on détecte le signal de l'écho dont la valeur absolue est maximale.

Pour augmenter la taille d'un endommagement, nous avons pensé à : 1) augmenter l'intensité du laser incident, 2) tirer plusieurs fois au même endroit,ou effectuer des tirs 3) avec un recouvrement d'une demie tache focale, 4) côte à côte, sans recouvrement et 5) espacés d'une demie tache focale. Toutes ces méthodes ont été appliquées en configuration symétrique avec une tache focale de 4,7 mm sur des plaques de CFRP de 3 mm d'épaisseur dont les deux faces étaient recouvertes de scotch aluminium et d'un confinement solide. Comme dans le cas de l'étude du déplacement, toutes les méthodes ont été étudiées en même temps et certaines intensités, choisies pour avoir des endommagements clairs aux US conduisent à un délaminage multiple du composite. Ceci ne nous empêche pas cependant de voir l'influence des différentes méthodes étudiées sur la taille de l'endommagement visible aux US.

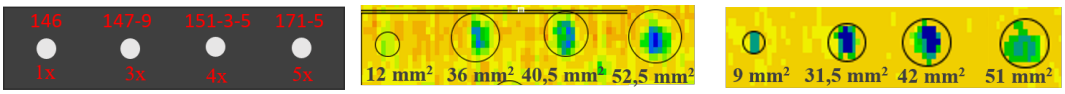
Méthode 1 : Augmentation de l'intensité laser incidente

La taille du défaut divisée par la taille de la tache focale en fonction de l'intensité laser est affichée dans la figure 5.10. Les mesures de diamètres des délaminages ont été réalisées à partir des C-scans obtenus à Airbus. Sur cette figure, on peut voir que l'aire du délaminage augmente jusqu'à être égale à celle de la tache focale et qu'à partir de 1,75 GW/cm^2, le choc laser symétrique induit plusieurs délaminages. Cette méthode n'est donc pas utilisable pour augmenter la taille d'un seul délaminage.

Méthode 2 : Superposition de tirs à intensité laser constante avec un recouvrement total

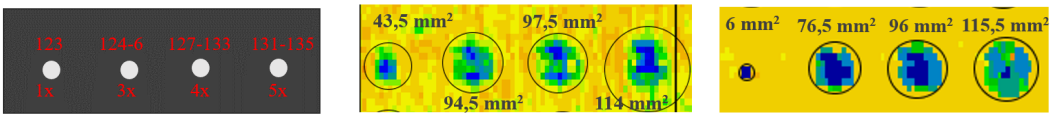
Les figures 5.12 à 5.16 présentent en premier lieu les schémas des tirs laser puis les résultats US correspondants avec les cartographies en amplitude et en temps de vol. La méthode 2) a été appliquée pour les figures 5.12 et 5.13 avec des intensités laser respectives de 1 et 2 GW/cm^2, correspondant à 1 et 2 fois l'intensité seuil, à partir de laquelle un délaminage apparait au centre de l'échantillon. Pour chaque intensité, nous avons tiré au même endroit 1, 3, 4 ou 5 fois. L'aire des cercles dans lequel les délaminages peuvent être inscrits dépend des paramètres d'affichage choisis. On peut cependant remarquer, qu'à paramètres égaux (fig 5.12 (b)), elle augmente avec le nombre de tirs au même endroit

(respectivement 12, 36, 40,5 et 52,5 mm^2 pour 1, 3, 4 et 5 tirs superposés). L'intensité laser permet aussi d'augmenter l'aire des cercles dans lesquels les délaminages s'inscrivent (de 36 à 94,5 mm^2 pour deux tirs superposés avec des intensités de 1 et 2 GW/cm^2). En revanche la superposition d'au moins deux tirs à intensité égale à 1 GW/cm^2 ou l'utilisation de l'intensité de 2 GW/cm^2 conduisent toujours à la formation de plusieurs délaminages. Cette méthode n'est donc pas adaptée.



(a) (b) (c)

FIGURE 5.12 – Tirs symétriques superposés sur du CFRP de 3 mm revêtu de scotch aluminium et de confinement solide sur les deux faces et impactées sur Héphaïstos avec une intensité I = 1 GW/cm^2 par voie et une tache focale de 4,7 mm. (a) schéma de tirs et résultats US avec les cartographies obtenues depuis la face lisse (b) en amplitude et (c) en temps de vol avec des seuils de détection des signaux respectivement réglés sur l'écho maximal et sur le premier écho à avoir une amplitude d'au moins 10 % en valeur absolue.



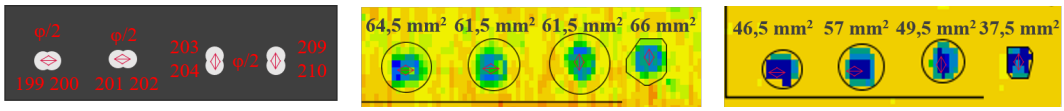
(a) (b) (c)

FIGURE 5.13 – Tirs symétriques superposés sur du CFRP de 3 mm revêtu de scotch aluminium et de confinement solide sur les deux faces et impactées sur Héphaïstos avec une intensité I = 2 GW/cm^2 par voie et une tache focale de 4,7 mm. (a) schéma de tirs et résultats US avec les cartographies obtenues depuis la face lisse (b) en amplitude et (c) en temps de vol avec des seuils de détection des signaux respectivement réglés sur l'écho maximal et sur le premier écho à avoir une amplitude d'au moins 10 % en valeur absolue.

Méthodes 3 & 4 : Superposition de tirs à intensité laser constante avec un recouvrement partiel ou tirs côte à côte sans recouvrement

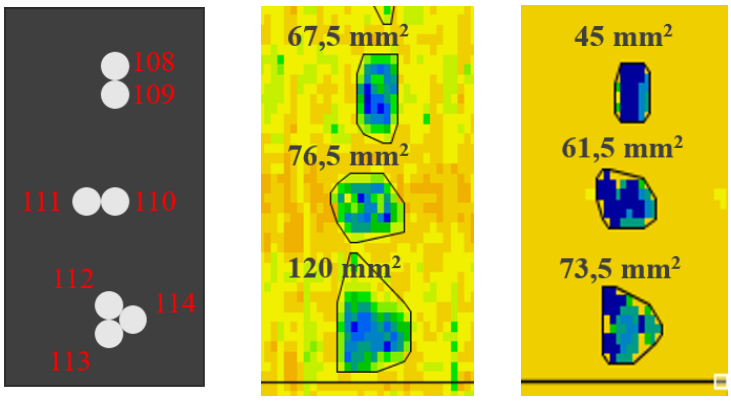
Dans le cas de tirs réalisés avec un recouvrement d'une demi-tache focale ou contigus et une intensité laser de 2 GW/cm^2, les ultrasons indiquent des défauts continus dont l'aire dépend des paramètres d'observation. Par exemple, les tirs 199 et 200 s'inscrivent dans un cercle dont l'aire est égale à 64,5

mm^2 en observation en amplitude et 46,5 mm^2 sur celle en temps de vol. Sur la figure 5.15, on peut voir l'apparition de lignes et d'un triangle, formé par trois tirs, dont les aires sont supérieures à celles de la figure 5.14, à paramètres d'évaluation égaux. Sur les US en amplitude, on mesure par exemple l'aire des tirs 201 et 202 à 61,5 mm^2 (fig. 5.14 (b)) et celles des tirs 110 et 111 à 76,5 mm^2 (fig. 5.15 (b)). Dans tous les cas, l'intensité laser choisie étant supérieure au seuil de multi-délaminages du composite ($2 > 1{,}75\ GW/cm^2$), on observe plusieurs délaminages. Ils sont également visibles grâce aux différentes couleurs sur les cartographies en temps de vol. Il faudrait refaire cette étude avec une intensité inférieure à 1,75 GW/cm^2 pour pouvoir conclure sur la capacité de cette méthode à n'induire qu'un seul délaminage.



(a) (b) (c)

FIGURE 5.14 – Tirs symétriques superposés d'une demi tache focale sur du CFRP de 3 mm revêtu de scotch aluminium et de confinement solide sur les deux faces et impactées sur Héphaïstos avec une intensité I = 2 GW/cm^2 par voie et une tache focale de 4,7 mm. (a) schéma de tirs et résultats US avec les cartographies obtenues depuis la face lisse (b) en amplitude et (c) en temps de vol avec des seuils de détection des signaux respectivement réglés sur l'écho maximal et sur le premier écho à avoir une amplitude d'au moins 10 % en valeur absolue.

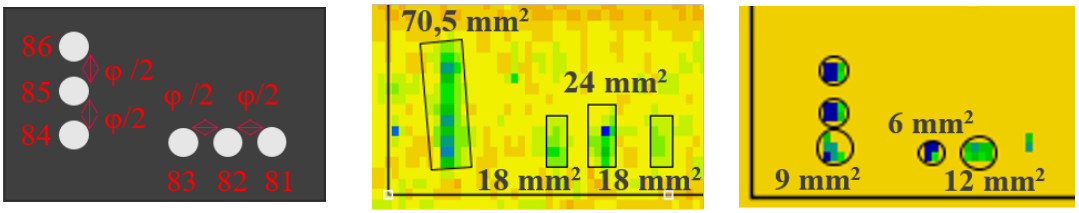


(a) (b) (c)

FIGURE 5.15 – Tirs symétriques contigus sur du CFRP de 3 mm revêtu de scotch aluminium et de confinement solide sur les deux faces et impactées sur Héphaïstos avec une intensité I = 2 GW/cm^2 par voie et une tache focale de 4,7 mm. (a) schéma de tirs et résultats US avec les cartographies obtenues depuis la face lisse (b) en amplitude et (c) en temps de vol avec des seuils de détection des signaux respectivement réglés sur l'écho maximal et sur le premier écho à avoir une amplitude d'au moins 10 % en valeur absolue.

Méthode 5 : Tirs espacés d'une demie tache focale

La figure 5.16 a été obtenue après des tirs à l'intensité laser seuil (1 GW/cm^2) espacés d'une demie tache focale. Dans ce cas là les délaminages observés aux US ne sont pas toujours continus. Dans les cas des tirs 84 à 86 ils sont continus sur l'observation en amplitude mais pas sur celle en temps de vol. Pour les tirs 81 à 83 ils ne le sont sur aucune des deux. Ces résultats ont été reproduits sur une autre campagne. Cette méthode n'est donc pas utilisable pour former un délaminage continu visible aux US.



(a) (b) (c)

FIGURE 5.16 – Tirs symétriques espacés d'une demi-tache focale sur du CFRP de 3 mm revêtu de scotch aluminium et de confinement solide sur les deux faces et impactées sur Héphaïstos avec une intensité I = 1 GW/cm^2 par voie et une tache focale de 4,7 mm. (a) schéma de tirs et résultats US avec les cartographies obtenues depuis la face lisse (b) en amplitude et (c) en temps de vol avec des seuils de détection des signaux respectivement réglés sur l'écho maximal et sur le premier écho à avoir une amplitude d'au moins 10 % en valeur absolue.

Ainsi, pour pouvoir former un seul délaminage continu détectable aux US, la méthode la plus prometteuse est de faire une succession de tirs contigus qui ne se superposent pas (méthode 3). Nous n'avons pas pu vérifier que la superposition de deux tirs avec une zone de recouvrement d'une demi-tache focale et une intensité inférieure au seuil de délaminage multiple n'induisaient pas plusieurs délaminages. En revanche, nous avons montré qu'à une intensité de 1 GW/cm^2, le recouvrement total de plusieurs tirs induisait plusieurs défauts, on suppose donc qu'un recouvrement partiel conduira au même résultat.

Remarque : l'observation de certains tirs espacés d'une demie tache focale ou côte à côte en micro-tomographie, montre que le délaminage continu aux US ne l'est pas à l'échelle microscopique.

5.2.4 Démonstration de la maitrise du procédé

Dans les paragraphes précédents, nous avons caractérisé les seuils d'endommagements du composite, montré la possibilité de déplacer les délaminages dans la profondeur de l'échantillon et exposé plusieurs méthodes pour contrôler sa taille et sa forme. Tout cela nous a permis d'acquérir une maitrise du procédé, qu'il s'agit maintenant de démontrer sur une plaque type, en réalisant un grand nombre de tirs identiques pour vérifier la répétabilité du procédé. Plutôt que tirer de manière répétitive sur la plaque, nous avons effectué ces tirs en reproduisant la forme classique d'un avion selon le schéma de la figure 5.17.

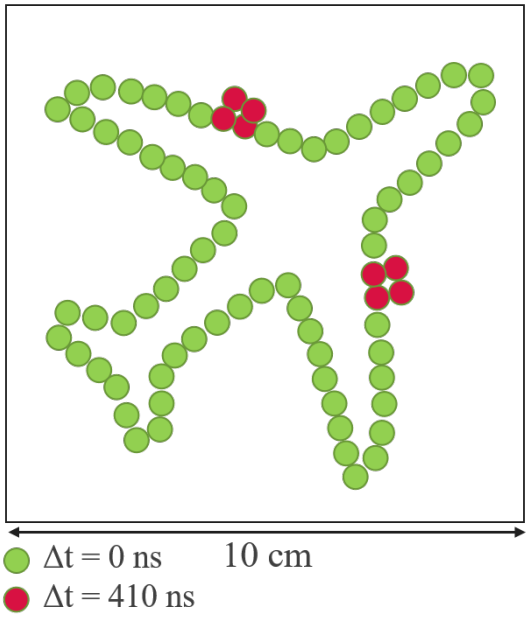
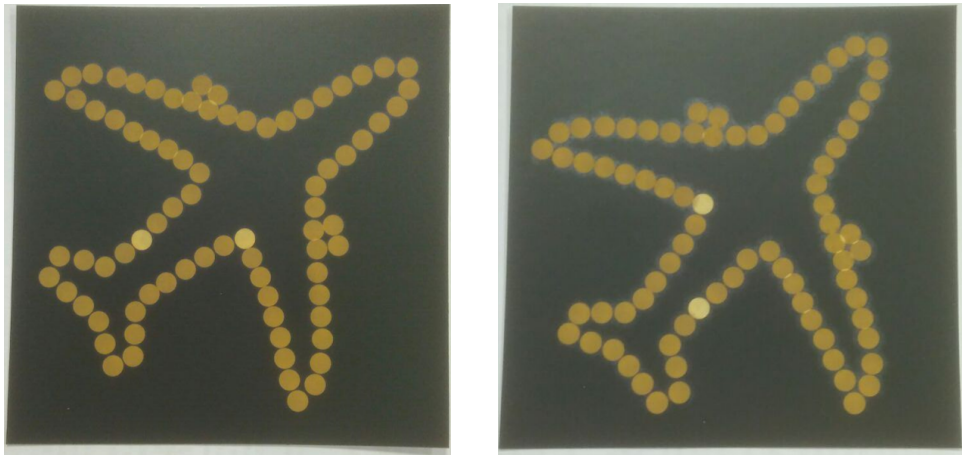


FIGURE 5.17 – Schéma du délaminage en forme d'avion que l'on veut induire dans un CFRPde 3 mm d'épaisseur. Les cercles représentent les futurs impacts laser avec des délais de 0 (verts) et 410 ns (rouges) entre les voies.

