HAL
open science

Contrôle et optimisation du test d'adhérence par choc laser sur assemblages collés

Simon Bardy

To cite this version:

Simon Bardy. Contrôle et optimisation du test d'adhérence par choc laser sur assemblages collés. Mécanique des matériaux [physics.class-ph]. Ecole nationale supérieure d'arts et métiers - ENSAM, 2017. Français. NNT : 2017ENAM0061 . tel-01738520

HAL Id: tel-01738520

https://pastel.hal.science/tel-01738520

Submitted on 20 Mar 2018

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.

2017-ENAM-0061

École doctorale n° 432 : Sciences des Métiers de l'Ingénieur

Doctorat ParisTech

T H È S E

pour obtenir le grade de docteur délivré par

l'École Nationale Supérieure d'Arts et Métiers

Spécialité " Génie Mécanique et Matériaux "

présentée et soutenue publiquement par

Simon BARDY

le 18 décembre 2017

Contrôle et optimisation du test d'adhérence par choc laser sur assemblages collés

Directeur de thèse : **Laurent BERTHE**
Co-encadrement de la thèse : **Laurent VIDEAU**

Jury

M. B. FAYOLLE,	Professeur des universités,	Lab. PIMM,	ENSAM,	Président
Mme. S. BATON,	Directeur de recherche,	LULI,	Polytechnique,	Rapporteur
Mme. C. GARDIN,	Professeur des universités,	Lab. P',	ISAE-ENSMA,	Rapporteur
M. K. BRUNE,	Ingénieur,	IFAM,	Fraunhofer Inst.,	Examinateur
M. R. ECAULT,	Ingénieur,	AIRBUS OPERATIONS,	AIRBUS,	Examinateur
M. D. VANDERHAEGEN,	Directeur de recherche,	CEA/DAM/DIF,	CEA,	Examinateur
M. L. BERTHE,	Directeur de recherche,	Lab. PIMM,	ENSAM,	Examinateur
M. L. VIDEAU,	Ingénieur,	CEA/DAM/DIF,	CEA,	Examinateur

T H È S E

Arts et Métiers ParisTech - Campus de Paris
Laboratoire PIMM – Procédés et Ingénierie en Mécanique et Matériaux

Remerciements

Au delà d'être une épopée scientifique, une thèse est, avant tout, une formidable aventure humaine. Dans mon cas, j'ai été accueilli au sein de deux laboratoires et mes travaux ayant été valorisés dans le cadre d'un projet collaboratif rassemblant une douzaine d'entités, cette définition trouve tout son sens. J'ai été amené à rencontrer et collaborer avec de multiples intervenants aux personnalités et compétences variées. Je souhaite donc remercier ici toutes ces personnes provenants d'horizons très différents pour leur contribution indirecte à cet ouvrage et pour les liens humains que cette aventure nous aura permis de créer ou de renforcer.

La réussite d'une thèse est évidemment dépendante de la pertinence et la quantité du travail fourni par le jeune padawan qu'est le doctorant (*sic*) mais elle est également fortement déterminée, au moins au départ, par ses figures tutélaires. Je veux donc remercier "les Laurents" de m'avoir donné la chance d'étudier une problématique clé pour la communauté de recherche dans laquelle elle s'inscrit. Les perspectives industrielles directement concernées par l'application du procédé ont su motiver mon côté ingénieur dès le départ mais c'est en percevant la portée scientifique de la thèse qu'elle m'est apparue encore plus valorisante et enthousiasmante. Leurs conseils avisés m'ont permis de maintenir le cap lorsque le temps était à la tempête et de garder les écueils les plus dangereux à bonne distance du navire. J'admets que la métaphore de la navigation est simpliste mais je sais qu'elle parlera aux origines bretonnes (et au k-way) de mon directeur de thèse, **Laurent Berthe**. Je souhaite d'ailleurs mettre en évidence son optimisme inébranlable, inépuisable source de motivation et de créativité, les *boosters* clés du doctorant ! J'aimerais également remercier particulièrement **Laurent Videau** pour sa patience lors de nos échanges quasi-quotidiens au CEA ainsi que pour l'extraordinaire vision dont il fait preuve, aussi bien sur des questions scientifiques que sur des aspects plus projet, qui a été un outil fantastique dont j'ai pu me servir pour orienter mes axes de recherche. Je mesure aujourd'hui que j'ai sans doute autant appris à ses côtés sur des aspects humains que techniques et je lui en suis très reconnaissant.

Je tiens à remercier également les personnes qui sont à l'origine du financement de cette thèse, sans qui ces travaux n'auraient pu voir le jour. Je souhaite ainsi remercier le CEA, et plus particulièrement **Daniel Vanderhaegen** qui est à l'origine de la collaboration PIMM-CEA et qui a apporté son soutien au financement de cette thèse au moment opportun. Une partie majoritaire de ma thèse a également été financée via le projet CompoChoc du Fonds Unitaire Interministériel (FUI). Je remercie donc la région Ile-de-France pour le soutien financier dont cette thèse a bénéficié à travers le projet.

Je souhaite ensuite remercier l'ensemble des membres de mon jury de thèse et plus spécifiquement **Sophie Baton** et **Catherine Gardin** qui ont accepté de rapporter cet ouvrage. Leurs remarques concises et objectives ont été extrèmement appréciables et enrichissantes. Je remercie également **Bruno Fayolle** d'avoir accepté de présider ce jury et d'avoir saisi cette occasion pour s'immiscer dans le milieu du choc. J'espère que les discussions que nous avons pu avoir ensemble seront fructueuses. Ich möchte auch **Kai Brune** für seinen Tagesausflug nach Paris für meine Verteidigung danken. Das war ein kurz und bereichernd Moment, den wir zusammen verbracht haben. Ich hoffe, dass wir andere Gelegenheiten uns zu sehen haben werden.

C'est dans le creuset du projet CompoChoc, éco-système âpre mais aussi particulièrement valorisant et dynamique, que j'ai eu le plus d'échanges techniques au cours de ces trois années. Les actions de groupe sur les volets expérimentaux et simulations m'ont permis en effet de tisser des liens solides avec mes plus proches partenaires. Le premier nom qui me vient à l'esprit est bien évidemment celui de **Romain Ecault**, Monsieur Choc Laser d'AIRBUS, avec qui j'ai partagé bon nombre de campagnes d'essais (#combientuveux, #onvoitquelquechose) et de réunions téléphoniques, aux dépens de nos collègues de bureaux respectifs. ;) Il a ainsi suivi de près l'avancée de mes travaux expérimentaux et a été un support considérable lors de la dernière campagne d'essais. Il est le moteur industriel du projet CompoChoc qui, comme moi, lui doit beaucoup. CompoChoc doit également énormément à la société RESCOLL et notamment à **Tomas Bergara**, à qui je veux exprimer toute ma gratitude pour la confiance qu'il m'a accordée tout au long de ces trois ans et pour la détermination dont il a su faire preuve dans la coordination de la fin du projet. Je mesure pleinement ce que je lui dois par ailleurs et lui en suis extrêmement reconnaissant. Je veux également remercier **Loïc Dinand** pour la réalisation des assemblages collés, avec qui j'ai eu de fréquents contacts téléphoniques au début de ma thèse. Je souhaite ensuite remercier **Mathieu Ducousso** de SAFRAN TECH, avec qui j'ai partagé de multiples discussions scientifiques, parfois farfelues, qui ont toutefois mené, *in fine*, à une nouvelle façon d'aborder le procédé. Je remercie également mes partenaires du groupe simulation, **Didier Zagouri**, **Michel Boustie** et **Sondes Metoui**, pour les discussions intéressantes qui ont animé nos réunions, leur présence au cours de ces derniers mois et tout ce qu'ils ont pu m'apporter par ailleurs. Enfin, je souhaite remercier la société IDIL, via **David Assous** et **Aurélie Le Ven**, pour les multiples échanges que nous avons pu avoir ensemble, pendant et autour des campagnes d'essais diagnostics mais aussi pour leur support technique lors de la dernière campagne sur assemblages.

Au sein de ma première maison qu'à été le CEA-DIF, je souhaite tout d'abord remercier **Florian Bonneau** pour l'intérêt qu'il a manifesté pour mes travaux et le soutien qu'il y a apporté, notamment au cours de cette dernière année, ainsi que **Luc Bergé** pour l'oeil avisé qu'il a porté sur les aspects les plus théoriques de cet ouvrage. Mes pensées vont ensuite directement à **Sylvie Dulac** pour sa bienveillance et son efficacité à répondre à mes nombreuses sollicitations. Au cours de ma deuxième année, j'ai pu aussi compter sur un soutien assidu et extrêmement motivé en la personne d'**Adélie Faujour**, qui a permis d'approfondir significativement certains aspects de mes travaux pendant son stage. Les campagnes expérimentales sur l'installation GCLT m'ont également permis de travailler avec **Emilien Lescoute**, qui à toujours répondu avec brio à nos sollicitations parfois un peu exotiques. J'ai pu apprécier son efficacité et la qualité des outils qu'il a su mettre en place lors de nos très nombreux essais. J'en profite ici pour remercier aussi **Patrick Mercier** et **Gabriel Prudhomme** pour l'aide logistique et technique qu'ils ont pu m'apporter aux moments opportuns, **Martine Millerioux** pour la métallisation d'un grand nombre de cibles ainsi que **Joelle Bontaz** qui m'a apporté ponctuellement son aide sur la caractérisation des cibles. Je suis également très reconnaissant à **Gabriel Seisson** et **Cyril Bolis** pour l'aide technique qu'ils m'ont apportée et tout le soutien de leur part dont j'ai pu bénéficier par ailleurs. Je veux ensuite bien évidemment remercier tous mes collègues du couloir, à commencer par **Bertrand Martinez** et **Pedro Gonzalez de Alaiza** pour les multiples moments de convivialité que nous avons partagé en dehors du centre au cours de ces trois années, mon partenaire de bureau **Gaétan Sary** qui a su me supporter avec patience durant cette dernière année mais également **Jérémy Dechard**, **Mathieu Lobet**, **Alisée Nguyen**, **Pierre-Louis Bourgeois**, **Antoine Gintrand**, **Vivien Loridan** et **Julien Ferri**, pour leur présence quotidienne et leur apport appréciable aux traditionnelles discussions thématiques du midi ! ;)

Je ne peux refermer le volet CEA sans mentionner mes collègues aquitains du CESTA en qui j'ai trouvé de formidables interlocuteurs et qui ont contribué significativement à la réussite de ma thèse du point de vue scientifique. J'ai pu apprécier leurs connaissances pointues sur l'intégralité des phénomènes physiques que j'ai eu à aborder dans le cadre du développement du procédé. Je remercie donc en premier lieu **David Hébert**, pour sa patience et sa pédagogie tout au long de ces trois années. Je garde un excellent

souvenir de nos multiples réunions, discussions téléphoniques et de notre conférence ensemble. Je souhaite également remercier **Frédéric Malaise** pour l'aide bienvenue qu'il a su m'apporter ainsi que **Jean-Luc Rullier** pour les discussions que nous avons pu avoir ensemble, au début de ma thèse.

Au cours de ces trois ans, et surtout lors de cette dernière année, j'ai eu l'occasion de passer beaucoup de journées (et soirées) au sein du groupe Procédés Laser du laboratoire PIMM, à l'ENSAM-Paris. Entre la jungle du bureau des doctorants et les détonations de la plateforme laser, j'y ai trouvé un environnement fourmillant et familier, un cocon atypique qui s'est finalement révélé idéal pendant la période de rédaction ! Je tiens à remercier particulièrement **Remy Fabbro** et **Patrice Peyre** pour les intéressantes discussions scientifiques que nous avons pu avoir ensemble et qui ont ouvert de nouvelles perspectives, mais également **Mathieu Schneider**, **Morgan Dal**, **Thierry Malot**, **Frédéric Coste** et **Corinne Dupuy** pour leur présence au quotidien. Mes remerciements vont aussi à **Cyril Gorny** et **Yann Rouchausse** pour leur support lors des campagnes sur Hephaïstos, notamment lors d'une certaine session estivale ! Bien évidemment, je n'oublie pas les doctorants **Valérie Gunenthiram**, **Emna Abouda**, **Abbas Hamie**, **Olivier Andreau**, **Elise Ferreira**, **Socona Traore** et **Yaasin Mayi** et surtout mes deux partenaires de choc, **Damien Courapied** (et ses idées réfléchies) et **Maxime Sagnard**, pour les multiples discussions scientifiques (et les autres) qui ont rythmé l'"aquarium", nos rendez-vous du 24 rue Dumeril et Roscoff ! Elles ont contribué de façon significative à égayer et dynamiser ces trois années de thèse.

Mes pensées vont également aux doctorants de la bande de l'APS **Benjamin Jodar**, **Jean-Eloi Franzkowiak**, **Bertrand Aubert** et **Pierre Pradel** pour les multiples anecdotes qui ont marqué cette semaine autour des présentations, parmi lesquelles la découverte de Saint-Louis, de ses douilles et de sa désormais célébrissime pizzeria, de l'amélioration qualitative de notre *background* cinématographique et des multiples tentatives avortées de Maxime pour aller au White Castle (sans doute l'oeuvre conspiratrice du Drury Plaza).

Bien que très éloignés de la communauté scientifique au sein de laquelle j'ai évolué, je me dois de remercier mes proches, qui ont, eux-aussi, à leur manière, contribué à la réussite de cette thèse. Au cours de ces trois années nécessitant un important investissement personnel, j'ai pu compter sur un soutien indéfectible de mes amis de longue date **Valentin**, **Tristan**, **Lucie**, **Marina**, **Ariane**, **Charles**, **Anne**, **Jordan**, **Julien**, **Scag'**, **Charlotte** et **Delphine**, parmi lesquels je compte un certain nombre de futurs docteurs (en médecine ou en vraie science ;)). Je remercie également mes parents et ma soeur pour leurs encouragements. Enfin, je dédie cet ouvrage à ma compagne **Marion** pour sa patience, sa détermination, son éternelle confiance et à peu près tout ce qu'elle a su m'accorder tout au long de cette période.

Table des matières

Introduction **1**

1 Etat de l'art **5**
1 Contexte industriel et identification des défis à relever . . . 5
1.1 Collage structural : défis et opportunités . . . 5
1.2 Technologies en développement pour l'inspection des collages . . . 9
2 Le procédé LASAT . . . 12
2.1 Description de la technique . . . 12
2.2 Exemples d'applications . . . 20
3 Modèles existants pour la prédiction du chargement . . . 26
3.1 Mesure expérimentale . . . 26
3.2 Lois d'échelle en régime direct . . . 29
3.3 Modélisation analytique de l'interaction-laser matière en régime confiné . . . 33
3.4 Modélisation numérique de l'interaction laser-matière en régime confiné . . . 36
4 Objectifs de la thèse . . . 40
4.1 Identification des perspectives de développement du procédé LASAT . . . 40
4.2 Vers le développement d'outils de maitrise du chargement . . . 41

2 Moyens expérimentaux **45**
1 Lasers Générateurs de choc . . . 45
1.1 Installation GCLT . . . 45
1.2 Installation Hephaïstos . . . 50
2 Diagnostics . . . 54
2.1 Diagnostics in-situ . . . 54
2.2 Diagnostics Post-choc . . . 60
2.3 Comparaison des différents outils de diagnostics . . . 64
3 Choix et préparation des cibles . . . 65
3.1 Choix de l'ablateur . . . 65
3.2 Dimensionnement des cibles . . . 67
3.3 Préparation et caractérisation de la face arrière . . . 69
3.4 Etat de surface . . . 69
3.5 Définition de l'état de référence . . . 69

3 Contrôle du chargement - Modélisation de l'interaction laser-matière **71**
1 Introduction à l'interaction laser-matière . . . 72
1.1 Caractéristiques du rayonnement . . . 72
1.2 Caractéristiques des matériaux . . . 73
1.3 Géométrie d'interaction . . . 74
1.4 Bilan des caractéristiques de l'interaction laser-matière . . . 74
2 Modèles de description de la propagation du rayonnement laser dans la matière - Absorption 75

2.1 Equations de Maxwell . . . 75
2.2 Modèle de tracé de rayons . . . 76
2.3 Modèle de Helmholtz . . . 77
3 Influence des phénomènes physiques sur l'interaction laser-matière et implémentation dans le code ESTHER . . . 78
3.1 Modélisation du dépôt d'énergie . . . 79
3.2 Modélisation de l'hydrodynamique . . . 86
3.3 Modélisation du Transfert radiatif . . . 88
3.4 Conduction thermique . . . 92
3.5 Modélisation du confinement eau . . . 95
3.6 Bilan de de la modélisation . . . 96
4 Validation expérimentale . . . 98
4.1 Définition des conditions de réflectivité initiales . . . 98
4.2 Choix de l'équation d'état . . . 99
4.3 Influence des phénomènes de transfert d'énergie . . . 100
4.4 Synthèse des comparaisons expérience-calcul . . . 100
5 Détermination et utilisation de la pression d'ablation . . . 107
5.1 Définition d'un critère pour la pression d'ablation . . . 107
5.2 Influence des caractéristiques mécaniques sur la mesure de vitesse dans le cas de cibles fines . . . 111
5.3 Influence des modulations temporelles et spatiales du faisceau laser sur la pression d'ablation et la propagation de l'onde de choc . . . 116
6 Discussion sur les plasmas . . . 125
6.1 Description des plasmas dans le diagramme Pression-Température de l'aluminium . 125
6.2 Interaction en régime direct - Lois de pression . . . 126
6.3 Interaction en régime confiné . . . 128
7 Modélisation des double-impulsions - Application au test d'adhérence . . . 132
7.1 Description de l'interaction laser-matière en configuration de double-impulsion . . . 132
7.2 Comparaison à l'expérience . . . 133
7.3 Discussion sur les pressions d'ablation en configuration de double-impulsion . . . 136

4 Caractérisation de matériaux sous chocs induits par laser 139
1 Présentation des matériaux étudiés . . . 140
1.1 Aluminium pur et alliages d'aluminium . . . 140
1.2 Titane . . . 142
1.3 Composites . . . 142
1.4 Aciers . . . 143
1.5 Bilan . . . 143
2 Matériaux Métalliques . . . 144
2.1 Hydrodynamique . . . 144
2.2 Comportement mécanique - Elastoplasticité . . . 147
2.3 Endommagement . . . 153
3 Matériaux Composites . . . 158
3.1 Hydrodynamique et comportement mécanique . . . 159
3.2 Endommagement . . . 162
4 Bilan . . . 164

5 Caractérisation et tests d'adhérence sur assemblages collés **165**
1 Présentation et caractérisation quasi-statique des assemblages étudiés 165
1.1 Assemblage Métal / Colle / Métal 165
1.2 Assemblage Métal / Colle / Composite 166
1.3 Assemblage Composite / Colle / Composite 167
1.4 Bilan 168
2 Caractérisation des assemblages et optimisation de l'essai LASAT 169
2.1 Aluminium 6061 / Epoxy / Aluminium 6061 169
2.2 TA6V4 / Epoxy / Composite Tissé 3D 181
2.3 Composite stratifié-croisé / Epoxy / Composite stratifié-croisé 184
2.4 Bilan 190

Conclusions et perspectives **193**

Introduction

L'allègement des structures dans les secteurs du transport est un point essentiel dans le cadre des objectifs de réduction de consommation de carburant et des émissions de gaz à effet de serre qui y sont liées. Il permet sinon d'accroitre les performances (portée, charge utile) des appareils dans des secteurs devenus fortement concurentiels comme celui des lanceurs spatiaux civils. L'introduction de matériaux Composites à Matrice Organique (CMO) ayant des propriétés mécaniques spécifiques (résistance/densité, rigidité/densité,...) élevées est un levier pour réduire la masse des structures (Figure 1). L'utilisation de ces matériaux a déjà conduit à diminuer significativement la masse des aéronefs commerciaux de l'ordre de 20% en 40 ans. Une autre piste d'amélioration consiste à remplacer les assembleurs mécaniques tels que les rivets et les boulons par des joints collés. L'assemblage par collage se révèle également indispensable dans certains cas d'applications spécifiques comme par exemple lorsque des propriétés d'étanchéité sont requises. Cependant, l'utilisation massive de ces joints est conditionnée par la possibilité de certifier leur résistance mécanique de façon non-destructive. Or, à l'heure actuelle, les technologies de Contrôle Non-Destructif (CND) conventionnelles ne permettent pas de faire l'évaluation quantitative de la résistance à la rupture des collages. Il est donc indispensable de développer une méthode d'essai automatisable pour soumettre les collages à un test d'épreuve non-destructif.

FIGURE 1 – Décollage de l'A319 neo (*New Engine Option*) équipé du moteur LEAP-1A lors de son premier vol d'essai le 31 Mars 2017 entre Hamburg-Finkenwerder et Toulouse-Blagnac - ©Airbus SAS 2017 – All rights reserved [1]

Le développement du procédé de test d'adhérence par choc laser (LASAT) sur assemblages collés permet de répondre à ce besoin. Le principe du LASAT est basé sur la génération et la propagation de chocs dans des empilements multicouches par l'application d'une impulsion laser à la surface de l'assemblage. En appliquant une sollicitation calibrée au joint collé, on doit pouvoir discriminer un joint nominal d'un joint faible en analysant l'état du collage suite au choc laser. Si le collage présente un endommagement, comme un décollement, il est identifié comme faible et donc dirigé vers une filière de revalorisation. Si le collage est intact, il est identifié comme viable et peut donc être intégré à la structure. L'utilisation d'une couche sacrificielle appliquée à l'endroit où est focalisé le laser est une solution pour contrôler le chargement et protéger l'assemblage des effets thermiques induits par l'interaction laser-matière. Les phénomènes de propagation, transmission et réflexion des ondes de choc au sein de l'assemblage génèrent des contraintes de traction dont la position dans l'empilement, l'instant d'apparition et l'amplitude dépendent des paramètres laser initiaux. L'optimisation de ces paramètres doit permettre de localiser les zones de traction maximales au sein des joints collés et de limiter les contraintes auxquelles sont soumis les matériaux constitutifs de l'assemblage. Ce dernier point est essentiel pour la validation de l'aspect non-destructif de la technologie (ND-LASAT). La recherche de configurations optimisées pour des essais sur assemblages collés dans les études précédentes a mené à trois solutions permettant d'atteindre cet objectif : l'impulsion longue, le choc symétrique et la double-impulsion frontale. La définition de la configuration optimale pour un assemblage donné est réalisée par la simulation de la propagation des chocs dans l'assemblage en intégrant les caractéristiques de ce dernier (nature des matériaux, épaisseur, qualité du joint à tester) et du chargement appliqué à la surface du matériau par le laser. La question de la maîtrise du chargement est donc une question essentielle pour le développement du procédé en vue de son intégration dans un cadre industriel.

De multiples travaux menés sur la caractérisation des chocs générés par laser ont permis de définir des modèles permettant d'évaluer les chargements appliqués dans des configurations bien identifiées. Pour améliorer le procédé, il est maintenant nécessaire de mieux caractériser le chargement dans des configurations très différentes de celles étudiées jusque là. En effet, l'influence de la qualité de faisceau sur les chargements et la prédiction de ces derniers dans le cas des configurations optimisées sont des points nécessaires à la montée en maturité technologique du procédé LASAT.

Les verrous scientifiques inhérents à ces questions sont donc les suivants :

— Caractériser par l'expérience les chargements en pression appliqués avec des paramètres laser couvrant l'intégralité du spectre d'impulsions laser typiques de l'application

— Développer un code multiphysique et polyvalent comme outil de prédiction du chargement

— Maîtriser la propagation des chocs dans les matériaux très différents (métaux, polymères, composites, céramiques) impliqués dans les structures assemblées par collage

— Localiser les tractions au sein du joint de colle ou de ses interfaces pour en tester la résistance à la rupture ou l'adhérence tout en laissant intactes les deux pièces assemblées par ce joint

Ce travail de thèse s'inscrit dans le cadre du projet CompoChoc. CompoChoc est un projet collaboratif financé dans le cadre du 24ème appel à projets du Fond Unique Interministériel, financé par la Banque Publique d'Investissement et les régions Ile-de-France et Nouvelle Aquitaine. Ce projet a été labellisé par les pôles de compétitivité ASTECH, Route des Lasers et Aerospace Valley. Il vise à développer, d'une part, le procédé de test d'adhérence par choc laser non-destructif (ND-LASAT) et, d'autre part, à construire un prototype industriel permettant de faire la démonstration du procédé en conditions opérationnelles en permettant d'adresser un maximum de configurations d'assemblages collés applicatifs. Ce projet rassemble AIRBUS, le groupe PSA, RESCOLL et SAFRAN en tant qu'utilisateurs finaux, le CEA, le laboratoire

Procédés et Ingénierie en Mécanique et Matériaux (PIMM) et la société SIMCHOC au sein du développement du procédé, KUKA, LASER METROLOGIE, CILAS et ALPHANOV pour la conception et la fabrication du prototype et IDIL pour le développement d'un diagnostic intégré au démonstrateur. Les travaux menés au cours de cette thèse doivent permettre de générer des données expérimentales pour la simulation de l'interaction laser-matière et du comportement des matériaux sous choc ainsi que de fournir les chargements laser générés par un code prédictif. Des essais de test d'adhérence sur assemblages collés applicatifs doivent également être menés sur les plateformes de choc laser mises à disposition du projet afin de pouvoir identifier les configurations expérimentales optimales permettant le décollement des joints collés. Dans le cadre du projet, un post-doctorat est en charge du développement d'un outil de simulation 2D/3D permettant de décrire la propagation des chocs et l'endommagement dans les matériaux complexes tels que les composites. Toutefois, les résultats obtenus ne sont pas présentés dans ce document car ils manquaient de maturité lors de l'édition de la thèse.

Le premier chapitre de cette thèse débute par la présentation du contexte industriel dans lequel s'inscrit le procédé. Le principe du LASAT est ensuite détaillé en expliquant les bases de la génération et de la propagation des ondes de choc. Un état de l'art des différentes applications et des modèles existants pour la prédiction du chargement est réalisé afin d'identifier les pistes de développement du procédé.

Le second chapitre présente l'ensemble des moyens expérimentaux mis en oeuvre dans cette étude. On présente notamment les plateformes laser GCLT et Hephaïstos sur lesquelles sont réalisées les campagnes expérimentales de caractérisation et de validation du procédé. Les diagnostics mis en place au cours des expériences de caractérisation et de test d'adhérence y sont détaillés. Les principaux diagnostics post-choc pour l'analyse des matériaux et assemblages sont ensuite présentés. Cette partie inclut également la méthodologie de préparation des cibles et de dimensionnement des essais.

Le troisième chapitre intègre l'ensemble des travaux relatifs à l'interaction laser-matière menés au cours de cette étude. Le développement de modèles d'interaction laser-matière en régime direct et confiné est réalisé avec un code multiphysique polyvalent par comparaison aux résultats des expériences. Il doit permettre de répondre aux interrogations majeures concernant le comportement du matériau et du plasma sous irradiation laser ainsi que la prise en compte du confinement par le modèle. Ainsi, les aspects liés à l'influence de différents phénomènes physiques tels que l'absorption, le transfert radiatif ou la conduction thermique sont abordés dans cette partie. L'objectif de ce chapitre est d'aboutir à des modèles fiables capables de prédire les chargements qui sont mis en oeuvre dans les configurations laser optimales du procédé vis à vis d'une grande variété d'assemblages donnés.

Le quatrième chapitre présente les travaux relatifs à la caractérisation des matériaux sous choc. Les phénomènes de propagation hydrodynamique, d'élasto-plasticité sous choc, d'atténuation et d'endommagement sont reproduits par la simulation. Ces aspects sont abordés par une modélisation 1D avec le même code que celui utilisé pour l'interaction laser-matière, faisant la démonstration de la polyvalence du code. Les limites de la modélisation unidirectionnelle de la propagation des chocs seront abordées, notamment pour la prise en compte des phénomènes d'anisotropie.

Enfin, dans le cinquième chapitre, on présente les résultats obtenus sur les assemblages collés du projet CompoChoc. La caractérisation par choc laser de différentes qualités de collage est effectuée par une double approche expériences/calculs. La mise en évidence de configurations permettant d'identifier différents niveaux de collage pour chaque type d'assemblage est réalisée. Des résultats issus de simulations 2D-3D sont utilisés en appui pour comprendre les phénomènes engendrant les décollements.

Chapitre 1

Etat de l'art

1 Contexte industriel et identification des défis à relever

1.1 Collage structural : défis et opportunités

1.1.1 L'avènement des matériaux composites

Au sein des secteurs spatiaux et aéronautiques, en premier lieu, mais également dans la construction automobile, la masse des structures est identifiée depuis longtemps comme un facteur clé. En effet, la consommation en carburant d'un appareil est directement corrélée à sa masse. Au cours des dernières décennies, on a ainsi remarqué que la diminution de 20 % de la masse des aéronefs civils Boeing a permis un gain de l'ordre de 40 % sur la consommation de kérozène (Figure 1.1).

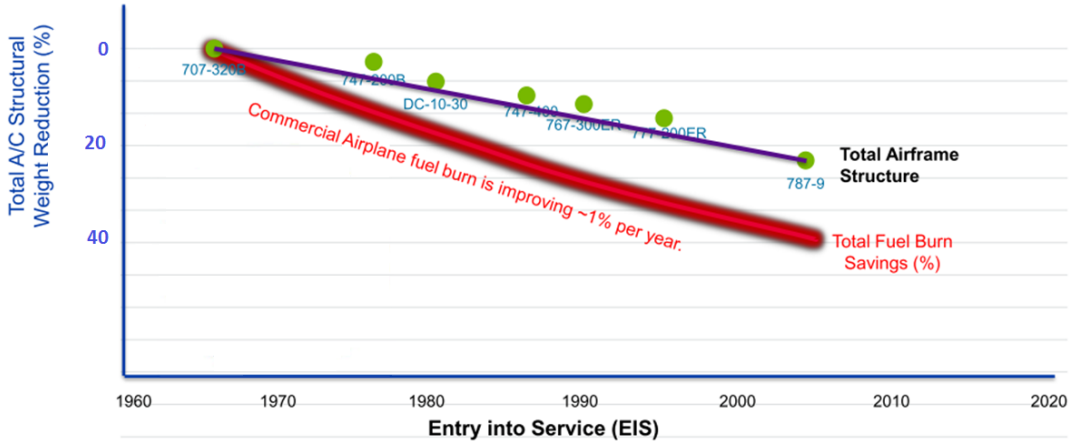


FIGURE 1.1 – Evolution nominale de la masse et de la consommation de carburant (litre/(passager.km)) des avions civils (*Aircraft* - A/C) de la société Boeing de 1965 à 2005 [2]

L'utilisation croissante de Matériaux Composites à matrice Organique (CMO) renforcée par fibres de carbone continues a permis d'atteindre ce résultat. Ces matériaux avancés exhibent des propriétés mécaniques spécifiques (rapport propriété/densité) supérieures aux alliages métalliques et participent donc à la conception de structures plus légères [3]. Ce qui était autrefois l'apanage du domaine spatial et militaire s'est désormais imposé à l'aviation civile puisque les récents appareils tels que l'A350 sont désormais composés d'une majorité de composants en CMO (53 % en masse sur l'A350) et certaines pièces de moteurs de nouvelle génération telles que l'aube de soufflante du LEAP intègrent ce type de matériaux (Figure 1.2). Dans ce dernier cas d'application, le passage du métal au composite participe à l'allègement du moteur de

230 kg par rapport à la version précédente, le CFM 56 [4]. Outre l'amélioration de l'efficacité énergétique, l'utilisation de ces matériaux pour la conception du fuselage permet également d'améliorer les niveaux de pressurisation et d'hygrométrie en cabine grâce à une meilleure résistance à la corrosion et des contraintes circonférentielles admissibles plus élevées [5]. Ces dernières années, le secteur automobile européen tend également à réduire la masse de ses véhicules en augmentant le nombre de pièces en CMO pour faire face aux normes environnementales en vigueur. En ce qui concerne le secteur spatial et aéronautique, il est cependant difficile d'imaginer que les futurs programmes de développement impliquent encore davantage de composites dans les structures. Or, dans le cadre des enjeux climat-énergie, il est nécessaire de poursuivre l'allègement des appareils [6,7]. D'autre part, l'apparition d'opérateurs à bas coût sur les marchés de l'aviation civile et des lanceurs commerciaux entraine une réduction tendancielle des coûts opérationnels, avec par exemple un objectif de -40 % sur les coûts d'exploitation d'Ariane 6 par rapport à Ariane 5 [8]. Cette tendance globale plébiscite des appareils moins gourmands en carburant et avec des composants plus facilement réparables et réutilisables. Il convient donc de trouver de nouvelles pistes d'optimisation dans la conception de ces structures pour les rendre encore plus performantes.

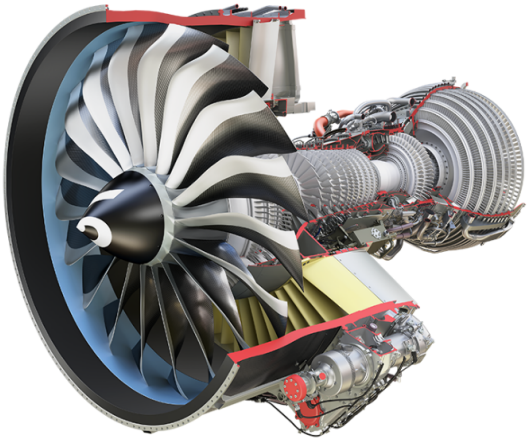


FIGURE 1.2 – Moteur LEAP [4]

1.1.2 Problématiques liées à l'assemblage des pièces structurelles

La technique la plus couramment utilisée pour l'assemblage des pièces structurelles est le boulonnage ou le rivetage. Sur un appareil d'aviation commerciale, on décompte ainsi quelques centaines de milliers de trous de perçage et jusqu'à un million pour l'A380. Or, dans tous les secteurs évoqués précédemment, l'usage d'assembleurs mécaniques est désormais reconnu comme un obstacle à l'optimisation des structures. Les multiples trous dans les structures agissent comme des irrégularités géométriques et entrainent donc des concentrations de contraintes ayant pour effet de faciliter les départs de fissures. De plus, ces techniques classiques imposent des contraintes en conception sur l'épaisseur minimale des pièces à assembler ($1,2$ mm). Enfin, la nécessité d'usinage des pièces pour le perçage rallonge la chaine de fabrication ce qui tend à alourdir les coûts de production. La mise en place de ces modes d'assemblages, conçus initialement pour les matériaux métalliques, engendre des difficultés supplémentaires sur les matériaux composites. En effet, le perçage peut entrainer des transformations irréversibles locales non-prévisibles et indésirables au voisinage du trou, telles que la dégradation thermique de la matrice, des délaminages et des ruptures ou déchaussements de fibres [9,10]. Plusieurs études montrent l'impact de telles modifications sur les propriétés des structures [9]. Certaines pistes sont envisagées pour limiter les effets de l'usinage sur ces matériaux [11–13], mais il s'avère que les propriétés mécaniques restent en deçà des propriétés de la structure non-usinée. Pour pallier à cette perte, comme à l'ensemble des problématiques évoquées ici, les

structures sont donc surdimensionnées, impliquant un surcoût matière et une augmentation tangible de la masse des appareils. Par ailleurs, l'utilisation d'outillages spécifiques à revêtement diamant ou carbure de tungstène est préconisée [14, 15], ce qui accroit encore le coût de l'étape d'usinage.

1.1.3 Le collage : solution alternative aux assembleurs mécaniques

Le remplacement des assembleurs mécaniques habituels par des assemblages par collage permet de supprimer l'étape de perçage et les inconvénients associés. De ce point de vue, ils apparaissent ainsi comme une alternative pertinente dans l'optique d'un allègement des structures. Par exemple, on évoque une diminution de l'ordre de 15 % sur la masse d'un appareil de transport aérien, si on passait à une utilisation maximale d'assemblages collés, sans tenir compte des réductions de masses indirectes via un redimensionnement des moteurs et des ailes [16]. De plus, la nature des assemblages par collage doit permettre une réduction supplémentaire des coûts opérationnels. Le remplacement de l'étape de perçage par le collage qui peut être intégré à la cuisson des panneaux de composite (*co-curing*) devrait réduire également les coûts de fabrication. Ces deux aspects correspondent aux demandes du marché actuel. L'utilisation du collage présente aussi d'autres avantages, comme l'étanchéité du joint qui peut être valorisée pour certaines applications [17]. Il est également possible de réparer par collage les laminés de composite endommagés selon le principe exposé sur la Figure 1.3. Ce dernier point s'avère être crucial si on prend en compte l'augmentation rapide du nombre de pièces en composite stratifié qui rentreront en service dans les prochaines années et qui seront donc susceptibles de subir des dommages nécessitant réparation. Enfin, dans certains cas, le collage représente la seule solution possible pour joindre des matériaux très différents qui ne pourraient pas être soudés ou brasés.

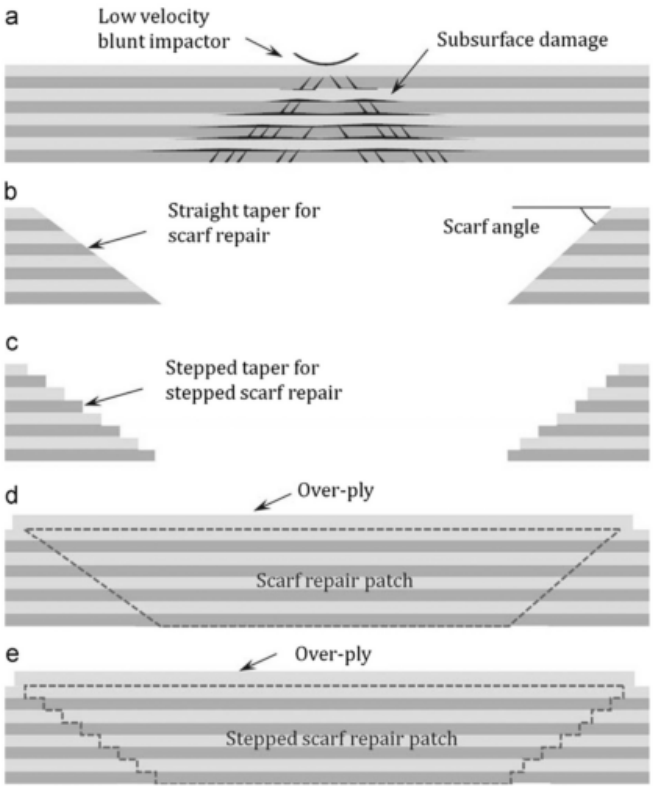


FIGURE 1.3 – Réparation d'un panneau de composite stratifié [5]

1.1.4 Identification des entraves à la généralisation des assemblages collés

Différents défauts peuvent apparaître sur un joint collé. On peut les classer en deux catégories : les défauts cohésifs et les défauts adhésifs. Les défauts cohésifs sont localisés à l'intérieur du joint [18]. On peut ainsi y trouver de la porosité, des vides, de la fissuration ou des zones de résine non-polymérisée (Figure 1.4).

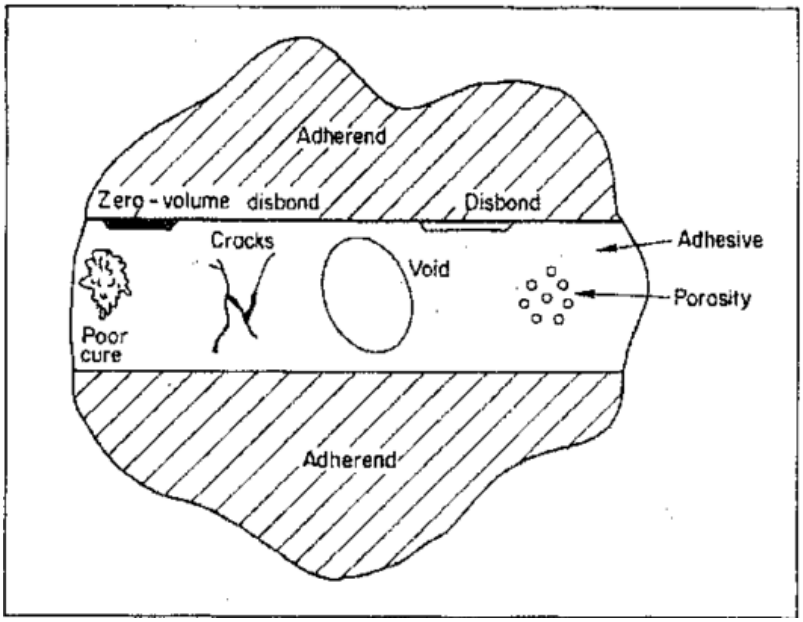


FIGURE 1.4 – Représentation schématique des différents défauts dans les joints collés [18]

Les défauts adhésifs sont localisés à l'interface joint/substrat. Le type de défaut le plus répandu apparaissant à cet endroit est le décollement, matérialisé par la présence d'un volume de vide entre le substrat et le joint. Dans certains cas, les deux matériaux sont en contact mais une zone présente une adhésion nulle entre le joint et le substrat. Ce type de défaut est appelé "décollement zéro-volume" ou *kissing bond*. De façon générale, tous ces défauts peuvent résulter d'anomalies en production ou en maintenance très variées, telles que la présence excédentaire d'adjuvants dans la résine, des défaillances lors de la polymérisation, une exposition à des polluants (lubrifiant, carburant), des excès d'humidité ou des endommagements thermiques. La présence d'un ou plusieurs de ces défauts sur un joint collé tend à réduire ses propriétés mécaniques. Si les propriétés résultantes du joint sont inférieures à la tolérance fixée à 80 % des propriétés correctes, on considère alors que le joint est faible (*weak bonds*) et non-viable. Or, les techniques de contrôle non-destructif conventionnelles ne permettent pas d'évaluer quantitativement les propriétés mécaniques du joint [19]. Au sein de l'industrie des lanceurs tels qu'Ariane 5, l'utilisation généralisée de joints collés sur des pièces maitresses implique de multiples contrôles destructifs sur éprouvettes suiveuses, ce qui entraine un surcoût notable. Dans l'aéronautique civile, les collages sont relégués aux parties non-critiques des appareils, comme exposé en Figure 1.5 et leur application en réparation reste limitée à de petites surfaces, sans reprise d'efforts significative.

On remarque ainsi que la détection des défauts est le principal obstacle à la certification des assemblages collés et donc à leur utilisation généralisée. L'enjeu est d'identifier des méthodes pour la détection des défauts et l'évaluation quantitative des propriétés mécaniques des collages. L'un des objectifs de cette étude est de répondre à cet enjeu.

FIGURE 1.5 – Utilisation d'assemblages collés sur l'A380 [16]

1.2 Technologies en développement pour l'inspection des collages

Afin de répondre à la problématique énoncée précédemment, différentes approches peuvent être déployées. Nous présentons ici dans un premier temps les techniques d'évaluation de la qualité des substrats avant collage ainsi que les grandes familles de contrôle non-destructif, parmi lesquelles certaines permettent de procéder à l'inspection des assemblages une fois la polymérisation du joint effectuée en révélant la majorité des défauts caractéristiques des joints faibles. Pour la plupart, ces techniques sont toutefois dans l'incapacité d'identifier certains types de défauts, nécessitant une sélection plus exigeante des moyens de caractérisation. Les quelques méthodes répondant à ce besoin sont donc ensuite décrites, avant de présenter l'intérêt principal que présente la technique de test d'adhérence par choc laser non-destructif (ND-LASAT) par rapport à ces techniques.

1.2.1 Techniques d'inspection avant collage

La première approche consiste à analyser les surfaces avant collage afin de déterminer si l'état de surface des substrats est suceptible de générer des *kissing bonds*. Toutes les méthodes liées à cette approche sont considérées comme "non-destructive étendues" (*Extended NDT*) [20]. Il est possible, par exemple, de détecter la présence de polluants par différentes méthodes d'analyse physico-chimiques ou de caractériser la rugosité des substrats par des techniques optiques [21, 22]. Ces méthodes *Extended NDT* permettent ainsi d'agir en amont et de limiter l'apparition de *kissing bonds*. Il faut toutefois souligner que l'ensemble de ces techniques ne peuvent pas certifier la qualité de l'assemblage collé post-polymérisation. Or, la création de défauts peut apparaitre lors de variations du procédé de polymérisation du joint. Il est donc nécessaire d'identifier des méthodes permettant de détecter des défauts une fois le collage des pièces réalisé, permettant un contrôle complémentaire à ces techniques d'inspection avant collage.

1.2.2 Contrôle non-destructif des assemblages collés

Les techniques d'inspection non-destructive peuvent être distinguées en 8 grandes familles [23] [24] :
— les méthodes visuelles
— les méthodes à rayonnements pénétrants
— les méthodes magnétiques - électriques
— les méthodes acoustiques
— les méthodes chimiques-électrochimiques
— les méthodes thermiques
— les méthodes optiques
— les méthodes d'évaluation d'étancheité

Les méthodes visuelles ne sont pas adaptées à l'inspection des collages, du fait de l'incapacité d'identifier un défaut en profondeur depuis la surface externe du substrat visible. De la même façon, aucune corrélation n'est possible entre la présence d'espèces chimiques en surface libre avec l'état du joint. Les techniques telles que les courants de Foucault sont très adaptées à l'inspection en surface de pièces métalliques. En revanche, du fait de la nature des assemblages collés (défauts en profondeur) ce type de méthode n'est pas efficace pour la mise en évidence de défauts dans les joints. Enfin, les techniques basées sur l'évaluation de l'étanchéité d'une structure sont particulièrement adaptées à la détection de défauts traversants, ce qui empêche également l'utilisation de ce type de méthode pour le cas des collages.

Intrinsèquement, toutes les autres méthodes peuvent être employées pour l'analyse des joints collés.

Les techniques acoustiques les plus répandues sont certainement les inspections par ultrasons qui permettent de révèler la quasi-totalité des défauts mentionnés précédemment. Les analyses par ultrasons conventionnels ($5\ MHz - 15\ MHz$) s'avèrent particulièrement adaptées à la détection de décollements [25]. Certaines configurations d'inspection ont montré la capacité de détecter des endommagements restreints [26]. L'utilisation de fréquences d'excitation plus basses ($20\ KHz - 1\ MHz$) pour solliciter en *tapping* a permis également de révéler des décollements sur des géométries particulières, comme un assemblage sandwich impliquant une structure en nid d'abeille [27, 28].

Parmi les technologies à rayonnement pénétrants, la tomographie par rayons X est la plus connue. Autrefois limitée en termes de résolution spatiale et de temps d'analyse [29], cette méthode s'est considérablement améliorée jusqu'à pemettre la détection de défauts sub-microniques (nano-tomographie) [30]. De plus, il est désormais possible d'analyser des éléments de taille conséquente (de l'ordre du mètre) permettant à certains motoristes d'utiliser la tomographie X comme moyen de CND privilégié. L'utilisation de radiographie X dans des conditions spécifiques a aussi tout récemment permis de révéler des défauts dans des éléments épais de structures aéronautiques, laissant entrevoir la possibilité de détecter des décollements à une cadence plus élevée qu'en tomographie [31]. La mise en place de technologies plus exotiques, comme le contrôle par rayonnement terahertz, semble également en mesure de détecter des décollements, au vu des résultats prometteurs déjà obtenus sur composite massif [32].

Parmi les méthodes basées sur les phénomènes thermiques, les techniques de thermographie infrarouge, et notamment active, permettent aussi de contrôler les joints collés de façon efficace. Par définition, ces méthodes sont sans contact, ce qui leur confère un avantage significatif dans la mise en place du contrôle [33].

Les techniques d'analyses optiques telles que la shearographie sont moins utilisées mais certains travaux ont mis en évidence la possibilité de détecter des délaminages en couplant un moyen de sollicitation mécanique sans contact, tel qu'un choc thermoélastique par laser, à l'analyse optique [23].

En plus des méthodes de CND mentionnées ici, des études sur assemblages collés ont été menées avec des moyens typiques de surveillance de l'état des structures (*Structural Health Monitoring - SHM*). Ainsi, il a été démontré que l'application de patchs en céramique piézoélectrique à la surface d'un substrat permet de détecter par rupture d'impédance un décollement d'interface [34]. D'autres études montrent l'intérêt d'incorporer des fibres de Bragg pour détecter des endommagements ou des décollements [35, 36]. Cette technique présente toutefois l'inconvénient majeur d'être intrusive puisqu'il faut les fibres optiques au sein du collage, préalablement à la polymérisation de ce dernier.

De façon générale, on remarque qu'une grande variété de techniques ont été étudiées et reconnues pour l'inspection des défauts au sein d'assemblages collés. Toutefois, la détection des *kissing bonds* reste un défi majeur pour les technologies CND en raison de la parfaite continuité matérielle entre le joint et le substrat, ce qui a motivé des développements plus spécifiques parmi les techniques mentionnées ici.

1.2.3 Détection des kissing bonds

L'utilisation de méthodes acoustiques alternatives est une piste privilégiée pour révéler les *kissing bonds* dans les structures collées. En effet, en excitant la structure dans des gammes de fréquences et des types de sollicitations variées, la non-adhérence au niveau du défaut peut être détectée. Les ondes guidées ont été largement utilisées pour la détection de défauts dans des structures métalliques ou composites [37, 38]. Des travaux plus récents ont permis de montrer la capacité de ces ondes à détecter des décollements et des *kissing bonds* dans des joints collés [39, 40]. De même, des travaux menés avec des sollicitations en vibrations ($100\ Hz - 1\ KHz$) semblent permettre la détection de ce type de défaut [41]. Le couplage vibrations-ultrasons basses fréquences a également été largement privilégié ces dernières années, soulignant l'intérêt d'une sollicitation mécanique en appoint [42, 43].

D'autre part, des résultats obtenus sur des joints soudés de deux polymères avec thermographie infrarouge en transmission ont laissé suggérer la capacité d'une telle méthode à détecter les *kissing bonds* [44]. Certains travaux en thermographie pulsée en réflexion avancent la capacité de détection de *kissing bonds* sans sollicitation acoustique en appoint mais la mise en oeuvre des défauts par insertion de lubrifiant solide appelle à la prudence car non-représentatif des conditions opérationnelles [45]. Le couplage d'une excitation acoustique à l'analyse thermographique semble bien nécessaire pour solliciter et permettre de révéler ces défauts [46].

On retrouve le même défi en ce qui concerne les techniques d'analyse optiques : il est nécessaire de solliciter le défaut pour pouvoir le déceler. Des travaux ont ainsi permis de mettre en évidence l'existence de *kissing bonds* par corrélation d'image numérique (*Digital Image Correlation - DIC*) sur des coupons placés sur une machine de traction [47].

De multiples solutions sont donc apparues ces dernières années pour répondre au défi de détection de ces défauts. Il apparaît toutefois nécessaire de mettre en place des scénarios de validation sur des géométries et des défauts représentatifs des conditions opérationnelles. Ce dernier point est sans doute le plus complexe car il doit permettre d'introduire des défauts tels que des *kissing bonds* sans utilisation d'inserts, jusqu'alors privilégiés et utilisés dans la majorité des études d'évaluation des méthodes de détection.

1.2.4 Emergence du test d'adhérence par choc laser

En s'appuyant sur l'ensemble du spectre des technologies CND, on semble pouvoir répondre à la problématique de détection des défauts. En revanche, très peu de méthodes permettent de procéder à l'évaluation directe de la tenue mécanique de l'assemblage et de répondre directement à la problématique

de détection des joints faibles par une méthode automatisable. En effet, certains travaux proposent des méthodes de tests mécaniques simplifiées permettant de soumettre les collages en réparation à un test d'épreuve en torsion mais ce type d'essai se heurte au besoin d'intégration industrielle [48]. D'autre part, l'utilisation d'ondes guidées spécifiques a récemment permis d'évaluer la rigidité d'interface dans des empilements multi-couches par post-traitement [49,50]. Néanmoins, cette technique ne permet pas de répondre directement au besoin de validation des collages par un test d'épreuve.

Le développement du procédé de test d'adhérence par choc laser (LASAT) comme CND doit permettre de répondre aux enjeux évoqués ici en procédant à une évaluation quantitative directe de la qualité du joint. Cette technologie serait assimilable à un test d'épreuve à la suite duquel les collages ayant une résistance mécanique supérieure à la sollicitation calibrée seraient identifiés comme sains et donc viables et les *weak bonds* exhibant des ruptures adhésives ou cohésives suite au test seraient dirigés vers des filières de revalorisation (ND-LASAT). La génération du choc par laser répond au besoin de méthode sans contact, automatique et répétable. L'intégration d'un tel dispositif au sein d'un système robotique, tel que les systèmes d'ultrasons par laser LUIS et LUCIE [51], doit permettre des inspections en production ou en maintenance. De plus, le LASAT permet de répondre à un besoin de caractérisation en identifiant la résistance à la rupture des collages par une chaine de calcul numérique. Dans ce cas d'application, le procédé peut être vu comme un test mécanique à très haute vitesse de déformation, complémentaire des tests standardisés déjà existants comme les essais de ténacité à la rupture GIC [52–54] ou plots collés. Il donnerait ainsi une information rapide et peu coûteuse pour le dimensionnement des structures face aux sollicitations dynamiques.

2 Le procédé LASAT

2.1 Description de la technique

On décrit dans cette partie les différentes phases du procédé LASAT : la génération du chargement par le laser, la propagation des ondes de chocs dans les matériaux et la sollicitation d'interfaces.

2.1.1 Génération de chocs par laser

De multiples événements impliquent des sollicitations en dynamique rapide dans des structures présentes par exemple dans des problématiques d'impacts hypervéloces [55] ou de crash automobile. Pour comprendre les phénomènes physiques qui y sont liés, il est nécessaire de mettre en place des moyens d'études pour caractériser les matériaux en sollicitation dynamique. Les techniques de Hopkinson et leurs dérivées sont les plus connues et permettent l'étude de phénomènes impliquant des vitesses de déformation de l'ordre de 10^2 à 10^4 s^{-1} [56]. L'utilisation de systèmes pyrotechniques permet de soumettre les matériaux à des très hauts taux de déformations (10^4 - 10^7 s^{-1}) par détonation d'explosifs au contact, envol de plaque sur cible ou de canon à gaz [57, 58]. Enfin, l'utilisation de lasers de puissance pulsée complète ce panel de moyens d'essais en permettant de soumettre des cibles à des taux de déformation allant jusqu'à 10^9 s^{-1}.

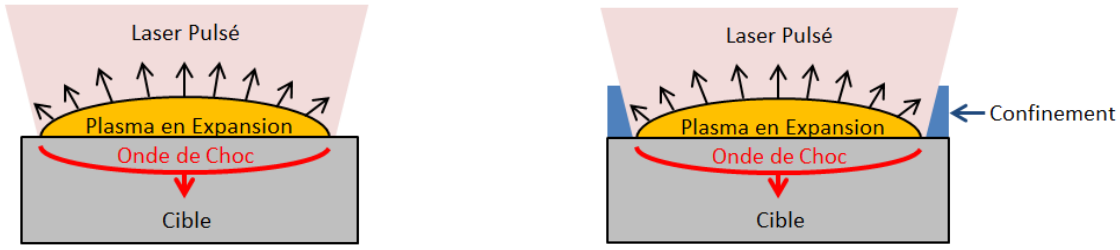
Les premières mentions d'ondes de choc générées par laser remontent aux démonstrations expérimentales de création d'ondes élastiques par interaction laser-matière [59]. Par la suite, d'autres études menées sur l'interaction laser-plasma ont mis en évidence le fait que la focalisation d'un faisceau laser sur une surface métallique permet de générer un choc de grande amplitude dans la matière [60–62]. En effet, un tel rayonnement laser est absorbé dans les quelques nanomètres d'épaisseur de peau de la cible et participe au chauffage de la matière par effet d'absorption collisionnelle (*Bremsstrahlung* inverse) [63]. Le volume ainsi chauffé passe de l'état solide à l'état de vapeur. On assiste ainsi à une éjection de matière dans la

direction normale à la face avant de la cible. Or, la troisième loi de Newton spécifie que le déplacement d'une masse à une vitesse donnée génère une force de réaction, en sens opposé au déplacement. Dans le cas de l'ablation laser, la force de réaction est appliquée sur l'ensemble de la surface concernée par l'ablation. Il en résulte une pression d'ablation P_{abl} . L'utilisation d'impulsions laser de durées (Δt) de l'ordre de 10^{-9} s implique que le dépôt d'énergie et l'ablation de matière résultante se produisent très rapidement. L'augmentation de la pression d'ablation juqu'à des niveaux de quelques GPa est donc très brève, engendrant un chargement appliqué à la face irradiée sous la forme d'une onde de choc. Une impulsion laser est définie par son énergie (E), sa répartition spatiale sur cible et par son profil temporel d'intensité. Dans le cas d'un dépôt homogène en tout point de la surface illuminée S et constant sur Δt, la fluence F (1.1) et l'intensité I (1.2) peuvent être définis à partir de E, S (cm^2) et Δt (ns).

$$F = \frac{E}{S} \; [J.cm^{-2}] \tag{1.1}$$

$$I = \frac{F}{\Delta t} = \frac{E}{S\Delta t} \; [GW/cm^{-2}] \tag{1.2}$$

En appliquant un matériau transparent à la longueur d'onde du laser utilisé sur la face avant de la cible (Figure 1.6), il est possible de confiner l'expansion du plasma. La mise en place d'une telle configuration accroit l'amplitude et la durée de l'onde de choc créée [64]. Le mode de confinement par eau [65] est plébiscité pour les applications industrielles du LASAT en raison de sa facilité de mise en oeuvre et de l'amélioration du rendement d'interaction qui permet d'atteindre les pressions requises avec des impulsions dont l'intensité maximale est proche du GW/cm^2. Toutefois, en régime confiné par eau, des phénomènes de claquage dans le matériau de confinement peuvent apparaître au delà d'une certaine fluence et limitent donc la pression maximale générée par l'interaction laser-matière [66–68]. De façon analogue, il existe un seuil de claquage dans l'air et pour l'éviter en amont de la cible, la génération de chocs par laser en régime direct est effectuée sous vide. Une telle configuration permet d'atteindre des pressions d'ablation sur cible, de l'ordre de 10^2 GPa.



(a) Interaction directe

(b) Interaction confinée

FIGURE 1.6 – Configuration de choc par laser (a) configuration d'interaction directe et (b) confinée par eau

Les installations laser permettant de générer des chocs dans la matière sont typiquement des lasers contenant des cavités amplificatrices Nd :YAG ($\lambda = 1064$ nm) permettant d'amplifier des impulsions de quelques mJ pour produire des faisceaux de quelques dizaines de Joules. L'utilisation d'un confinement tel que l'eau permet d'utiliser des installations plus compactes délivrant quelques Joules avec des cadences plus importantes (1 Hz) pour appliquer des chargements en pression dont l'amplitude est suffisante pour l'application LASAT ($0,5 - 6$ GPa). On voit en effet sur la Figure 1.7 qu'il suffit d'intensités laser de l'ordre du GW/cm^2 pour couvrir les besoins du procédé, alors qu'il est nécessaire d'utiliser des intensités bien plus importantes (10 $GW/cm^2 - 200$ GW/cm^2) en régime direct.

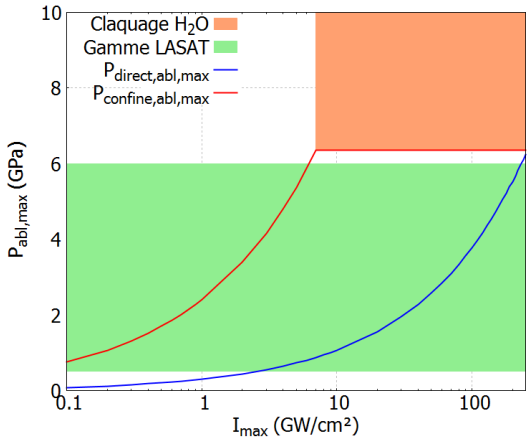


FIGURE 1.7 – Identification de la gamme de pressions requise pour couvrir les besoins du LASAT - Relation P-I obtenue par les lois d'échelle définies dans cette étude sur la base des résultats numériques d'ESTHER en régime direct et confiné par eau - Gaussienne - 7 ns FWHM - 532 nm

2.1.2 Propagation, transmission et réflection des ondes de chocs

Le parcours d'une onde de choc dans un empilement multi-matériaux est défini par l'impédance acoustique (Z) dans chaque milieu. Z est définie à partir de la densité (ρ_0) et de la vitesse de propagation du choc dans la matière (D). Une relation définie empiriquement relie D à la vitesse de propagation du son (C_0), la vitesse matérielle (u) et le paramètre matériau (s), régissant ainsi l'accroissement de la vitesse du choc avec la pression.

$$Z = \rho_0.D \ [Pa.s.m^{-1}] \tag{1.3}$$

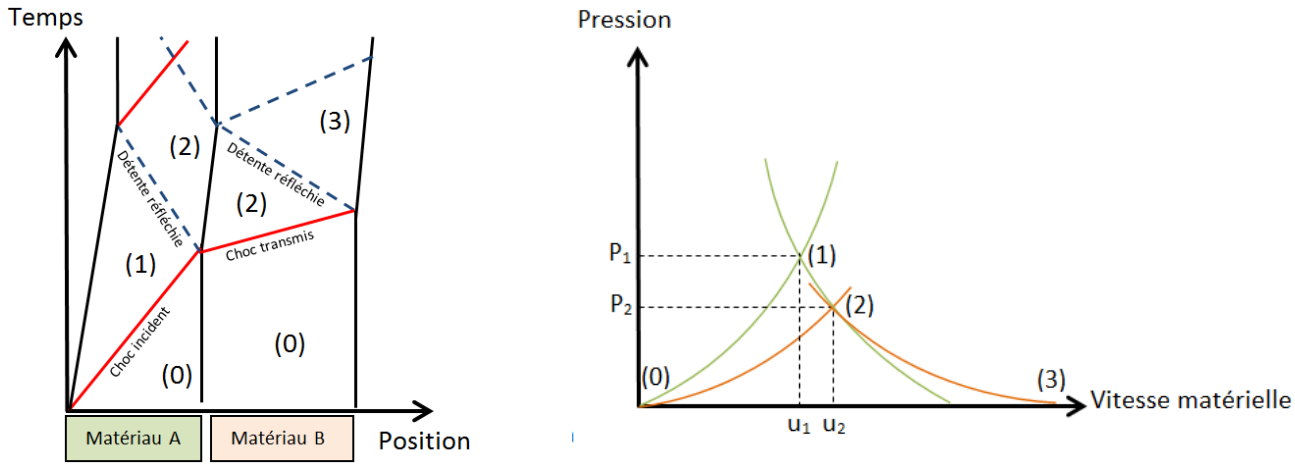
$$D = C_0 + s.u \ [m.s^{-1}] \tag{1.4}$$

Afin de bien identifier les différentes configurations pouvant apparaitre dans des empilements multi-matériaux, on considère ici un ensemble de deux matériaux joints d'impédance respective Z_A et Z_B, un milieu gazeux d'impédance $Z_A \approx 0$ de part et d'autre de l'empilement et une onde de choc monodimensionnelle incidente se propageant du matériau A vers le matériau B. L'action de l'onde de choc agit de façon à mettre en compression le matériau A, qui passe ainsi de l'état 0 ($u_0 = P_0 = 0$) à l'état 1 (u_1, P_1). En approximation acoustique, les phénomènes de transmission-réflexion à l'interface des matériaux A et B dépendent du ratio des impédances (Z_A/Z_B) à l'interface et au diagramme de polaire de choc permettant de lier la pression à la vitesse matérielle. Quelque soit ce ratio, l'équilibre des pressions de part et d'autre de l'interface est respecté. Le choc transmis dans le milieu B charge le milieu A de l'état 0 à l'état 2 (u_2, P_2). Dans le cas particulier où $Z_A = Z_B$, il n'y a pas de phénomènes de transmission-réflexion à l'interface. Ainsi, l'intégralité de l'onde de choc est propagée dans le matériau B. Dans les deux autres cas, il convient de prendre en compte ces phénomènes pour définir l'état de la matière en chaque position et à chaque instant :

— $Z_A > Z_B$: Cas où le milieu A a une impédance acoustique plus élevée que le milieu B. Dans ce cas, l'onde de choc incidente dans le milieu A est réfléchie en une onde de détente, tendant à décharger le matériau ($P_2 < P_1$) (Figure 1.8). Dans le cas d'une interface matériau-air, l'interface est donc considérée comme une surface libre et l'onde de détente résultante tend à décharger complètement le milieu A ($P_2 = 0$). Ce cas est exposé plus bas.

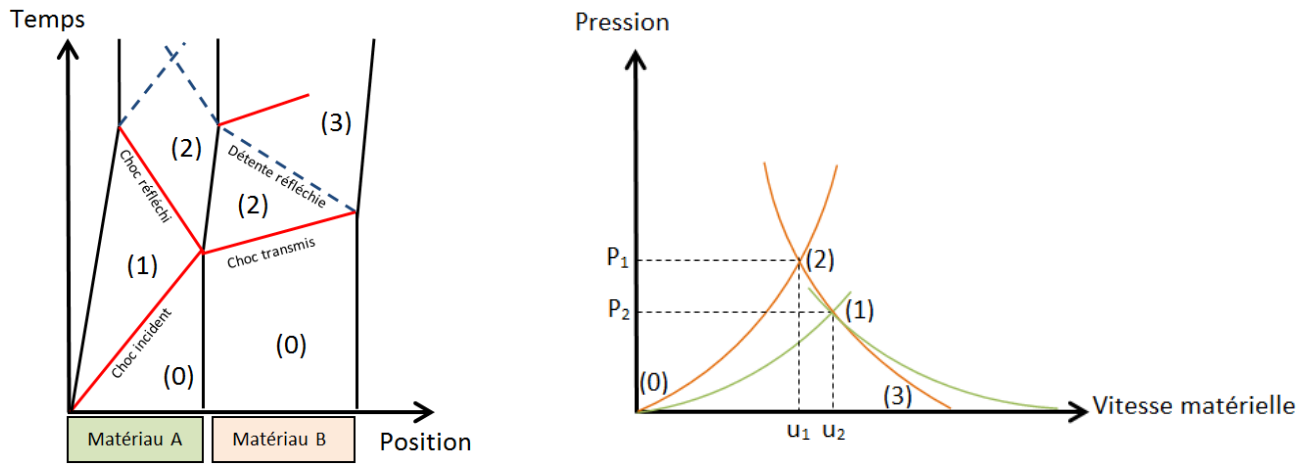
— $Z_A < Z_B$: Cas où le milieu A a une impédance acoustique moins élevée que le milieu B. Dans ce cas, l'onde de choc incidente dans le milieu A est réfléchie en une onde de choc (Figure 1.9).

L'onde de choc réfléchie dans le milieu A recharge ainsi le matériau, entraînant une pression $P_2 > P_1$.



(a) Diagramme X-t (b) Polaire de choc

FIGURE 1.8 – (a) Diagramme Temps-Position et (b) polaire de choc dans un empilement bi-matériau avec impédance acoustique du matériau A supérieure à l'impédance acoustique du matériau B



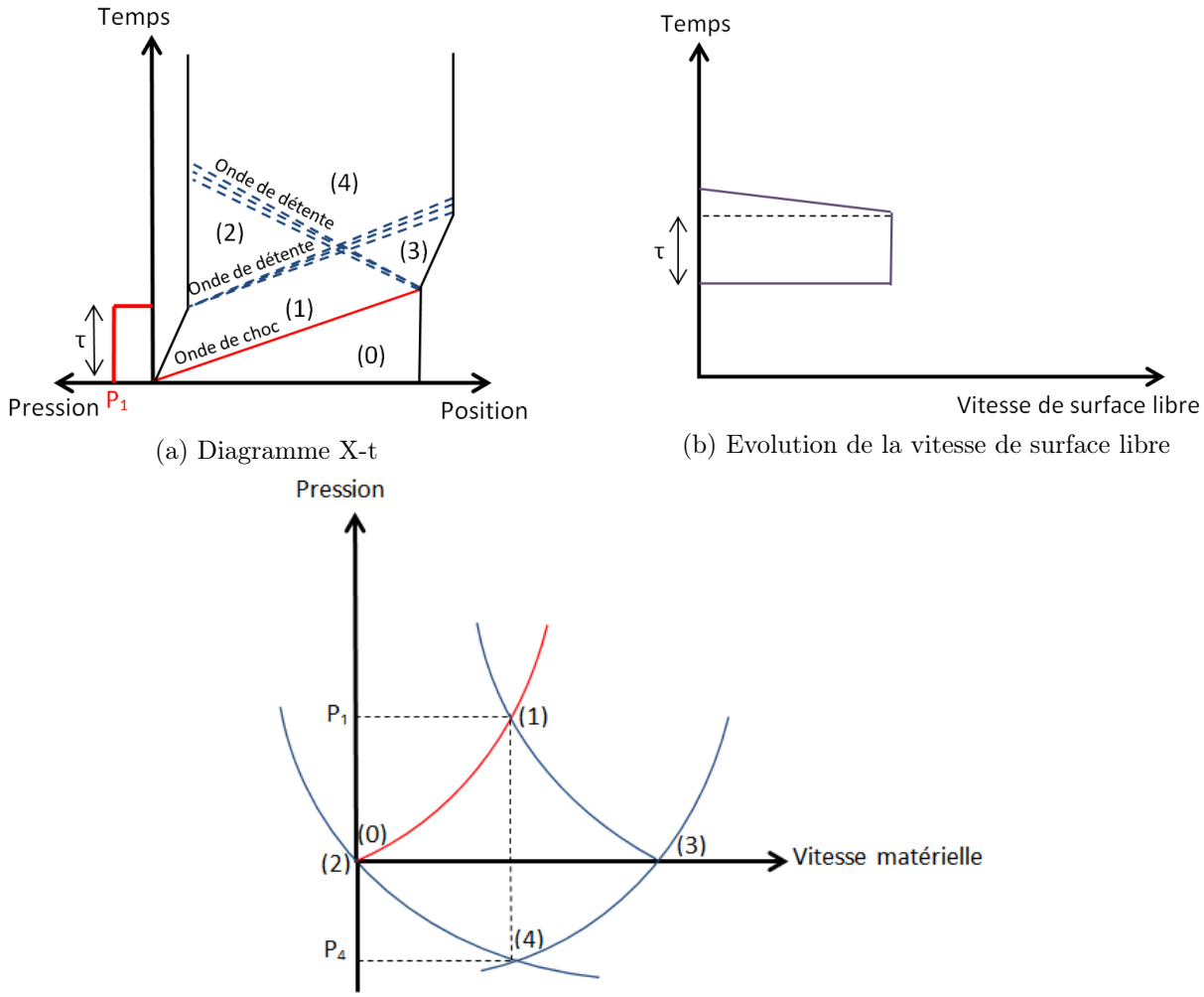
(a) Diagramme X-t (b) Polaire de choc

FIGURE 1.9 – (a) Diagramme Temps-Position et (b) polaire de choc dans un empilement bi-matériau avec impédance acoustique du matériau A inférieure à l'impédance acoustique du matériau B

2.1.3 Propagation d'ondes de choc et de détente dans des cibles monomatériaux - Cas de la surface libre

Les cas des cibles monomatériaux soumises à un choc plan est détaillé ici. Dans cette partie on se place dans l'hypothèse d'un chargement créneau de durée τ (Figure 1.10). Une fois générée en face avant, l'onde de choc se propage à travers la cible jusqu'en face arrière. Elle est suivie par un faisceau d'onde de détente, issu du déchargement en face avant. Au passage du front de choc, la matière change d'état, passant de l'état 0 ($u = 0$, $P = 0$) à l'état 1 ($u = u_1$, $P = P_1$). En débouchant en face arrière, l'onde de choc se réfléchit complètement en onde de détente et met en vitesse la surface libre. Au passage de cette onde de détente, la matière est déchargée ($P_2 = 0$) mais sa vitesse matérielle augmente ($u_2 > u_1$).

Lors du croisement des deux faisceaux d'ondes de détente, la matière est mise progressivement en tension ($P = P_3$) et sa vitesse matérielle diminue. On remarque donc qu'il est possible de soumettre une cible à des contraintes de traction via l'application d'un chargement de choc.



(a) Diagramme X-t

(b) Evolution de la vitesse de surface libre

(c) Polaire de choc

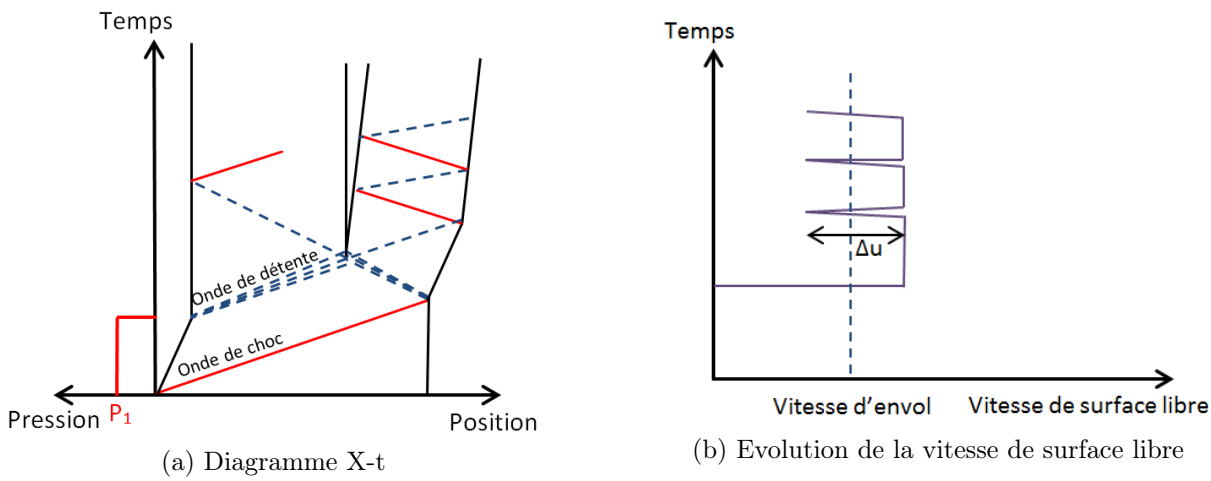
FIGURE 1.10 – (a) Diagramme Temps-Position et (b) vitesse de surface libre et (c) polaire de choc associée dans une cible monomatériau

Les contraintes de traction générées par les croisements d'ondes de détente peuvent générer des endommagements dans les cibles (Figure 1.11). En effet, si la contrainte engendrée est supérieure à la résistance à la rupture sous chargement dynamique de la cible (σ_r), le matériau peut être amené à se rompre. La rupture du matériau sous choc est appelée écaillage [69].

Dans l'hypothèse où les faisceaux d'onde de détente sont réduits à une seule onde de détente, de vitesse de propagation C_0 au sein du matériau, l'épaisseur de l'écaille (e) correspond à l'endroit où se produit le croisement des ondes de détentes. Cette épaisseur est définie par l'expression 1.5.

$$e = \frac{1}{2}\tau D \approx \frac{1}{2}\tau C_0 \ [\mu m] \tag{1.5}$$

L'application numérique de l'expression 1.5 pour une cible d'aluminium ($C_0 = 5300\ m.s^{-1}$) soumise à



(a) Diagramme X-t

(b) Evolution de la vitesse de surface libre

FIGURE 1.11 – Diagramme Temps-Position (a) et vitesse de surface libre associée (b) dans une cible monomatériau soumise à un écaillage

un chargement tel que $\tau = 40\ ns$ mène à une épaisseur d'écaille $e \approx 100\ \mu m$. Dans le cas d'un matériau composite CMO renforcé par fibres de carbone continues ($C_0 = 3000\ m.s^{-1}$) exposé au même chargement, on obtient $e \approx 60\ \mu m$. Dans le cas d'un composite stratifié composé de multiples plis, les études précédentes montrent que la rupture s'effectue préférentiellement aux interplis (délaminage) [70]. On voit donc bien que l'application de chargements sur des durées de plusieurs dizaines de ns génère des écailles de l'ordre de la centaine de μm dans les matériaux métalliques tels que l'aluminium. Dans le cas des composites stratifiés cet écaillage se traduit par un délaminage du dernier pli dont la dimension est typiquement de l'ordre de 100 μm à 250 μm.