On a également voulu induire des défauts en profondeur et avons profité des moteurs pour le faire, en décalant les tirs de 0,6 mm. A partir de la figure 5.11, on a donc fixé les délais à appliquer entre les voies A et B à 0 ns pour l'avion et 410 ns pour les moteurs. La taille de la tache focale ayant une influence sur les seuils d'endommagement (fig. 5.8 et 5.9), on a opté pour l'utilisation des mêmes lentilles que celles ayant servi aux études préliminaires, avec une tache focale théorique de 5 mm. Un léger ajustement de la longueur de focalisation a conduit à des taches focales sur cible de 4,9 mm. L'in-

tensité de chaque tir laser a été choisie à 1,4 GW/cm^2 pour chaque voie. D'après la figure 5.10, c'est en effet la valeur de l'intensité laser qui permet d'obtenir un seul délaminage avec l'aire la plus importante.

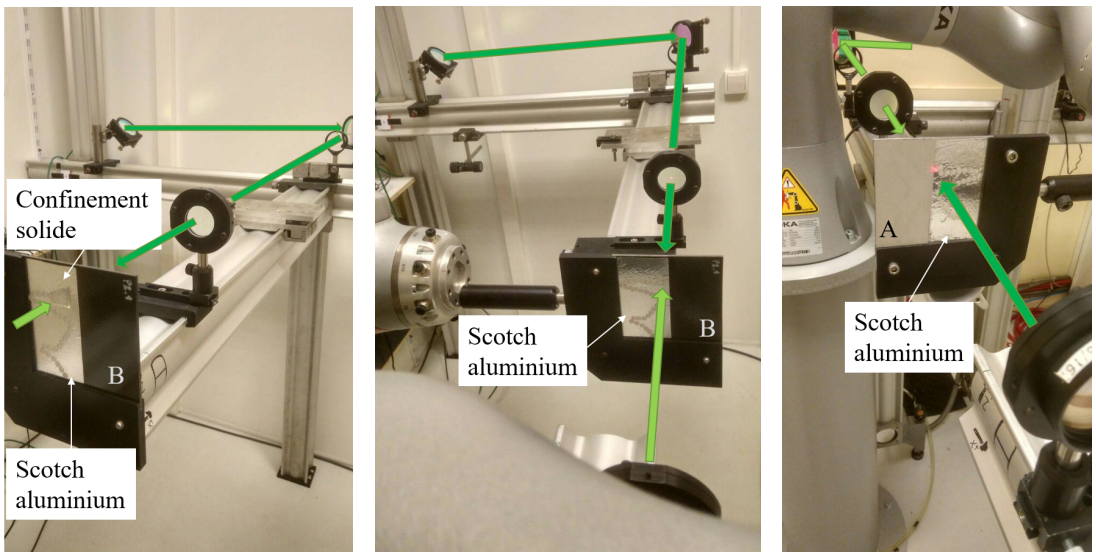
Les positions de chaque point du schéma de la figure 5.17 ont été enregistrées dans le logiciel d'un robot que nous avons utilisé pour déplacer la plaque. Pour vérifier que les lasers des voies A et B étaient bien alignés et correctement programmés pour les 79 points, nous les avons testés un par un sur du papier thermique. La figure 5.18, montre les résultats pour (a) la voie A et (b) la voie B, qui ont validé les coordonnées rentrées dans le robot. Par conséquent, on a pu les utiliser sur la plaque prototype.



(a) (b)

FIGURE 5.18 – Test de coordonnées rentrées dans le robot pour la création d'un délaminage en forme d'avion sur les voies (a) A et (b) B du laser.

Sur chaque côté de la plaque de composite, on a appliqué du scotch aluminium (30 μm de colle et 50 μm d'aluminium) pour la protéger des effets thermiques induits par le laser et contrôler le chargement à travers l'interaction laser-matière (cf chapitre 3.1.1). Pour le confinement, du scotch polymère double face a été utilisé. La figure 5.19 présente le montage tel qu'il était après que la moitié des tirs aient été effectués. La voie du laser A est représentée par les traits verts foncés, et la voie B par les traits verts clairs. Sur le scotch aluminium, on peut voir la forme de l'avion se dessiner.

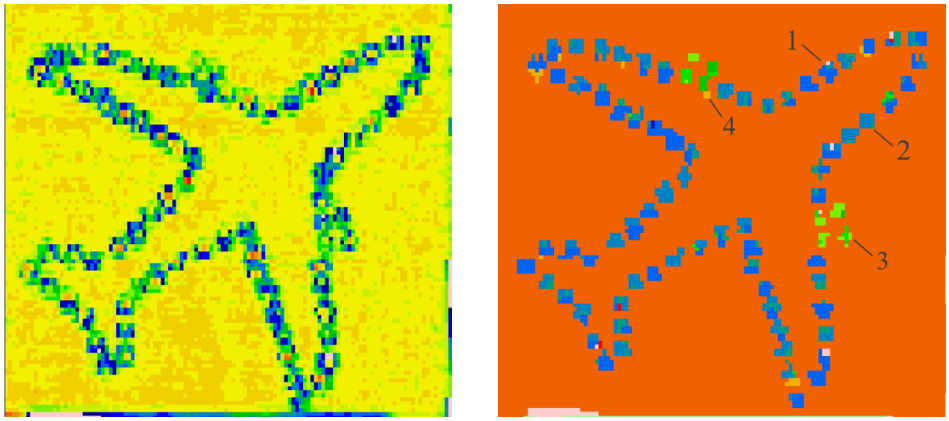


(a) (b) (c)

FIGURE 5.19 – Photo du poste 1 d'Héphaïstos pendant la création de l'avion (a) et (b) côté face B avec et sans le confinement solide (c) côté face A.

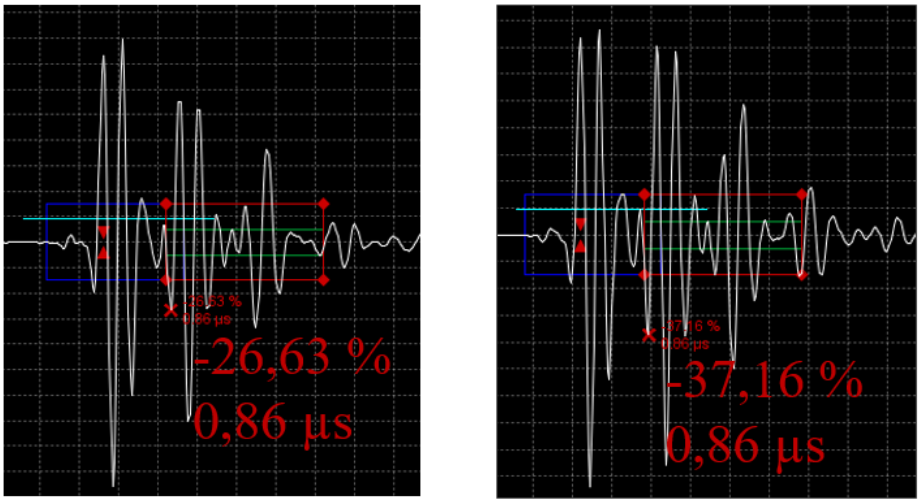
Une fois tous les tirs effectués, nous avons inspecté la plaque à l'aide de contrôles ultrasoniques réalisés en piscine à Airbus. Les résultats des C-scans sont représentés sur la figure 5.26. Elle contient deux types de C-scans, le premier (a) est dit en temps de vol et le second (b) en amplitude. Nous les avons réglés pour obtenir à chaque endroit de la plaque, les temps d'arrivée et les amplitudes du premier écho de l'onde ultrasonique (après l'écho d'entrée) ayant une amplitude supérieure, en valeur absolue, à 15 %. Les différentes valeurs sont représentées par les niveaux de couleurs. Dans les deux cas, la forme de l'avion est visible. Sur la carte en amplitude (fig. 5.26 (b)), tout l'avion a une couleur constante, les amplitudes des premiers échos de chaque tir et par conséquent l'ouverture des délaminages, sont donc proches. En revanche, sur la carte en temps de vol (fig. 5.26 (a)), on observe deux couleurs distinctes, du bleu pour le contour de l'avion et du vert pour les moteurs. Cette différence de couleur est représentative d'une différence de profondeur entre les différents tirs. A titre d'exemple, on a numéroté 4 tirs sur la figure (fig. 5.26 (a)) et on a extrait les A-scans correspondants (fig. 5.21 et 5.22). Sur ceux-ci, on peut effectivement lire des temps d'arrivées de l'onde égaux à 0,86 μs pour les tirs numérotés 1 et 2 ($\Delta t = 0$ ns) et 1,06 et 1,18 μs pour les tirs 3 et 4 ($\Delta t = 410$ ns). Nous avons choisi ces tirs pour montrer des tirs représentatifs de résultats effectués à paramètres laser égaux (1 et 2 puis 3 et 4) mais aussi pour mettre en évidence l'influence des paramètres laser, en l'occurrence le

délai, sur le temps d'arrivée de l'onde US et par conséquent du délaminage. On peut ainsi quantifier qu'un retard temporel d'une des voies par rapport à l'autre de 410 ns décale le délaminage de 0,6 mm dans la profondeur de l'échantillon. Ceci est en accord avec les résultats de la figure 5.11.



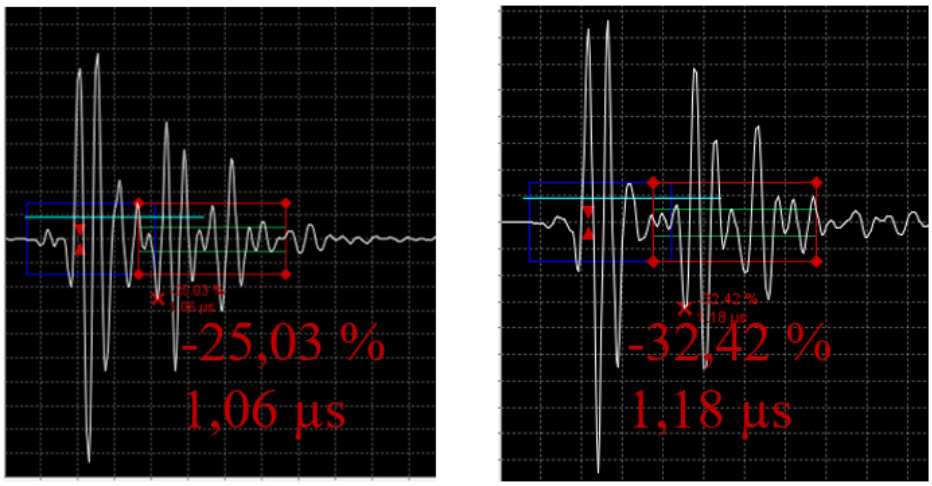
(a) (b)

FIGURE 5.20 – Résultats ultrason des C-scans de la plaque impactée (a) en amplitude [%] et (b) en temps de vol [μs]



(a) (b)

FIGURE 5.21 – Résultats ultrason des A-scans des tirs repérés sur la figure 5.26 par les numéros (a) 1 et (b) 2 tous deux réalisés sans délai temporel entre les voies laser.



(a) (b)

FIGURE 5.22 – Résultats ultrason des A-scans des tirs repérés sur la figure 5.26 par les numéros (a) 3 et (b) 4 tous deux réalisés avec un délai temporel entre les voies laser de $\Delta t = 410$ ns.

Sur les figures 5.21 et 5.22, on n'observe qu'un seul écho entre les échos d'entrée et de fond, attestant de la présence d'un seul délaminage. L'inspection de tous les autres tirs a conduit à la même conclusion : nous n'avons jamais induit plus d'un délaminage.

La figure 5.23 regroupe les temps d'arrivées du premier écho de l'onde US ayant une amplitude supérieure, en valeur absolue, à 15 % pour chacun des 79 tirs. Au total, 234 mesures ont été faites pour les tirs du contour de l'avion et 34 pour ceux du moteur, ce qui nous a permis de calculer l'écart-type correspondant à chaque valeur. Les 71 premiers tirs, ayant servi à faire le contour de l'avion conduisent à des temps d'arrivée très proches, tous regroupés autour de 0,8 μs ce qui correspond à des délaminages à 1,25 mm de la face d'inspection (la B). On observe plus de dispersion entre les tirs ayant servi à faire les moteurs, sur 8 temps d'arrivée de l'onde, 6 sont égaux à 1,2 et 2 à 1,1 μs correspondant à des délaminages à 1,88 et 1,72 mm de profondeur.

La constance générale des mesures présentées sur la figure 5.23 permet d'attester de la reproductibilité des 79 tirs laser mais aussi de la méthode de contrôle par ultrasons. Par la formation du délaminage de forme voulue (avion), avec deux profondeurs distinctes (moteurs séparés en profondeur

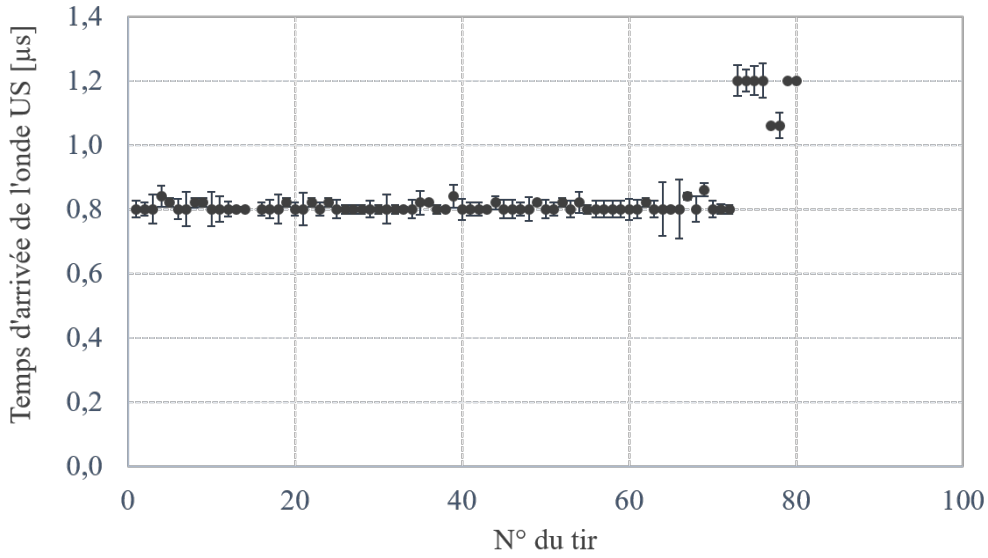


FIGURE 5.23 – Mesures du temps d'arrivé de l'onde ultrason pour chaque tir avec leur écart-types.

du reste de l'avion de 0,6 mm) et sans induire de délaminage supplémentaire, nous avons démontré notre capacité à maîtriser le procédé de tir laser symétrique sur plaque composite CFRP de 3 mm.

5.2.5 Bilan

La mise en œuvre du procédé de chocs laser symétriques sur plaques de composite de CFRP a permis de montrer que pour accroitre la taille d'un délaminage sans induire de défauts secondaires, il faut irradier la surface avec des tirs contigus et avec une intensité laser choisie. Nous avons en effet montré qu'un recouvrement des tirs ou une augmentation de l'intensité au delà d'un certain seuil induisait des délaminages multiples. A l'inverse, les ultrasons sont capables de distinguer trois tirs séparés d'une demi tache focale réalisés à l'intensité seuil du composite de 3 mm d'épaisseur.

Les observations des échantillons après les chocs ont également montré l'asymétrie des résultats lors d'un délaminage multiple. On observe en effet le délaminage des interplis proche du centre et proche de la face rugueuse. Aujourd'hui, les expériences seules ne permettent pas d'expliquer ce résultat, qui pourrait venir d'une faiblesse du matériau par exemple. Le modélisation numérique paraît ainsi indispensable à la compréhension des phénomènes mis en jeu.

Avec les paramètres identifiés dans cette étude, nous avons pu atteindre notre objectif d'endommagements maîtrisés et répétables au sein d'une même plaque. Nous avons réalisé 79 tirs qui apparaissent comme un seul délaminage d'une dizaine de centimètres sur un C-scan US. On pourrait maintenant imaginer générer des endommagements d'autres formes, positionnés avec d'autres profondeurs et qui pourraient être plus ou moins espacés.

Conclusion et perspectives

Conclusion

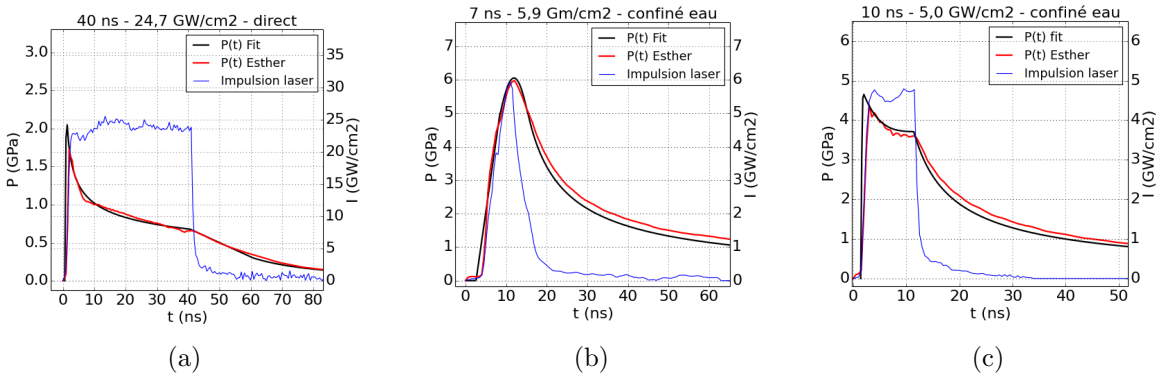
Cette thèse s'inscrit dans le cadre du projet Monarque. Réunissant 6 entreprises et 3 laboratoires, ce projet de 36 mois avait pour but de maitriser les procédés de chocs laser symétriques et mono-pulses pour induire des endommagements maitrisés dans des matériaux composites d'une part et d'autre part, pour désassembler des collages. Ces deux défis ont été identifiés à partir du contexte actuel de l'aéronautique qui emploie un nombre croissant de matériaux composites dont il faut vérifier l'intégrité et qui peuvent être assemblés à l'aide de collages.

La formation d'endommagements maîtrisés doit servir à la fabrication de nouvelles cales étalons avec des délaminages réels, nécessaire à l'automatisation des inspections de contrôle non destructif. En parallèle, les recherches de procédures de désassemblage sélectif sont menées dans le but de pouvoir recycler ou réutiliser les différents matériaux.

Pour répondre à ces objectifs, nous avons appliqué une méthodologie couplant expériences et simulations. Les différents moyens expérimentaux mis en œuvre et la métrologie associée développée au cours de ce travail ont été appliqués sur trois installations laser (GCLT, HIlase et Héphaïstos) de différents laboratoires avec deux régimes d'interaction (direct et confiné eau). Le large jeu de données issu de ces expériences comprend trois longueurs d'onde (532, 1029 et 1053 nm), des impulsions gaussienne et en créneau, quatre durées d'impulsion (7, 10, 20 et 40 ns) et des taches focales rondes et carrées. Ces expériences ont servi de base de données pour les études numériques sur la modélisation de l'interaction laser-matière dans le but de maîtriser le chargement appliqué à la cible à travers les propriétés optiques et énergétiques du laser. Nous avons ainsi modélisé l'interaction laser-matière et le comportement des cibles d'aluminium sous chocs laser en régime d'irradiation direct à 1053 nm et en régime confiné eau à 532 et 1053 nm. La caractérisation des composites a été réalisée sur deux installations laser (Héphaïstos et GCLT). Cela a permis de définir leurs seuils d'endommagement et d'obtenir des données expérimentales qui permettront de trouver et de valider les modèles matériaux utilisés dans les codes numériques. Enfin, nous avons appliqué les procédés de chocs laser mono-pulses et symétriques aux désassemblages des collages et à la formation d'endommagements maitrisés.

Les principaux résultats issus des études expérimentales et numériques du chargement appliqué sur les cibles à travers l'interaction laser matière sont les suivants :

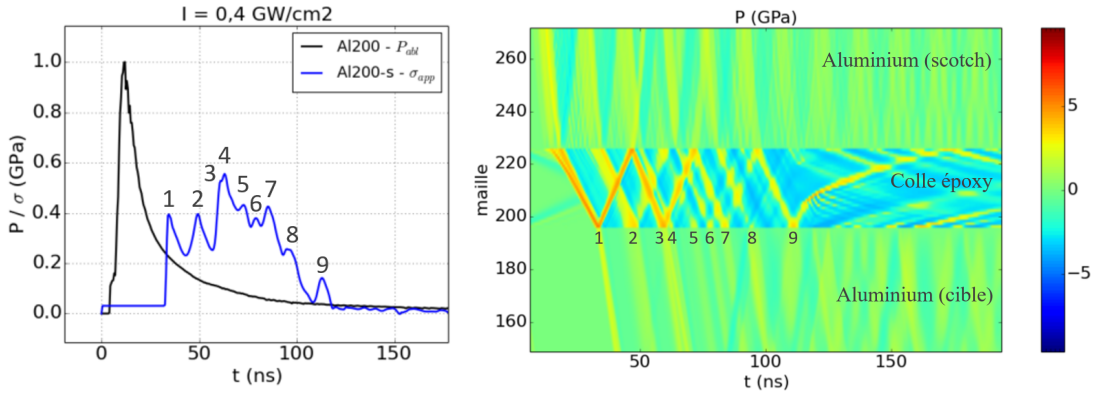
- La consistance des résultats expérimentaux obtenus sur les trois plateformes laser a confirmé la robustesse de nos méthodes expérimentales avec un effort important et systématique dans la métrologie de l'interaction laser-matière et l'utilisation d'un matériau de référence, l'aluminium, pour vérifier la cohérence des résultats obtenus. Nous avons ainsi créé une importante base de données de signaux expérimentaux pour trois configurations (sous vide à 1053 nm et en régime confiné eau à 532 et 1053 nm).
- Nous avons validé le code numérique ESTHER dans ces trois configurations en ne changeant que les paramètres d'interaction. Le modèle matériau a été gardé constant. Nous avons ainsi pu étendre son domaine d'application.
- La validation du code nous a permis de déterminer des profils temporels de pressions d'ablation dont nous avons vérifié la pertinence. Appliqués en condition limite d'un code numérique, ils sont capables de restituer les profils de vitesses expérimentaux.
- Enfin, nous avons proposé des formules analytiques (ou fit) permettant de reproduire ces profils de pression. Cela permet de s'affranchir d'ESTHER, en particulier pour les applications industrielles. La figure 5.24 présente leur comparaison avec les profils de pression dont ils sont issus et les impulsions laser qui les ont générés. Sur cette figure il est clair que ces profils sont très différents c'est pourquoi il est important d'utiliser les profils temporels de pression dans leur totalité.



(a) (b) (c)

FIGURE 5.24 – Comparaison des profils temporels de pression induits par l'interaction laser matière (en rouge) et calculés par les fits (en noir) avec les profils d'impulsions laser (en bleu) qui les ont générés.

- Enfin, la simulation nous a permis de caractériser le scotch aluminium utilisé en tant que thermo-protecteur et couche sacrificielle à appliquer sur des cibles dont l'interaction laser-matière est mal connue. Nous avons montré que les profils de pression P_{abl} développés et mis en équation au cours de cette étude étaient valides en régime confiné eau sur des scotch aluminium d'épaisseur minimale de 55 μm (30 μm de colle et 25 μm d'aluminium) et que la contrainte transmise à la cible σ_{app} était affectée par la présence de la couche de scotch aluminium (fig. 5.25). Ainsi pour simuler le comportement sous choc laser d'une cible recouverte d'un scotch aluminium, les paramètres d'entrée de code peuvent être de manière équivalente soit le profil de pression (en noir) sur l'empilement complet (scotch + cible) soit le profil de contrainte transmise (en bleu) directement sur la cible.



(a) (b)

FIGURE 5.25 – (a) Comparaison des pressions d'ablation P_{abl} induites par l'interaction laser matière (en noir) et des profils de contraintes transmis à la cible après le scotch aluminium σ_{app} (en bleu) (b) Diagramme espace-temps de l'empilement aluminium + scotch aluminium (50 μm d'aluminium et 30 μm de colle). Zoom sur l'interface aluminium/scotch aluminium.

La caractérisation des matériaux composites (tissés 3D et stratifiés croisés) a été réalisée dans le cadre de ce travail en configuration mono-pulse sur Héphaïstos et GCLT. Les principales conclusions qui en découlent sont les suivantes :

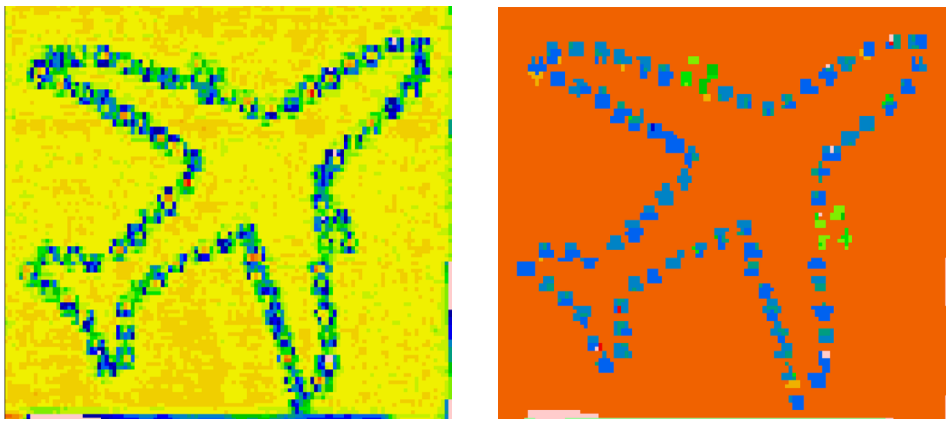
- Le fait d'ajouter en face arrière de l'échantillon, 1 μm d'aluminium déposé par vapeur physique a rendu possible l'obtention de signaux de vitesse de surface libre par vélocimétrie VISAR tout en évitant la dégradation thermique potentielle du composite. Il a été vérifié que l'ajout de ce dépôt ne modifie pas la mesure. L'utilisation du VISAR a ainsi permis d'obtenir une résolution temporelle de l'ordre de la nanoseconde.

- Nous avons identifié les seuils d'endommagement du composite tissé 3D de 3 et 3,6 mm d'épaisseur avec le laser Héphaïstos utilisé en configuration mono-pulse en régime confiné eau et avec des taches focales de 3 et 8 mm. Les échantillons d'épaisseur comprises entre 4,7 et 7 mm n'ont pas pu être endommagés. Par contre, l'observation des endommagements aux ultrasons a montré qu'ils n'étaient pas continus. De plus, du fait de l'hétérogénéité des composites, les signaux de vitesses diffèrent à conditions laser équivalentes. Il est ainsi très difficile de les exploiter.
- Les mesures de vitesses de surface libre sur composite stratifié croisé sont riches, reproductibles et permettent de détecter son endommagement. Elles sont également sensibles aux différents revêtements thermo-protecteur et confinement et permettent de montrer par exemple, qu'1 μm sur la face avant du composite influe sur le signal de vitesse.
- La définition des seuils d'endommagement en configuration mono-pulse des composites stratifiés croisés de 1,8 ; 3 et 6 mm en régime confiné eau avec un dépot d'1 μm d'aluminium en face avant a été réalisée à 532 et 1053 nm avec des durées d'impulsion de 7, 10, 20 et 40 ns. Ces durées d'impulsions sont trop courtes pour induire des endommagements plus profond que le dernier interpli, ils sont donc tous localisés au même endroit. En revanche, les différents paramètres laser utilisés ont modifié le nombre de délaminages et leurs ouvertures.

Enfin, nous avons appliqué le procédé aux désassemblages des collages et à la création d'une plaque de référence avec des défauts maitrisés et nous avons pu montrer que :

- Le désassemblage d'échantillons de quelques centimètres de coté constitués de composite tissé 3D (T3D)/alliage de titane (TA6V4) ou TA6V4/T3D/TA6V4 en irradiant totalement la surface du coté titane en régime confiné avec du polymère est possible.
- La maitrise du procédé avec la détermination des seuils de délaminage simples et multiples du composite CFRP de 3 mm ainsi que la possibilité de déplacer le délaminage dans la profondeur de l'échantillon et d'augmenter sa taille perçue aux US avec une succession de tirs contigus ont été démontrés. La fiabilité des résultats a été prouvée au travers de la formation d'un délaminage en forme d'avion avec les moteurs séparés du reste du fuselage de 0,6 mm dans la profondeur. Les 79 tirs nécessaires à la formation de l'avion ont tous conduit à une seule délamination visible du la figure 5.26.

Les objectifs principaux de cette thèse ont donc été atteints. En revanche, les recherches qui ont



(a) (b)

FIGURE 5.26 – Résultats ultrason des C-scans de la plaque impactée par 79 tirs symétriques (a) en amplitude [%] et (b) en temps de vol [μs]

abouties aux résultats exposés ci-dessus ont soulevé à la fois des questions, qui restent ouvertes à ce jour, et des perspectives, nous allons les exposer dans le paragraphe suivant.