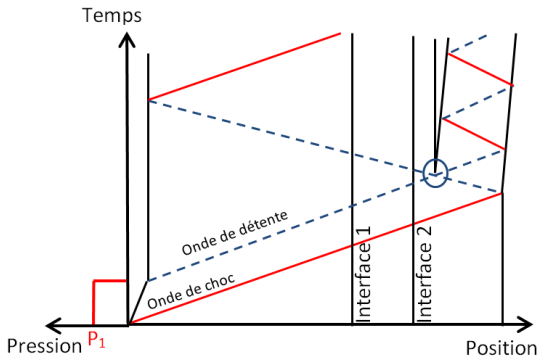
La rupture de la cible entraine la création de deux surfaces libres ($Z = 0$), ce qui change considérablement le schéma de propagation des ondes de choc. Ces dernières ne peuvent pas passer à travers, en l'absence de continuité matérielle. Ainsi, une partie des ondes est piégée au sein de l'écaille et la soumet à des aller-retours de période $t = 2e/D$. L'autre partie reste dans le corps principal de la cible. Une fois formée, l'écaille part en envol ballistique (vitesse constante), suite au transfert de quantité de mouvement. On remarque que la localisation du maximum de contraintes au sein de la cible dépend de l'épaisseur de la cible et de la durée du chargement appliqué en face avant. On peut également noter que l'évolution de la vitesse en face arrière est le traceur des événements survenus au sein de la cible. La mesure de cette vitesse est donc un moyen de caractérisation quantitatif des matériaux soumis aux chocs [71, 72]. L'introduction de diagnostics de vélocimétrie permettant de mesurer l'évolution de la vitesse en face arrière dans les cibles doit ainsi permettre d'accéder à la contrainte à la rupture de la cible (σ_r). Celle-ci peut être estimée au premier ordre à partir de la densité du matériau considéré (ρ_0), de la vitesse du son dans ce matériau (C_0) et de la variation de vitesse en face arrière entre le pic et le rebond de vitesse lié à l'écaillage (Δu). (1.6) [69].

$$\sigma_r = \frac{1}{2}\rho_0.C_0.\Delta u\ [MPa] \tag{1.6}$$

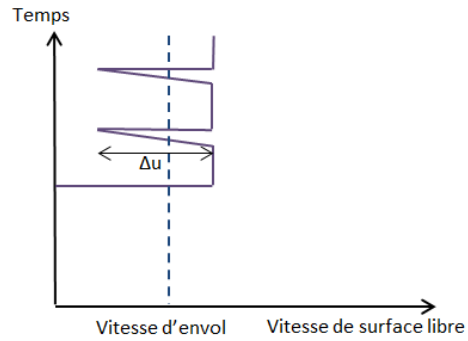
2.1.4 Mise sous contraintes des interfaces - LASAT

Dans cette partie, on se place dans le cas d'un empilement multicouches sans désadaptation d'impédance aux interfaces et avec des matériaux dans lesquels les ondes de chocs et de détente se propagent à la même vitesse $D \approx C_0$. Les faisceaux d'onde de détente sont simplifiés sous la forme d'une seule onde sur les schémas. L'utilisation d'une impulsion laser de courte durée (régime nanoseconde) génère un maximum de contraintes de traction proche de la face arrière, comme schématisé sur la Figure 1.12. Si l'épaisseur de

la couche placée en face arrière est trop importante, le maximum de traction généré se fait à l'intérieur de la dernière couche. Dans cette configuration, si la résistance de l'interface 2 est proche de la résistance du matériau placé en face arrière, ce dernier rompt préférentiellement et il est donc impossible de solliciter l'interface sans endommager le matériau placé en face arrière. Il est ainsi nécessaire d'apporter des solutions d'optimisation pour délocaliser le maximum de traction vers l'intérieur de l'empilement pour rompre les interfaces en priorité.



(a) Diagramme X-t



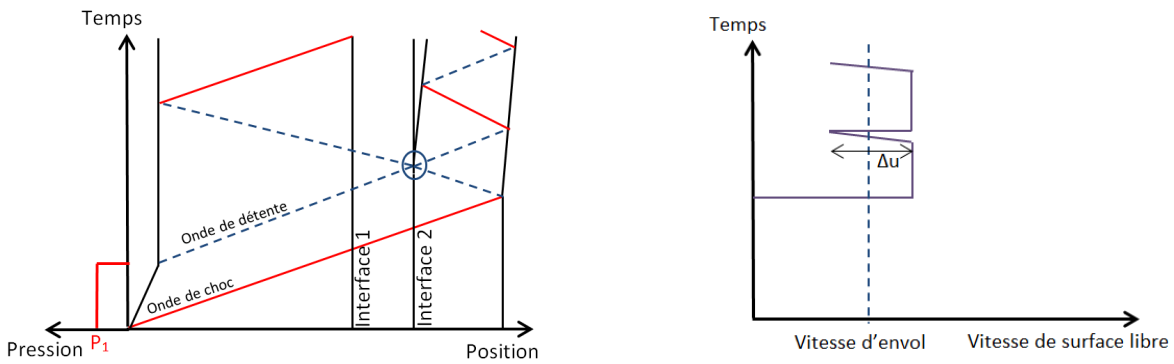
(b) Evolution de la vitesse de surface libre

FIGURE 1.12 – Diagramme Temps-Position (a) et vitesse de surface libre (b) dans un assemblage multicouches soumis à un chargement non-optimisé

L'utilisation d'une impulsion plus longue ($\tau > 40\ ns$) est une solution pour retarder le départ du faisceau d'ondes de détente à partir de la face avant et donc de retarder et de délocaliser la recombinaison des ondes de détente sur les interfaces. Dans le cas d'un empilement multicouches dont la dernière couche d'aluminium mesure 500 μm d'épaisseur, on s'aperçoit en utilisant la formule 1.5 qu'il est nécessaire d'utiliser un chargement tel que $\tau \approx 200\ ns$ pour pouvoir solliciter l'interface entre cette couche et le reste de l'empilement. De la même façon, dans le cas d'un assemblage impliquant une couche de composite de 1000 μm en face arrière, il faut pouvoir maintenir le chargement sur une durée $\tau \approx 700\ ns$.

Dans le schéma exposé sur la Figure 1.13, la recombinaison d'ondes de détente se produit sur l'interface 2. En modulant la pression $P1$ appliquée en face avant, il est possible de rompre l'interface sans endommager les matériaux constitutifs de l'empilement : c'est le principe du LASAT non-destructif (ND-LASAT). La variation de pression $P1$ permet même de discriminer différents niveaux d'adhésion par identification des seuils de rupture de l'interface. La vélocimétrie de la surface libre apporte des informations essentielles concernant l'endommagement et il est possible de déduire la résistance à la rupture (σ_r) de l'interface en exploitant le signal de vitesse associé.

D'autres pistes d'optimisation existent afin de pouvoir éviter l'utilisation d'impulsions longues et ainsi s'affranchir des questions relatives à la maitrise du chargement laser sur les temps longs. Par exemple, le choc symétrique consiste à appliquer un chargement en pression de chaque côté de l'empilement et à moduler le délai (Δt) entre les deux impulsions de durée (τ) de façon à localiser le maximum de traction sur l'interface ciblée par le test (Figure 1.14a). La recombinaison des ondes de détente issue de la réflexion des ondes de chocs incidentes sur les deux surfaces libres de l'assemblage est la plus efficace et génère la traction maximale dans l'empilement. Cette méthode semble prometteuse car elle permet de piloter librement la répartition des contraintes dans l'empilement via (Δt) et de limiter les contraintes en traction auxquelles sont exposés les matériaux constitutifs de l'empilement. Pour $0 < \Delta t \leq \Delta t_{max}$, l'épaisseur de l'écaille est définie par l'expression 1.7, avec e_i les épaisseurs respectives des n couches de l'assemblage.



(a) Diagramme X-t

(b) Evolution de la vitesse de surface libre

FIGURE 1.13 – Diagramme Temps-Position (a) et vitesse de surface libre (b) dans un assemblage multi-couches soumis à une impulsion longue

$$e \approx \frac{1}{2}\left(\sum_{i=1}^{n} e_i - \Delta t C_0\right) \ [\mu m] \tag{1.7}$$

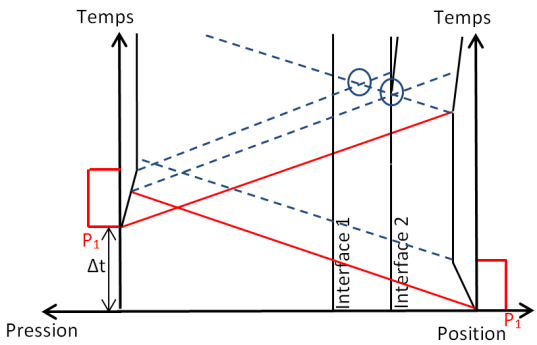
Lorsque $\Delta t = 0$, $e = \frac{\sum_{i=1}^{n} e_i}{2}$, impliquant une rupture d'écaille au milieu de l'empilement. Pour $\Delta t = \Delta t_{max}$, on se retrouve dans un cas identique au cas mono-impulsion décrit précédemment, dans lequel l'épaisseur de l'écaille est définie par τ.

L'application numérique de l'expression 1.7 au cas d'un assemblage constitué d'un empilement de 4 couches d'aluminium de 500 μm mène à un délai optimal $\Delta t \approx 190$ ns pour dissocier la dernière couche. Dans ce cas type, l'application simultanée ($\Delta t = 0$ ns) des deux chargements de part et d'autre de l'empilement doit permettre de dissocier l'empilement en deux parties identiques, chacune composée de deux couches de 500 μm.

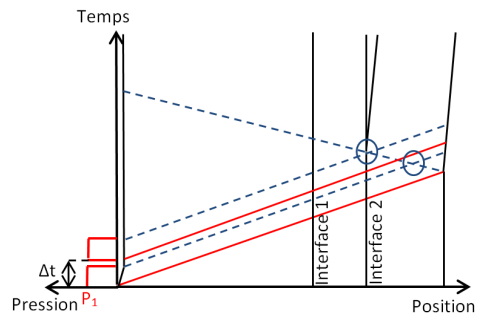
Dans le cas d'un empilement de 4 mm constitué de plis de composite de 250 μm, le calcul montre qu'il faut utiliser $\Delta t \approx 440$ ns pour pouvoir induire un délaminage aux deux tiers de l'empilement, soit $e \approx 1,3$ mm. Pour induire un écaillage dans la première moitié de l'assemblage, il suffit d'appliquer le décalage temporel Δt à l'impulsion en face arrière.

Toutefois, dans la perspective d'une utilisation industrielle, le choc symétrique ne permet pas de répondre à toutes les applications, notamment pour des inspections en maintenance car cette technique exige d'accéder aux deux faces libres. L'utilisation de la configuration en double-impulsion appliquée en face avant permet de répondre à ce besoin. En effet, cette configuration permet de délocaliser les zones de contraintes en traction sur les interfaces ciblées en adaptant le délai Δt entre deux impulsions à la nature et à l'épaisseur des différentes couches (Figure 1.14b). Cette configuration présente l'avantage d'être utilisée facilement pour la caractérisation de la résistance à la rupture d'interface puisque l'utilisation d'un diagnostic de vélocimétrie en face arrière est possible. L'adaptation de l'équation 1.5 au cas de l'impulsion double permet de calculer l'épaisseur de l'écaille en fonction du délai Δt (Equation 1.8).

$$e \approx \frac{1}{2}(\tau + \Delta t)C_0 \ [\mu m] \tag{1.8}$$



(a) Diagramme X-t dans le cas d'un choc symétrique



(b) Diagramme X-t dans le cas d'une double impulsion

FIGURE 1.14 – Diagramme Temps-Position dans un assemblage multicouches soumis (a) à un choc symétrique et (b) à une double impulsion

2.2 Exemples d'applications

2.2.1 Le test d'adhérence sur systèmes revêtus

Les premiers travaux menés sur le test d'adhérence portent sur la décohésion de films minces par laser [73]. D'autres études ont ensuite permis de mettre en évidence le potentiel du test d'adhérence par choc laser pour mesurer une résistance interfaciale en traction, ce qui a motivé le dépôt d'un brevet [74, 75]. En Europe, la première mise en application du procédé a été effectuée sur des revêtements de platine sur substrats de cuivre [76], ce qui a véritablement ouvert la voie à toutes les études menées sur LASAT depuis. Les cibles et les revêtements utilisés pour ces premières études sont très fins ($\approx 10 - 100\ \mu m$). Le choix de cette géométrie s'explique par le fait que l'atténuation hydrodynamique et mécanique au sein des cibles est très limitée, permettant de générer des contraintes supérieures à la résistance de l'interface à tester avec des pressions d'ablation assez modestes. D'autre part, l'épaisseur fine du deuxième dépôt à tester présente l'avantage de localiser l'interface proche de la face arrière de l'empilement. Or, comme cela a été précisé dans la sous-partie précédente, la génération de choc par des impulsions laser courtes typiques des sources qui étaient disponibles pour ces études génère des contraintes de traction telles que le maximum de traction est localisé très proche de la face arrière ($< 200\ \mu m$). Dans ces cas d'application, l'interface est donc idéalement placée pour être sollicitée en traction. Par la suite, des études sur ce type de géométrie ont été reprises pour des cas d'application variés : systèmes revêtus, barrières thermiques et films minces [77–79]. L'intérêt de ces travaux est d'avoir appréhendé la problématique du LASAT par une approche numérique complémentaire des expériences menées. Le principe de cette double approche est d'utiliser les données expérimentales pour les utiliser dans les codes numériques afin de définir la résistance des interfaces par calcul. Dans la thèse de C. Bolis, la géométrie applicative type est un empilement de cuivre pur revêtu de nickel déposé par electrolyse. Dans son étude, les deux diagnostics principaux d'identification des décollements ont été l'utilisation de coupes micrographiques, permettant d'identifier les tirs ayant mené à la rupture de l'interface (Figure 1.15) [80] et l'enregistrement de l'évolution de la vitesse en face arrière pour la comparaison des signaux numériques à l'expérience. Parallèlement à cette étude, la thèse de S. Barradas se focalise sur l'étude de systèmes Al-Cu revêtus à froid [79]. Les essais ont été menés sur plusieurs systèmes revêtus et un seuil de décollement en intensité, asserti d'une marge d'incertitude, est identifié pour chacun d'entre eux. Ce travail a donc permis la mise en évidence expérimentale de différents niveaux d'adhésion par la technologie LASAT et du potentiel de comparaison qualitative de différents niveaux d'adhésion. Enfin, l'étude menée par M. Arrigoni intègre le LASAT comme un moyen de test mécanique et le compare à d'autres techniques d'essais mécaniques conventionnels. Ce travail a permis de montrer que les résultats fournis par la technologie de test d'adhérence sont cohérents avec les résultats obtenus par les autres méthodes, malgré la différence importante en terme de vitesse de sollicitation. Un point clé de ces travaux réside également dans l'étude de sensibilité du LASAT aux propriétés

des interfaces. Il faut aussi souligner que les matériaux utilisés mis en jeu étaient relativement simples à traiter par LASAT. En effet le comportement et l'endommagement sous choc de ces matériaux métalliques isotropes a pu être assez facilement appréhendé, facilitant la compréhension des phénomènes induits. Les résultats issus de l'ensemble de ces études réalisées sur des empilements minces ont fait la démonstration du concept de test d'adhérence par choc laser [81].

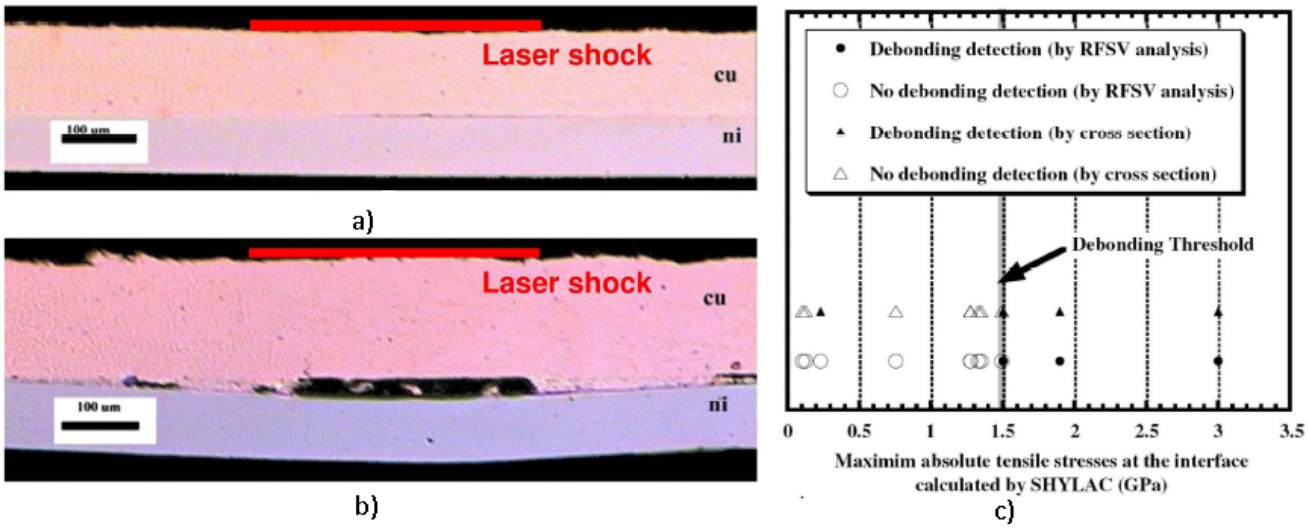


FIGURE 1.15 – Synthèse des résultats obtenus sur assemblages Cuivre/Nickel a) Coupe micrographique post-choc de l'échantillon sans endommagement (79 GW/cm^2) b) Coupe micrographique post-choc de l'échantillon avec endommagement (370 GW/cm^2) et c) Diagramme récapitulatif des résistances à la rupture obtenues par rétro-simulation des essais sur SHYLAC [80]

Des essais plus récents sur des barrières thermiques déposées sur Acier 304L ont été effectués par D. Courapied et R. Kromer [82]. La configuration testée varie significativement des cas exposés précédemment dans la mesure où la barrière thermique est une céramique dont le comportement sous choc est complexe. De plus, le substrat d'Acier 304L a une épaisseur de $1,5$ mm et la barrière thermique 300 μm. Sur un dépôt de cette épaisseur et avec un traitement par texturation générant une adhérence importante, le croisement de l'onde de détente réfléchie sur la surface libre de la barrière thermique avec l'onde de détente incidente génère une rupture au sein du dépôt. Ainsi, aucune configuration avec rupture de l'interface n'a été observée avec l'application d'une seule impulsion laser. Dans ces conditions, il est impossible de remonter à la caractérisation de l'adhérence de la barrière thermique. L'utilisation de deux impulsions successives sur la face avant a permis d'ajuster la répartition de contraintes dans l'empilement et d'induire une rupture à l'interface en plus de la rupture dans la barrière thermique. Sur la Figure 1.16 on remarque la rupture survenue dans la barrière thermique en double-impulsion par un écaillage franc de la matière.

Cette configuration est un résultat important car elle montre l'intérêt d'utiliser deux impulsions laser successives décalées en temps pour pouvoir agir sur la répartition de contraintes et solliciter des interfaces sur des structures fragiles comme la barrière thermique. Ces travaux soulignent aussi l'importance de l'optimisation du chargement dans cette configuration double-impulsion afin de pouvoir endommager l'interface en laissant la barrière thermique intacte. En effet, dans le but d'appliquer le test d'adhérence comme un moyen de caractérisation de résistance mécanique à haute vitesse de déformation, il est préférable de ne pas endommager le matériau proche de la face arrière pour obtenir les informations nécessaires à la simulation de la rupture de l'interface. Des questions relatives à l'interaction des ondes de choc avec le motif de texturation sont également abordées, soulignant l'importance de la prise en compte de ces effets

dans les mécanismes de rupture.

(a) Configuration Mono-Impulsion

(b) Configuration Double-Impulsion

FIGURE 1.16 – Coupes micrographiques effectuées sur empilements Acier 304L($1,5\ mm$)/Barrière thermique ($300\ \mu m$) suite à des chocs laser en configuration mono-impulsion et double-impulsion [82]

2.2.2 Application aux assemblages collés

Les systèmes collés type substrat-colle-substrat présentent une géométrie différente des systèmes revêtus étudiés jusque là. Ces empilements présentent au minimum trois couches et des mécanismes d'adhésion très différents de ceux impliqués dans les systèmes revêtus.

Les premières études réalisées par D. Laporte se focalisent sur des assemblages aluminium/colle/aluminium et ont, quant à elles, permis d'utiliser la technologie LASAT sur des couples présentants des ratio d'impédance très différents [83–85]. Un exemple de mise en évidence expérimentale d'un seuil d'endommagement sur ces assemblages est présenté sur la Figure 1.17, où sont identifiées deux configurations laser, l'une n'ayant eu aucun impact visible sur l'assemblage (195 GW/cm^2) et l'autre ayant mené à la rupture du joint (1600 GW/cm^2).

L'approche utilisée a été la même que celle des précédents travaux avec l'utilisation de diagnostics expérimentaux (micrographies, vélocimétrie) couplée à la simulation pour la compréhension des phénomènes mis en jeu dans l'assemblage. Le développement de modèles matériaux adaptés, en particulier pour la colle, a permis d'obtenir une bonne corrélation entre les niveaux de vitesse expérimentaux et numériques, même lors de la rupture des interfaces (Figure 1.17). Dans ces travaux, l'importance de la modélisation de la propagation des chocs avec un code bidimensionnel est mise en évidence, comme le montre le signal de vitesse sans endommagement sur la Figure 1.17. En effet, sur ces signaux on distingue clairement que la prise en compte des effets 2D (courbe rouge) est indispensable à la bonne restitution des résultats de l'expérience. L'intérêt des diagrammes Temps-Position est mis en évidence pour la première fois comme un moyen incontournable pour la compréhension des phénomènes de transmission/propagation/réflexion, du fait des ratios d'impédance très différents aux interfaces. Un autre point intéressant de cette thèse est l'évaluation de la tension de rupture du collage évaluée aux alentours de 300 MPa. C'est d'une importance capitale car il permet de montrer que l'approche expérimentale avec diagnostics de mesure de vitesse couplée à un code de simulation intégrant des modèles adaptés permet de connaitre la contrainte aux interfaces entrainant la rupture mais également les contraintes maximales auxquelles sont soumis les substrats. Les travaux réalisés dans le cadre de cette thèse restent une base de référence dans le cadre des études en cours sur le développement du procédé sur assemblages collés.

L'utilisation de choc par laser pour le développement d'un test d'épreuve sur les assemblages collés composites apparaît pour la première fois sous le nom de *Laser Bond Inspection* (LBI) [86] et conduit à la création de deux brevets, l'un portant sur le procédé en lui-même et l'autre sur le système permettant la génération-détection des décollements [87, 88]. En comparaison aux études exposées précédemment,

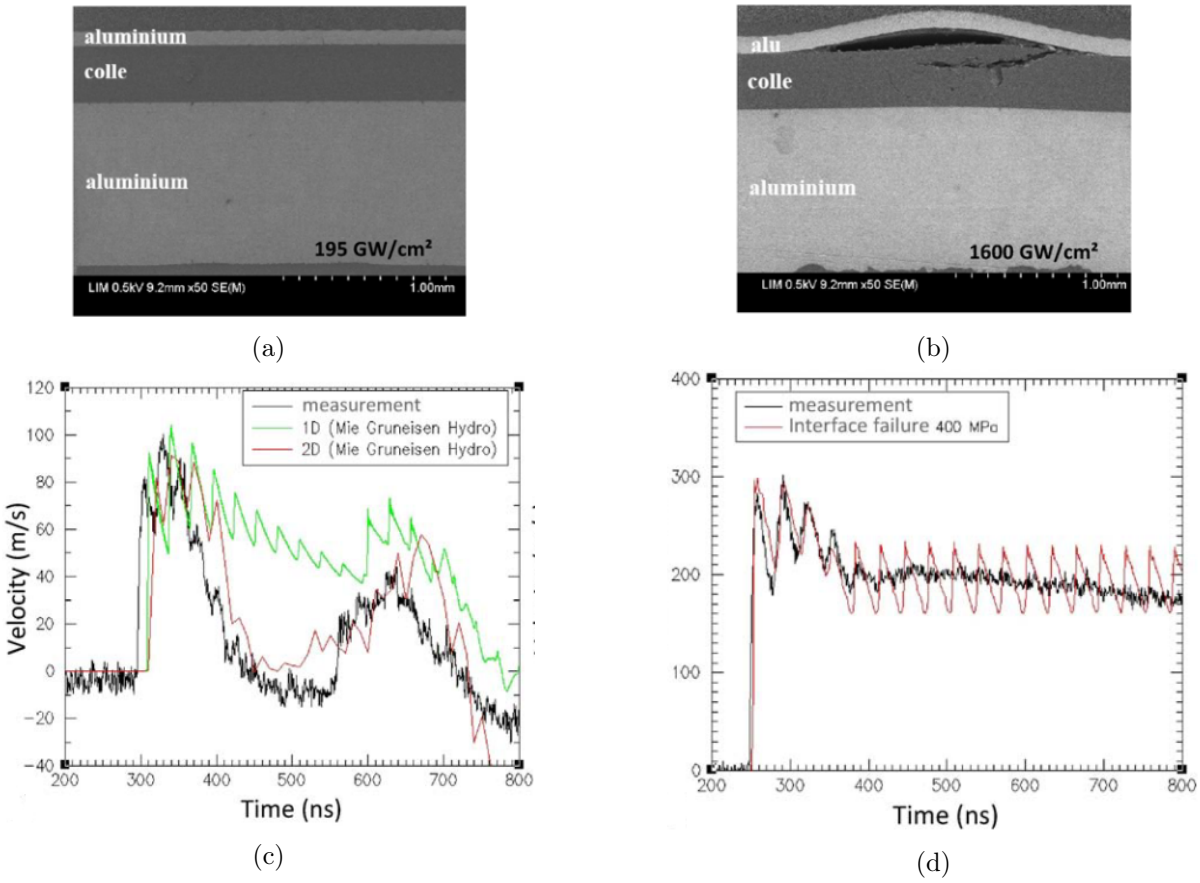
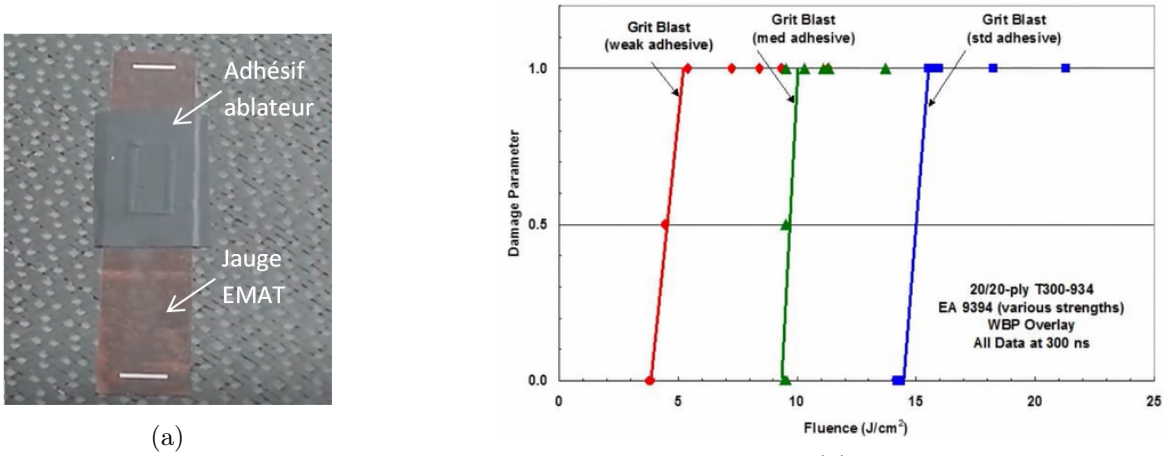


FIGURE 1.17 – Résultats de D. Laporte sur assemblages aluminium/colle/aluminium suite à des chocs laser de différentes intensités [83] (a) Coupe micrographique sans endommagement - 195 GW/cm^2 (b) Coupe micrographique avec endommagement - 1600 GW/cm^2 (c) Signaux de vitesse de surface libre expérimentaux et numériques sans endommagement - 195 GW/cm^2 (d) Signaux de vitesse de surface libre expérimentaux et numériques avec endommagement - 1600 GW/cm^2

le point clé du procédé décrit ici est l'utilisation d'impulsions lasers très longues ($100 - 300\ ns$) pour permettre l'application du choc laser sur des assemblages épais. L'un des atouts de ce type d'impulsion associée à des taches focales larges ($\phi 10\ mm$) est de limiter l'atténuation des ondes de choc par les détentes latérales au sein du matériau. De plus, les régimes d'intensités générées à la surface des cibles sont très basses, ce qui tend à limiter l'amplitude des contraintes générées. Un point intéressant concernant l'interaction laser-matière mise en jeu dans ce cas de figure est l'utilisation d'un ablateur en polymère adhésif noir couplé à un confinement eau (Figure 1.18). Cette configuration fait écho aux premières études expérimentales suggérant l'utilisation d'une couche absorbante pour maximiser le chargement issu de l'interaction laser-matière [65]. Néanmoins, l'interaction laser-matière semble mal appréhendée car diffère beaucoup du cas d'interaction laser-métal qui est plus aisé à maitriser et à modéliser. De plus, le régime d'impulsion longues ($\tau > 40\ ns$) est très mal connu jusque là. Des phénomènes de détente latérale du plasma peuvent apparaitre et influencer le chargement généré. Or, ces effets n'ont jamais clairement été étudiés ni quantifiés. Dans les travaux sur le LBI, la détection de l'endommagement est assurée par un système de jauges électromagnétiques collées en face avant de la cible. Elles enregistrent les déformations liées aux chocs laser et permettent de détecter un décollement dans la structure, par comparaison des signaux obtenus avant et après un tir plus fort. Toutefois, les problématiques de couplage mécanique entre la jauge, la colle qui la maintient et la surface du composite pourraient gêner la mesure et ainsi perturber le diagnostic de décollement. La vélocimétrie en face arrière est utilisée pour la modélisation, ce qui fait écho à l'approche utilisée dans les études menées sur revêtements minces. La technique LBI a permis de discriminer des collages de différents niveaux avec des modes de contamination différents (Figure 1.18), bien qu'aucune coupe micrographique n'ait permis d'attester le caractère non-destructif du choc. Les travaux menés par R. Bossi sur le LBI ont conduit à la construction d'une installation industrielle développée par LSP Technology permettant d'appliquer le procédé dans des conditions opérationnelles types.



(a) (b)

FIGURE 1.18 – Préparation de l'emplacement de tir avant l'inspection d'un panneau composite par LBI (a) et mise en évidence expérimentale de différents niveaux d'adhérence par test d'adhérence (b) [86]

Des études plus récentes ont permis de répondre aux incertitudes et aux inconnues exposées en ce qui concerne la technique *Laser Bond Inspection*. Dans le cadre du projet SATAC, puis du projet ENCOMB avec les thèses d'E. Gay et de R. Ecault, un effort considérable a été fait sur la modélisation du comportement sous choc des composites [70, 89]. Concernant les diagnostics expérimentaux, en plus de l'utilisation de coupes micrographiques et de vélocimétrie en face arrière, l'utilisation des C-scans a été identifiée comme un moyen adapté pour l'identification des décollements sur ces assemblages. Dans ces études, des collages avec une résistance à la rupture assez faible ont pu être décollés grâce à la technique LASAT, sans que le composite ne présente de signes de détérioration. En revanche, l'application du pro-

cédé sur des joints collés ayant une résistance à la rupture plus élevée a mis en évidence la détérioration du composite, comme exposé sur la Figure 1.19.

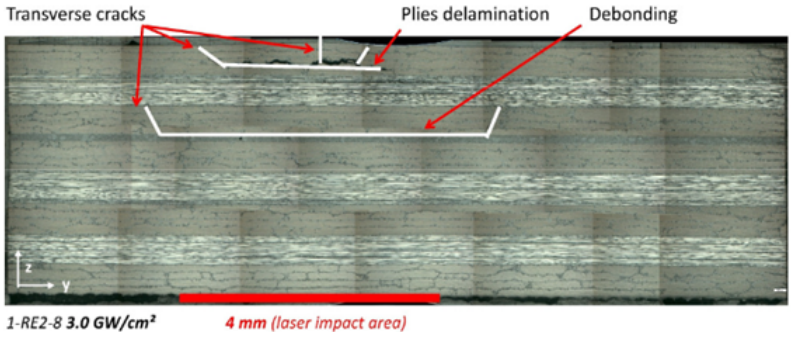


FIGURE 1.19 – Coupe micrographique effectuée sur assemblage Composite/Colle/Composite ($2,5\ mm - 150\ \mu m - 1,5\ mm$) [70]

Ce constat est à l'origine de la recherche de configurations laser optimisées permettant de tester des assemblages forts de façon non-destructive. E. Gay a montré l'intérêt des chargements longs effectués par Générateur de Pression Isentropique (GEPI) pour induire des endommagements en profondeur dans des empilements de matériaux composites [90]. Dans sa thèse, R. Ecault apporte d'autres solutions par optimisation numérique du procédé. Pour les applications composite, l'utilisation d'une double-impulsion est préconisée dans le cadre d'une perspective industrielle avec un accès unique à la face avant. En effet, les simulations effectuées en appliquant deux chargements successifs à pression identique ont montré qu'il est possible de maximiser les contraintes appliquées au joint tout en limitant les contraintes dans les substrats de composite. Cette configuration permettrait ainsi de tester de façon non-destructive (ND-LASAT) des assemblages ayant des résistances à la rupture plus élevées (Figure 1.20).

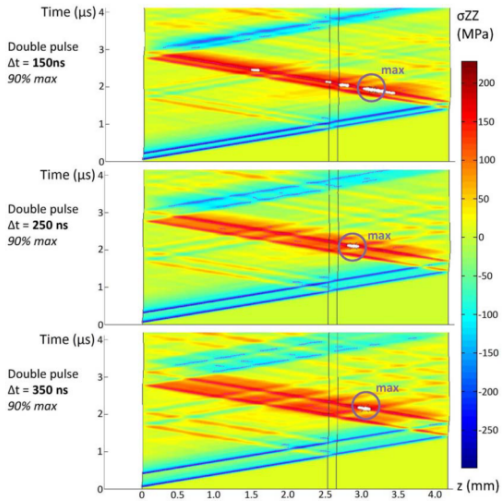


FIGURE 1.20 – Configurations Double-Impulsion pour le LASAT sur assemblage collé de composite stratifié-croisé ($2,5\ mm - 150\ \mu m - 1,5\ mm$) [70]

L'intérêt de la double-impulsion par rapport à l'impulsion longue est de permettre de disposer d'impulsions ayant des intensités maximales suffisamment élevées à partir de sources laser de taille réduite et donc industriellement intégrable. Dans sa thèse, R. Ecault a également formalisé les différentes phases de

développement du procédé et les a rassemblé de façon à définir une méthodologie générique. La démonstration expérimentale de la capacité du procédé LASAT à tester des interfaces dans des géométries et avec des matériaux très différents a été faite. De plus, des configurations d'optimisation telles que l'utilisation de double-impulsions ont été mises en évidence par la simulation. Toutefois, la problématique de la maitrise du chargement appliqué par l'interaction laser-matière n'a jamais été abordée dans ces études. Il est donc nécessaire de s'intéresser à cet aspect, notamment pour maitriser les phénomènes physiques liés à l'interaction laser-matière en Double-Impulsion ou en impulsion longue.

3 Modèles existants pour la prédiction du chargement

Après avoir détaillé les exemples d'applications du LASAT, on s'aperçoit que la multiplication des objectifs applicatifs du LASAT (caractérisation, CND) et des empilements considérés requière des chargements, et donc des impulsions, adaptables. Pour répondre à ce besoin, on doit identifier un moyen de pouvoir prédire le chargement pour toutes ces configurations, et, le cas échéant, de construire un modèle numérique adapté. On s'intéresse dans cette partie aux méthodes employées dans les précédentes études pour caractériser les chocs induits en entrée des empilements multicouches. Parmi ces méthodes, on distingue les méthodes de mesure expérimentale pour caractériser le chargement propre à une installation, l'utilisation de lois d'échelle empiriques ou semi-analytiques, essentiellement appliquées en régime d'interaction directe, et les méthodes analytiques ou numériques développées pour le régime d'interaction confinée.

3.1 Mesure expérimentale

Les pressions d'ablation peuvent être déterminées expérimentalement par des essais de choc laser sur cibles monomatériau, par mesure de la quantité de mouvement transmise à la cible avec un pendule, par utilisation de jauges extensométriques ou par vélocimétrie de la surface libre de la cible [91]. Ces techniques peuvent s'appliquer aussi bien en régime direct qu'en régime confiné. Les mesures par jauge Quartz ont montré leurs limites pour la mesure de pressions d'ablation supérieures à 4 GPa. En effet, la limite d'élasticité du Quartz étant de 4 GPa, la loi de Hooke ne s'applique plus au delà et la restitution de la pression s'en trouve affectée. En ce qui concerne les jauges électromagnétiques (EMV), la génération de perturbations par le plasma dégrade la qualité de la mesure de pression [92] [93]. Enfin l'utilisation de jauges piézoélectriques (PVDF) s'avère plus fiable, leur précision étant essentiellement influencée par la calibration du système extensométrique. Toutefois, la plupart des mesures de pression effectuées au cours des études citées précédemment ont été effectuées par vélocimétrie. Cette méthode présente notamment l'avantage d'être sans contact, et ne nécessite pas de calibration. On s'intéresse donc dans cette sous-partie aux différentes techniques couplées à la mesure de vitesse de surface libre pour déterminer la pression d'ablation appliquée par le laser. La mesure de pression par vélocimétrie de la surface libre est utilisée dans de nombreux travaux pour caractériser les chargements induits par laser [70,82,91]. Le principe est d'utiliser la courbe de vitesse de surface libre de la cible pour remonter au profil de pression appliqué en face avant. Cette méthode est basée sur plusieurs hypothèses : la bonne connaissance du comportement du matériau sous choc et l'utilisation d'une impulsion laser de forme calibrée (Créneau, Gaussienne, Triangle). Le matériau identifié comme le "matériau étalon" type est l'aluminium, pour des raisons historiques. On verra cependant dans cette thèse que de nombreuses questions subsistent sur l'influence des variations du comportement matériau sur la propagation des chocs et des résultats de vitesse en face arrière.

3.1.1 Approche mécanique-analytique

Une première approche analytique basée sur l'équation 1.9 et dérivée des expressions de Rankine-Hugoniot permet d'identifier la valeur maximale de la pression d'ablation ($P_{abl,max}$), directement à partir du premier pic de vitesse en face arrière (Voir la thèse de L. Tollier pour plus de détails [91]). Cette méthode sera définie comme approche mécanique-analytique pour la distinguer de la description analytique de l'interaction laser-matière, abordée plus loin. Cette expression est applicable aux métaux dont le comportement mécanique sous choc peut être assimilable à un comportement élasto-plastique parfait. ρ_0 est la densité initiale du matériau considéré, C_0 la vitesse du son dans ce matériau, s le paramètre matériau régissant l'accroissement de la vitesse du choc avec la vitesse matérielle, $v_{exp,max}$ la vitesse maximale du pic de vitesse en face arrière, Y_0 la limite d'élasticité initiale et δP l'atténuation entre la face avant du matériau, où est appliquée P_{abl} et la pression débouchant en face arrière (Figure 1.21). Le terme $\frac{2}{3}Y_0$ vise à corriger $P_{abl,max}$ au regard de l'élasto-plasticité du matériau.

$$P_{abl,max} = \rho_0.(C_0 + s.\frac{v_{exp,max}}{2}).\frac{v_{exp,max}}{2} + \frac{2}{3}Y_0 + \delta P \ [GPa] \tag{1.9}$$

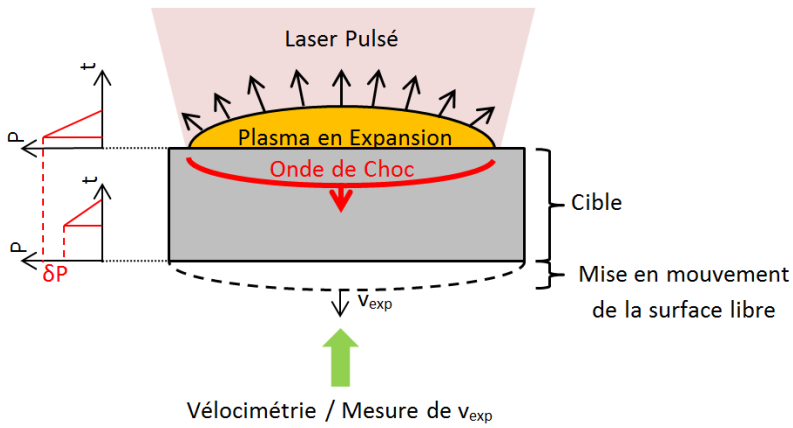


FIGURE 1.21 – Représentation schématique du principe de mesure de vitesse de surface libre

Le terme $v_{exp,max}$ est déterminé expérimentalement, comme exposé sur la Figure 1.22. La précision sur cette valeur dépend du système de mesure de vitesse utilisé. Les paramètres ρ_0, C_0 et s peuvent être obtenus dans la bibliographie relative au matériau étudié. Sinon, il est possible d'accéder à ces paramètres par des études expérimentales spécifiques, notamment pour le paramètre s. Pour des matériaux bien référencés tels que l'aluminium, la connaissance de ces termes est fiable. La valeur de Y_0 est sujette à beaucoup plus d'incertitudes. En effet, elle dépend du matériau considéré et varie fortement selon les éventuels éléments d'alliage. Les traitements thermo-mécaniques tels que l'écrouissage, le laminage ou le recuit ont également une influence considérable sur ce paramètre. Enfin, certaines études ont mis en évidence l'effet de la vitesse de déformation sur la limite élastique du matériau, impliquant des variations de Y_0 avec les pressions et les intensités induites. Le terme d'atténuation δP peut être déterminé en réalisant des mesures de vitesses sur des échantillons d'aluminium de différentes épaisseurs par choc laser à iso-pression. Dans cette expression, on fait l'hypothèse que ce terme est constant avec la vitesse de déformation. Or, l'atténuation est pour partie due à l'atténuation hydrodynamique et pour une autre partie due à l'atténuation du pic de pression par les détentes élastiques. Il est donc possible que des variations de δP surviennent selon les niveaux de pressions induits dans le matériau, notamment si le comportement élasto-plastique du matériau ou la forme d'impulsion sont mal appréhendés.

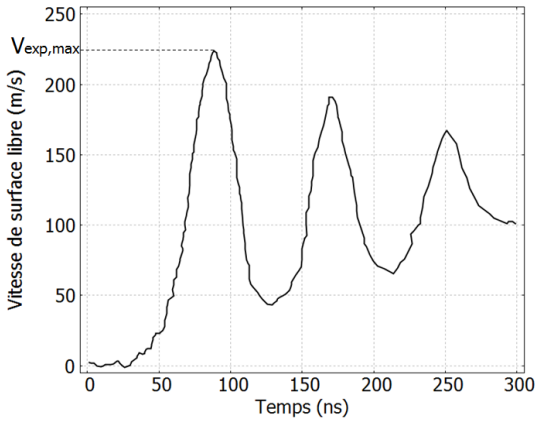


FIGURE 1.22 – Signal de vitesse en face arrière obtenu sur aluminium pur - 250 μm - Impulsion Gaussienne - Irradiation directe - $I_{max} = 66\ GW/cm^2$ [91]

Cette approche permet donc d'accéder à $P_{abl,max}$ sur la base d'un nombre d'essais expérimentaux assez restreints, sous réserve d'utiliser un matériau connu. Néanmoins, la variabilité de certains paramètres matériaux enjoint à la prudence en ce qui concerne la précision sur $P_{abl,max}$. De plus, on remarque que cette méthode ne permet pas d'accéder au profil temporel de pression ($P_{abl}(t)$).

3.1.2 Approche mécanique-numérique

Une seconde approche, dite mécanique-numérique, consiste à utiliser un code mécanique pour déterminer le profil de pression d'ablation ($P_{abl}(t)$), à partir du profil de vitesse expérimental de surface libre ($v_{exp}(t)$) de la cible. La démarche est initialisée en appliquant un profil de ($P_{abl,0}(t)$) typique du régime d'interaction laser-matière utilisé (Figure 1.23).

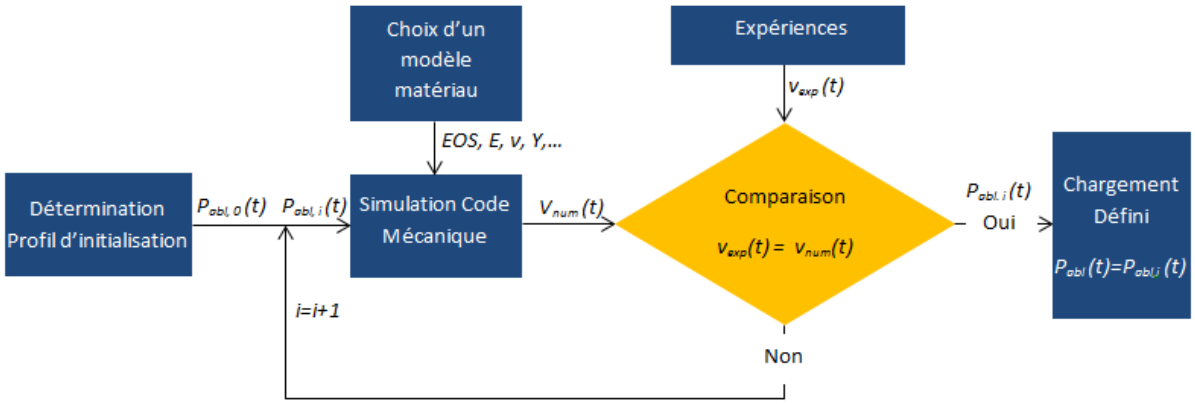


FIGURE 1.23 – Schéma de la méthode mécanique-numérique pour la détermination de $P_{abl}(t)$

En régime direct, l'initialisation peut se faire par une forme temporelle $P_{abl,0}(t)$ similaire à celui de l'intensité laser $I(t)$. On renseigne ensuite dans le code mécanique les paramètres du modèle matériau correspondant à la cible utilisée pour l'expérience. Le calcul génère un profil de vitesse de surface libre numérique ($v_{num}(t)$), qui doit être comparé à $v_{exp}(t)$. Si les deux profils de vitesse obtenus ne sont pas similaires, il faut alors modifier le profil $P_{abl}(t)$ en forme et/ou en amplitude et procéder à plusieurs ité-

rations jusqu'à ce que les signaux $v_{num}(t)$ et $v_{exp}(t)$ convergent. Lorsque les deux signaux de vitesse ont convergé, on peut alors considérer que le profil $P_{abl}(t)$ est représentatif du chargement induit par l'interaction laser-matière.

L'intérêt de la méthode mécanique-numérique est de pouvoir déterminer non seulement $P_{abl,max}$ mais aussi $P_{abl}(t)$. Si le profil d'initialisation $P_{abl,0}(t)$ est bien caractérisé, on peut alors définir $P_{abl}(t)$ avec un nombre restreint d'itérations. Dans le cas contraire, la définition d'un seul profil de chargement peut nécessiter un nombre important de calculs. Cette méthode semble donc difficilement applicable à la définition du chargement dans des conditions d'irradiations (forme, modulations, durée, confinement) variées. En revanche, en opérant sur une installation à profil d'intensité temporel fixé et stable, cette méthode permet de définir une loi $P_{max} = f(I_{max})$ permettant de prédire les chargements appliqués en fonction des intensités.

Une comparaison de la méthode mécanique-analytique et de la méthode mécanique-numérique a été réalisée en régime confiné par eau dans des conditions d'irradiation similaires. Les résultats de cette comparaison sont présentés sur la Figure 1.24.

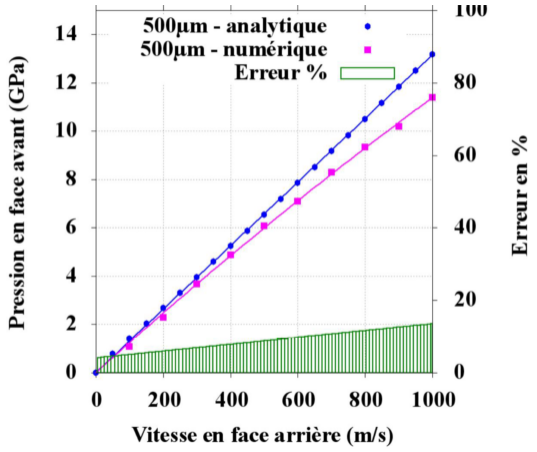


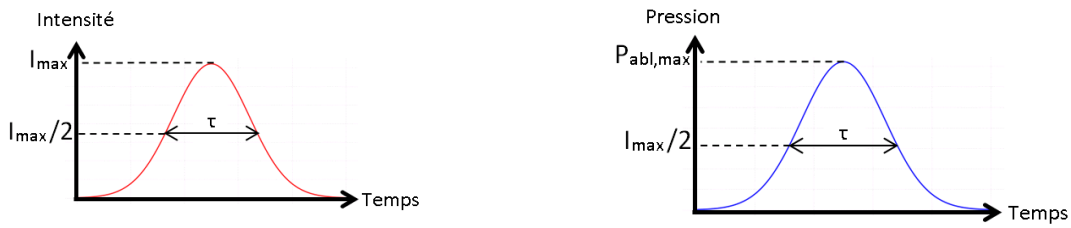
FIGURE 1.24 – Comparaison des courbes $P_{abl,max} = f(v_{max})$ obtenues sur aluminium 500 μm avec la méthode mécanique-analytique (bleu) et la méthode mécanique-numérique (magenta) - L'écart entre les deux (vert) est également représenté.

On remarque que les deux méthodes donnent des résultats sensiblement identiques, hormis les résultats obtenus dans des gammes de pressions plus élevées qui présentent des écarts relatifs de l'ordre de 15 % entre les deux méthodes. Cette différence est assimilable à la variation de l'atténuation hydrodynamique avec le niveau de pression qui est prise en compte dans les équations d'état des modèles numériques, à la différence de la méthode mécanique analytique qui définit δP comme constant.

3.2 Lois d'échelle en régime direct

La recherche d'optima de couplage mécanique dans le cadre des travaux menés sur la fusion par confinement inertiel a motivé le développement de modèles d'interaction laser-matière en régime direct. Ces modèles sont construits en aggrégeant sous la forme de lois d'échelles des résultats expérimentaux obtenus par pendule [94] [95]. L'objectif est de pouvoir estimer les pressions induites par la génération de plasma sur des cibles constituées de matériaux très différents. Dans le cadre de la plupart des études menées dans

ce régime, il est admis que la pression d'ablation a un profil temporel de forme Gaussienne et de durée à mi-hauteur τ (*Full Width at Half Maximum - FWHM*) similaire à l'impulsion laser, elle-même Gaussienne (Figure 1.25). Les modèles servent donc à estimer $P_{abl,max}$ à partir de l'intensité maximale de l'impulsion laser absorbée par le plasma ($I_{abs,max}$). $I_{abs,max}$ est définie à partir de l'intensité maximale de l'impulsion laser I_{max} selon la part du rayonnement incident absorbé. Pour des intensités sur cible relativement élevées, il est convenu de considérer que l'intensité absorbée correspond à 80 % de l'intensité incidente [96].



(a) Profil d'intensité

(b) Profil de pression

FIGURE 1.25 – Schéma du profil temporel d'intensité (a) et du profil de pression d'une impulsion laser Gaussienne (b)

$$P_{abl,max} = A.{I_{abs,max}}^{b} \tag{1.10}$$

Dans ce type d'équation, A et b intègrent la dépendance de $P_{abl,max}$ aux paramètres autres que l'intensité.

3.2.1 Loi empirique

Une première approche consiste à définir par l'expérience les paramètres A et b de la loi dans le but de construire un modèle empirique. La loi de J. Grün (Equation 1.11) en est un exemple et permet de définir $P_{abl,max}$ en GPa à partir de $I_{abs,max}$ en GW/cm^2 [97]. La Figure 1.26 présente les résultats expérimentaux ayant servi de base à la construction de cette loi.

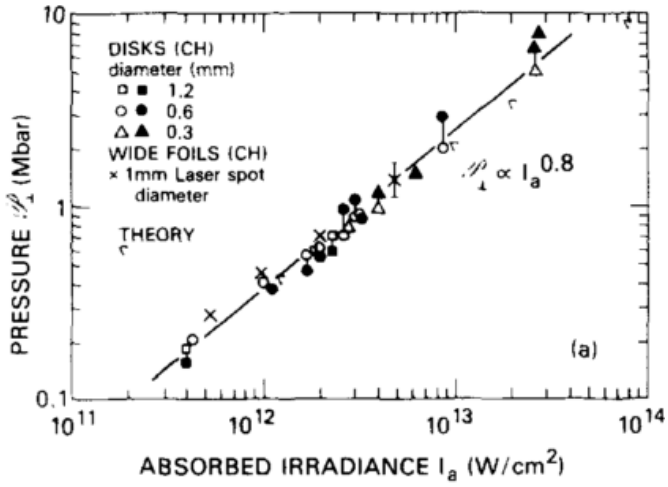


FIGURE 1.26 – Résultats expérimentaux obtenus par mesure de P_{max} par pendule ballistique [97]

$$P_{abl,max} = 1440.(\frac{Ia_{max}}{10^5})^{0.8}\ [GPa] \tag{1.11}$$

Ce modèle semble donner de bons résultats dans les conditions expérimentales se rapprochant de son domaine de validation ($400\ GW/cm^2 < Ia_{max} < 30\ TW/cm^2$) et sur des matériaux très variés, ce qui a justifié son utilisation pour beaucoup d'études [98]. Toutefois, il faut rappeler que ce modèle a été défini sur un matériau polymère bien particulier et dans un domaine d'intensité sensiblement plus élevé que celui considéré dans cette étude. Il apparait donc peu pertinent de le considérer comme modèle de référence pour l'interaction laser-matière à plus basse intensité sur aluminium.

3.2.2 Loi semi-analytique

Une autre approche consiste à proposer une modélisation plus descriptive de l'interaction laser-matière et d'y associer une formule analytique permettant de définir $P_{abl,max}$. Les modèles de ce type peuvent prendre en compte plusieurs paramètres d'interaction qui sont intégrés dans des lois d'échelle et permettent de prédire $P_{abl,max}$ dans des conditions variables.

Le modèle de C. Phipps [99] est un modèle proposant une loi d'échelle semi-analytique pour la définition de la pression d'ablation en régime sous vide. Il rassemble les résultats issus de travaux antérieurs [100], [61], [101], [102] et prend en compte des phénomènes comme la dépendance de la pression à la longueur d'onde, négligée par certains modèles [103]. Les paramètres clés du modèle sont l'intensité laser incidente (I), la longueur d'onde du rayonnement laser (λ) et la durée d'impulsion (τ). D'autre part, la plage de validation du modèle est très étendue, notamment en terme d'intensité ($3\ MW/cm^2$ - $70\ TW/cm^2$), de durée d'impulsion (de quelques millisecondes au régime picoseconde) et de longueur d'onde ($248\ nm < \lambda < 10.6\ \mu m$). La validation de ce modèle à bas flux est particulièrement intéressante dans le cas de la génération de chocs par laser. En effet, il propose une loi définissant $P_{abl,max}$ dans un régime d'interaction sous-critique qui est identifié comme le régime de fonctionnement de l'application de choc par laser dans les gammes d'intensités concernées par cette étude (Equation 1.12). Ce régime sera défini ultérieurement dans la partie dédiée à la modélisation de l'interaction laser-matière. Dans l'article de référence [99], la loi est donnée avec $P_{abl,max}$ en $dyne.cm^{-2}$, I_{max} en W/cm^2, λ en cm, τ en s et $\Phi = A/(2(Z^2(Z+1))^{1/3})$:

$$P_{abl,max} = 5,83.A^{-1/8}.\Phi^{9/16}.I^{3/4}.\lambda^{-1/4}.\tau^{-1/8}\ [dyne.cm^{-2}] \tag{1.12}$$

L'application de cette loi à l'interaction-laser matière en régime direct sur aluminium ($A = 26,98$ et $Z = 13$) est la suivante, avec $P_{abl,max}$ en GPa, I_{max} en GW/cm^2, λ en cm et τ en s :

$$P_{abl,max} = 2,2.10^{-3}.I^{3/4}.\lambda^{-1/4}.\tau^{-1/8}\ [GPa] \tag{1.13}$$

Les résultats issus de l'Equation 1.13, appliquée à l'interaction laser-matière sur aluminium avec $\lambda = 1,06\ \mu m$ sont présentés sur la Figure 1.27.

On remarque que la loi de Phipps (Equation 1.13) permet de modéliser les variations de pression en fonction de la durée d'impulsion. Ce modèle présente donc l'intérêt de proposer une description analytique de l'interaction laser-matière intégrant la plupart des paramètres du procédé (λ, τ, Z, A) dans des gammes d'intensités relativement peu étudiées et correspondant au domaine d'intérêt des chocs de faible amplitude (quelques GPa). Cependant, il ne permet pas de rendre compte de variations de la forme temporelle ni de l'influence de cette dernière sur le profil de pression et sur $P_{abl,max}$.

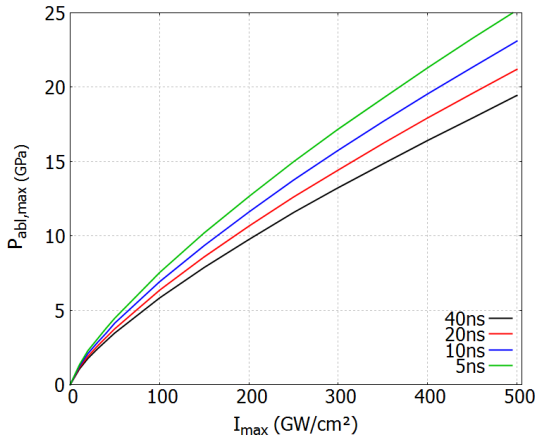


FIGURE 1.27 – Evolution de la $P_{abl,max}$ en fonction de I_{max} pour plusieurs durées d'impulsion avec le modèle de Phipps

3.2.3 Comparaison des modèles en régime direct

Les résultats issus des deux méthodes de prédiction du chargement pour l'interaction laser-matière en régime direct sont présentés sur la Figure 1.28. Des résultats expérimentaux obtenus par L. Tollier avec la méthode mécanique-analytique présentée précédemment [91] sont confrontés aux pressions prédites par la loi de C. Phipps.

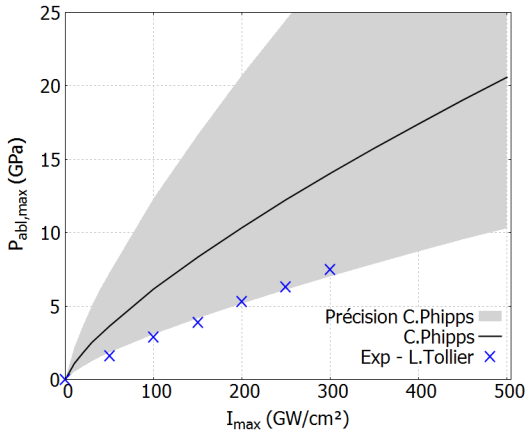


FIGURE 1.28 – Comparaison des résultats expérimentaux [91] et du modèle semi-analytique [99] pour la détermination de la pression d'ablation - $\lambda = 1064nm$ - $\tau = 25ns$ - Gaussienne

On remarque que dans la gamme de pressions présentées (0 - 250 GW/cm^2), les mesures de L. Tollier sont significativement plus faibles que les résultats déterminés par la loi de Phipps. Les pressions prédites par le modèle de C. Phipps sont environ deux fois supérieures aux résultats obtenus par l'approche mécanique-analytique, ce qui correspond à la précision estimée du modèle [99]. Il est important de souligner que la détermination de la pression par la méthode de mesure avec pendule est réalisée en faisant une hypothèse forte sur la forme et la durée du chargement appliqué, ce qui est à l'origine d'erreurs sur les lois d'échelle qui sont basées sur ce type de mesures, tel que le modèle de C. Phipps.

3.3 Modélisation analytique de l'interaction-laser matière en régime confiné

Le modèle de référence pour l'interaction laser-matière en régime confiné par eau est celui de R. Fabbro [104]. Il fait écho aux premiers modèles proposés lors de la mise en évidence de l'intérêt du confinement par eau [64] et propose une évaluation quantitative de la pression d'ablation appliquée à la surface du matériau par des impulsions laser de type Créneau. La géométrie fixée par le modèle consiste en un empilement tricouche métal (milieu 1) - plasma - milieu de confinement (milieu 2) (Figure 1.29) dans lequel la totalité de l'intensité laser est absorbée par le plasma. Une estimation de l'épaisseur de plasma $L(t)$ est donnée par ce modèle.

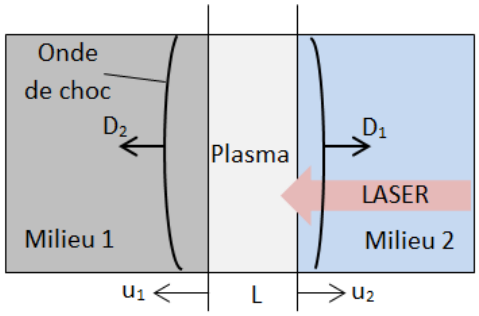


FIGURE 1.29 – Géométrie de l'empilement cible en ablation confinée [104]

Dans ce modèle, le procédé d'interaction est décrit en trois étapes :

— Chauffage du plasma : L'irradiation laser entraine la création puis chauffage du plasma et une augmentation de la pression au sein de celui-ci. L'augmentation rapide de pression au sein du plasma génère un chargement sous la forme d'ondes de choc qui se propagent au sein du matériau de confinement et de la cible avec des vitesses respectives D_1 et D_2. Il en résulte une augmentation de L par déplacement des limites du plasma aux vitesses matérielles respectives u_1 et u_2.

— Refroidissement adiabatique : Une fois que l'impulsion laser est terminée, le plasma est considéré comme un corps soumis à un refroidissement adiabatique impliquant une augmentation de L du fait de l'expansion du plasma. La pression au sein du plasma décroit.

— Expansion du gaz chaud : Sur les temps longs, le plasma se transforme en gaz par recombinaison. Le gaz chaud continue d'appliquer une pression, transmettant une quantité de mouvement significative à la cible.

Lors du chauffage du plasma, l'évolution de l'épaisseur du plasma peut être décrite par l'équation 1.14.

$$dL(t)/dt = u_1 + u_2 \tag{1.14}$$

$$u_i = P/Z_i \tag{1.15}$$

En prenant en compte 1.15 ($i = 1, 2$), où u_i est liée à l'impédance du milieu Z_i par la relation 1.15, on peut donc définir l'évolution de l'épaisseur du plasma en fonction de la pression du plasma ($P(t)$) et de l'impédance réduite Z (Equation 1.17). Il est important de noter qu'on ne décrit ici que le cas où le milieu 1 et le milieu 2 ont des impédances de choc constantes.

$$2/Z = 1/Z_1 + 1/Z_2 \tag{1.16}$$

$$dL/dt = 2P(t)/Z \tag{1.17}$$

Dans le cas décrit par le modèle, on considère une absorption complète du rayonnement laser incident par le plasma. On considère donc que l'intensité laser $I(t)$ est directement utilisée pour accroitre l'énergie interne du plasma ($E_i(t)$) et comme travail des forces de pression permettant l'augmentation d'épaisseur du plasma (1.18).

$$I(t) = \frac{P(t)dL(t)}{dt} + \frac{d[E_i(t)L(t)]}{dt} \tag{1.18}$$

Le modèle analytique présenté ici fait intervenir un coefficient α. Il définit la part d'énergie interne ($E_i(t)$) participant à l'ionisation ($E_{ioni}(t)$) et à l'énergie thermique ($E_{th}(t)$). Au cours du procédé de chauffage, le coefficient α est supposé constant et on peut le définir ainsi :

$$E_{th}(t) = \alpha E_i(t) \tag{1.19}$$

$$E_{ioni}(t) = (1-\alpha)E_i(t) \tag{1.20}$$

Le plasma est considéré comme un gaz parfait monoatomique. On peut ainsi définir sa pression à partir de 1.21.

$$P(t) = (2/3)E_{ther}(t) = (2/3)\alpha E_i(t) \tag{1.21}$$

En combinant 1.18 et 1.21, on obtient donc l'expression de $P(t)$ en fonction de $I(t)$, $L(t)$ et α :

$$I(t) = \frac{P(t)dL(t)}{dt} + \frac{3\alpha}{2}\frac{d[P(t)L(t)]}{dt} \tag{1.22}$$

On considère un cas d'impulsion créneau tel que $I(t) = I_0$ si $t_0 < t < \tau$ avec τ la durée d'impulsion laser. La résolution de 1.22 pour ce cas type mène à une expression de $P(t)$ constante au cours du temps (1.23).

$$P[GPa] = 0.01\left(\frac{\alpha}{2\alpha+3}\right)^{1/2} Z^{1/2}[g.cm^{-2}.s^{-1}]I_0^{1/2}[GW.cm^{-2}] \tag{1.23}$$

Dans ce cas type, l'épaisseur du plasma à la fin de l'impulsion laser $L(\tau)$ peut être déterminée selon l'expression suivante (1.24).

$$L(\tau)[\mu m] = 2.10^5 P[GPa]\tau[ns]Z^{-1} \tag{1.24}$$

Ces expressions ont ensuite été adaptées pour des impulsions triangulaires [105] [106].

$$P[GPa] = 0.01\left(\frac{\alpha}{2\alpha+4}\right)^{1/2} Z^{1/2}[g.cm^{-2}.s^{-1}]I_0^{1/2}[GW.cm^{-2}] \tag{1.25}$$

$$L(\tau)[\mu m] = \frac{4}{3}.10^5 P[GPa]\tau[ns]Z^{-1} \tag{1.26}$$

Pour un cas donné, ce modèle permet de déterminer la valeur de pression d'ablation induite à partir des impédances des milieux (métal - confinement) mis en jeu, de l'intensité laser incidente et du coefficient α. Il permet de mettre en évidence l'intérêt des configurations d'interaction en régime confiné par rapport à l'interaction laser-matière en régime direct, par comparaison à la loi de Phipps [99], et de comparer différents types de confinement entre eux (Figure 1.30). Par exemple, l'utilisation d'un confinement verre génère des pressions d'ablation de l'ordre de deux fois plus importantes que dans le cas d'un confinement à l'eau, du fait d'une impédance acoustique du verre plus élevée que celle de l'eau ($Z_{eau} = 1.65.10^6\ Pa.s^{-1}$ et $Z_{verre} = 13.10^6\ Pa.s^{-1}$). Il ne permet toutefois pas de prendre en compte les phénomènes liés au claquage de l'eau.

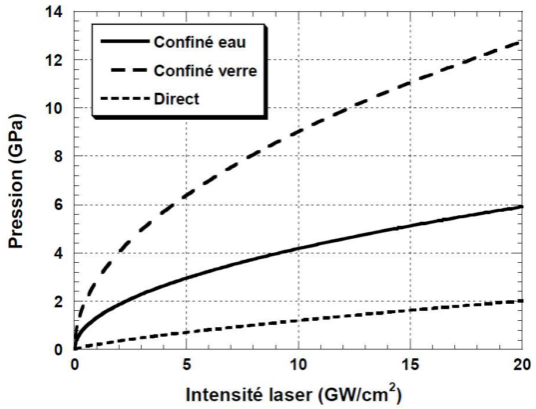


FIGURE 1.30 – Valeurs maximales de pressions d'ablation en régime d'interaction directe, confinée par eau ($\alpha = 0,2$) et confinée par verre ($\alpha = 0,2$) [68]

La prise en compte de la détente adiabatique du plasma ayant lieu après l'impulsion laser permet de traiter la décroissance de la pression d'ablation. L'expression 1.27 modélise cette décroissance à partir de la pression et de l'épaisseur de plasma à la fin de l'impulsion laser, respectivement $P(\tau)$ et $L(\tau)$, de l'épaisseur du plasma à l'instant donné $L(t)$ et de la constante adiabatique γ.

$$P(t) = P(\tau)\left(\frac{L(\tau)}{L(t)}\right)^{\gamma}\ [GPa] \tag{1.27}$$

$$\gamma = 1 + \frac{2\alpha}{3} \tag{1.28}$$

En couplant 1.27 avec 1.28, on obtient les expressions suivantes, permettant de décrire l'évolution de l'épaisseur et de la pression du plasma au cours du temps.

$$P(t) = \frac{P(\tau)}{[1 + \frac{\gamma+1}{\tau}(t-\tau)]^{(\frac{1}{\gamma+1})}}\ [GPa] \tag{1.29}$$

On remarque que la valeur t telle que $P(t) = 0,5P(\tau)$ correspond à $t = 1,8\tau$. Selon ce modèle, une impulsion Créneau confinée génère donc un profil temporel de pression approximativement deux fois plus long que la durée d'impulsion. Par comparaison au régime direct, on remarque que l'utilisation de ce modèle, basé sur l'hypothèse de détente adiabatique, prévoit une durée de choc accrue en cas d'interaction confinée.

Ce modèle analytique permet de déterminer à partir d'un nombre restreint de données le profil temporel de $P_{abl}(t)$, ce qui n'est le cas d'aucun des modèles exposés précédemment. Il prend en compte des impulsions de forme Créneau ou Triangulaire. L'utilisation du modèle adapté aux impulsions de forme Triangulaire pour simuler les pressions d'ablation générées par des impulsions Gaussienne a été validé numériquement par Darquey [105]. C'est un outil pratique pour la prédiction des pressions d'ablation en régime confiné. On remarque cependant que α n'est pas calculé et que l'absorption est supposée totale. On fait donc une hypothèse forte sur ces paramètres. Ce modèle ne permet pas non plus d'estimer les grandeurs caractéristiques du plasma (densité massique (ρ), densité électronique (n_e), température (T)). La prédiction du chargement est limitée aux configurations mono-impulsion. La prédiction du chargement dans les configurations optimales pour le LASAT, telles que les double-impulsions ou les impulsions longues, nécessite ainsi l'utilisation d'un code numérique.

3.4 Modélisation numérique de l'interaction laser-matière en régime confiné

Le développement de codes numériques pour la modélisation de l'interaction laser-matière a été essentiellement motivé par le besoin de prédire les chargements appliqués lors des procédés de choc par laser en régime confiné. Ils permettent de décrire de façon plus complète le procédé de génération de choc par ablation laser dans ces conditions. Ils doivent notamment permettre de prendre en compte les effets de variations du profil temporel de $I(t)$ sur $P_{abl}(t)$. Le premier outil numérique développé pour l'interaction confinée est un code monodimensionnel basé sur la méthode des différences finies [107]. Il prend en compte l'absorption par *Bremsstrahlung* inverse du rayonnement laser par le métal puis par le plasma créé. Il gère ensuite les phénomènes de conduction thermique et d'hydrodynamique résultants. Néanmoins, la prise en compte du confinement et son influence sur le procédé n'ont pas été établies. De plus, il n'existe pas de donnée issue de ce modèle ayant trait à l'évolution des grandeurs caractéristiques du plasma telles que la température, la densité massique ou la densité électronique. Ce dernier point pose la question de la validation du modèle par comparaison avec l'expérience.

3.4.1 Code ACCIC

Le code ACCIC développé par A. Sollier apporte une réponse à ces questions en modélisant différents phénomènes physiques permettant la description des grandeurs caractéristiques [68]. Le modèle hydrodynamique 0D de ce code reprend les hypothèses principales du modèle de R. Fabbro en corrigeant certaines d'entre elles. Il présente également l'avantage de prendre en compte le profil $I(t)$ défini par l'utilisateur.

Dans ce modèle, la part d'énergie absorbée est déduite de l'impulsion $I(t)$ et de l'absorption A, déterminée expérimentalement. Les phénomènes de claquage sont également intégrés, permettant de prédire le niveau de saturation de la pression. Une loi d'ionisation permet ensuite de définir par calcul le taux d'ionisation et la part d'énergie interne servant au chauffage du plasma α. Le plasma n'est plus considéré comme un gaz parfait mais son comportement est piloté par une équation d'état (EOS) analytique permettant de définir, la température électronique du plasma (T_e) à partir des données de densité, de pression et d'épaisseur du plasma. L'utilisation de cette température électronique permet ensuite de définir l'incrément de pression du plasma. Une loi d'ablation et des calculs hydrodynamiques sont également mis en oeuvre pour simuler le flux de matière ablatée.

Ce modèle prend en compte les pertes énergétiques dues à la conduction thermique et à la vaporisation de la matière, ce qui permet une description plus fine des pressions d'ablation. Un exemple de l'effet de la conduction sur la relation $P_{abl,max} = f(I_{max})$ a pu notamment être mise en évidence avec ce code, comme exposé sur la Figure 1.31.

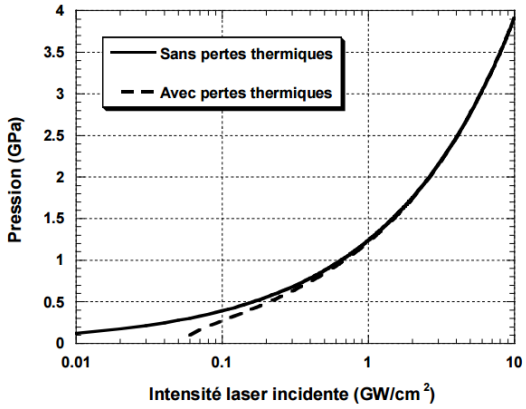


FIGURE 1.31 – Influence de la prise en compte de la conduction thermique sur $P_{abl,max}$ en fonction de I_{max} - Cible aluminium - Gaussienne - $\lambda = 1064\ nm$ - $\tau = 10\ ns$ [68]

3.4.2 Code de B. Wu, Université de Purdue (USA)

Plus récemment, un code a été développé pour les applications de *Laser Shock Peening* en confinement par eau par B. Wu à l'Université de Purdue (USA) [108] [109] [110]. Ce modèle prend en compte de multiples phénomènes physiques relatifs au procédé. Le milieu soumis au procédé est décrit comme un empilement tricouche, similaire à celui présenté dans le modèle de R. Fabbro, dans lequel le milieu métallique ablateur est identifié comme un revêtement thermoprotecteur (Figure 1.32). A l'instar des autres modèles, aucune variable n'est fixée arbitrairement.

La description du procédé de choc par laser en régime confiné par eau est essentiellement décrite dans le modèle par des transferts d'énergie et de masse entre les différentes couches.

L'empilement est soumis à un rayonnement laser incident dont la réflexion aux interfaces air-eau et eau-plasma est prise en compte par le modèle de Drude. L'absorption de l'énergie du laser par le plasma est décrite par photoionisation et *Bremsstrahlung* inverse électron-atome et électron-ion. Une fois absorbée par le plasma, une partie de cette énergie est dissipée par expansion du plasma et une autre est transférée à l'eau et au métal par conduction thermique et transfert radiatif. L'augmentation de température de ces deux milieux due à l'apport d'énergie engendre ensuite leur vaporisation. Dans le cas de l'eau, le modèle présenté ici considère que les molécules d'eau sont complètement dissociées après vaporisation. La vaporisation de matière aux limites du plasma produit deux effets simultanés : l'incorporation des particules à l'état gazeux et de leur énergie interne (E_i) dans le plasma et le déplacement des interfaces plasma-eau et plasma-métal. Le déplacement des interfaces est donc la conséquence de l'ablation laser, résolue par l'équation de Hertz-Knudsen, et de la mise en vitesse de ces mêmes interfaces par l'augmentation de pression au sein du plasma. L'augmentation de l'épaisseur du plasma est donc décrite dans 1.30 avec $u_{e,pre}$, $u_{e,v}$ respectivement les vitesses de l'interface eau-plasma dues à la pression et à la vaporisation et $u_{m,pre}$, $u_{m,v}$ les vitesses de l'interface métal-plasma dues à la pression et à la vaporisation.

$$\frac{dL}{dt} = u_{e,pre} + u_{e,v} + u_{m,pre} + u_{m,v} \tag{1.30}$$

De façon analogue à l'équation 1.14, les vitesses des interfaces en fonction de la pression sont définies par les expressions 1.31 et 1.32 avec P la pression du plasma, elle-même définie par l'équation 1.33, ρ_e et ρ_m les densités respectives de l'eau et du métal et D_e et D_m les vitesses de choc respectives de l'eau et du métal. D_{e0} et D_{m0} sont les vitesses de propagation du son dans l'eau et le métal et s_e et s_m sont les deux

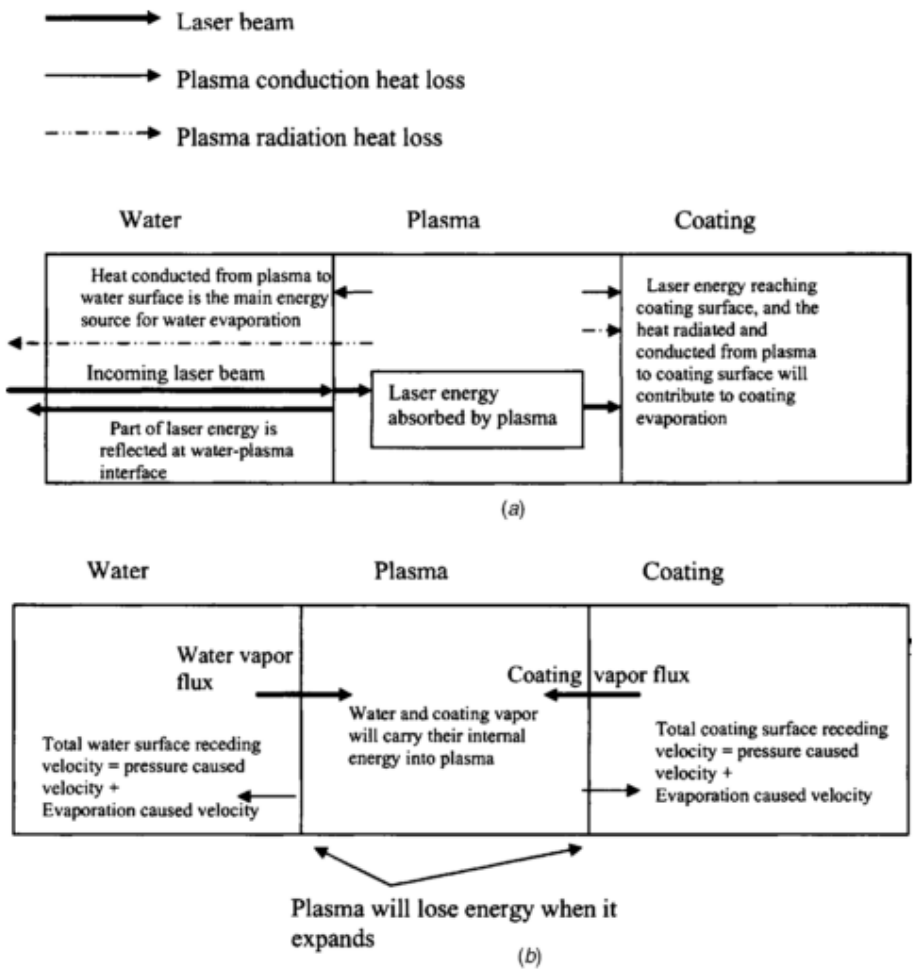


FIGURE 1.32 – Description schématique des procédés de transport d'énergie et de masse [108]

paramètres régissant l'évolution de la vitesse de propagation des ondes de choc avec la vitesse matérielle dans ces deux milieux.

$$u_{e,pre} = \frac{P}{\rho_e.D_e} = \frac{P}{\rho_e(D_{e0} + s_e.u_{e,pre})} \ [m.s^{-1}] \tag{1.31}$$

$$u_{m,pre} = \frac{P}{\rho_m.D_m} = \frac{P}{\rho_m(D_{m0} + s_w.u_{m,pre})} \ [m.s^{-1}] \tag{1.32}$$

La pression du plasma est définie à partir de la constante de Boltzmann k_B, la température des électrons T_e, des particules du plasma T_p et de la densité d'électrons n_e et de particules n_p, au sein du plasma.

$$P = P_e + P_p = k_B T_e n_e + k_B T_p n_p \ [GPa] \tag{1.33}$$

La vitesse de déplacement de l'interface métal-plasma est donnée par la relation 1.34. Dans cette expression, β est le coefficient de vaporisation ($\beta = 0.84$), $p_0(T_{mi})$ la pression de vapeur à la température de l'interface T_{mi} (Equation 1.35), $m_{m,a}$ la masse d'un atome de métal et k_B la constante de Boltzmann.

$$u_{m,v} = \frac{1}{\rho_m}.\beta.p_0(T_{mi})\left(\frac{m_{m,a}}{2\pi.k_B T_{mi}}\right)^{1/2} [m.s^{-1}] \tag{1.34}$$

La pression de vapeur à la température de l'interface T_{mi} est donnée par l'équation 1.35, dans laquelle p_∞ est la pression de vapeur à la température de vaporisation $T_{v,m}$, $L_{v,m}$ la chaleur latente de vaporisation et R la constante universelle des gaz parfaits.

$$p_0(T_{mi}) = p_\infty.e^{\frac{L_{v,m}}{R.T_{v,m}}(1-\frac{T_{v,m}}{T_{mi}})} \ [GPa] \tag{1.35}$$

De façon analogue, la vitesse de déplacement de l'interface eau-plasma est donnée par l'équation 1.36 et la pression de vapeur à la température de l'interface ciblée est donnée par 1.37.

$$u_{e,v} = \frac{1}{\rho_e}.\beta.p_0(T_{ei})(\frac{m_{e,a}}{2\pi.k_B T_{ei}})^{1/2} \ [m.s^{-1}] \tag{1.36}$$

$$p_0(T_{ei}) = p_\infty.e^{\frac{L_{v,e}}{R.T_{v,e}}(1-\frac{T_{v,e}}{T_{ei}})} \ [GPa] \tag{1.37}$$

Ce modèle considère donc le plasma comme un plasma de mélange intégrant les contributions de l'eau et du métal, ce qui est un point d'intérêt majeur dans le cadre de la compréhension des phénomènes mis en jeu.

Un autre point clé de l'étude [108] est la prise en compte du transfert radiatif, qui est identifié comme un point significatif dans le transfert d'énergie du plasma au métal.

En ce qui concerne la structure du modèle en elle-même, on remarque que les variables caractéristiques du plasma (T, ρ, n_e) varient dans le temps mais pas dans l'espace. Il ne peut donc pas y avoir de description spatiale fine de l'état de la matière au cours du processus. Comme il n'y a pas de gradients, la description de l'absorption est assez sommaire.

Ce code est bien adapté pour la génération des pressions d'ablation et la représentation de l'état de contraintes à quelques μm de la surface [110]. Néanmoins, il n'est pas fait mention de modèles mécaniques permettant de représenter la propagation des chocs dans la matière sur des épaisseurs plus importantes. Ce dernier point motive le développement d'un code d'interaction laser-matière polyvalent pour la simulation de la propagation des chocs.

3.4.3 Comparaison des méthodes de prédiction du chargement en régime confiné

Les résultats issus du modèle analytique de R. Fabbro et quelques points $P_{abl,max} = f(I_{max})$ obtenus et publiés avec le modèle de B. Wu sont exposés sur la Figure 1.33. Dans l'absolu, le modèle analytique ne spécifie par α qui doit être déterminé par l'expérience. Des résultats issus de mesures par VISAR par L. Berthe [66, 111] ont permis de définir $\alpha = 0,25$ pour $\lambda = 532\ nm$ et $\alpha = 0,4$ pour $\lambda = 1064\ nm$, mettant en évidence l'influence de la longueur d'onde sur la pression d'ablation. Les résultats du modèle numérique dans des conditions d'illumination similaires ont donné des résultats similaires à ces derniers, compte tenu de l'incertitude sur les résultats expérimentaux.

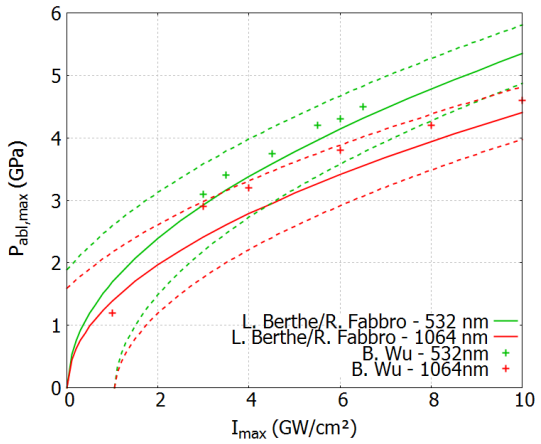


FIGURE 1.33 – Comparaison des lois pour la détermination de la pression d'ablation en régime confiné - Impulsion Gaussienne - $\tau = 25\ ns$ FWHM - $\lambda = 1064\ nm$ (rouge) et $\lambda = 1064\ nm$ (vert) - L'incertitude sur les résultats expérimentaux est définie par les tirets [66, 111]

4 Objectifs de la thèse

4.1 Identification des perspectives de développement du procédé LASAT

Les études précédentes ont posé les bases de la méthodologie concernant le LASAT (Figure 1.34).

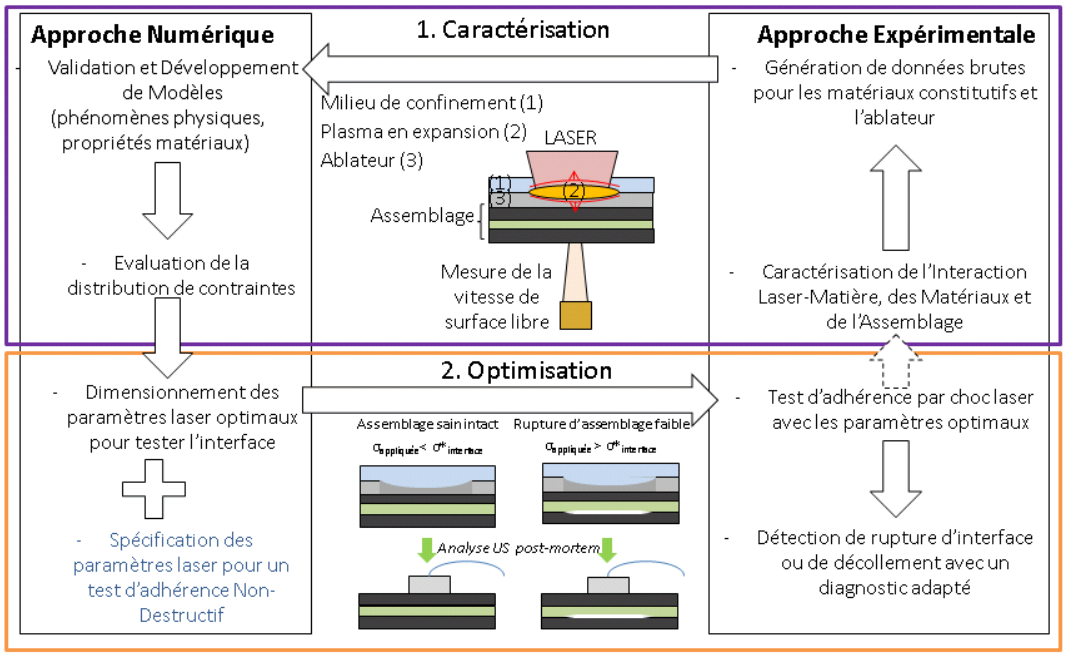


FIGURE 1.34 – Méthodologie du développement du procédé LASAT pour un assemblage collé

Qu'il s'agisse de systèmes revêtus ou d'assemblages collés, le développement du procédé tel qu'il est conçu s'articule de façon matricielle. On observe ainsi une double approche expériences - calcul permettant d'atteindre les deux objectifs du développement du procédé : la caractérisation d'empilements multicouches et l'optimisation de la technologie LASAT pour la rendre non-destructive vis à vis des empilements dont

la tenue mécanique est jugée correcte (ND-LASAT).

Le premier objectif doit permettre d'identifier la répartition des contraintes au cours du temps au sein d'un assemblage donné (diagramme temps-position) et d'accéder à la résistance à la rupture sous choc d'une interface ciblée. Le second objectif doit permettre de réaliser un test d'épreuve non-destructif sur des empilements afin de déterminer si leur résistance est conforme à la tolérance. L'optimisation peut également être nécessaire pour certains cas de caractérisation où les résistances de matériaux constitutifs sont proches ou inférieures de celles des interfaces ciblées [82].

Dans les deux cas, la première étape de ce processus consiste à caractériser expérimentalement le chargement induit par laser, le comportement sous choc des matériaux constitutifs de l'assemblage ciblé et le comportement de l'assemblage lui-même. Les données expérimentales générées servent ensuite au développement et à la validation des modèles numériques. Une fois validés, ils sont utilisés pour évaluer les répartitions de contraintes présentes dans l'empilement lors des expériences de caractérisation et, le cas échéant, d'identifier la résistance à la rupture des matériaux ou des interfaces. Leur utilisation permet de localiser plus précisément le chargement à l'interface ciblée et d'éviter de dégrader l'un des substrats en déterminant les paramètres lasers adaptés (Double-impulsion, Choc symétrique, Impulsion longue). La mise en oeuvre expérimentale de cette configuration doit permettre de valider la méthodologie présentée ici.

Néanmoins, un point fondamental pour l'amélioration du procédé a été négligé lors des dernières études : la maitrise du chargement induit par le laser.

En effet, la montée en maturité de la technologie LASAT est conditionnée par la limitation des itérations dans les différentes étapes de la méthode. Comme la plupart des techniques utilisées actuellement pour la prédiction du chargement ne permettent pas de maitriser les variations du faisceau laser incident (répartition spatiale, temporelle), le passage d'une installation à une autre pour la mise en oeuvre de configurations optimisées implique de repasser par une étape de caractérisation du chargement pour pouvoir utiliser les outils mis en oeuvre au cours du développement du procédé.

De plus, le développement et l'optimisation de la technologie exigent de maitriser le chargement induit dans des configurations variables telles que des impulsions plus longues ou des doubles-impulsions. L'interaction laser-matière dans ces configurations ayant été très peu étudiée, aucun modèle intégrable dans la boucle de développement présentée précédemment ne permet de prédire avec fiabilité le chargement appliqué.

4.2 Vers le développement d'outils de maitrise du chargement

Le développement d'un modèle d'interaction laser-matière en régime direct et confiné doit permettre de répondre à la question de la maitrise prédictive du chargement.

Il faudra répondre aux questions scientifiques suivantes dans ces deux régimes d'interaction :

— Choix de l'équation d'état

— Influence du transfert radiatif

— Influence de la conduction thermique

— Absorption du rayonnement incident par la cible et le plasma

— Nécessité de prendre en compte les effets de l'expansion latérale du plasma en impulsion longue

— Prise en compte du matériau de confinement

On souhaite également aller plus loin en traitant la question de la propagation des chocs dans les matériaux. L'objectif est d'y répondre par la mise en évidence des propriétés mécaniques des matériaux par l'expérience et la gestion de ces propriétés dans la simulation. La question de la limite de l'hypothèse de propagation monodimensionnelle est posée.

L'intégralité des travaux numériques menés dans le cadre de cette thèse sont effectués avec le code ESTHER [112] [113]. C'est un code mono-dimensionnel polyvalent et multiphysique gérant l'interaction laser-matière et la propagation des chocs, développé au sein du CEA/DAM/DIF. L'implémentation de modèles adaptés aux conditions de sollicitation typiques des expériences doit permettre de rendre le code prédictif sur les pressions d'ablation mises en jeu en traitant directement le terme source laser. L'intérêt est de pouvoir maitriser les pressions d'ablation issues d'impulsions laser très différentes (forme, durée, modulations).

Le plan de cette thèse permettant de répondre aux questions posées précédemment reprend certaines étapes de la méthodologie LASAT générique :

— Caractérisation et modélisation de l'interaction laser-matière (Chapitre 3) : La réalisation d'expériences de choc laser dans des configurations d'impulsions (énergie, confinement, durée, forme temporelle, double-impulsion, ...) très variables doit permettre de générer des données brutes relatives à l'interaction-laser matière. La réalisation de ces essais avec des diagnostics d'analyse de faisceau pour maitriser le terme source laser est un point clé pour la mise en place de la méthode de maitrise du chargement laser. Les gammes d'intensités utilisées au cours de ces expériences sont typiques de celles mises en oeuvre dans le cadre du développement du procédé LASAT : de 0 à 500 GW/cm^2 en régime direct et de 0 à 7 GW/cm^2 en régime confiné eau. On reste donc en dessous des gammes d'intensités impliquant des phénomènes de claquage de la couche d'eau de confinement. La caractérisation du chargement appliqué est faite par la mise en place de méthodes d'analyses in-situ. Le développement de modèles d'interaction laser-matière est réalisé avec ESTHER par comparaison aux résultats des expériences. Il doit permettre de répondre aux interrogations majeures concernant le comportement du matériau et du plasma sous irradiation laser ainsi que la prise en compte du confinement par le modèle.

— Caractérisation et modélisation du comportement sous choc (Chapitre 4) : Dans cette partie, on traite les aspects liés à la caractérisation et la modélisation avec ESTHER du comportement sous choc de matériaux très différents (métaux, polymères, composites stratifiés et tissés). On détaillera notamment l'adaptation pour l'application de modèles matériaux existants et on identifiera les limites de la modélisation 1D.

— Caractérisation et test d'adhérence sur assemblages collés (Chapitre 5) : La mise en place d'expériences de test d'adhérence par choc laser sur des assemblages collés impliquant des matériaux très différents est présentée en utilisant les configurations optimales propres à chaque cas. La mise en évidence de seuils de décollement corrélés aux propriétés statiques des collages sans endommagement des substrats doit servir de validation de la méthodologie ND-LASAT et des outils développés dans le cadre de cette thèse. Le couplage d'ESTHER avec des codes mécaniques 2D doit permettre de comprendre les phénomènes mis en jeu et d'identifier les résistances à la rupture propres à chaque

niveau de collage.

Avant d'aborder tous ces points, nous décrivons dans le prochain chapitre les différents moyens expérimentaux utilisés au cours de cette thèse.

Chapitre 2

Moyens expérimentaux

On présente dans cette partie les différents outils expérimentaux utilisés dans cette étude. Dans un premier temps, on présente les deux installations laser utilisées, permettant la génération et la propagation des chocs en régime direct et confiné. Dans une seconde partie, sont détaillés les diagnostics permettant de caractériser la réponse des cibles sous choc. Enfin, un point plus particulier sera adressé concernant le choix et la préparation des cibles.

1 Lasers Générateurs de choc

On aborde dans cette thèse la problématique de la maitrise du chargement dans des configurations d'impulsions très variables, intégrant notamment des variations de forme, de durée, des doubles impulsions et la réalisation d'expériences en régime d'interaction directe et en régime confiné. Afin de répondre à l'ensemble de ces problématiques, on utilise deux installations laser : la plateforme Hephaïstos, au laboratoire PIMM, et le Générateur de Chocs Laser Transportable (GCLT), au CEA/DAM/DIF. Les caractéristiques de ces deux installations sont présentées dans cette partie.

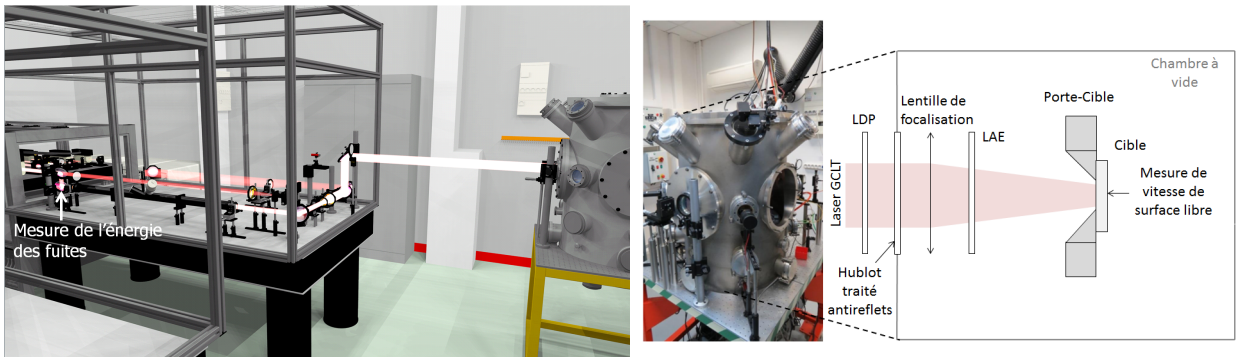
1.1 Installation GCLT

Les expériences menées sur l'installation GCLT permettent de réaliser des essais en régime d'interaction directe avec des formes et des durées d'impulsions variables. A la différence des grandes installations laser telles que LULI 2000 où la cadence de tir est de l'ordre de 10^{-4} Hz, cette installation a une cadence de tir de 10^{-2} Hz, ce qui présente l'avantage de pouvoir générer beaucoup de tirs sur une journée. Ce type d'installation est donc un outil idéal pour la caractérisation du chargement en régime direct et la caractérisation de matériaux.

1.1.1 Présentation de la source laser

Le laser mis en oeuvre sur le GCLT est un laser Nd :YAG de Quantel générant des impulsions allant jusqu'à 40 J. La durée (5-100 ns) et la forme associées à l'impulsion sont pilotables et peuvent être ajustées par l'utilisateur. L'impulsion avant amplification est façonnable par l'utilisateur afin de générer une impulsion amplifiée correspondant au profil temporel souhaité. L'utilisation de différentes Lames de Phase (LDP) sur cette installation permet d'obtenir une tache focale homogène avec des diamètres variables : $\phi 1$ mm, $\phi 2,2$ mm, $\phi 3,2$ mm.

Les LDP sont placées en amont de la lentille de focalisation mais le plus près possible de cette dernière, comme exposé sur la Figure 2.1. Une lame anti-éclat (LAE) est également intégrée dans le montage optique afin de limiter la dégradation de la lentille de focalisation par des particules éjectées à partir de la face avant.



(a) (b)

FIGURE 2.1 – Aperçu du chemin optique de l'installation GCLT et de la disposition des différents composants optiques dans la chambre à vide

Le faisceau laser irradiant une cible est caractérisé par trois grandeurs : l'énergie incidente, la distribution temporelle de l'énergie au cours de l'impulsion et la répartition spatiale de cette énergie sur la cible. La maitrise de ces aspects permet de contrôler la façon dont est déposée l'énergie à la surface de la cible et, par extension, le chargement généré par l'interaction laser-matière.

1.1.2 Caractérisation de l'énergie dans la tache focale

La définition de l'énergie contenue dans la tache focale est effectuée en 3 étapes :

— Détermination de $E_{plan,cible}$
Lors des essais, la mesure partielle de l'énergie via les fuites permet de définir directement l'énergie dans le plan de la cible ($E_{plan,cible}$) en connaissant la relation entre $E_{plan,cible}$ et l'énergie des fuites. Ces dernières sont issues de la séparation du faisceau laser sur un miroir traité (lame de prélèvement). Environ $0,3$ % de l'énergie incidente est réfléchie vers un calorimètre et le reste est dirigé vers la cible. La chaine laser est étalonnée par des essais de calibration qui consistent à faire fonctionner l'installation dans des conditions très différentes afin de déterminer pour chaque configuration le coefficient reliant l'énergie contenue dans les fuites à l'énergie sur cible.

— Prise en compte de la Lame Anti-Eclats (LAE)
L'introduction d'une LAE entre la lentille de focalisation et la cible doit être prise en compte dans le calcul de l'énergie dans la tache. Les réflexions générées sur les deux faces de la lame anti-éclats sont prises en compte par application d'un coefficient multiplicatif de transmission de $0,92$.

— Détermination de E_{tache}
L'énergie dans le plan de la cible contient l'énergie dans la tache, dans les ailes de tache et dans les ordres lointains générés par la LDP. Or, l'énergie uniquement présente dans la tache exclut les ordres lointains et les ailes de tache. L'entreprise SILIOS ayant fabriqué les LDP a évalué à respectivement 5 % et 8 % la part de l'énergie incidente contenue dans ces zones (Figure 2.2). L'application d'un coefficient multiplicatif de $0,87$ à l'énergie transmise par la LAE permet donc de définir E_{tache} qui est l'énergie qui nous est donnée pour chaque tir.

En prenant en compte la précision des calorimètres utilisés, la stabilité du laser et la validité des estimations exposées précédemment, l'incertitude globale sur l'énergie ($Incertitude_E$) est évaluée à 10 %.

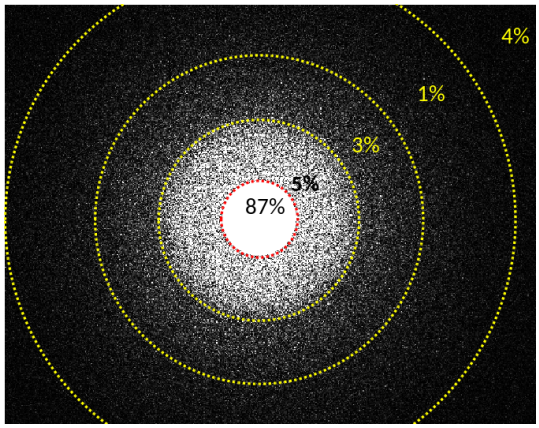
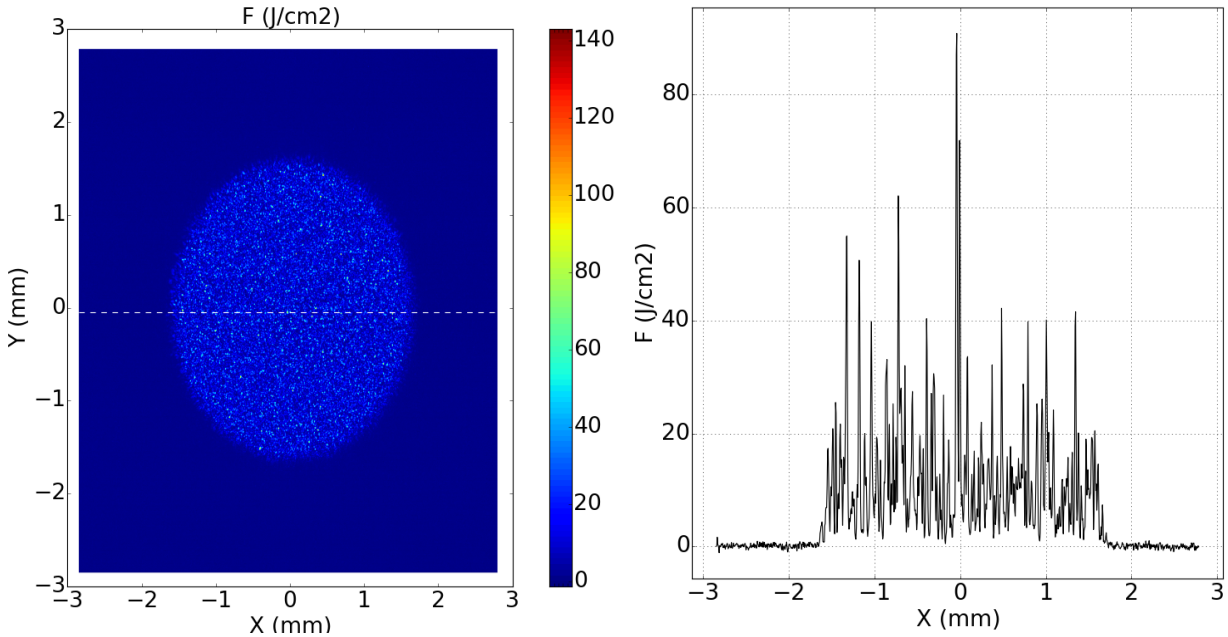


FIGURE 2.2 – Evaluation de la répartition de l'énergie dans le plan de la cible avec utilisation d'une LDP - La zone définie en pointillés rouge correspond au diamètre nominal de la tache focale

1.1.3 Caractérisation de la répartition spatiale du faisceau

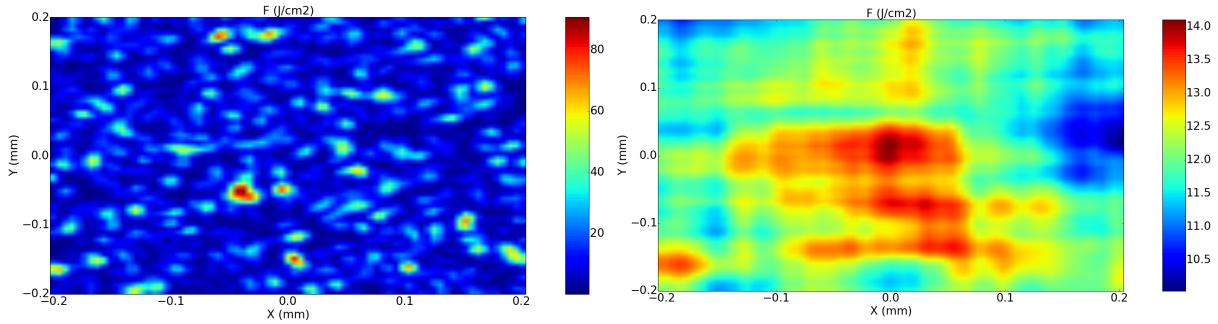
Nous avons caractérisé chaque couple LDP-lentille de focalisation utilisé lors des essais en procédant à une analyse de la répartition spatiale d'intensité grâce à une caméra CCD, placée au centre chambre, dans le plan de la cible. On dispose alors d'une image intensifiée sur laquelle chaque pixel est associé à une valeur en nombre de coups, proportionnelle à la fluence laser reçue au cours de l'impulsion. Le niveau de bruit est ensuite déterminé par analyse du nombre de coups loin de la tache, dans des zones où on estime que la fluence laser est nulle, puis retranché à l'image brute. La mise à l'échelle ($5,5\ \mu m/pixel$) et l'attribution d'une énergie de 1 J au sein du capteur permet de définir la répartition spatiale du faisceau en fluence normalisée (F_{norm} en cm^{-2}). L'exemple présenté sur la Figure 2.3 montre les résultats de cette méthode pour la tache focale $\phi 3,2\ mm$.

On remarque que la répartition de l'énergie dans la tache focale est soumise à des modulations significatives. L'ordre 0, présent au centre de la tache focale, est notamment très marqué. Afin de prendre ces modulations en compte vis à vis du diagnostic de vitesse placé en face arrière, il convient donc d'estimer l'incertitude sur l'alignement de la mesure de vitesse par rapport au laser de choc. Pour les expériences menées sur le GCLT, cette incertitude est estimée à $+/-200\ \mu m$ autour du centre de la tache focale. Le calcul de la moyenne de la fluence normalisée dans cette zone permet donc de définir ce que sera la fluence utilisée pour les calculs numériques du chapitre suivant. Dans le cas de la tache focale $\phi 3,2\ mm$ présentée précédemment, on aboutit par exemple à une fluence normalisée moyenne $F_{moy,norm} = 13,3\ J.cm^{-2}$ dans la zone correspondant à l'incertitude de positionnement du diagnostic de vélocimétrie, définie sur la Figure 2.4.



(a) (b)

FIGURE 2.3 – Répartition de la fluence normalisée pour la tache focale $\phi 3,2\ mm$ (a) dans le champ de la caméra CCD et (b) sur un axe passant par le centre



(a) (b)

FIGURE 2.4 – Répartition de la fluence normalisee dans la zone correspondant à la zone de positionnement du diagnostic en face arrière (a) image brute et (b) image avec lissage à 200 μm

L'incertitude sur $F_{moy,norm}$ est définie comme l'écart des valeurs de F_{norm} par rapport $F_{moy,norm}$ dans cette zone. On choisit de lisser les valeurs de F_{norm} sur 200 μm pour prendre en compte l'homogénéisation de ces intensités au cours de la propagation des chocs dans la cible et la surface sur laquelle est effectuée la mesure de vitesse. Pour la tache focale $\phi 3,2\ mm$, on remarque que l'incertitude sur $F_{moy,norm}$ ($Incertitude_{Fnorm}$) est de $+/-2,4\ J.cm^{-2}$, soit $+/-18$ %.

Pour chaque tir, on peut définir l'énergie présente dans le champ de la caméra en appliquant la relation 2.1, qui permet de tenir compte des pertes énergétiques liées aux ordres lointains hors-champ.

L'utilisation de la Figure 2.2 et de la reprise d'image de tache focale de la Figure 2.3 sur laquelle ces ordres sont absents, nous permettent en effet d'évaluer ces pertes à 5 % de l'énergie incidente.

$$E_{champ} = \frac{E_{tache} * 0,95}{0,87}\ [J] \tag{2.1}$$

En attribuant cette valeur à la répartition spatiale en fluence normalisée, on obtient donc la valeur de fluence (F) caractéristique de chaque tir. L'incertitude totale sur F (ϵ_F) est identifiée comme le cumul de l'incertitude sur E_{champ} ($\epsilon_{E_{champ}}$) et sur $F_{moy,norm}$ ($\epsilon_{F_{moy,norm}}$). E_{tache} et $F_{moy,norm}$ étant interdépendants, elle est donnée par l'expression suivante :

$$\epsilon_F = \sqrt{(\epsilon_{E_{champ}})^2 + (\epsilon_{F_{moy,norm}})^2} \tag{2.2}$$

Dans l'exemple donné ici ($\phi = 3,2\ mm$), ϵ_F est estimée à +/- 21 %. Les résultats de vitesse et de pression calculés numériquement prendront en compte cette incertitude lors de la comparaison à l'expérience.

1.1.4 Caractérisation de la répartition temporelle du faisceau

Pour chaque tir, le profil temporel des fuites laser est mesuré par photodiode. Cette mesure permet d'obtenir un profil temporel de l'impulsion laser adimensionné (nombre de coups).

Si le $t = 0$ correspondant à l'impulsion laser ne peut être défini expérimentalement, des tirs de calibration sont réalisés sur des matériaux bien connus avec une épaisseur fine (50 μm - Aluminium pur ou TA6V4). Le choix d'une épaisseur fine mesurée précisément (cf. dernière partie de ce chapitre) permet de minimiser les potentielles erreurs sur la modélisation de la propagation de l'onde de choc et leur impact sur le temps de parcours de l'onde de choc à travers la cible. Les profils de vitesse en face arrière expérimentaux sont ensuite comparés aux profils simulés avec un code polyvalent tel qu'Esther. Le recalage en temps nécessaire pour faire correspondre les fronts de montée en vitesse est identifié pour chaque tir et un recalage moyen est défini pour identifier $t = t_0$. L'échelle de temps de l'impulsion laser est recalée en fonction de ce décalage.

Il convient ensuite de déterminer $t = t_f$ correspondant à la fin de l'impulsion laser. L'identification de cet instant est importante pour prendre en compte la queue de l'impulsion laser et l'énergie qui y est associée. Le signal est tronqué pour ne prendre en compte que la partie comprise entre t_0 et t_f de l'impulsion laser. On associe ensuite la fluence F définie à l'étape précédente à ce profil d'impulsion, permettant ainsi de définir le profil d'intensité laser $I(t)$ du signal, tel que ceux présentés sur la Figure 2.5.

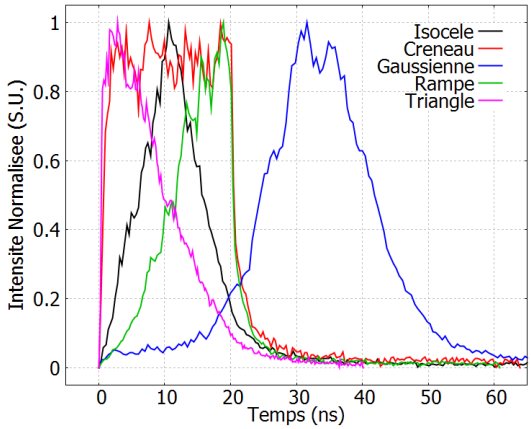


FIGURE 2.5 – Profils temporels d'intensité laser du GCLT pour différentes formes d'impulsions - $\tau = 20\ ns$ avec τ correspondant à la durée de l'impulsion à la base et la durée FWHM pour la Gaussienne

1.2 Installation Hephaïstos

Dans le cadre de ces travaux, l'installation Hephaïstos a été utilisée pour la mise en oeuvre d'expériences de caractérisation en régime confiné et pour l'utilisation de configurations double-impulsions.

1.2.1 Présentation de la source

La plateforme Hephaïstos intègre un laser Gaia HP de Thales. Ce laser Nd :YAG intègre deux voies (respectivement A et B) indépendantes l'une de l'autre et empruntant le même chemin optique à la sortie du laser. Cette disposition permet de réaliser deux impulsions laser successives, séparées d'un délai ajustable Δt, permettant la mise en place de configurations en double-impulsion. Les deux voies sont doublées en fréquence en utilisant des cristaux de LiB_3O_5 (doubleur LBO), ce qui convertit la longueur d'onde du rayonnement incident de 1064 nm à 532 nm. L'efficacité de conversion est de l'ordre de 60 % et l'énergie mobilisable par impulsion en sortie du doubleur est donc de 7 J. Le choix du doublement en fréquence est motivé par deux raisons :

— La protection de la chaine optique : Si une impulsion laser est réfléchie à la surface de la cible et repasse dans le barreau amplificateur, elle ne sera pas réamplifiée puisque ce dernier amplifie les faisceaux à 1064 nm et non 532 nm. Les optiques situées en amont de l'amplificateur sont donc protégées.

— Le rendement d'interaction : Comme présenté dans le chapitre 1, à intensité comparable, le chargement résultant de l'interaction laser-matière à 532 nm est plus important qu'à 1064 nm. La perte d'énergie résultant de la conversion en fréquence est donc compensée par le gain en terme de rendement d'interaction.

Les deux voies sont cadencées à 2 Hz et génèrent des impulsions de 7 ns à mi-hauteur, de forme proche d'une Gaussienne. Le pilotage des énergies E_A et E_B est contrôlé par le système de commande de la plateforme. L'opérateur choisit ainsi pour chaque voie la part d'énergie transmise. En pratique, le logiciel de contrôle pilote la rotation d'une lame $\lambda/2$ entre un polariseur et un analyseur. Ce dispositif permet de ne transmettre qu'une partie des faisceaux incidents et donc à l'opérateur de choisir entre 5 et 100 % de transmission pour chacune des deux voies. Les deux voies sont ensuite rassemblées sur le même chemin optique pour être conduites jusqu'à la cible (Figure 2.6).

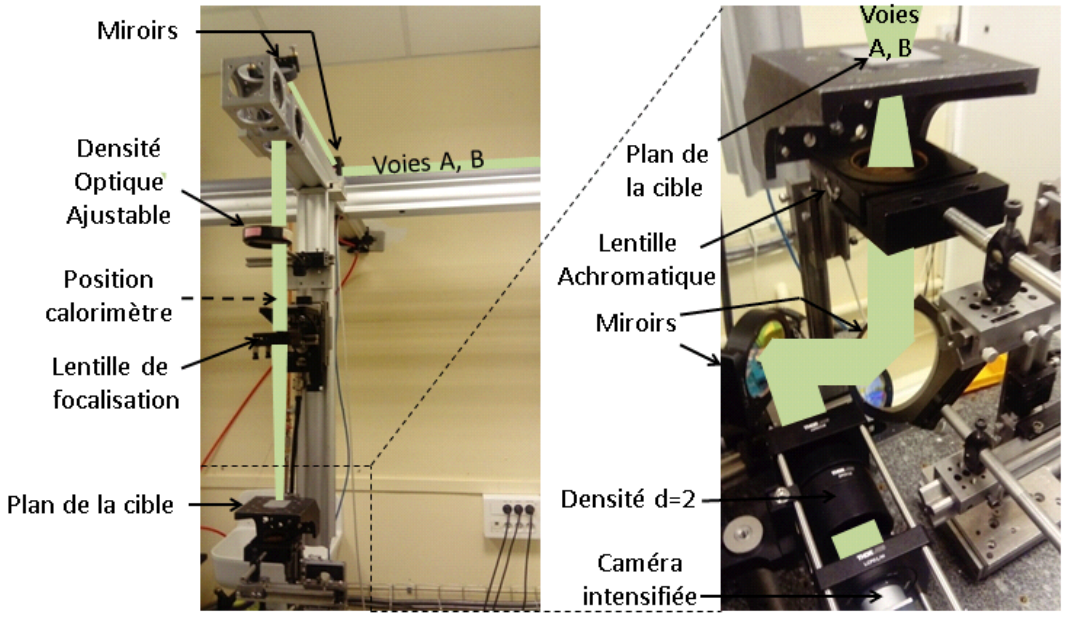


FIGURE 2.6 – Présentation du montage optique mis en oeuvre sur Hephaistos (gauche) et description de la configuration d'analyse de faisceau (droite)

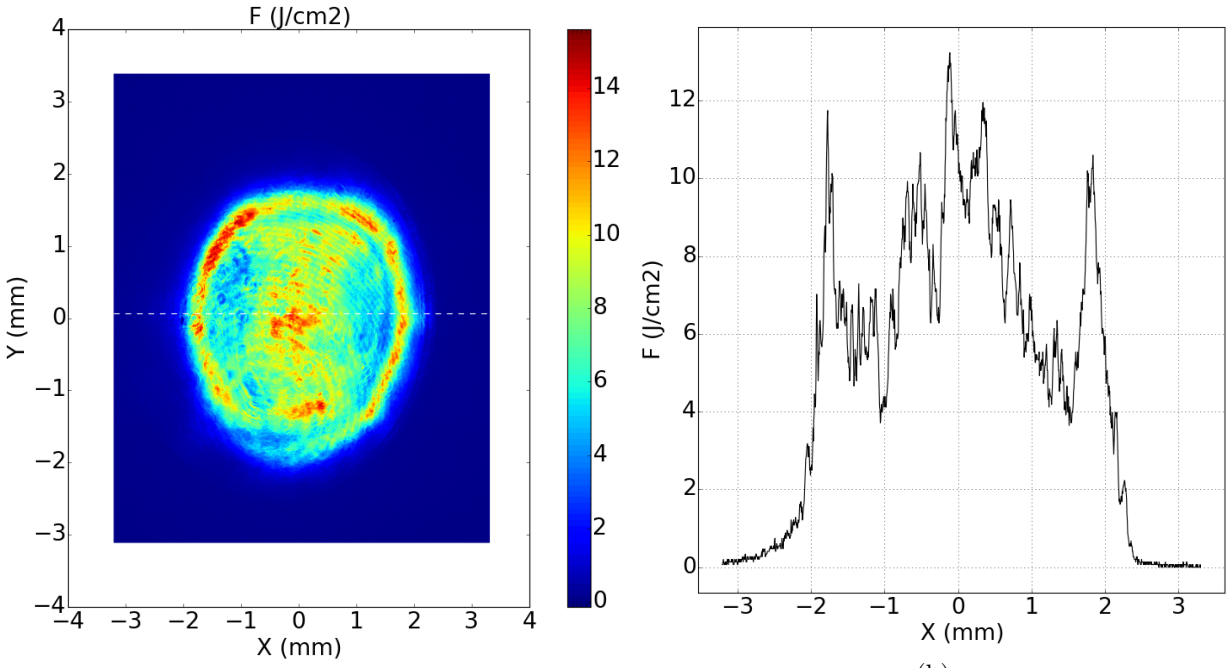
1.2.2 Caractérisation de l'énergie sur cible

La mesure de l'énergie est faite pour chaque tir à partir d'une mesure de l'énergie des fuites par une photodiode, et ce pour chaque voie. L'énergie est revérifiée à chaque changement de configuration majeur en utilisant un calorimètre placé avant la lentille de focalisation. En s'assurant ainsi que les pertes jusqu'à la lentille optique sont négligeables (< 2 %), l'énergie dans le plan de la cible est définie directement à partir de l'énergie estimée à partir des fuites laser (E_{champ}=$E_{fuiteslaser}$). Lors de l'utilisation de densités optiques, l'énergie est revérifiée par des tirs de calibration en utilisant un calorimètre placé avant la lentille de focalisation (Figure 2.6). L'incertitude sur E_{champ}, notée $\epsilon_{E_{champ}}$ est également estimée à 10 % de l'incertitude totale.

1.2.3 Caractérisation de la répartition spatiale du faisceau

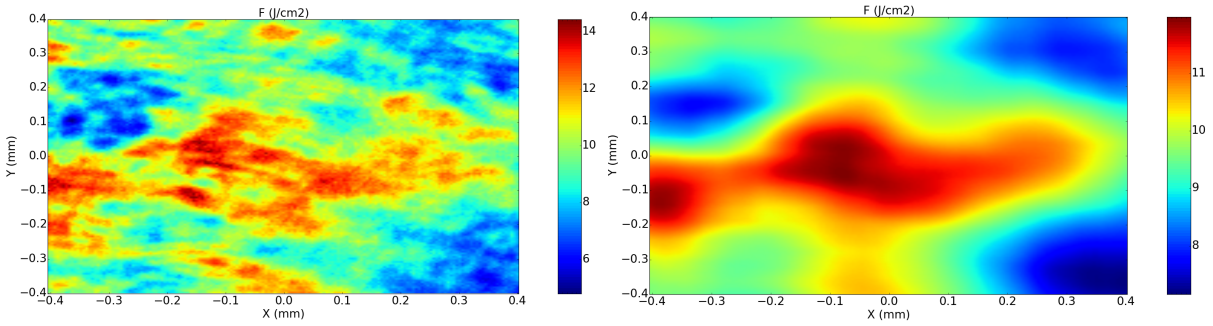
Deux configurations différentes ont été utilisées sur la plateforme Hephaïstos : l'utilisation des faisceaux laser bruts et le lissage optique de ces faisceaux par utilisation de LDP. L'analyse de ces deux faisceaux est réalisée par reprise d'image de la tache focale par caméra intensifiée (Figure 2.6).

— Caractérisation des voies laser
On a appliqué la même méthode que celle présentée précédemment pour définir F_{norm} à partir de l'image prise à la caméra ($4,98$ $\mu m/pixel$). La figure 2.7 présente les résultats obtenus par analyse d'image de la tache focale de $\phi 4$ mm avec la voie B.
A la différence de ce qui est fait sur le GCLT, on a défini l'incertitude sur le placement de la mesure de vitesse à $+/-400$ μm autour du centre car la méthode d'alignement diffère un peu. Cependant, on a suivi la même procédure pour la détermination de $F_{moy,norm}$ que celle présentée précédemment.
Le calcul de $F_{moy,norm}$ pour l'exemple donné ici abouti à $F_{moy,norm} = 9,8$ $J.cm^{-2}$ dans la zone définie dans la Figure 2.8. L'incertitude sur $F_{moy,norm}$ est estimée à $+/-2,6$ $J.cm^{-2}$, soit $Incertitude_{Fnorm} =$



(a) (b)

FIGURE 2.7 – Répartition de la fluence normalisée pour cette tache focale Voie B - $\phi 4\ mm$ (b) dans le champ de la caméra CCD et (c) sur un axe passant par le centre

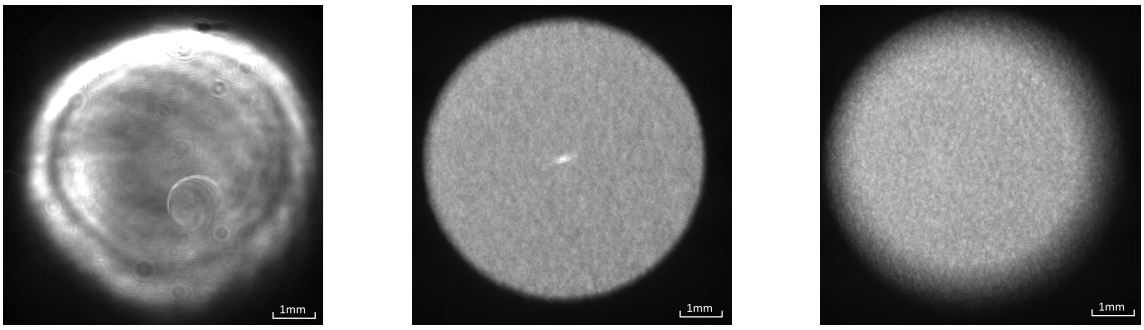


(a) (b)

FIGURE 2.8 – Répartition de la fluence normalisee dans la zone correspondant à la zone de positionnement du diagnostic en face arrière (a) image brute et (b) image avec lissage à 200 μm

$+/-27$ %.
En appliquant E_{laser} à $F_{moy,norm}$ on définit donc F pour chaque tir, asserti d'une incertitude, calculée avec l'expression 2.2. Dans l'exemple considéré ici, $\epsilon_F = 28$ %.

— Caractérisation des taches focales avec LDP
L'utilisation de LDP permet de lisser les modulations du faisceau laser. On a vu cependant qu'il est nécessaire d'atténuer l'ordre 0 pour obtenir une répartition spatiale d'énergie la plus uniforme possible. On présente ci-dessous les résultats obtenus pour une tache focale de $\phi 6mm$ de la voie A sur la Figure 2.9.



(a) (b) (c)

FIGURE 2.9 – Reprise d'image de la tache focale $\phi 6$ mm de la Voie A (a) sans LDP, (b) avec LDP et (c) avec LDP et défocalisation de 15 mm

On remarque que l'ordre 0 initialement présent au centre de la tache dans la configuration non-défocalisée avec LDP est atténué par la défocalisation puisqu'il n'est plus présent sur la configuration défocalisée de 15 mm. Les bords de la tache focale, initialement très droits sont considérablement modifiés puisqu'ils présentent une pente importante.

La définition de $F_{moy,norm}$ suit la même procédure que dans le cas sans LDP. Toutefois, cette dernière est définie à partir de l'énergie déposée dans le champ de la caméra E_{champ} et de la prise en compte de la part d'énergie en dehors de la tache.

$$E_{champ} = 0,9 * E_{laser} \ [J] \tag{2.3}$$

De cette façon, on prend en compte les pertes énergétiques hors du champ de la caméra. L'utilisation de LDP défocalisées a permis dans nos expériences de faire passer l'incertitude sur la répartition spatiale de l'ordre de $\epsilon_{F_{moy,norm}}$ de $20-30\%$ à $2-7\%$. Par extension, l'incertitude sur le terme source ϵ_F a été significativement diminuée en passant de $\epsilon_{F_{moy,norm}}$ de $20-30\%$ à $10-15\%$. On constate ainsi que l'incertitude sur la quantité d'énergie (ϵ_E) dans le champ de la caméra, relativement peu importante dans la configuration sans LDP, est désormais le point d'incertitude majeur sur la connaissance du terme source.

1.2.4 Caractérisation de la répartition temporelle du faisceau

Le profil temporel respectif des voies A et B a été déterminé en enregistrant l'évolution de la puissance lumineuse reçue par les photodiodes utilisées pour la mesure d'énergie. Les profils des deux voies diffèrent légèrement mais on remarque toutefois qu'ils ont tous les deux un profil proche d'une Gaussienne et la

même durée à mi-hauteur de 7 ns (Figure 2.10).

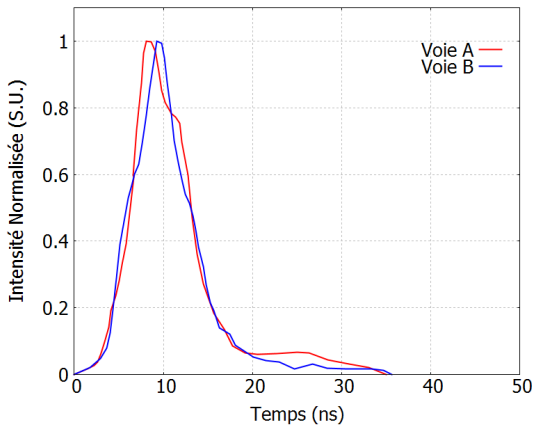


FIGURE 2.10 – Profil temporel d'intensité normalisée des voies A et B de l'installation Hephaïstos

2 Diagnostics

2.1 Diagnostics in-situ

Les principaux outils expérimentaux utilisés pour caractériser les phénomènes au cours du procédé sont les méthodes de vélocimétrie. En effet, l'évolution de la vitesse de surface libre de la cible est le traceur des événements survenus au cours de la propagation des chocs dans l'assemblage, de l'application du chargement initial à l'endommagement et l'éventuel écaillage de la cible. On décrit dans cette partie les deux techniques de vélocimétrie basées sur l'effet Doppler qui ont été utilisées pour cette étude : le VISAR (Velocimetry Interferometer System for Any Reflector) [114] et la VH (Vélocimétrie Hétérodyne) [115].

2.1.1 VISAR

Le VISAR est une technique de mesure qui permet d'effectuer des mesures de vitesse de l'ordre de 10 $m.s^{-1}$ à 2000 $m.s^{-1}$. Il est considéré comme le moyen de référence pour la mesure de vitesse à fréquence unique, dite homodyne, dans ces gammes de vitesse [114] [116]. Le principe de la mesure consiste à illuminer la surface libre de la cible avec un laser sonde de longueur d'onde λ_0 et d'utiliser le signal réfléchi de longueur d'onde $\lambda(t)$ pour estimer la vitesse de surface libre $v(t)$, sur la base de l'expression 2.4, avec c la célérité de la lumière et $\Delta\lambda = \lambda(t) - \lambda_0$.

$$\frac{\Delta\lambda}{\lambda_0} = \frac{-2v(t)}{c} \tag{2.4}$$

Les systèmes VISAR utilisés au cours de cette étude sont intégrés aux dispositifs expérimentaux par un montage optique aérien tel que celui présenté sur la Figure 2.11. Dans ce type de montage, le faisceau sortant du laser sonde (dans notre cas un laser Verdi, 5 W, $\lambda_0 = 532$ nm) passe à travers un miroir troué et une lentille achromatique pour être focalisé sur la surface libre de la cible, aligné sur le laser de choc. Là, il est réfléchi pour repasser à travers la lentille achromatique pour être collimaté. Il est ensuite réfléchi sur le miroir troué et passe à travers une lentille de focalisation pour rentrer dans une fibre optique permettant son acheminement vers l'interféromètre. L'atout du montage aérien avec la lentille achromatique est de pouvoir

collecter une grande partie du faisceau réfléchi et diffusé par la surface libre. Ce point est particulièrement intéressant dans le cas de cibles très rugueuses impliquant une part importante de diffusion non-spéculaire.

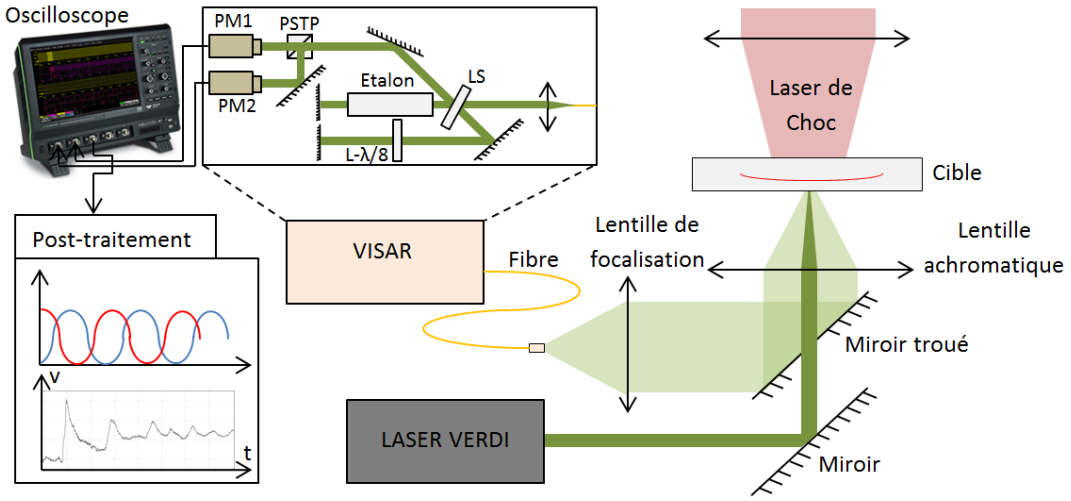


FIGURE 2.11 – Schéma du montage optique du VISAR

Une fois introduit dans l'interféromètre, le signal est dirigé vers une lame séparatrice (LS sur la Figure 2.11) où il est séparé en deux branches : une branche de référence et une branche à retard. La branche à retard comporte un étalon en verre BK7 qui permet de retarder de τ_E la propagation du faisceau dans cette branche. Cela induit un déphasage entre le faisceau ressortant de cette branche et celui provenant de la branche de référence. Ce déphasage est à l'origine du défilement des franges d'interférence dans le faisceau dirigé vers les photomultiplicateurs.

Selon les interféromètres utilisés, il peut y avoir un ou plusieurs autres systèmes d'interférences créés dans le but de lever l'indétermination sur la phase [91]. L'interféromètre du VISAR utilisé sur Hephaïstos comporte un second système d'interférences déphasé de $\pi/2$ avec le premier. Il est généré par l'introduction d'un polariseur placé en amont de la lame séparatrice, d'une lame $\frac{\lambda}{8}$ $(L-\frac{\lambda}{8})$ dans la branche de référence et d'un prisme semi-transparent polariseur placé juste avant les photomultiplicateurs. Le polariseur permet de découpler le faisceau incident en une composante horizontale et une composante verticale. La lame $\frac{\lambda}{8}$ introduit le déphasage de $\pi/2$ entre les deux composantes de polarisation et ces deux composantes sont séparées en fin de parcours par le prisme pour être acheminées respectivement vers les photomultiplicateurs $PM1$ et $PM2$.

Les photomultiplicateurs permettent d'enregistrer les variations de l'intensité lumineuse en lien avec le défilement des franges au cours du temps. Les signaux sinusoïdaux correspondants sont ensuite enregistrés par un oscilloscope. L'utilisation d'un logiciel de post-traitement permet ensuite de retrouver le signal $v(t)$.

Les limites de la mesure de $v(t)$ par VISAR sont les suivantes :

— Conditions de réflectivité
La première exigence de ce système de mesure est de disposer de conditions de réflectivité satisfaisantes pour permettre une réflexion du rayonnement incident sur la surface libre et l'insertion du signal retour dans le chemin optique. Le rayonnement incident doit donc etre normal à la surface libre, ce qui implique une intégration compliquée au sein d'une plateforme d'essais. De plus, la faible rotation d'une écaille lors de son envol peut générer une perte de signal pour cette raison.

De plus, l'utilisation du montage aérien présenté précédemment implique la focalisation du rayonnement du laser sonde sur une surface assez restreinte ($\phi = 50\ \mu m$). Or, dans le cas de matériaux absorbants tels que les composites carbone-epoxy, l'absorption du rayonnement laser dans la fine couche d'epoxy en surface la fait chauffer de façon significative. Si l'intensité sur cible est trop élevée ($> 25\ kW.cm^2$), le seuil de dégradation thermique de l'époxy peut être dépassé, ce qui engendre alors une perte du signal réfléchi. De plus, la faible réflectivité de ces matériaux implique d'augmenter la puissance du laser sonde pour bénéficier d'un signal réfléchi comparable aux cibles métalliques. La performance des photomultiplicateurs est donc un point crucial pour garantir la définition de $v(t)$ dans ces conditions. Si ce point ne suffit pas, l'utilisation d'un dépôt d'aluminium sur la surface libre, présenté à la fin de ce chapitre, permet de répondre à la problématique de réflectivité des cibles. Cette solution comporte un risque : celui de voir le dépôt se séparer de la cible suite au choc. Dans ce cas là, à partir du moment où le dépôt est dissocié du reste de la cible, l'information de vitesse obtenue est celle du dépôt en envol. C'est donc un obstacle majeur à la caractérisation des cibles, auquel il faut prêter attention lors du dépouillement. Une autre solution consiste à mettre en place un obturateur automatique cadencé à 1 Hz en sortie du laser sonde pour limiter l'échauffement de l'epoxy.

— Définition du facteur de frange
Un second point caractéristique dela mesure de vitesse par VISAR est le besoin de pouvoir prédire la gamme de vitesse maximale généré lors d'un essai pour en garantir la mesure. En effet, le système VISAR fonctionne en incorporant un étalon correspondant à un facteur de frange donné et, par extension, à une gamme de vitesse donnée.

— Incertitude sur la mesure de vitesse
L'incertitude sur le signal de vitesse obtenu est estimée à 2 % du facteur de frange. Par exemple, l'utilisation d'un facteur de frange de 229 m/s mène à une incertitude de l'ordre de 5 m/s. Il convient donc de prendre en compte cette incertitude dans l'analyse et l'utilisation des signaux $v(t)$, notamment pour les très basses vitesses (10-20 m/s).

— Résolution temporelle du signal $v(t)$
La résolution temporelle de $v(t)$ dépend du retard induit dans l'interféromètre de Michelson τ_E, du temps de réponse des photomultiplicateurs et de la bande passante de l'oscilloscope. La longueur de l'étalon L_E, n_1 et c permettent de définir τ_E (2.5).

$$\tau_E = \frac{2.L_E(n_1 - \frac{1}{n_1})}{c}\ [ns] \tag{2.5}$$

Le temps de réponse des photomultiplicateurs et la résolution liée à l'oscilloscope (Teledyne Lecroy 1 GHz - $2,5\ GS/s$) sont de l'ordre de 1 ns. En incluant τ_E avec $n_1 \approx 1,52$ à 532 nm, on considère donc que la résolution temporelle sur le signal $v(t)$ est de 3 ns. Ce point est à prendre en compte pour la définition des vitesses maximales en face arrière lors de pics de chocs très brefs ou de front de montée très rapides. La forme des précurseurs élastiques restitués par le VISAR doit aussi être considérée avec précaution [117].

En dépit des limites à son utilisation qui ont été précisées ici, le VISAR reste un outil indispensable et unique pour la caractérisation du chargement appliqué et du comportement sous choc des matériaux et des assemblages. En effet, il permet de résoudre en temps la plupart des phénomènes nous intéressant (écaillage) et sa précision sur les vitesses de surface libres mesurées en fait un système incontournable pour la détermination des pressions des chocs débouchant en sur la surface libre.

2.1.2 VH

La VH est une technique de vélocimétrie toute intégrée et fibrée permettant la mesure de plusieurs vitesses pour des surfaces et des particules, avec une dynamique jusqu'à 8 $km.s^{-1}$ (pour une bande-passante de 12 GHz et une longueur d'onde de $\lambda = 1,55\ \mu m$). Elle est donc particulièrement adaptée aux expériences d'éjection [118, 119]. A la différence du VISAR, la VH est un interféromètre de déplacement générant des signaux bruts qu'il faut post-traiter par transformée de Fourier pour obtenir une information en vitesse. Cette différence de fonctionnement permet d'accéder à une information multi-vitesse avec la VH. L'utilisation de capteurs à large bande passante (12 GHz) et d'oscilloscopes adaptés (12 GHz - 30 GS/s) sont nécessaires pour obtenir des signaux de vitesses typiques des expériences de choc. Il faut noter aussi que dans le système VH, les interférences sont générées à partir du signal de référence (aussi appelé oscillateur local) et du signal réfléchi, à l'origine du qualificatif "hétérodyne", à la différence du VISAR qui n'utilise que le signal réfléchi (système homodyne).

On présente ici le cas où on se place à vitesse constante, permettant de décrire la VH avec un formalisme Doppler. Dans ce travail, le système utilisé est une baie VH fournie par la société IDIL [120]. Un faisceau laser de longueur d'onde $\lambda_0 = 1550\ nm$ et de fréquence optique f_0 est intégré dans une fibre optique et conduit jusqu'à une sonde collimatée permettant l'éclairement de la surface libre de la cible (Figure 2.12). L'utilisation d'une sonde collimatée présente deux avantages. Le premier est d'avoir une certaine liberté dans le placement de la sonde vis à vis de la cible. Le second est d'avoir une tache focale sur cible de l'ordre de 200 μm de diamètre, permettant de limiter les effets de dégradation thermique sur les matériaux qui y sont sensibles. Cette sonde collecte le faisceau réfléchi par la cible, de fréquence f_t, et le réinjecte dans le circulateur qui permet la séparation des faisceaux incidents et réfléchis. Les faisceaux de fréquences respectives f_0 et f_t sont ensuite conduits jusqu'à un photodétecteur et à un amplificateur puis à un oscilloscope permettant l'enregistrement des signaux. La tension ($U(t)$) mesurée par l'appareil au cours du temps est fonction de la position de la cible ($x(t)$), de λ_0, de la fréquence f_p et de la phase ϕ (Equation 2.6).

$$U(t) \propto cos\left(\frac{4\pi x(t)}{\lambda_0} + \Delta f_p t + \Phi\right) \tag{2.6}$$

L'hypothèse de v(t) constante permet d'écrire $x(t) = vt$. Or, $U(t)$ peut aussi s'écrire sous la forme définie par l'équation 2.7

$$U(t) \propto cos(2\pi f_e t + \phi') \tag{2.7}$$

Par identification, on peut donc définir la fréquence f_e selon l'expression 2.8. La vitesse v de la cible peut ainsi être établie en fonction de λ_0, f_e et f_p (Equation 2.9).

$$f_e = \frac{2v}{\lambda 0} + \Delta f_p\ [Hz] \tag{2.8}$$

$$v = \frac{\lambda_0}{2} f_e + \Delta f_p\ [m.s^{-1}] \tag{2.9}$$

Dans nos essais, l'oscilloscope utilisé pour l'enregistrement des signaux est le même que celui utilisé pour les mesures avec VISAR. Ce type d'oscilloscope est particulièrement adapté pour la mesure de basses vitesses par VH car le bruit de l'appareil est faible, en comparaison à d'autres appareils à bande passante plus élevée. Un laser de référence avec une fréquence f_r est également injecté dans le détecteur. L'utilisation de ce laser avec f_r différent de f_0 permet d'introduire une différence de fréquence, aussi appelée "pivot", permettant d'adapter la gamme des vitesses étudiées. Cependant, dans les cas traités dans cette

étude, on ne mesure que des signaux homodynes. Le laser de référence a donc été utilisé avec $f_r = f_0$, induisant un pivot nul.

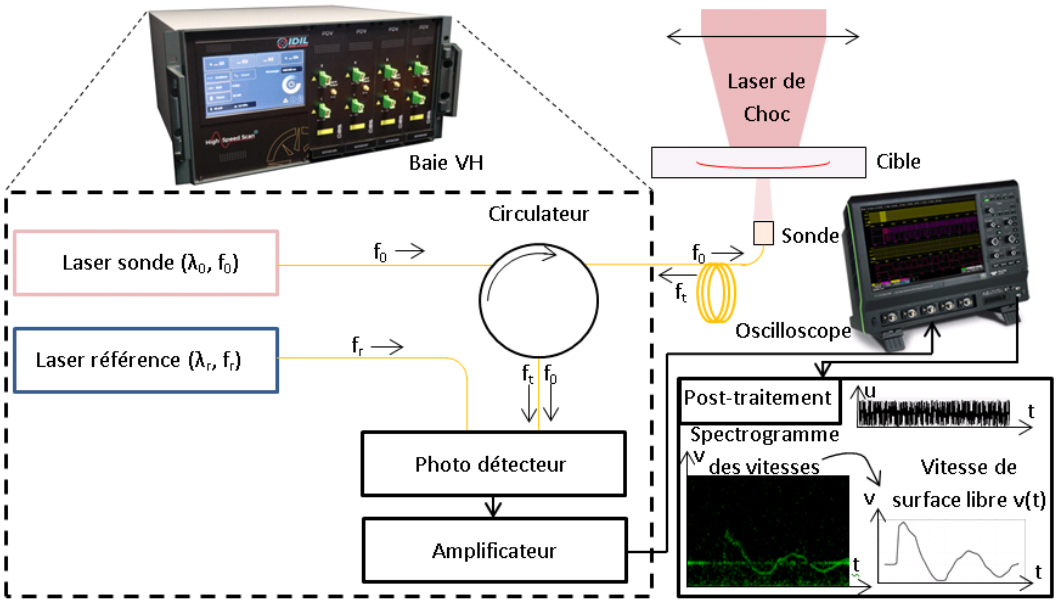


FIGURE 2.12 – Schéma du montage optique de la VH

Le traitement des signaux bruts enregistrés par l'oscilloscope est ensuite effectué à l'aide d'un logiciel de post-traitement, Caféine, développé par G. Prudhomme. Caféine procède à la transformée de Fourier court-terme du signal de tension brut sur des petites durées pour s'adapter aux variations de fréquence. Le but de ce processus et d'isoler chaque composante de fréquence pour en extraire l'information en vitesse correspondante. Il est possible d'ajuster la largeur de la fenêtre de discrétisation, ce qui a un impact sur la résolution en vitesse et en temps du spectrogramme des vitesses généré. Selon le signal à traiter, il faut alors procéder à un arbitrage entre résolution temporelle et résolution en vitesse pour résoudre au mieux les parties importantes de la courbe de vitesse en face arrière. Il est ensuite possible d'extraire une valeur de vitesse de surface libre $v(t)$ à partir du spectrogramme des vitesses.

La VH est donc un diagnostic complémentaire au VISAR pour la mesure de $v(t)$. Ce diagnostic présente l'avantage majeur d'avoir une faible exigence en terme de puissance du signal réfléchi, ce qui permet d'utiliser une sonde collimatée avec une surface d'éclairement relativement large pour récolter le signal retour. Ce point permet aussi au système d'être plus performant que le VISAR dans la définition des vitesses sur des échantillons très rugueux et sur les temps longs impliquant des déformations et des inclinaisons de la surface pointée par la sonde. L'utilisation d'une VH avec une mesure de la vitesse de surface libre avec un angle permet également de faire face à des problématiques d'envol de dépôt qui occulte la vitesse de la surface libre après le départ du dépôt (Figure 2.13). En effet après un délai Δt, défini par l'expression 2.10 et dépendant de l'angle α, de la vitesse d'envol ballistique v et du rayon de la tache focale r, l'utilisation d'une sonde VH permet de suivre à nouveau les ocillations de la cible. En se plaçant dans une perspective industrielle, le système en lui-même est plus compact et moins sujet aux réglages optiques que le montage optique aérien du VISAR, ce qui rend son utilisation plus simple. Cependant, l'optimisation des résolutions en vitesse et en temps ne permettent pas de résoudre efficacement les événements très ponctuels comme les pics de vitesses maximales. Dans le cadre de cette étude, la VH est donc essentiellement employée pour des mesures sur des cibles en composite d'épaisseur significative. Sur ces matériaux à travers lesquels les chocs se propagent plus lentement, la contrainte sur la résolution en temps peut être adaptée pour atteindre des

résolutions en vitesse de l'ordre de quelques mètres par seconde. Le développement de nouveaux systèmes VH intégrant des aspects du VISAR est en cours et doit permettre de répondre à la problématique de définition des fronts de montée en vitesse et des valeurs maximales des pics de vitesse. [121]

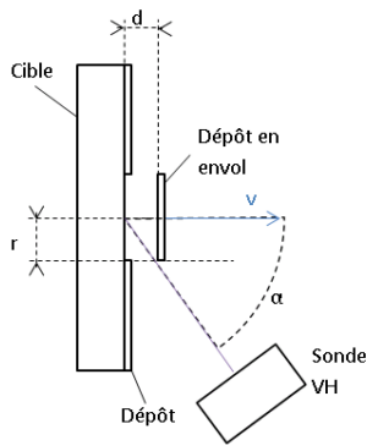
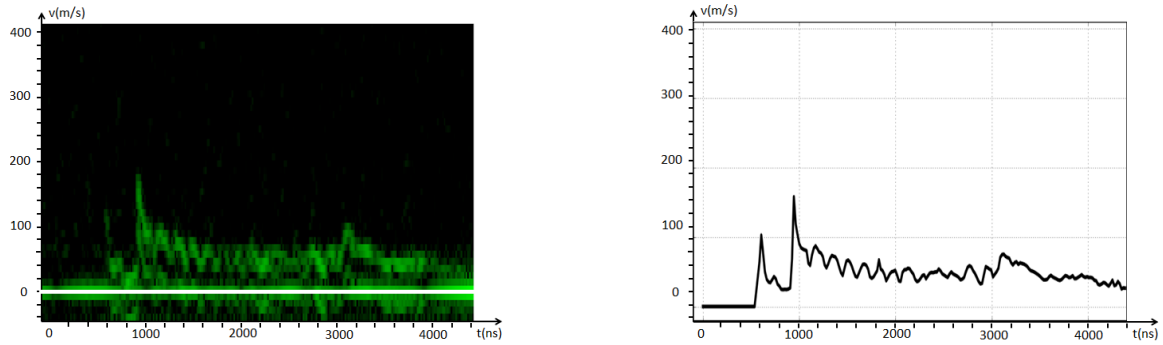


FIGURE 2.13 – Schéma d'une configuration expérimentale impliquant la mesure avec un angle de la vitesse de surface libre suite à un envol de dépot

$$v = \frac{r}{v.tan\alpha} \; [m.s^{-1}] \tag{2.10}$$

Sur la Figure 2.14, le spectrogramme et la courbe de vitesse de surface libre d'un composite soumis à une double-impulsion sont exposés.



(a) (b)

FIGURE 2.14 – Mesure de vitesse en face arrière réalisée avec VH sur Composite stratifié-croisé - 1.8 mm - Configuration Double-Impulsion $I1 = 0,7\ GW/cm^2$ - $I2 = 1,7\ GW/cm^2$ - $\Delta t = 300\ ns$ (a) Spectrogramme des vitesses avec pivot nul matérialisé par une ligne blanche à $v(t) = 0\ m/s$ - Pas en temps = 20 ns - Pas en vitesse = 10 m/s et (b) Courbe de $v(t)$ extraite du spectrogramme des vitesses

Sur ce cas précis, on remarque que la VH permet d'identifier un délaminage du dernier pli de composite suite au choc issu de la seconde impulsion qui met en vitesse la surface libre à $\approx 900\ ns$. Le plateau oscillant à la suite de ce choc est typique d'un écaillage, tel qu'introduit dans le premier chapitre ((Figure 2.14). La période de ces oscillations est de 150 ns, ce qui correspond à un temps d'aller-retour des ondes

de choc dans un pli de composite dont l'épaisseur nominale est de 250 μm. Certains cas d'endommagement en face arrière sur composite stratifié-croisé ont montré que la VH est très discriminante car elle permet, notamment, de détecter des délaminages in-situ qui se referment suite au choc, et limitent ainsi, les possibilités de détection post-choc par les technologies CND.

2.2 Diagnostics Post-choc

La caractérisation des matériaux et des assemblages utilisés dans ces travaux s'est appuyée sur l'utilisation de diagnostics permettant d'évaluer l'état résiduel des cibles, suite au choc laser. Les moyens mis en oeuvre pour ces analyses ont été dédiés à la recherche d'endommagements ou de décollements au sein des cibles. Ils permettent donc de confirmer les analyses issues des diagnostics *in-situ* ou d'acquérir des informations complémentaires.

2.2.1 Ultrasons

Le contrôle par ultrasons est la technique la plus répandue dans le secteur aéronautique pour l'inspection des pièces en composite. Cette technique est basée sur la propagation d'ondes acoustiques dans les pièces et leur interaction avec des objets (interface, défaut) induisant des changements d'impédance acoustique. La propagation des ondes peut être libre ou guidée par la géométrie de la pièce. On s'intéresse ici à l'application des techniques utilisant des ondes de volume générées par des émetteurs piézoélectriques.

On distingue deux méthodes pour l'inspection par ultrasons :

— Le contrôle en transmission :

L'émission du signal ultrasonore est effectuée par un émetteur placé d'un côté de la pièce à inspecter et reçu par un récepteur de l'autre côté. L'apparition d'un défaut sur le chemin de propagation entre les deux capteurs est détecté par une atténuation du signal. Ce type de configuration présente l'avantage de limiter l'atténuation des ondes ultrasonores dans le matériau puisqu'elles ne parcourent qu'une seule fois l'épaisseur de la pièce, ce qui permet la mise en évidence d'endommagements légers et de petite taille. Le contrôle en transmission permet également de faciliter la compréhension des résultats dans le cas d'empilements mulitcouches présentants des désadaptation d'impédance marquées. La mise en place d'une telle configuration n'est possible que sur des géométries relativement planes et exige d'avoir accès aux deux faces, ce qui limite son utilisation dans un cadre industriel.

— Le contrôle par réflexion :

Une autre approche consiste à effectuer l'émission et la réception du signal par le même capteur. Dans cette approche, le signal reçu correspond à une succession d'échos induits par les réflexions du signal émis sur les interfaces où des désadaptations d'impédance sont mises en jeu. L'analyse d'une cible monomatériau par cette technique génère un signal d'entrée dans la cible et un signal de sortie de la cible, séparés par un intervalle de temps, appelé temps de vol (*Time of flight - TOF*). Le temps de vol correspond au temps d'aller-retour des ondes ultrasonores au sein du matériau. L'apparition d'un petit défaut dans la pièce diminue la transmission des ondes jusqu'en sortie de la cible, ce qui atténue le signal de sortie. Si le défaut est plus conséquent, la désadaptation d'impédance générée par le défaut provoque l'apparition d'un signal réflechi. L'atout majeur de la méthode par réflexion est de pouvoir localiser les endommagements en connaissant la vitesse de propagation des ondes ultrasonores dans la direction longitudinale C_l et identifiant le temps de vol correspondant à la

réflexion du défaut. Cette configuration permet aussi de procéder à des inspections nécessitant peu de réglages et applicables sur une seule face. C'est la méthode que nous avons le plus souvent employée dans le cadre de ce travail et les différents modes d'analyse exposés ci-dessous correspondent à ce type d'inspection.

On distingue plusieurs modes d'analyse ultrasonore :

— A-scan : On procède à l'analyse de la pièce dans la direction de propagation des ondes ultrasonores (z). La restitution de l'analyse est un diagramme représentant l'amplitude des réflexions en fonction du temps de vol ou de la position en z. C'est le mode d'utilisation le plus simple qui peut être réalisé avec un simple capteur mono-élément. Il permet d'accéder à la position des défauts et d'évaluer le mode d'endommagement. Dans le cas d'un composite on peut ainsi distinguer un délaminage d'une fissuration matricielle.

— B-scan : Un B-scan est une succession de A-scans dans une direction perpendiculaire (x) à la direction de propagation des ondes. Le résultat d'un tel scan est une cartographie de l'amplitude du signal dans le plan (x, z). L'intérêt de ce type d'analyse est de pouvoir estimer la taille du défaut en (x) en plus de sa localisation en z. Un B-scan peut être réalisé en utilisant une sonde mono-éléments et en effectuant un balayage en (x) ou en travaillant directement avec un capteur multi-éléments.

— C-scan : Le C-scan est une cartographie en temps de vol ou en amplitude définie par une sucession de A-scan dans le plan correspondant à la surface de la pièce (x, y). Ce mode d'analyse permet de localiser l'endommagement en z avec l'information en temps de vol et d'en définir les dimensions en x et y. Afin de réaliser cette cartographie il est nécessaire d'effectuer un balayage avec une sonde mono ou multiéléments et un système d'encodage pour l'enregistrement des positions dans le plan (x, y).