Perspectives

Les études expérimentales et numériques de l'interaction laser matière ont permis d'étendre les domaines de validé du code ESTHER et de mettre en équation les profils temporels de pression pour un large domaine de paramètres laser. On peut cependant noter que les très basses intensités (< 1 GW/cm^2), utiles pour les applications sur composites, ne sont toujours pas bien maitrisées par nos modèles. Ainsi, une extension du modèle aux basses intensités et la mise en équation des profils de pression sur un plus large spectre de paramètres est à prévoir. En addition, ESTHER est un code 1D qui ne permet pas de prendre en compte les effets 2D induits par les petites taches focales, ni de caractériser la pression en 2 dimensions. Un travail similaire à celui effectué sur ESTHER à l'aide d'un code 2D est donc à réaliser. La modélisation de la colle présente dans le scotch aluminium est également à améliorer jusqu'à ce que le recours à un facteur correctif pour reproduire les expériences ne soit plus utile. Enfin, la caractérisation numérique du plasma va être corrélée à des expériences de mesures de température prévues au CEA.

La caractérisation des composites stratifiés croisés avec différentes couches thermo-protectrices et

ablateurs en face avant de la cible a conduit à l'obtention de nombreux signaux de vitesses de surface libre qu'il est maintenant indispensable de modéliser pour comprendre les différents phénomènes induits. De plus, une caractérisation des matériaux dans les conditions expérimentales du procédé, avec en face avant du scotch aluminium est nécessaire.

Le procédé de désassemblage des collages composite/titane par chocs laser doit démontrer ses capacités sur des pièces de plus grandes tailles (de l'ordre de la dizaine à la centaine de centimètres) et de géométries plus complexes (pièces courbes) afin de pouvoir être considéré comme faisable dans l'industrie. De plus, la tenue nominale du collage doit être quantifiée avant la procédure de désassemblage et l'intégrité du composite doit être vérifiée après les tirs.

La formation d'endommagements maîtrisés par chocs laser symétriques a été démontrée sur une plaque de CFRP stratifié croisé de 3 mm d'épaisseur. Pour aller plus loin, on doit maintenant montrer notre capacité à induire des défauts de tailles et de positions connues sur d'autres épaisseurs et d'autres matériaux (par exemple du CFRP tissé 2D). De plus, durant les recherches qui ont conduit à ces résultats, nous avons mis en évidence l'asymétrie des endommagements lors d'un délaminage multiple de l'échantillon. Nous n'arrivons pour l'instant pas à expliquer ce phénomène et nous espérons que les simulations nous aiderons à améliorer notre compréhension des mécanismes induits.

Bibliographie

[1] Airbus, "A350 xwb family," https ://www.airbus.com/aircraft/passenger-aircraft/a350xwb-family/a350-1000.html, accessed : 10/2021.

[2] Y. Xu, J. Zhu, Z. Wu, Y. Cao, Y. Zhao et W. Zhang, "A review on the design of laminated composite structures : constant and variable stiffness design and topology optimization," *Advanced Composites and Hybrid Materials*, vol. 1, 09 2018.

[3] Airbus, "Airbus to showcase, the a350 1000 for the first time in russia during the maks 2021 international aerospace show," https ://www.airbus.com/newsroom/press-releases/en/2021/07/airbus-to-showcase-the-a3501000-for-the-first-time-in-russia-during-the-maks-2021-international-aerospace-show.html, accessed : 10/2021.

[4] D. Laporte, "Analyse de la réponse d'assemblages collés sous des sollicitations en dynamique rapide," Thèse de doctorat, 2011, thèse de doctorat dirigée par Boustie, Michel et Malaise, Frédéric Mécanique des matériaux Chasseneuil-du-Poitou, Ecole nationale supérieure de mécanique et d'aérotechnique 2011. [En ligne]. Disponible : http://www.theses.fr/2011ESMA0013

[5] R. Ecault, "Experimental and numerical investigations on the dynamic behaviour of aeronautic composites under laser shock - Optimization of a shock wave adhesion test for bonded composites," Thèse de doctorat, Ecole Nationale Supérieure de Mécanique et d'Aérotechnique, 2013. [En ligne]. Disponible : http://www.theses.fr/2013ESMA0031

[6] S. Bardy, "Contrôle et optimisation du test d'adhérence par choc laser sur assemblages collés," Thèse de doctorat, 2017, thèse de doctorat dirigée par Berthe, L. et Videau, L., Mécanique-matériaux Paris, ENSAM 2017. [En ligne]. Disponible : http://www.theses.fr/2017ENAM0061

[7] M. Sagnard, "Detection of weak bonds in bond ed cfrp assemblies using symmetrical laser shock adhesion test (s-lasat)," Thèse de doctorat, 2019, thèse de doctorat dirigée

par Berthe, L., Mécanique-matériaux (AM) Paris, ENSAM 2019. [En ligne]. Disponible : http://www.theses.fr/2019ENAM0022

[8] S. A. Engine, "Leap-1a : moteur de l'airbus a320neo," https ://www.safran-aircraft-engines.com/fr/moteurs-civils/avions-court-et-moyen-courriers/leap/leap-1a, accessed : 06/2021.

[9] C. International, "Leap engines - cfm intenational jet engines," https ://www.cfmaeroengines.com/engines/leap/, accessed : 06/2021.

[10] S. Group, "Leap engine continues to deliver," $https : //www.safran - group.com/fr/media/20150615_leap - engine - continues - deliver - english - only$, accessed : 06/2021.

[11] D.-J. van Heerden et R. Curran, *Aircraft Disposal and Recycling.* American Cancer Society, 2010. [En ligne]. Disponible : https://onlinelibrary.wiley.com/doi/abs/10.1002/9780470686652.eae355

[12] J. S. Ribeiro et J. de Oliveira Gomes, "Proposed framework for end-of-life aircraft recycling," *Procedia CIRP*, vol. 26, p. 311–316, 2015, 12th Global Conference on Sustainable Manufacturing – Emerging Potentials. [En ligne]. Disponible : https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S2212827114008610

[13] A. J. Inglis, L. Nebhani, O. Altintas, F. G. Schmidt et C. Barner-Kowollik, "Rapid bonding/debonding on demand : reversibly cross-linked functional polymers via diels- alder chemistry," *Macromolecules*, vol. 43, n°. 13, p. 5515–5520, 2010.

[14] C. Bandl, W. Kern et S. Schlögl, "Adhesives for "debonding-on-demand" : Triggered release mechanisms and typical applications," *International Journal of Adhesion and Adhesives*, vol. 99, p. 102585, 2020. [En ligne]. Disponible : https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0143749620300464

[15] N. Montinaro, D. Cerniglia et G. Pitarresi, "Evaluation of interlaminar delaminations in titanium-graphite fibre metal laminates by infrared ndt techniques," *NDT and E International*, vol. 98, p. 134–146, 2018. [En ligne]. Disponible : https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0963869517305443

[16] J. Segers, S. Hedayatrasa, E. Verboven, G. Poelman, W. Van Paepegem et M. Kersemans, "Efficient automated extraction of local defect resonance parameters in fiber reinforced

polymers using data compression and iterative amplitude thresholding," *Journal of Sound and Vibration*, vol. 463, p. 114958, 2019. [En ligne]. Disponible : https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0022460X19305206

[17] V. Dattoma, F. W. Panella, A. Pirinu et A. Saponaro, "Advanced ndt methods and data processing on industrial cfrp components," *Applied Sciences*, vol. 9, n°. 3, 2019. [En ligne]. Disponible : https://www.mdpi.com/2076-3417/9/3/393

[18] K. Mizukami, A. S. b. Ibrahim, K. Ogi, N. Matvieieva, I. Kharabet, M. Schulze et H. Heuer, "Enhancement of sensitivity to delamination in eddy current testing of carbon fiber composites by varying probe geometry," *Composite Structures*, vol. 226, p. 111227, 2019. [En ligne]. Disponible : https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0263822319303514

[19] C. Maierhofer, N. Rothbart, M. Goldammer, F. Hohlstein, J. Koch, I. Kryukov, G. Mahler, B. Stotter, G. Walle, B. Oswald-Tranta et M. Sengebusch, "A round robin test of flash thermography - detectability and quantification of artificial and natural defects in cfrp and metal structures," *Quantitative InfraRed Thermography*, 2016.

[20] J. Liu, Y. Liu, F. Wang et Y. Wang, "Study on probability of detection (pod) determination using lock-in thermography for nondestructive inspection (ndi) of cfrp composite materials," *Infrared Physics and Technology*, vol. 71, p. 448–456, 2015. [En ligne]. Disponible : https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S1350449515001449

[21] Q. Shi, J. Liu, W. Liu, F. Wang et Y. Wang, "Barker-coded modulation laser thermography for cfrp laminates delamination detection," *Infrared Physics and Technology*, vol. 98, p. 55–61, 2019. [En ligne]. Disponible : https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S1350449518308867

[22] F. Bentouhami, B. Campagne, E. Cuevas, T. Drake, M. Dubois, T. Fraslin, P. Piñeiro, J. Serrano et H. Voillaume, "Lucie-a flexible and powerful laser ultrasonic system for inspection of large cfrp components," dans *2nd International Symposium on Laser Ultrasonics, Talence (France)*, 2010.

[23] G. Poelman, S. Hedayatrasa, J. Segers, J. A. C. Tellez, W. V. Paepegem et M. Kersemans, "Optical infrared thermography of cfrp with artificial defects : Performance of various post-processing techniques," *Proceedings*, vol. 2, n°. 8, 2018. [En ligne]. Disponible : https://www.mdpi.com/2504-3900/2/8/457

[24] A. Ammar, B. Mokdad, F. Chinesta et R. Keunings, “A new family of solvers for some classes of multidimensional partial differential equations encountered in kinetic theory modeling of complex fluids,” *Journal of Non-Newtonian Fluid Mechanics*, vol. 139, n°. 3, p. 153–176, 2006. [En ligne]. Disponible : https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0377025706001662

[25] F. Chinesta, R. Keunings et A. Leygue, *The proper generalized decomposition for advanced numerical simulations : a primer.* Springer Science and Business Media, 2013.

[26] N. C. Anderholm et A. Goodman, “Method and apparatus for measuring adhesion of material bonds,” sept. 20 1971, uS Patent 3,605,486.

[27] J. Vossen, “Measurements of film-substrate bond strength by laser spallation,” *Adhesion Measurement of Thin Films, Thick Films and Bulk Coatings*, 01 1978.

[28] T. Antoun, L. Seaman, D. R. Curran, G. I. Kanel, S. V. Razorenov et U. A. V., *Spall Fracture*, 1er éd. Springer-Verlag New York, 2003.

[29] M. A. Meyers, *Dynamic Behavior of Materials*, 1994.

[30] L. Berthe, N. Bezaeva, J. Gattaceca, M. Boustie, T. De Rességuier et P. Rochette, “Behavior of basalt under laser-induced shock-wave application to the planetary hypervelocity impact effect,” *Journal of Laser Applications*, vol. 23, n°. 1, 2011. [En ligne]. Disponible : https://www.scopus.com/inward/record.uri?eid=2-s2.0-79955422682&doi=10.2351%2f1.3556591&partnerID=40&md5=8af84cb164bbb2c594de023600a9f737

[31] G. A. Askaryon et E. Morez, “Use of laser generated shocks to improve metals and alloys,” *JETP LETT*, vol. 16, p. 1638, 1963.

[32] P. Mora, “Theoretical model of absorption of laser light by a plasma,” *Physics of Fluids*, vol. 25, n°. 6, p. 1051–1056, 1982.

[33] R. Ambartsumyan, N. Basov, V. Boiko, V. Zuev, O. Krokhin, P. Kryukov, Y. Senat-Skii et Y. Stoilov, “Heating of Matter by Focused Laser Radiation,” *Soviet Journal of Experimental and Theoretical Physics*, vol. 21, n°. February, p. 1061, 1965.

[34] P. Peyre et R. Fabbro, “Laser shock processing : a review of the physics and applications,” *Optical and Quantum Electronics*, vol. 27, n°. 12, p. 1213–1229, 1995.

[35] J. A. Fox, “Effect of water and paint coatings on laser-irradiated targets,” *Applied Physics Letters*, vol. 24, n°. 10, p. 461–464, 1974.

[36] R. Fabbro, J. Fournier, P. Ballard, D. Devaux et J. Virmont, “Physical study of laser-produced plasma in confined geometry,” *Journal of Applied Physics*, vol. 68, n°. 2, 1990.

[37] X. Hong, S. Wang, D. Guo, H. Wu, J. Wang, Y. Dai, X. Xia et Y. Xie, “Confining medium and absorptive overlay : Their effects on a laser-induced shock wave,” *Optics and Lasers in Engineering*, vol. 29, n°. 6, p. 447–455, 1998.

[38] J. O’Keefe et C. Skeen, “Laser-induced stress-wave and impulse augmentation,” *Applied Physics Letters*, vol. 21, n°. 10, p. 464–466, 1972. [En ligne]. Disponible : https://doi.org/10.1063/1.1654220

[39] A. Sollier, “Etude des plasmas générés par interaction laser-matière en régime confiné : application au traitement des matériaux par choc laser,” Thèse de doctorat, 2002, thèse de doctorat dirigée par R. Fabbro. [En ligne]. Disponible : http://www.theses.fr/2002VERS014V

[40] 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 et L. Berthe, “Laser shock peening : toward the use of pliable polid polymers for confinement,” *Metals*, vol. 9, n°. 7, 2019. [En ligne]. Disponible : https://www.scopus.com/inward/record.uri?eid=2-s2.0-85073278602&doi=10.3390%2fmet9070793&partnerID=40&md5=69e376f65aee5b87fa2d2dc7452b9220

[41] N. C. Anderholm, “Laser-generated stress waves,” *Applied Physics Letters*, vol. 16, n°. 3, p. 113–115, 1970. [En ligne]. Disponible : https://doi.org/10.1063/1.1653116

[42] L. Berthe, R. Fabbro, P. Peyre, L. Tollier et E. Bartnicki, “Shock waves from a water-confined laser-generated plasma,” *Journal of Applied Physics*, vol. 82, n°. 6, p. 2826–2832, 1997. [En ligne]. Disponible : https://www.scopus.com/inward/record.uri?eid=2-s2.0-0000917151&doi=10.1063%2f1.366113&partnerID=40&md5=fe2a648cc7f3088962a22dee9ba40dde

[43] L. Berthe, “Processus de claquage de milieux transparents sous irradiation laser. application au choc laser en régime de confinement par eau.” Thèse de doctorat, Paris XI Orsay, 1998.

[44] 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, 2016, thèse de doctorat dirigée par Berthe, L. et Peyre, P., Mécanique-matériaux Paris, ENSAM 2016. [En ligne]. Disponible : http://www.theses.fr/2016ENAM0073

[45] V. Gupta, A. Argon, J. Cornie et D. Parks, “Measurement of interface strength by laser-pulse-induced spallation,” *Materials Science and Engineering : A*, vol. 126, n°. 1, p.