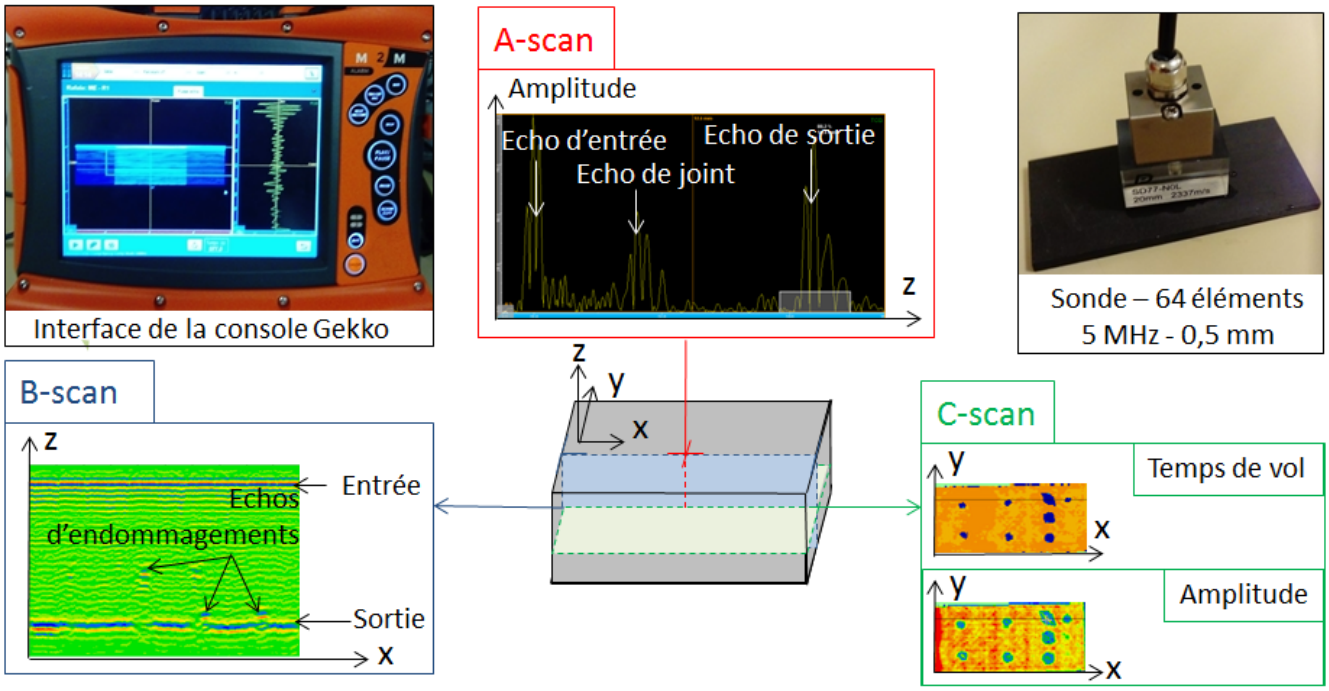


FIGURE 2.15 – Schéma des différents modes d'analyse ultrasons

La résolution de cette méthode de détection est liée à la taille des éléments, à la fréquence ultrasonore utilisée, à la nature du décollement et à la nature et l'épaisseur du matériau inspecté. En diminuant la taille d'éléments et en augmentant la fréquence d'excitation utilisée, on augmente la capacité de détection d'endommagements de petite taille. Cependant, l'utilisation d'éléments de petite taille limite l'amplitude du signal qui peut être injectée en entrée. De plus, l'atténuation est plus importante à haute fréquence. Ces deux points sont à prendre en compte pour l'inspection de structures épaisses dans des matériaux fortement atténuants comme les composites tissés. Les décollements ou délaminages sont des défauts qui peuvent être détectés plus facilement que les phénomènes de micro-fissuration et leur taille critique de détection est donc plus faible. Il faut noter aussi que la détection de défauts dans des échantillons d'épaisseur fine est limitée par la largeur temporelle du signal, qui dépend directement de la fréquence d'excitation utilisée.

L'utilisation d'une console portable Gekko de la société M2M avec des sondes multiéléments de 5 MHz et 10 MHz et des tailles d'éléments respectivement de $0,5$ mm et $0,25$ mm permet une analyse rapide et la réalisation de A-scan et B-scan immédiatement après les essais. Des cartographies C-scan par réflexion sont réalisées chez Airbus Group Innovations et des C-scan en transmission à Safran Composites pour affiner les premières analyses. Dans les deux derniers cas, les pièces ont été contrôlées en immersion. En utilisant les différents moyens d'analyse présentés ici, nous avons pu procéder à l'inspection d'assemblages multimatériaux de 1 mm d'épaisseur et détecter des endommagements ou décollements de l'ordre de 2 mm de diamètre. L'analyse par ultrasons présente également l'atout d'être non-intrusive et de pouvoir analyser les échantillons sans avoir à les usiner. C'est donc le diagnostic post-choc de référence pour la détection des décollements.

2.2.2 Tomographie X

La tomographie par rayonnement X est une technique de CND permettant d'obtenir une image en 3D de l'objet étudié et d'en révéler les défauts en profondeur. Comme mentionné dans le premier chapitre, cette technique s'est considérablement développée et répandue pour des contrôles de production dans différents secteurs industriels. Cette méthode est basée sur le principe de la radiographie X appliquée en rotation. Un rayonnement X est émis par une source et pénètre à travers la pièce à inspecter (Figure 2.16). Une partie est absorbée et l'autre partie pavient jusqu'à un détecteur numérique. L'absorption du rayonnement dépend de la nature et de l'épaisseur des matériaux traversés et donc l'image en niveau de gris qui est obtenue permet donc de détecter des défauts et d'identifier les différentes couches de matériaux traversés. La tomographie consiste à générer un grand nombre d'images par rotation de la pièce ou du couple source-détecteur, chaque image correspondante retranscrivant l'absorption de la pièce selon un angle donné. L'utilisation d'un algorithme numérique permet ensuite de reconstruire le volume de la pièce inspectée. Cette technique permet de quantifier dans les trois directions de l'espace la taille et la forme de défauts apparaissant dans les pièces.

La résolution de cette technique est définie par la taille d'un voxel de l'image, qui dépend notamment de la taille de la pièce inspectée, de la source X utilisée et des dimensions des pixels du détecteur. L'utilisation de sources adaptées pour analyser des volumes restreints permet d'améliorer la résolution spatiale. Dans le cadre de cette étude, des analyses tomographiques ont été effectuées sur les sites du groupe Safran à Itteville et Villaroche. L'accès à un microtomographe est un atout indéniable pour la caractérisation des matériaux puisque des défauts de l'ordre de 8 μm ont pu être détectés sur des cibles de dimensions millimétriques. Contrairement aux ultrasons, l'analyse ne peut être effectuée sur le site des essais de choc par laser. Elle présente également quelques limitations pour l'analyse d'assemblages impliquants des matériaux à forte densité car ces derniers diminuent le contraste des images et gènent donc la détection des décollements. Toutefois, cette technique est véritablement complémentaire des ultrasons puisqu'elle permet d'analyser des pièces de très petite taille et de faible épaisseur (< 1 mm), là où le contrôle par

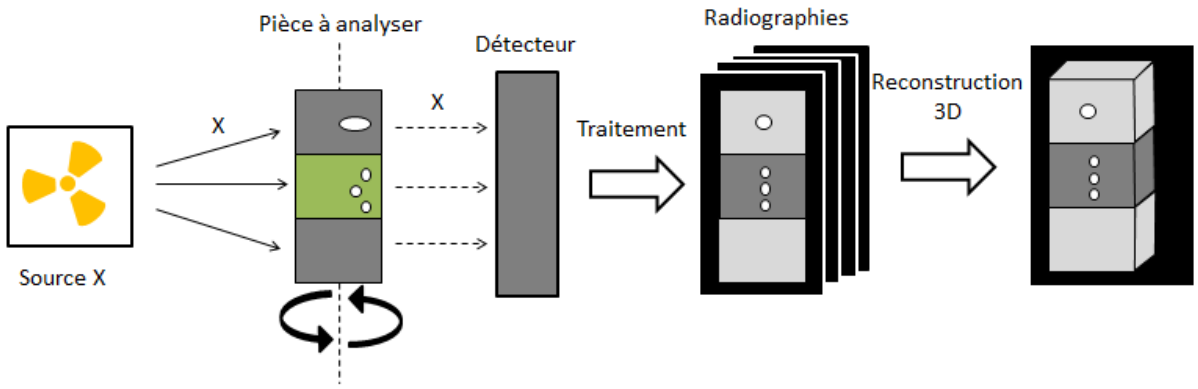
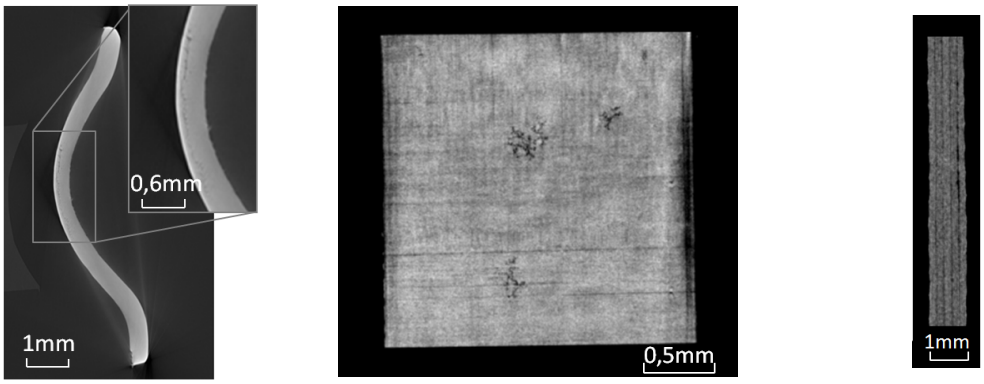


FIGURE 2.16 – Principe de fonctionnement de la tomographie X appliquée à la détection de défauts dans les empilements multimatériaux

ultrason fait défaut. De plus, la tomographie présente un avantage majeur dans l'interprétation des phénomènes d'endommagement puisqu'elle permet de définir très précisément la localisation, la taille et la forme des défauts rencontrés. La Figure 2.17 présente les résultats d'analyse réalisées par tomographie sur des cibles utilisées pour la caractérisation. On remarque que l'épaisseur des écailles générées par choc laser sur ces échantillons peut être définie avec précision avec cette méthode, et ce de façon non-destructive.



(a) (b) (c)

FIGURE 2.17 – Tomographie suite à des essais de choc laser ayant généré des endommagements (a) Aluminium pur - Epaisseur 500 μm - Coupe transverse - Résolution 8 μm, (b) Composite stratifié-croisé - Epaisseur 1 mm - Vue intégrée sur l'épaisseur - Résolution 20 μm (c) Composite stratifié-croisé - Epaisseur 1 mm - Coupe transverse - Résolution 20 μm

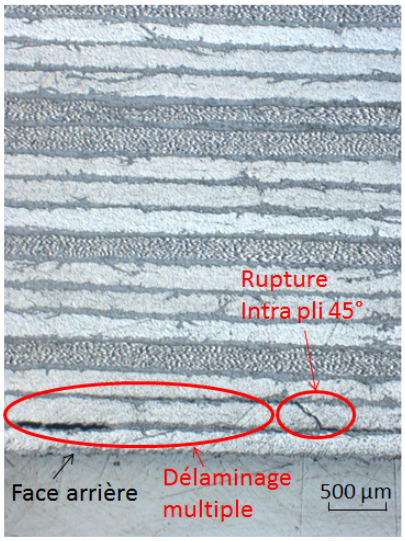
2.2.3 Coupe micrographique

L'observation au microscope de coupes transverses est le moyen le plus répandu pour la caractérisation matériaux. Cette méthode nécessite peu d'équipements et permet d'acquérir des informations quantitatives et qualitatives sur l'état de la matière. Le principe de la coupe micrographique est de réaliser une découpe selon la section droite, dans l'épaisseur de l'échantillon. La découpe initiale doit être effectuée en utilisant des outils d'usinage adaptés. Comme indiqué dans le premier chapitre, l'usinage des pièces en composite est délicat et nécessite des outils spécifiques. Pour cette raison, il est nécessaire pour ce type d'échantillon

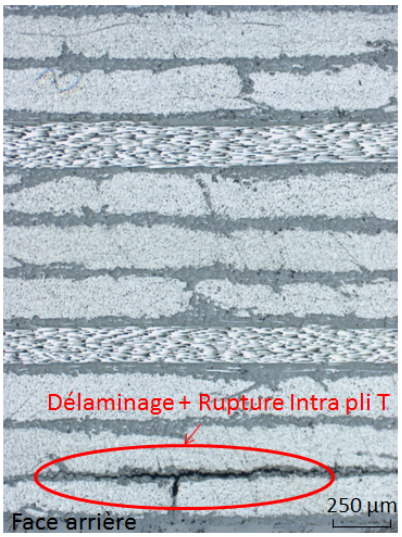
d'utiliser des disques de découpe à revêtement diamant et une vitesse de découpe lente ($< 0,3\ mm/min$). L'épaisseur de l'outil de découpe doit être pris en compte afin que la section droite initiale soit proche du plan d'observation recherché. Dans notre cas, la zone d'observation correspond à la section droite passant par le centre de la tache focale. A la suite de cette étape, il est nécessaire de polir la section droite initiale jusqu'à atteindre un état de surface suffisament fin. L'utilisation de solutions chargées en silicone et diamant doit permettre d'obtenir un état de surface suffisant sur la coupe correspondant au plan d'observation.

Dans le cas d'un état de surface quasi-miroir, la résolution spatiale des coupes micrographiques dépend essentiellement du grossissement du microscope utilisé pour l'analyse et de la résolution graphique (pixels) de l'interface numérique utilisée par l'opérateur. On estime que lors des analyses effectuées, la résolution spatiale atteinte a été de l'ordre de 1 μm. Cela signifique que des défauts dont la dimension dans l'épaisseur de la cible est très réduite ne peuvent être détectés que par coupe micrographique. L'intérêt principal de cete méthode réside donc dans sa capacité de détection qui, malgré les progrès évidents des techniques CND, reste la référence dans la détection des endommagements fins. Dans le cadre de cette étude, des coupes micrographiques ont été effectuées sur certaines cibles et assemblages afin de confirmer le diagnostic établi par les techniques CND présentées précédemment, notamment dans les cas d'endommagements légers.

L'utilisation de la coupe micrographique permet aussi de discriminer un décollement d'un endommagement multiple. La forme et la disposition de ces endommagements, comme les ruptures intraplis en "T" ou la rupture intra-plis à 45 ° permettent de mettre en valeur des effets bidimensionnels et d'identifier le mode de rupture associé (Figure 2.18).



(a)



(b)

FIGURE 2.18 – Coupes micrographiques effectuées sur des échantillons après impact laser - Composite stratifié-croisé - 6 mm - (a) Cas de multiples délaminages et de rupture à 45 ° intra pli (b) Cas de rupture intrapli en T

2.3 Comparaison des différents outils de diagnostics

Les différentes techniques employées dans cette étude ont été rassemblées dans la Table 2.1 qui présente le type d'information fournie ainsi que les avantages et inconvénients de chacune d'elle.

Diagnostics	Informations obtenues	Intérêts	Limites
Visar	Vitesse de surface libre	Bonne résolution en vitesse Bonne résolution en temps	Mise en oeuvre Difficulté de mesure sur composites
VH	Vitesse de surface libre	Système intégré et fibré Non-dégradation des composites	Mesure cibles fines Définition du maximum de $v(t)$
Ultrasons	Endommagements Décollements	Mise en oeuvre sur site Quantification des défauts Localisation des défauts	Inspection faible épaisseur Pas de détection des défauts fins
Tomographie X	Endommagements Décollements	Quantification des défauts Localisation des défauts Forme des défauts Inspection petits échantillons	Résolution dépendante de la taille de la pièce
Micrographie	Endommagements Décollements	Quantification des défauts Localisation des défauts Forme des défauts Détection des défauts très fins	Temps de préparation Analyse destructive

TABLE 2.1 – Synthèse des caractéristiques principales des diagnostics utilisés

3 Choix et préparation des cibles

Après avoir présenté les installations et les diagnostics utilisés, on présente dans cette partie la méthode développée pour sélectionner, dimensionner et préparer les cibles. Les aspects liés à la caractérisation du chargement, du comportement sous choc des matériaux et des assemblages sont abordés. L'application de cette méthode est un point indispensable au développement du procédé de test d'adhérence par choc laser.

3.1 Choix de l'ablateur

Le chargement généré par choc laser intervient dans les étapes de caractérisation matériaux, caractérisation d'assemblages et lors des phases de validation des configurations optimisées. Il est donc nécessaire de spécifier un matériau ablateur unique permettant de maitriser le chargement issu de l'interaction laser-matière dans toutes ces étapes.

Dans le cas du développement du procédé pour des besoins de caractérisation d'interface, l'interaction laser-matière peut être effectuée directement à la surface de l'assemblage, sur le premier substrat. Toutefois, deux conditions doivent être satisfaites :

— Rendement d'interaction : L'interaction laser-matière à la surface du matériau doit pouvoir générer un chargement suffisant pour satisfaire l'ensemble des besoins liés à la caractérisation des matériaux et des assemblages utilisés. Ce point est motivé par le besoin d'induire des contraintes suffisantes pour identifier les seuils d'endommagements des matériaux constitutifs de l'assemblage.

— Maitrise de l'interaction : L'étape de caractérisation du chargement doit permettre d'identifier précisément les pressions d'ablation qui seront utilisées pour les étapes de caractérisation matériaux, assemblages et de test d'adhérence. Or, la construction du modèle numérique permettant de prédire ces chargements implique l'utilisation de données relatives au comportement du matériau vis à vis du rayonnement laser. Il est donc nécessaire d'utiliser un matériau bien caractérisé et documenté pour l'interaction laser-matière.

Si ces deux exigences ne sont pas satisfaites, il convient alors de mettre en place une couche d'ablation à la surface des matériaux et assemblages à caractériser. La mise en place du matériau ablateur peut être réalisée par un dépôt en phase vapeur (*Physical Vapor Deposition - PVD*) de façon à créer une couche de quelques microns d'épaisseur. Dans le cadre de cette thèse, un dépôt d'aluminium de 1 μm, réalisé au CEA/DAM/DIF, a été appliqué sur les cibles non-métalliques (Figure 2.19). Ce matériau est particulièrement bien caractérisé dans les gammes de température et de pression concernés par cette étude, ce qui garantit la maitrise du chargement généré.

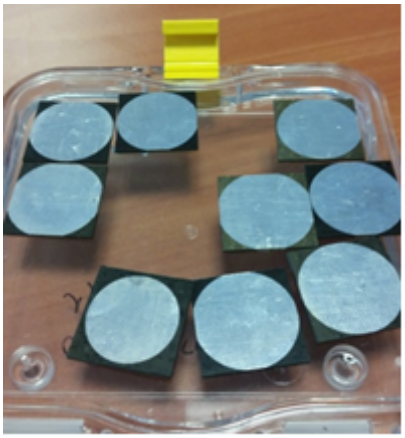


FIGURE 2.19 – Dépôt aluminium pur d'1 μm réalisé par PVD sur cibles de composite stratifié d'épaisseur 1 mm

Si le procédé a vocation à être non-destructif, il convient de prendre en compte le potentiel endommagement des substrats dus aux effets thermiques induits par l'irradiation laser. L'application d'un revêtement thermoprotecteur, aussi appelé "'couche sacrificielle"', permet de protéger la surface du matériau vis à vis de ces effets (Figure 2.20). Cette couche est constituée d'un matériau ablateur, d'une épaisseur de plusieurs dizaine de μm et d'un adhésif permettant son application. Différents revêtements thermoprotecteurs ont été caractérisés par D. Courapied et S. El-Karnighi-Tanguy [82] afin de définir l'influence des paramètres du revêtement sur les chargements générés. Les résultats obtenus par cette étude confirment l'importance des phénomènes de désadaptation d'impédance aux interfaces ablateur/adhésif et adhésif/substrat et montrent que l'épaisseur d'adhésif peut être optimisée pour maximiser le chargement induit. Le revêtement thermoprotecteur doit donc intégrer les problématiques propres à l'ablateur, présentées précédemment, aux effets thermiques et au couplage mécanique revêtement/substrat.

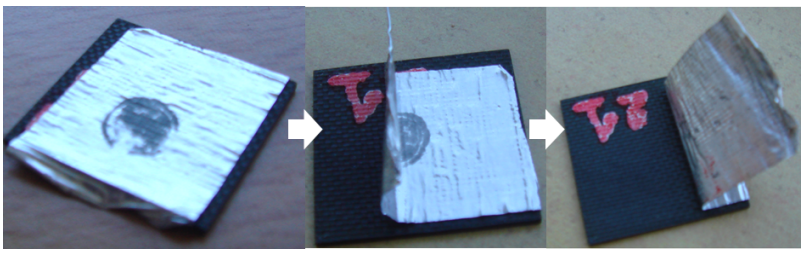


FIGURE 2.20 – Décollement du revêtement thermoprotecteur suite au choc laser réalisé sur un échantillon de composite

3.2 Dimensionnement des cibles

Dans le cadre de la méthodologie appliquée lors des essais, on a défini les paramètres essentiels à prendre en compte dans le dimensionnement des cibles. On distingue les deux cas de cibles utilisées dans le cadre des essais de développement : les cibles monomatériaux et les assemblages.

3.2.1 Cibles Monomatériau

L'épaisseur des cibles est essentiellement pilotée par les phénomènes à mettre en évidence lors de l'essai. Parmi ces phénomènes, on identifie l'influence respective du chargement, des propriétés matériaux et des effets 2D sur la vitesse en face arrière.

— Caractérisation du chargement :
Lors des expériences de caractérisation du chargement, il convient d'utiliser des cibles fines (idéalement $50 - 100\ \mu m$). L'intérêt est de minimiser l'influence du comportement matériau et donc l'atténuation du choc se propageant dans la cible. Dans ces conditions, la courbe de vitesse de surface libre permet de mesurer l'"empreinte" de la pression d'ablation. En pratique, il faut aussi tenir compte des modulations du faisceau laser incident, dont l'influence peut perturber la mesure de vitesse de surface libre ($v(t)$) sur des cibles très fines. Ces aspects sont décrits plus en détail dans le chapitre 3. Pour cette étude, les essais de caractérisation du chargement sont menés sur des cibles d'aluminium de 50 - 200 μm, permettant ainsi d'identifier les configurations les plus favorables et les phénomènes limitants.

— Caractérisation du comportement matériau :
A l'inverse, la caractérisation du comportement des matériaux sous choc nécessite de maximiser les effets des propriétés matériaux sur le choc. Dans le régime de choc considéré, les effets du comportement mécanique et de l'hydrodynamique sont depuis longtemps reconnus comme prédominants sur l'atténuation des ondes de choc [122]. L'utilisation de cibles plus épaisses permet de mettre en valeur ces effets sur $v(t)$ et de pouvoir donc discriminer les propriétés matériaux. Cette étape de caractérisation implique aussi de pouvoir identifier le comportement en endommagement (initiation, rupture, etc...) du matériau. Ce point implique de générer des contraintes de traction suffisantes et donc paradoxalement de limiter l'atténuation et donc l'épaisseur de matière traversée. Les installations et les configurations d'impulsion employées dans le cadre de cette étude nous poussent à utiliser des cibles d'épaisseurs différentes pour pouvoir caractériser ces deux aspects du comportement matériau. Par exemple, dans le cadre du TA6V4, dont la caractérisation sous choc est abordée dans le chapitre 4, la rupture du matériau n'est observée que pour des épaisseurs de 50 μm et la mise en évidence du comportement mécanique (précurseur, détentes élastiques), nécessite aussi d'utiliser des cibles de 250 à 500 μm. De façon plus générale, les cibles utilisées dans cette étude ont une épaisseur comprise entre 250 μm et 1 mm.

— Influence des effets bi-latéraux :
L'influence des effets bidimensionnels (2D) liés aux bords de tache focale a été mis en évidence sur des matériaux isotropes [123, 124] et anisotropes [70]. Il est préférable de retarder l'apparition des effets 2D sur la mesure de vitesse en face arrière afin de simplifier l'interprétation des signaux. Sur les matériaux métalliques isotropes étudiés ici, il est communément admis que le rapport Rayon de tache focale/Epaisseur doit être supérieur à 3, ce qui permet d'identifier les propriétés en endommagement du matériau en conditions monodimensionnelles. Le dimensionnement des matériaux composites anisotropes est significativement plus complexe vis à vis des effets bidimensionnels. Les détails de leur caractérisation sont abordés dans le chapitre 3.

N.B. : La mesure de l'épaisseur des cibles et la précision qui y est associée sont prédominantes dans la démarche de caractérisation du comportement matériau. L'utilisation d'un micromètre de type Palmer (résolution $+/1\ \mu m$) présentant un capteur à petit rayon de courbure permet de connaitre l'épaisseur des cibles et donc la vitesse de propagation des ondes de choc à quelques % près. Dans le cas des cibles d'aluminium pur très fines, la réalisation de coupes micrographiques peut être nécessaire pour définir l'épaisseur de la cible avec précision.

Les dimensions latérales des cibles sont essentiellement fixées par les contraintes relatives à l'installation laser utilisée et plus spécifiquement au système de fixation de l'échantillon. L'utilisation de porte-échantillons sur les installations GCLT et Hephaistos limite ces dimensions respectivement à 8 mm et 20 mm. L'influence de la découpe, des potentiels défauts qu'elle pourrait induire et de leur influence sur les résultats est alors un paramètre important à prendre en compte, notamment pour le cas des matériaux composites qui sont facilement sujets à des délaminages induits par usinage [9, 10]. Il est aussi possible d'aménager la zone de tir afin d'utiliser des cibles de taille plus importante, permettant d'effectuer plusieurs tirs sur un même échantillon. Pour ce type de configuration, il convient de prendre en compte l'influence potentielle d'un endommagement généré par un tir sur les autres tirs. Les dimensions latérales de ces échantillons sont donc définies à partir du nombre de tirs par échantillon et de la taille des endommagements qui peuvent être générés. Concernant ce dernier point, il faut noter que les dimensions des délaminages induits par choc peuvent être supérieures à celles de la tache focale.

3.2.2 Assemblages collés

Dans le cas des assemblages collés, plusieurs facteurs sont à prendre en compte dans la définition de l'épaisseur des différentes couches. On distinguera dans ce cas les deux cas d'application du procédé LASAT : la caractérisation d'interfaces et le CND d'assemblages collés. Dans ce dernier cas, l'épaisseur est fixée par les dimensions caractéristiques de la pièce à tester.

Dans l'optique de caractérisation, le choix des épaisseurs respectives des sustrats et de la colle doit permettre de répondre à deux objectifs :

— Sollicitation de l'interface ciblée :
La caractérisation mécanique implique de pouvoir rompre l'interface ciblée. L'épaisseur de substrat et de colle doit donc être ajustée en fonction des capacités de l'installation laser utilisée. Des épaisseurs plutôt fines favorisent le décollement dans des configurations courtes impulsions/faible intensité typiques des sources laser utilisées.

— Détection des décollements :
Afin de définir le seuil de décollement d'un assemblage, il faut pouvoir identifier l'apparition d'une surface libre dans l'assemblage par vélocimétrie ou par les techniques post-choc, présentées précédemment. L'épaisseur peut être adaptée selon le diagnostic de référence choisi pour établir le seuil de décollement. Ainsi en choisissant des épaisseurs de substrats et de colle plutôt fines, on favorise la détection de décollements par vélocimétrie, comme démontré précédemment [77]. A l'inverse, la détection par ultrasons est facilitée dans le cas d'assemblages d'épaisseur plus importante.

Les cas d'assemblages collés traités dans cette étude et décrits dans le dernier chapitre présentent des épaisseurs variant de $1,5\ mm$ à $6\ mm$. Ces épaisseurs millimétriques ont essentiellement été définies à partir des géométries applicatives définies dans le projet. Dans cette thèse, une démarche a donc été mise en place pour adapter l'intégralité de la chaine expérimentale à ces caractéristiques.

La définition des dimensions latérales des assemblages est soumise aux mêmes contraintes que celles des cibles monomatériau présentées précédemment. Il faut toutefois noter que dans certaines conditions

les décollements générés par choc laser peuvent présenter des dimensions supérieures à celle de la tache focale, tout comme les délaminages. Ce point est typique des décollements sur collages faibles présentant une rupture adhésive.

3.3 Préparation et caractérisation de la face arrière

3.3.1 Réflectivité

La mesure de $v(t)$ par VISAR nécessite dans certaines configurations la mise en place d'un dépôt métallique en face arrière, comme évoqué précédemment. L'application de ce dépot permet d'adresser des réponses aux problématiques de réflectivité et de stabilité thermique du matériau. En pratique, les matériaux concernés par ce dépôt en face arrière sont les matériaux polymères et composites qui ont été étudiés dans cette étude. L'épaisseur d'aluminium déposée par PVD est de 1 μm. Il serait toutefois intéressant d'étudier l'influence d'un dépôt plus fin sur la restitution de signal pour accélérer le processus de dépôt par PVD qui reste un procédé de dépôt relativement long ($0,5$ $\mu m.h^{-1}$.).

3.4 Etat de surface

L'état de surface des matériaux composites est fortement lié au procédé de mise en forme adopté, et en particulier aux caractéristiques du tissu d'arrachage utilisé. Dans nos cas d'étude, les échantillons de composites stratifié-croisé utilisés on été caractérisés par profilométrie par la société RESCOLL (Figure 2.21). Les résultats obtenus sur les échantillons dont les surfaces externes étaient en contact avec le tissu d'arrachage (*Peel Ply*) révèlent un état de surface très marqué, engendrant des variations d'épaisseurs des laminés allant jusqu'à $+/-50$ μm dans la zone de mesure de vitesse. L'incertitude sur l'épaisseur de la cible à l'endroit de la mesure est un paramètre à prendre en compte dans la caractérisation matériau et dans l'utilisation qui est faite des signaux expérimentaux. L'utilisation d'un fond de moule sans tissu d'arrachage permet de générer une surface lisse, préférée pour la surface utilisée pour la vélocimétrie.

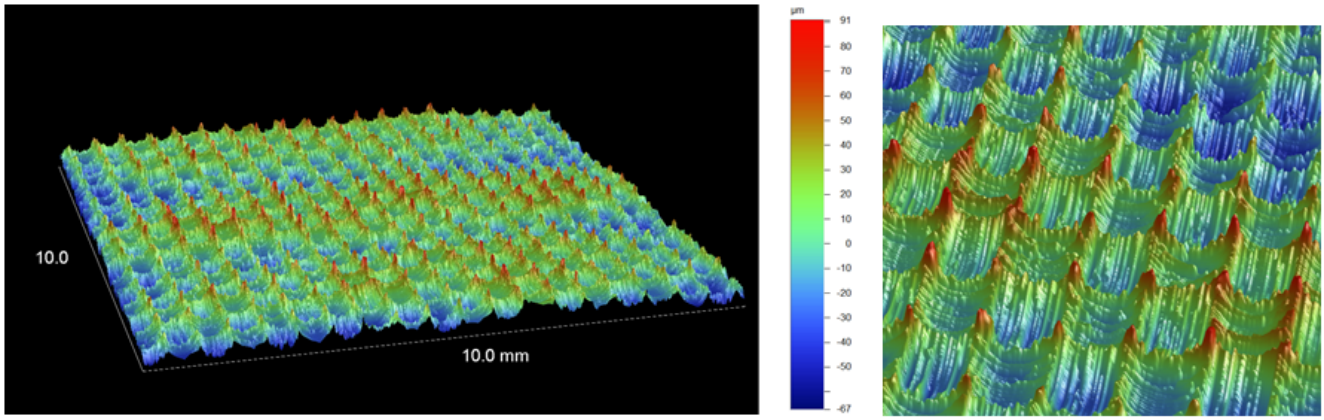


FIGURE 2.21 – Analyse profilométrique de la surface d'arrachage d'un échantillon de composite stratifié - Rayon de courbure du sytlet $12,5$ μm

3.5 Définition de l'état de référence

Les variations de l'état de la matière (épaisseur de joint, porosité, ondulations de plis) peuvent perturber le diagnostic de l'état d'une cible monomatériau ou d'un assemblage suite au choc. Afin de distinguer

par CND les endommagements générés par le procédé de test des phénomènes relatifs à la fabrication des échantillons, il est nécessaire de faire l'analyse de l'état avant choc des échantillons dans leur état de référence. L'intérêt est de pouvoir ensuite faire la différence des deux signaux pour établir l'impact des essais laser sur l'état matière. Sur la Figure 2.22, l'état de référence sur des assemblages de composites collés est réalisé par ultrason. L'observation du C-scan de référence est un outil précieux pour définir avec précision le seuil de décollement. Le signal obtenu à l'emplacement 1 du C-scan post-choc ne peut pas être attribué à une variation locale de l'état de la matière résultant du processus de réticulation du collage, il est donc bien identifié comme décollement et dans cet exemple, le seuil de décollement peut donc être identifié entre l'intensité du tir 1 et l'intensité du tir 2.

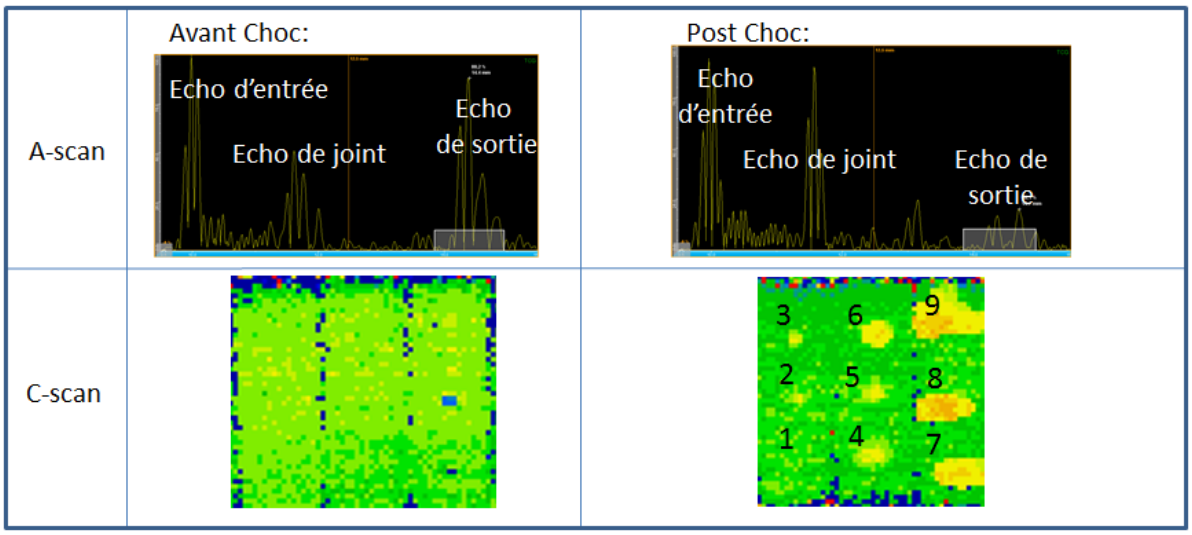


FIGURE 2.22 – Comparaison des analyses A-scan et C-scan de référence (avant-choc) et post-choc sur des plaques d'assemblages de composite collé

Chapitre 3

Contrôle du chargement - Modélisation de l'interaction laser-matière

La description des méthodes existantes pour la détermination du chargement appliqué par laser a été faite dans le Chapitre 1. Toutefois, le développement du procédé LASAT comme technique CND pour des assemblages de matériaux complexes et l'apparition de sources laser permettant des configuations variables (double impulsion, formes variables) requiert une approche prédictive. En effet, en multipliant le nombre d'installations utilisées et les paramètres laser (intensité de l'impulsion 1, intensité de l'impulsion 2, délai, etc...) il est difficile de construire des lois empiriques exhaustives [70] [82]. La maitrise d'un code prédictif et descriptif doit permettre également d'optimiser les paramètres laser afin de concevoir de nouvelles installations pour répondre aux besoins d'essais futurs.

Dans ce chapitre, on adopte le plan suivant :

— Introduction à l'interaction laser-matière : La construction d'un code descriptif implique de prendre en compte les grandeurs qui sont liées au terme source de l'expérience : l'impulsion laser. Elle implique également de mettre en place des outils numériques permettant de reproduire l'action de phénomènes physiques et de permettre à l'utilisateur d'accéder aux données caractéristiques de ces phénomènes. On rappelle donc dans un premier temps les caractéristiques principales de l'interaction laser-matière et les phénomènes qui sont impliqués dans la génération de chocs.

— Modèles de description de la propagation du rayonnement laser dans la matière - Absorption : L'interaction du rayonnement avec la matière est traitée en débutant par l'identification d'un modèle théorique adapté pour traiter la propagation du laser dans le régime d'interaction nanoseconde. Le modèle doit permettre de gérer l'absorption du laser par la cible, ce qui est un point clé pour nos applications.

— Influence des phénomènes physiques sur l'interaction laser-matière et implémentation dans le code ESTHER : On décrit ensuite l'intégration de ce modèle dans le code numérique et l'importance de la prise en compte des phénomènes hydrodynamiques et de transfert d'énergie pour décrire correctement le dépôt laser. Ces deux points sont notamment indispensables dans le cadre de la gestion du comportement de l'eau en interaction confinée. L'implémentation de ces phénomènes dans le modèle et leur influence sur la génération du chargement appliqué en face avant sont donc étudiés en détail. L'objectif de cette partie est de cibler l'importance de ces phénomènes selon les régimes d'intensités et d'interaction (directe, confinée) afin de pouvoir déterminer leur pertinence. A la suite de cela, on présente le modèle simple développé dans cette étude pour pouvoir traiter les cas en régime confiné.

— Validation Expérimentale : Après avoir décrit le modèle numérique établi, les résultats obtenus avec ce dernier sont confrontés aux résultats expérimentaux dans le but de valider les prédictions issues du modèle.

— Détermination et utilisation de la pression d'ablation : Une attention particulière est ensuite portée sur la pression d'ablation, représentant le chargement appliqué aux cibles. Dans cette partie, on présente notamment comment déterminer les pressions d'ablation à partir du modèle numérique établi et validé avec un critère commun aux deux régimes d'interaction. On étudie ensuite la sensibilité de notre méthode de détermination de la pression d'ablation à différents paramètres expérimentaux.
— Discussions sur les plasmas : L'identification de la pression d'ablation et d'autres grandeurs caractéristiques des plasmas simulés permettent de comparer les sorties du modèle à des résultats analytiques ou expérimentaux de référence. L'intérêt est de pouvoir comprendre les différences qui peuvent exister entre ces résultats et ceux de notre modèle.
— Modélisation des double-impulsions - Application au test d'adhérence : La dernière partie expose les résultats obtenus avec le modèle numérique pour des cas spécifiques au LASAT : les double-impulsions en régime confiné par eau.

1 Introduction à l'interaction laser-matière

L'interaction entre un rayonnement laser et de la matière peut être utilisée pour générer des phénomènes physiques très différents, allant de la simple sollicitation thermoélastique dans le cas des ultrasons laser à la fusion par confinement inertiel (FCI). Les caractéristiques du rayonnement laser, les propriétés des matériaux irradiés et la configuration d'interaction mise en jeu influent sur ces phénomènes.

1.1 Caractéristiques du rayonnement

Un rayonnement laser est défini par les éléments suivants :

— Longueur d'onde : Les différentes technologies laser disponibles actuellement permettent de générer des rayonnements lumineux dans des longueurs d'onde variant de l'ultraviolet (UV) ($50 - 400\ nm$) aux infrarouges ($800\ nm - 1\ mm$) en utilisant des milieux amplificateurs de différentes natures. En pratique, la plupart des sources commerciales de haute énergie utilisées pour la génération d'ondes de choc produisent des rayonnements de longueur d'onde dans le spectre visible ou dans le proche infrarouge, dans la gamme de longueurs d'onde $300\ nm - 1100\ nm$. Elles sont composées d'un milieu amplificateur en crystal d'Yttrium-Aluminium dopé au néodyme (Nd :YAG) générant un rayonnement de longueur d'onde $\lambda = 1,06\ \mu m$ (Figure 3.1). Pour rappel, les sources laser utilisées dans le cadre de cette étude fonctionnent à $1064\ nm$ et $532\ nm$. L'intégralité des travaux numériques ont donc été exclusivement menés à ces deux longueurs d'onde.

— Durée d'impulsion : La durée d'impulsion des sources laser pulsées varie du régime femtoseconde au régime nanoseconde. L'interaction en régime femtoseconde implique un chauffage très limité de la matière pendant la durée de l'impulsion laser. L'absorption est uniquement pilotée par le phénomène d'absorption multiphotonique. Les phénomènes ablatifs sont très limités et il y a donc peu d'hydrodynamique à prendre en compte dans ce régime. Le régime d'interaction nanoseconde génère des pressions d'amplitude suffisamment importante et des durées de maintien du chargement assez longues pour limiter l'atténuation hydrodynamique et permettre ainsi leur utilisation pour nos applications. Ces durées plus longues impliquent l'ablation de matière et la formation d'un plasma pendant la durée-même de l'impulsion, ce qui implique l'interaction du rayonnement laser avec le plasma et de multiples phénomènes de transferts d'énergie dans ce plasma (absorption, conduction, transfert radiatif). Les durées d'impulsion utilisées pour cette étude varient de 5 à $40\ ns$. Les impulsions en régime picoseconde peuvent présenter des aspects typiques de ces deux régimes, selon l'intensité appliquée.

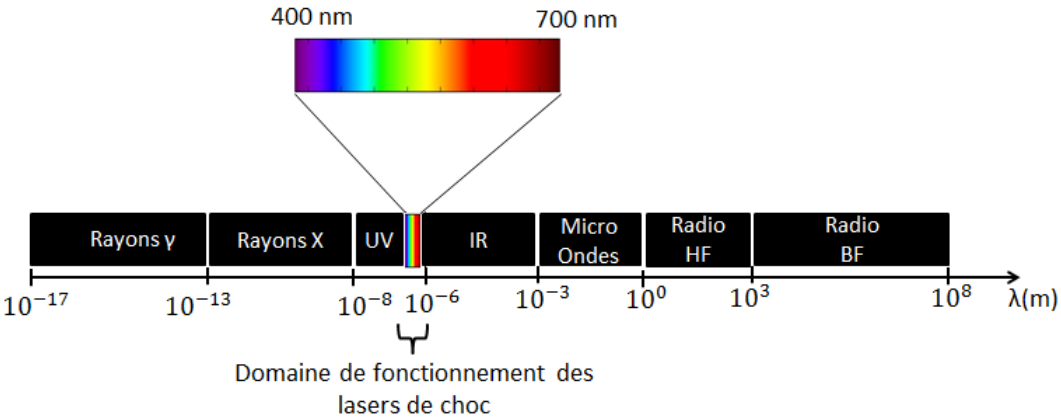


FIGURE 3.1 – Identification de la gamme de longueur d'onde utilisée par les installations laser permettant la génération de chocs appliqué au procédé LASAT

— Cadence et répétition : Certaines installations permettent également de réaliser des impulsions cadencées à des taux de répétitions allant jusqu'au KHz, notamment dans le cadre des applications LSP. D'autres plateformes plus récentes permettent de produire des doubles-impulsions séparées de délais de plusieurs centaines de ns. Ces configurations impliquent l'interaction du laser avec la matière dans un état différent de l'état initial.

— Energie et intensité : Les grandes installations lasers utilisées tels que le *National Ignition Facility* (NIF) ou le Laser MéjaJoule (LMJ) permettent de générer des impulsions laser dont l'énergie peut atteindre quelques mégajoules sur cible (NIF, LMJ,...). La focalisation du rayonnement laser à la surface de la matière génère des intensités pouvant atteindre alors 10^{21} W/cm^2. La génération de choc par laser utilise généralement des installations de taille plus restreinte, de quelques joules, permettant d'atteindre des intensités sur cible variant de 10^8 W/cm^2 à 10^{11} W/cm^2. En régime direct, on traite dans cette étude des intensités variant de 10^9 W/cm^2 à 10^{11} W/cm^2 en régime direct et de 10^8 W/cm^2 à 10^{10} W/cm^2 en régime confiné. Les différents régimes d'intensité sur cible impliquent des phénomènes physiques très différents. L'intensité est donc le moteur de la détermination de l'état de la matière.

1.2 Caractéristiques des matériaux

On distingue deux aspects de la matière irradiée par le laser : sa nature et son état.

— Nature des matériaux : Les propriétés des matériaux vis à vis du rayonnement laser ont un impact majeur sur les phénomènes physiques mis en jeu. On remarque ainsi deux types de comportement : les matériaux métalliques et les diélectriques. L'interaction du laser avec un métal est caractérisé par une réflexion importante et un dépôt d'énergie dans l'épaisseur de pénétration, aussi appelée "épaisseur de peau" alors que le processus d'interaction avec un diélectrique présente des aspects très différents avec un rayonnement absorbé en profondeur, pouvant générer des effets non-linéaires et l'apparition de phénomènes de claquage, absorption multiphotonique et d'avalanche électronique.

— Etat de la matière : La densité et la température de la matière caractérisent son état : solide, liquide, vapeur, plasma. Cet état dépend des matériaux considérés et influe directement sur les mécanismes d'interaction avec le faisceau laser. L'interaction laser-plasma est notamment caractérisée par une absorption progressive jusqu'à une densité critique au delà de laquelle la densité. C'est donc le point

clé de l'interaction avec l'intensité du faisceau incident.

1.3 Géométrie d'interaction

La configuration d'interaction dépend de plusieurs facteurs dont la prise en compte est nécessaire pour réaliser une description exhaustive de l'interaction laser-matière et pouvoir prédire avec précision les chargements appliqués à la matière. On peut identifier différents facteurs définissant cette géométrie d'interaction :

— Angle : L'orientation du faisceau laser par rapport à la surface d'interaction pilote l'intensité laser, la forme de la surface illuminuée et peut également jouer sur le dépôt d'énergie au sein du plasma formé. Habituellement la direction du faisceau laser est normale à la surface.

— Géométrie de la cible : La géométrie de la cible utilisée peut être plane ou non (sphérique, cylindrique, ...). Les phénomènes liés au dépôt d'énergie dans la matière et aux phénomènes résultant (compression, changements d'état, ...) en dépendent directement. Par exemple, la mise en place d'une capsule sphérique est typique des expériences de FCI.

— Confinement : L'application d'un confinement diélectrique entre la source et la surface irradiée est également une possibilité permettant d'accroitre l'amplitude et la durée des ondes de choc générées.

1.4 Bilan des caractéristiques de l'interaction laser-matière

Les caractéristiques du rayonnement, des matériaux et des configurations géométriques mises en jeu pilotent la tranformation de la matière de l'état solide à l'état de plasma en mettant en jeu différents phénomènes physiques, eux-mêmes liés à l'état de la matière, comme exposé sur la Figure 3.2. La simulation de l'interaction laser-matière implique donc de décrire cette interdépendance par la prise en compte de modèles adaptés permettant de reproduire les phénomènes physiques impliqués.

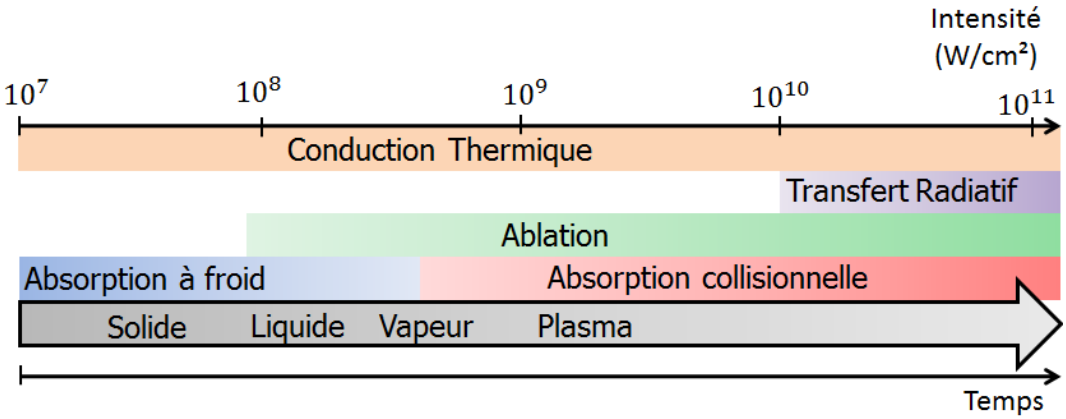


FIGURE 3.2 – Représentation schématique de la transformation de la matière et des phénomènes physiques impliqués en fonction de l'intensité laser

Pour rappel, les cas traités dans cette étude impliquent des impulsions laser de quelques J à quelques dizaines de J de durée variant de 5 ns à 40 ns à 532 nm et 1064 nm en impulsion simple et en double-impulsion séparées de quelques centaines de ns. Les intensités maximales sur cibles planes sont donc comprises entre $0,1\ GW/cm^2$ et $7\ GW/cm^2$ en régime confiné par eau et $0,5\ GW/cm^2$ à $500\ GW/cm^2$

en régime direct. Les matériaux ablateurs sont exclusivement des matériaux métalliques qui en absorbant le rayonnement passent d'un état solide à un état plasma, impliquant l'ablation de matière et l'apparition de phénomènes de transfert d'énergie (conduction, transfert radiatif) dans l'épaisseur de la cible et du plasma.

2 Modèles de description de la propagation du rayonnement laser dans la matière - Absorption

On s'intéresse dans cette partie aux modèles théoriques traditionnellement utilisés pour décrire la propagation du laser dans la matière.

2.1 Equations de Maxwell

Le modèle de Maxwell est un modèle essentiellement utilisé dans les codes *Particle-In-Cell* (PIC) pour résoudre l'interaction laser matière à très haut régime. Il est basé sur la résolution des équations suivantes où $\overrightarrow{\mathcal{E}}$ est le champ électrique, $\overrightarrow{H}$ est le champ magnétique, $\overrightarrow{D}$ l'induction électrique et $\overrightarrow{B}$ l'induction magnétique.

$$rot(\overrightarrow{\mathcal{E}}) = \frac{-\partial \overrightarrow{B}}{\partial t} \tag{3.1}$$

$$rot(\overrightarrow{H}) = \frac{\partial \overrightarrow{D}}{\partial t} + \overrightarrow{j} \tag{3.2}$$

$$div(\overrightarrow{B}) = 0 \tag{3.3}$$

$$div(\overrightarrow{D}) = \rho \tag{3.4}$$

$\overrightarrow{j}$ est la densité de courants, définie par 3.5 avec σ la conductivité électrique et ρ la densité de charges.

$$\overrightarrow{j} = \sigma \overrightarrow{\mathcal{E}} \tag{3.5}$$

Pour des milieux linéaires, isotropes, non magnétiques et non dispersifs, l'induction magnétique et l'induction électrique sont définies par les expressions 3.6 et 3.7 avec μ_0 la permittivité magnétique du vide, ϵ_0 la permittivité électrique du vide et ϵ_r la permittivité électrique du milieu considéré.

$$\overrightarrow{B} = \mu_0 \overrightarrow{H} \tag{3.6}$$

$$\overrightarrow{D} = \epsilon_0 \epsilon_r \overrightarrow{\mathcal{E}} \tag{3.7}$$

La résolution de ce système d'équation implique de prendre en compte les effets liés à la période de pulsation ω_0 pour décrire la propagation du champ laser (Figure 3.3). Pour un rayonnement à $1,06\ \mu m$, on remarque que $\omega_0 \approx 10^{15}\ s^{-1}$, ce qui implique un pas de temps de calcul de l'ordre de $10^{-17}\ s$ pour résoudre assez finement la variation du champs laser. On remarque donc que la résolution du système d'équations précédent requiert une résolution temporelle et spatiale très fine, ce qui a un impact considérable sur le temps de calcul. Ce modèle est donc essentiellement applicable aux impulsions femtoseconde. Dans ces régimes d'interaction, on a $\frac{2\pi}{\omega_0} \approx \tau$, avec τ la durée d'impulsion, ce qui nécessite l'utilisation de ce modèle pour bien décrire la variation spatiale du champs laser. En revanche, la résolution de ce système d'équations pour des impulsions en régime nanoseconde est très longue puisque le nombre d'itérations nécessaires à la description de l'impulsion laser est considérable ($\approx 10^9$ pour $\tau = 10^{-8}\ s$). Il est donc nécessaire d'utiliser

un modèle moins coûteux en temps de calcul pour modéliser la propagation du rayonnement laser dans la matière.

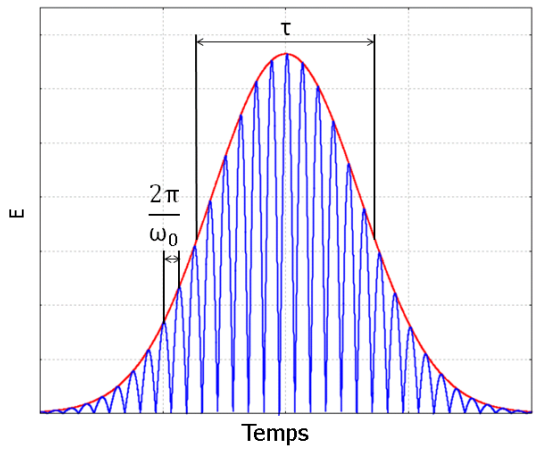


FIGURE 3.3 – Représentation schématique du champ laser dans le cas d'une impulsion de type Gaussienne avec τ la durée à mi-hauteur *Full Width at Half Maximum*(FWHM)

Dans le cadre de cette étude, on utilise des impulsions monochromatiques telles que $\omega_0 = \frac{2\pi c}{\lambda_0}$ et $\tau >> \frac{2\pi}{\omega_0}$. On peut définir le champ électrique et l'induction magnétique comme $\overrightarrow{\mathcal{E}} = \overrightarrow{E_0}e^{-i\omega_0 t}$ et $\overrightarrow{B} = \overrightarrow{B_0}e^{-i\omega_0 t}$. Les équations exposées précédemment se simplifient alors et on peut les réécrire de la façon suivante :

$$rot(\overrightarrow{E_0}) = -i\omega_0\overrightarrow{B_0} \tag{3.8}$$

$$rot(\overrightarrow{B_0}) = \alpha\overrightarrow{E_0} \tag{3.9}$$

$$div(\epsilon_r\overrightarrow{E_0}) = \frac{\rho}{\epsilon_0} \tag{3.10}$$

$$div(\overrightarrow{B_0}) = 0 \tag{3.11}$$

Le facteur α est déterminé par application de la loi d'Ohm et correspond à l'expression suivante avec $\frac{1}{c^2} = \mu_0\epsilon_0$

$$\alpha = \mu_0\sigma + i\frac{\omega_0\epsilon_r}{c^2} \tag{3.12}$$

L'indice complexe est défini par la relation suivante :

$$\tilde{n}^2 = n_1 + i.n_2 = -i\frac{c}{k_0}\alpha \tag{3.13}$$

2.2 Modèle de tracé de rayons

La méthode de tracé de rayons est basée sur le principe de l'optique géométrique. La résolution du système d'équations de type eikonal permettant de décrire la propagation de la lumière dans l'espace implique que k_0 (Equation 3.14) soit très grande devant les autres grandeurs du système. Cela implique que la longueur du gradient d'indices optiques (L) des milieux traversés soit très supérieur à λ_0.

$$k_0 = \frac{\omega_0}{c} = \frac{2\pi}{\lambda_0} \tag{3.14}$$

Le faisceau laser incident est considéré comme un ensemble de multiples rayons lumineux d'intensité I. Chaque rayon lumineux de position R suit une trajectoire indépendante $\overrightarrow{s}$ dans l'espace, en fonction de l'indice optique complexe ($\tilde{n}$) des milieux traversés (Figure 3.4). Cette trajectoire est définie par l'équation eikonale 3.15, donnée par [125].

$$\frac{d^2\overrightarrow{R}}{d\tau^2} = \frac{1}{2}\overrightarrow{grad}(n_1)^2 \tag{3.15}$$

$$\tau = \int_0^s \frac{ds}{\tilde{n}} \tag{3.16}$$

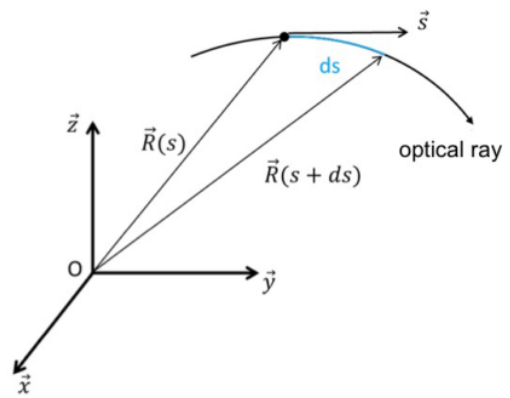


FIGURE 3.4 – Représentation schématique de la propagation d'un rayon lumineux en tracé de rayon

Le dépôt d'intensité dI effectué dans un élément d'abscisse curviligne ds est défini à partir du coefficient d'absorption κ par :

$$\frac{dI}{dS} = -\kappa I \tag{3.17}$$

κ est le coefficient d'absorption du rayon lumineux par la matière. Il est défini à partir de k_0 et de l'indice imaginaire n_2 par :

$$\kappa = 2.k_0.n_2 \tag{3.18}$$

Ce modèle relativement simple permet de traiter la propagation de faisceaux laser en 2D ou 3D en régime nanoseconde à travers des plasmas. Il peut s'appliquer au cas des géométries axiales et centrales. Cependant, il ne permet pas de prendre en compte la dépendance de l'absorption à la longueur d'onde ni de décrire la propagation de la lumière dans des empilements impliquant des changements brefs d'indices. L'utilisation de cette méthode ne permet donc pas de décrire les phénomènes de réflexion, nécessaire à la description des phénomènes d'interaction laser-matière à basse intensité.

2.3 Modèle de Helmholtz

En régime nanoseconde, on considère que l'hypothèse d'onde plane est valable, ce qui suppose une description monodimensionnelle de la propagation de l'impulsion laser. De plus on considère que l'"enveloppe"

de l'impulsion est lentement variable (*Slow Varying Enveloppe Approximation- SVEA*). Cette dernière hypothèse suppose que les variations d'amplitude du champs electrique $E(t)$ sont très grandes devant les variations d'amplitude liées à la pulsation ω_0 (Equation 3.19).

$$\frac{\partial A}{\partial t} << A\omega_0 \tag{3.19}$$

Cette approximation est valable quand $\tau >> \frac{2\pi}{\omega_0}$.

En reprenant les équations de Maxwell pour une onde monochromatique, on peut écrire :

$$grad.div(\overrightarrow{E_0}) - \alpha\overrightarrow{E_0} = -i\omega_0 rot(\overrightarrow{B_0}) \tag{3.20}$$

En appliquant cette équation à un milieu homogène et linéaire, on peut écrire :

$$div(\overrightarrow{E_0}) = div(\alpha\overrightarrow{E_0}) = div(rot\overrightarrow{B_0}) = 0 \tag{3.21}$$

On obtient ainsi l'équation de Helmholtz :

$$\Delta\overrightarrow{E_0} - i\omega_0\alpha\overrightarrow{E_0} = 0 \tag{3.22}$$

Cette équation peut aussi s'écrire sous la forme suivante :

$$\Delta\overrightarrow{E_0} - (\frac{\omega_0}{c}\tilde{n})^2\overrightarrow{E_0} = 0 \tag{3.23}$$

Avec cette notation, $\tilde{n}$ est l'indice optique complexe défini par l'Equation 3.24 avec $\epsilon(\omega)$ la constante diélectrique du milieu traversé.

$$\tilde{n} = n_1 + i.n_2 = \sqrt{\epsilon(\omega)} \tag{3.24}$$

L'utilisation du modèle de Helmholtz permet de décrire les indices des milieux traversés et de prendre en compte les phénomènes de réflexion. Son utilisation permet ainsi de modéliser deux régimes d'interaction laser-matière : l'interaction laser-métal avec la description de l'onde evanescente dans l'épaisseur de peau et l'interaction laser-plasma. Le modèle de Helmholtz semble donc le plus adapté pour traiter les problématiques de dépôt d'énergie dans le régime nanoseconde impliquant des phénomènes d'absorption, de transmission et de réflexion.

3 Influence des phénomènes physiques sur l'interaction laser-matière et implémentation dans le code ESTHER

La totalité des travaux numériques sur l'interaction laser-matière présentés dans ce chapitre ont été menés avec ESTHER. Ce code a été créé en 2004 par J.P. Colombier et P. Combis sous le nom de code DELPOR [112] [113]. C'est un code Lagrangien hydrodynamique monodimensionnel permettant de décrire à la fois l'interaction rayonnement-matière et la propagation des chocs dans un empilement de matériaux. La plupart des modèles développés sur ce code ont eu depuis pour objectif d'améliorer sa fiabilité afin d'en faire un code prédictif pour l'interaction laser-matière en régime femtoseconde [126] [127] ou en régime nanoseconde à très haute intensité ($10^4 - 10^6$ GW/cm^2) [128]. Des études récentes ont utilisé le code pour des besoins plus proches de nos applications sans toutefois procéder à des développements sur l'interaction laser-matière [98]. Les travaux menés dans cette partie se sont donc appuyés sur une base existante à laquelle nous avons apporté des modifications et des développements mineurs. Nous avons en premier lieu travaillé à développer un modèle en régime direct dans des configurations d'intensités modérées (50-500 GW/cm^2), que nous avons enrichi ensuite pour traiter les cas à plus basse intensité et en régime confiné. Nous reprenons cette démarche dans cette partie en détaillant d'abord les aspects liés

à l'interaction en régime direct avant de rentrer plus dans les spécificités du régime confiné. On décrit dans cette partie la façon dont sont pris en compte les différents phénomènes physiques participant à la génération de chocs par laser en géométrie plane.

3.1 Modélisation du dépôt d'énergie

La modélisation de la propagation du rayonnement laser permet de décrire le dépôt d'énergie et les phénomènes de réflexion, d'absorption et transmission qui y sont liés. On décrit donc dans un premier temps ces aspects, en particulier l'intégration du modèle de dépôt d'énergie et les données utilisées.

3.1.1 Implémentation numérique du dépôt d'énergie

Dans le code, la matière présente un état homogène au sein de chaque maille. La résolution analytique de l'équation de Helmholtz est donc possible pour décrire le dépôt d'énergie dans chaque maille en régime linéaire et non-dispersif. A chaque maille, une partie du rayonnement est réfléchie et une autre partie est absorbée et transmise. Des relations de continuités aux interfaces permettent de décrire la propagation de la lumière à travers un empilement.

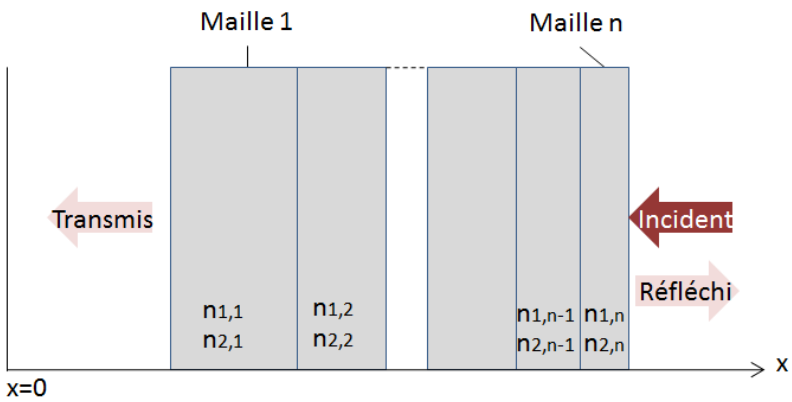


FIGURE 3.5 – Description schématique de la propagation du faisceau à travers l'empilement multimatériaux

La réflexion (R) du rayon à la surface d'une maille est définie en incidence normale par l'équation 3.25, où n_1 est l'indice optique réel et n_2 l'indice optique imaginaire de la maille considérée [129].

$$R = \frac{(n_1 - 1)^2 + n_2^2}{(n_1 + 1)^2 + n_2^2)} \tag{3.25}$$

L'absorption est définie à partir de l'indice imaginaire n_2 (Equation 3.26).

$$I(x) = I_0 e^{-2\frac{\omega}{c} n_2 x} [GW.cm^{-2}] \tag{3.26}$$

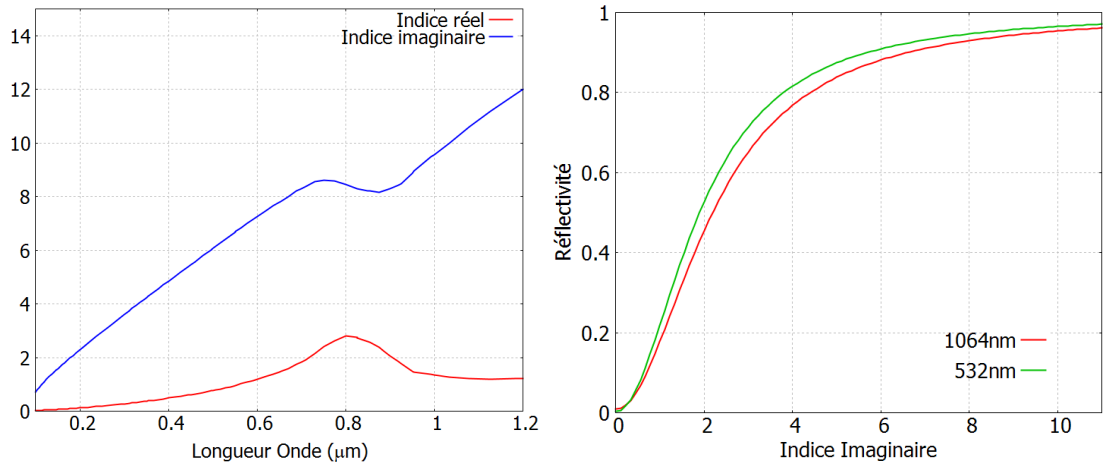
Cette expression permet de définir K_A, le coefficient d'absorption du rayonnement de longueur d'onde λ selon l'Equation 3.27.

$$K_A = \frac{4.\pi.n_2}{\lambda}[m^{-1}] \tag{3.27}$$

On remarque que la gestion des indices optiques est indispensable à la description de la propagation du rayonnement laser dans l'empilement. On décrit dans les deux parties suivantes la définition des propriétés optiques de la matière dans l'ensemble des conditions (température, pression) auxquelles elle peut être soumise au cours de l'interaction laser-matière.

3.1.2 Initialisation des indices optiques

Dans le code, la définition des indices n_1 et n_2 pour la matière dans des conditions proches de l'état standard ($P = 10^5\ Pa$ et $T = 300\ K$) est réalisée à partir des données définies par E.D.Palik [130]. Ces données permettent de définir les indices optiques et donc la réflectivité et l'absorption de la matière à l'état initial poli pour chaque longueur d'onde. Ces indices sont représentatifs de l'interaction entre un rayon incident et une surface idéalement plane. Or, la rugosité de la surface peut induire des modifications de la réflectivité macroscopique de la cible. Il convient donc de prendre en compte la rugosité des cibles considérées pour en déterminer la réflectivité réelle. La réflectivité initiale du matériau considéré peut être adaptée artificiellement en modifiant l'indice imaginaire n_2. La Figure 3.6 présente l'évolution de la réflectivité en fonction de l'indice imaginaire n_2 pour les deux longueurs d'onde considérées dans cette étude ($\lambda = 1064\ nm$ et $\lambda = 532\ nm$).



(a) (b)

FIGURE 3.6 – Définition des propriétés optiques de l'aluminium pur dans les conditions ambiantes (a) évolution des indices optiques n_1 et n_2 en fonction de la longueur d'onde [130](b) Evolution de la réflectivité en fonction de l'indice imaginaire pour $\lambda = 532\ nm$ $\lambda = 1064\ nm$ en utilisant l'indice réel défini par Palik

Un modèle théorique permet d'expliquer la dépendance rugosité-réflectivité [131] en se basant sur le principe de réflexion multiple d'un rayon incident. Ce principe suppose qu'un rayon lumineux d'intensité (I_0) atteignant une surface non plane est partiellement absorbé à l'interface cible/air. Selon l'angle d'incidence (θ) et la topologie de la surface, ce rayon réfléchi peut être renvoyé vers la cible. Il est alors à nouveau absorbé puis réfléchi. La quantité d'énergie déposée à la surface de la cible est donc plus élevée dans le cas d'une irradiation sur cible rugueuse que dans le cas d'une réflexion spéculaire sur cible plane.

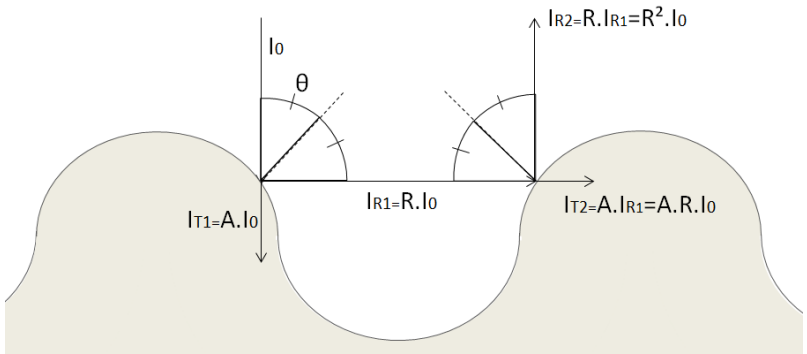


FIGURE 3.7 – Principe de la reflexion multiple d'un rayon lumineux

Afin de déterminer l'influence de la réflectivité sur le chargement et la vitesse en face arrière, on compare l'évolution du dépôt laser et de la vitesse de surface libre au cours du temps suite à une impulsion d'intensité constante en interaction directe (Figure 3.8). On rappelle que la vitesse de surface libre de la cible est le seul obervable quantitatif dont nous disposons pour comparer directement le modèle numérique à l'expérience.

— Matériau : aluminium pur
— Epaisseur : 50 μm
— Forme d'impulsion : Créneau
— Longueur d'onde : 1064 nm
— Durée d'impulsion : 10 ns
— Durée de la montée en intensité : 10 fs
— Durée de la descente en intensité : 1 ns

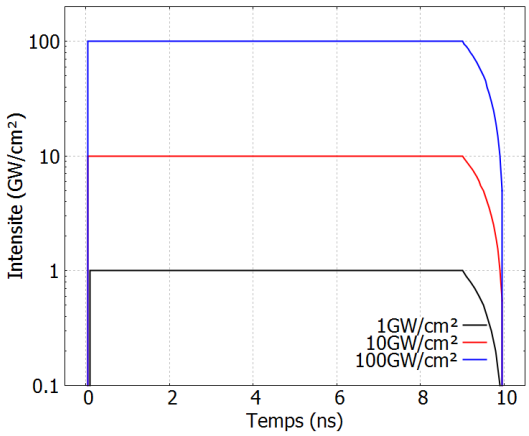


FIGURE 3.8 – Profil temporel d'impulsion laser

N.B. : La durée du front de montée est choisie volontairement très faible pour minimiser les effets liés à la durée de montée en intensité.

On fait varier les paramètres suivants :

— Réflectivité initiale : $0,956$(Palik), $0,8$, $0,6$, $0,4$, $0,2$
— Intensité maximale : 1 GW/cm^2, 10 GW/cm^2

Les résultats de l'étude sont présentés dans la Figure 3.9. Les profils temporels de pression d'ablation présentés dans cette partie sont déterminés en utilisant le critère présenté et validé plus tard dans ce chapitre.

Pour les faibles intensités (I = 1 GW/cm^2), on remarque que le dépôt d'énergie maximal correspondant au régime plasma est atteint plus rapidement quand la réflectivité initiale de la cible est basse. L'absorption dans l'épaisseur de peau aux premiers instants est plus importante pour les faibles réflectivités. Le dépôt d'énergie dans l'épaisseur de peau est donc plus important à l'interface métal-air, comme exposé sur la Figure 3.10. La matière est donc plus rapidement chauffée, ce qui permet de générer un plasma plus rapidement. Cela implique que le chargement appliqué en face avant s'applique plus tôt dans ces cas et le pic de vitesse maximale en face arrière est aussi plus précoce.

A plus haute intensité (I > 10 GW/cm^2), on remarque que la réflectivité initiale de la cible n'a que peu d'influence sur le dépôt laser. Dans ces régimes, la quantité d'énergie déposée dans les premiers instants de l'interaction permet de générer très rapidement un plasma absorbant, quelque soit R initial. La pression d'ablation générée ne dépend donc pas de la réflectivité initiale. L'impact sur le chargement et la vitesse en face arrière est donc peu significatif.

L'évolution de la part de rayonnement laser absorbée en fonction de la fluence laser incidente permet de mettre en évidence la dépendance de la formation du plasma à la réflectivité initiale (R) (Figure 3.10). En effet, on peut définir le régime d'absorption laser-plasma par une absorption quasi-totale. En première approche, on peut donc identifier le seuil d'initiation de la création de plasma comme l'intensité à laquelle l'absorption laser change de l'absorption à froid pour augmenter jusqu'à l'absorption typique du plasma [68]. On s'aperçoit ainsi que le seuil d'initiation du plasma varie en fonction des conditions de réflectivité initiale. Dans les conditions de cette étude, on remarque notamment que ce seuil est autour de $0,6$ GW/cm^2 pour $R = 0,956$, $0,2$ GW/cm^2 ($R = 0,8$) et autour de $0,1$ GW/cm^2 pour $R = 0,6$, $R = 0,4$ et $R = 0,2$. Pour les réflectivités à froid les plus basses ($R = 0.4$ et $R = 0.2$), on remarque même une baisse de l'absorption transitoire entre le régime d'absorption à froid et le régime d'absorption plasma. Cette diminution de l'absorption correspond à la formation d'une phase liquide dont les indices optiques calculés par le code impliquent une réflectivité ($R \approx 0,4$) plus importante que le métal à froid dont on a fixé la réflectivité ($R = 0,4$ et $R = 0,2$). Pour les réflectivités à froid plus importantes, on n'observe pas cette diminution caractéristique de l'absorption, étant donné qu'on passe très rapidement de l'état solide à l'état plasma une fois le seuil dépassé.

La formation de plasma pourrait aussi être identifiée par un critère de génération de pression d'ablation. En étudiant l'évolution de la pression d'ablation maximale ($P_{abl,max}$) avec l'intensité maximale (I_{max}), on observe une variation des valeurs de pression avec la réflectivité initiale (Figure 3.10). On remarque que l'apparition d'une pression d'ablation se produit pour des intensités légèrement plus faibles que celles identifiées comme le seuil de création de plasma par le critère d'absorption pour les réflectivités les plus faibles. En effet, le seuil d'initiation du plasma est à $0,05$ GW/cm^2 ($R = 0,6$) et autour de $0,03$ GW/cm^2 pour $R = 0,4$ et $R = 0,2$. L'apparition de pression se produit dès le passage des premières mailles de matière à l'état de vapeur. Dans ces régimes de basses intensités, on peut donc avoir uniquement une formation de vapeur à la fin de l'impulsion laser sans génération de plasma, ce qui n'impacte pas significativement l'absorption totale de l'impulsion laser. Il faut donc bien distinguer la seuil d'ablation et celui de création de plasma qui peuvent être différents selon les conditions de réflectivité initiales.

L'intensité nécessaire pour générer un plasma et les niveaux de pression associés à ce plasma sont

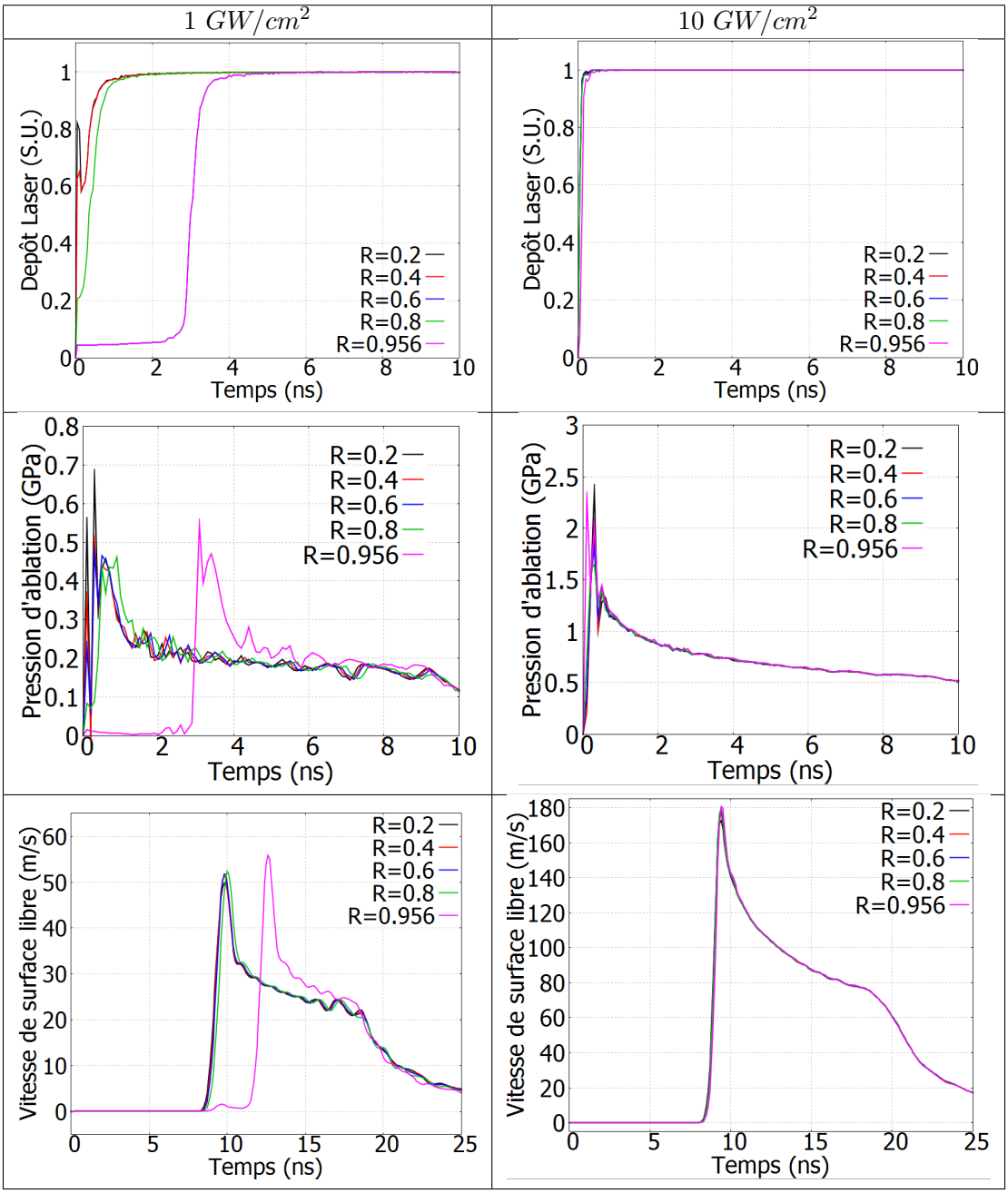


FIGURE 3.9 – Influence de la réflectivité initiale sur le dépôt laser, la pression d'ablation et la vitesse en face arrière

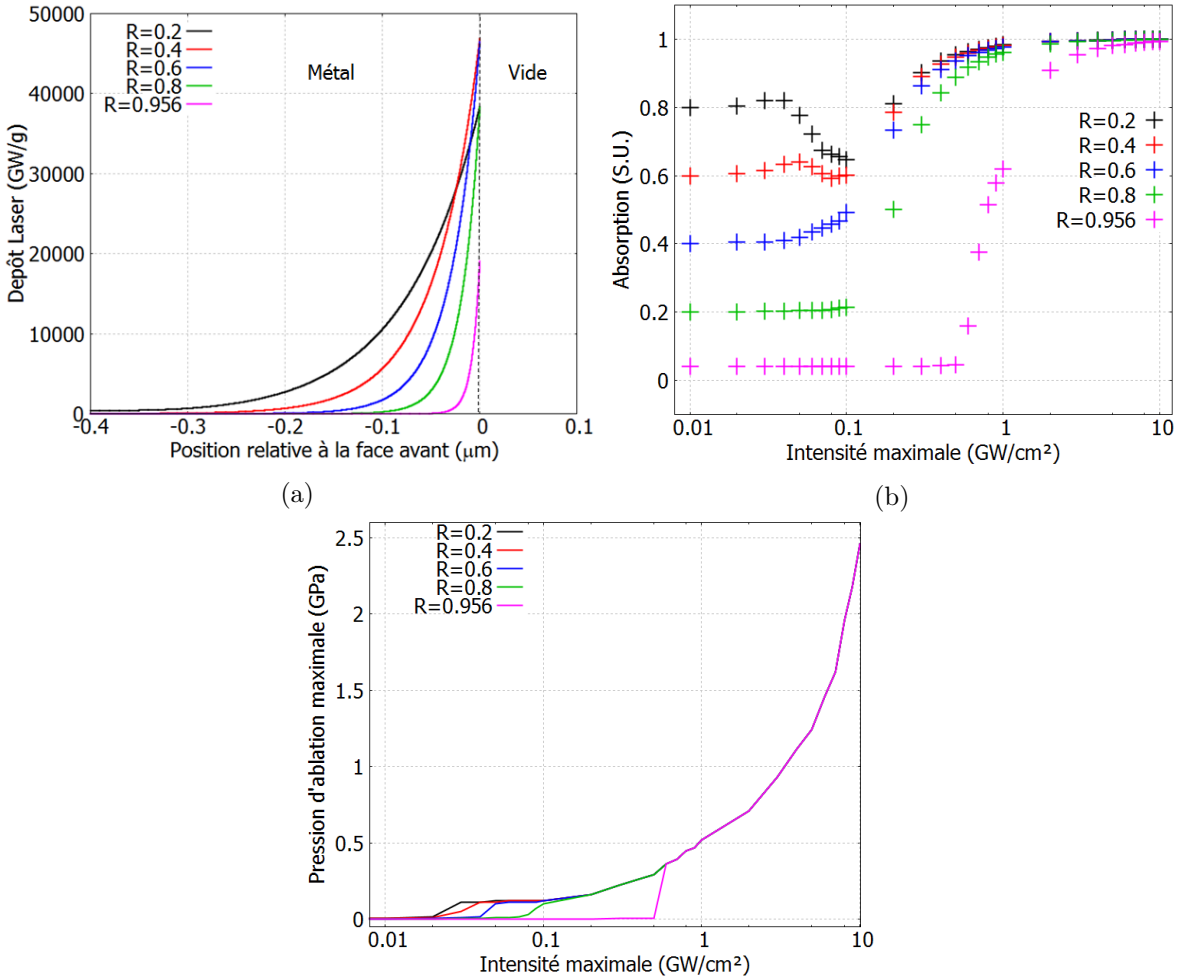


FIGURE 3.10 – Influence de la réflectivité initiale ($R = 0,2, 0,4, 0,5, 0,6, 0,8, 0,92$) sur une cible d'aluminium pur soumise à une impulsion laser Créneau du GCLT $\tau = 10\ ns$ - $\lambda = 1064\ nm$ - Durée Montée = $10\ fs$ - Durée Descente = $1\ ns$. (a) Dépôt d'énergie en fonction de la position par rapport à la surface irradiée à $t = 0,001\ ns$ - $I_{max} = 1\ GW/cm^2$ (b) Evolution de l'absorption du rayonnement laser incident en fonction de l'intensité maximale (c) Evolution de la pression d'ablation maximale en fonction de l'intensité maximale

donc fortement dépendants des conditions de réflectivité initiales de la cible qui influencent l'absorption du rayonnement laser dans les régimes de faibles intensités.

L'adaptation de la réflectivité initiale des cibles par la modification des indices optiques permet au code d'agir sur les phénomènes de dépôt d'énergie, d'initiation de plasma et de pression d'ablation. Cette prise en compte des conditions de réflectivité initiale est donc nécessaire pour décrire l'absorption laser dans les deux régimes d'interaction concernés, en interaction directe et confinée.

3.1.3 Définition des indices optiques en régime plasma - Absorption par Bremsstrahlung inverse

En régime plasma, la constante diélectrique ϵ_{omega} est définie par l'expression 3.28.

$$\epsilon_\omega = 1 - \frac{\omega_{pe}^2}{\omega^2} \tag{3.28}$$

ω_{pe}^2 est la pulsation électronique du plasma, qui est calculée à partir de n_e la densité electronique du milieu, e la charge d'un électron, m_e la masse de l'électron et ϵ_0 la permittivité diélectrique du vide 3.29.

$$\omega_{pe}^2 = \left(\frac{n_e e^2}{m_e \epsilon_0}\right) \ [s^{-2}] \tag{3.29}$$

Dans ce régime, les indices sont calculés pour chaque maille à partir des expressions 3.30 et 3.31 en fonction de sa densité électronique n_e, de la densité critique n_c et de la fréquence de collision électron-ion (ν_{ei}).

$$n_1 = \sqrt{1 - \frac{n_e}{n_c(\omega)}} \tag{3.30}$$

$$n_2 = \frac{1}{2}\frac{n_e/n_c(\omega)}{\sqrt{1 - n_e/n_c(\omega)}}\frac{\nu_{ei}}{\omega} \tag{3.31}$$

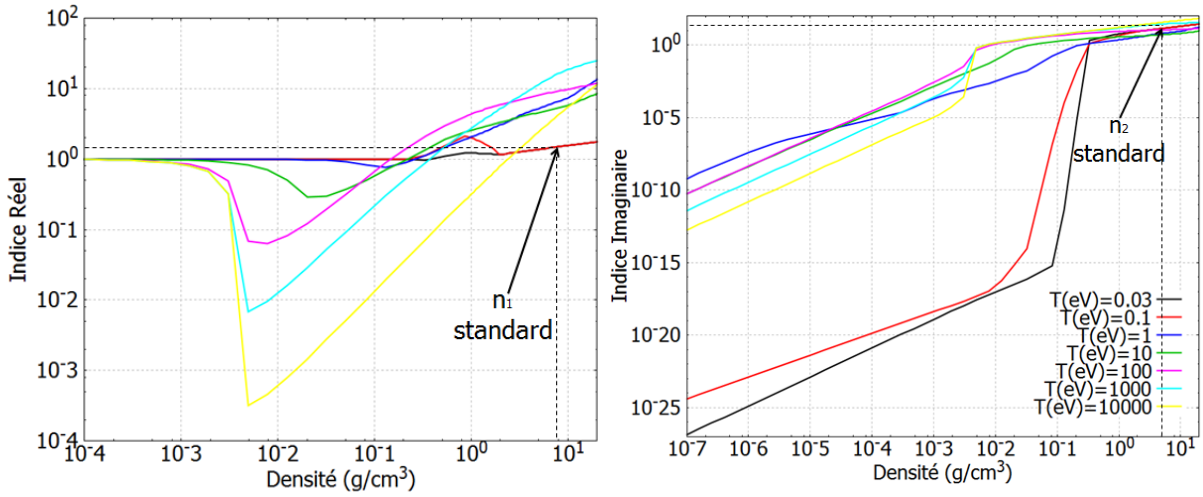
On utilise alors le modèle de plasma de Lorentz pour définir n_c et ν_{ei} dans chaque maille avec les expressions suivantes [132] :

$$n_c = \frac{\omega^2 m_e \epsilon_0}{e^2} \tag{3.32}$$

$$\nu_{ei} = \frac{4/3\sqrt{2\pi} n_e Z e^4 ln\Lambda_{ei}}{(4\pi\epsilon_0)^2\sqrt{m_e}(k_b T)^{3/2}} \tag{3.33}$$

Dans ces expressions, m_e est la masse d'un électron, Z le numéro atomique du matériau considéré, e la charge d'un électron, $ln\Lambda_{ei}$, le logarithme coulombien electron-ion, k_b la constante de Boltzmann et T la température de la maille. A partir de ces expressions, il est possible de définir les indices optiques n_1 et n_2 pour une vaste gamme de températures et de pressions correspondant à l'état de la matière en régime plasma. Toutefois, il existe peu de données permettant de décrire l'état de la matière dans des conditions intermédiaires, entre le régime plasma et le régime dans les conditions (P,T) ambiantes. Dans ce domaine de la matière dense et chaude, appelé plus communément *Warm Dense Matter* (WDM), les indices sont définis par extrapolation, depuis le régime plasma, vers les indices de référence dans les conditions standard, à basse température et basse densité. Le code ESTHER dispose donc de données optiques sur une plage continue de températures et de densités, permettant le calcul de la propagation du rayonnement laser dans des conditions (P,T) très différentes 3.11.

En combinant, 3.27, 3.31 et 3.33, on obtient donc le coefficient d'absorption en régime plasma 3.34 :



(a) (b)

FIGURE 3.11 – Evolution de l'indice réel (a) et imaginaire (b) de l'aluminium en fonction de la densité et de la température

$$K_A = \frac{4.\pi.n_e/n_c.4/3.\sqrt{2\pi}n_e Z.e^4 ln\Lambda_{ei}}{2\lambda\sqrt{1-\frac{n_e}{n_c}}.(4\pi\epsilon_0)^2.\sqrt{n_e}(k_B.T)^{3/2}}\ [m^{-1}] \tag{3.34}$$

En simplifiant l'expression précédente, on peut écrire :

$$K_A \propto \frac{Z.n_e}{T^{3/2}} \tag{3.35}$$

On remarque que l'absorption en régime plasma , ou absorption par Bremsstrahlung inverse, est fortement dépendante de la densité électronique et de la température du milieu considéré.

Afin d'avoir une description exhaustive de l'absorption et de l'interaction laser-matière en général, il convient donc de prendre en compte d'autres phénomènes, tels que l'hydrodynamique, la conduction thermique ou le transfert radiatif. La maitrise de ces phénomènes doit permettre de décrire fidèlement le gradient de densité électronique dans le plasma et donc l'absorption du rayonnement laser par celui-ci.

3.2 Modélisation de l'hydrodynamique

Dans le code, la modélisation des phénomènes hydrodynamiques est définie à partir des équations de conservation bien connues, couplées à des équations d'état. Il est possible d'utiliser des équations d'état de type gaz parfait, Puff-Mie-Gruneisen (PMG) ou des équations d'états multiphases tabulées. Ces dernières permettent de relier la densité, la pression, la température et l'énergie interne. Elles présentent l'intérêt d'intégrer des données sur l'état de la matière dans des conditions très éloignées de celles de l'état de référence, typiques des plasmas générés par interaction laser-matière. Ces équations tabulées prennent également en compte les transitions de phase solide-liquide et liquide-vapeur qui permettent de définir l'état de la matière en fonction des paramètres laser (intensité, durée, etc...) utilisés. Comme on l'a vu précédemment, l'état de la matière pilote directement l'absorption du laser et l'accès à cet état via les équations d'état est donc un point clé de l'interaction laser-matière.

On a choisi ici d'étudier le comportement de la matière sous irradiation laser en utilisant deux équations d'état multiphases : l'équation Sesame fournie par le *Los Alamos National Laboratory* (LANL) et

une équation interne de type Bushman-Lomonosov-Fortov (BLF). L'équation BLF présente des ruptures de pente marquées, comme sur la Figure 3.12 où il y a un palier en pression autour de 1 GPa pour une densité proche de la densité dans les conditions ambiantes, correspondant à la transition solide-liquide et un point d'inflexion à $\rho = 2\ g/cm^3$ correspondant à la transition liquide-vapeur. L'équation d'état Sesame présente une légère inflexion de pente correspondant à la transition solide-liquide mais aucune singularité correspondant à la vaporisation de la matière. On remarque donc que la prise en compte des changements de phase ne sont pas implémentés de la même manière dans Sesame et dans BLF. Les singularités marquées dans BLF induisent des perturbations significatives dans les phénomènes hydrodynamiques au cours de l'interaction laser-matière à basse intensité. On étudie donc ici l'influence de ces aspects.

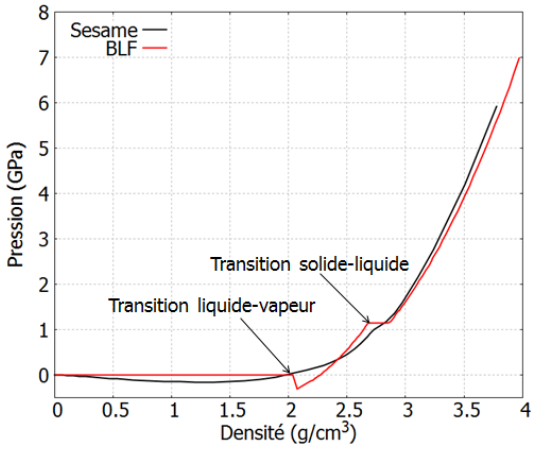
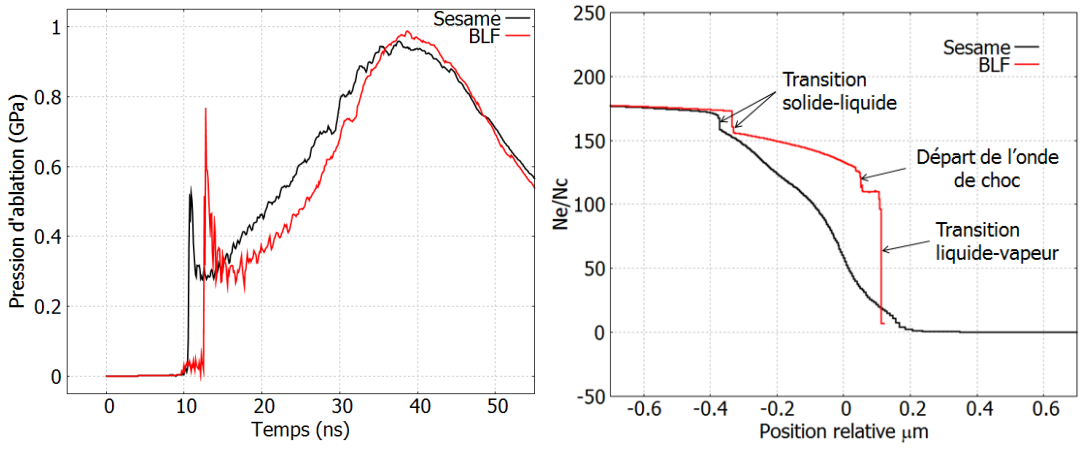


FIGURE 3.12 – Evolution de la pression en fonction de la densité modélisée par deux équations d'état pour l'aluminium à $T = 1600\ K$

Les formes d'impulsions présentant des fronts de montée en intensité assez lents associés à des fluences faibles permettent de mettre en évidence ce type de phénomène. En effet, comme la matière est chauffée plus lentement, les irrégularités liées aux changements de phase apparaissent plus nettement. On remarque notamment sur la Figure 3.13 un pic marqué à $t = 12,4ns$ dans le profil de pression d'ablation BLF. Avec cette équation d'état, le passage de la matière de l'état solide à l'état vapeur génère un pic de pression très raide, suivi d'un déchargement très rapide, induit par les pertes d'énergie liées à la vaporisation de la matière. Ce pic est présent également sur le profil généré avec l'équation Sesame à $t = 10,6ns$ mais son amplitude est moins importante.

On peut expliquer cette différence par le fait que l'équation d'état Sesame présente une légère rupture de pente correspondant à la transition solide-liquide mais aucun changement notable lié à la transition liquide-vapeur (Figure 3.12). Dans le cas BLF, l'influence de la rupture liée à la transition liquide-vapeur sur le gradient de densité électronique est matérialisée par une discontinuité de gradient à $t = 12.4\ ns$, comme exposé sur la Figure 3.13. Ce gradient ne reflète pas la réalité physique de l'interaction laser-matière qui implique une continuité des grandeurs. Il génère également une perturbation dans le profil de pression correspondant, comme on peut le voir sur la Figure 3.13 et doit modifier sensiblement l'absorption laser. Avec l'équation d'état Sesame, on ne retrouve pas cette perturbation sur le gradient lors de la vaporisation des premières mailles de matière, ce qui laisse supposer que le profil de pression d'ablation est plus représentatif de la réalité physique dans ce cas précis.

Toutefois, ce type de perturbation sur le profil temporel de pression n'est vraiment impactant que pour des cas spécifiques (rampe de montée en intensité lente) et pour des intensités plutôt basses. On remarque en effet qu'en normalisant par la valeur maximale du pic de pression principal, les profils temporels de



(a) (b)

FIGURE 3.13 – Comparaison des équations Sesame et BLF sur un cas numérique en interaction directe - aluminium pur - Impulsion Gaussienne - 25 ns FWHM - $\lambda = 1064\ nm$ - $I_{max} = 27\ GW/cm^2$ (a) Evolution de la pression d'ablation en fonction du temps (b) Rapport n_e/n_c lors du passage des mailles externes en phase vapeur ($t = 10,6\ ns$ pour Sesame et $t = 12,4\ ns$ pour BLF) en fonction de la position (x=0 correspond à la position de la face avant à t=0)

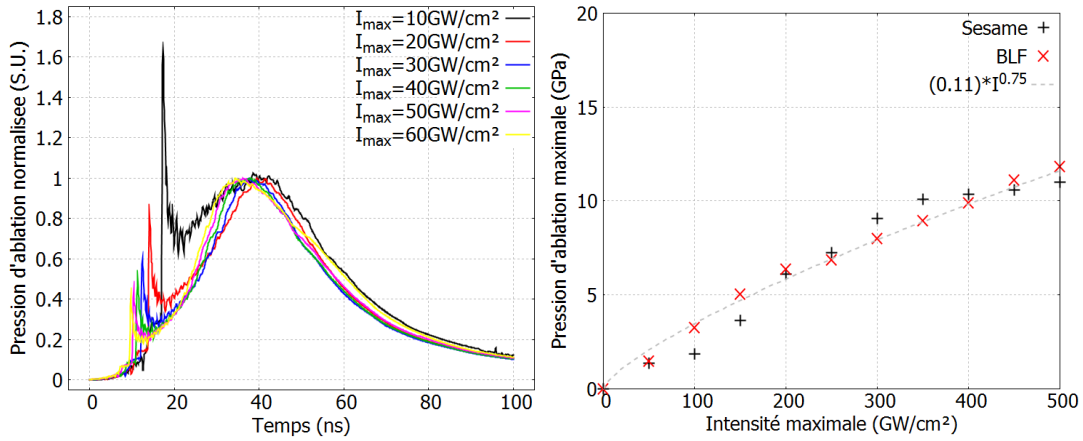
pression d'ablation ne sont véritablement influencés que pour des intensités inférieures à 30 GW/cm^2, pour lesquelles le pic de pression principal présente une amplitude du même ordre de grandeur que le premier pic très marqué (Figure 3.14).

En dépit des différences sur la forme du profil temporel de l'impulsion laser qui peuvent apparaitre dans certaines conditions, ces deux équations d'états donnent des résultats assez proches sur les valeurs maximales des pics de pression dans le régime 0-500 GW/cm^2. Comme on peut le voir sur la Figure 3.14, la tendance globale suivie par les pressions d'ablation générées par les deux équations d'état est la même pour une impulsions de forme Gaussienne et de durée à mi-hauteur égale à 25 ns.

On dispose donc de deux équations d'état multiphases permettant de décrire le comportement hydrodynamique de la matière avec le code ESTHER dans des conditions d'irradiation laser typiques de la génération de choc par laser.

3.3 Modélisation du Transfert radiatif

Le transfert radiatif est un mécanisme de transfert d'énergie par émission/absorption d'un rayonnement. Dans le code, le transfert radiatif peut être calculé à partir de la loi de Kirchhoff définissant les émissivités dans l'équilibre thermodynamique local (ETL) ou selon les tables calculées par le code NOHEL d'A.Decoster permettant de déterminer les émissivités hors équilibre thermodynamique local (HETL). L'activation du transfert radiatif est réalisée dès qu'une ou plusieurs mailles atteignent une température suffisamment élevée. Par défaut le seuil d'activation est défini à partir de 20000 K. Les émissivités de chaque maille sont ainsi calculées dans l'ensemble du spectre fréquentiel en fonction de leur température. La propagation du rayonnement X dans l'empilement est ensuite gérée par une technique de rayonnement spectral, dite méthode "SN". L'énergie associée à ce rayonnement X est déposée dans chaque maille selon son opacité et son épaisseur. Les rayons X ayant traversé l'ensemble des mailles jusqu'à la face avant ou la face arrière permettent de définir le taux de conversion X associé à l'émission radiative de la cible, en face avant ou en face arrière. Ce taux est considéré comme la part de l'énergie perdue par la cible par rayonnement.



(a) (b)

FIGURE 3.14 – Résultats numériques sur la pression d'ablation générée par une impulsion laser en interaction directe - aluminium pur - Impulsion Gaussienne - 25 ns FWHM - $\lambda =$ 1064 nm (a) Profils temporels de pression d'ablation normalisées par le pic principal obtenus avec BLF pour différentes intensités maximales (b) Evolution de la pression d'ablation maximale avec l'intensité maximale avec les équations d'état Sesame et BLF

Afin de déterminer l'influence du transfert radiatif dans le code, on compare l'évolution du taux de conversion X, de la pression d'ablation et de la vitesse de surface libre au cours du temps en interaction directe suite à une impulsion d'intensité constante (Figure 3.15)

— Matériau : aluminium pur
— Epaisseur : 50 μm
— Forme d'impulsion : Créneau
— Longueur d'onde : 1064 nm
— Durée d'impulsion : 10 ns
— Durée de la montée en intensité : 1 ns
— Durée de la descente en intensité : 1 ns

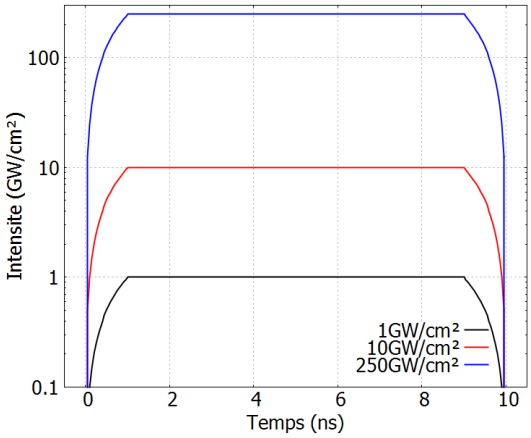


FIGURE 3.15 – Profil temporel d'impulsion laser

On fait varier les paramètres suivants :

— Transfert Radiatif : Avec (TR) et sans (Sans TR)
— Intensité maximale : 1 GW/cm^2, 10 GW/cm^2, 250 GW/cm^2

Les résultats de l'étude sont présentés sur la Figure 3.16.

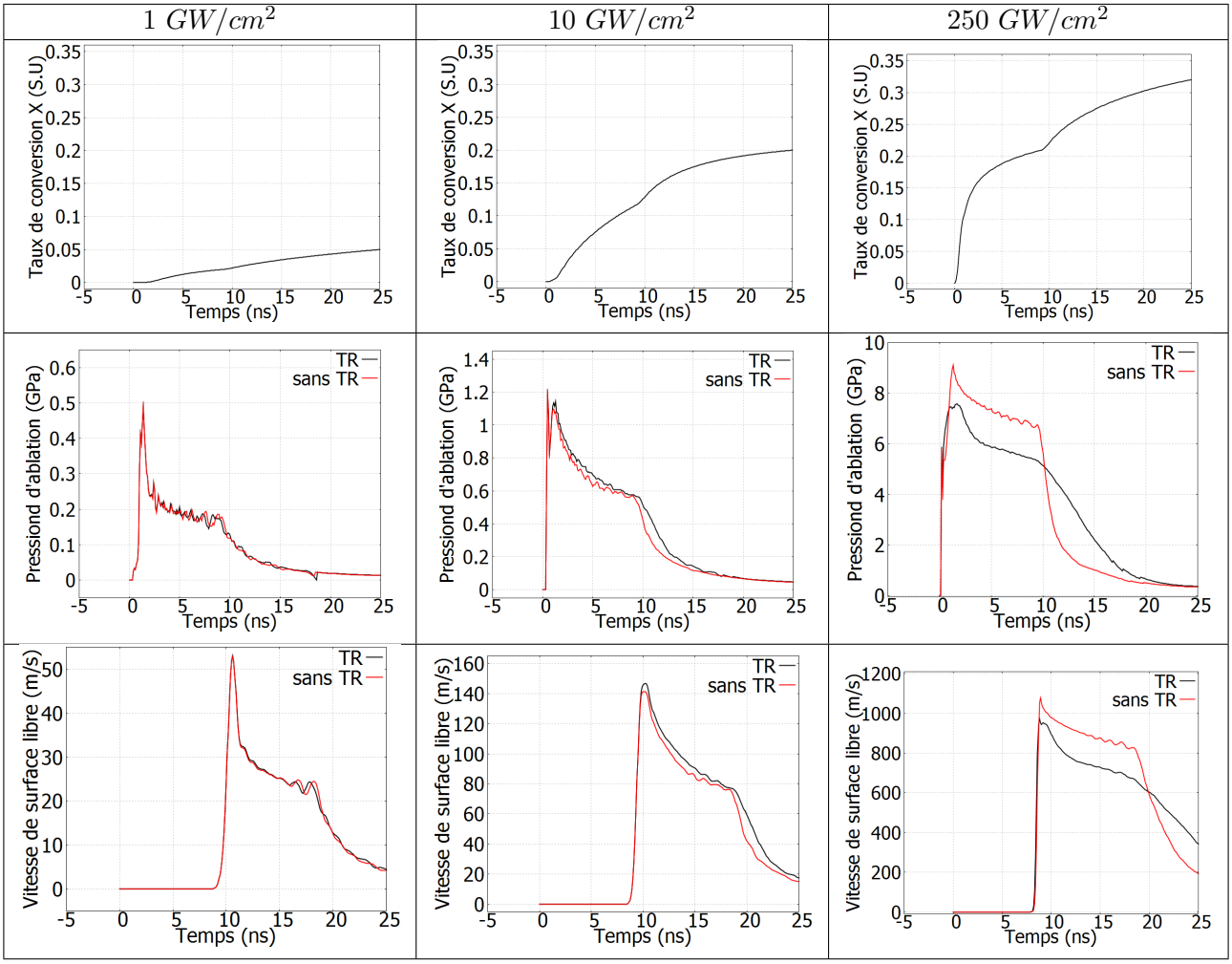


FIGURE 3.16 – Influence de l'intensité laser sur le taux de conversion X et du transfert radiatif sur la pression d'ablation et la vitesse en face arrière

Les intensités et les élévations de température considérées dans cette étude sont relativement faibles et on peut s'attendre à ce que les transferts d'énergie par rayonnement dans les mailles de la cible soient négligeables. Cependant, cette étude numérique montre que les taux de conversion X en face avant, tels qu'ils sont définis dans le code, atteignent des valeurs importantes pendant l'impulsion laser et tendent ensuite vers une valeur constante sur les temps longs. C'est un point significatif qu'il convient de souligner. Il serait intéressant de disposer de mesures expérimentales du taux de conversion dans ces gammes d'irradiation laser.

La seconde observation est que la pression d'ablation n'est pas sensible au taux de conversion. En effet, on ne retrouve pas de signature de la perte d'énergie en face avant sur les pressions d'ablation à 1 et 10 GW/cm^2, alors que les taux de conversion X correspondants à la fin de l'impulsion laser sont

respectivement de 5 et 10 %. Ce point met en évidence le fait que l'émission radiative n'a pas d'action sur le processus d'ablation pour ces intensités. On peut l'expliquer par deux aspects : la quantité de puissance radiative émise par le plasma et la localisation du dépôt d'énergie associée à ce rayonnement. Dans cette gamme d'intensité, les températures des mailles ne permettent pas de générer un rayonnement radiatif conséquent. L'influence potentielle de ce rayonnement X sur le mécanisme d'ablation est donc assez réduit. De plus, l'émission de rayons X s'effectue au sein de la couronne de plasma et une partie significative est déposée préférentiellement dans la couronne externe, proche du laser, comme on peut le voir sur la Figure 3.17. Deux facteurs peuvent alors expliquer le rayonnement X généré par la face avant. D'une part, la faible opacité des mailles de la couronne externe permet au rayonnement X émis au coeur du plasma de la traverser et de passer en face avant. D'autre part, les mailles externes sont suffisamment chauffées par cet effet radiatif et ré-émettent à leur tour une partie de l'énergie qui leur est transmise.

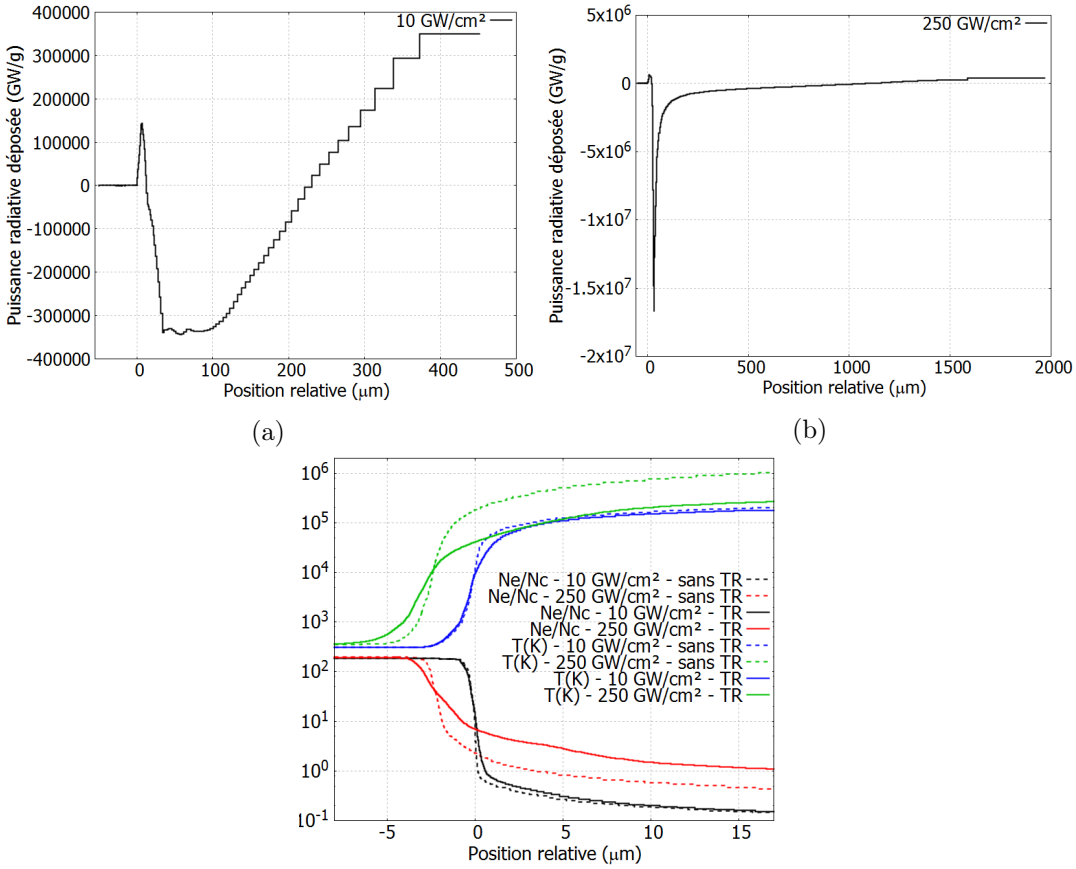


FIGURE 3.17 – Résultats numériques sur la pression d'ablation générée par une impulsion laser en interaction directe - aluminium pur - Impulsion Créneau - 10 ns FWHM - $\lambda = 1064\ nm$ (a) Puissance radiative normalisée déposée dans le plasma à $t = 5\ ns$ avec la modélisation du transfert radiatif (Les valeurs négatives correspondent aux mailles qui émettent plus d'énergie qu'elle n'en reçoivent) avec $I_{max} = 10\ GW/cm^2$ (b) Puissance radiative normalisée déposée dans le plasma à $t = 5\ ns$ avec $I_{max} = 250\ GW/cm^2$ (c) Evolution de Ne/Nc avec la position relative par rapport à la face avant (x=0 correspond à la position de la face avant à t=0) à $t = 5\ ns$

Pour les intensités plus élevées ($I = 250\ GW/cm^2$), les modélisations avec et sans transfert radiatif donnent des résultats différents. Dans ce cas, les phénomènes radiatifs participent activement au chauffage du front d'ablation, ce qui modifie le gradient de densité électronique. On observe en effet sur la

Figure 3.17 que les mailles chauffées par effet radiatif sont essentiellement localisées proches du front d'ablation. Le chauffage de la cible en profondeur par effet radiatif génère donc un gradient de densité électronique moins raide, ce qui modifie en conséquence les pressions d'ablation et les vitesses de surface libre associées. Dans cette configuration, on remarque qu'assez peu d'énergie est retransmise aux mailles externes de la couronne par rayonnement, contrairement aux cas décrits précédemment à plus faible intensité. Toutefois, compte tenu de la quantité de puissance radiative émise, la part d'énergie perdue par la face avant de la cible suffit tout de même à générer un taux de conversion X de 20 % à la fin de l'impulsion.

En première approche, on peut considérer que la prise en compte du transfert radiatif affaiblit le pic maximal de pression d'ablation comme il y a moins d'énergie restée dans la cible. En fait, on voit surtout que l'effet prédominant du transfert radiatif est la modification de la forme du profil temporel de pression d'ablation. On remarque en effet que la prise en compte des pertes radiatives engendre un chargement moins soutenu surtout à la fin de l'impulsion. Cet effet peut être expliqué par le fait que le transfert radiatif est fortement dépendant de la température. En effet, plus la température augmente au sein du plasma, plus les pertes par effet radiatif sont importantes. Comme la température au sein du plasma augmente au cours de l'impulsion laser, son influence est donc surtout marquée sur la fin de l'impulsion. On note aussi que la phase de détente est plus progressive et plus prolongée avec le transfert radiatif, du fait de la redistribution d'énergie du plasma au front d'ablation qui chauffe la matière plus longtemps une fois l'impulsion laser terminée.

Bien que coûteuse en temps de calcul, la prise en compte des phénomènes radiatifs est donc indispensable à la description de l'interaction laser-matière en régime direct. En effet, ce phénomène est actif sur la quasi-totalité de la gamme d'intensité ($I > 10\ GW/cm^2$) et seules les basses intensités ne sont pas concernées par ce phénomène. L'influence du transfert radiatif en régime confiné est négligeable, compte-tenu des intensités mises en jeu et on peut donc considérer qu'il est inutile de le mettre en place dans le modèle d'interaction confinée. Cette dernière remarque est en contradiction avec des études précédentes [108].

3.4 Conduction thermique

La conduction thermique est le second phénomène de transfert d'énergie intégré au code ESTHER. La conductivité thermique des matériaux dans l'état solide et liquide est définie à partir des données de Y.S. Touloukian [133]. En régime plasma, les conductivités sont définies par les données des tables de l'équation d'état choisie. Le transfert d'énergie d'une maille à l'autre est défini aux interfaces des mailles par la détermination d'une moyenne harmonique à partir des valeurs de conductivités thermiques des mailles adjacentes (i et $i+1$), comme le présente l'équation 3.36. Ce type d'expression tend à favoriser un faible transfert thermique à une interface impliquant une maille avec une conductivité très faible.

$$K_{ther,i+\frac{1}{2}} = \frac{2K_{ther,i}K_{ther,i+1}}{K_{ther,i} + K_{ther,i+1}} \tag{3.36}$$

En interaction laser-matière en régime direct, il n'y a pas de conduction de la chaleur déposée à la surface de la cible vers le laser puisque le vide a une conductivité thermique nulle. Le rôle de la conduction est donc de faire progresser la chaleur de l'épaisseur de peau vers l'intérieur de la cible.

Pour quantifier et comprendre les effets de la conductivité thermique selon le régime d'intensité considéré (Figure 3.18), on effectue l'étude numérique suivante :

— Matériau : aluminium pur
— Epaisseur : 50 μm
— Forme d'impulsion : Créneau
— Longueur d'onde : 1064 nm

— Durée d'impulsion : 10 ns FWHM
— Durée de la montée en intensité : 1 ns
— Durée de la descente en intensité : 1 ns

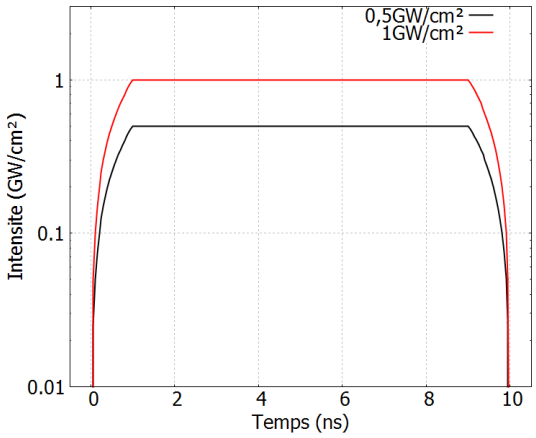


FIGURE 3.18 – Profil temporel d'impulsion laser

On fait varier les paramètres suivants :

— Conduction thermique (CT) : Avec (CT) et sans (Sans CT)
— Intensité maximale : $0,5\ GW/cm^2$, $10\ GW/cm^2$

Les résultats de l'étude sont synthétisés sur la Figure 3.19.

L'activation de la conduction thermique dans le code permet de modéliser la diffusion de l'énergie déposée en surface vers l'intérieur de la cible. L'énergie déposée par le laser est donc répartie sur un volume de matière plus important, ce qui tend à ralentir l'augmentation de température en surface. La vaporisation de la matière et la création de plasma nécessitent donc plus d'énergie, ce qui implique des pressions d'ablation plus faibles (Figure 3.19). Ce phénomène est vraiment significatif dans le cas des faibles intensités ($0,5\ GW/cm^2$). On a vu précédemment que dans ce régime d'intensité, le transfert radiatif n'est pas actif et la conduction thermique est donc l'unique phénomène de transfert d'énergie dans ce régime. Or, pour ces intensités, le chauffage de la matière de l'état solide à plasma requiert une part importante de l'énergie déposée par l'impulsion. Si cette énergie n'est pas suffisante, la température en surface ne permet pas la vaporisation et l'ablation de matière, ce qui implique donc une pression d'ablation nulle. Le seuil d'initiation du plasma dépend ainsi de la prise en compte de la conduction thermique (Figure 3.20). Par exemple, dans les conditions de cette étude, on remarque que la prise en compte de la conduction thermique permet de définir un seuil d'initiation du plasma à $0,2\ GW/cm^2$, contre $0,05\ GW/cm^2$ sans ce phénomène. De façon générale, on peut donc dire que pour les faibles intensités, le phénomène de conduction thermique va à l'encontre du processus d'ablation et du chargement résultant.

A plus haute intensité ($10\ GW/cm^2$), le processus de conduction thermique participe au chauffage de la matière avec le transfert radiatif. Sur la Figure 3.19, on remarque que l'impact de la conduction thermique sur les profils de pression semble limité dans ces conditions. Cela signifie que la pression appliquée par l'ablation de la matière dépend très peu de ce processus, ce qui justifie des chargements de même amplitude, avec et sans la prise en compte de ce phénomène. On constate pourtant qu'il y a une légère influence sur la forme du profil de pression appliqué. En effet, la prise en compte de la conduction thermique permet de lisser des modulations d'origine numérique sur le profil de pression d'ablation et donc

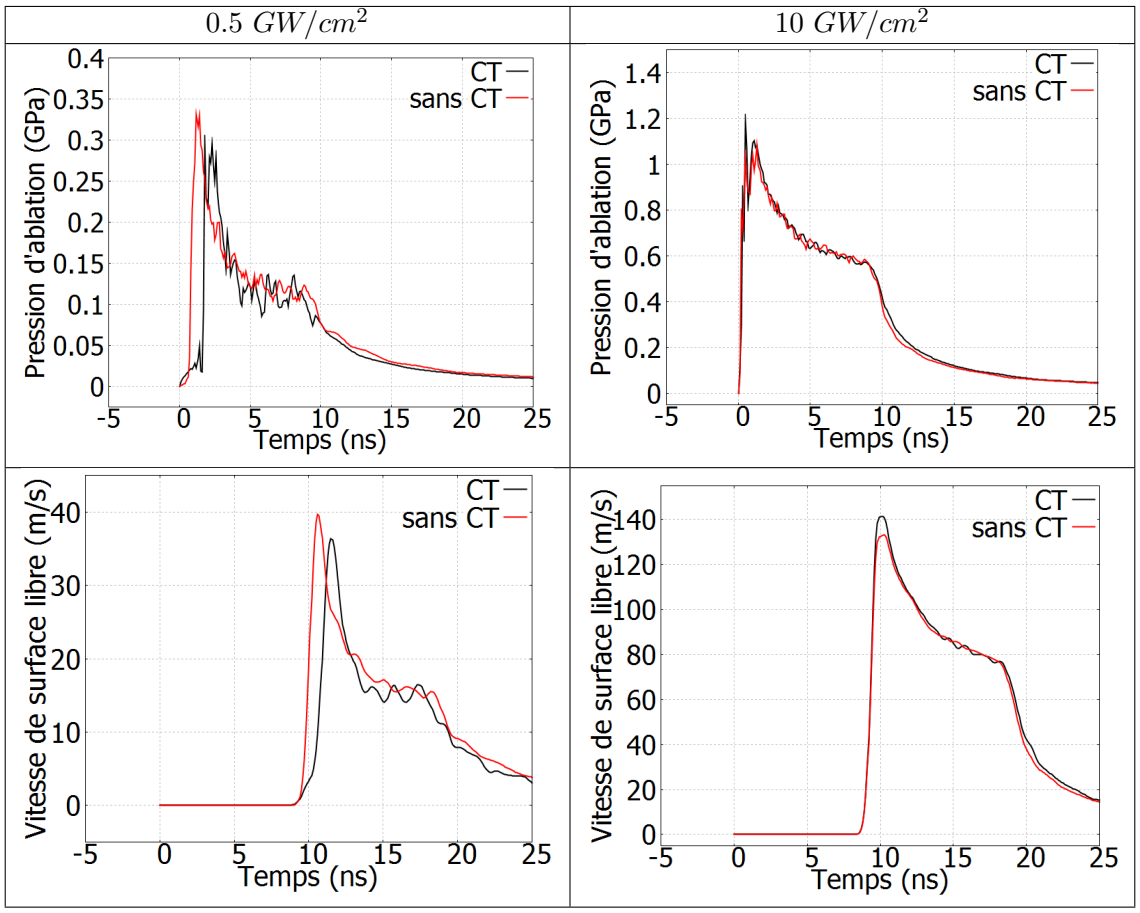
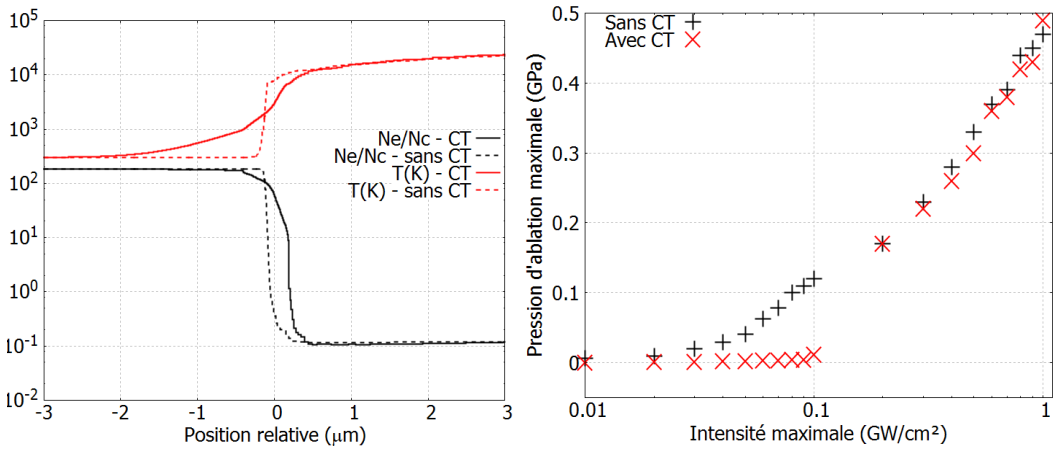


FIGURE 3.19 – Influence de la conduction thermique sur la pression d'ablation et la vitesse en face arrière de la cible



(a) (b)

FIGURE 3.20 – Comparaison des résultats numériques obtenus avec et sans conduction thermique pour une impulsion laser en interaction directe - aluminium pur - Impulsion Créneau - 10 ns - $\lambda = 1064\ nm$ avec $I_{max} = 100\ GW/cm^2$ (a) Evolution du rapport Ne/Nc avec la position dans l'empilement (x=0 correspond à la position de la face avant à t=0) à $t = 5\ ns$ (b) Evolution de la pression d'ablation maximale avec l'intensité maximale

de mieux modéliser l'interaction laser-matière et le processus d'ablation.

Il faut noter également que l'état de la matière est très différent dans les deux régimes d'intensité évoqués, ce qui implique des variations importantes des conductivités thermiques utilisées par le modèle numérique et donc des effets variés.

Contrairement à ce qu'on peut attendre, on remarque que la conduction thermique joue un rôle sur l'ensemble de la gamme d'intensités considérées. En effet, à basse intensité, elle permet de prendre en compte les pertes thermiques limitant l'ablation et de bien définir le seuil d'initiation du plasma. A haute intensité, la prise en compte de ce phénomène permet de lisser des modulations non-physiques et ainsi de mieux représenter les phénomènes impliqués. La prise en compte des transferts d'énergie par conduction thermique est donc primordiale, notamment pour traiter les cas à plusieurs centaines de GW/cm^2. En régime confiné, la conduction thermique est d'autant plus importante qu'elle implique également le milieu de confinement dont la conductivité thermique est non-nulle. Les pertes d'énergie par conduction sont donc encore plus importantes qu'en régime direct et doivent être intégrées au modèle pour bien décrire le processus d'interaction laser-matière.

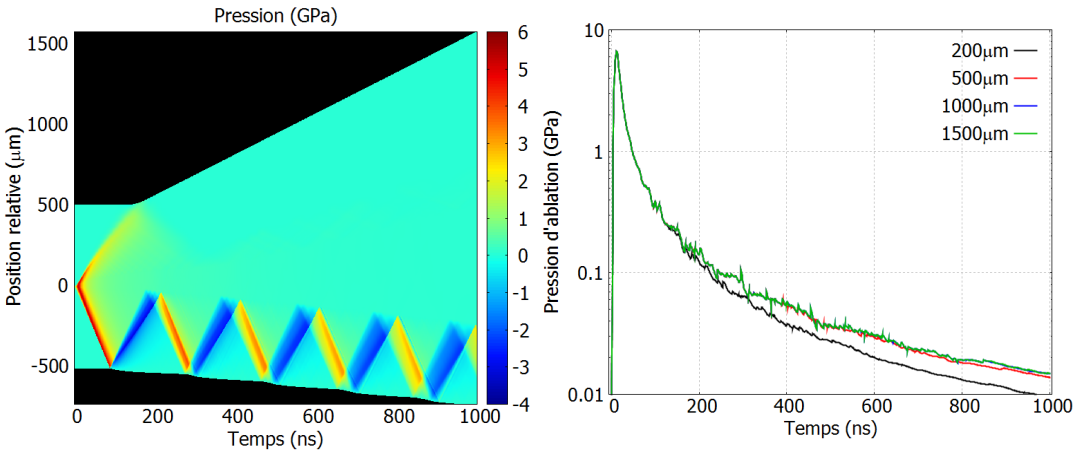
3.5 Modélisation du confinement eau

La modélisation de l'interaction laser-matière en régime confiné implique de prendre en compte le comportement de l'eau dans une large gamme d'états : des conditions ambiantes au régime plasma et également dans le domaine *WDM*. Or, la gestion des données relatives à l'état de l'eau, notamment les indices optiques et la conductivité, est délicate car peu de données expérimentales existent dans notre domaine d'intérêt à quelques milliers de degrés et il est compliqué de reconstruire ces données par interpolation, du fait du caractère multiatomique de la molécule d'eau. On décrit donc dans cette partie la façon dont on a intégré le confinement dans notre modèle.

La modélisation du confinement est réalisée en introduisant au modèle utilisé en régime direct un empilement de mailles d'eau du côté du laser. L'épaisseur de la couche d'eau est fixée à 500 μm. Lors des expériences, la couche d'eau est généralement plus épaisse mais le choix d'une épaisseur de 500 μm est suffisante (Figure 3.21). En utilisant cette épaisseur, l'onde de choc et de détente réfléchie sont suffisamment atténuées lors d'un aller et retour dans la couche d'eau pour que le déchargement induit en retour sur cible soit négligeable. Cela permet de représenter les phénomènes liés à l'interaction laser-matière, sans perturbation issue de la couche d'eau. La définition de la pression d'ablation permet donc de bien représenter le chargement appliqué.

On attribue à la couche d'eau les indices $n_1 = 1,33$ et $n_2 = 0$ de l'eau dans les conditions ambiantes correspondant à une interaction avec un rayonnement de $\lambda = 532\ nm$. n_1 et n_2 sont déterminés directement à partir des tables de Palik. L'attribution de ces indices permet de prendre en compte la réflexion du rayon laser incident ($R = 0,04$) à l'interface eau-air. Ces indices sont figés au cours de la simulation afin de laisser la couche d'eau transparente au laser sur toute la durée de l'impulsion. C'est une hypothèse forte qui suppose que l'ensemble de l'absorption du rayonnement laser est réalisée par la cible métallique. Les mécanismes d'absorption du rayonnement par le plasma sont donc les mêmes qu'en régime direct.

L'énergie qui est déposée dans l'épaisseur de peau de l'aluminium est diffusée par conduction thermique dans l'eau et vers l'intérieur de la cible. L'aluminium et l'eau montent ainsi en température jusque à atteindre l'état de plasma (Figure 3.22). L'accroissement de la température au sein de la matière s'accompagne d'une augmentation brutale de pression au sein du plasma, générant le départ d'une onde de choc dans la couche de confinement et dans le métal.



(a) (b)

FIGURE 3.21 – Effet de l'épaisseur de la couche d'eau sur aluminium pur - Impulsion Gaussienne - 7 ns FWHM - $\lambda = 532\ nm$ avec $I_{max} = 7\ GW/cm^2$ (a) Diagramme Temps-Position en pression (x=0 correspond à la position de la face avant à t=0) (b) Pressions d'ablation définies avec différentes épaisseurs d'eau

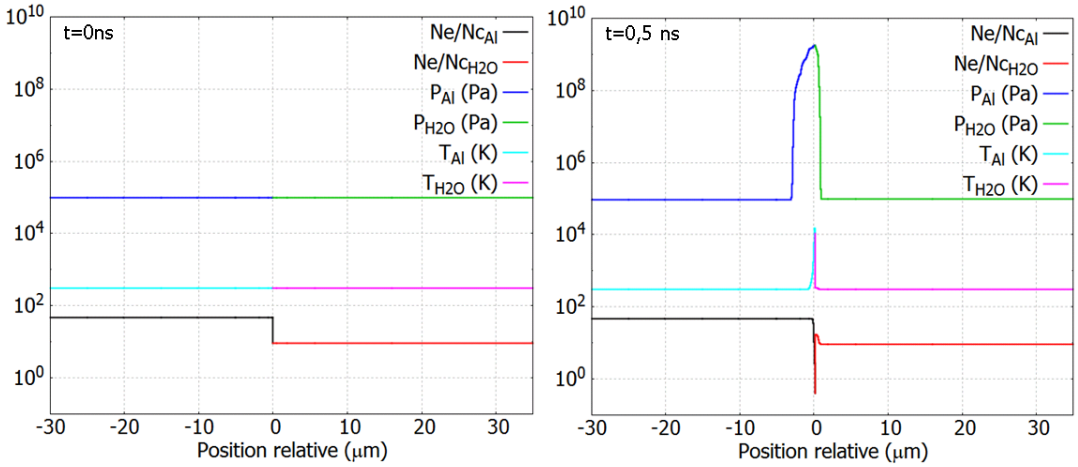
L'équation d'état utilisée pour modéliser le comportement de l'eau est inspirée du modèle défini par Zamyshlyaev et Menzhulin qui décrit le comportement de l'eau sous forme liquide et vapeur avec une courbe froide et un modèle thermique des noyaux [134]. Ce dernier intègre la contribution de rotation et vibration des liaisons hydrogènes et un terme permettant de prendre en compte la dissociation des molécules d'eau. La contribution des électrons à l'ionisation est prise en compte dans cette équation d'état par une formulation de type Zel'dovich-Raizer utilisant un potentiel d'ionisation de l'oxygène [135]. L'équation d'état a ensuite été modifiée par D. Hébert (CEA/DAM/CESTA) pour obtenir une meilleur corrélation avec des données expérimentales dans notre domaine d'intérêt ($T < 250\ K$ et $\rho < 5\ kg/m^3$). Cette équation d'état permet de modéliser le comportement de l'eau pour définir l'état (T, ρ, P) dans chaque maille et de prendre en compte l'action mécanique de confinement de l'eau sur le plasma.

Par définition, le code n'inclut aucun phénomène de transfert de masse d'une maille à l'autre. Le plasma intègre donc une composante aluminium et une composante H_2O, entre lesquelles se produisent des échanges thermiques mais aucun transfert de matière n'existe entre les deux espèces. On choisit donc de répondre à la problématique de description du plasma en supposant qu'il n'y a pas de mélange aluminium-eau au sein du plasma.

Les hypothèses qui sont formulées dans la construction de ce modèle sont fortes mais on constate toutefois qu'elles permettent de restituer assez fidèlement les résultats expérimentaux présentés dans la partie suivante. On notera toutefois que les phénomènes de claquage ne sont pas abordés dans cette modélisation puisque les intensités considérées dans cette étude se situent en dessous du seuil de formation d'un plasma dans l'eau.

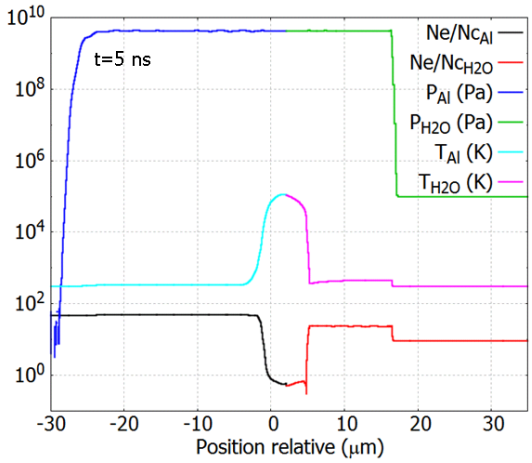
3.6 Bilan de de la modélisation

La Table 3.1 synthéthise les résultats des études numériques pour déterminer l'influence des différents phénomènes physiques selon le régime d'interaction et l'intensité.



(a)

(b)



(c)

FIGURE 3.22 – Description de la formation de plasma par le modèle en régime confiné par eau sur aluminium pur - Impulsion Créneau - 10 ns - $\lambda = 532\ nm$ avec $I_{max} = 3\ GW/cm^2$ à différents instants (a) $t = 0\ ns$ (b) $t = 0.5\ ns$ (c) $t = 5\ ns$

Régime	Intensité	Réflectivité initiale	Conduction thermique	Transfert Radiatif
Confiné	0-10 GW/cm^2	✓	✓	✗
Direct	0-10 GW/cm^2	✓	✓	✗
Direct	10-500 GW/cm^2	✗	✗	✓

TABLE 3.1 – Domaines d'influence des phénomènes physiques sur le processus d'ablation lors de l'interaction laser-matière

4 Validation expérimentale

L'objectif de cette partie est de valider par comparaison avec l'expérience les modèles décrits précédemment en interaction directe et confinée. On confronte donc les modèles numériques présentés précédemment à des expériences menées sur les deux installations laser GCLT et Hephaïstos. Pour ce faire, on dispose de signaux expérimentaux de vitesse de surface libre générés par interaction laser-matière en régime direct et confiné sur des cibles d'aluminium. Le premier pic de vitesse de surface libre contient l'intégralité des informations liées au chargement appliqué en face avant (vitesse d'augmentation de la pression, valeur maximale, détente du plasma, etc...). La reproduction de la forme et des niveaux de vitesse associés à ce pic dans des conditions très différentes (forme, énergie, durée, épaisseur de cible) doivent ainsi permettre la validation du modèle numérique comme modèle prédictif dans les deux régimes d'interaction ciblés par cette étude. Dans un premier temps, l'influence des phénomènes physiques évoqués dans la partie précédente est démontrée expérimentalement pour des cas représentatifs du régime considéré. Dans un second temps, les résultats de vitesse en face arrière en régime direct et confiné sont décrits en prenant en compte les paramètres permettant de décrire au mieux les phénomènes physiques impliqués.

4.1 Définition des conditions de réflectivité initiales

L'importance de la prise en compte de la réflectivité initiale a été mise en évidence de façon a reproduire les résultats obtenus à basse intensité dans les deux régimes d'interaction. On souhaite ici définir des valeurs permettant de reproduire les résultats expérimentaux pour les deux longueurs d'onde utilisées dans le cadre de cette étude.

En première approche, on s'intéresse aux mesures expérimentales ayant été réalisées dans des conditions identiques (cibles, longueur d'onde) à celles utilisées ici. Des mesures de réflectivité réalisées sur des cibles d'aluminium à $\lambda = 1064\ nm$ et $\lambda = 532\ nm$ confirment la différence entre la réflectivité théorique calculée avec les indices optiques de Palik et la réflectivité mesurée [68], [82], [136]. Les résultats obtenus sont synthétisés dans la Table 3.2.

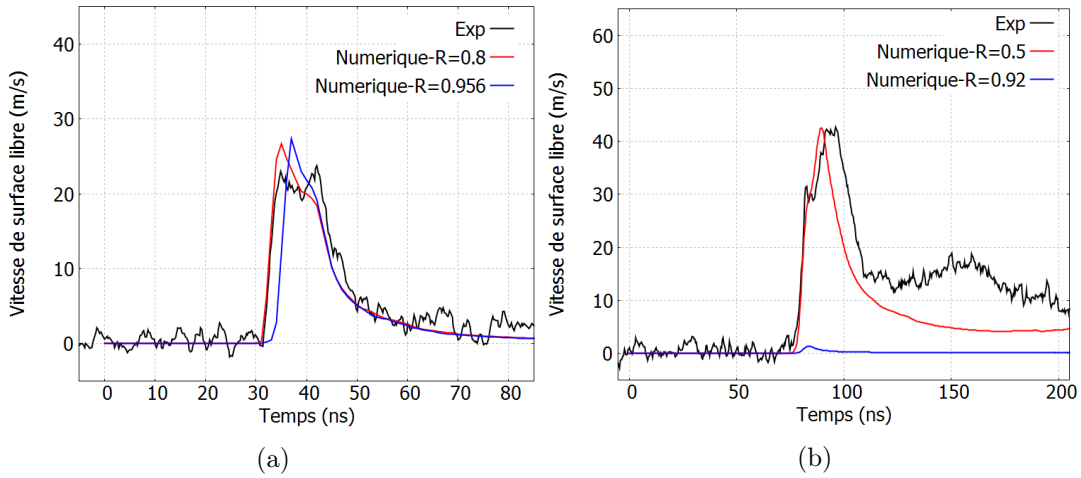
	532 nm	1064 nm
Réflectivité théorique	$0,92$	$0,96$
Réflectivité mesurée	$0,4(+/-0,1)$	$0,5(+/-0,1)$

TABLE 3.2 – Synthèse des résultats théoriques et expérimentaux de réflectivité sur aluminium

Dans notre cas, une réflectivité de R=0,8 a permis de reproduire les signaux de vitesse expérimentaux à basse intensité en régime direct avec $\lambda = 1064\ nm$, comme on peut le voir sur la Figure 3.23. Comme exposé dans la partie précédente, on remarque que la prise en compte des conditions de réflectivité réelles permet de mieux définir la largeur du pic de vitesse en face arrière. La valeur de réflectivité réelle choisie dans cette étude varie légèrement des valeurs mesurées dans les précédentes études. On note toutefois que ce paramètre est très dépendant des cibles et qu'il est possible d'avoir des variations importantes d'une

cible à l'autre.

En régime confiné avec $\lambda = 532\ nm$, l'utilisation d'une réflectivité initiale avec R=0,5 permet de reproduire des signaux de vitesse à basse intensité, tel que celui présenté sur la Figure 3.23. On remarque dans ce cas qu'il est primordial d'ajuster la réflectivité en prenant en compte la rugosité de la cible pour reproduire un signal de vitesse de surface libre typique d'un choc.



(a) (b)

FIGURE 3.23 – Profils de vitesses de surface libres expérimentaux et numériques avec variation de la réflectivité sur aluminium pur (a) Epaisseur=200 μm - GCLT - $1,09\ J$ - $\phi 3,2\ mm$ - Créneau - 10 ns - $I_{max} = 1,5\ GW/cm^2$ (b) Epaisseur=500 μm - Hephaïstos - $0,24\ J$ - $\phi 4\ mm$ - 7 ns FWHM - $I_{max} = 0,3\ GW/cm^2$

La prise en compte de la réflectivité réelle des cibles est donc nécessaire à une bonne restitution des phénomènes d'absorption dans les conditions d'interaction laser-métal à bas-flux. Ce point est d'autant plus important dans le cas de l'interaction en régime confiné puisque les intensités mises en jeu sont sensiblement plus basses. La caractérisation de la rugosité des cibles ou l'utilisation d'un revêtement ablateur dont la rugosité est calibrée sont donc indispensables afin de pouvoir prédire le chargement appliqué.

4.2 Choix de l'équation d'état

On a vu dans la partie précédente que deux équations d'état multiphases permettaient de définir le comportement sous irradiation laser de l'aluminium. On a remarqué que la tendance globale donnée par la relation $P_{abl,max} - I_{max}$ entre 0 et 500 GW/cm^2 est la même. Toutefois, des différences minimes dans les niveaux de pression d'ablation induits peuvent apparaitre entre les résultats issus de Sesame et de BLF, comme l'attestent les points numériques dans la partie (b) de la Figure 3.14. La Figure 3.24 illustre ces différences dans la gamme de flux étudiés dans la partie précédente. En effet, on remarque dans ce cas type que l'utilisation de Sesame permet de mieux reproduire le niveau de vitesse de surface libre expérimentale que BLF.

En comparant les résultats numériques aux résultats expérimentaux définis en régime direct dans des configurations très différentes, on a pu constater la pertinence de l'équation Sesame pour reproduire l'ensemble des résultats expérimentaux, ce qui justifie son intégration à notre modèle numérique.

On a fait le choix d'appliquer l'équation d'état Sesame pour modéliser aussi l'interaction laser-matière en régime confiné. On dispose ainsi d'un modèle unique pour traiter le comportement hydrodynamique de

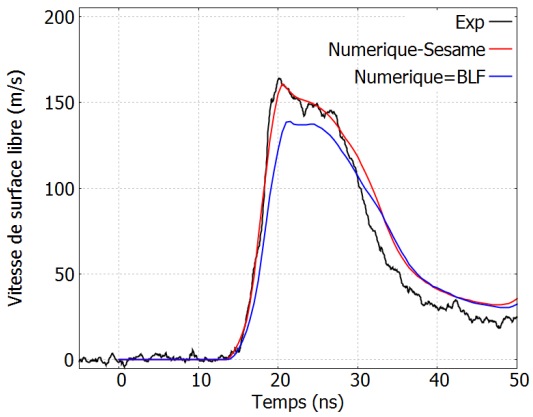


FIGURE 3.24 – Profils de vitesses de surface libres expérimentaux et numériques avec utilisation des équations d'état Sesame et BLF sur aluminium pur - Epaisseur = 100 μm - GCLT - $10,49$ J - $\phi 2,2$ mm - Créneau - 10 ns - $I_{max} = 25$ GW/cm^2

l'aluminium en régime plasma.

4.3 Influence des phénomènes de transfert d'énergie

L'intégration du transfert radiatif dans le modèle en régime direct est motivé par le besoin de reproduire les formes et les vitesses des pics de vitesse en face arrière expérimentaux. On remarque par exemple qu'à intensité assez élevée, le transfert radiatif est nécessaire pour reproduire les formes et les niveaux des pics de vitesse tel que celui exposé sur la Figure 3.25. On observe toutefois que la détente du matériau avec la modélisation intégrant le transfert radiatif est plus longue que sur l'expérience, ce qui induit un déphasage dans les oscillations entre les signaux expérimentaux et numériques. Les données dont nous disposons pour modéliser le transfert radiatif permettent donc d'améliorer la corrélation calcul-expérience sur les niveaux et la forme des pics de vitesse de surface libre, ce qui montre la nécessité de prendre en compte ce phénomène.

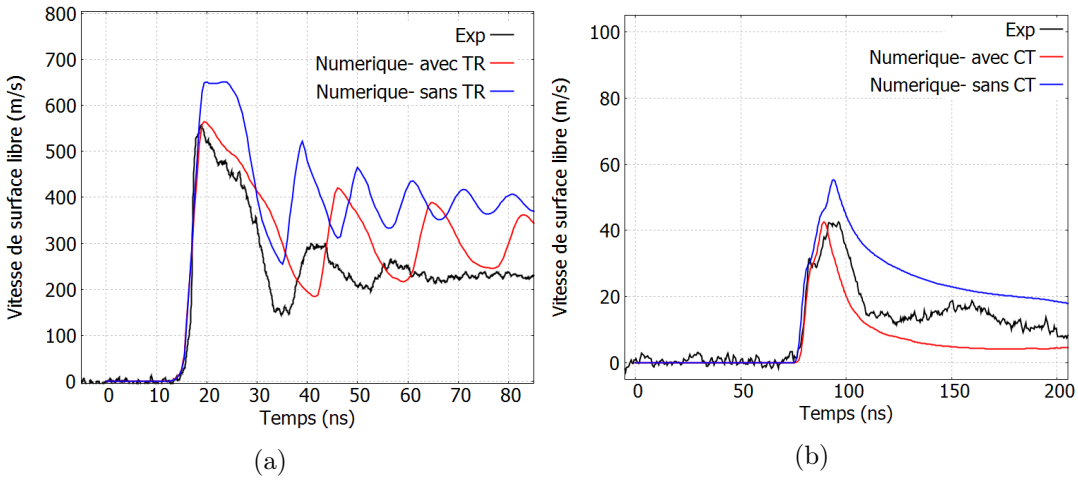
L'importance de la prise en compte de la conduction thermique peut être mise en évidence avec le cas présenté ici, avec notamment un cas à faible intensité en régime confiné ($0,3$ GW/cm^2) 3.25. Ce cas est particulièrement marquant en ce qui concerne l'influence des phénomènes de conduction thermique. On voit en effet que dans cette configuration, la prise en compte de la conduction thermique permet de restituer la vitesse de surface libre expérimentale, à l'incertitude sur la mesure de vitesse expérimentale près. Le fait de ne pas prendre en compte la conduction thermique équivaudrait à réaliser une erreur de l'ordre de 30 % sur la vitesse en face arrière, par rapport au cas intégrant ce phénomène.

4.4 Synthèse des comparaisons expérience-calcul

Les paramètres du modèle numérique ont été définis dans les parties précédentes pour reproduire au mieux les résultats expérimentaux dont nous disposions. On présente donc ici les résultats numériques de vitesse de surface libre obtenus avec ce modèle dans les deux régimes d'interaction : directe et confinée.

4.4.1 Interaction en régime direct

La réalisation d'expériences de caractérisation à durée, forme et énergie variables sur l'installation GCLT a permis d'obtenir des résultats de vitesse de surface libre dans des configurations très différentes



(a) (b)

FIGURE 3.25 – Profils de vitesses de surface libres expérimentaux et numériques sur aluminium pur (a) avec et sans activation du transfert radiatif - Créneau - 10 ns - GCLT - Epaisseur = 100 μm - $E = 15,01$ J - $\phi 1$ mm - $I_{max} = 150$ GW/cm^2 (b) avec et sans activation de la conduction thermique - Gaussienne - 7 $nsFWHM$ - Hephaïstos - Epaisseur =500 μm - $E = 0,24$ J - $\phi 4$ mm - $I_{max} = 0,3$ GW/cm^2

en régime d'interaction directe.

En premier lieu, on compare les résultats issus du modèle numérique sur des cibles d'aluminium pur d'épaisseur de 100 à 200 μm soumises à des impulsions laser de type Créneau de durée 10 ns. On dispose ainsi de cas représentatifs du régime d'intérêt évoqué au début de cette étude. En considérant l'incertitude sur la fluence considérée (ϵ_F) pour chaque cas, on remarque que les résultats numériques permettent de reproduire fidèlement les résultats expérimentaux obtenus pour des impulsions Créneau à différentes intensités (Figure 3.26).

En effet, les niveaux de vitesse maximale de surface libre obtenus sur le premier pic et la forme des profils de vitesse correspondent très bien. On remarque également sur les tirs sans endommagement de la cible réalisés à $1,4$ GW/cm^2 et 25 GW/cm^2 que la diminution en vitesse suivant le pic maximal est très bien reproduite par le modèle numérique. Cette baisse de vitesse traduit la détente de la cible en face arrière. Elle est donc représentative de la détente de la pression d'ablation appliquée en face avant. Les aspects de détente du plasma après l'impulsion laser sont donc également bien appréhendés avec le modèle numérique développé ici.

Ces résultats ont été obervés sur un grand nombre d'essais réalisés dans la gamme d'intensité $1 - 500$ GW/cm^2 et pour des épaisseurs variables. La reproduction de l'expérience dans ces conditions à intensité et épaisseur variables implique que les profils de pression d'ablation appliqués en face avant reproduisent bien le chargement appliqué par le laser.

Le modèle d'interaction-laser matière en régime direct développé avec ESTHER permet donc de reproduire l'expérience dans la quasi-totalité du régime d'intérêt de cette étude avec une précision de +/- 15 % sur P_{max} en considérant ϵ_F maximal des essais de validation et la dépendance de la pression d'ablation à l'intensité, présentée plus tard dans ce chapitre.

En dessous de 1 GW/cm^2, les signaux de vitesse expérimentaux sont très faibles (< 20 m/s) et compte tenu de l'incertitude sur la mesure de vitesse (≈ 5 m/s) ajoutée à l'incertitude ϵ_F, il n'est pas possible de valider le modèle d'interaction dans ces conditions. Ce constat fait appel à la mise en place d'expériences

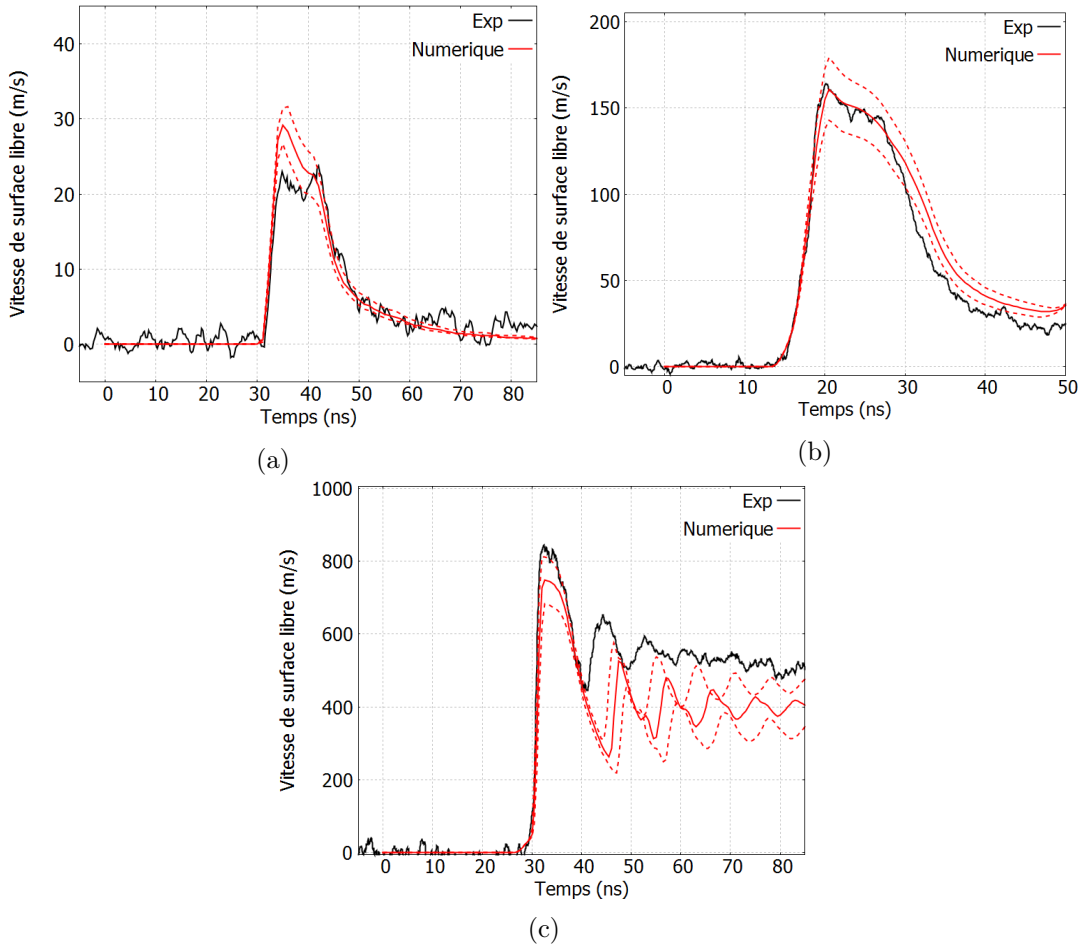


FIGURE 3.26 – Profils de vitesses de surface libre expérimentaux et numériques sur aluminium pur à différentes intensités - GCLT - Créneau - 10 ns (a) Epaisseur 200 μm - $E = 1,09\ J$ - $I_{max} = 1,4\ GW/cm^2$ - $\phi = 3,2\ mm$ - $\epsilon_F = 20$ % (b) Epaisseur 100 μm - $E = 10,49\ J$ - $I_{max} = 25\ GW/cm^2$ - $\phi = 2,2\ mm$ $\epsilon_F = 15$ %(c) Epaisseur 200 μm - $E = 17,95\ J$ - $I_{max} = 250\ GW/cm^2$ - $\phi = 1\ mm$ - $\epsilon_F = 10$ % - Les profils en tirets rouges représentent la prise en compte de ϵ_F dans les simulations.

permettant de réaliser des mesures de vitesse avec plus de précision pour caractériser l'interaction à très basse intensité.

Dans le premier chapitre, il a également été mis en évidence l'importance de pouvoir maitriser des formes d'impulsions variables. On s'intéresse donc à la pertinence du modèle numérique défini ici dans le cas d'impulsions laser de formes très différentes.

Des essais ont donc été menés avec des impulsions de forme Créneau, Triangle, Isocèle, Rampe et Gaussienne sur des cibles de 50 μm d'aluminium 6061 avec une énergie de 20 J et 25 ns de durée d'impulsion (durée FWHM pour l'impulsion Gaussienne). Les intensités maximales correspondantes varient selon le profil temporel de 180 à 320 GW/cm^2. Les profils temporels correspondant à ces impulsions sont exposés dans le chapitre 2 dans la description de l'installation GCLT.

Les 5 cas exposés sur la Figure 3.27 permettent de comparer les résultats obtenus avec le modèle numérique et les résultats expérimentaux correspondants. On constate qu'en prenant en compte ϵ_F, et en général la valeur correspondant à l'incertitude basse, le modèle numérique permet de reproduire l'accélération de la cible, quelque soit la forme d'impulsion impliquée. Les niveaux de vitesse, les formes d'impulsion ainsi que la vitesse d'envol ballistique sur les temps longs sont très similaires. Tous ces indicateurs permettent d'affirmer que les chargements appliqués à la face avant par le laser sont bien modélisés par le code, tant sur l'amplitude que la forme.

Cette comparaison démontre que le modèle d'interaction en régime direct développé dans cette étude est bien prédictif pour des formes d'impulsions variables.

De façon plus générale, cette comparaison expérience/calcul permet de faire la démonstration de la capacité du code ESTHER et du modèle numérique à restituer des expériences de choc par laser en régime direct dans des conditions très variées. On dispose donc d'un modèle numérique prédictif en régime direct permettant de maitriser le chargement appliqué par des impulsions d'intensité, forme et durée différentes. On répond ainsi à un des points clés de la maitrise du chargement évoqué dans le premier chapitre.