105–117, 1990, structural Materials : Properties, Microstructure and Processing. [En ligne]. Disponible : https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/092150939090116K

[46] M. Boustie, E. Auroux, J.-P. Romain, A. Bertoli et D. Manesse, "Determination of the bond strength of some microns coatings using the laser shock technique," *The European Physical Journal Applied Physics*, vol. 5, n°. 2, p. 149–153, 1999.

[47] M. Zhou, Y. Zhang, L. Cai, Z. Shen, Z. X.R. et Z. S.Y., "Optical interferometry diagnostics in laser-induced spallation on film–substrate systems," *Surface and Coatings Technology*, vol. 165, n°. 2, p. 146–153, 2003. [En ligne]. Disponible : https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0257897202007739

[48] J. Wang, R. L. Weaver et N. R. Sottos, "A parametric study of laser induced thin film spallation," *Experimental Mechanics*, vol. 42, n°. 1, p. 74–83, 2002.

[49] C. Bolis, L. Berthe, M. Boustie, M. Arrigoni, S. Barradas et M. Jeandin, "Physical approach to adhesion testing using laser-driven shock waves," *Journal of Physics D : Applied Physics*, vol. 40, n°. 10, p. 3155–3163, 2007. [En ligne]. Disponible : https://www.scopus.com/inward/record.uri?eid=2-s2.0-34250191008&doi=10.1088%2f0022-3727%2f40%2f10%2f019&partnerID=40&md5=6e4d2398c151a5f6e97aff9f57b112d9

[50] V. Guipont, M. Jeandin, S. Bansard, K. Khor, M. Nivard, L. Berthe, J.-P. Cuq-Lelandais et M. Boustie, "Bond strength determination of hydroxyapatite coatings on ti-6al-4v substrates using the laser shock adhesion test (lasat)," *Journal of Biomedical Materials Research - Part A*, vol. 95, n°. 4, p. 1096–1104, 2010. [En ligne]. Disponible : https://www.scopus.com/inward/record.uri?eid=2-s2.0-78449308587&doi=10.1002%2fjbm.a.32907&partnerID=40&md5=679816ce9eee5f20b76d2f02a5be273f

[51] M. Arrigoni, M. Boustie, C. Bolis, S. Barradas, L. Berthe et M. Jeandin, *Shock Mechanics and Interfaces*, 2013. [En ligne]. Disponible : https://www.scopus.com/inward/record.uri?eid=2-s2.0-84886661244&doi=10.1002%2f9781118561669.ch7&partnerID=40&md5=a838fa868657406bd4c3ceb2ce90e19b

[52] S. Barradas, M. Jeandin, C. Bolis, L. Berthe, M. Arrigoni, M. Boustie et G. Barbezat, "Study of adhesion of protal® copper coating of al 2017 using the laser shock adhesion test (lasat)," *Journal of Materials Science*, vol. 39, n°. 8, p. 2707–2716, 2004. [En ligne]. Dis-

ponible : https://www.scopus.com/inward/record.uri?eid=2-s2.0-2142708691&doi=10.1023%2fB%3aJMSC.0000021445.74736.b3&partnerID=40&md5=f4f61182f76223b9adf6f253ca805692

[53] S. Barradas, R. Molins, M. Jeandin, M. Arrigoni, M. Boustie, C. Bolis, L. Berthe et M. Ducos, "Application of laser shock adhesion testing to the study of the interlamellar strength and coating-substrate adhesion in cold-sprayed copper coating of aluminum," *Surface and Coatings Technology*, vol. 197, n°. 1, p. 18–27, 2005. [En ligne]. Disponible : https://www.scopus.com/inward/record.uri?eid=2-s2.0-18444363026&doi=10.1016%2fj.surfcoat.2004.08.222&partnerID=40&md5=a3427979ae9f597961fc398f671e3fa0

[54] I. Gilath, S. Eliezer et S. Shkolnik, "Spall behaviour of carbon epoxy unidirectional composites as compared to aluminum and iron," *Journal of composite materials*, vol. 24, n°. 11, p. 1138–1151, 1990.

[55] A. Yu et V. Gupta, "Measurement of in situ fiber/matrix interface strength in graphite/epoxy composites," *Composites Science and Technology*, vol. 58, n°. 11, p. 1827–1837, 1998. [En ligne]. Disponible : https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0266353898000487

[56] M. Perton, A. Blouin, Z. Gu, J.-P. Monchalin, . Gay, L. Berthe, M. Boustie et M. Arrigoni, "Laser shock waves for adhesive bond testing," 2010. [En ligne]. Disponible : $https://www.scopus.com/inward/record.uri?eid=2-s2.0-85056021672&partnerID=40&md5=4ea41a8cc6f2afda04ad6168331d4f78$

[57] E. Gay, L. Berthe, M. Boustie, M. Arrigoni, P. Mercier et J. Bénier, "Experimental study of composite damage under laser shock [itude expérimentale de l'endommagement de composites sous choc laser]," *Materiaux et Techniques*, vol. 100, n°. 6-7, p. 703–712, 2012. [En ligne]. Disponible : https://www.scopus.com/inward/record.uri?eid=2-s2.0-84871575918&doi=10.1051%2fmattech%2f2012029&partnerID=40&md5=b97a9b580dd1efa0231127102b5dadca

[58] E. Gay, L. Berthe, E. Buzaud, M. Boustie et M. Arrigoni, "Shock adhesion test for composite bonded assembly using a high pulsed power generator," *Journal of Applied Physics*, vol. 114, n°. 1, 2013. [En ligne]. Disponible : https://www.scopus.com/inward/record.uri?eid=2-s2.0-84880865917&doi=10.1063%2f1.4811696&partnerID=40&md5=5e70cd2d70550430f9bd7ae861b85d20

[59] E. Gay, L. Berthe, M. Boustie, M. Arrigoni et E. Buzaud, "Effects of the shock duration on the response of cfrp composite laminates," *Journal*

of Physics D : Applied Physics, vol. 47, n°. 45, 2014. [En ligne]. Disponible : https://www.scopus.com/inward/record.uri?eid=2-s2.0-84908539726&doi=10.1088%2f0022-3727%2f47%2f45%2f455303&partnerID=40&md5=040b72b35f5ccd6559faa96ae4526dcb

[60] E. Gay, "Comportement de composites sous choc induit par laser : Développement de l'essai d'adhérence par choc des assemblages de composites collés." Thèse de doctorat, 2011, thèse de doctorat dirigée par Berthe, L., Boustie M. et Arrigoni M., Mécanique-matériaux Paris, ENSAM 2011. [En ligne]. Disponible : hhttps://www.theses.fr/2011ENAM0033

[61] S. Bardy, B. Aubert, T. Bergara, L. Berthe, P. Combis, D. Hébert, E. Lescoute, Y. Rouchausse et L. Videau, "Development of a numerical code for laser-induced shock waves applications," *Optics and Laser Technology*, vol. 124, 2020. [En ligne]. Disponible : https://www.scopus.com/inward/record.uri?eid=2-s2.0-85076163391&doi=10.1016%2fj.optlastec.2019.105983&partnerID=40&md5=79e868d5efc4f9226dbc90bf1de3fc05

[62] R. Ecault et L. Berthe, "Piece de référence pour test ultrasonore de matériaux composites et procédé de réalisation d'une telle pièce." juill. 03 2017, demande numéro FR3068473 (A1).

[63] M. Ghrib, L. Berthe, M. Mechbal, N. Rébillat, M. Guskov, R. Ecault et N. Bedreddine, "Generation of controlled delaminations in composites using symmetrical laser shock configuration," *Compos. Struc.*, vol. 171, p. 286–297, 2017. [En ligne]. Disponible : https://doi.org/10.1016/j.compstruct.2017.03.039

[64] G. Tahan, "Étude des assemblages collés sous choc - propriétés mécaniques après choc laser," Thèse de doctorat, 2018, thèse de doctorat dirigée par Thévenet, D. Arrigoni, M. et Bidaud, P., Mécanique des solides, des matériaux, des structures et des surfaces Brest, École nationale supérieure de techniques avancées Bretagne 2018. [En ligne]. Disponible : http://www.theses.fr/2018ENTA0014

[65] R. W. Lee, S. J. Moon, H.-K. Chung, W. Rozmus, H. A. Baldis, G. Gregori, R. C. Cauble, O. L. Landen, J. S. Wark, A. Ng, S. J. Rose, C. L. Lewis, D. Riley, J.-C. Gauthier et P. Audebert, "Finite temperature dense matter studies on next-generation light sources," *J. Opt. Soc. Am. B*, vol. 20, n°. 4, p. 770–778, Apr 2003. [En ligne]. Disponible : http://josab.osa.org/abstract.cfm?URI=josab-20-4-770

[66] N. Bloembergen, "Laser-induced electric breakdown in solids," *IEEE Journal of Quantum Electronics*, vol. 10, n°. 3, p. 375–386, 1974.

[67] P. K. Kennedy, “A first-order model for computation of laser-induced breakdown thresholds in ocular and aqueous media. i. theory,” *IEEE journal of quantum electronics*, vol. 31, n°. 12, p. 2241–2249, 1995.

[68] J. Noack et 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*, vol. 35, n°. 8, p. 1156–1167, 1999.

[69] L. M. Barker, “Laser interferometry in shock- wave research,” *ASME, New Mexico Sec and Univ of New Mexico, Proc 11th Annu Symp on Exp Mech, Albuquerque, NMex*, p. 121–133, 1972.

[70] J. Romain et D. Zagouri, “Laser-shock studies using an electromagnetic gauge for particle velocity measurements,” dans *Shock Compression of Condensed Matter–1991*, S. Schimdt, R. Dick, J. Forbes et D. Tasker, édit. Amsterdam : Elsevier, 1992, p. 801–804. [En ligne]. Disponible : https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/B9780444897329501837

[71] B. Fairand, A. Clauer, R. Jung et B. Wilcox, “Quantitative assessment of laser-induced stress waves generated at confined surfaces,” *Applied Physics Letters*, vol. 25, n°. 8, p. 431–433, 1974.

[72] S. Couturier, “Etude de nouveaux capteurs piézoélectriques à base de pvdf - application à la caractérisation de chocs brefs et intenses induits par impulsion laser,” Thèse de doctorat, 1996, thèse de doctorat dirigée par Jean-Pierre Romain, Énergétique Poitiers 1996. [En ligne]. Disponible : http://www.theses.fr/1996POIT2301

[73] L. Tollier, “Caractérisation de chocs-laser à éclairements modérés par interférométrie doppler visar ; application à l’étude de l’endommagement par écaillage de matériaux métalliques,” Thèse de doctorat, 1996, thèse de doctorat dirigée par J.P. Romain. [En ligne]. Disponible : http://www.theses.fr/1996POIT2287

[74] J. Grun, R. Decoste, B. H. Ripin et J. Gardner, “Characteristics of ablation plasma from planar, laser-driven targets,” *Applied Physics Letters*, vol. 39, n°. 7, p. 545–547, 1981. [En ligne]. Disponible : https://doi.org/10.1063/1.92788

[75] C. Phipps, T. Turner, R. Harrison, G. York, W. Osborne, G. Anderson, X. Corlis, L. Haynes, H. Steele, K. Spicochi et T. King, “Impulse coupling to targets in vacuum by krf, hf, and co2 single-pulse lasers,” *Journal of Applied Physics*, vol. 64, p. 1083 – 1096, 09 1988.

[76] A. Caruso, B. Bertotti et P. Giupponi, “Ionization and heating of solid material by means of a laser pulse,” *Il Nuovo Cimento B (1965-1970)*, vol. 45, n°. 2, p. 176–189, 1966.

[77] A. Caruso et R. Gratton, “Some properties of the plasmas produced by irradiating light solids by laser pulses,” *Plasma Physics*, vol. 10, n°. 9, p. 867, 1968.

[78] N. I. V., “Steady-state motion of radiation-heated vapors of a material in the presence of lateral spreading flow,” *Journal of Applied Mathematics and Mechanics*, vol. 31, n°. 2, p. 320–339, 1967.

[79] R. D. Griffin, B. L. Justus, A. J. Campillo et L. S. Goldberg, “Interferometric studies of the pressure of a confined laser-heated plasma,” *Journal of applied physics*, vol. 59, n°. 6, p. 1968–1971, 1986.

[80] D. Devaux, “Caracterisation des plasmas formes par laser impulsionnel en geometrie confinee. application au choc laser,” Thèse de doctorat, 1993, thèse de doctorat dirigée par Fitaire, M., Physique Paris 11 1993. [En ligne]. Disponible : http://www.theses.fr/1993PA112323

[81] C. Bathias, *Matériaux composites*, ser. Collection Technique et ingénierie : Mécanique et Matériaux. Dunod, 2020. [En ligne]. Disponible : https://books.google.fr/books?id=CYFkzQEACAAJ

[82] J. Bertholot, *Matériaux composites (5e éd.)*. Lavoisier, 2012. [En ligne]. Disponible : https://books.google.fr/books?id=x1yvAgAAQBAJ

[83] G. Couégnat, “Approche multiéchelle du comportement mécanique de matériaux composites à renfort tissé,” Thèse de doctorat, 2008, thèse de doctorat dirigée par Lamon, J. et Martin, É., Sciences physiques. Mécanique et ingénierie Bordeaux 1 2008. [En ligne]. Disponible : http://www.theses.fr/2008BOR13731

[84] J. Renard, *Elaboration, microstructure et comportement des matériaux composites à matrice polymère*. Hermes, 2005. [En ligne]. Disponible : https://hal.archives-ouvertes.fr/hal-00160397

[85] M. Hirsekorn, L. Marcin et T. Godon, “Multi-scale modeling of the viscoelastic behavior of 3d woven composites,” *Composites Part A : Applied Science and Manufacturing*, vol. 112, p. 539–548, 2018. [En ligne]. Disponible : https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S1359835X18302720

[86] J. E. Field, S. M. Walley, W. G. Proud, H. T. Goldrein et C. R. Siviour, “Review of experimental techniques for high rate deformation and shock studies,” *International journal of impact engineering*, vol. 30, n°. 7, p. 725–775, 2004.

[87] R. M.O.W et W. M.J., “Review of low-velocity impact properties of composite materials,” *Composites Part A : Applied Science and Manufacturing*, vol. 27, n°. 12, p. 1123–1131, 1996. [En ligne]. Disponible : https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/1359835X96000747

[88] S. Abrate, “Impact on laminated composite materials,” 1991.

[89] P. O. Sjoblom, J. T. Hartness et T. M. Cordell, “On low-velocity impact testing of composite materials,” *Journal of composite materials*, vol. 22, n°. 1, p. 30–52, 1988.

[90] K. N. Shivakumar, W. Elber et W. Illg, “Prediction of low-velocity impact damage in thin circular laminates,” *AIAA journal*, vol. 23, n°. 3, p. 442–449, 1985.

[91] S. A. Bordzilovsky, S. M. Karakhanov et L. A. Merzhievsky, “Shock response of a unidirectional composite at various orientation of fibers,” dans *AIP Conference Proceedings*, vol. 429, n°. 1. American Institute of Physics, 1998, p. 545–548.

[92] W. Riedel, H. Nahme et K. Thoma, “Equation of state properties of modern composite materials : Modeling shock, release and spallation,” dans *AIP Conference Proceedings*, vol. 706, n°. 1. American Institute of Physics, 2004, p. 701–706.

[93] Y. N. Kim, K. H. Im, K. S. Lee, Y. J. Cho, S. H. Kim et I. Y. Yang, “Experimental approach on the behavior of composite laminated shell under transverse impact loading,” dans *AIP Conference Proceedings*, vol. 760, n°. 1. American Institute of Physics, 2005, p. 1100–1106.

[94] S. Katz, E. Zaretsky, E. Grossman et H. Wagner, “Dynamic tensile strength of organic fiber-reinforced epoxy micro-composites,” *Composites science and technology*, vol. 69, n°. 7-8, p. 1250–1255, 2009.

[95] M. S. Qatu, R. W. Sullivan et W. Wang, “Recent research advances on the dynamic analysis of composite shells : 2000–2009,” *Composite Structures*, vol. 93, n°. 1, p. 14–31, 2010.

[96] S. Abrate, “Modeling of impacts on composite structures,” *Composite structures*, vol. 51, n°. 2, p. 129–138, 2001.

[97] M. Lissner, “Characterisation and modelling of the rate-dependent behaviour of adhesive bonded interfaces,” Thèse de doctorat, University of Oxford, 2019.

[98] D. Liu, “Impact-induced delamination—a view of bending stiffness mismatching,” *Journal of Composite Materials*, vol. 22, n°. 7, p. 674–692, 1988. [En ligne]. Disponible : https://doi.org/10.1177/002199838802200706

[99] J. Rhymer, H. Kim et D. Roach, “The damage resistance of quasi-isotropic carbon/epoxy composite tape laminates impacted by high velocity ice,” *Composites Part A : Applied Science and Manufacturing*, vol. 43, n°. 7, p. 1134–1144, 2012. [En ligne]. Disponible : https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S1359835X12000851

[100] R. Ecault, F. Touchard, L. Berthe et M. Boustie, “Laser shock adhesion test numerical optimization for composite bonding assessment,” *Composite Structures*, vol. 247, 2020. [En ligne]. Disponible : https://www.scopus.com/inward/record.uri?eid=2-s2.0-85084517655&doi=10.1016%2fj.compstruct.2020.112441&partnerID=40&md5=31730e445a119bf3a3bc2a5bf93bd758

[101] M. Ducousso, S. Bardy, Y. Rouchausse, T. Bergara, F. Jenson, L. Berthe, L. Videau et N. Cuvillier, “Quantitative evaluation of the mechanical strength of titanium/composite bonding using laser-generated shock waves,” *Applied Physics Letters*, vol. 112, n°. 11, 2018. [En ligne]. Disponible : https://www.scopus.com/inward/record.uri?eid=2-s2.0-85043997939&doi=10.1063%2f1.5020352&partnerID=40&md5=ebd53d5c448d1e52384b6923fc2e4613

[102] S. Minshall, “Separation of a Shock Wave Into Elastic and Plastic Waves, and Measurement of the Pressure of the Elastic Wave,” Oak Ridge, Tennessee, Rapport technique, 1953. [En ligne]. Disponible : https://digital.library.unt.edu/ark:/67531/metadc172784/

[103] L. M. Barker et R. E. Hollenbach, “Laser interferometer for measuring high velocities of any reflecting surface,” *Journal of Applied Physics*, vol. 43, n°. 11, p. 4669–4675, 1972. [En ligne]. Disponible : https://doi.org/10.1063/1.1660986

[104] ——, “Interferometer technique for measuring the dynamic mechanical properties of materials,” *Review of Scientific Instruments*, vol. 36, n°. 11, p. 1617–1620, 1965. [En ligne]. Disponible : https://doi.org/10.1063/1.1719405

[105] A. Benuzzi-Mounaix, M. Koenig, G. Huser, B. Faral, D. Batani, E. Henry, M. Tomasini, B. Marchet, T. A. Hall, M. Boustie, T. De Rességuier, M. Hallouin, F. Guyot, D. Andrault et T. Charpin, “Absolute equation of state measurements of iron using laser driven shocks,” *Physics of Plasmas*, vol. 9, n°. 6, p. 2466–2469, 2002. [En ligne]. Disponible : https://doi.org/10.1063/1.1478557

[106] P. M. Celliers, G. W. Collins, L. B. Da Silva, D. M. Gold et R. Cauble, “Accurate measurement of laser-driven shock trajectories with velocity interferometry,” *Applied Physics Letters*, vol. 73, n°. 10, p. 1320–1322, 1998. [En ligne]. Disponible : https://doi.org/10.1063/1.121882

[107] S. A. Novikov, “Shear stress and spall strength of materials under shock loads (review),” *Journal of Applied Mechanics and Technical Physics*, vol. 22, n°. 3, p. 385–394, mai 1981. [En ligne]. Disponible : https://doi.org/10.1007/BF00907567

[108] C. Speight et P. Taylor, “Dynamic fracture criteria from free surface velocity measurements,” *Metallurgical applications of shock-wave and high-strain-rate phenomena*, p. 805–820, 1986.

[109] C. Speight, P. Taylor et A. Wallace, “Observations of spallation and attenuation effects in aluminium and beryllium from free-surface velocity measurements,” dans *Metallurgical effects at high strain rates.* Springer, 1973, p. 429–442.

[110] M. A. Meyers, K. P. Staudhammer et L. E. Murr, *Metallurgical applications of shock-wave and high-strain-rate phenomena.* Marcel Dekker New York, 1986.

[111] L. Tollier et R. Fabbro, “Study of the laser-driven spallation process by the VISAR interferometry technique. II. Experiment and simulation of the spallation process,” *Journal of Applied Physics*, vol. 83, n°. 3, p. 1231–1237, 1998.

[112] P. Mercier, J. Benier, A. Azzolina, J. Lagrange et D. Partouche, “Photonic doppler velocimetry in shock physics experiments,” dans *Journal de Physique IV (Proceedings)*, vol. 134. EDP sciences, 2006, p. 805–812.

[113] P. Mercier, J. Bénier, P. A. Frugier, G. Contencin, J. Veaux, S. Lauriot-Basseuil et M. Debruyne, “Heterodyne velocimetry and detonics experiments,” dans *28th International Congress on High-Speed Imaging and Photonics*, H. Kleine et M. P. B. Guillen, édit., vol. 7126, International Society for Optics and Photonics. SPIE, 2009, p. 554 – 563. [En ligne]. Disponible : https://doi.org/10.1117/12.820433

[114] G. Prudhomme, “Étude du nuage de particules éjectées sous choc : apports de la vélocimétrie hétérodyne,” Thèse de doctorat. [En ligne]. Disponible : http://www.theses.fr/2014ENAM0044

[115] G. Prudhomme, P. Mercier et L. Berthe, “Pdv experiments on shock-loaded particles,” vol. 500, n°. PART 14, 2014. [En ligne]. Disponible : https://www.scopus.com/inward/record.uri?eid=2-s2.0-84902349684&doi=10.1088%2f1742-6596%2f500%2f14%2f142027&partnerID=40&md5=8a510520c4df59d85afc3598aeb1a492

[116] J. Dumont-Fillon, “Contrôle non destructif (cnd),” *Techniques de l’ingénieur CND : méthodes globales et volumiques*, vol. base documentaire : TIB585DUO., n°. ref. article : r1400, 1996.

[117] P. Malinowski, T. Wandowski, W. Ostachowicz, A. Christopoulos, I. Koulalis, K. Kitsianos, G. Kanterakis, R. Ecault, R. Stoessel, D. Segur, L. Berthe, M. Sagnard, F. Touchard, M. Boustie, W. Leite Cavalcanti et K. Brune, "Study of cfrp adhesive bonds influenced by factors encountered during aircraft operations," vol. 10598, 2018. [En ligne]. Disponible : https://www.scopus.com/inward/record.uri?eid=2-s2.0-85049596200&doi=10.1117%2f12.2294616&partnerID=40&md5=416db9140de6923dff1d217880a08023

[118] P. Wright, X. Fu, I. Sinclair et S. Spearing, "Ultra high resolution computed tomography of damage in notched carbon fiber—epoxy composites," *Journal of Composite Materials*, vol. 42, n°. 19, p. 1993–2002, 2008. [En ligne]. Disponible : https://doi.org/10.1177/0021998308092211

[119] M. Sagnard, R. Ecault, F. Touchard, M. Boustie et L. Berthe, "Development of the symmetrical laser shock test for weak bond inspection," *Optics and Laser Technology*, vol. 111, p. 644–652, 2019. [En ligne]. Disponible : https://www.scopus.com/inward/record.uri?eid=2-s2.0-85055905228&doi=10.1016%2fj.optlastec.2018.10.052&partnerID=40&md5=068f0fecdba3fabcc3bd948889836848

[120] G. Bégué, G. Fabre, V. Guipont, M. Jeandin, P. Bilhe, J. Guédou et F. Lepoutre, "Laser shock adhesion test (lasat) of eb-pvd tbcs : Towards an industrial application," *Surface and Coatings Technology*, vol. 237, p. 305–312, 2013, proceedings of the 40th International Conference on Metallurgical Coatings and Thin Films (ICMCTF). [En ligne]. Disponible : https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0257897213006853

[121] B. Ehrhart, R. Ecault, F. Touchard, M. Boustie, L. Berthe, C. Bockenheimer et B. Valeske, "Development of a laser shock adhesion test for the assessment of weak adhesive bonded cfrp structures," *International Journal of Adhesion and Adhesives*, vol. 52, p. 57–65, 2014. [En ligne]. Disponible : https://www.scopus.com/inward/record.uri?eid=2-s2.0-84899881519&doi=10.1016%2fj.ijadhadh.2014.04.002&partnerID=40&md5=d5cf53737fcdc708824fda37f46d1a9c

[122] M. Ghrib, L. Berthe, N. Mechbal, M. Rébillat, M. Guskov, R. Ecault et N. Bedreddine, "Generation of controlled delaminations in composites using symmetrical laser shock configuration," *Composite Structures*, vol. 171, p. 286–297, 2017. [En ligne]. Disponible : https://www.scopus.com/inward/record.uri?eid=2-s2.0-85015786859&doi=10.1016%2fj.compstruct.2017.03.039&partnerID=40&md5=eb215aad624fd5bdc829c2666423d831

[123] A. Mirone, E. Brun, E. Gouillart, P. Tafforeau et J. Kieffer, “The pyhst2 hybrid distributed code for high speed tomographic reconstruction with iterative reconstruction and a priori knowledge capabilities,” *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B : Beam Interactions with Materials and Atoms*, vol. 324, p. 41–48, 2014.

[124] M. Scius-Bertrand, L. Videau, A. Rondepierre, E. Lescoute, Y. Rouchausse, J. Kaufman, D. Rostohar, J. Brajer et 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*, vol. 54, n°. 5, 2020.

[125] A. H. Clauer, B. P. Fairand et B. A. Wilcox, “Laser shock hardening of weld zones in aluminum alloys,” *Metallurgical Transactions A*, vol. 8, p. 1871–1876, 1977.

[126] C. S. Montross, T. Wei, L. Ye, G. Clark et Y.-W. Mai, “Laser shock processing and its effects on microstructure and properties of metal alloys : a review,” *International Journal of Fatigue*, vol. 24, n°. 10, p. 1021 – 1036, 2002. [En ligne]. Disponible : http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0142112302000221

[127] Jean-Paul Cuq-Lelandais, “Etude du comportement dynamique de matériaux sous choc laser sub-picoseconde,” Thèse de doctorat, 2010.

[128] M. Boustie, J. Cuq-Lelandais, C. Bolis, L. Berthe, S. Barradas, M. Arrigoni, T. De Resseguier et M. Jeandin, “Study of damage phenomena induced by edge effects into materials under laser driven shocks,” *Journal of Physics D : Applied Physics*, vol. 40, n°. 22, p. 7103–7108, 2007. [En ligne]. Disponible : https://www.scopus.com/inward/record.uri?eid=2-s2.0-36448978537&doi=10.1088%2f0022-3727%2f40%2f22%2f036&partnerID=40&md5=531d53518f615c777e2d07dee2ba2dca

[129] S. Bardy, B. Aubert, L. Berthe, P. Combis, D. Hébert, E. Lescoute, J.-L. Rullier et L. Videau, “Numerical study of laser ablation on aluminum for shock-wave applications : development of a suitable model by comparison with recent experiments,” *Optical Engineering*, vol. 56, n°. 1, p. C7–132, 2016.

[130] J. P. Colombier, P. Combis, F. Bonneau, R. Le Harzic et E. Audouard, “Hydrodynamic simulations of metal ablation by femtosecond laser irradiation,” *Physical Review B - Condensed Matter and Materials Physics*, vol. 71, n°. 16, p. 1–6, 2005.

[131] J. P. Cuq-Lelandais, M. Boustie, L. Berthe, T. De Rességuier, P. Combis, J. P. Colombier, M. Nivard et A. Claverie, "Spallation generated by femtosecond laser driven shocks in thin metallic targets," *Journal of Physics D : Applied Physics*, vol. 42, n°. 6, 2009.

[132] E. D. Palik, *Handbook of optical constants of solids.* Academic press, 1998, vol. 3.

[133] L. Spitzer, *Physics of fully ionized gases.* Courier Corporation, 2006.

[134] K. R. Cochrane, M. D. Knudson, T. A. Haill, M. P. Desjarlais, J. Lawrence et G. S. Dunham, "Aluminum equation of state validation and verification for the alegra hedp simulation code." Sandia National Laboratories (SNL), Albuquerque, NM, and Livermore, CA, Rapport technique, 2006.

[135] D. J. Steinberg, S. G. Cochran et M. W. Guinan, "A constitutive model for metals applicable at high-strain rate," *Journal of Applied Physics*, vol. 51, n°. 3, p. 1498–1504, 1980.