4.4.2 Interaction en régime confiné

On a exposé précédemment l'implémentation du confinement au régime d'interaction en régime direct pour mettre en oeuvre un modèle d'interaction confinée par eau et la validation du modèle numérique en irradiation directe par comparaison aux résultats expérimentaux a été présentée dans la partie précédente. Dans cette partie, on cherche donc à confronter le modèle à l'expérience pour l'interaction en régime confiné pour en identifier la pertinence.

Des essais réalisés sur Hephaïstos sans LDP ont permis de générer des signaux de vitesse en face arrière dans des régimes d'intensités très différents et sur plusieurs épaisseurs de cible. Les résultats présentés sur la Figure 3.28 correspondent à trois cas expérimentaux menés avec des impulsions maximales atteignant $0,3$ GW/cm^2, $3,0$ GW/cm^2 et $6,9$ GW/cm^2. Ces cas sont représentatifs du régime d'intérêt en confiné eau qui a été défini dans le premier chapitre.

Ces comparaisons expérience/calcul montrent qu'en prenant en compte l'incertitude ϵ_F, les résultats numériques de vitesse en face arrière reproduisent bien les résultats expérimentaux en terme de vitesse maximale et de forme des pics. Sur les cas sans écaillage, les détentes sont globalement assez bien reproduites. Un nombre important d'essais ont été réalisés sur des épaisseurs différentes et ont abouti aux mêmes observations. Les pressions appliquées en face avant sont donc représentatives du chargement induit par l'interaction laser-matière.

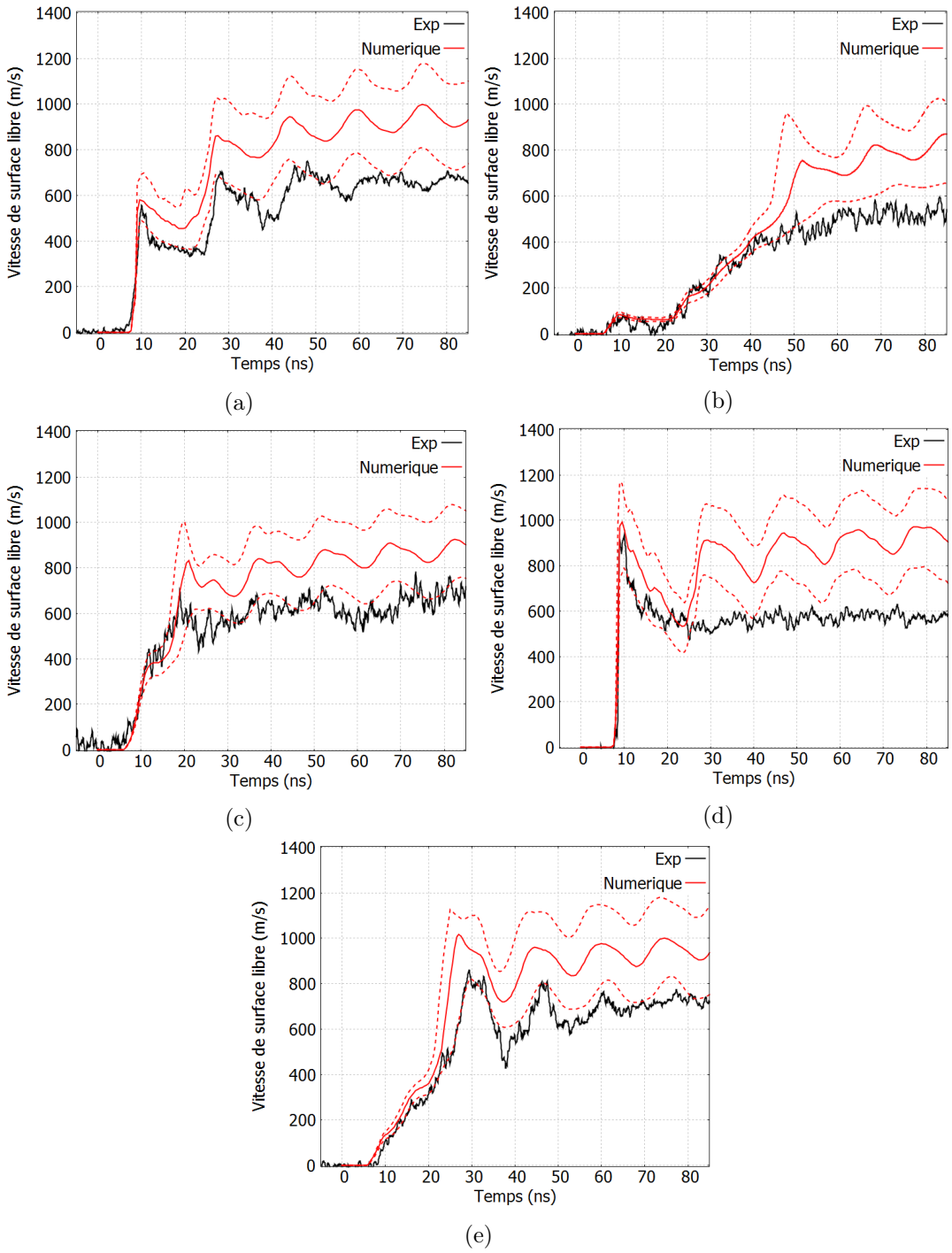


FIGURE 3.27 – Profils de vitesses de surface libre expérimentaux et numériques sur aluminium 6061 avec différentes formes d'impulsion - Epaisseur=50 μm - GCLT - $E = 25\ J$ - 20 ns - $\phi = 1\ mm$ - $\epsilon_F = 25\ \%$ (a) Créneau - $I_{max} = 180\ GW/cm^2$(b) Gaussienne - $I_{max} = 180\ GW/cm^2$ (c) Isocele $I_{max} = 270\ GW/cm^2$ (d) Triangle $I_{max} = 320\ GW/cm^2$ (e) Rampe $I_{max} = 320\ GW/cm^2$ - Les profils en tirets rouges représentent la prise en compte de ϵ_F dans les simulations.

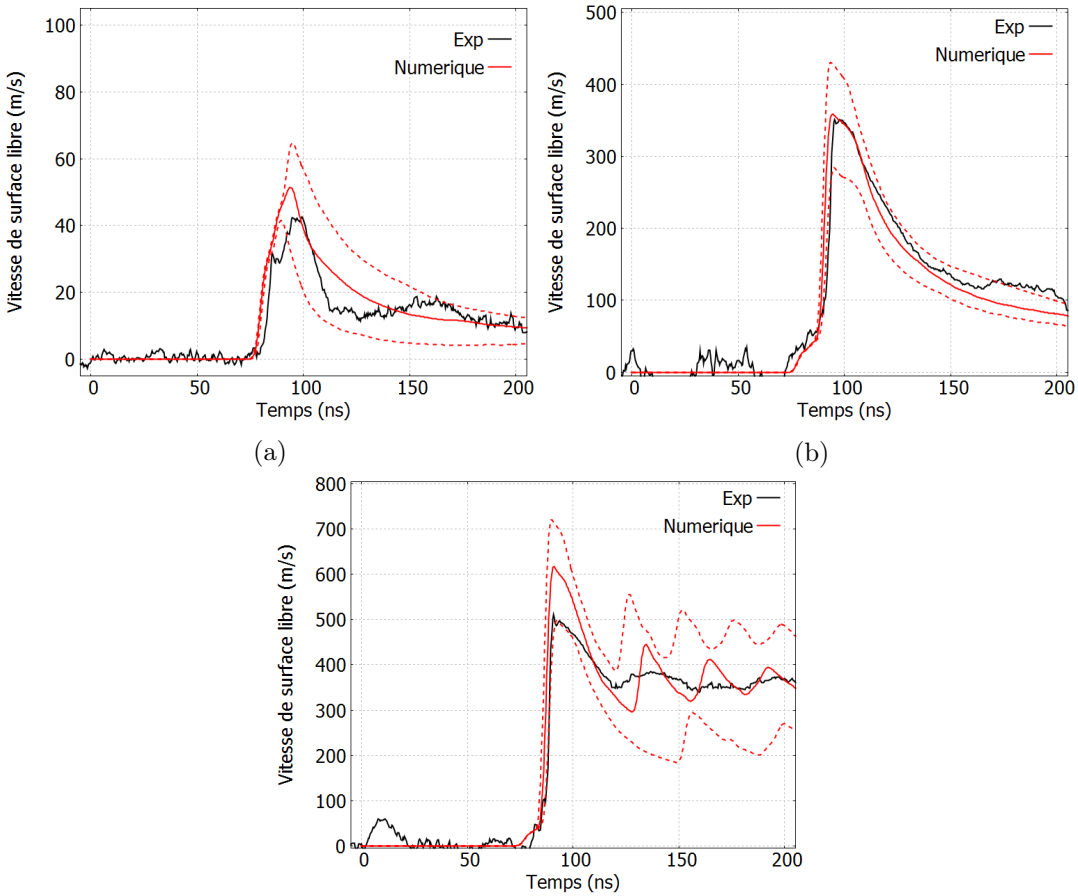


FIGURE 3.28 – Profils de vitesses de surface libre expérimentaux et numériques avec prise en compte de l'incertitude sur la fluence (ϵ_F) de 30% exposée par les traits pointillés - aluminium pur = 500 μm - Hephaïstos - Gaussienne - 7 ns FWHM - $\phi 4$ mm (a) $E = 0,24$ J - $I_{max} = 0,3$ GW/cm^2, (b) $E = 2,6$ J - $I_{max} = 3,0$ GW/cm^2, (c) $E = 6,03$ J - $I_{max} = 6,9$ GW/cm^2 - Les profils en tirets rouges représentent la prise en compte de ϵ_F dans les simulations.

Le modèle d'interaction en régime confiné est donc validé de $0,2\ GW/cm^2$ à $7\ GW/cm^2$. Cette gamme d'intensité permet de couvrir la quasi-totalité des essais de caractérisation matériaux, y compris sur cibles fines d'epoxy et composite pour lesquelles la réalisation d'essais sans endommagement requiert de très faibles intensités. La validation de ce modèle permet également d'adresser toutes les applications de test d'adhérence par choc laser.

En dessous de $0,2\ GW/cm^2$, le modèle numérique ne reproduit pas aussi bien les résultats expérimentaux. La façon dont est prise en compte la conduction thermique dans le code peut être à l'origine de cette divergence expérience/calcul. D'autre part, comme cela a été mentionné précédemment, la question de la fiabilité des données de conductivité thermique de l'eau dans les gammes de température de quelques milliers de degrés, typiques de ces intensités très faibles peut être posée.

Comme en régime direct, la précision du modèle est estimée à +/- 15 % sur P_{max} en prenant ϵ_F maximal des essais de validation. Une grande part de cette incertitude est induite par la maitrise de la répartition spatiale du faisceau, comme exposé dans le chapitre 2. Des essais comparatifs ont donc été menés avec LDP pour évaluer l'impact d'une meilleure distribution spatiale sur la vitesse en face arrière (Figuere 3.29).

Dans le cas illustré, le lissage optique à l'aide de la LDP n'a pas modifié la valeur de la fluence moyenne. On remarque toutefois que l'incertitude sur cette valeur de fluence est significativement réduite avec l'utilisation de LDP (de +/- 20 % à +/- 12 % pour ce cas précis), ce qui permet de réduire l'incertitude sur les pressions d'ablation générées et de resserrer les profils de vitesse en face arrière représentatifs de cette incertitude. On remarque donc que l'utilisation de LDP associées à un diagnostic précis de la répartition spatiale de faisceau est indispensable pour pouvoir encore améliorer la précision des modèles de prédiction du chargement.

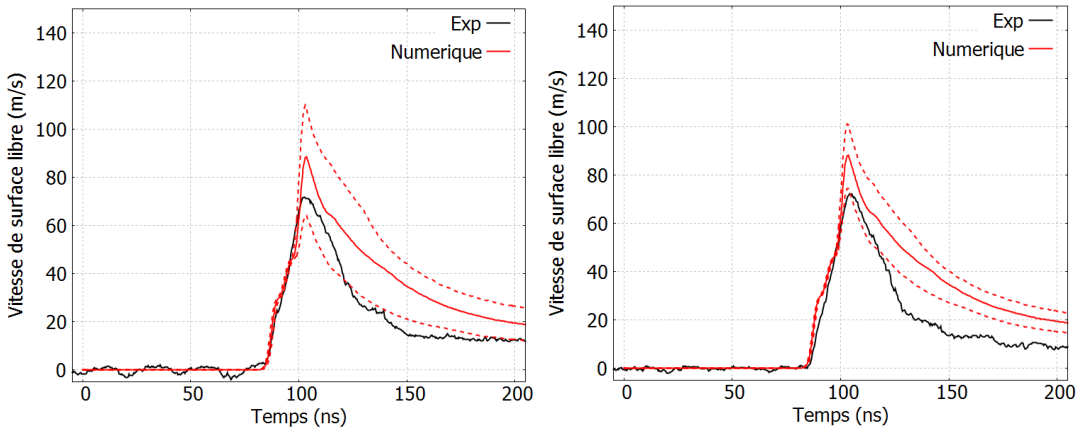


FIGURE 3.29 – Profils de vitesses de surface libres expérimentaux et numériques sur aluminium pur - Epaisseur = 500 μm - Gaussienne - 7 ns - Hephaïstos - $I_{max} = 0,7\ GW/cm^2$ - $E = 15,01\ J$ - $\phi 6\ mm$ (a) sans LDP - $\epsilon_F = 20$ % (b) avec LDP - $\epsilon_F = 12$ % - Les profils en tirets rouges représentent la prise en compte de ϵ_F dans les simulations.

5 Détermination et utilisation de la pression d'ablation

On a présenté et validé précédemment un modèle numérique permettant de reproduire les résultats de vitesse en face arrière expérimentaux. La représentation numérique du chargement appliqué par le laser à la cible est donc juste. Toutefois, il est nécessaire de pouvoir extraire la pression d'ablation de la simulation. En effet, il faut pouvoir comparer ce modèle avec d'autres méthodes de détermination du chargement, telles que les modèles analytiques et numériques de référence, ou encore les méthodes expérimentales. De plus, la détermination du profil temporel de pression d'ablation doit permettre un couplage ESTHER-code mécanique 2D en l'utilisant comme terme source dans un code mécanique 2D, notamment pour traiter la propagation des chocs dans des matériaux anisotropes et des assemblages de forte épaisseur. Dans cette partie, on décrit donc comment est déterminée cette pression d'ablation et quels paramètres des expériences de caractérisation de chargement peuvent l'influencer. On étudie en particulier l'influence de la variation des propriétés mécaniques de la cible et des modulations temporelles et spatiales des impulsions laser.

5.1 Définition d'un critère pour la pression d'ablation

Plusieurs critères peuvent être identifiés pour décrire la pression d'ablation. En première approche, on peut ainsi considérer que la pression d'ablation est la pression hydrostatique maximale dans l'empilement. Une seconde approche consiste à considérer l'ablation comme un processus résultant du changement d'état de la matière. Dans cette approche, on se base sur l'état de la matière dans les mailles pour définir l'endroit dans lequel s'applique la pression d'ablation, en relevant la pression hydrostatique dans les mailles de transition solide/liquide ou liquide/vapeur. Enfin, une dernière approche s'appuie sur le principe de base de la pression d'ablation en relevant la pression hydrostatique à l'endroit où la vitesse matérielle s'inverse, ce qui suppose la distinction entre la cible en mouvement et la matière en éjection vers le laser.

On souhaite identifier ici quel est le critère qui permet de représenter le mieux le chargement appliqué à la cible par l'interaction laser-matière dans les deux régimes d'interaction de l'étude.

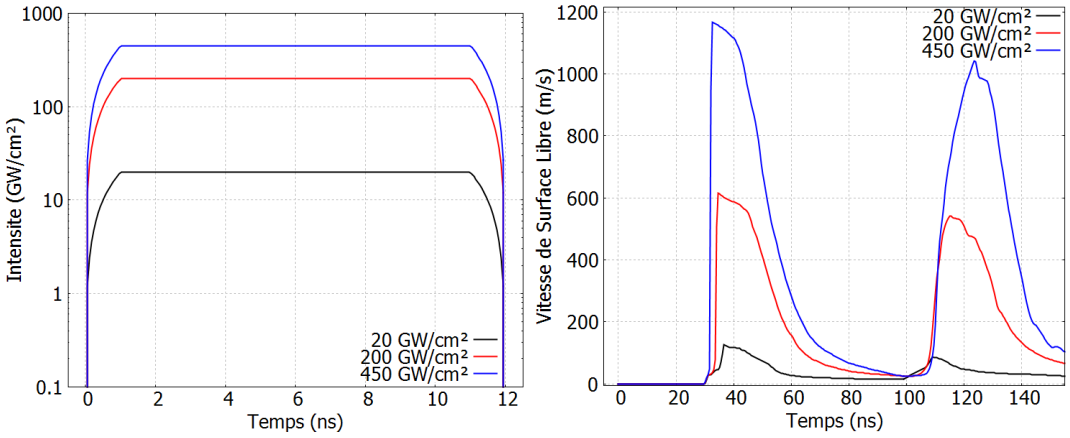
5.1.1 Régime Direct

Afin de définir au mieux la pression d'ablation en régime direct, on mène une étude numérique pour savoir quel critère est le plus adapté. Le principe de cette étude est de réaliser une simulation avec ESTHER avec l'impulsion laser comme terme source et on relève la vitesse de surface libre correspondante (vitesse de référence) (Figure 3.30). Sur ce cas numérique, on relève également la pression d'ablation selon les différents critères précisés ci-dessous. En injectant parallèlement ces différents chargements comme terme source dans la cible et en comparant les vitesses de surface libre obtenues à la vitesse de référence (Figure 3.30), on peut identifier quel critère permet de reproduire au mieux cette vitesse de référence. On estime ainsi que la pression générée avec ce critère est représentative du chargement appliqué par le laser et caractérise donc bien la pression d'ablation.

— Matériau : aluminium pur
— Epaisseur : 200 μm
— Forme d'impulsion : Créneau
— Longueur d'onde : 1064 nm
— Durée d'impulsion : 12 ns
— Durée de la montée en intensité : 1 ns
— Durée de la descente en intensité : 1 ns

N.B. : Dans cette étude on n'utilise volontairement aucun modèle d'endommagement pour pouvoir bien identifier la forme du profil de pression par la forme du débouché de choc sur la courbe de vitesse en face

arrière.



(a) (b)

FIGURE 3.30 – (a) Profils temporels d'impulsion laser (b) Vitesse de surface libre de référence obtenue avec l'impulsion laser

On fait varier les paramètres suivants :

- Critères étudiés :
  - Première maille liquide externe
  - Première maille liquide interne
  - Première maille solide externe
  - Première maille solide interne
  - Inversion vitesse externe
  - Inversion vitesse interne
  - Pression maximale dans l'empilement
- Intensité maximale : 20 GW/cm^2, 200 GW/cm^2, 450 GW/cm^2

La Figure 3.31 présente la localisation respective des mailles selon les différents critères étudiés. Le côté externe est défini comme le côté où se produit l'interaction laser-matière et, par opposition, le côté interne est le côté de la surface libre.

Les résultats de l'étude sont présentés sur la Figure 3.32.

Quel que soit le régime d'intensité considéré, les critères de pression maximale et de première maille solide depuis le côté interne ne sont pas appropriés. On voit en effet que la vitesse de surface libre obtenue en entrant les profils de pression selon ces critères ne permettent jamais de bien reproduire la vitesse de référence. En effet, le critère de pression maximale dans l'empilement ne caractérise le chargement appliqué en entrée de la cible qu'au début de la simulation ($t < 3\ ns$). On voit que très rapidement après, ce critère suit l'onde de choc qui se propage dans l'empilement dont l'amplitude est supérieure à l'amplitude du chargement appliqué par le plasma en face avant. L'utilisation de ce chargement comme conditions en entrée de simulation génère donc une courbe de vitesse de face arrière très différente de la courbe obtenue en utilisant l'impulsion laser comme terme source. Le critère de première maille solide du côté interne définit l'évolution de la pression hydrostatique dans la maille correspondant à la surface libre, ce qui ne convient évidemment pas à représenter le chargement en entrée.

Le critère de première maille solide depuis le côté externe et première maille liquide du côté interne caractérisent des mailles juxtaposées dans l'empilement et donc des pressions similaires. Ces critères sont

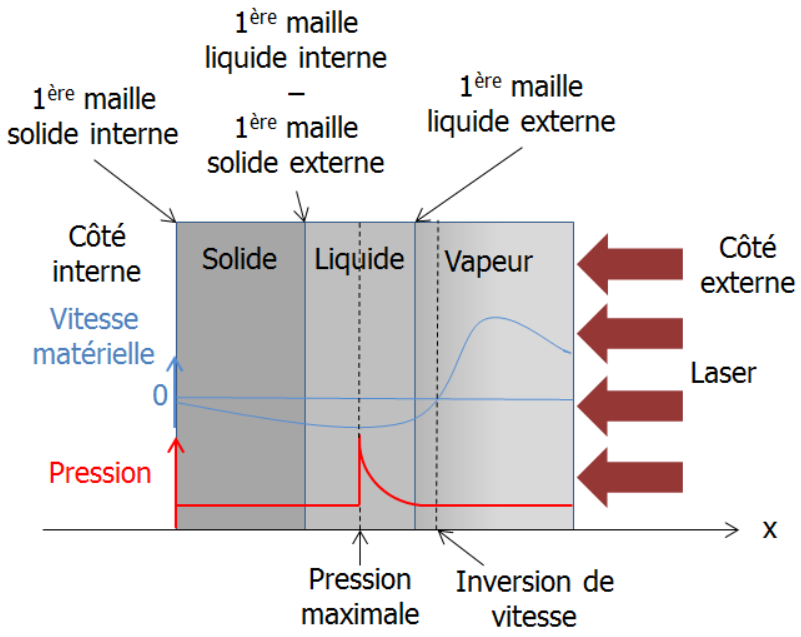


FIGURE 3.31 – Schéma de la localisation des maille selon les différents critères étudiés pour la détermination de la pression d'ablation

plutôt justes à haute intensité ($I \geq 200\ GW/cm^2$). A bas flux ($I = 20\ GW/cm^2$), on remarque cependant qu'ils surestiment les pressions induites puisqu'ils génèrent des signaux de vitesse en face arrière supérieurs aux signaux de référence. Cela implique que la pression représentative du chargement appliqué par le laser ne se situe pas à l'interface solide/liquide, comme on aurait pu s'y attendre, mais plus en amont vers le laser, dans la matière à l'état liquide ou vapeur.

La première interface liquide/vapeur depuis le côté externe est définie par la première maille de matière liquide. Pour l'épaisseur du cas étudié (200 μm), la pression relevée en suivant cette interface au cours du temps permet de bien représenter le chargement jusqu'à $t = 100\ ns$ et ce quel que soit l'intensité considérée. On remarque simplement que la pression d'ablation définie avec ce critère présente un pic marqué à $t = 100\ ns$ à haute intensité ($I = 450\ GW/cm^2$), ce qui implique un sursaut non-physique dans la vitesse de surface libre. Cette singularité est liée à un déplacement brusque de l'interface liquide/vapeur (saut de maille) au passage de l'onde de choc. Ce processus n'est significatif que pour des ondes de choc d'amplitude suffisamment élevée, ce qui explique l'apparition de ce pic uniquement à haute intensité. Toutefois, on constate que la pression d'ablation ne peut être liée à une interface entre deux états de la matière car, dans certaines conditions, l'état de la matière peut être perturbé par les aller-retours des ondes de choc dans la cible.

Finalement, les critères d'inversion de vitesse depuis le côté interne et externe sont ceux permettant de mieux restituer la vitesse de surface libre générée par l'impulsion laser. On peut expliquer ce résultat par le fait que le seul endroit dans l'empilement où la vitesse matérielle est inversée correspond au front d'ablation à partir duquel la matière est éjectée vers le laser d'un côté, et de l'autre, la cible est mise en mouvement dans la direction inverse. On notera simplement la présence d'un pic de pression similaire à celui observé avec le critère de première maille liquide externe dans le cas de l'inversion de vitesse interne. Ce pic non-physique est aussi lié à l'influence de l'onde de choc sur la matière en face avant mais il est d'amplitude significativement plus faible que dans le cas précédent. Le choix d'un critère d'inversion de vitesse correspond exactement au principe physique de la génération de pression par ablation et permet de reproduire le chargement du laser dans la gamme d'intensité considérée. On choisit donc le critère de

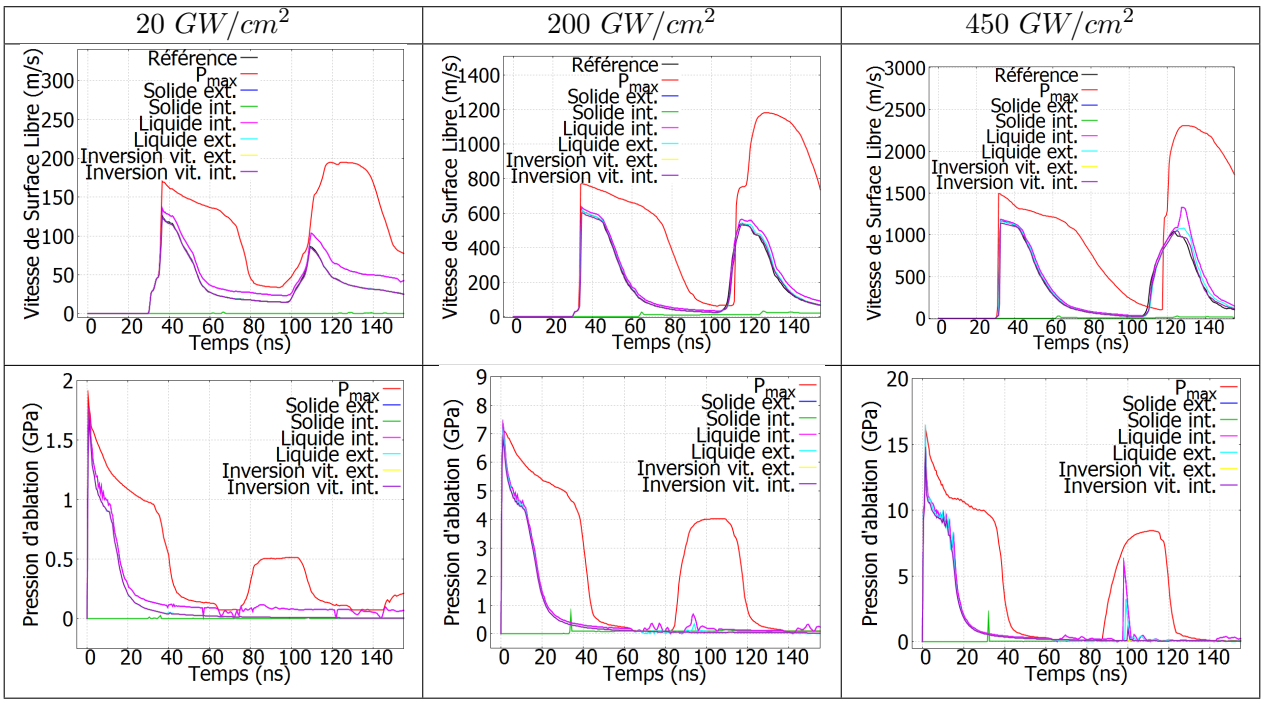


FIGURE 3.32 – Définition des pressions d'ablation selon différents critères et vitesses de surface libre correspondantes pour différentes intensités en régime direct

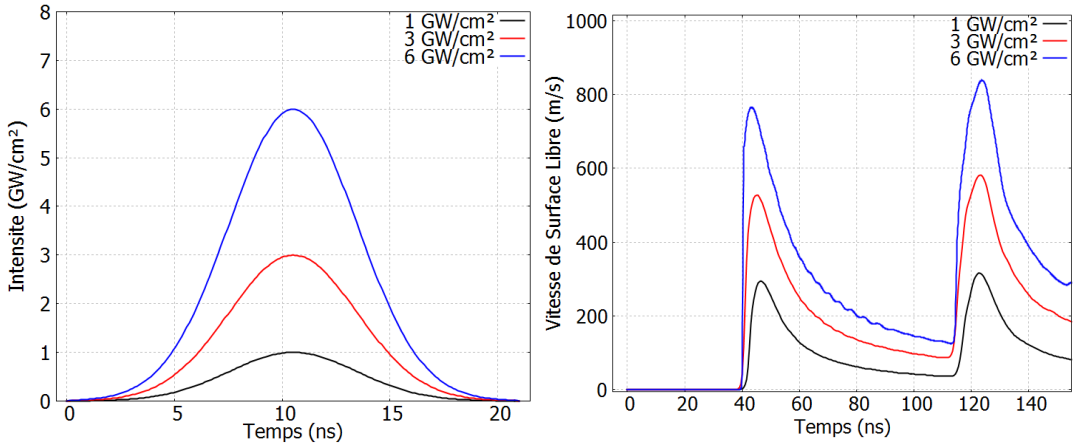
pression d'ablation externe pour la définition de la pression d'ablation en régime direct.

5.1.2 Régime Confiné

Les résultats numériques correspondant à l'étude en régime confiné sont exposés sur les Figures 3.34 et 3.33. On utilise des conditions identiques à celles mises en oeuvre pour l'étude en régime direct, avec des intensités représentative du régime de génération de chocs avec confinement eau.

- Matériau : aluminium pur
- Epaisseur : 200 μm
- Forme d'impulsion : Gaussienne
- Longueur d'onde : 532 nm
- Durée d'impulsion : 7 ns FWHM
- Critères étudiés :
  - Première maille liquide externe
  - Première maille liquide interne
  - Première maille solide externe
  - Première maille solide interne
  - Inversion vitesse externe
  - Inversion vitesse interne
  - Pression maximale dans l'empilement
- Intensité maximale : 1 GW/cm^2, 3 GW/cm^2, 6 GW/cm^2

En régime confiné, l'inversion de vitesse du côté externe de la maille ne permet pas de représenter le chargement appliqué à la cible par le plasma. En effet, des perturbations dans la couche de confinement



(a) (b)

FIGURE 3.33 – (a) Profils temporels d'impulsion laser (b) Vitesse de surface libre de référence obtenue avec l'impulsion laser

peuvent générer des inversions de vitesse matérielle en amont du front d'ablation. On a remarqué en particulier une mise en vitesse des mailles d'eau à l'interface eau/vide dès le début de la simulation. Cette mise en vitesse est liée à l'équation d'état de l'eau qui présente une pression négative dans les conditions ambiantes ($T = 300\ K$ et $P = 10^5\ Pa$). Cette représentation non-physique ne permet pas de définir la pression d'ablation par le côté externe. On remarque toutefois que le critère d'inversion de vitesse du côté interne permet de bien reproduire la pression d'ablation du laser. Comme observé en régime direct, les perturbations induites par l'onde de choc sur la pression d'ablation définie par ce critère sont négligeables.

Le critère d'inversion de vitesse du côté interne est donc tout à fait approprié pour définir la pression d'ablation dans la configuration d'interaction confinée. On dispose ainsi d'un critère commun en régime direct et en régime confiné pour la détermination de la pression d'ablation, ce qui permet d'avoir un référentiel unique pour la comparaison des deux régimes d'interaction. On peut donc définir le front d'ablation comme la position d'inversion de la vitesse matérielle. La Figure 3.35 montre la position du front d'ablation défini par l'inversion de vitesse et les interfaces de changements d'état pour les deux régimes considérés.

On constate dans les deux cas que le front d'ablation correspondant à l'endroit où est définie la pression d'ablation est localisé dans la phase vapeur. Il faut noter également qu'en régime direct, le front d'ablation est délocalisé de la limite $N_e = N_c$, ce qui implique que le dépôt laser est dissocié du front d'ablation. Cela confirme un point déjà évoqué précédemment, à savoir la dépendance de l'ablation aux phénomènes de transfert d'énergie en régime direct. A l'inverse, en régime confiné, le front d'ablation est dans la zone de densité critique. Le chauffage de la matière se fait donc directement par absorption du laser et explique la faible dépendance aux phénomènes d'échanges d'énergie.

5.2 Influence des caractéristiques mécaniques sur la mesure de vitesse dans le cas de cibles fines

La définition de la pression d'ablation est réalisée à partir de mesures expérimentales de la vitesse de surface libre des cibles du matériau ablateur soumises au rayonnement laser. Dans cette étude, et de façon générale, le matériau ablateur de référence est l'aluminium. Selon les alliages utilisés et les traitements thermiques ou mécaniques appliqués aux cibles, les cibles peuvent présenter des propriétés mécaniques très différentes. Dans le régime des chocs forts, ces propriétés sont généralement négligées, au profit du compor-

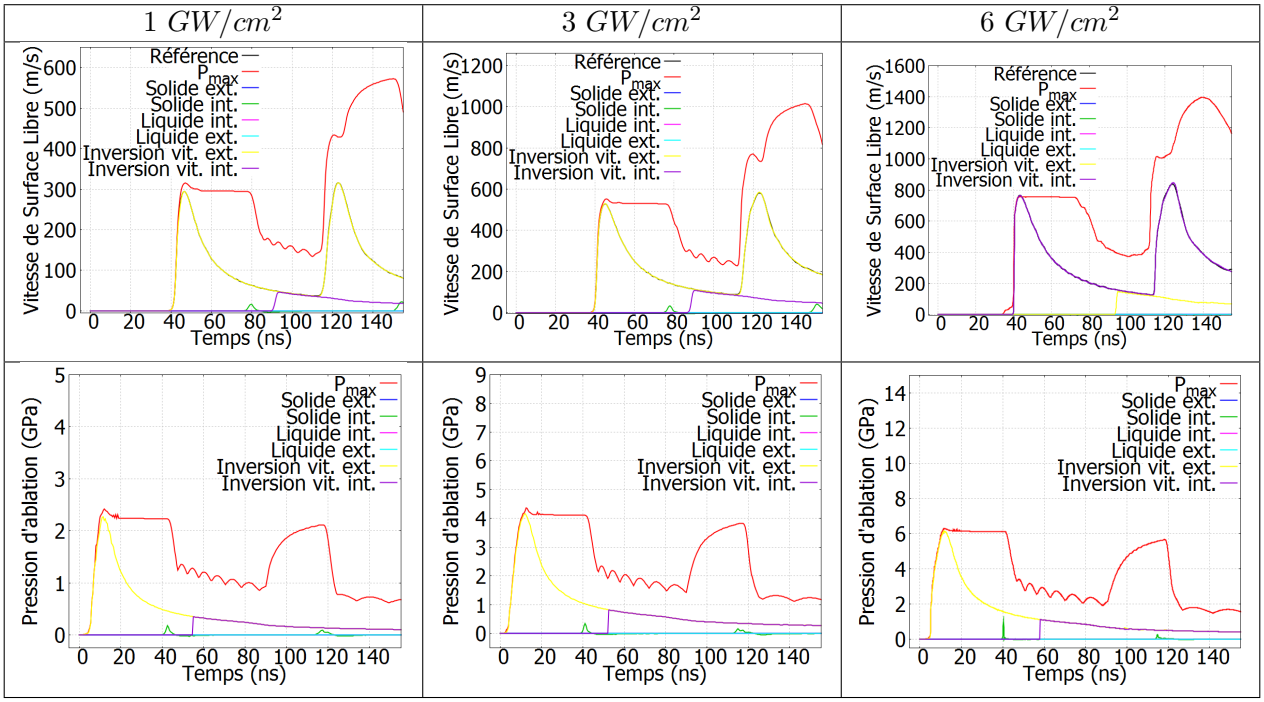


FIGURE 3.34 – Définition des pressions d'ablation selon le critère d'inversion de vitesse du côté externe et interne et vitesses de surface libre correspondantes pour différentes intensités en régime direct

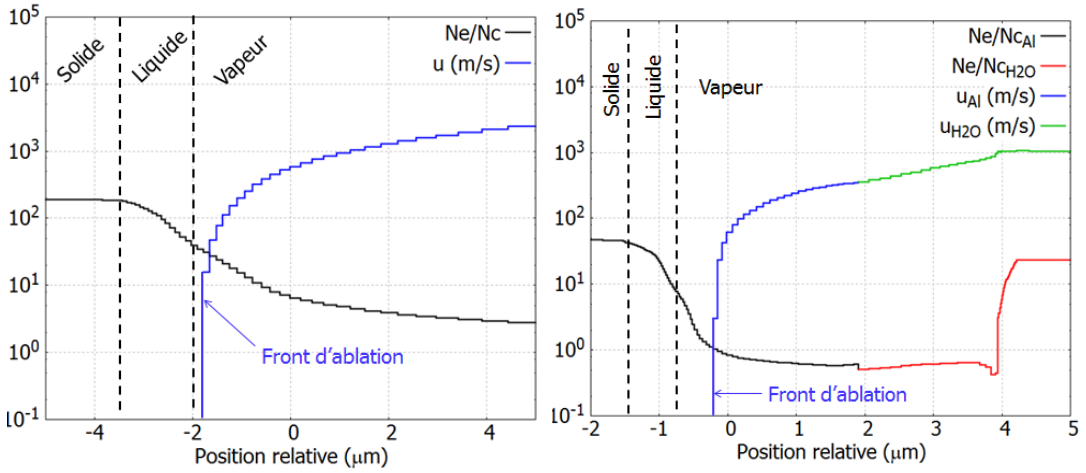
tement hydrodynamique du matériau. Cependant, on peut supposer que les aspects liés à l'élastoplasticité du matériau jouent un rôle significatif dans le cadre de chocs d'amplitude plus modérée, comme c'est le cas dans cette étude. Dans cette sous-partie, on se propose donc d'étudier l'influence de ces paramètres sur la mesure de vitesse de surface libre et, par extension, sur le profil de pression d'ablation déterminé à partir de cette mesure. Parmi les paramètres du modèle mécanique présenté plus en détail dans le chapitre suivant, la limite d'élasticité initiale (Y_0) et la limite d'élasticité maximale (Y_{max}) sont les plus suceptibles de varier significativement, selon l'alliage utilisé et les traitements thermiques ou mécaniques appliqués à la cible. On s'intéresse donc spécifiquement à l'influence de ces deux paramètres sur les observables de la courbe de vitesse de surface libre afin d'identifier dans quelle mesure ces paramètres peuvent impacter la définition de la pression d'ablation.

5.2.1 Limite d'élasticité initiale

La limite d'élasticité initiale (Y_0) représente la fin du domaine de sollicitation purement élastique. En régime de chocs modérés ($P < 10\ GPa$), la composante élastique se déplace à une vitesse C_{el} supérieure à la vitesse de propagation des ondes de choc D, avec C_{el} définie par l'équation 3.37 dans laquelle intervient G le module de cisaillement et ν le coefficient de Poisson.

$$C_{el} = \sqrt{\frac{2G(1-\nu)}{\rho(1-2\nu)}} \tag{3.37}$$

Elle est donc identifiable sur la courbe de vitesse en face arrière par l'apparition d'un précurseur élastique du choc, débouchant en face arrière avant le choc principal. La valeur de vitesse correspondant au début de ce précurseur est liée à Y_0. La détente élastique suivant le précurseur participe à l'atténuation du choc principal et peut donc influencer l'amplitude du pic de vitesse maximale [122]. Afin de déterminer



(a) (b)

FIGURE 3.35 – Position relative du front d'ablation et des interfaces de changements d'état selon le critère d'inversion de vitesse à $t = \tau/2$ (a) Régime Direct - Impulsion Créneau - $\tau = 10\ ns$ - $\lambda = 1064\ nm$ - Durée de montée en intensité = Durée de descente = 1 ns (b) Régime Confiné - Impulsion Gaussienne - $\tau = 7\ ns$ FWHM - $\lambda = 532\ nm$

l'influence quantitative de la limite d'élasticité initiale sur l'évolution de la vitesse de surface libre, on se propose donc de réaliser une étude numérique comparative dans différentes conditions impliquant une variation de Y_0 (Figure 3.36).

- Matériau : aluminium pur
- Forme d'impulsion : Créneau
- Longueur d'onde : 1064 nm
- Durée d'impulsion : 10 ns FWHM
- Durée de la montée en intensité : 1 ns
- Durée de la descente en intensité : 1 ns

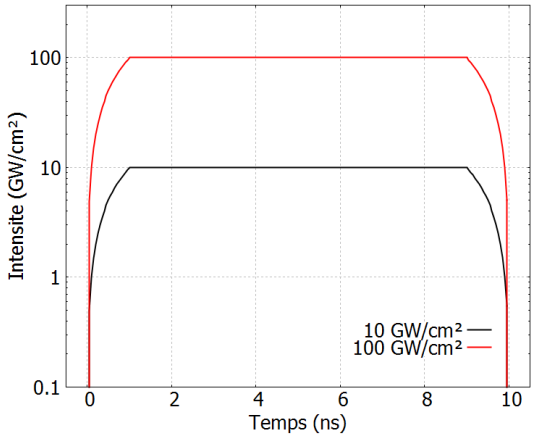


FIGURE 3.36 – Profil temporel d'impulsion laser

On fait varier les paramètres suivants :

— Intensité maximale : 10 GW/cm^2, 100 GW/cm^2
— Epaisseur : 50 μm, 100 μm, 200 μm, 500 μm
— Y_0 : 84 MPa, 120 MPa, 156 MPa

Les résultats de l'étude sont synthétisés sur la Figure 3.37.

Comme évoqué précédemment, on remarque qu'à basse et haute intensité, Y_0 influence l'amplitude du précurseur élastique sur les cibles de 200 μm et 500 μm. Le phénomène est le même pour les cibles d'épaisseur plus fine mais le précurseur est plus difficilement identifiable comme la différence des temps de débouché du choc élastique et du choc plastique est très faible. On remarque également qu'à basse intensité ($I = 10\ GW/cm^2$), le précurseur modifie l'amplitude du pic de vitesse principal. Plus Y_0 est élevé, plus l'atténuation du choc et de la vitesse de surface libre correspondante sont marquées. On note également que cette influence est particulièrement significative pour les cibles épaisses (500 μm). On peut expliquer cela par le fait que la détente élastique se propageant à la vitesse C_{el} atténue plus fortement le pic de choc lors de propagation sur des épaisseurs plus importantes.

Compte tenu de la résolution spatiale et temporelle du VISAR, il peut être difficile d'identifier précisément Y_0. Dans le cas de l'utilisation d'une cible de 500 μm d'épaisseur pour laquelle on ne connait Y_0 qu'à 30 % près, on remarque qu'il est possible dans certains cas de reproduire le signal expérimental en effectuant une erreur de 15 % sur la pression appliquée en face avant (Figure 3.38).

5.2.2 Limite d'élasticité finale

La limite d'élasticité finale (Y_{max}) définit la valeur maximale de contraintes correspondant à la déformation élasto-plastique du matériau. En régime de choc, cette limite d'écrouissage influence la forme du précurseur élastique. Comme pour Y_0, on peut naturellement penser que la valeur du pic de vitesse maximale dépend de Y_{max}. Afin de quantifier son influence et d'identifier d'autres conséquences de la variation de Y_{max} sur le signal de vitesse, on mène une étude numérique dans les mêmes conditions que celle décrite précédemment, en faisant varier Y_{max} de 120 à 320 MPa.

N.B. : Le cas numérique avec $Y_{max} = 120\ MPa$ correspond à une modélisation élasto-plastique parfaitement plastique (EPP) puisque le modèle utilisé ici définit $Y_0 = 120\ MPa$.

Les résultats de l'étude sont synthétisés sur la Figure 3.39.

De façon analogue à l'analyse effectuée pour Y_0, les résultats rassemblés ici montrent que Y_{max} a bien une influence sur la forme et sur le niveau du précurseur. On remarque cependant que la période d'aller/retour des ondes de choc dans la cible est également fortement dépendante de ce paramètre. Ce phénomène s'explique par le fait que lors de son premier passage à travers la cible, l'onde de choc écrouit la matière, engendrant un passage de la limite élastique de Y_0 à Y_{max}. Lors des allers/retours supplémentaires, la composante élastique se propageant à une vitesse C_{el} est donc définie par Y_{max} et non plus par Y_0.

Ainsi plus Y_{max} est grand, plus la part élastique de l'onde de choc est importante. Comme abordé précédemment, $C_{el} >> C_0$ et $D \approx C_0$. L'augmentation relative de la composante élastique de l'onde de choc tend donc à accroitre la vitesse de propagation de l'ensemble. Pour un Y_{max} infiniment grand, on aurait ainsi uniquement des ondes de choc élastiques se propageant à une vitesse C_{el} après la première traversée de la cible.

Dans un premier temps, on peut donc noter qu'il est indispensable de prendre en compte l'écrouissage de la matière pour bien décrire les allers/retours de l'onde de choc dans la cible. L'utilisation d'un modèle élasto-plastique intégrant une évolution de la limite élastique avec la pression est donc nécessaire pour

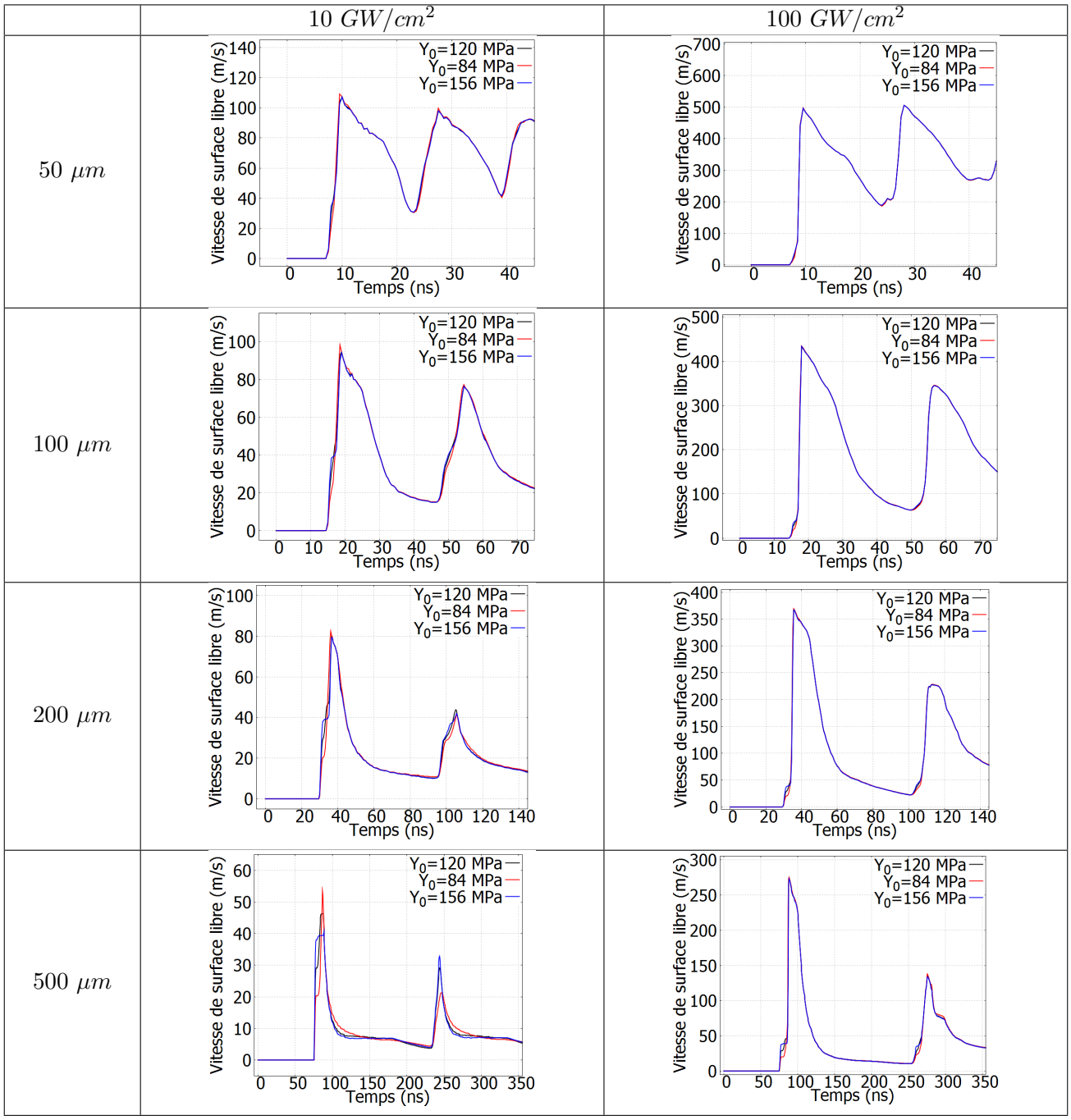


FIGURE 3.37 – Influence de la limite d'élasticité initiale sur la vitesse de surface libre pour différentes intensités et épaisseurs de cible

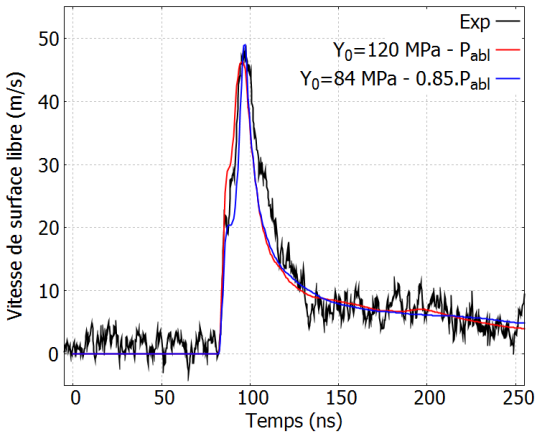


FIGURE 3.38 – Profils de vitesses de surface libres expérimentaux et numériques avec $Y_0 = 120\ MPa$ et la pression d'ablation générée par l'impulsion laser et $Y_0 = 84\ MPa$ et la pression d'ablation diminuée de 15 % permettant de retrouver la même vitesse maximale en face arrière - Epaisseur = 500 μm - GCLT - $E = 7,43\ J$ - $\phi 3,2\ mm$ - Créneau - 10 ns - $I_{max} = 11\ GW/cm^2$

reproduire les résultats de vitesse de surface libre expérimentaux, tels que le cas exposé ci-dessous (Figure 3.40).

D'autre part, si l'épaisseur de la cible est mesurée avec précision ($\approx \mu m$), on remarque qu'on peut définir Y_{max} indépendamment du pic de vitesse maximal et du précurseur élastique. En définissant Y_{max} à partir de la période d'oscillation de la cible, on peut ainsi établir la pression d'ablation indépendamment de ce paramètre.

5.2.3 Bilan de l'influence des caractéristiques mécaniques

L'influence des paramètres mécaniques sur la mesure de vitesse en face arrière est essentiellement significative pour des intensités modérées. Toutefois, afin de définir la pression d'ablation avec précision sur l'ensemble du régime d'intensité, il est nécessaire de pouvoir identifier des configurations où ces paramètres sont moins influents ou de pouvoir les déterminer et avec précision, indépendamment du chargement appliqué. On a remarqué que le paramètre Y_{max} relatif à l'écrouissage peut être identifié en utilisant la période d'oscillation de la cible, en lien avec les allers et retour de l'onde de choc dans son épaisseur. Cependant, on a vu aussi qu'il pouvait être difficile d'identifier avec précision Y_0 sur le précurseur élastique mesuré et que l'influence de ce dernier peut jouer significativement sur le profil de pression d'ablation permettant de reproduire la vitesse maximale de surface libre. Pour s'affranchir de ces effets liés aux paramètres mécaniques, il est donc souhaitable d'utiliser des cibles de faible épaisseur ($< 500\ \mu m$) pour réaliser la caractérisation du chargement induit par l'interaction laser-matière.

5.3 Influence des modulations temporelles et spatiales du faisceau laser sur la pression d'ablation et la propagation de l'onde de choc

Les installations laser utilisées dans le cadre de cette étude et, de façon plus générale, toutes les installations laser permettant de générer des chocs peuvent être soumises à des modulations de faisceau. Ces modulations peuvent survenir aussi bien sur la répartition spatiale de l'énergie incidente sur cible que sur la forme temporelle du profil d'impulsion. Comme présenté dans le premier chapitre, il est indispensable de pouvoir prédire le chargement appliqué par ces impulsions modulées afin d'améliorer la robustesse du

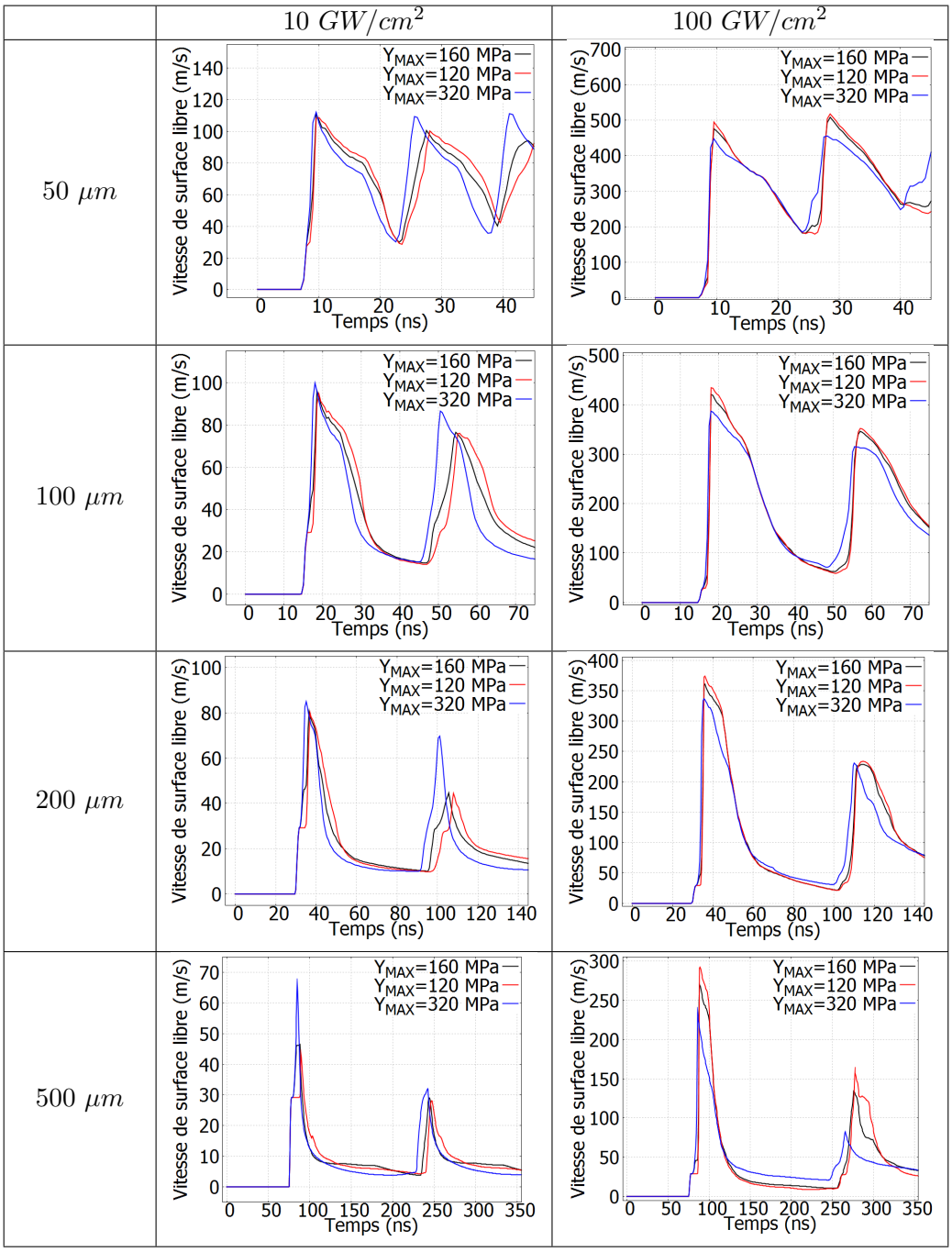


FIGURE 3.39 – Influence de la limite d'élasticité finale sur la vitesse de surface libre pour différentes intensités et épaisseurs de cible

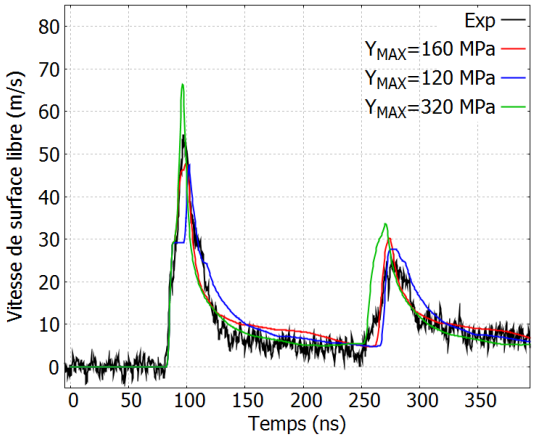


FIGURE 3.40 – Profils de vitesses de surface libres expérimentales et numériques avec variation de Y_{max} de 120 à 320 MPa - Epaisseur = 500 μm - GCLT - $E = 9,23$ J - $\phi 3,2$ mm - Créneau - 10 ns - $I_{max} = 11$ GW/cm^2

procédé. Ce développement doit permettre l'application d'un jeu unique de modèles numériques (interaction laser-matière et comportement matériaux) à des campagnes expérimentales menées sur différentes installations et espacées dans le temps. Dans cette sous-partie, on souhaite étudier l'influence de ces modulations sur les profils de pressions générées et les mesures de vitesse en résultant. L'objectif est d'identifier si la chaine numérique intégrée à ESTHER permet de prendre en compte ces modulations et, dans le cas contraire, quel peut-être l'impact de modulations du terme source sur les observables expérimentaux, en particulier sur la mesure de vitesse de surface libre.

5.3.1 Modulations temporelles

L'utilisation automatique de photodiodes installées sur des fuites du faisceau laser permet d'obtenir pour chaque tir expérimental le profil temporel adimensionné de l'impulsion laser. Dans le code ESTHER, ce profil est directement intégré comme une fonction du terme source. Les modulations temporelles du faisceau laser et leur impact sur le profil de pression d'ablation peuvent donc être modélisés. On vérifie ici que l'impact de ces modulations sur le faisceau laser incident est bien pris en compte par le modèle numérique d'interaction laser-matière et que la propagation d'un choc issu d'un profil de pression modulé est bien reproduit par le code. De façon plus générale on souhaite étudier l'influence de ces modulations sur la mesure de vitesse en face arrière.

Afin de quantifier l'influence des modulations, on mène une étude numérique dans les conditions décrites ci-dessous :

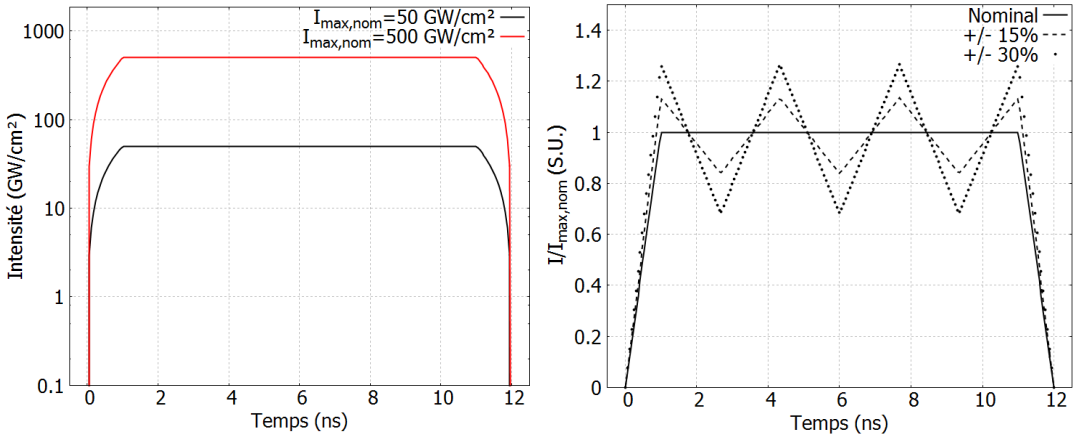
— Matériau : aluminium pur
— Forme d'impulsion : Créneau
— Longueur d'onde : 1064 nm
— Durée d'impulsion : 12 ns FWHM
— Durée de la montée en intensité : 1 ns
— Durée de la descente en intensité : 1 ns

N.B. : Comme pour l'étude sur le critère de pression d'ablation, on n'utilise volontairement ici aucun modèle d'endommagement pour pouvoir identifier la forme du profil de pression à partir de la vitesse de face arrière, sans faire apparaitre d'écaillage.

On fait varier les paramètres suivants, impliquant des modulations d'amplitude variable et de période

$2,5\ ns$ typiques des modulations observées sur l'installation GCLT pour des impulsions créneau de 10 ns (Figure 3.41). L'amplitude de ces modulations est déterminée par rapport à l'intensité maximale d'une impulsion créneau sans modulations de fluence identique ($I_{max,nom}$).

— $I_{max,nom}$: 50 GW/cm^2, 500 GW/cm^2
— Modulations : $+/-0$ %, $+/-15$ %, $+/-30$ %



(a) (b)

FIGURE 3.41 – (a) Profils temporels d'impulsion laser nominaux (b) Profils temporels d'impulsions modulées adimensionnés par $I_{max,nom}$

Les résultats de l'étude sont synthétisés sur la Figure 3.42.

L'influence des modulations du profil temporel laser sur le profil de pression d'ablation semble assez limité pour les impulsions d'intensité modérée ($I_{max,nom} = 50\ GW/cm^2$). En conséquence, les vitesses de surface libres correspondant à l'impulsion nominale et aux impulsions modulées sont très proches, quelle que soit l'épaisseur de cible considérée. On remarque en effet que les vitesses maximales en face arrière ne varient pas de plus de 5 % entre la vitesse générée par l'impulsion nominale et la vitesse de l'impulsion modulée à $+/-30$ %.

Pour des intensités élevées ($I_{max,nom} = 500\ GW/cm^2$), on remarque que les modulations présentes sur le profil d'intensité sont directement répercutées sur le profil de pression d'ablation. Pour des cibles d'épaisseur fine (50 μm), les vitesses de surface libres associées à de telles modulations sont affectées de façon significative. Les écarts générés sur les vitesses maximales atteignent plus de 20 % pour des modulations de $+/-30$ % sur l'intensité. La propagation du choc sur des épaisseurs plus importantes permet le lissage de ces modulations par l'atténuation hydrodynamique des multiples pics de pression présents à l'origine sur le profil de pression d'ablation. On constate ainsi que pour une épaisseur de cible de 200 μm, l'effet des modulations d'intensité sur le signal de vitesse de surface libre est négligeable.

Le cas illustré sur la Figure 3.43 permet de mettre en évidence la capacité de notre modèle numérique à reproduire les résultats de vitesse en face arrière expérimentaux lors d'essais effectués avec des impulsions laser fortement modulées.

On remarque en effet que l'amplitude des modulations sur le profil d'impulsion réel est de 17 %, par rapport à l'intensité maximale d'une impulsion de fluence équivalente sans modulations. La courbe de vitesse de surface libre issue du profil d'impulsion sans modulations montre une forme assez différente du signal expérimental. On remarque en effet que le rebond de vitesse du signal expérimental liés aux

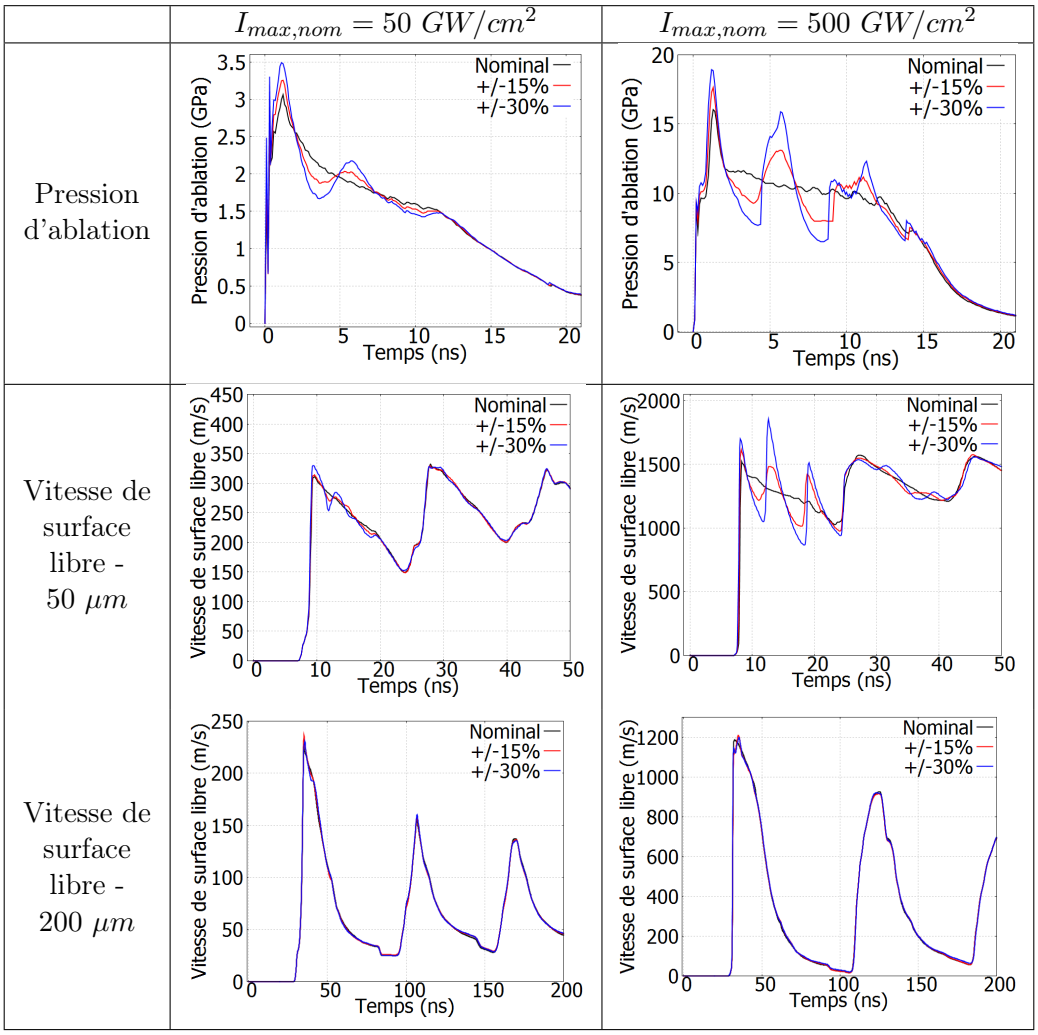


FIGURE 3.42 – Influence des modulations temporelles sur la pression d'ablation et la vitesse de surface libre pour différentes intensités et épaisseurs de cible

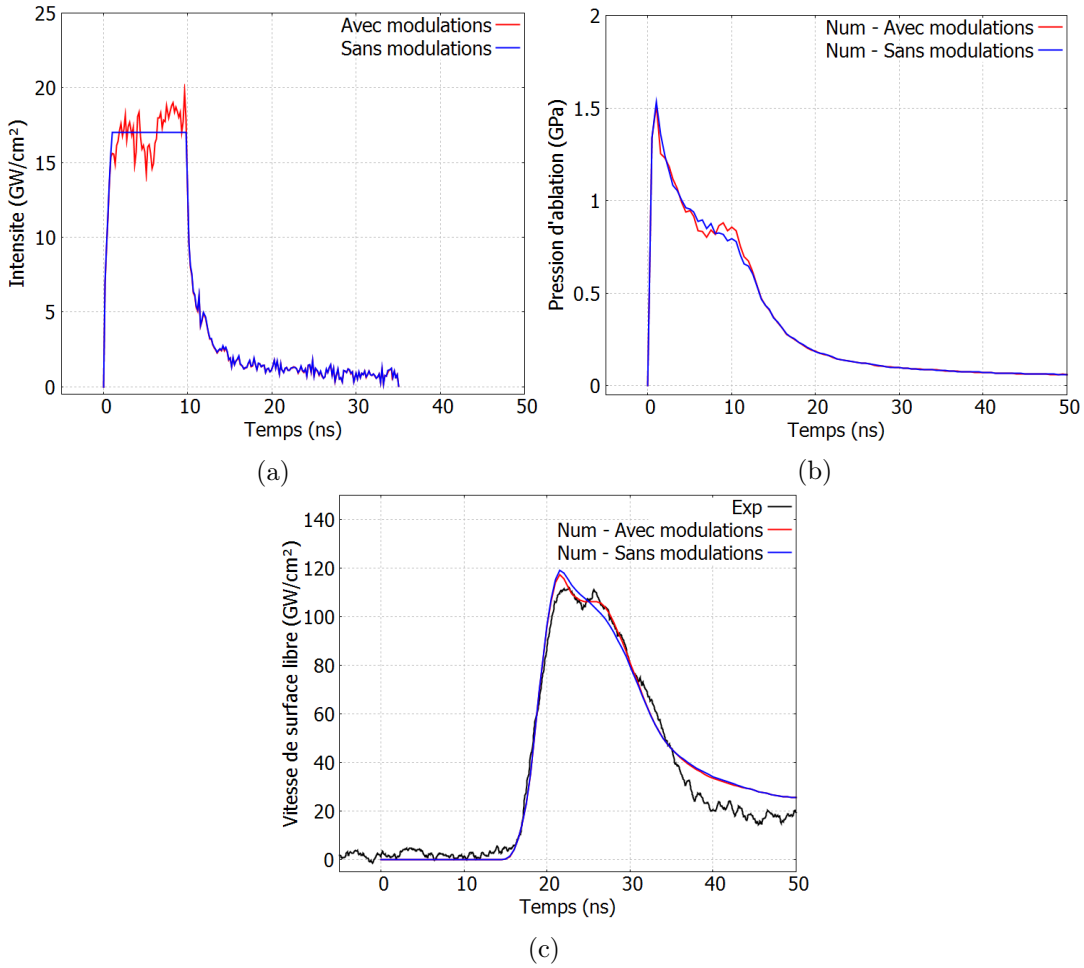


FIGURE 3.43 – Profils de vitesses de surface libre expérimentales et numériques avec et sans modulations sur aluminium pur - Epaisseur=100 μm - GCLT - $6,57\ J$ - $\phi 2,2\ mm$ - Créneau - 10 ns - $I_{max} = 17\ GW/cm^2$

modulations de l'intensité incidente n'est pas reproduit par le modèle numérique intégrant une impulsion non-modulée. En revanche, la prise en compte du profil d'impulsion réel dans les simulations permet de générer une pression d'ablation plus représentative de la réalité. En effet, la forme du profil de vitesse de surface libre induite par ce chargement modulé est plus proche de la vitesse de surface libre expérimentale. On remarque notamment la présence d'un rebond de vitesse à $t = 26\ ns$, dont la forme et l'amplitude est bien reproduite sur le signal numérique. On voit donc que la prise en compte du profil réel de l'impulsion laser dans le modèle numérique permet de mieux reproduire la forme du signal de vitesse en face arrière.

La modélisation de l'interaction laser-matière nécessite donc bien de prendre en compte le profil réel pour bien représenter le chargement appliqué par le laser.

5.3.2 Modulations spatiales

Sans utilisation de technique de lissage optique de type LDP, le faisceau laser incident peut-être soumis à des variations d'intensités significatives dans la tache focale. La mise en place de LDP permet de lisser ces modulations et d'obtenir un faisceau plan. Comme cela a été présenté dans le chapitre 2, on a vu cependant qu'il est nécessaire de défocaliser la lentille de focalisation et la LDP afin de faire disparaitre la surintensité centrale liée à l'ordre 0 de la LDP. Si la défocalisation n'est pas suffisante, la répartition d'énergie résultante et le chargement appliqué à la cible ne sont pas complétement homogènes, ce qui peut générer des vitesses de surface libre différentes de celle qu'aurait généré un profil homogène. Les modulations spatiales sont diagnostiquées par reprise d'image de la tache focale et analyse de cette dernière. Cette procédure peut s'appliquer à chaque changement de configuration en estimant que les variations tir à tir produisent les mêmes effets. L'utilisation d'un code d'interaction laser-matière bidimensionnel permettrait d'intégrer directement un profil $I(t, r)$ à la simulation et de définir ainsi une pression d'ablation $P_{abl}(t, r)$, avec r le rayon tel que $r = 0$ correspond à la position du centre de la tache focale. Toutefois, le code ESTHER étant mono-dimensionnel, il ne nous est pas possible de prendre en compte ces modulations dans la modélisation de l'interaction-laser matière.

Une première approche pour prendre en compte indirectement l'influence des modulations spatiales du laser avec notre modèle 1D consiste alors à adapter la procédure de détermination de la fluence moyenne et de l'incertitude qui lui est associée pour chaque épaisseur. L'objectif est ainsi d'anticiper les phénomènes d'atténuation qui auront lieu au cours de la propagation de l'onde de choc dans la cible en lissant sur une surface moins importante pour les cibles fines (50 μm - 100 μm). Elle présente toutefois trois inconvénients majeurs :

— La détermination de jeux de paramètres laser différents pour des épaisseurs de cible variables va à l'encontre d'un modèle numérique unique permettant de reproduire les vitesses de surfaces libres en face arrière.

— Cette technique a vocation à prendre en compte de nombreux phénomènes tels que les effets bidimensionnels liés à l'interaction laser-matière et à la propagation des chocs dans les matériaux, sans pour autant les décrire, ce qui est contraire au principe-même d'un modèle descriptif.

— En diminuant le processus de lissage lors de la détermination de la fluence moyenne et de l'incertitude sur cette fluence, on a tendance à accroitre l'incertitude sur l'intensité totale sur la fluence (ϵ_F). Ce point est particulièrement significatif lors de la présence de surintensités liées à l'ordre O de LDP pas suffisamment défocalisées. Les pressions d'ablation résultantes sont donc estimées avec une incertitude plus grande, ce qui diminue la performance du modèle.

La seconde approche consiste à limiter l'influence de ces modulations sur le signal de vitesse en face arrière en utilisant des cibles suffisamment épaisses pour que les modulations spatiales de l'onde de choc soient assez atténuées. On montre ici les résultats d'une étude numérique dont le but est de caractériser l'influence des modélisations sur la mesure de vitesse en face arrière et d'identifier des configurations moins

sensibles à ces modulations. Cette étude est réalisée à l'aide d'un code hydrodynamique 2D avec lequel on étudie la propagation d'ondes de chocs issues de profils de pression $P_{abl}(t, r)$ présentant des pics de pressions centraux. Les conditions générales de l'étude sont décrites ci-dessous.