[136] M. Bhowmick, W. P. Basset, S. Matveev, L. Salvati et D. D. Dlott, "Optical windows as materials for high-speed shock wave detectors," *AIP Advances*, vol. 8, n°. 12, p. 125123, 2018. [En ligne]. Disponible : https://doi.org/10.1063/1.5055676

[137] S. Brygoo, "Chocs laser sur le diamant, l'hélium et l'hydrogène : une étude expérimentale de la warm dense matter," Thèse de doctorat, 2006, thèse de doctorat dirigée par Loubeyre, P., Physique Palaiseau, Ecole polytechnique 2006. [En ligne]. Disponible : http://www.theses.fr/2006EPXX0037

[138] L. Videau, "Etude de l'interaction laser-matière du solide au plasma," 2020, habilitation à diriger des recherches. [En ligne]. Disponible : https://tel.archives-ouvertes.fr/tel-03129739/file/hdrv_videau.pdf

[139] L. Tollier, R. Fabbro et E. Bartnicki, "Study of the laser-driven spalliation process by the velocity interferometer system for any reflector interferometry technique. i. laser-shock characterization," *Journal of Applied Physics*, vol. 8, p. 1225–1227, 1998. [En ligne]. Disponible : http://dx.doi.org/10.1063/1.366819

[140] L. Berthe, R. Fabbro, P. Peyre et E. Bartnicki, "Experimental study of the transmission of breakdown plasma generated during laser shock processing," *EPJ Applied Physics*, vol. 3, n°. 2, p. 215–218, 1998.

[141] S. Kedenburg, M. Vieweg, T. Gissibl et H. Giessen, “Linear refractive index and absorption measurements of nonlinear optical liquids in the visible and near-infrared spectral region,” *Opt. Mater. Express*, vol. 2, n°. 11, p. 1588–1611, Nov 2012. [En ligne]. Disponible : http://www.osapublishing.org/ome/abstract.cfm?URI=ome-2-11-1588

[142] C. Le Bras, “Etude de matériaux polymères comme confineur solide dans l’application choc laser lsp,” Thèse de doctorat, 2022, thèse de doctorat dirigée par L. Berthe, B. Fayolle et M. Gervais, en cours de rédaction.

Annexe A

Gamme de polissage des échantillons de CFRP

Le tableau A.1 décrit la gamme de polissage utilisé pour polir les échantillons de matériaux composites epoxy renforcés aux fibres de carbones enrobé à froids et dont l'excédant de matière a déjà été enlevé.

Table A.1 – Gamme de polissage utilisée sur les échantillon CFRP enrobés à froid dans de la résine XF40 de NX-Met lorsque la zone d'observation est proche.

Papier	Temps (s)	Force (daN)	Lubrifiant	Vitesse plateau	Vitesse porte échantillon	Sens de rotation du plateau vs celui du porte échantillon
Piano 1200	120	2	eau	300	150	le même
Piano 2400	120	2	eau	300	150	le même
Largo 9 µm	300	2	solution diamanté 9 µm	150	150	le même
Dac RAM diamètre 300	300	2	solution diamanté 3 µm	150	150	le même
Drap MD chem	90	1	humidifier le drap à l'eau puis solution alumine	150	150	inversé
Drap MD chem	60	0,1	eau	150	150	le même

$*$ Les débit volumiques de départ pour les solutions sont égaux au départ à $5mL/s$ pour humidifier puis 0.5 mL toutes les 10 s.

Annexe B

Mise en équation des profils temporels de pressions

L'annexe suivante vise à être auto-suffisante pour détailler les fits des profils temporel de pression développés par L. Videau dans le cadre de son HDR et de l'encadrement de cette thèse [138]. Ils sont basés sur des dizaines de simulations du code numérique ESTHER, validées sur les expériences réalisées dans au cours de cette dernière et dont certains exemples sont présentés dans le chapitre 3. Leur domaine de validité est défini : à 1053 nm, en régime confiné eau pour des intensités comprises entre 1 et 6 GW/cm^2 et des durées d'impulsion de 10 à 40 ns et en régime d'irradiation directe pour les mêmes durées d'impulsion et des intensités allant de 10 à 500 GW/cm^2. En régime confiné eau, à 532 nm, nous avons un peu étendu le domaine à des durées d'impulsion de 7 à 20 ns (nos expériences étant réalisées exclusivement à 7 ns) avec des intensités comprises entre 1 et 10 GW/cm^2. Les équations analytiques, ou fits, ne sont donc valides qu'avant le phénomène de claquage dans le plasma. Nous comparons dans cette section deux méthodes permettant d'obtenir le maximum de pression induit par le choc laser. 1) Tout d'abord, on l'extrait des formules analytiques calculant le profil temporel de pression que l'on présente ici. 2) On utilise la formule B.1 dérivée des expressions de Rankine-Hugoniot et détaillée dans le paragraphe 1.3.2.1, qui consiste à la calculer P_{max} à partir des vitesses de surfaces libre expérimentales VSL_{max}.

$$P_{max} = \rho_0 \left(C_0 + S\frac{VSL_{max}}{2} \right) \frac{VSL_{max}}{2} + \Delta P + \frac{2}{3} Y_0 \ [GPa] \tag{B.1}$$

Où ρ_0 est la densité du matériau $[g/m^3]$, C_0 la vitesse du son dans ce matériau $[m/s]$, S le pa-

ramètre matériau régissant l'accroissement de la vitesse du choc avec la vitesse matérielle, Y_0 est la limite élastique [GPa] et ΔP l'atténuation (hydrodynamique and élasto-platisque) entre la face avant de la cible où est appliquée P_{abl} et la face arrière, où le choc débouche [GPa]. On calcule ici ΔP numériquement selon la méthode décrite par Le Bras et al. [40]. Dans le cas de l'aluminium pur, $\rho_0 =$ 2700 $[g/m^3]$, $C_0 = 5386$ $[m/s]$, s = 1,34 et $Y_0 = 0,120GPa$ [139].

B.1 Irradiation directe

Les zones temporelles identifiées sur les profils temporel de pression extraits d'ESTHER en régime d'interaction directe ont été séparées pour être traduites analytiquement par des équations distinctes. La figure B.1 présente ainsi un profil temporel de pression typique de l'irradiation en régime direct d'une cible d'aluminium de 100 μm qui a été divisé en 4 zones : le front de montée, la pression-détente, le raccord linéaire et la détente finale.

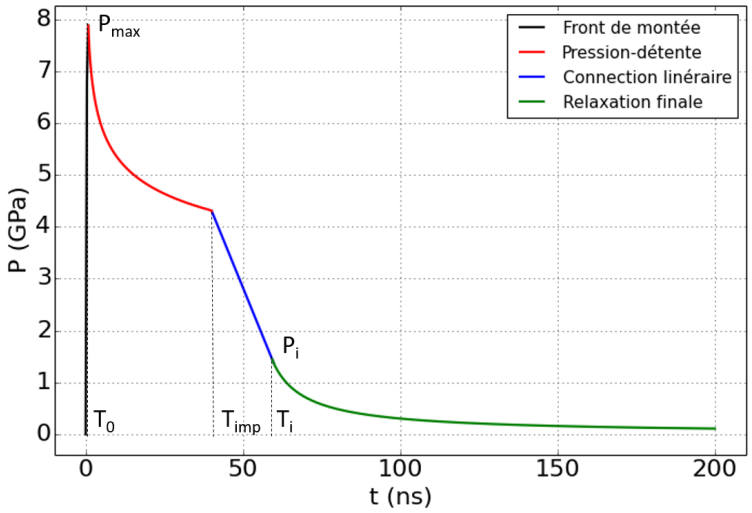


FIGURE B.1 – Profil de pression d'ablation en fonction du temps séparé en 4 zones permettant son écriture à l'aide de formules analytiques. Il correspond à une impulsion créneau de 40 ns à 1053 nm avec une intensité de 250 GW/cm^2 en régime d'interaction direct sous vide.

Pour cette étude, on fixe le temps de montée T_0 à 0,5 ns. La durée d'impulsion T_{imp} est variable. On définit en plus un temps T_i plus grand que la durée d'impulsion correspondant au temps à partir duquel le matériau est en détente continue, que l'on fixe à $\frac{3}{2}T_{imp}$.

- Front de montée linéaire $t \leq T_0$: $P(t) = P_{\max}\left(\frac{t}{T_0}\right)$
- Zone de pression/détente $T_0 \leq t \leq T_{imp}$: $P(t) = P_{\max}\left(\frac{T_0}{t}\right)^p$
- Raccord linéaire $T_{imp} \leq t \leq T_i$ raccord linéaire entre les points $[T_{imp}\,;P(T_{imp})]$ et $[T_i\,;P_i = P(T_i)]$
- Détente finale $t \geq T_i$: $P(t) = P_i\left(\frac{T_i - T_i\delta}{t - T_i\delta}\right)^n$

Les paramètres P_{max}, P_i (pression au temps T_i), p, n et δ ont été ajustés sur l'ensemble du domaine en intensité et en temps. Les P_{max} et p ne dépendant pas de la durée d'impulsion, nous les avons ajustés avec l'impulsion la plus longue de notre étude 40 ns. P_m correspond à la pression minimal obtenue à la fin de cette durée d'impulsion. Les résultats sont regroupés dans les équations B.2 à B.6 avec I en GW/cm^2 et T en ns.

$$P_{max} = 0.56 + 0.08\ I - 3.2 \times 10^{-4}\ I^2 \text{ pour } I \leq 100 \tag{B.2}$$

$$P_{max} = 2.52 + 0.0238\ I \text{ pour } I \geq 100 \tag{B.3}$$

$$P_m = 0.092\ I^{0.623} \text{ pour } I \leq 100 \tag{B.4}$$

$$P_m = 0.162 + 0.0166\ I \text{ pour } I \geq 100 \tag{B.5}$$

$$p = \frac{\ln\left(\frac{P_{\max}}{P_m}\right)}{\ln\left(\frac{40}{T_0}\right)} \tag{B.6}$$

Les trois autres paramètres régissant la relaxation, P_i, n et δ, dépendent de la durée d'impulsion et sont donnés par les equations B.7 à B.12.

$$P_i = 0.11 + 0.011 I^* \quad \text{pour} \quad I^* \leq 240 - 3.4\ T_{imp} \tag{B.7}$$

$$P_i = (2.79 - 0.09\ T_{imp} + 1.12 \times 10^{-3} T_{imp}^2) + 2 \times 10^{-3} I^* \quad \text{pour } I^* \geq 240 - 3.4\ T_{imp} \tag{B.8}$$

$$I^* = (1.1 - 9.76 \times 10^{-3} T_{imp}) I \tag{B.9}$$

$$n = \left(0.5 + 1.76 \times 10^{-2} T_{imp}\right) e^{-\left(\frac{I^{**}-115}{100}\right)^2} + 1.14 - 1.06 \times 10^{-2} T_{imp} + 1.37 \times 10^{-4} T_{imp}^2 \tag{B.10}$$

$$\delta = 0.83 - \left(0.467 - 2.45 \times 10^{-3} T_{imp} + 1.75 \times 10^{-4} T_{imp}^2\right) e^{-\left(\frac{I^{**}-100}{100}\right)^2} \tag{B.11}$$

$$I^{**} = (0.84 + 0.016 T_{imp})\, I \tag{B.12}$$

Pour valider les équations ci-dessus nous avons comparé les profils temporels de pression obtenus avec les formules analytiques et avec les simulations ESTHER à conditions laser équivalentes. Les résultats sont présentés sur la figure 3.17 où les courbes se superposent bien. Dans un second temps, les profils de vitesse de surface libres obtenus avec en entrée le module d'interaction laser-matière, prenant en compte l'impulsion laser réelle, ou les profils temporel de pressions calculés avec les équations ont été comparés. Les courbes sont suffisamment proches pour pouvoir considérer nos fits comme correctes.

Grâce à la formulation analytique des profils temporel de pression nous pouvons donc récréer les comportement induits dans une cible d'aluminium de 100 μm en régime d'interaction directe. Sous ces conditions, il est difficile de définir un réel maximum de pression puisque le profil est très piqué puis redescend rapidement, sans présenter de plateau, contrairement à la forme d'impulsion créneau qui l'a induit. A titre d'exemple, la figure B.2 représente le maximum de ce pic de pression P_{max} et la pression à la fin de la durée d'impulsion P_{Timp} calculées analytiquement en fonction de l'intensité. A ces courbes, on a superposé le maximum de pression P_{max} déduit des profils de vitesse expérimentaux avec la formule B.1.

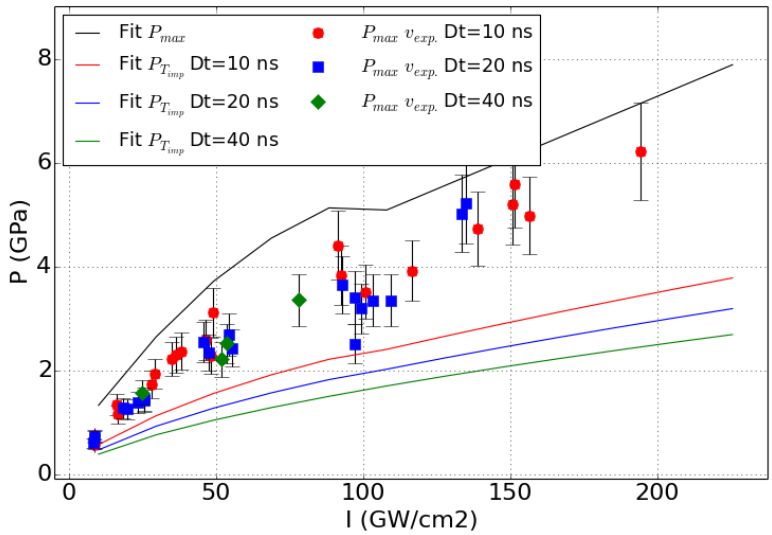


FIGURE B.2 – Maxima de pression calculés à partir des formules analytiques présentées ici et de la formule B.1 superposés avec les pressions calculées avec les formulations analytiques à la fin de l'impulsion laser calculées pour des impulsions créneau de 10, 20 et 40 ns à 1053 nm en régime d'irradiation directe sous vide.

Pour les deux méthodes, les maxima de pression ne dépendent pas de la durée d'impulsion, cependant des durées d'impulsions plus longues induisent une pression plus basse au temps T_{imp}. Dans tout le domaine d'étude, les maxima de pression calculés depuis les vitesses expérimentales sont comprises entre les fits de la pression maximale et celle au temps T_{imp}. C'est pour cela qu'il est important de prendre en compte l'entièreté du pression temporel de pression et de ne pas se contenter de chercher son maximum et de l'appliquer à la forme d'impulsion d'impulsion laser quand on s'en sert pour simuler le comportement d'une cible sous choc laser.

B.2 Irradiation en régime confiné eau

L'étude pour permettre l'obtention de fits analytique des profils temporels de pressions représentatifs de l'interaction en régime confiné eau s'est fait sur les deux impulsions correspondants à Héphaistos (gaussienne à 532 nm) et au GCLT (créneau à 1053 nm).

532 nm

Dans le cas d'une impulsion gaussienne de 7 ns à mi hauteur à 532 nm, le profil de pression est aussi gaussien jusqu'à la relaxation finale. Nous l'avons également divisé en 4 zones, l'amorçage, le temps de montée linéaire, la pression maximale et la détente finale, dont les fits ont été ajustés séparément (fig. B.3. Le domaine d'étude à été défini avec des intensités comprises entre 1 et 10 GW/cm^2 avec des durées d'impulsion allant de 7 à 20 ns à mi hauteur. En revanche, nos données expérimentales ne permettent une comparaison qu'avec les impulsions de 7 ns.

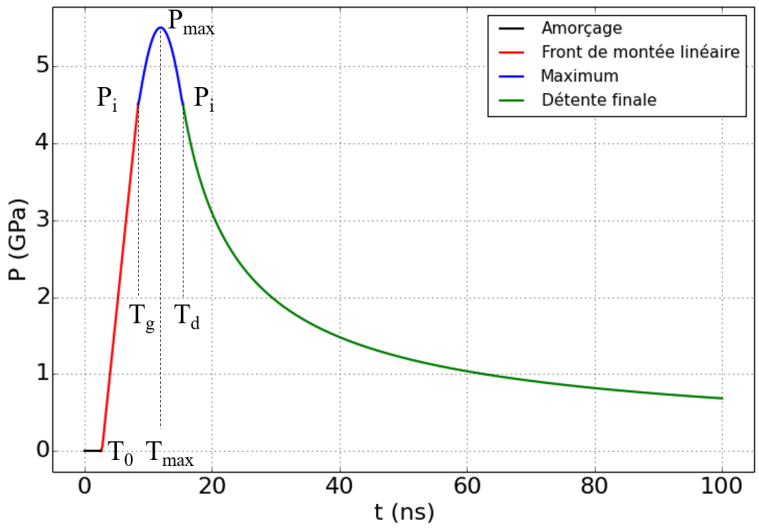


FIGURE B.3 – Profil de pression d'ablation en fonction du temps séparé en 4 zones permettant son écriture à l'aide de formules analytiques, correspondand à une impulsion Gausienne de 7 ns à mi hauteur à 532 nm et avec une intensité de 5 GW/cm^2 en régime d'interaction confiné eau.

Le temps nécessaire au laser pour chauffer la surface de la cible, commencer le phénomène d'ablation et créer un plasma qui va absorber l'énergie laser est noté T_0, il correspond à la phase d'amorçage. La réflectivité initiale de la cible contrôlant T_0 est fixé à 0,5. Une fois que que l'aluminium est suffisamment chaud, la pression augmente fortement jusqu'à son maximum P_{max} atteint en T_{max}. Ensuite, le matériau se détend jusqu'à revenir à pression ambiante. La mise en équation de ces zones en fonction de la durée à mi hauteur de l'impulsion gaussienne T_{imp} et de l'intensité I est présentée ci après. Elle permet de recréer le profil temporel de pression.

— Amorçage $t \leq T_0 : P(t) = 0$ avec $T_0 = \frac{0.8+0.57T_{imp}}{I^{0.35}}$

— Front de montée linéaire $t \leq T_g : P(t) = P_i \left(\frac{t-T_0}{T_g-T_0}\right)$ avec $T_g = T_{max} - \frac{1}{2}T_{imp}$ et $P_i = 0.82P_{max}$

— Pression maximale $T_g \leq t \leq T_d$ $P(t) = P_{max} e^{-\left(\frac{t-T_{max}}{1.1T_{imp}}\right)^2}$ avec $T_d = T_{max} + \frac{1}{2}T_{imp}$

— Détente finale $t \geq T_d$: $P(t) = P_i \left(\frac{T_d - T_d\delta}{t - T_d\delta}\right)^n$

La pic de pression est atteint en T_{max}, avec $T_{max} = 1.7\ T_{imp}\,(I - (1.3 - 0.13\ T_{imp}))^{0.012}$. La valeur maximale de la pression est donnée par $P_{max} = 2.2\ I^{0.57}$. Les coefficients n et δ, nécessaires au calcul de la relaxation finale sont définis par les équations B.13 et B.14.

$$n = max\left(0.72; 0.72\left(\frac{I_s}{I}\right)^{0.25}\right) \tag{B.13}$$

$$\delta = min\left(0.57; 0.57 + \left(0.16 - 2.3 \times 10^{-2}T_{imp} + 1.4 \times 10^{-3}T_{imp}^2\right)(I - I_s)\right) \tag{B.14}$$

$$I_s = 5.4 - 0.22T_{imp} \tag{B.15}$$

De ces équations, on peut remarquer que le maximum de pression ne dépend pas de la durée à mi-hauteur de l'impulsion gaussienne. Attention, cela n'est peut être pas vrai pour une autre forme d'impulsion. En revanche, la durée de l'impulsion a une influence sur la forme du profil temporel, une augmentation de la durée d'impulsion induira un profil de pression plus long.

Les maxima de pression calculés à partir des vitesses expérimentales avec la formule B.1 ont été superposés à ceux extraits de nos formules analytiques dans la figure B.4. Les deux méthodes donnent des résultats similaires jusqu'à l'intensité seuil de claquage à partir de laquelle nos équations ne sont plus valides.

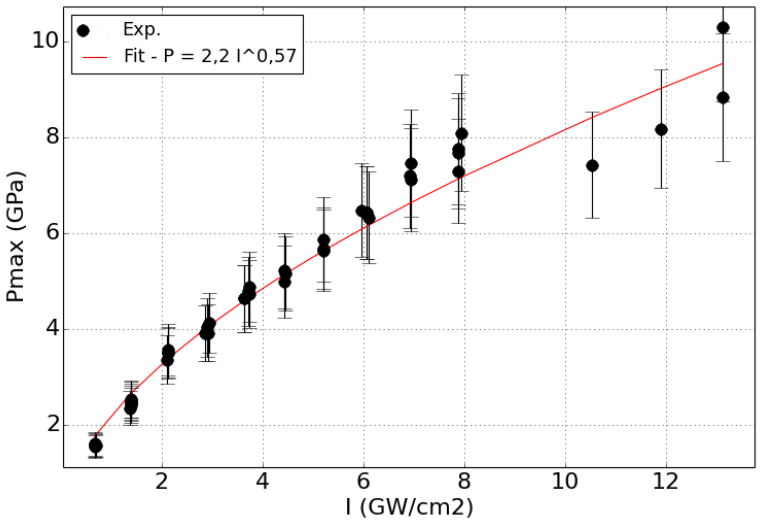


FIGURE B.4 – Maxima de pression calculés avec les formules analytiques présentées ici et avec la formule B.1 pour une impulsion gaussienne de 7 ns à mi-hauteur à 532 nm sous régime confiné eau.

1053 nm

Pour le modèle d'interaction en régime confiné eau à 1053 nm, le profil temporel de pression typique, proche d'un créneau correspondant à la forme de l'impulsion, a été divisé en 4 zones (le front de montée quadratique, le plateau, le raccord linéaire et la zone de détente finale) (fig. B.5). Ce profil a été obtenus avec des intensités comprises entre 1 et 6 GW/cm^2 et des impulsions créneau variants de 10 à 40 ns.

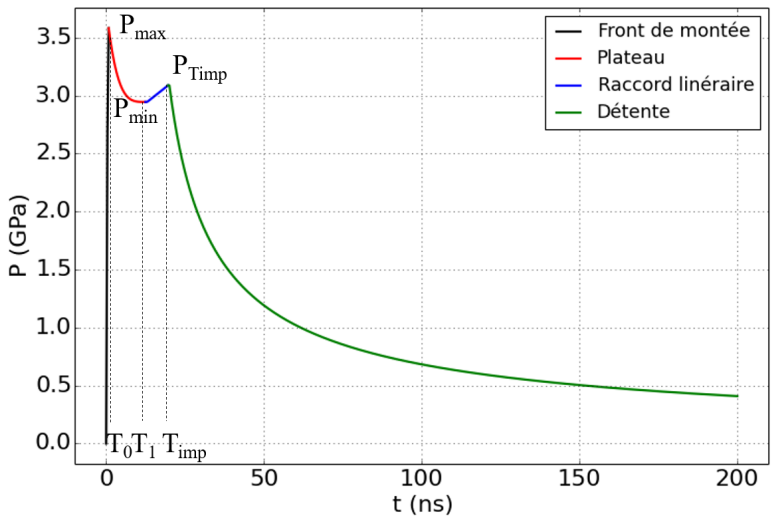


FIGURE B.5 – Profil de pression d'ablation en fonction du temps séparé en 4 zones permettant son écriture à l'aide de formules analytiques, correspondant à une impulsion créneau de 20 ns à 1053 nm et avec une intensité de 3 GW/cm^2 en régime d'interaction confiné eau.

Pour chaque zone, une équation analytique a été trouvée afin de reproduire le profil temporel de pression complet en fonction de l'intensité laser I [GW/cm^2] et de la durée d'impulsion T_{imp} [ns]. Ces équations sont présentées ci-après.

- Front de montée quadratique $t \leq T_0$: $P(t) = P_{max}\left(1 - \left(1 - \frac{t}{T_0}\right)^2\right)$
  avec $T_0 = \frac{2.4}{I}$ et $P_{max} = 2I^{0.53}$
- Plateau $T_0 \leq t \leq min(T_1, T_{imp})$: $P(t) = P_{\min} + (P_{\max} - P_{\min})\left(\frac{T_1 - t}{T_1 - T_0}\right)^4$
  avec $T_1 = max(12, 16 - I)$ et $P_{min} = 1.79\ I^{0.453}$
- Raccord linéaire $T_1 \leq t \leq min(T_{imp})$: $P(t) = \frac{P_{40ns} - P_{min}}{40 - T_1}(t - T_1) + P_{min}$
  avec $P_{40ns} = 1.97I^{0.53}$
- Zone de détente finale $t \geq T_{imp}$: $P(t) = P(T_{imp})\left(\frac{1-\delta}{t/T_{imp} - \delta}\right)^n$
  avec $n = 0.68 + 0.5e^{-(0.1T_{imp} - 0.5)I}$ et $\delta = 0.52\left(1 - e^{-\left(0.011T_{imp}^{1.56}\right)I}\right)$.

La forme temporelle du profil de pression étant similaire au créneau de l'impulsion laser, le maximum de pression P_{max} et la pression à la fin de l'impulsion P_{Timp} sont proches. Ainsi, nous avons tracé seulement les P_{max} extraits des fits superposés à ceux calculés avec la formule B.1 en fonction de l'intensité laser incidente. Comme pour le paragraphe précédent, sur le régime d'interaction confiné eau à 532 nm, les deux méthodes sont en accords. La durée d'impulsion Dt n'a pas d'influence sur le

maximum de pression P_{max}, cependant, une impulsion plus longue va induire un profil de pression plus étendue temporellement. Il est donc là encore important de prendre en compte tout le profil temporel de pression décrit par les équations présentées ici.

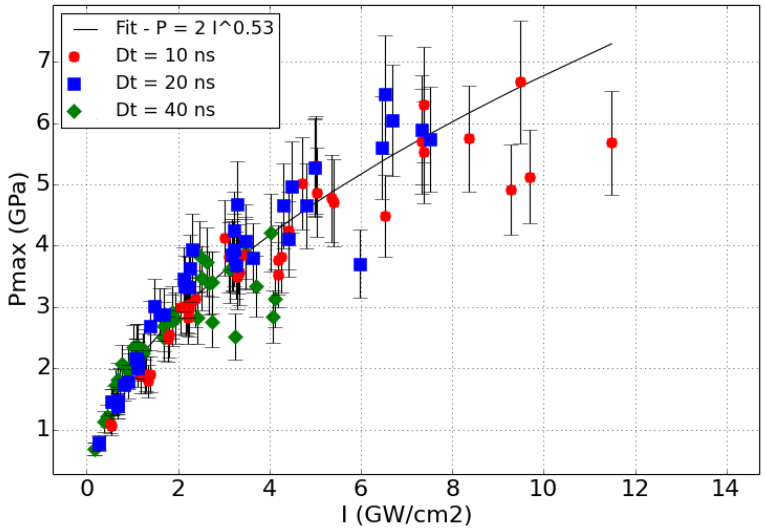


FIGURE B.6 – Comparaison des pressions maximales calculées avec les formulations analytiques présentées ici et avec la formule B.1 pour des impulsions créneaux de 10, 20 et 40 ns à 1053 nm en régime confiné eau.

Marine Scius-Bertrand

Endommagements maîtrisés par chocs laser symétriques et désassemblage des collages

Résumé : L'utilisation croissante de matériaux composites et de leurs assemblages collés soulève de nouveaux défis. Dans le domaine de l'aéronautique, pour être qualifiée apte à voler, chaque pièce doit être inspectée avant et pendant son utilisation à l'aide de contrôles non destructifs. Les appareils réalisant ces contrôles sont aujourd'hui calibrés sur des défauts non représentatifs de délaminages réels, ce qui est un verrou à l'automatisation des inspections. En addition, il n'existe pas à ce jour de procédure de désassemblage des collages qui soit à la fois générique et maitrisée tout en n'impliquant pas l'utilisation de dissolvants chimiques. L'extension du procédé de test d'adhérence par choc laser (LASAT) aux désassemblages des collages et à la création de délaminages contrôlés répond à ces défis. Cette thèse s'intéresse donc à la maîtrise et à l'optimisation de ces deux procédés sur composites à travers un contrôle des ondes de choc depuis leur formation par la détente du plasma jusqu'à leur propagation dans le matériau pour créer des zones de traction aux endroits désirés. Les travaux que nous avons réalisés sur l'interaction laser-matière ont permis de caractériser le plasma et d'extraire des lois de pression pour une large gamme de paramètres. Une caractérisation expérimentale des matériaux composites sous chocs et des différentes couches thermo-protectrices est ensuite présentée avec une évaluation numérique de la contrainte transmise au matériau. Par ailleurs, un effort a été fait sur la caractérisation des endommagements en utilisant plusieurs techniques (micro-tomographie X, ultrasons et observations directes). Enfin, la démonstration des procédés a été réalisée à travers le désassemblage d'échantillons applicatifs et par la création d'un délaminage contrôlé en forme d'avion d'une dizaine de centimètres dans un composite.
Mots clés : Chocs laser, Interaction laser-matière, Endommagements maîtrisés, Contrôles non destructifs, Désassemblage.

Abstract : New challenges come with the increasing use of composite materials and their assembly. To be qualified to fly, the material integrity needs to be assessed by means of Non-Destructive Testing (NDT). However, the lack of reference standards with real delamination holds back the development of automatized defect detection. Moreover, there is no selective disassembly process which does not involve the use of chemical solvents. The use of the LASer Adhesion Test (LASAT) for the creation of controlled damages and disassembly of bonded composites is a promising method. This PhD focuses on mastering and optimizing those two processes via shock wave control. Our study of laser matter-interaction enables plasma characterization and extraction of temporal pressure profiles for a large choice of laser parameters. The experimental characterization of composite materials under laser shock with different additional layers is detailed together with a numerical evaluation of the strain transmitted to the target. Work on damage detection and measurements was done with the use of several techniques (CT, US and microscopic observation). Finally, the process capabilities were shown by the disassembly of titan/composite bond and the creation of a plane shaped delamination into a composite.
Keywords : Laser shock, Laser-matter interaction, Controlled damages, NDT, Disassembly.