— Matériau : aluminium pur
— Forme temporelle du profil de pression : Créneau
— Forme spatiale du profil de pression : Supergaussienne de rayon $R = 1,6mm$ d'ordre 16 avec pic de pression central de type Gaussienne (ordre=2) de rayon à la base b
— Durée de chargement : 12 ns
— Durée de la montée en pression : 1 ns
— Durée de la descente en pression : 1 ns
— Pression maximale du plateau ($P_{plateau}$) : 1 GPa

On utilise les paramètres suivants, dont les variations sont présentées sur la Figure 3.44 :

— Pression maximale du pic central (P_{pic}) : 1 GPa, $1,5$ GPa, $1,75$ GPa, $2,0$ GPa
— Rayon à la base (b) : 25 μm, 50 μm, 100 μm, 200 μm
— Epaisseur de cible : 50 μm, 100 μm, 200 μm

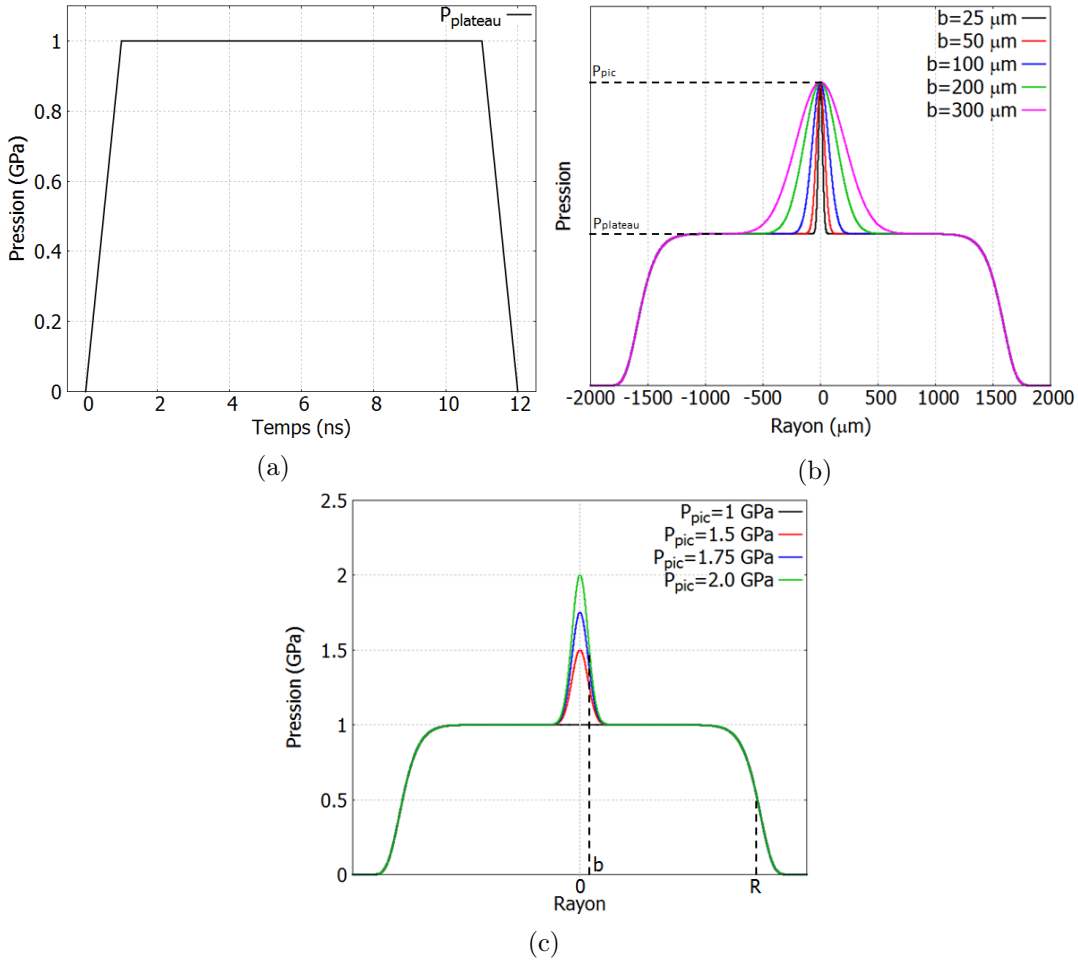
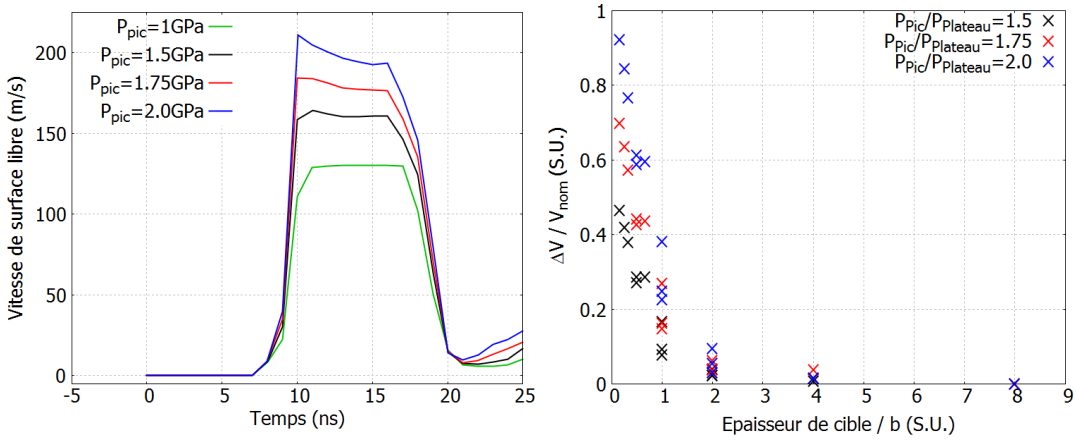


FIGURE 3.44 – (a) Profil temporel de pression (b) Profils de pression en fonction de r intégrant des pics de surpression de différents rayons à la base (b) (c) Profils de pression en fonction de r intégrant des pics de surpression (P_{pic}) de différentes amplitudes

Le profil de pression se propageant à travers la cible est soumis à une atténuation hydrodynamique dans l'axe de propagation. Le pic de pression au centre est également atténué par la détente qui le suit. De plus, il est atténué par des ondes de détentes latérales induites par le différentiel de pression $P_{pic} - P_{plateau}$. L'atténuation du pic est donc plus importante que celle du plateau, jusqu'à ce que la pression au centre soit égale à la pression sur le reste du front d'onde. Si l'épaisseur de cible traversée est telle que la pression débouchant en face arrière en $r = 0$ est différente de la pression en $b < r < R$, on distingue donc V_{pic} la vitesse de surface libre en $r = 0$ pour $P_{pic} > P_{plateau}$ et V_{nom} la vitesse de surface libre en $r = 0$ pour $P_{pic} = P_{plateau}$. La survitesse générée par la surpression centrale est ainsi définie comme $\Delta V = V_{pic} - V_{nom}$.



(a) (b)

FIGURE 3.45 – (a) Profils de vitesses de surface libre numériques relevés à $r = 0$ avec et sans surpression ($P_{pic} = 1,0$, $1,5$, $1,75$ et $2,0$ GPa) sur aluminium pur - Epaisseur=50 μm - $b = 100\mu m$ (b) Evolution de la survitesse induite par les pics de surpression en fonction du rapport Epaisseur de cible/Rayon à la base du pic de pression

Sur la Figure 3.45, on remarque que ΔV diminue significativement quand le rapport $epaisseur/b$ augmente. On constate également que la survitesse induite par le pic de pression devient négligeable ($\Delta V/V_{nom} < 10\%$) pour $epaisseur/b > 2$, quel que soit la valeur de P_{pic}. L'épaisseur de la cible doit donc être supérieure au diamètre à la base ($2b$) des pics de surpression pour que l'impact de ces derniers sur le signal de vitesse de surface libre soit négligeable. Par exemple, dans le cas d'une surintensité d'ordre 0 dont le rayon à la base b est de 75 μm, on peut considérer que l'effet de la surpression centrale est négligeable au delà de 150 μm de propagation. Dans ce cas précis, des cibles d'épaisseur supérieure ou égale à 200 μm doivent donc permettre de mesurer une vitesse en face arrière représentative d'un chargement homogène.

Plus généralement, on a observé experimentalement que des cibles d'épaisseur supérieure ou égale à 200 μm ont permis d'atténuer suffisamment les effets liés à des surintensités centrales générées par des LDP et garantissent ainsi l'obtention de résultats reproductibles et simulables avec un code d'interaction 1D tel qu'ESTHER. Nous préconisons donc l'utilisation de la seconde approche et de cibles d'épaisseur adaptée pour la caractérisation du chargement sur une installation laser existante ou pour le développement de modèles numériques permettant de traiter l'interaction laser-matière en 1D.

5.3.3 Bilan de l'influence des modulations

Le modèle numérique développé dans cette étude permet de prendre en compte les modulations temporelles, ce qui démontre sa robustesse en terme de prédiction du chargement et de la propagation des ondes de choc vis à vis des perturbations monodimensionnelles de l'impulsion laser.

En revanche, on a vu qu'il n'est pas possible de décrire les modulations spatiales du faisceau incident dans le modèle numérique alors que ces dernières peuvent avoir un impact significatif sur la mesure de vitesse de surface libre expérimentale. Il est donc préférable d'utiliser systématiquement des LDP et de minimiser la surintensité centrale en défocalisant suffisamment le couple LDP-lentille de focalisation. La mise en place d'une telle procédure doit permettre de diminuer significativement l'amplitude de l'ordre 0 et, par extension, d'en atténuer les effets sur la vitesse de surface libre des cibles. Si toutefois le faisceau incident n'est pas suffisamment homogène, la méthode de caractérisation du chargement développée dans cette thèse doit être appliquée en utilisant des cibles d'épaisseur suffisante pour atténuer les effets liés aux modulations du faisceau. Des cibles de $100 - 200\ \mu m$ d'épaisseur permettent de limiter à la fois l'impact des surintensités des LDP et l'influence des paramètres mécaniques sur les signaux de vitesse de surface libre.

Il faut souligner ici qu'il est absolument indispensable de mettre en place une phase de caractérisation du faisceau laser pour répondre aux problématiques de modulations de faisceaux évoquées dans cette partie. Cette phase doit précéder toutes les étapes de la méthodologie décrite dans le chapitre 1 et répétée lors de changements de configuration laser ou d'installation. Elle est garante de la fiabilité du procédé.

6 Discussion sur les plasmas

La validation par comparaison à l'expérience exposée précédemment a permis de démontrer la capacité du modèle à reproduire des résultats de vitesse de surface libre dans les deux régimes concernés. On a également montré comment on peut déterminer un profil de pression d'ablation représentatif du chargement généré par l'interaction laser-matière. On dispose donc de tous les éléments pour identifier les plasmas modélisés avec ESTHER par rapport à des résultats précédents issus de l'expérience ou des modèles de référence. Dans un premier temps, on exprime les domaines d'existence des plasmas en fonction des températures et des pressions atteintes pendant et après l'interaction laser-matière. Cette identification permet de mettre en évidence la différence entre les plasmas créés sous vide et les plasmas confinés. On étudie ensuite les propriétés de l'interaction laser-matière dans les deux régimes d'interaction concernés, en faisant référence à des résultats issus de précédentes études.

6.1 Description des plasmas dans le diagramme Pression-Température de l'aluminium

Le modèle numérique défini dans ESTHER permet d'identifier les caractéristiques principales des plasmas mis en jeu lors de la génération de choc par laser, dans les deux régimes d'interaction. On peut ainsi identifier le domaine d'existence de ces plasmas dans le diagramme pression-température des plasmas d'aluminium 3.46. On note que les températures atteintes en régime direct sont un ordre de grandeur supérieur à celles obtenues en régime confiné, du fait des énergies plus importantes mises en jeu. On voit également que l'action du confinement a pour conséquence directe de maintenir le plasmas à des densités plus importantes que lors d'une expansion dans le vide. Il faut souligner que le domaine *WDM* occupe une plage conséquente des domaines d'existence des plasmas. Dans ce domaine, la matière est assez mal caractérisée, ce qui explique le peu de données expérimentales disponibles. On peut toutefois se comparer à quelques expériences précédentes pour la définition des températures et des densités des plasmas. Le domaine défini dans cette étude pour le régime confiné est d'ailleurs proche de celui identifié par A. Sollier avec le code ACCIC.

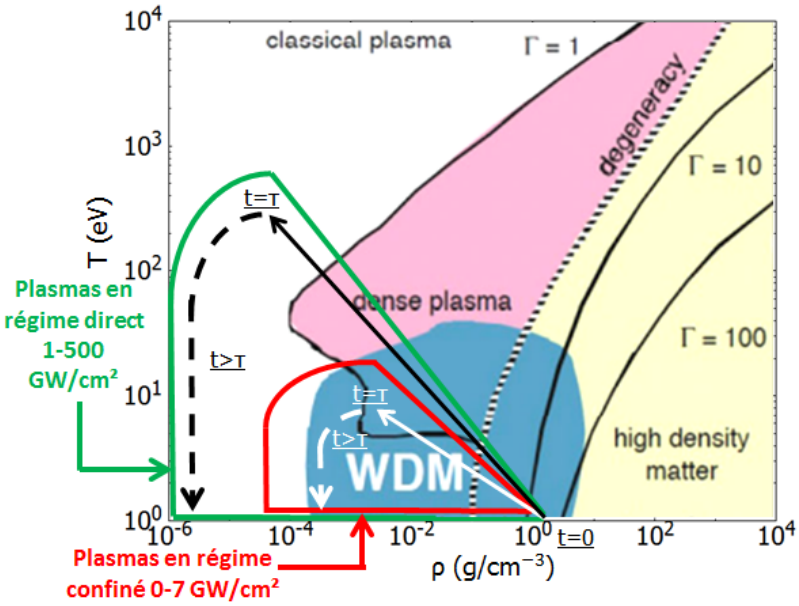


FIGURE 3.46 – Diagramme de phase de l'aluminium [137]

6.2 Interaction en régime direct - Lois de pression

On compare dans cette partie les résultats obtenus en utilisant le modèle semi-analytique de référence (C. Phipps) avec les résultats issus d'ESTHER. Le modèle de Phipps prend en compte la dépendance de la pression d'ablation à l'intensité maximale I_{max}, la durée d'impulsion τ et la longueur d'onde λ. En réalisant des variations sur ces trois paramètres, on a pu identifier leur influence respective sur $P_{abl,max}$ et définir les lois de pression correspondantes.

Les résultats issus du modèle numérique et ceux du modèle de C. Phipps sont présentés sur la Figure 3.47.

L'évolution de la pression avec l'intensité est similaire à celle du modèle de C.Phipps ($P \propto I^{0,75}$). Quantitativement ces résultats sont toutefois assez éloignés de ceux définis par le modèle semi-analytique. On peut cependant rappeler que ce modèle semi-analytique est présenté comme étant précis à un facteur 2 près [99], alors que notre modèle numérique développé ici a été validé à $+/-15$ % sur la pression. De plus, les résultats numériques sont cohérents avec les résultats expérimentaux obtenus par L.Tollier. Comme évoqué dans le premier chapitre, les différences importantes existant entre ces modèles sont essentiellement attribuées au fait que le modèle de Phipps se base sur des mesures de quantité de mouvement impliquant une hypothèse forte sur le profil de pression d'ablation . Il suppose en effet que le profil de pression est comparable en forme et en durée à l'impulsion laser. Les résultats de L. Tollier et ceux obtenus par ESTHER prennent en compte ces aspects et montrent que cette hypothèse est fausse.

Les résultats issus des calculs ESTHER montrent une tendance proche du modèle de Phipps en ce qui concerne la dépendance à la durée d'impulsion pour les formes d'impulsion de type Gaussienne. On voit en effet qu'à intensité maximale comparable, les pressions d'ablation sont sensiblement plus élevées pour les courtes impulsions que pour les durées d'impulsion plus longues. L'utilisation du code permet donc d'identifier une dépendance à la forme temporelle qui n'avait jamais été mise en évidence numériquement dans ce régime. Les calculs menés sur des impulsions de forme Créneau ne montrent aucune dépendance notable de la pression d'ablation maximale à l'intensité. Dans le cas de ces formes d'impulsion, on a remarqué en effet que le chargement maximal appliqué dépend de la durée de montée en intensité et non

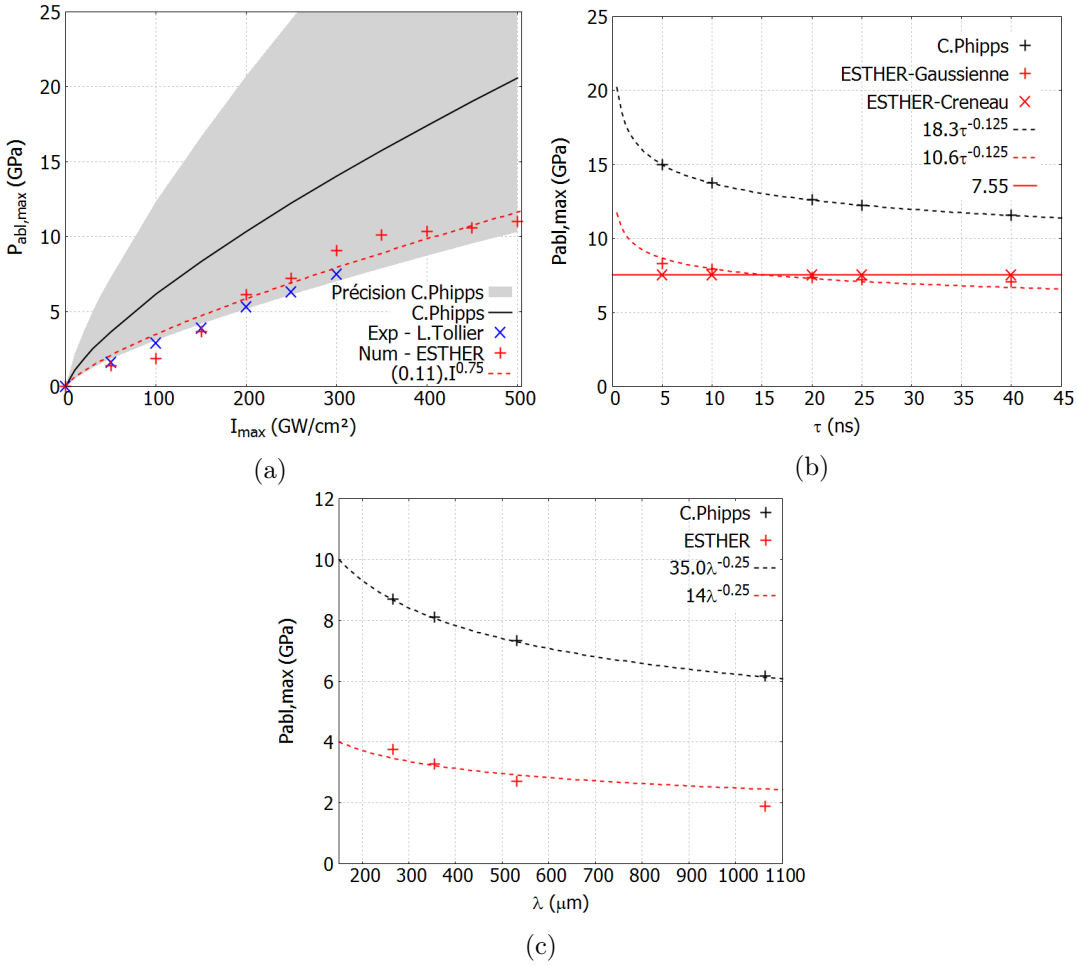


FIGURE 3.47 – Comparaison des résultats du modèle numérique défini dans ESTHER avec les résultats de référence en régime direct $\lambda = 1064\ nm$ (a) Résultats de $P_{abl,max}$ en fonction de I_{max} - Gaussienne - 25 ns - $\lambda = 1064\ nm$ (b) Evolution de $P_{abl,max}$ en fonction de τ pour des impulsions de type Gaussienne et pour des impulsions de type Créneau avec durée de montée $= 1\ ns$ avec $I_{max} = 250\ GW/cm^2$ - $\lambda = 1064\ nm$ (c) Evolution de $P_{abl,max}$ en fonction de λ pour une impulsion de type Gaussienne - 25 ns - avec $I_{max} = 100\ GW/cm^2$

de la durée complète de l'impulsion. Pour les impulsions Créneau, le maximum de pression d'ablation est généré dès les premières nanosecondes d'interaction. A intensité maximale constante, la durée totale de l'impulsion laser n'a donc aucune influence sur le chargement. Les résultats obtenus avec des impulsions de type Créneau montrent des pressions d'ablation supérieures aux résultats obtenus avec les impulsions Gaussiennes.

La dépendance de la pression d'ablation à la durée d'impulsion a été étudiée pour des impulsions de type Gaussienne telles que $I_{max} = 100\ GW/cm^2$ et $\tau = 25\ ns$. Les résultats obtenus avec ESTHER sont comparés dans ces conditions aux résultats obtenus avec le modèle de C.Phipps.
Dans un premier temps, on a constaté que l'influence de la longueur d'onde identifiée avec le modèle numérique est stable quand les autres paramètres (I_{max}, τ) varient. On voit ensuite ici que les résultats obtenus avec ESTHER sont en accord avec l'influence de la longueur d'onde identifiée dans le modèle semi-analytique ($P \propto \lambda^{-0,25}$).

On peut définir une loi d'échelle pour les impulsions de type Gaussienne avec le formalisme employé par C. Phipps. L'équation 3.38, avec I_{max} en GW/cm^2, τ en s et λ en cm, représente la loi d'échelle identifiée à partir des résultats numériques d'ESTHER.

$$P_{abl,max} = 1,2.10^{-3}.(I_{max})^{3/4}.\tau^{-1/8}.\lambda^{-1/4}\ [GPa] \tag{3.38}$$

Toutes ces observations font la preuve d'une dépendance globale de la pression d'ablation à la forme du profil temporel d'impulsion, qu'il est donc indispensable de prendre en compte pour prédire les pressions d'ablation avec précision.

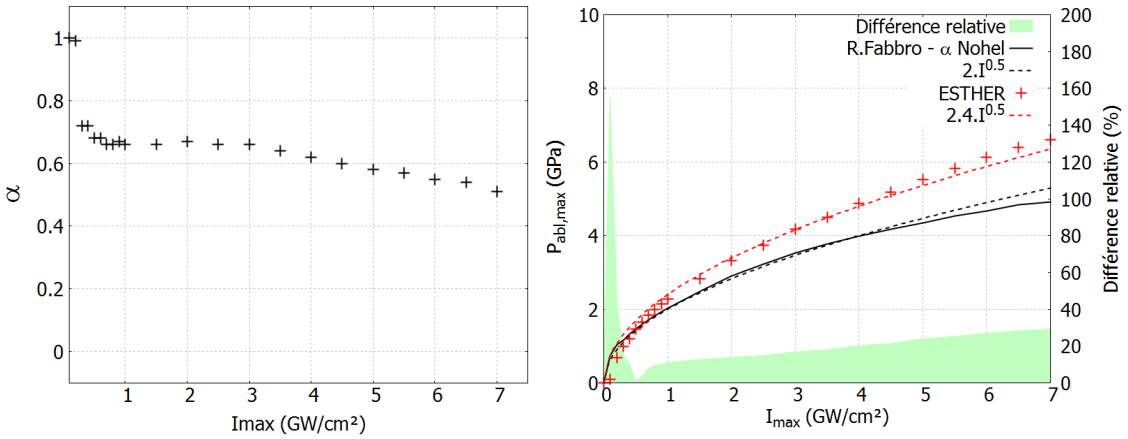
6.3 Interaction en régime confiné

Comme pour l'interaction directe, on compare ici nos résultats avec des résultats issus de précédentes études sous la forme de lois de pression. Cependant, on souhaite aussi aller plus loin en identifiant d'autres grandeurs caractéristiques de l'interaction : l'absorption laser, l'épaisseur du plasma à la fin de l'impulsion et l'épaisseur ablatée. Pour ce faire, on s'appuie sur des résultats expérimentaux de référence ou les résultats obtenus avec le modèle analytique de R. Fabbro.

6.3.1 Lois de pression

On compare dans cette partie les résultats issus du modèle numérique d'interaction laser-matière en régime confiné sur ESTHER avec le modèle de référence qui est le modèle de Fabbro [104]. Dans le modèle analytique, le coefficient α ne change pas au cours de l'expérience. En revanche, les calculs effectués par ESTHER prennent en compte l'évolution de ce coefficient avec les évolutions de température et de pression dans l'empilement. Pour ce faire, le code s'appuie sur des données fournies par le code Nohel déterminant l'énergie interne et l'énergie d'ionisation dans des gammmes de température et de pression très larges. En identifiant les températures et pressions règnant au sein du plasma d'aluminium, on peut relier le paramètre α à l'intensité (3.48). On remarque que le paramètre α est légèrement plus important que celui donné par les expériences de L.Berthe [66]. Cependant, les dernières études menées par D.Courapied [82] en prenant en compte la répartition spatiale de l'énergie dans la tache focale ont permis d'ajuster α à 0,6 plutôt que 0,4. On remarque que ce résultat coïncide avec α donné par les tables de Nohel qui définissent $0,5 < \alpha < 0,7$ pour la quasi-totalité de la gamme d'intensité considérée.

Les résultats de pression d'ablation obtenus avec ESTHER sont globalement plus élevés que ceux obtenus avec le modèle de R.Fabbro utilisant un α typique de celui utilisé dans les simulations. La courbe de tendance définie à partir des résultats numériques d'ESTHER est la suivante $P_{abl,max} = 2,4\sqrt{I_{max}}$. Dans



(a) (b)

FIGURE 3.48 – (a) Evolution du coefficient α en fonction de I_{max} selon les tables de Nohel (b) Comparaison des résultats Pression-Intensité d'ESTHER - Impulsion Creneau - 7 ns - $\lambda = 532$ nm et du modèle de Fabbro avec α du code Nohel

le cas du modèle de Fabbro, on obtient plutôt $P_{abl,max} = 2\sqrt{I_{max}}$. La tendance de l'évolution Pression-Intensité est donc la même selon les deux modèles ($P \propto I^{0,5}$).

On remarque qu'à bas flux (entre $0,3$ GW/cm^2 et $2,5$ GW/cm^2), les pressions d'ablation générées avec les deux modèles correspondent bien (différence relative < 15 %). A plus haut flux, la divergence augmente progressivement. Cet écart entre les deux modèles peut être attribué essentiellement 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. En effet, bien que la densité et la vitesse de propagation du choc dans l'aluminium n'évoluent que faiblement lors du passage de l'onde de choc ($2,7$ $g.cm^{-3} < \rho < 2,8$ $g.cm^{-3}$ et 5300 $m.s{-}1 < D <$ 5700 $m.s{-}1$), ces caractéristiques évoluent fortement dans le cas de l'eau (1 $g.cm^{-3} < \rho < 1,4$ $g.cm^{-3}$ et 1700 $m.s{-}1 < D <$ 4300 $m.s{-}1$), du fait de sa compressibilité. La prise en compte de l'augmentation de l'impédance acoustique de l'eau dans le modèle numérique génère des pressions d'ablation plus élevées, du fait de l'accroissement de l'effet de confinement acoustique. A très bas flux ($I < 0,3$ GW/cm^2), la différence entre les résultats issus des deux modèles provient du fait qu'ESTHER prend en compte les phénomènes de réflexion et de pertes énergétiques liées à la vaporisation et à la conduction thermique, ce qui n'est pas le cas du modèle analytique.

6.3.2 Absorption

L'absorption est la seule grandeur de caractérisation du plasma qu'on peut mesurer directement lors d'une expérience. Ainsi, l'incertitude sur la mesure d'absorption ne dépend que de la méthode de mesure et n'est donc pas influencée par les paramètres matériaux. C'est un point de référence incontournable pour les modèles numériques d'interaction laser-matière. On compare ici les résultats d'absorption de l'impulsion laser obtenus par A. Sollier aux résultats issus d'ESTHER pour une configuration comparable (532 nm - Impulsion Gaussienne - 10 ns FWHM). Les résultats expérimentaux ont été obtenus par mesure de la réflectivité spéculaire [68]. Globalement, les résultats numériques obtenus sont assez proches de leurs homologues expérimentaux (Figure 3.49). Le seuil d'initiation du plasma est défini par A. Sollier comme l'intensité la plus faible à partir de laquelle l'absorption augmente depuis sa valeur initiale vers les valeurs type plasma. Selon les résultats expérimentaux qu'il a obtenu et les résultats issus d'ESTHER, ce seuil est à $I_{max} = 0,04$ GW/cm^2. Les mécanismes liés à la création du plasma doivent donc être très bien modélisés par les simulations numériques. La différence d'absorption en dessous de ce seuil est liée à l'état de surface des cibles considérées. La différence d'absorption à plus haute intensité provient d'interférences optiques

modélisées dans la couche d'eau par le code et qui tendent à minimiser l'absorption laser en régime plasma.

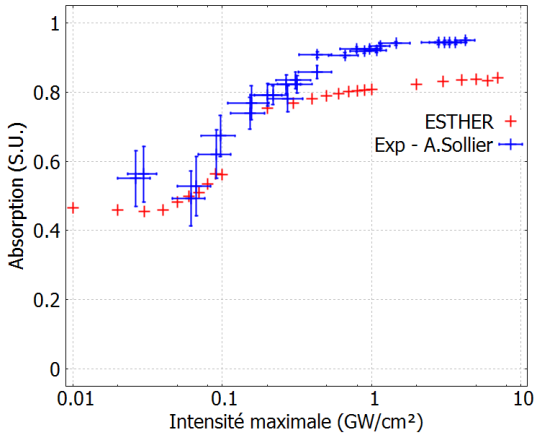


FIGURE 3.49 – Comparaison de l'absorption obtenue selon Esther et par des mesures expérimentales [68] - aluminium pur - Impulsion Créneau - 10 ns - $\lambda = 532\ nm$

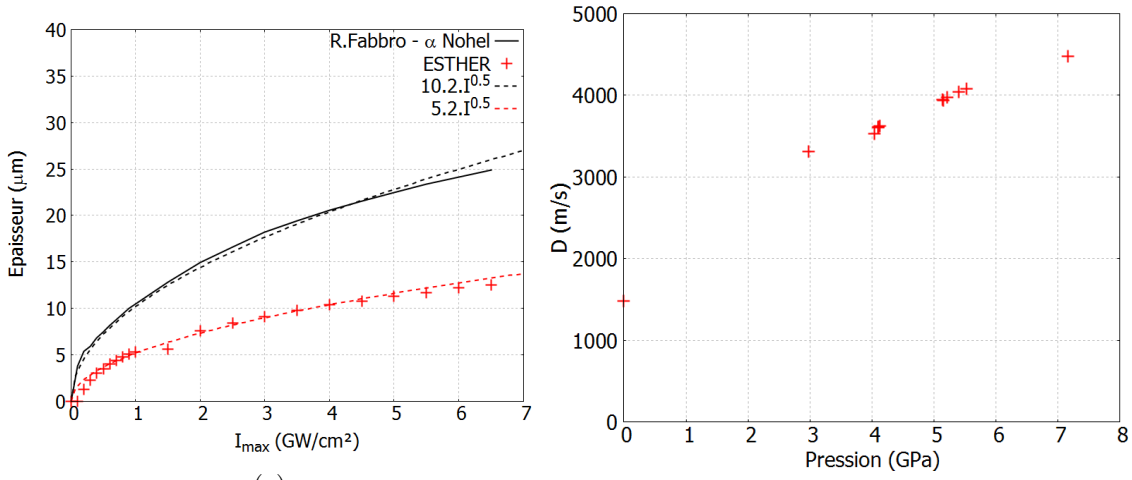
6.3.3 Epaisseur du plasma

Si on considère une impulsion de type Créneau de 7 ns appliquée à une cible d'aluminium confinée par eau et les pressions d'ablation générées par ESTHER dans ce régime, on peut comparer l'estimation analytique du modèle de Fabbro aux résultats numériques obtenus avec le code ESTHER. L'épaisseur du plasma dans Esther est calculée en définissant le plasma comme les mailles avec $T > 2.T_{vap}$.

De façon analogue aux résultats observés sur les valeurs de pression d'ablation, la dépendance de l'épaisseur de plasma à l'intensité est la même dans le modèle analytique et le modèle numérique ($Epaisseur \propto I^{0,5}$). Cependant, le calcul numérique présente des résultats assez différents de ceux obtenus avec le modèle de R. Fabbro (Figure 3.50). En effet, les résultats obtenus avec le modèle de R. Fabbro donnent des épaisseurs de plasma significativement supérieures aux résultats d'ESTHER, en utilisant des pressions pourtant inférieures. Comme expliqué précédemment, le modèle analytique est basé sur l'hypothèse que la densité et la vitesse du choc évoluent peu avec des chocs relativement faibles ($< 10\ GPa$) dans le métal solide et dans l'eau liquide, de part et d'autre du plasma. Les simulations menées avec le code ESTHER montrent au contraire une évolution significative de ces propriétés, en particulier la vitesse de propagation du choc dans l'eau. L'évolution de la vitesse de choc avec la pression dépend de l'équation d'état de l'eau, elle-même basée sur un panel d'expériences qui la met en évidence (Figure 3.50) [138]. La prise en compte de cette évolution implique donc une modification considérable du phénomène d'expansion du plasma.

6.3.4 Epaisseur d'aluminium ablatée

Afin de comparer les résultats numériques et expérimentaux d'épaisseur de matière ablatée suite à une impulsion laser, on se place dans la configuration utilisée pour l'absorption (532 nm - Impulsion Gaussienne - 10 ns FWHM). Les résultats expérimentaux de mesure de profondeur ablatée sur aluminium proviennent également de la thèse d'A.Sollier. Ces mesures ont été réalisées par profilométrie du cratère d'ablation. Les résultats numériques ont été définis à partir de la position la plus profonde atteinte par la phase liquide et par la phase vapeur, de $t = 0\ ns$ à $t = 1000\ ns$. Le premier critère (critère d'ablation vapeur + liquide) correspond à la définition de l'épaisseur ablatée telle que l'intégralité de la matière passée en phase liquide est ablatée. Le second critère (critère d'ablation vapeur) considère que seule la matière vaporisée est ablatée.



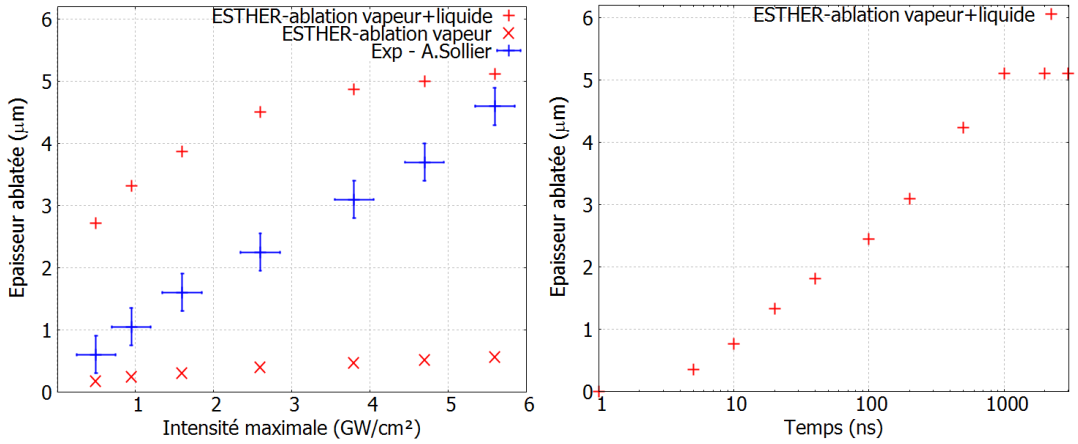
(a) (b)

FIGURE 3.50 – Impulsion Créneau - $\tau = 7\ ns$ - $\lambda = 532\ nm$ - $t = 21\ ns$ (a) Comparaison de l'épaisseur du plasma en fonction de I_{max}, définie selon ESTHER et le modèle de R.Fabbro - $\lambda = 532\ nm$ (b) Résultats expérimentaux décrivant l'évolution de la vitesse de propagation des ondes de choc dans l'eau en fonction de la pression appliquée

On constate que les résultats décrits par le code sont du même ordre de grandeur que les résultats expérimentaux (Figure 3.51). A basse intensité ($I < 1GW/cm^2$), la corrélation expérience/calcul est très bonne avec le critère d'ablation vapeur. Dans ce régime d'intensité, on peut donc considérer que l'épaisseur ablatée correspond à l'épaisseur de matière vaporisée. En revanche, le critère d'ablation vapeur + liquide correspond bien mieux dans le cas des intensités les plus élevées ($I > 5GW/cm^2$). Dans ce régime, la pression appliquée au centre de la tache focale est bien plus importante donc on peut considérer que la totalité de la matière passée sous forme liquide est éjectée sur les côtés de la zone illuminée. Ces effets hydrodynamiques 2D ne sont pas modélisés par le code mais on remarque qu'il est possible de les prendre en compte indirectement avec ce critère à haute intensité. Pour les intensités intermédiaires, on remarque qu'on passe progressivement du régime d'ablation vapeur à l'ablation liquide + vapeur par augmentation progressive du phénomène d'éjection hydrodynamique liquide.

Afin de dimensionner l'épaisseur minimale d'ablateur à utiliser lors des expériences en régime confiné, il faut déterminer quelle épaisseur est ablatée à la fin de l'impulsion laser dans les conditions d'illumination les plus intenses ($7\ GW/cm^2$). On réalise donc une étude numérique dont le but est d'étudier l'évolution de l'épaisseur d'aluminium ablaté au cours du temps avec des paramètres laser typiques de la source Hephaïstos (Impulsion Gaussienne - $\lambda = 532\ nm$ - $\tau = 7\ ns$ FWHM). Le critère utilisé lors de cette étude est le critère d'ablation vapeur+liquide, validé en régime confiné pour les intensités élevées. Les résultats de cette étude sont présentés sur la Figure 3.51.

On remarque que l'épaisseur ablatée croit jusqu'à 1000 ns, valeur à partir de laquelle elle demeure constante à $5,1\ \mu m$. A la fin de l'impulsion laser ($t = 21\ ns$), l'épaisseur ablatée est de $1,4\ \mu m$. Afin de garantir une maitrise totale de l'interaction laser-matière sur l'intégralité de la gamme d'intensité utilisable en régime confiné, il est donc nécessaire d'utiliser un dépôt d'épaisseur supérieure à $1,4\ \mu m$. La mise en place de configurations en double-choc nécessite de prendre en compte l'épaisseur ablatée suite à la première impulsion et pendant la deuxième impulsion. Cela implique d'utiliser une épaisseur d'ablateur supérieure à $7\ \mu m$. Dans nos expériences, les intensités des configurations mono-impulsion utilisées sur des cibles non-métalliques ont été significativement plus faibles que $7\ GW/cm^2$. Une épaisseur de dépôt de $1\ \mu m$ était donc suffisante pour garantir une interaction laser-aluminium sur toute la durée de l'impul-



(a) (b)

FIGURE 3.51 – Etude sur l'épaisseur ablatée - Aluminium pur - Impulsion Gaussienne - $\lambda = 532\ nm$ (a) Comparaison des résultats obtenus par le modèle numérique avec les résultats expérimentaux [68] - 10 ns FWHM (b) Evolution de l'épaisseur ablatée au cours du temps selon le critère d'ablation liquide pour une impulsion de 7 GW/cm^2 - 7 ns FWHM

sion laser. Dans le cas des configurations double-impulsion, un revêtement adhésif bi-couche intégrant une épaisseur d'aluminium de 25 μm a été utilisée.

7 Modélisation des double-impulsions - Application au test d'adhérence

L'application du test d'adhérence implique le développement de configurations laser optimales pour chaque type d'assemblage. Comme cela a été présenté dans le premier chapitre, l'utilisation de configuration double-impulsion est privilégiée pour permettre d'optimiser la répartition de contraintes dans les assemblages impliquant des matériaux d'impédance acoustique similaire. Or, le nombre de paramètres intrinsèques à ce type de configuration ne permet pas la prédiction du chargement appliqué par la construction d'une loi empirique et aucun des modèles numériques présentés dans le chapitre 1 n'a été validé dans ces conditions. Il est donc nécessaire de disposer d'un outil prédictif permettant de déterminer le chargement appliqué par chacune des deux impulsions laser pour une grande gamme de paramètres (intensité 1, intensité 2, délai). On se propose donc ici d'étudier les phénomènes modélisés et d'identifier la pertinence du modèle numérique développé dans cette étude pour la prédiction des pressions d'ablation issues de double-impulsions en régime d'interaction confinée.

7.1 Description de l'interaction laser-matière en configuration de double-impulsion

Les double-impulsions laser utilisées dans le cadre des essais de test d'adhérence menées dans cette thèse sont des impulsions de l'ordre du GW/cm^2, séparées d'un délai de quelques centaines de ns et appliquées à des cibles recouvertes d'une couche de confinement d'eau. On présente ici un cas d'étude numérique typique de ces configurations pour identifier l'évolution de l'état de la matière et des phénomènes mis en jeu au cours de la deuxième impulsion. On s'intéresse à un rayonnement $\lambda = 532\ nm$ composé de deux impulsions de type Créneau, de durée $\tau = 10\ ns$, d'intensité maximale $I_{max} = 1\ GW/cm^2$ et espacées d'un délai de 100 ns. Cette double-impulsion interagit avec une cible d'aluminium pur.

Lors de la première impulsion (0 ns<t<10 ns), la matière a été chauffée jusqu'à atteindre une température de l'ordre de $10^5\ K$. Sous l'effet du confinement, l'expansion du plasma a été limitée à 7 μm à la

fin de l'impulsion et la pression P_{abl} a augmenté jusqu'à une valeur de $2,3\ GPa$.

A la suite de cette impulsion (10 ns<t<100 ns), le plasma se détend en l'absence d'apport énergétique supplémentaire. Sa pression diminue rapidement, puis plus lentement, en suivant une décroissance de type exponentielle. Il se refroidit lentement simultanément à une augmentation de son épaisseur. A $t = 100\ ns$, on remarque sur la Figure 3.52 (a) que la pression dans le plasma est de l'ordre de $0,2\ GPa$ et sa température de $3,10^5\ K$. L'épaisseur résultant de son expansion est de 37 μm. On peut considérer en première approche que la moitié de cette épaisseur est occupée par un plasma d'aluminium et l'autre moitié par un plasma d'eau. On note toutefois que les grandeurs caractéristiques mentionnées précédemment sont homogènes sur quasiment toute l'épaisseur du plasma. On n'observe ainsi aucune différence majeure entre l'état (P,T) de la matière de part et d'autre de l'interface aluminium/eau.

Au démarrage de la seconde impulsion laser (t=$100,5\ ns$), le rayonnement se propage à travers l'eau liquide et le plasma d'eau sans être absorbé, du fait de l'imposition des indices optiques de l'eau. L'énergie se dépose alors sur la quasi-totalité de l'épaisseur du plasma d'aluminium, jusqu'à une profondeur telle que $Ne = Nc$, proche de l'interface liquide/vapeur. L'accroissement d'énergie dans le plasma absorbant génère instantanément une augmentation de pression localisée sur le front de densité critique. La pression au sein du plasma augmente alors rapidement pour atteindre un maximum de l'ordre de 1 GPa à t=105 ns. On constate également que l'épaisseur totale du plasma n'augmente presque pas au cours de cette seconde impulsion. Cependant, l'épaisseur occupée par le plasma d'aluminium augmente sensiblement par mise en compression du plasma d'eau, jusqu'à ce que les pressions dans l'aluminium et dans l'eau soient à l'équilibre.

On observe donc que ces double-impulsions applicables au LASAT diffèrent des impulsions simples et des impulsions cadencées utilisées pour le procédé LSP dans la mesure où l'état de la matière dans laquelle se propage le rayonnement laser lors de la seconde impulsion est très différent de celui mis en oeuvre au début de la première impulsion. On voit en effet qu'il s'agit uniquement d'une interaction laser-plasma confinée par de l'eau sous différentes formes (liquide, vapeur, plasma) et que la phase d'interaction laser-métal n'apparait pas du tout au cours de cette seconde impulsion.

7.2 Comparaison à l'expérience

Le modèle numérique développé dans cette étude est confronté à des expériences de double-impulsion menées en régime confiné sur l'installation Hephaïstos. Ces essais ont été menés sur des cibles d'aluminium pur de 500 μm en utilisant des configurations laser (intensités et délais) typiques de celles employées sur certains assemblages pour le test d'adhérence en double-impulsion. Les délais Δt varient de 100 à 400 ns et les intensités maximales des deux impulsions ($I_{1,max}$ et $I_{2,max}$) sont comprises entre $0,3\ GW/cm^2$ et $1,2\ GW/cm^2$. Comme pour les impulsions simples, la confrontation du modèle à l'expérience est effectuée par comparaison directe des profils de vitesse de surface libre issus de la simulation numérique avec ceux obtenus expérimentalement par mesure VISAR, avec prise en compte des incertitudes issues de la mesure d'énergie, de la répartition spatiale et de la mesure expérimentale de la vitesse de surface libre.

On s'intéresse ici aux résultats obtenus lors de tirs réalisés avec LDP. Sur les trois cas présentés sur la Figure 3.53, deux d'entre eux sont effectués avec $I_{1,max} = I_{2,max} = 0,7\ GW/cm^2$ mais avec des délais différents ($\Delta t = 100\ ns = 400\ ns$). Le troisième cas correspond à un tir avec un délai similaire au deuxième ($\Delta t = 400\ ns$) mais une intensité plus importante sur la deuxième impulsion ($I_{1,max} = 0,7\ GW/cm^2$ et $I_{2,max} = 1,2\ GW/cm^2$.

Ces trois cas sont représentatifs de l'ensemble des essais en régime de double-impulsion effectués dans cette étude. Or, on constate que le modèle simple développé pour les mono-impulsions en régime confiné

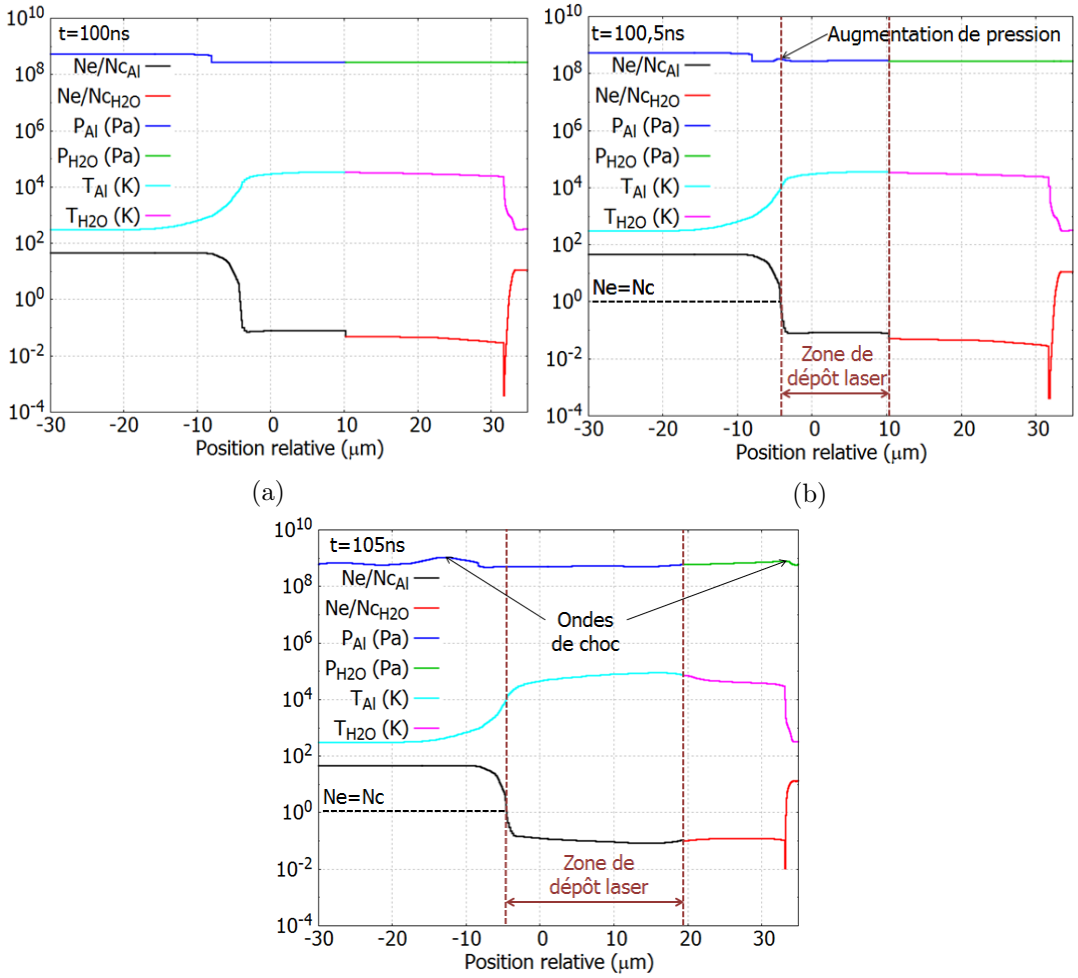


FIGURE 3.52 – Description de l'interaction laser-plasma avec le modèle numérique en configuration de double-impulsion confinée par eau sur aluminium pur - Impulsions Créneau - $\tau_1 = \tau_2 = 10\ ns$ - $\Delta t = 100\ ns$ - $\lambda_1 = \lambda_2 = 532\ nm$ - $I_{1,max} = I_{2,max} = 1\ GW/cm^2$ à différents instants de la deuxième impulsion (a) $t = 100\ ns$ (b) $t = 100,5\ ns$ (c) $t = 105\ ns$

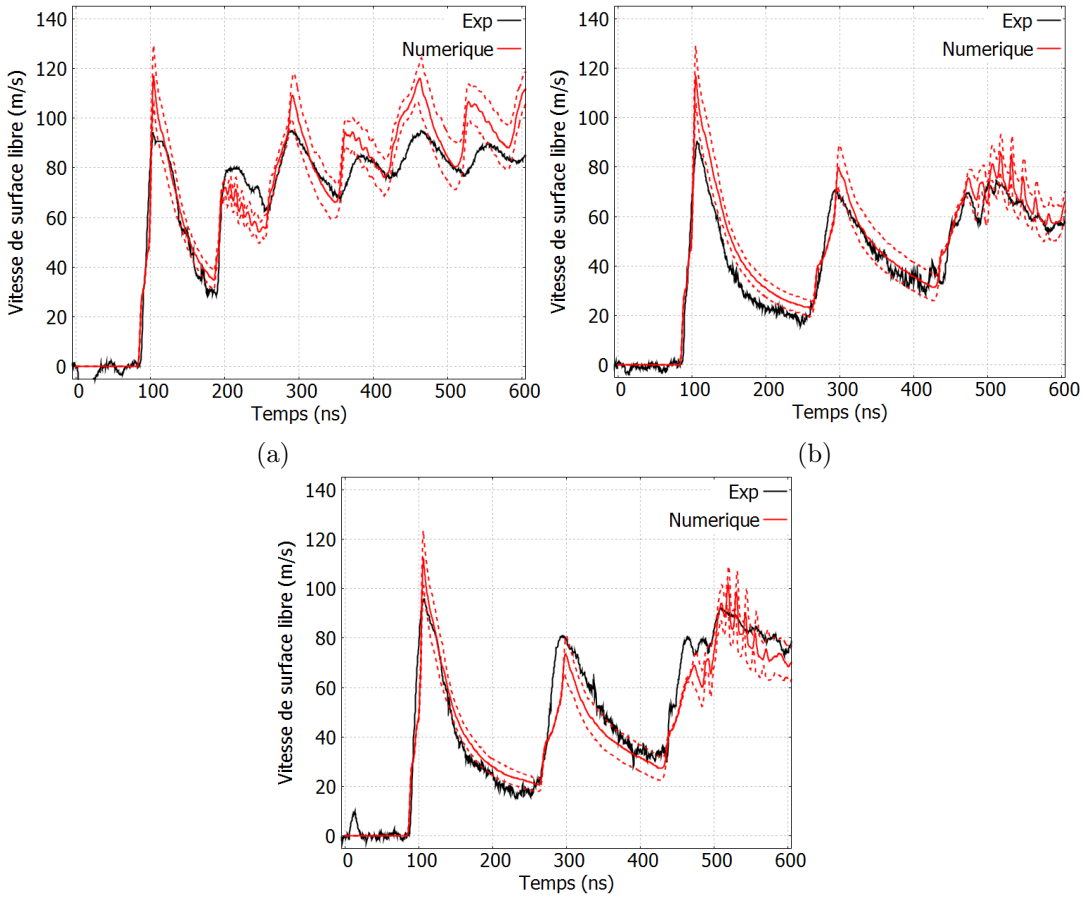


FIGURE 3.53 – Profils de vitesses de surface libre expérimentaux et numériques avec prise en compte de l'incertitude sur la fluence (ϵ_F) de 11% exposée par les traits pointillés - aluminium pur = 500 μm - Hephaïstos - Double-Impulsion - Gaussiennes - 7 ns FWHM - $\phi 8$ mm (a) $E_1 = 3,48$ J - $E_2 = 3,48$ J - $\Delta t = 100$ ns - $I_{max,1} = I_{max,2} = 0,7$ GW/cm^2, (b) $E_1 = 3,49$ J - $E_2 = 3,48$ J - $\Delta t = 400$ ns - $I_{max,1} = I_{max,2} = 0,7$ GW/cm^2, (c) $E_1 = 3,50$ J - $E_2 = 5,38$ J - $\Delta t = 400$ ns - $I_{max,1} = 0,7$ GW/cm^2 - $I_{max,2} = 1,2 GW/cm^2$ - Les profils en tirets rouges représentent la prise en compte de ϵ_F dans les simulations.

reproduit relativement bien ces résultats expérimentaux sans ajustements supplémentaires. En effet, la synchronisation de l'apparition des débouchés de choc générés par la deuxième impulsion est excellente, quels que soient le délai et les intensités mis en jeu. On remarque également en comparant le deuxième et le troisième cas que l'augmentation de la vitesse liée à l'incrément d'intensité sur la deuxième impulsion est très bien restituée par le code. L'écart en vitesse des profils numériques et expérimentaux lors de ces débouchés de choc ne sont pas plus importants que sur le premier débouché de choc généré par la première impulsion. On rappelle que la validation expérimentale du modèle en impulsion simple a été réalisée avec une incertitude sur le terme source allant jusqu'à $+/-30$ % lors des expériences sans LDP et il n'est donc pas surprenant d'observer une légère différence entre les signaux numériques et leurs homologues expérimentaux pour ces double-impulsions avec LDP. On note également que la forme globale des débouchés de choc liés à la seconde impulsion est relativement bien reproduite par le modèle numérique, bien que sujette à des modulations d'amplitude plus conséquentes que ce qu'on peut voir sur les signaux expérimentaux.

Le modèle numérique d'interaction en régime confiné par eau s'avère donc être un outil relativement fiable pour la prédiction des chargements en double-impulsion dans les gammes d'intensités et de délais concernés par cette étude. Il serait judicieux d'étendre les essais à des intensités et des délais plus important afin d'évaluer le modèle sur l'ensemble des configurations double-impulsions pertinentes pour de futures applications. On remarque également que le modèle nécessite des améliorations pour être plus précis et mieux reproduire les signaux expérimentaux, comme cela a été évoqué lors de la comparaison des expériences avec des impulsions simples confinées avec LDP.

7.3 Discussion sur les pressions d'ablation en configuration de double-impulsion

Les résultats expérimentaux obtenus par D.Courapied montrent que la pression d'ablation générée par la deuxième impulsion est plus faible que celle créée par la première impulsion, à intensité égale [82]. Les résultats numériques de cette étude permettent de bien reproduire ce point, comme on a pu le voir sur la Figure 3.53. L'état de la matière quelques centaines de ns après la première impulsion implique donc un rendement d'interaction plus faible que pour la première impulsion. Ce rendement d'interaction diminue quand le délai Δt augmente et également quand l'intensité des impulsions augmente [82]. Cette observation expérimentale est également reproduite par le modèle numérique implémenté dans ESTHER. On voit en effet sur la Figure 3.54 que le rapport des pressions ($P_{2,abl,max}/P_{1,abl,max}$) générées par deux impulsions d'intensité $I_{1,max}$ et $I_{2,max}$ est plus important pour des délais courts et des faibles intensités.

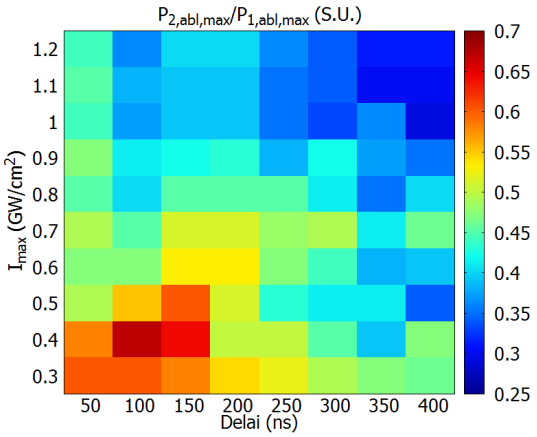
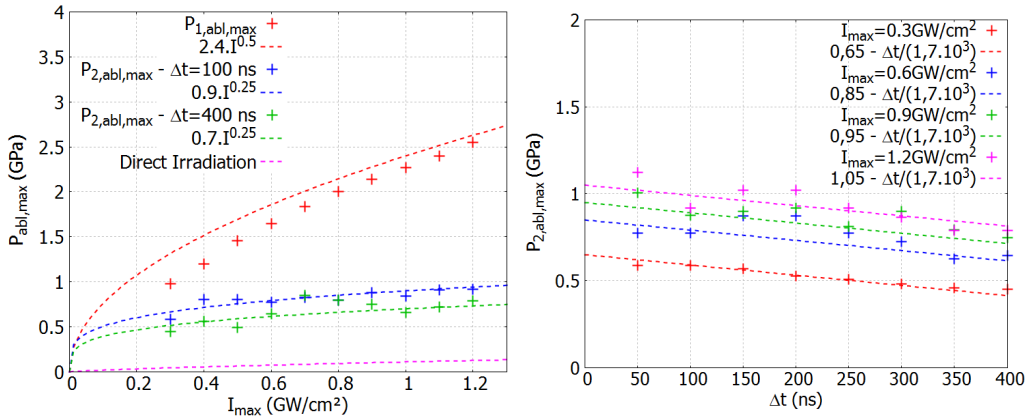


FIGURE 3.54 – Evolution du rapport $P_{2,abl,max}/P_{1,abl,max}$ en fonction de I_{max} et de Δt pour une succession de deux impulsions de type Gaussienne telles que I_{max}=$I_{1,max} = I_{2,max}$ - $\lambda = 532\ nm$ - $\tau = 7\ ns$ FWHM

Afin d'aller plus loin qu'une simple observation qualitative, on souhaite établir une loi d'échelle en quantifiant l'influence de I_{max} et de Δt sur $P_{2,abl,max}$. On étudie alors l'évolution de $P_{2,abl,max}$ en fonction de I_{max} pour différents délais dont les résultats sont présentés sur la Figure 3.55.



(a) (b)

FIGURE 3.55 – Etude des chargements appliqués par une succession de deux impulsions de type Gaussienne telles que I_{max}=$I_{1,max} = I_{2,max}$ - $\lambda = 532\ nm$ - $\tau = 7\ ns$ FWHM (a) Evolution de $P_{abl,max}$ en fonction de I_{max} pour la première et la seconde impulsion pour différents délais et comparaison à la relation identifiée en régime direct (b) Evolution de $P_{2,abl,max}$ en fonction de Δt pour différentes intensités

En premier lieu, on remarque que les lois en puissance permettant de reproduire cette évolution sont assez différentes de celle que nous avions déterminée pour une impulsion simple. On voit notamment que la dépendance de $P_{2,abl,max}$ à I_{max} est plus faible pour ces impulsions ($I^{0,25}$). Intuitivement, on pourrait penser que la deuxième interaction lors d'une double-impulsion se rapproche plus d'un régime d'interaction directe, en supposant que la couche de confinement est éjectée suite à la première impulsion. Cependant, on a vu précédemment que la couche d'eau liquide n'est qu'à quelques dizaines de μm de l'aluminium solide lorsque la deuxième impulsion se produit (Figure 3.52). Bien que diminué, l'effet de confinement est donc toujours actif. On remarque d'ailleurs ici que la loi ayant permis de reproduire les résultats numériques d'ESTHER en régime direct est très éloignée des résultats représentatifs des secondes impulsions en régime confiné. Ces derniers sont significativement plus élevés, démontrant le rôle significatif du confinement dans ces configurations.

On observe également que la dépendance de $P_{2,abl,max}$ à I_{max} semble assez peu varier avec le délai (Figure 3.55). Réciproquement, si on s'intéresse à la dépendance de $P_{2,abl,max}$ à Δt, on voit que cette dernière ne semble pas influencée par l'intensité puisque dans chaque cas on peut identifier une relation linéaire avec pente constante, indépendante de l'intensité. On peut donc approcher les résultats du modèle numérique par une loi d'échelle simple telle que l'Equation 3.39.

$$P_{2,abl,max} = A.I_{max}^{B} + C.\Delta t \tag{3.39}$$

L'identification des coefficients B et C est réalisée par la mise en place de relations dépendant respectivement de I_{max} et de Δt. Le coefficient A est défini afin de minimiser l'écart aux résultats numériques sur l'ensemble du domaine considéré. On obtient alors l'expression suivante (Equation 3.40) :

$$P_{2,abl,max}[GPa] = 0,98.I_{max}[GW/cm^2]^{0,25} - \frac{\Delta t[ns]}{1,7.10^3} \tag{3.40}$$

L'application de l'expression 3.40 à notre domaine d'étude permet de comparer les résultats issus de cette formule empirique aux résultats numériques. On constate sur la Figure 3.56 que la loi définie ici

reproduit les résultats numériques à $+/-25$ % d'erreur relative.

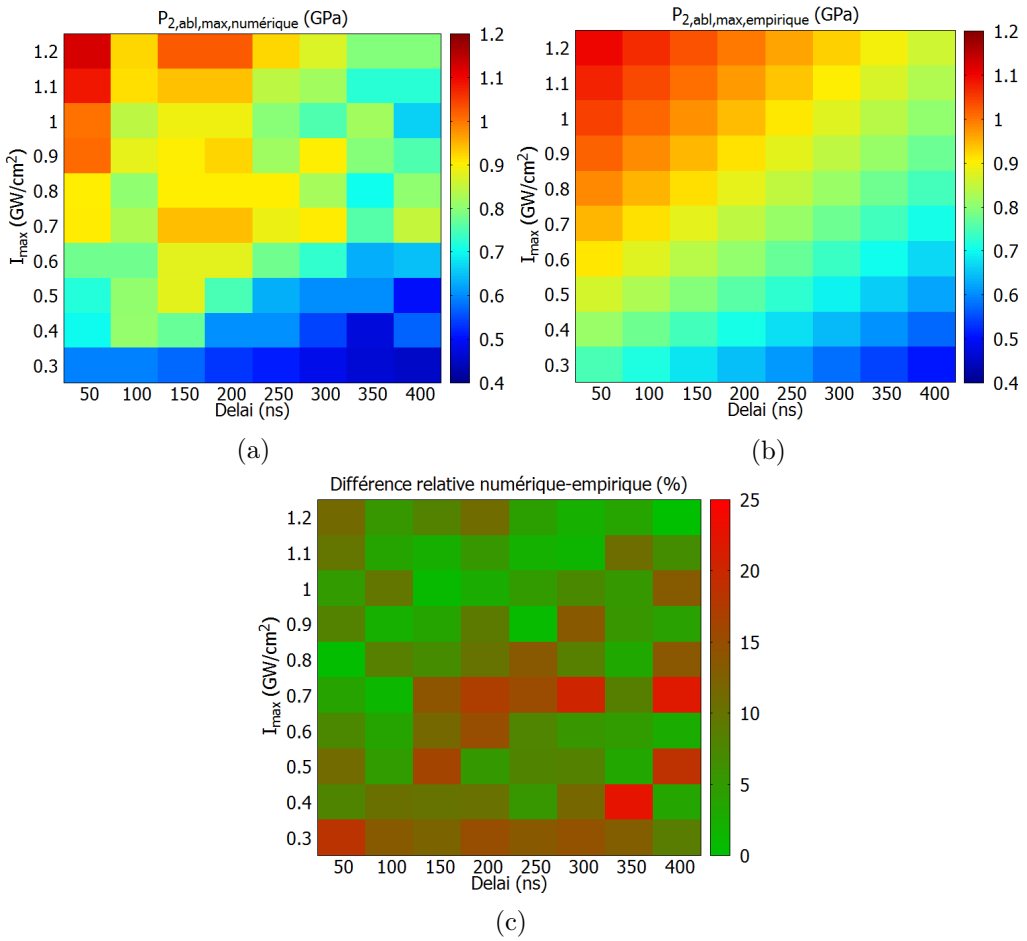


FIGURE 3.56 – Comparaison du modèle numérique et du modèle empirique appliqués pour une succession de deux impulsions de type Gaussienne telles que I_{max}=$I_{1,max}$ = $I_{2,max}$ - $\lambda = 532\ nm$ - $\tau = 7\ ns$ FWHM (a) Evolution de $P_{2,abl,max,numerique}$ en fonction de I_{max} et Δt (b) Evolution de $P_{2,abl,max,empirique}$ en fonction de I_{max} et Δt (c) Evolution de l'erreur relative ($P_{2,abl,max,numerique}$-$P_{2,abl,max,empirique}$)/$P_{2,abl,max,numerique}$

Sachant qu'il n'existe aucune autre loi de ce type pour prédire les chargements issus de double-impulsions, cette dernière est un outil utile pour dimensionner des plans d'essais ou de futures sources laser pour le procédé LASAT en double-impulsion. Il faut toutefois rappeler que seul un code numérique tel que celui développé et validé dans cette thèse permet de déterminer les chargements appliqués avec précision dans des configurations d'illumination laser très différentes, notamment pour étendre le domaine de prédiction à des intensités et des délais plus importants.

Chapitre 4

Caractérisation de matériaux sous chocs induits par laser

Comme nous l'avons souligné dans le chapitre précédent, la construction des modèles d'interaction laser-matière nécessite de disposer de modèles fiables pour représenter la propagation des ondes de choc dans les cibles d'aluminium, qui est notre matériau ablateur dans la plupart des expériences.

De plus, la mise en oeuvre du test d'adhérence requiert de prédire la répartition des contraintes dans les assemblages. Il est donc nécessaire de développer également des modèles adaptés pour chacun des matériaux constitutifs des assemblages. Le cas de la colle est particulier car son comportement sous choc est susceptible de changer selon que la résine est utilisée comme joint de faible épaisseur dans un empilement multi-matériaux ou comme cible mono-matériau. La rupture peut notamment se produire à l'interface colle/substrat dans un assemblage, impliquant directement les propriétés d'adhésion (rupture adhésive) alors que l'écaillage d'une cible mono-matériau met forcément en jeu des processus de décohésion en volume (rupture cohésive) [83]. Nous avons donc choisi de ne pas développer de modèle spécifique pour la colle en tant que mono-matériau. Les propriétés de la colle comme joint collé sont donc décrites dans le prochain chapitre.

On présente dans ce chapitre les matériaux utilisés et l'adaptation de modèles permettant de reproduire les expériences de caractérisation par choc laser avec ESTHER. Dans l'optique de l'utilisation de ces modèles pour des applications LASAT, on doit pouvoir identifier le seuil d'endommagement des substrats, qui constituera la limite haute du procédé dans le cas du CND. On doit également solliciter ces matériaux dans des conditions typiques de celles auxquelles ils seront soumis lors des essais LASAT. Les essais de caractérisation menés lors de cette étude doivent ainsi adresser une réponse à ces deux aspects et c'est la raison pour laquelle un large panel d'expériences doit être réalisé. Les chargements appliqués en entrée des cibles sont simulés en utilisant les modèles d'interaction laser-matière développés dans le chapitre 3.

La démarche développée, validée et utilisée dans cette étude pour caractériser le comportement des matériaux sous choc est exposée sur la Figure 4.1. Il faut souligner que la formalisation de la caractérisation a déjà été réalisée dans la thèse de R. Ecault [70]. Nous avons fait le choix d'axer la nôtre spécifiquement pour les matériaux métalliques pour lesquels le comportement mécanique est bien décorrélé de la composante hydrodynamique. La première phase de cette méthodologie vise à identifier le comportement hydrodynamique du matériau considéré en réalisant des expériences permettant de soumettre des cibles fines à des chargements longs de haute pression, afin de minimiser autant que possible l'atténuation mécanique du choc. La seconde doit, au contraire, solliciter des cibles épaisses avec des chargements modérés, permettant de disposer d'un bon rapport signal/bruit avec un profil de vitesse de surface libre décrivant la totalité du domaine élasto-plastique caractérisé par le précurseur élastique. Un compromis doit être trouvé entre

épaisseur de cible et taille de tache focale pour pouvoir maintenir l'hypothèse 1D suffisamment longtemps pour identifier Y_{max} avec la synchronisation temporelle du second débouché de choc, comme exposé dans le chapitre 3. Enfin, la dernière partie de la méthodologie consiste à mettre en place des essais à haute fluence et impulsion longue provoquant la rupture de la cible par écaillage. Il est important de disposer d'un signal expérimental portant la signature d'un écaillage généré par des phénomènes 1D. La construction du modèle numérique est réalisée étape par étape en procédant à des itérations impliquant des modifications paramétriques, jusqu'à ce que la corrélation entre les signaux numériques et expérimentaux soit acceptable pour considérer que le modèle matériau est suffisamment représentatif de l'expérience.

1 Présentation des matériaux étudiés

1.1 Aluminium pur et alliages d'aluminium

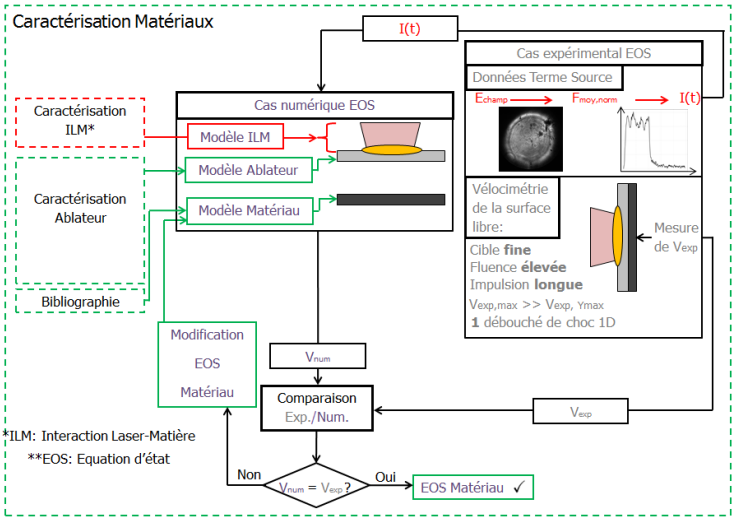
On distingue deux aluminiums utilisés pour la construction des modèles d'interaction laser-matière : l'aluminium pur et l'alliage d'aluminium 6061. L'aluminium 6061 est également utilisé comme matériau constitutif dans les assemblages étudiés dans le chapitre 5. Enfin, une troisième nuance d'aluminium, l'alliage aéronautique 2219, a été caractérisée afin d'identifier d'éventuelles différences de comportement sous choc par rapport à celui du 6061.

Les cibles d'aluminium pur ont été acquises auprès de la société GOODFELLOW. Il s'agit d'aluminium pur à $99,999$ %, de masse volumique $\rho = 2700\ kg.m^{-3}$ et à l'état laminé [139]. Les cibles d'aluminium 6061 ont été fournies par le CEA/DAM/CESTA. Elles ont été usinées aux dimensions appropriées pour nos essais à partir d'un barreau ayant subi un traitement thermique de type T6 (Figure 4.2). La composition de l'alliage 6061 intègre une faible proportion de magnésium ($0,8-1,2$ %) et de silicium ($0,4-0,8$ %). Cette différence de composition chimique est à l'origine de la différence des propriétés mécaniques statiques existant entre l'aluminium pur et le 6061. Des essais de micro-dureté menés sur les cibles des deux matériaux ont notamment montré que l'aluminium 6061 est trois fois plus dur que le métal pur. Les résultats de ces essais sont exposés dans la Table 4.1. Cette différence confirme la nécessité de disposer de deux modèles mécaniques bien distincts pour chaque nuance. Les épaisseurs utilisées ont varié de 50 μm à 500 μm. Cette gamme d'épaisseurs permet de mettre en oeuvre des configurations expérimentales mettant en évidence le comportement hydrodynamique, les propriétés mécaniques ou l'endommagement.

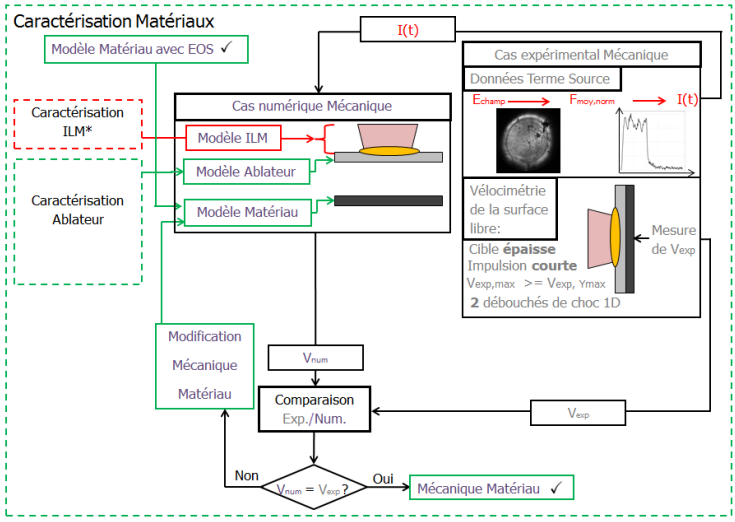
	Aluminium pur	Aluminium 6061
Valeur Moyenne	40	117
Ecart type	$2,0$	$7,9$
Coefficient de variation	$4,9$ %	$6,8$ %

Table 4.1 – Résultats de mesure de micro-dureté Vickers HV 50g

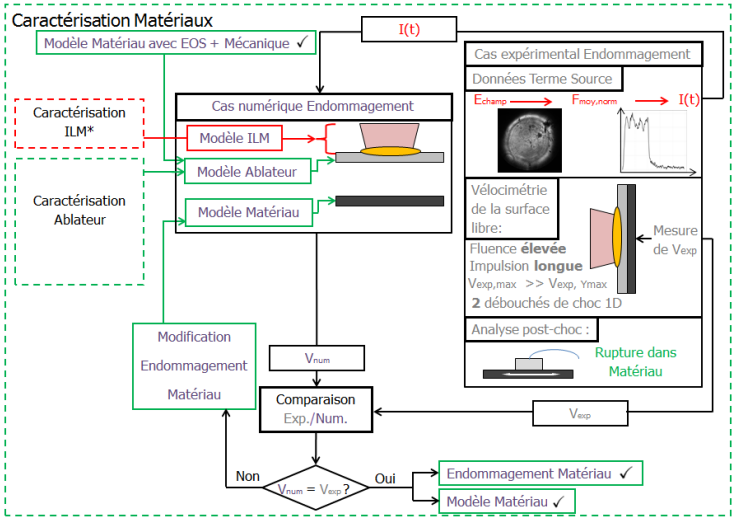
Dans le cadre du projet, des cibles en aluminium 2219 ont également été fournies par SAFRAN sous forme de plaques de 500 μm d'épaisseur puis usinées aux dimensions requises au laboratoire PIMM. Cet alliage possède une masse volumique de 2840 kg/m^3, sensiblement différente de celle de l'aluminium pur. Il contient une proportion significative de cuivre ($6,3$ %) et, dans une moindre mesure, de manganèse ($0,3$ %), de zirconium ($0,18$ %), de vanadium ($0,1$ %) et de titane ($0,1$ %). S'agissant d'un alliage aéronautique à visée structurelle, comme le 6061, les propriétés mécaniques de la norme 2219 sont relativement proches de celles de la norme 6061.



(a)

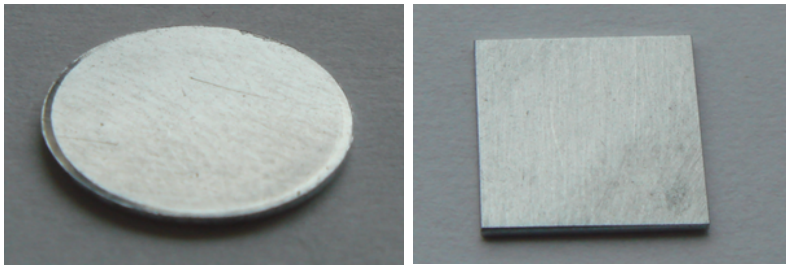


(b)



(c)

FIGURE 4.1 – Méthodologie détaillée de la caractérisation d'un matériau permettant l'identification de son comportement (a) hydrodynamique, (b) mécanique et (c) en endommagement



(a) (b)

FIGURE 4.2 – Cibles d'aluminiums usinées aux dimensions adaptées à l'installation GCLT (a) Aluminium pur - Epaisseur 500 μm - Diamètre 10 mm (b) Aluminium 6061 - Epaisseur 500 μm - Dimensions latérales 8 mm x 8 mm

1.2 Titane

Un alliage de titane, le TA6V4, est impliqué dans un type d'assemblage applicatif du chapitre 5. Cet alliage inclut une proportion significative d'aluminium (6 %) et de vanadium (4 %), permettant d'obtenir des propriétés et une densité ($\rho = 4200\ kg.m^{-3}$) adaptées à une utilisation structurelle en aéronautique ou aérospatiale. L'approvisionnement des cibles s'est fait auprès de la société GOODFELLOW, pour des épaisseurs variant de 50 μm à 520 μm (Figure 4.3) [140]. Comme pour l'aluminium pur et les alliages d'aluminium, l'utilisation d'une large gamme d'épaisseurs permet d'identifier la pertinence de la modélisation des phénomènes hydrodynamiques, mécaniques et d'endommagement.

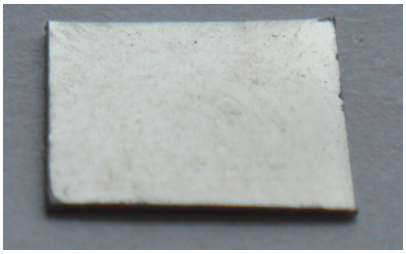


FIGURE 4.3 – Cible de TA6V4 usinée aux dimensions adaptées à l'installation GCLT - Epaisseur 520 μm - Dimensions latérales 8 mm x 8 mm

1.3 Composites

Deux types de matériaux composites en résine époxy renforcée de fibres de carbone intègrent les assemblages collés de cette étude : un composite stratifié-croisé et un composite tissé 3D. Le composite stratifié-croisé est un empilement de plis unidirectionnels (UD) de fibres pré-imprégnées de résine epoxy IMA/M21E d'épaisseur nominale égale à 250 μm et de densité $\rho = 1580\ kg.m^{-3}$. Le matériau UD a été acheté par AIRBUS auprès de la société HEXCEL et mis en oeuvre et usiné par RESCOLL pour créer des échantillons stratifiés symmétriques dont l'orientation des fibres alterne entre 0° et 90° dans un empilement de n plis tel que n impair. L'épaisseur des échantillons utilisés pour la construction du modèle matériau varie de 600 μm à 1000 μm (Figure 4.4). Le matériau tissé 3D de densité ($\rho \approx 1600\ kg.m^{-3}$) est fourni par SAFRAN. Il est composé de torons de fibres de carbone de dimensions millimétriques qui sont entremêlés dans les trois directions de l'espace et imprégnés d'époxy par le procédé de moulage par injection de résine (*Resin Transfer Molding* - RTM).

Les propriétés mécaniques statiques d'un pli UD du composite utilisé dans cette étude sont indiquées dans la Table 4.2, où E_1, E_2, E_3 les modules d'Young dans les trois directions telles que la direction 1

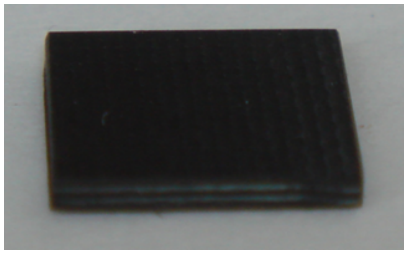


FIGURE 4.4 – Cible de composite IMA/M21E usiné aux dimensions adaptées à l'installation GCLT - Epaisseur 1000 μm - Empilement $0^o/90^o/0^o/90^o/0^o$ - Dimensions latérales 8 mm x 8 mm

correspond à l'axe des fibres dans le pli UD de stratifié-croisé et 3 est la direction de propagation des ondes de choc normale au plan du pli. $G_{1,2}$, $G_{1,3}$, $G_{2,3}$ et $\nu_{1,2}$, $\nu_{1,3}$, $\nu_{2,3}$ sont respectivement les modules de cisaillements et les coefficients de Poisson dans les différents plans définis par ces directions.

$E_1(GPa)$	$E_2(GPa)$	$E_3(GPa)$	$G_{1,2}(GPa)$	$G_{1,3}(GPa)$	$G_{2,3}(GPa)$	$\nu_{1,2}$	$\nu_{1,3}$	$\nu_{2,3}$
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)

TABLE 4.2 – Propriétés mécaniques d'un pli unidirectionnel de composite (a) données fournies par Airbus (b) données obtenues dans la bibliographie

1.4 Aciers

Deux nuances d'acier ont également été caractérisées au cours de cette étude : un acier Dual-Phase (DP 780) et un acier doux (ES). Ces aciers sont fournis par PSA sous forme de plaques d'épaisseur de 570 μm (ES) et 1200 μm (DP 780) puis usinés au laboratoire PIMM pour obtenir des échantillons de dimensions appropriées à l'installation Hephaïstos (Dimensions latérales 20 mm x 20 mm). Les compositions chimiques respectives des deux aciers sont indiquées dans la Table 4.3 [141, 142]. La densité de ces deux nuances est très proche de la densité du fer $\rho \approx 7800\ kg.m^{-3}$, du fait de la faible proportion massique d'éléments d'alliage.

	C	Mn	Si	Cr	Al	Mo
DP 780	$< 0,17$ %	$< 2,3$ %	$< 0,8$ %	$< 1,0$ %	$< 0,1$ %	$< 0,3$ %
ES	$< 0,1$ %	$< 0,4$ %	$< 0,1$ %	$< 0,1$ %	$< 0,1$ %	$< 0,1$ %

TABLE 4.3 – Fractions massiques des différents éléments chimiques présents dans les deux nuances d'acier [141, 142]

1.5 Bilan

On remarque donc qu'on peut distinguer deux catégories de matériaux parmi ceux présentés ici. Une première catégorie rassemble les matériaux métalliques pour lesquels des modèles isotropes connus ont déjà été identifiés. On estime donc pouvoir décrire correctement leur comportement avec ESTHER en adaptant les modèles existants, dans la limite de l'approximation de propagation mono-dimensionnelle des ondes. On identifie dans une seconde catégorie les matériaux composites qui, de part leurs propriétés anisotropiques ou leur inhomogénéité, ne peuvent pas être correctement représentés avec des modèles homogènes mono-dimensionnels. Pour ces derniers, on souhaite toutefois développer des modèles simples sur ESTHER permettant de dimensionner des essais de caractérisation du comportement matériau tout en

gardant à l'esprit que la pression d'ablation générée par ESTHER peut être intégrée à un code mécanique bi-dimensionnel pour représenter plus fidèlement ces matériaux anisotropes.

2 Matériaux Métalliques

2.1 Hydrodynamique

L'hydrodynamique permettant de reproduire le comportement des matériaux soumis aux ondes de chocs est modélisée de la même façon que pour simuler le comportement des matériaux sous irradiation laser. Dans le cas des matériaux métalliques qui peuvent servir d'ablateurs lors d'essais LASAT, on utilise donc des équations tabulées permettant de décrire l'état de la matière dans des conditions éloignées des conditions ambiantes. On présente dans cette sous-partie les équations d'état utilisées et leur validation par comparaison à l'expérience. Pour maximiser l'influence de l'hydrodynamique et minimiser l'impact des propriétés mécaniques les essais de validation doivent être réalisés sur des cibles d'épaisseur nominale la plus fine possible avec des impulsions de durée et d'intensité suffisamment importantes pour limiter l'atténuation par les détentes élastiques.

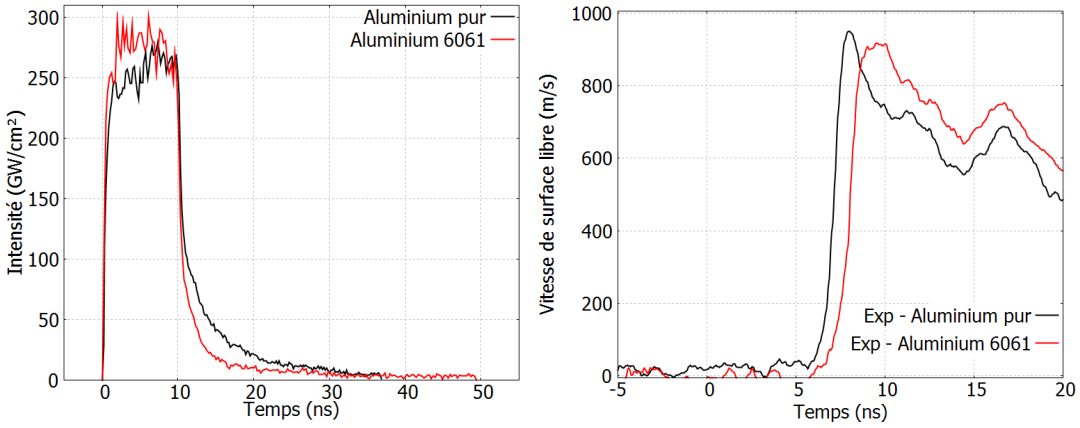
2.1.1 Aluminium pur et alliages d'aluminium

Dans le modèle décrit dans le chapitre 3, la couche de matière dédiée à l'interaction laser-matière est modélisée comme un empilement de mailles dans lesquelles l'hydrodynamique est décrite en utilisant l'équation d'état tabulée Sesame de l'aluminium pur. Afin de ne pas créer de perturbations générées par l'utilisation d'une équation d'état différente dans le reste de la cible, on choisit donc d'utiliser cette même équation d'état pour gérer la propagation des chocs dans tout l'empilement. Considérant que l'aluminium 6061 et l'aluminium 2219 sont des alliages et non des corps purs, on peut toutefois se poser la question de la pertinence de l'équation d'état Sesame de l'aluminium pur pour représenter la propagation des chocs dans ces matériaux. Une configuration expérimentale limitant les effets liés au modèle mécanique et appliquée sur un échantillon d'aluminium pur et un échantillon d'aluminium 6061 a permis de démontrer l'applicabilité de l'équation Sesame à l'aluminium 6061 (Figure 4.5). Les résultats exposés sur la Figure 4.5 montrent que les deux matériaux ont le même comportement hydrodynamique. En effet, les valeurs maximales de vitesse en face arrière, respectivement 918 m/s et 959 m/s, sont très proches (Différence relative < 2 %) et l'écart sur l'instant d'apparition de ce débouché (≈ 2 ns) peut être intégralement attribué à la différence entre les épaisseurs mesurées des deux cibles (10 μm). L'utilisation de l'équation tabulée Sesame de l'aluminium pur pour modéliser le comportement hydrodynamique des deux aluminiums semble donc pertinente. L'ensemble des résultats numérique du chapitre 3 obtenus sur ces matériaux a d'ailleurs été généré en utilisant cette équation d'état.

On a pu observer une bonne corrélation entre les résultats numériques et expérimentaux, notamment pour les cibles fines, comme sur le cas exposé sur la Figure 4.6, ce qui valide donc la modélisation de la propagation des chocs avec l'équation Sesame pour ces deux matériaux. On a également appliqué cette équation d'état à l'aluminium 2219 (Figure 4.6). Les résultats obtenus en régime confiné à haute intensité sur ce matériau semblent également démontrer la pertinence de l'équation d'état de l'aluminium pur pour reproduire des résultats expérimentaux sur un aluminium fortement allié. Dans le cas de ces essais, la contribution des éléments d'alliage ne semble donc pas perturber significativement la propagation des chocs. Des essais sur des cibles plus fines permettraient d'accroitre la dépendance du signal de vitesse aux phénomènes hydrodynamiques et ainsi de valider avec plus d'assurance ce point.

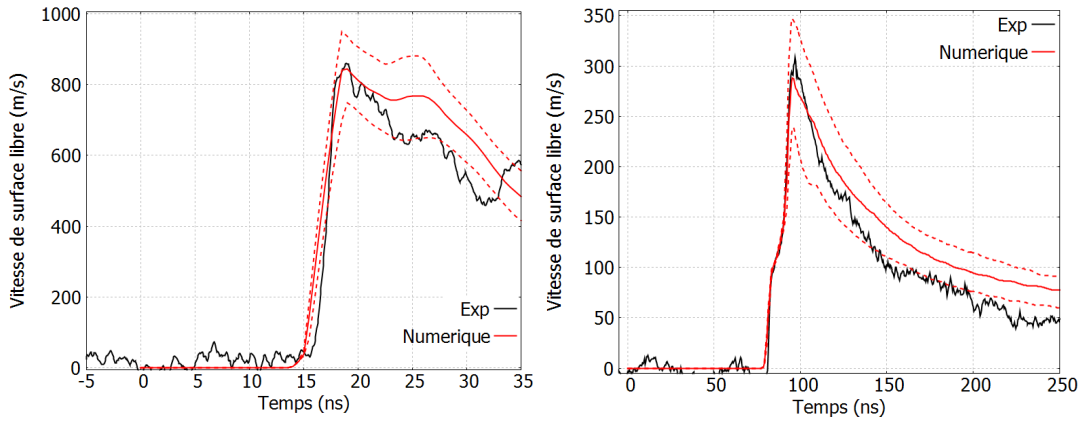
2.1.2 TA6V4 et Aciers

Comme pour les aluminiums, on souhaite traiter le TA6V4 et les aciers en utilisant une équation d'état unique sur toute l'épaisseur de la cible. Le comportement hydrodynamique du TA6V4 est modélisé à l'aide



(a) (b)

FIGURE 4.5 – Résultats expérimentaux de chocs laser - GCLT - $\phi 1$ mm - Créneau - 10 ns - $I_{max} = 250\ GW/cm^2$ sur aluminium pur - Epaisseur=42 μm - $23,94$ J et sur aluminium 6061 - Epaisseur=52 μm - $23,6$ J (a) Profils temporels d'intensité laser (b) Profils de vitesse de surface libre



(a) (b)

FIGURE 4.6 – Profils de vitesse de surface libre expérimentaux et numériques sur (a) aluminium 6061 - GCLT - Epaisseur=100 μm - $\phi 1$ mm - Créneau - 10 ns - $26,21$ J - $I_{max} = 300\ GW/cm^2$ - $\epsilon_F = +/-15$ % et (b) aluminium 2219 - Hephaïstos - Epaisseur=500 μm - $\phi 4$ mm - Gaussienne - 7 ns FWHM - $2,94$ J - $I_{max} = 2,9\ GW/cm^2$ - $\epsilon_F = +/-30$ % - Les profils en tirets rouges représentent la prise en compte de ϵ_F dans les simulations.

d'une équation d'état Sesame propre à ce matériau. En comparant les signaux de vitesse expérimentaux et numériques sur plusieurs cas adaptés, on a pu valider l'utilisation de cette équation d'état en prenant en compte l'incertitude relative à la répartition spatiale de l'énergie ainsi que la résolution en temps et en vitesse du VISAR, comme sur la Figure 4.7.

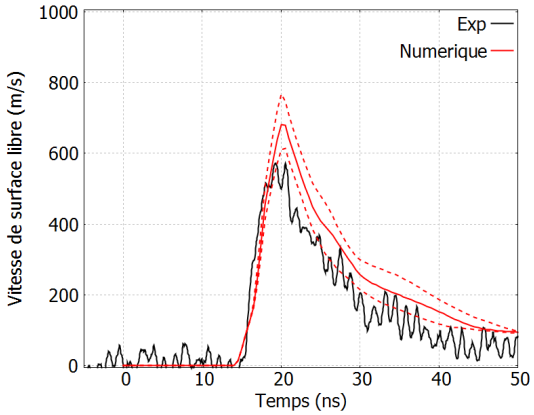
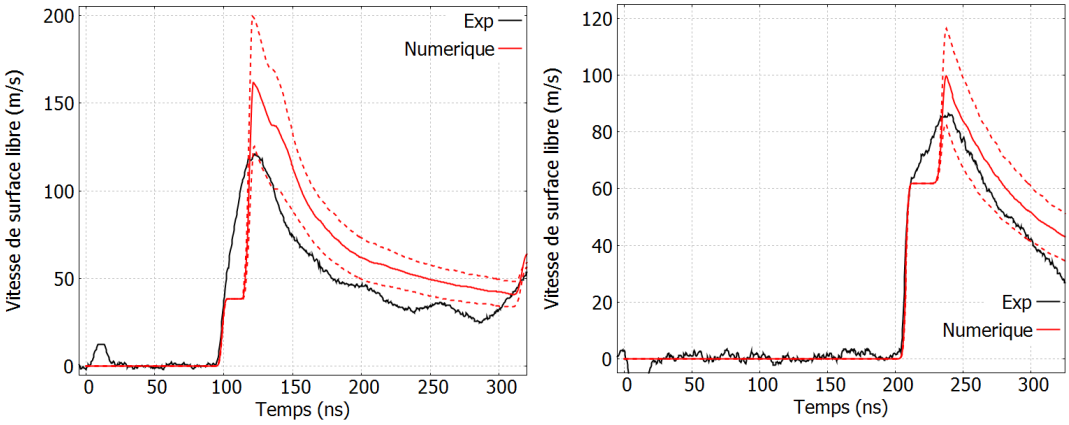


FIGURE 4.7 – Profils de vitesse de surface libre expérimental et numérique sur TA6V4 - GCLT - Epaisseur=100 μm - $\phi 1$ mm - Créneau - 5 ns - $19,81$ J - $I_{max} = 500$ GW/cm^2 - $\epsilon_F = +/-15$ % - Les profils en tirets rouges représentent la prise en compte de ϵ_F dans les simulations.

On dispose également d'une équation Sesame pour l'acier 304 que l'on applique à nos deux nuances d'acier. Bien que les compositions chimiques des deux nuances caractérisées dans cette étude soient assez différentes de celle de l'acier 304, on s'aperçoit que les résultats numériques permettent de bien reproduire les résultats expérimentaux (Figure 4.8).



(a) (b)

FIGURE 4.8 – Profils de vitesse de surface libre expérimentaux et numériques sur deux nuances d'aciers - Hephaïstos - $\phi 3,7$ mm - Gaussienne - 7 ns FWHM - $4,37$ J - $I_{max} = 6,5$ GW/cm^2 avec prise en compte de l'incertitude $\epsilon_F = +/-30$ % (a) Acier ES - Epaisseur=570 μm (b) Acier DP 780 - Epaisseur=1200 μm

On remarque que les vitesses maximales et les vitesses de propagation des ondes sont bien reproduites, en particulier sur des essais en interaction confinée par eau à intensité élevée, ce qui suppose, en partie, une bonne modélisation des phénomènes hydrodynamiques. Comme on l'a vu, la composition de ces alliages varie relativement peu, ce qui explique la bonne corrélation obtenue entre les résultats numériques et la simulation avec l'équation d'état de l'acier 304 pour ces deux matériaux. Il faut toutefois noter que

l'épaisseur des cibles d'acier utilisées ici est relativement importante, ce qui implique une intervention significative des propriétés mécaniques sur le signal de vitesse, comme on le verra dans la sous-partie suivante.

2.2 Comportement mécanique - Elastoplasticité

On admet que les matériaux métalliques utilisés dans cette étude ont un comportement élasto-plastique avec des propriétés d'écrouissage différentes. On montre donc dans cette sous-partie les résultats obtenus avec un modèle de référence sur des cas expérimentaux adaptés à l'évaluation des propriétés mécaniques des matériaux. Contrairement à ce qui a été précédemment évoqué pour la validation de la modélisation hydrodynamique, la mise en évidence des propriétés mécaniques sous choc implique des cibles assez épaisses avec des durées d'impulsion et des intensités laser assez faibles. L'objectif est de permettre, par exemple, le détachement du précurseur élastique du pic principal, l'atténuation du pic principal par les détentes élastiques et la mise en évidence de la composante élastique après écrouissage sur les pics de vitesse secondaires. L'amélioration du rapport signal/bruit pour la définition du précurseur élastique sur la mesure VISAR implique également l'utilisation de facteur de franges assez bas et donc d'intensité laser faibles. Il faut également que la vitesse maximale soit supérieure à la vitesse correspondant au précurseur élastique pour pouvoir bien l'identifier.

2.2.1 Modèle de Steinberg-Cochran-Guinan

Le modèle utilisé ici pour décrire le comportement mécanique des métaux est le modèle Steinberg-Cochran-Guinan (SCG) [143]. Ce modèle simple permet de décrire l'élasto-plasticité dans les matériaux soumis à des chocs forts. Il définit la limite élastique (Y) comme étant indépendante de la vitesse de déformation ($\dot{\epsilon}$), contrairement à d'autres modèles comme Johnson-Cook [144], plus adapté à des sollicitations impliquant des vitesses de déformations plus faibles, qui intègre une évolution de la limite élastique avec la vitesse de déformation. Cependant, le modèle SCG prend en compte l'évolution du module élastique (G) et de Y avec les variations de la température (T) liées au passage de l'onde de choc de pression P via les équations 4.1 et 4.2. G_0 et Y_0 sont respectivement le module élastique et la limite élastique dans l'état de référence ($P = 0$, $T = 300\ K$). G'_P et Y'_P sont des coefficients permettant de définir l'évolution de G et de Y avec P. G'_T est un coefficient qui décrit l'évolution de G avec T et c'est en utilisant ce coefficient que la variation de Y avec T est définie. η est le taux de compression du matériau. β et n sont les paramètres d'écrouissage pilotant l'évolution de Y en fonction du taux de déformation induit par le choc (ϵ) et du taux de déformation initiale ϵ_i.

$$G = G_0[1 + \left(\frac{G'_P}{G_0}\right)\frac{P}{\eta^{1/3}} + \left(\frac{G'_T}{G_0}\right)(T - 300)] \tag{4.1}$$

$$Y = Y_0[1 + \beta(\epsilon + \epsilon_i)]^n[1 + \left(\frac{Y'_P}{Y_0}\right)\frac{P}{\eta^{1/3}} + \left(\frac{G'_T}{G_0}\right)(T - 300)] \tag{4.2}$$

L'évolution de la limite élastique correspondant à l'écrouissage du matériau, défini par l'équation 4.2, est limitée par Y_{max} la limite élastique maximale (Equation 4.3).

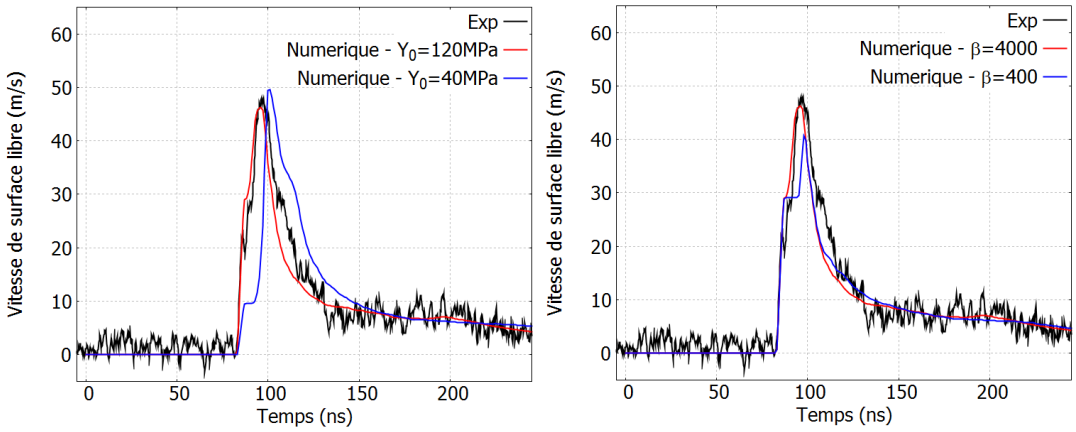
$$Y_0[1 + \beta(\epsilon + \epsilon_i)]^n \leq Y_{max} \tag{4.3}$$

Dans nos cas, on considère $\epsilon_i = 0$. On intègre ainsi directement dans Y_0 les éventuelles augmentations de limite élastique liées à un écrouissage lors de l'usinage des cibles. De la même façon, on considère le paramètre n comme un paramètre fixe, défini par les données bibliographiques pour chaque matériau. Pour tous les matériaux métalliques étudiés ici, on choisit donc plutôt de piloter l'écrouissage du matériau en faisant varier β. La variation des trois paramètres Y_0, Y_{max} et β à partir de jeux de paramètres existants

doit donc permettre de reproduire le comportement élasto-plastique des matériaux soumis aux chocs laser dans notre gamme d'étude.

2.2.2 Aluminium pur

Un jeu de paramètres pour l'aluminium 1100-O a été identifié dans une précédente étude [145]. L'aluminium 1100 est considéré comme "pur" dans la mesure où il contient moins de 1 % d'éléments d'alliages. Nous avons donc intégré ce jeu de paramètres au modèle matériau de l'aluminium pur afin de juger de sa capacité à reproduire les résultats expérimentaux réalisés sur les deux plateformes laser utilisées pendant cette étude. Contrairement aux essais qui peuvent être menés sur des générateurs de choc permettant des chargements d'amplitude bien plus élevée, on a pu constater sur ce matériau l'importance de l'élastoplasticité dans nos régimes de chocs. Par exemple, la modification de la limite élastique initiale est nécessaire pour bien représenter le niveau du précurseur élastique. On voit notamment sur la Figure 4.9 que le passage de Y_0 de 40 MPa à 120 MPa permet de mieux reproduire le signal expérimental. Afin de bien représenter la forme du précurseur, on a également modifié la valeur de β de 400 à 4000, permettant d'accroitre la vitesse d'écrouissage avec la déformation et ainsi d'augmenter la pente du domaine élasto-plastique (Figure 4.9).



(a) (b)

FIGURE 4.9 – Profils de vitesse de surface libre expérimentaux et numériques avec variations de paramètres mécaniques sur aluminium pur - GCLT - Epaisseur=500 μm - $\phi 3,2$ mm - Créneau - 10 ns - $7,43$ J - $I_{max} = 9$ GW/cm^2 (a) Profils numériques avec $Y_0 = 40$ MPa et $Y_0 = 120$ MPa avec $\beta = 4000$ (b) Profils numériques avec $\beta = 400$ et $\beta = 4000$ avec $Y_0 = 120$

Enfin, on a remarqué sur l'ensemble des essais une différence en terme de synchronisation temporelle entre les résultats numériques et expérimentaux. En effet, l'arrivée des débouchés de choc sur la surface libre apparaissent plus tôt sur le signal numérique que sur le signal expérimental. Or, comme cela a été mentionné dans le chapitre précédent, la limite d'élasticité finale Y_{max} est suceptible d'avoir une incidence sur la vitesse de propagation des ondes de choc et ainsi de modifier la fréquence d'apparition des pics de vitesse de surface libre. Afin de diminuer la vitesse globale de l'onde de choc, on choisit donc de diminuer la part de la composante élastique de l'onde de choc en abaissant Y_{max} de 480 MPa à 160 MPa. Le cas illustré sur la Figure 4.10 permet de montrer la pertinence de cette nouvelle limite élastique maximale sur un cas favorable à l'étude des paramètres mécaniques impliquant une cible relativement épaisse et des paramètres laser permettant l'application, d'un chargement d'amplitude modérée, permettant tout de même un écrouissage total de la cible.

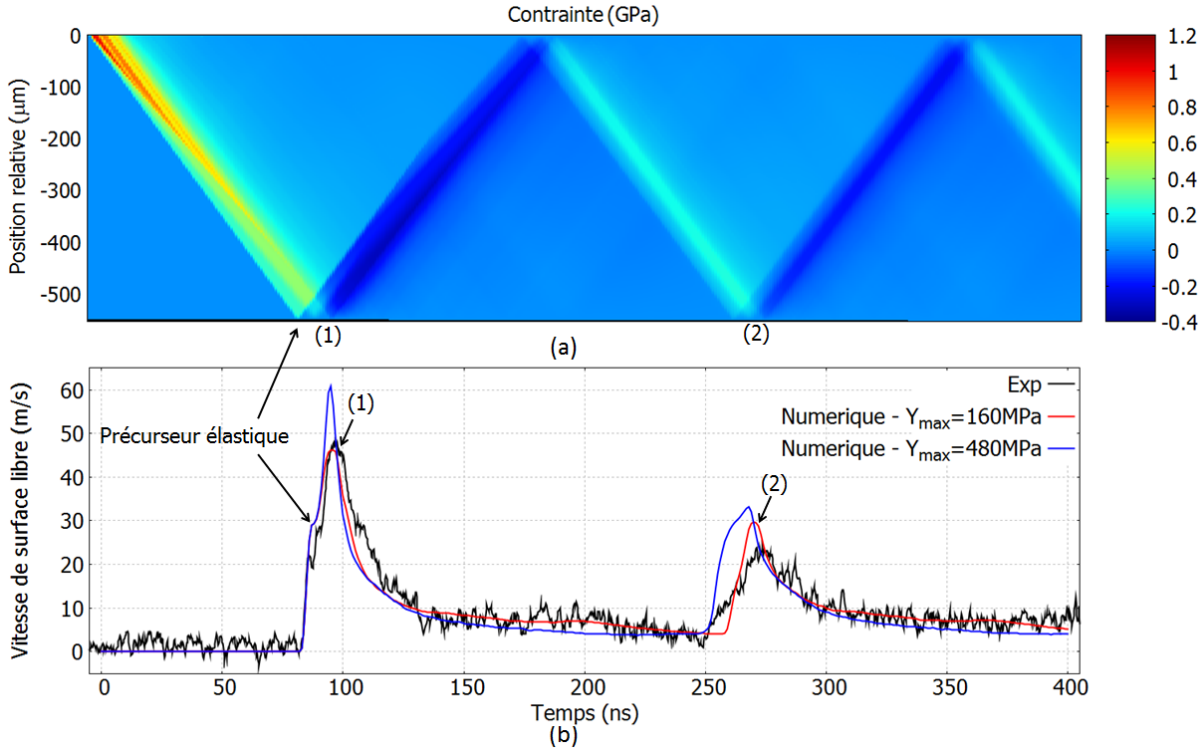


FIGURE 4.10 – Résultats expérimentaux et numériques sur aluminium pur - GCLT - Epaisseur=500 μm - $\phi 3,2\ mm$ - Créneau - 10 ns - $7,43\ J$ - $I_{max} = 9\ GW/cm^2$ - Augmentation de F de 20 % en lien avec ϵ_F (a) Diagramme numérique temps-position en contrainte issu d'ESTHER (x=0 correspond à la position de la face avant à t=0) avec le modèle mécanique présenté dans la Table 4.4 (b) Profils de vitesse de surface libre expérimentaux et numériques avec ESTHER (1D) avec $Y_{max} = 160\ MPa$ et $Y_{max} = 480\ MPa$

On voit en effet que la synchronisation temporelle des pics de vitesse de surface libre du signal numérique et du signal expérimental est bien meilleure avec $Y_{max} = 160\ MPa$. On remarque également que le niveau de vitesse maximale correspond mieux à la courbe expérimentale. L'utilisation du nouveau jeu de paramètres a pu etre validé sur l'ensemble des essais réalisés sur aluminium pur sur les deux plateformes laser.

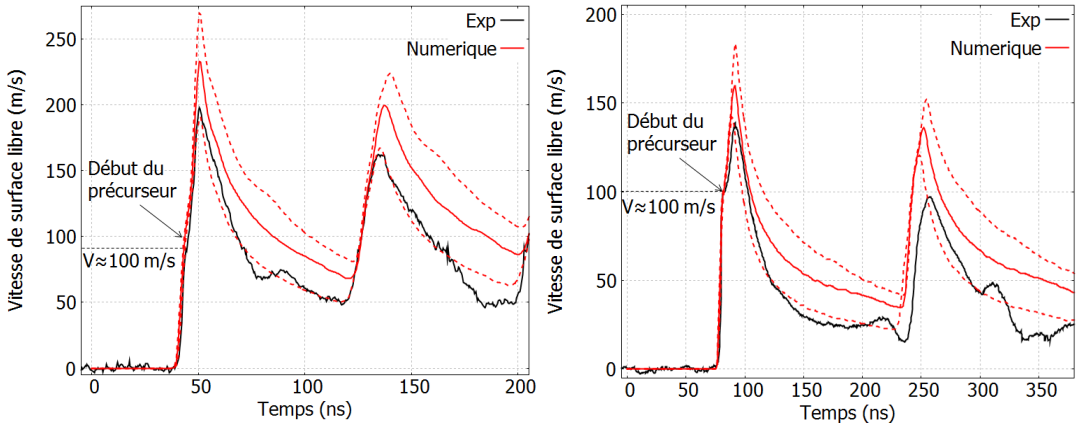
Le jeu de paramètres SCG que nous avons identifié comme le plus pertinent pour notre étude pour ce matériau est donné dans la Table 4.4.

Y_0 (MPa)	β	n	ϵ_i	G_0 (GPa)	G'_P	G'_T (GPa/K)	Y_{max} (MPa)
120	4000	$0,27$	0	$27,1$	$1,76690$	$-1,66936.10^{-2}$	160

TABLE 4.4 – Paramètres SCG optimaux définis pour l'aluminium pur

2.2.3 Alliages d'aluminium

Dans ses travaux, B. Jodar a optimisé les constantes SCG pour l'aluminium 6061 par une série d'essais de choc laser réalisés sur Hephaïstos [146]. Ce jeu de paramètres a ensuite été ré-ajusté par D. Hébert (CEA/DAM/CESTA) suite à d'autres types d'essais sur ce matériau. Dans cette étude, nous avons repris ces constantes dans notre modèle matériau pour l'aluminium 6061. On a pu ainsi constater une excellente corrélation des profils de vitesse de surface libre numériques avec leurs homologues expérimentaux, et notamment sur des cas adaptés à l'évaluation des propriétés mécaniques, comme le cas exposé sur la Figure 4.11.



(a) (b)

FIGURE 4.11 – Profils de vitesse de surface libre expérimentaux et numériques sur deux alliages d'aluminiums - Hephaïstos - $\phi 4\ mm$ - Gaussienne - 7 ns FWHM - avec prise en compte de l'incertitude $\epsilon_F = +/-30$ % (a) aluminium 6061 - Epaisseur=250 μm - $1,13\ J$ - $I_{max} = 1,1\ GW/cm^2$ (b) aluminium 2219 - Epaisseur=500 μm - $0,95\ J$ - $I_{max} = 1,0\ GW/cm^2$ - Les profils en tirets rouges représentent la prise en compte de ϵ_F dans les simulations.

On voit par exemple sur ce cas que la limite élastique ($Y_0 = 400\ MPa$) est bien définie puisque le début du précurseur élastique expérimental est fidèlement reproduit par le modèle numérique. De même, la forme du précurseur et la fréquence d'apparition des pics secondaires est très bien reproduite, ce qui

implique une bonne modélisation de l'écrouissage via les paramètres β et Y_{max}.

L'application du même jeu de paramètres pour l'aluminium 2219 semble donner des résultats assez proches de l'expérience comme on peut le voir sur la Figure 4.11. On remarque notamment que le précurseur élastique est bien défini par notre modélisation impliquant $Y_0 = 400\ MPa$. Le léger décalage temporel visible sur le second pic de vitesse peut être issu d'une modélisation de l'écrouissage trop approximative, suggérant des modifications de Y_{max} ou β pour améliorer la corrélation avec l'expérience.

Le jeu de paramètres SCG utilisé pour l'aluminium 6061 et l'aluminium 2219 est donné dans la Table 4.5.

Y_0 (MPa)	β	n	ϵ_i	G_0 (GPa)	G'_P	G'_T (GPa/K)	Y_{max} (MPa)
400	5500	$0,10$	0	$27,6$	$1,79952$	$-1,70016.10^{-2}$	500

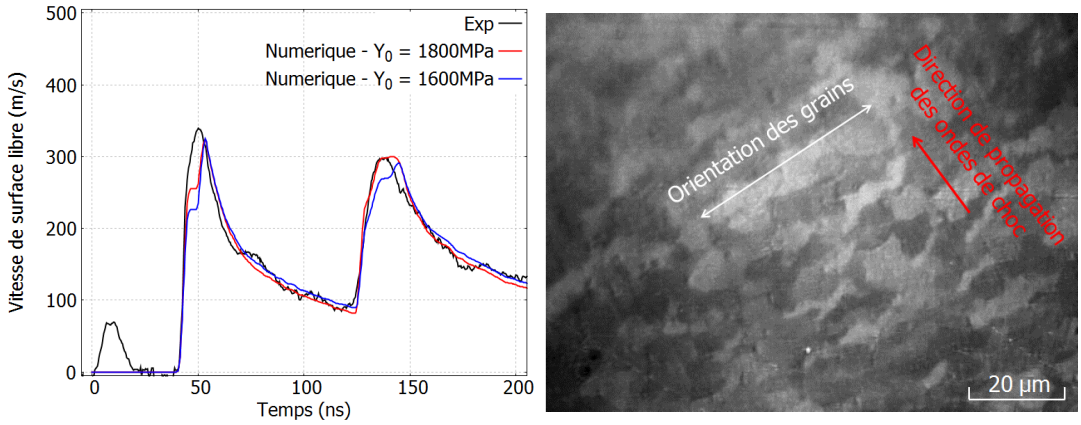
TABLE 4.5 – Paramètres SCG optimaux définis pour l'aluminium 6061 et l'aluminium 2219

On constate donc que la caractérisation mécanique sous choc d'un matériau peut être facilitée en adoptant un modèle existant adapté à ce régime de sollicitation pour un matériau dont les propriétés mécaniques statiques sont proches. Des aménagements spécifiques peuvent ensuite être réalisés sur la base d'essais expérimentaux pour accroitre la précision du modèle et le rendre plus prédictif. On montre donc ici simultanément à la fois l'importance de la caractérisation des matériaux pour chaque nuance ou alliage impliqué dans un assemblage à tester dans le cadre du LASAT mais également la possibilité de caractériser un nouveau matériau à l'aide de données appropriées sur un matériau proche et d'un nombre d'essais restreints sur le matériau ciblé.

2.2.4 TA6V4

Un jeu de paramètres SCG nous a été fourni par G. Seisson (CEA/DAM/DIF) pour modéliser le comportement élasto-plastique du TA6V4 sous choc. Ces données ont été ajustées par comparaison à des expériences faisant appel à différents générateurs de chocs ($\dot{\epsilon} = 10^4 - 10^6\ s^{-1}$). Cependant, il n'a jamais été confronté à des chocs générés par laser induisants des vitesses de déformations plus importantes ($\dot{\epsilon} > 10^7 s^{-1}$) pour certains cas de cette étude sur le TA6V4). Dans le cadre de notre étude, l'utilisation de ces constantes dans notre modèle numérique permet globalement de bien reproduire les résultats expérimentaux de vitesse de surface libre. On s'est toutefois aperçu que l'élévation de la limite d'élasticité initiale de 1600 MPa à 1800 MPa est nécessaire pour bien reproduire le niveau du précurseur élastique expérimental (Figure 4.12).

La Figure 4.12 montre la pertinence de $Y_0 = 1800\ MPa$ sur un cas permettant la mise en évidence des propriétés mécaniques. L'apport de cette nouvelle constante au modèle SCG a été vérifié sur des épaisseurs et des chargements d'amplitude différentes. On peut donc supposer que la modification du paramètre mécanique $Y_0 = 1800\ MPa$ par rapport au modèle de référence avec $Y_0 = 1600\ MPa$ est indépendante de la vitesse de déformation ($1.10^6\ s^{-1} < \dot{\epsilon} < 3,5.10^7\ s^{-1}$ pour l'ensemble des essais sur TA6V4) et de l'amplitude du choc, comme on aurait pu s'y attendre. Des coupes micrographiques ont été effectuées au CEA/DAM/DIF. Ces coupes montrent des grains allongés dans la direction de l'échantillon, suggérant un effet laminé résiduel. On estime donc plutôt que la microstructure des échantillons utilisés dans cette étude est suceptible d'induire une anisotropie au sein de la cible et ainsi d'impacter la composante élasto-plastique du choc lors de sa propagation dans l'épaisseur de cible. Le modèle homogène qui nous avait été transmis ne peut donc pas représenter parfaitement les propriétés du matériau dans toutes les



(a) (b)

FIGURE 4.12 – Résultats expérimentaux et numériques sur TA6V4 (a) Profils de vitesse de surface libre expérimentaux et numériques avec $Y_0 = 1600\ MPa$ et $Y_0 = 1800\ MPa$ - Hephaïstos - Epaisseur=250 μm - $\phi 4\ mm$ - Gaussienne - 7 ns FWHM - $6,88\ J$ - $I_{max} = 6,9\ GW/cm^2$ - $\epsilon_F = +/-30\ \%$ (b) Coupe micrographique sur une cible de TA6V4 d'épaisseur 250 μm, effectuée avec grossissement x100 par J.Bontaz (CEA/DAM/DIF)

directions. L'adaptation de ce jeu de paramètres pour prendre indirectement en compte dans la direction de sollicitation cette anisotropie a toutefois permis de représenter assez fidèlement l'ensemble des essais réalisés sur nos cibles de TA6V4.

A noter que l'artefact sur le signal expérimental à $t = 0\ ns$ est lié à l'éclairement du système VISAR par le plasma. L'expérience et, par extension, le reste du signal expérimental ne sont absolument pas impactés par ce phénomène.

Le jeu de paramètres SCG défini par cette étude, sur la base du paramétrage qui nous avait été transmis, est donné dans la Table 4.6.

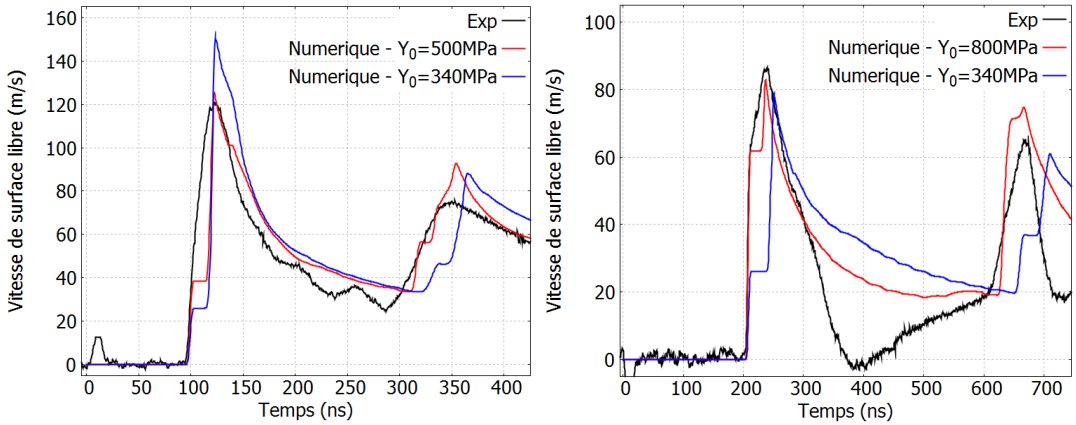
Y_0 (MPa)	β	n	ϵ_i	G_0 (GPa)	G'_P	G'_T (GPa/K)	Y_{max} (MPa)
1800	12	$0,16$	0	$45,9$	$4,8185.10^{-1}$	$-1.92780.10^{-2}$	4000

TABLE 4.6 – Paramètres SCG optimaux définis pour le TA6V4

2.2.5 Aciers

Afin de modéliser le comportement sous choc de nos deux nuances d'aciers, nous nous sommes basés sur les paramètres définis pour l'acier 304 par différentes études et rassemblés par D.J. Steinberg [143]. Les épaisseurs des cibles qui nous ont été fournies ont permis de mettre en oeuvre des configurations expérimentales assez adaptées à la mise en évidence des paramètres mécaniques de nos deux nuances d'acier. On a ainsi pu remarquer que la limite élastique initiale du jeu de paramètres de référence ($Y_0 = 340\ MPa$) ne permettait pas de représenter correctement le niveau du précurseur. Pour les deux matériaux, on a donc augmenté Y_0 afin d'améliorer la corrélation entre les résultats numériques et expérimentaux (Figure 4.13).

En première approche, $Y_0 = 500\ MPa$ permet de reproduire assez correctement le niveau du précurseur expérimental pour l'acier ES. Il faut toutefois noter que le précurseur est assez peu détaché



(a) (b)

FIGURE 4.13 – Profils de vitesse de surface libre expérimentaux et numériques sur deux nuances d'aciers - Hephaïstos - $\phi 3,7\ mm$ - Gaussienne - 7 ns FWHM - $4,37\ J$ - $I_{max} = 6,5\ GW/cm^2$ (a) Acier ES - Epaisseur=570 μm (b) Acier DP 780 - Epaisseur=1200 μm - Les profils en tirets rouges représentent la prise en compte de ϵ_F dans les simulations.

du pic principal. Les différentes ruptures de pentes associées à la transition élastique-élastoplastique et élastoplastique-plastique sont donc difficilement visibles dans ce cas. Des essais sur des épaisseurs plus importantes permettraient de les mettre en évidence plus facilement. En ce qui concerne la nuance DP 780, $Y_0 = 800\ MPa$ permet de reproduire le niveau du précurseur élastique, ce qui correspond très bien à la limite élastique nominale de cet alliage ($Y = 780\ MPa$). Pour ces deux nuances d'acier, on note toutefois que la forme du précurseur expérimental est assez éloignée de celle représentée par la simulation. Cette divergence pourrait suggérer que l'écrouissage modélisé est assez différent de l'écrouissage à l'oeuvre dans l'expérience. On a vu cependant que la synchronisation temporelle sur les pics secondaires est relativement bonne. La divergence expérience-simulation visible sur la premier pic ne semble donc pas être un obstacle majeur à la modélisation de la propagation des chocs dans l'épaisseur de la cible. On remarque également sur le signal expérimental de l'acier DP que des détentes bi-dimensionnelles issues des bords de tache apparaissent vers 350 ns et tendent à décharger la surface libre, induisants une réduction de la vitesse associée [123]. L'instant d'apparition de ces effets (t) au centre de la tache, et donc au point de mesure de l'instrument de vélocimétrie, dépend du rayon de la tache focale (r) et de la vitesse de propagation des chocs (D), comme on peut le voir sur l'expression 4.4 [146].

$$t = \frac{r}{D} \tag{4.4}$$

En dépit de ces effets survenant ponctuellement, on remarque que l'allure globale du signal après leur apparition est bien représentée. On constate donc que la modélisation mono-dimensionnelle des chocs ne peut prendre en compte ce type de phénomènes mais, pour autant, ces derniers ne semblent pas perturber majoritairement le signal. Cette observation ouvre des perspectives à l'utilisation d'ESTHER pour modéliser la propagation des cibles dans des assemblages de matériaux isotropes, comme on le verra dans le prochain chapitre.

Le jeu de paramètres SCG défini par cette étude est donné dans la Table 4.7.

2.3 Endommagement

Dans cette partie, on s'intéresse à la caractérisation de l'endommagement sous choc des métaux utilisés pour les besoins de cette étude. Un modèle de référence est employé pour modéliser l'endommagement puis

	Y_0 (MPa)	β	n	ϵ_i	G_0 (GPa)	G'_P	G'_T (GPa/K)	Y_{max} (MPa)
Acier ES	500	43	$0,35$	0	77	$1,74020$	$-3.50350.10^{-2}$	2500
Acier DP	800	43	$0,35$	0	77	$1,74020$	$-3.50350.10^{-2}$	2500

TABLE 4.7 – Paramètres SCG optimaux définis pour les deux nuances d'aciers étudiées

la rupture des matériaux, permettant l'identification des seuils d'endommagement de ces substrats. Ces informations sont particulièrement importantes dans le cadre du développement du LASAT non-destructif (ND-LASAT) afin de pouvoir optimiser les paramètres laser dans l'optique de préserver les substrats des assemblages.

2.3.1 Modèle de Johnson

Le modèle de J.N. Johnson est basé sur une approche de la rupture de type ductile, particulièrement adaptée à la description du phénomène d'écaillage dans les métaux [147]. Ce modèle décrit l'évolution de la porosité dans le matériau α, définie par l'expression 4.5, à partir d'une porosité existante (α_0) initiale à une porosité limite (α_{lim}) déclenchant la rupture de la matière.

$$\alpha = \frac{V_{tot}}{V_{sol}} \tag{4.5}$$

Dans l'expression précédente, V_{tot} est le volume de la maille considérée et V_{sol} le volume de cette maille occupé par de la matière solide, tels que $V_{tot} = V_{sol} + V_{por}$, avec V_{por} le volume occupé par les pores. Le processus d'accroissement de la porosité est piloté par l'intermédiaire des contraintes de traction et de compression (σ) et permet ainsi de décrire la propagation des ondes de choc dans un milieu endommagé et leur action sur ce même milieu. L'activation de l'endommagement et de l'accroissement de la fraction de pores ($\frac{d\alpha}{dt}$) dans la matière se fait par la mise en traction de la matière au delà d'une certaine valeur de contrainte σ_{seuil}, définie par l'expression 4.6 dans laquelle a_s est la pression corrective du critère de croissance.

$$\sigma_{seuil} = \frac{a_s}{\alpha} ln(\frac{\alpha}{\alpha - 1}) \tag{4.6}$$

La résolution de l'équation différentielle 4.7 dans chaque maille permet de décrire l'évolution de la porosité. Dans cette expression, on retrouve α_0, la viscosité (η), σ, σ_{seuil}, V_{por} et le volume de pores limite (V_{lim}), au delà duquel se produit la rupture. On définit V_{lim} comme $V_{lim} = (\alpha_{lim} - 1)V_{sol}$.

$$\frac{d\alpha}{dt} = \frac{(\alpha_0 - 1)^{(2/3)}}{\eta} \alpha(\alpha - 1)(\sigma - \sigma_{seuil})(V_{por} + V_{lim}) \tag{4.7}$$

Réciproquement, le passage d'une onde de choc dans un milieu endommagé, peut ensuite faire diminuer la fraction de porosité par l'action des contraintes de compression qui lui sont associées, si $\sigma < -\sigma_{seuil}$. Le cas échéant, cette diminution peut aller jusqu'à permettre un retour de la porosité à son niveau initial. Ce modèle prévoit donc la réversibilité du phénomène d'endommagement. L'implémentation de ce modèle dans un code tel qu'ESTHER implique une séparation des mailles par création d'un micro-vide entre les noeuds lorsque l'une d'entre elle subit une augmentation de porosité jusqu'à la valeur limite. Le vide ainsi créé s'accroit si les conditions hydrodynamiques le permettent, générant ainsi un écaillage de l'empilement. Ce vide peut également être comblé par rapprochement des deux mailles et recréation d'un noeud commun. Toutefois, la résistance à la rupture associée à ce nouveau noeud est nulle, ce qui implique que la moindre contrainte en traction s'exerçant dans l'une de ces deux mailles provoque à nouveau leur séparation. Ce schéma numérique pour modéliser la rupture peut donc être vu comme un phénomène irréversible dans la mesure où les mailles concernées ne retrouvent jamais leurs propriétés d'endommagement d'origine, dès

lors que la rupture est atteinte.

L'adaptation du modèle pour un matériau donné implique donc la définition des paramètres α_0, α_{lim}, a_s et η. On présente donc dans les parties suivantes l'amélioration des modèles d'endommagement pour les matériaux concernés par les applications de l'étude.

2.3.2 Aluminium pur

Le modèle d'endommagement présenté précédemment a déjà été employé sur des essais de chocs induits par laser menés dans des conditions proches de celles mises en oeuvre au cours de nos travaux [148]. Cette dernière étude a permis d'identifier un jeu de paramètres du modèle de Johnson pour reproduire avec ESTHER des profils de vitesse de surface libre obtenus sur cibles d'aluminium pur. Toutefois, on s'est aperçu en appliquant ce modèle à nos cas expérimentaux que le paramètre a_s doit être réévalué. En effet, on remarque que ce paramètre pilote la contrainte à partir de laquelle l'endommagement débute et que l'application du paramétrage de référence ($a_s = 100\ MPa$) menait à un début d'endommagement numérique trop précoce. La Figure 4.14 montre l'intérêt de la modélisation avec $a_s = 220\ MPa$ sur un cas expérimental impliquant un écaillage. Sur ce même cas expérimental, on peut mettre en évidence l'intérêt de l'augmentation de la viscosité de $\eta = 0,54\ Pa.s$ à $\eta = 0,65\ Pa.s$ pour ralentir le processus d'augmentation de la porosité et ainsi retarder la rupture. Sur un cas avec un endommagement complet menant à l'écaillage comme celui présenté ici, on constate que ces deux modifications ont notamment pour effet de retarder la rupture et d'améliorer la corrélation sur la vitesse d'envol ballistique de l'écaille. Le nouveau paramétrage permet également de mieux reproduire les pics secondaires ((1'), (1"), (1"') et (1"") sur la Figure 4.14) issus de l'écaille. Implicitement, cela signifie que l'épaisseur de l'écaille et, par extension, la localisation de la rupture est mieux ciblée.

Le jeu de paramètres Johnson adapté dans cette étude pour l'aluminium, sur la base du paramétrage auquel nous avions accès, est donné dans la Table 4.8.

a_s (MPa)	α_0	η (Pa/s)	α_{lim}
220	$1,0003$	$0,65$	$1,01$

TABLE 4.8 – Paramètres Johnson optimaux définis pour l'aluminium pur

2.3.3 Alliages d'aluminium

Un jeu de paramètres a été défini par B. Jodar lors de ses essais de chocs laser en régime confiné sur de l'aluminium 6061 [146]. L'endommagement de ce matériau est relativement bien décrite avec ces constantes. En effet, l'application de son paramétrage a permis de restituer assez fidèlement les résultats de vitesse de surface libre obtenues lors de nos essais d'écaillage. Certaines adaptations ont toutefois été apportées afin d'améliorer encore la corrélation avec l'expérience. On a ainsi augmenté légèrement α_0 de $1,0003$ à $1,0004$ et diminué a_s de 180 MPa à 130 MPa. La modification de α_0 permet de diminuer la plage d'évolution de la porosité et celle de a_s de diminuer la contrainte nécessaire au démarrage du processus d'endommagement. Notre nouveau paramétrage facilite donc la rupture, ce qui se traduit par un écaillage plus précoce et une vitesse ballistique associée plus élevée, comme on peut le voir sur la Figure 4.15. Sur ce cas expérimental, le code modélise un choc plus soutenu que dans l'expérience, ce qui explique le décalage en temps entre la détente numérique et la détente expérimentale. Cependant, dans les deux cas, le signal numérique avec le nouveau jeu de paramètres permet de mieux représenter le différentiel de vitesse entre le premier pic de vitesse et la signature de l'écaillage.

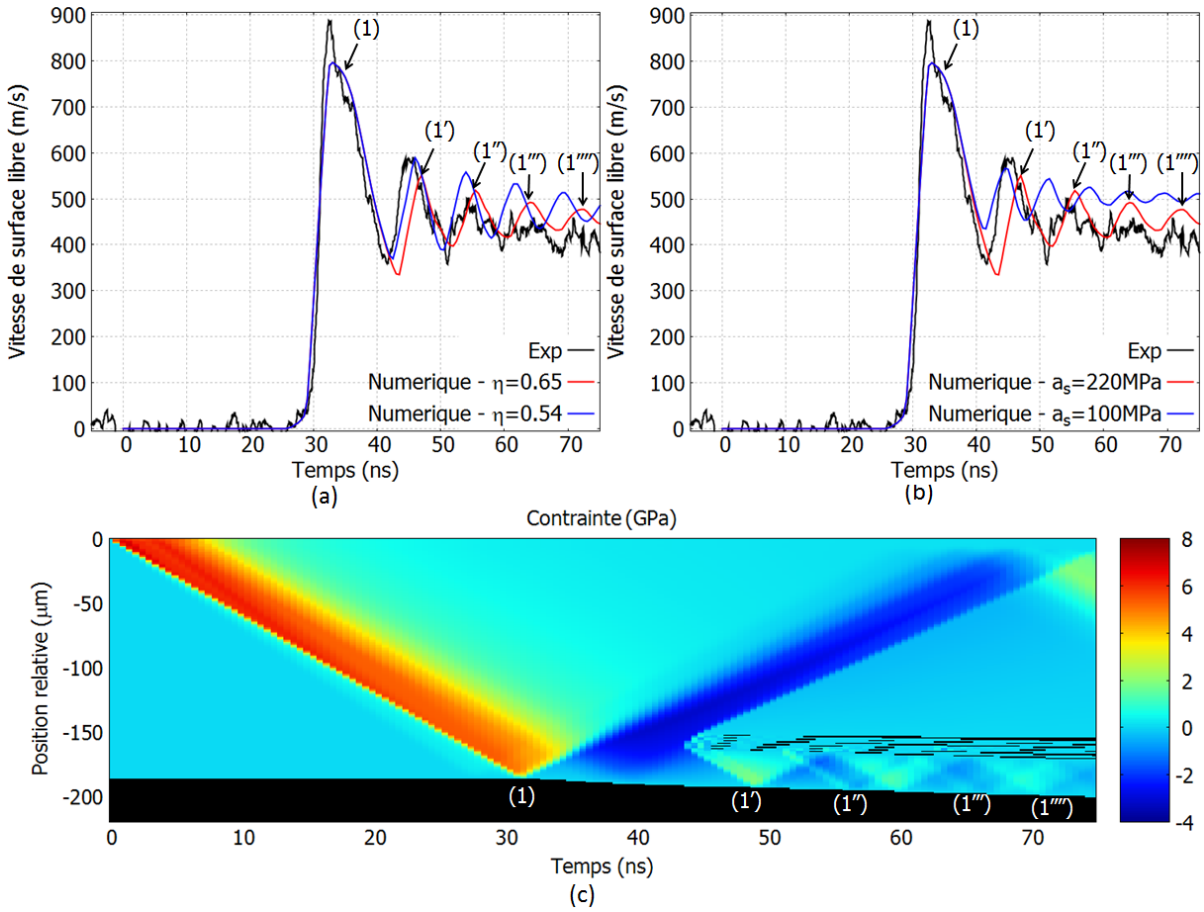
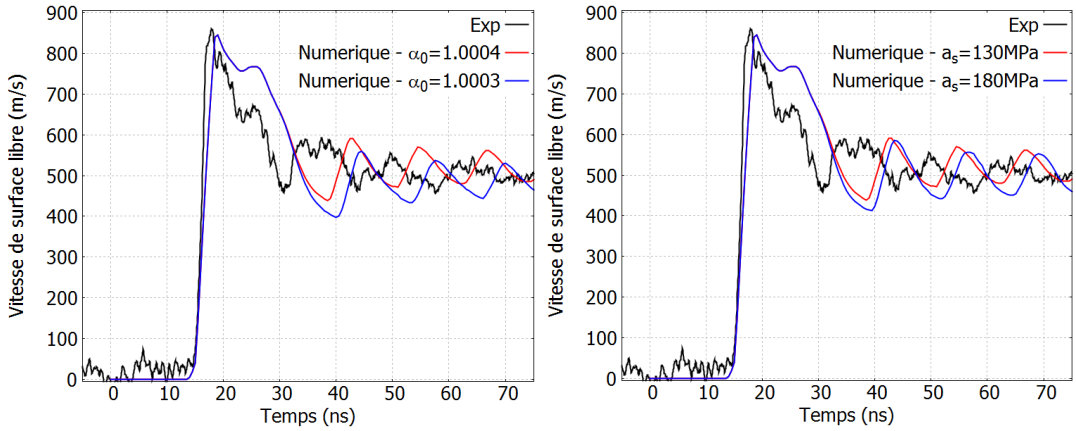


FIGURE 4.14 – Résultats expérimentaux et numériques sur aluminium pur - GCLT - Epaisseur=200 μm - $\phi 1$ mm - Créneau - 5 ns - $16,84$ J - $I_{max} = 430$ GW/cm^2 - Augmentation de F de 15 % en lien avec ϵ_F (a) Profils numériques avec $a_s = 100$ MPa et $a_s = 220$ MPa (b) Profils numériques avec $\eta = 0,54$ $Pa.s$ et $\eta = 0,65$ $Pa.s$ (c) Diagramme numérique temps-position en contrainte issu d'ESTHER (x=0 correspond à la position de la face avant à t=0) avec le modèle d'endommagement présenté dans la Table 4.8



(a) (b)

FIGURE 4.15 – Profils de vitesse de surface libre expérimentaux et numériques avec variations de paramètres mécaniques sur aluminium 6061 - GCLT - Epaisseur=100 μm - $\phi 1$ mm - Créneau - 10 ns - $26,21$ J - $I_{max} = 300$ GW/cm^2 (a) Profils numériques avec $\alpha_0 = 1,0003$ et $\alpha_0 = 1,0004$ (b) Profils numériques avec $a_s = 180$ MPa et $a_s = 130$ MPa

L'application de ce jeu de paramètres à l'aluminium 2219 permet de reproduire relativement correctement les signaux de vitesse de surface libre correspondants aux essais impliquant un endommagement des cibles, comme sur la Figure 4.16.

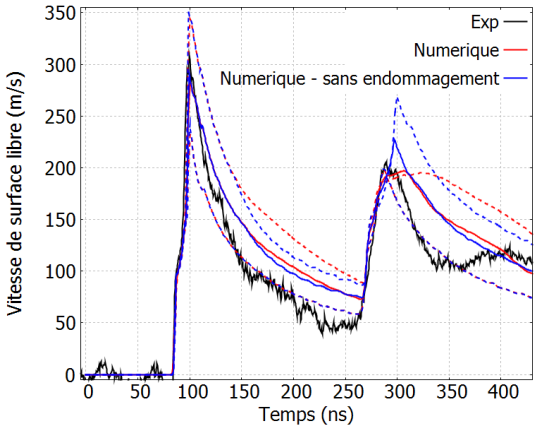


FIGURE 4.16 – Profils de vitesse de surface libre expérimental et numériques sur aluminium 2219 - Hephaïstos - Epaisseur=500 μm - $\phi 4$ mm - Gaussienne - 7 ns FWHM - $2,94$ J - $I_{max} = 2,9$ GW/cm^2 - $\epsilon_F = +/-30$ % - Les profils en tirets rouges et bleu représentent la prise en compte de ϵ_F dans les simulations.

Sur ce cas, on remarque que le second débouché est soutenu plus longtemps que le premier. Notre modèle numérique indique un endommagement de la cible survenant suite au premier débouché de choc en face arrière. Cet endommagement implique une modification de l'onde de choc traversant cette zone au cours de sa seconde traversée, ce qui justifie la forme du second débouché de choc, bien pris en compte dans le cas numérique avec endommagement, contrairement à la simulation sans modèle d'endommagement. On voit dans ce type de configuration sans écaillage franc l'apport que peut apporter la simulation pour l'interprétation des expériences. Cet exemple permet même de montrer que l'utilisation d'un tel outil numérique est clairement nécessaire à l'identification des seuils d'endommagement.

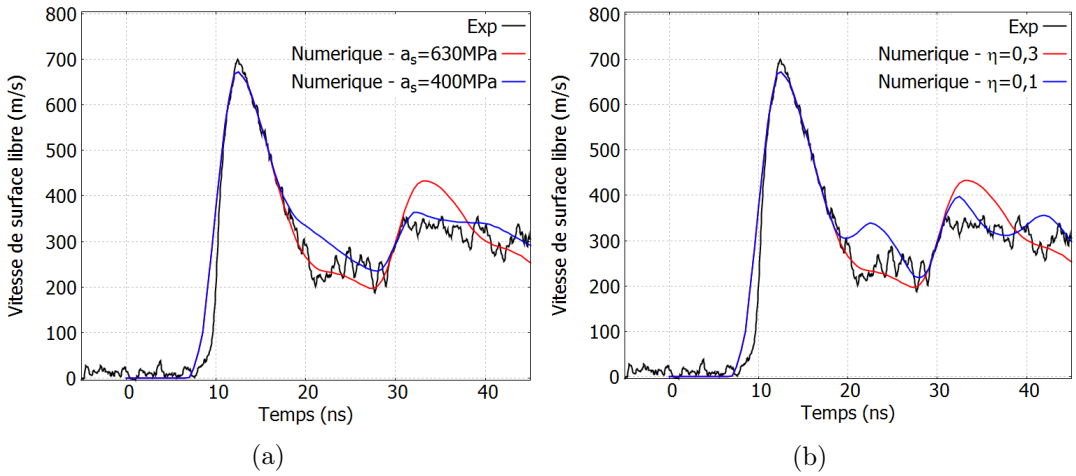
Les paramètres Johnson ajustés et utilisés pour l'aluminium 6061 et l'aluminium 2219 sont donnés dans la Table 4.9.

a_s (MPa)	α_0	η (Pa/s)	α_{lim}
130	$1,0004$	$0,54$	$1,05$

TABLE 4.9 – Paramètres Johnson optimaux définis pour l'aluminium 6061 et l'aluminium 2219

2.3.4 TA6V4

Comme pour le comportement mécanique présenté précédemment, un ensemble de paramètres pour le modèle d'endommagement de Johnson nous a été transmis par G. Seisson (CEA/DAM/DIF) pour modéliser l'endommagement et la rupture du TA6V4. Ce modèle a été significativement modifié pour pouvoir reproduire les signaux générés par choc laser. En effet, on a choisi d'augmenter η de $0,1$ $Pa.s$ à $0,3$ $Pa.s$ et a_s de 400 MPa à 630 MPa et de diminuer α_{lim} de 6 à $1,5$. L'augmentation de a_s implique une augmentation de la contrainte nécessaire à l'initiation de l'endommagement σ_{seuil}. Sur les signaux de vitesse de surface libre cela se traduit par une rupture de pente plus tardive, comme on peut le voir sur la Figure 4.17.



(a) (b)

FIGURE 4.17 – Profils de vitesse de surface libre expérimentaux et numériques avec variations de paramètres d'endommagement sur TA6V4 - GCLT - Epaisseur=50 μm - $\phi 1$ mm - Créneau - 5 ns - $19,21$ J - $I_{max} = 480$ GW/cm^2 (a) Profils numériques avec $a_s = 400$ MPa et $a_s = 630$ MPa (b) Profils numériques avec $\eta = 0,1$ $Pa.s$ et $\eta = 0,3$ $Pa.s$

La modification du paramètre η participe à diminuer la vitesse d'endommagement, une fois σ_{seuil} atteinte et de mener ainsi à la rupture plus lentement. L'apparition d'un rebond de vitesse intermédiaire tel qu'on peut le voir à $t = 22$ ns pour $\eta = 0,1$ sur la Figure 4.17 est symptomatique d'un écaillage très rapide. Ce rebond n'est plus perceptible avec notre nouveau paramétrage, suggérant une rupture plus progressive. On a également remarqué que $\alpha_{lim} = 1,5$ suffit pour modéliser la rupture de la matière pour tous nos cas expérimentaux d'écaillage. En effet, on a remarqué, notamment pour le cas présenté ici, que $\alpha_{lim} = 1,5$ et $\alpha_{lim} = 6$ ont donné les mêmes résultats puisque, pour tous les cas expérimentaux étudiés, quand $\alpha_{lim} > 1,5$ la rupture est pilotée par l'équation d'état. En effet, au passage de l'onde de choc, les zones pour lesquelles $\alpha \approx 1,5$ subissent un changement d'état solide-liquide, engendrant un écaillage, sous l'effet de la quantité de mouvement transmise à la face arrière.

Le modèle qui nous avait été transmis a été significativement modifié pour reproduire les résultats de nos expériences par chocs laser. Cette adaptation pose la question de la dépendance des processus et, par extension, du modèle d'endommagement à la vitesse de déformation. L'utilisation des générateurs de chocs laser semble donc indispensable pour développer des modèles d'endommagement adapté à un large panel de sollicitations en dynamique rapide.

Le paramétrage final pour modéliser l'endommagement du TA6V4 est exposé dans la Table 4.10.

a_s (MPa)	α_0	η (Pa/s)	α_{lim}
630	$1,00045$	$0,3$	$1,5$

TABLE 4.10 – Paramètres Johnson optimaux définis pour le TA6V4

3 Matériaux Composites

Par définition, les matériaux composites à renforts fibrés tels que le composite IMA/M21E présentent une forte anisotropie de propriétés. Un code mono-dimensionnel comme ESTHER ne peut donc pas décrire

fidèlement l'intégralité du comportement mécanique de ce type de matériaux. C'est la raison pour laquelle un post-doctorat portant sur le développement d'un modèle 2D/3D pour ces matériaux est réalisé en parallèle de cette thèse. Toutefois, on souhaite identifier dans quelle mesure une modélisation mono-dimensionnelle peut représenter le comportement d'un composite stratifié-croisé soumis à des ondes de chocs longitudinales, dans la direction normale au plan d'empilement des plis, telles qu'envisagées dans le cadre du LASAT. L'atout de la modélisation 1D réside dans le temps de calcul significativement plus court que celui associé à un cas numérique intégrant plus de dimensions. Afin de construire et valider ce modèle, nous nous basons dans cette partie sur des expériences réalisées dans les configurations favorisant les sollicitations dans cette direction et limitant les effets bi-dimensionnels liés aux bords de tache focale.

3.1 Hydrodynamique et comportement mécanique

Afin de maitriser le chargement induit par interaction laser-matière, les essais de caractérisation et de test d'adhérence impliquant des matériaux composites nécessitent l'application d'un ablateur, comme cela a été expliqué dans le chapitre 2. Pour modéliser le comportement sous choc de ces solides, on peut donc se contenter d'équations d'états permettant de décrire la matière à des densités et températures proches des conditions ambiantes. Dans les études précédentes menés sur la modélisation du comportement de polymères sous choc, il a été mis en évidence l'importance de coupler un modèle mécanique à l'équation d'état pour représenter le comportement de polymères sous choc, s'apparentant essentiellement à un comportement élastique [70, 83]. Dans cette sous-partie, on reprend donc les résultats de ces travaux pour construire un modèle simple adapté pour les matériaux composites de type stratifié. On y présente l'équation d'état utilisée ainsi que la modification d'un modèle mécanique permettant de reproduire des résultats de vitesse de surface libre sur des cibles de composite.

3.1.1 Equation de PUFF-Mie-Grüneisen

La formulation de type Puff-Mie-Grüneisen (PMG) permet de décrire le comportement hydrodynamique d'une grande variété de matériaux solides dans des conditions proches de celles prévalant à pression et température ambiantes (P_0, T_0) [145]. Ce formalisme exprime la pression en fonction de la densité (ρ) et de l'énergie interne (E) par le biais du coefficient de Grüneisen (Γ), à travers la loi de Grüneisen.

$$P - P_0 = \rho\Gamma(E - E_0) \tag{4.8}$$

Cette loi a donné naissance à l'équation de Mie-Grüneisen qui décrit l'évolution de la pression à partir d'un état de référence (P_0, E_0). On considère ici l'état de la matière sur l'Hugoniot de choc (P_H, E_H) comme l'état de référence.

$$P - P_H = \rho\Gamma(E - E_H) \tag{4.9}$$

L'utilisation de 4.9 et des relations de Rankine-Hugoniot permet de définir P avec l'expression suivante pour $\rho > \rho_0$.

$$P = \frac{\rho_0 C_0^2 (\frac{\rho-\rho_0}{\rho_0})[1 + (1 - \frac{\Gamma_0}{2})(\frac{\rho-\rho_0}{\rho_0}) - \frac{A}{2}(\frac{\rho-\rho_0}{\rho_0})^2]}{1 - (S_1 - 1)(\frac{\rho-\rho_0}{\rho_0}) - S_2 \frac{(\frac{\rho-\rho_0}{\rho_0})^2}{(\frac{\rho-\rho_0}{\rho_0})+1} - S_3 \frac{(\frac{\rho-\rho_0}{\rho_0})^3}{((\frac{\rho-\rho_0}{\rho_0})+1)^2}} + \rho_0(\Gamma_0 + A(\frac{\rho - \rho_0}{\rho_0}))E \tag{4.10}$$

Les paramètres S_1, S_2 et S_3 correspondent à des coefficients déterminés empiriquement par l'application de l'expression suivante à des couples (D, u) expérimentaux, avec D la vitesse du choc, u la vitesse matérielle et C_0 la vitesse du choc dans les conditions ambiantes.

$$D = C_0 + S_1 u + S_2(\frac{u}{D}) + S_3(\frac{u}{D})^2 u \tag{4.11}$$

A est un paramètre intervenant dans la relation liant ρ, ρ_0, Γ et le coefficient de Grüneisen dans les conditions ambiantes (Γ_0).

$$\Gamma = \frac{\Gamma_0 + A(\frac{\rho-\rho_0}{\rho_0})}{1 + (\frac{\rho-\rho_0}{\rho_0})} \tag{4.12}$$

Quand $\rho < \rho_0$, la formulation PMG qui s'applique est la suivante :

$$P = \rho_0 C_0^2 (\frac{\rho - \rho_0}{\rho_0}) + \rho_0 \Gamma_0 E. \tag{4.13}$$

3.1.2 Présentation, adaptation et validation du modèle élastique-parfaitement-plastique couplé à une équation d'état PMG

La résine M21E utilisée comme matrice dans le composite stratifié-croisé de cette étude est une époxy. Or, comme les ondes de choc se propagent principalement dans la direction normale aux fibres, on estime en première approche que le comportement hydrodynamique de ce composite est principalement dicté par celui de sa matrice. La formulation de l'équation d'état PMG présentée précédemment a déjà été utilisée pour modéliser le comportement sous choc de l'époxy dans une étude similaire [83]. En reprenant les coefficients définis dans cette étude, on estime donc pouvoir représenter la composante hydrodynamique des chocs auxquels sont soumis les cibles de composite stratifié-croisé. Toutefois, comme l'époxy, on estime que le composite a un comportement majoritairement élastique dans la gamme de pressions qui nous concerne ($\approx 1\ GPa$) [70]. Il est donc nécessaire d'appliquer un modèle permettant de décrire cette composante élastique. Les travaux de D. Laporte sur l'époxy ont abouti à l'identification des paramètres permettant de décrire la résine comme élastique-parfaitement-plastique (EPP) [83]. On a alors repris ces paramètres pour modéliser le composite. Les coupes micrographiques effectuées sur les cibles de composite ont permis d'identifier entre les plis de composite des interplis d'époxy dont l'épaisseur est d'environ 20 μm, comme on peut le voir sur la Figure 4.18.

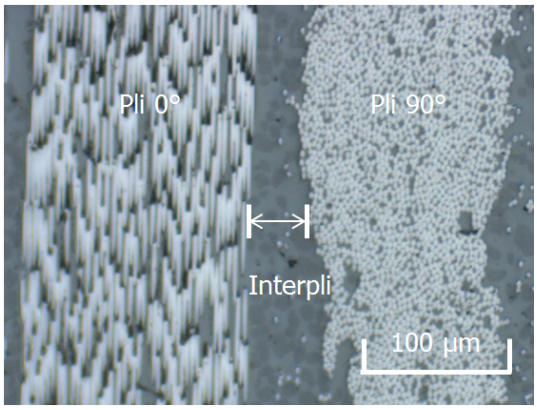


FIGURE 4.18 – Coupe micrographique effectué sur composite stratifié-croisé IMA/M21E - Grossissement x100 - Epaisseur nominale des plis avant polymérisation sous pression de la matrice 250 μm

Le composite a donc été défini comme un empilement de n plis, d'épaisseur proche de 180 μm et ajustée par mesure totale de l'épaisseur de cible, entre lesquels sont intercalés des interplis (de nombre n-1) d'épaisseur fixée à 20 μm. Les interplis d'époxy sont modélisés avec l'équation PMG et le modèle EPP ayant été validés précédemment [83]. Nous avons utilisé les mêmes modèles matériaux pour décrire les plis de composite. Nous avons toutefois procédé à un ajustement du module de cisaillement G afin de prendre en compte l'incrément de rigidité apporté par les fibres. Afin de créer un module homogène à partir des propriétés statiques dont on dispose (Figure 4.2), nous avons appliqué la formule suivante :

$$G = \frac{G_{1,2} + G_{1,3} + G_{2,3}}{3} = 3,7\ GPa \tag{4.14}$$

Dans sa thèse, R. Ecault met en évidence l'évolution des propriétés mécaniques des matériaux composites, et notamment des modules élastiques, avec la vitesse de déformation. Avec le modèle EPP que nous utilisons, nous ne pouvons pas prévoir l'évolution de ces propriétés. Cependant, en appliquant un facteur multiplicatif au module statique défini ici, on estime pouvoir rendre compte indirectement de ce phénomène. L'application d'un facteur 2 (G=7,4 GPa) a permis de synchroniser temporellement les signaux de vitesse de surface libre numériques et expérimentaux, comme on peut le voir sur la Figure 4.19 où le premier débouché de choc numérique apparait au même moment que son homologue expérimental ($t = 170\ ns$). Ce facteur correctif correspond à celui utilisé dans les travaux de R. Ecault [70]

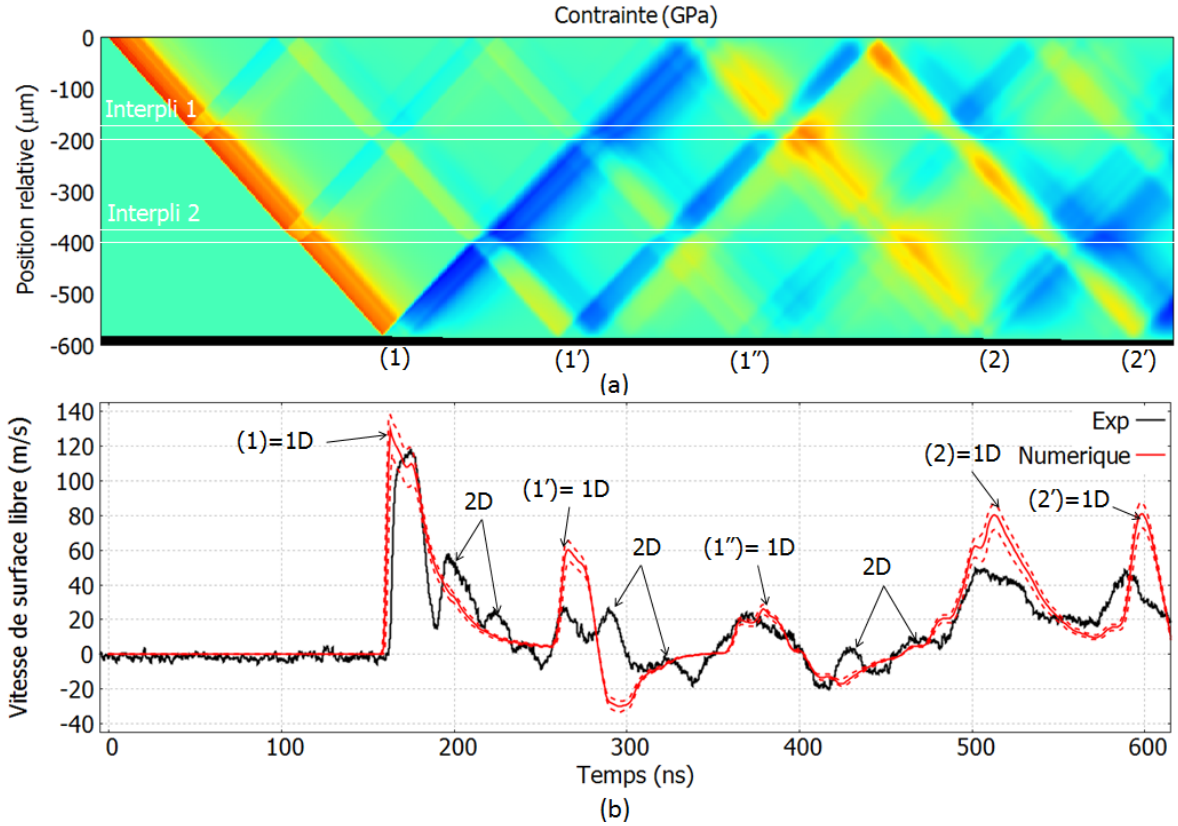


FIGURE 4.19 – Résultats expérimentaux et numériques sur Composite stratifié-croisé IMA/M21E - GCLT - $\phi 3,2\ mm$ - Créneau - 20 ns - Epaisseur=600 μm - $3,85\ J$ - $I_{max} = 2,4\ GW/cm^2$ - $\epsilon_F = +/-20\ \%$ (a) Diagramme numérique temps-position en contrainte issu d'ESTHER (x=0 correspond à la position de la face avant à t=0) (b) Profils de vitesse de surface libre expérimentaux et numériques avec ESTHER (1D) et avec un code 2D

Sur la Figure 4.19, on voit également que l'atténuation des chocs est bien définie par notre modèle numérique car, en tenant compte de l'incertitude sur le dépôt d'énergie, les valeurs de vitesses maximales correspondent bien avec l'expérience. On voit également l'importance de la prise en compte des interplis pour représenter les pics intermédiaires $1'$ à $t = 260\ ns$ et $1''$ à $t = 370\ ns$ induits par la réflexion des ondes de choc et de détente aux interfaces époxy/composite. La modélisation de ces interplis est également nécessaire à la bonne reproduction des autres débouchés du choc principal traversant toute la cible, comme le débouché 2 à $t = 500\ ns$. On voit en effet sur la Figure 4.20 que sans prendre en compte les interplis, même la synchronisation temporelle des débouchés de choc principaux n'est pas aussi bonne que dans le

cas avec interplis. L'influence de l'épaisseur des interplis sur le profil de vitesse de surface libre n'avait pas été mis en évidence jusqu'alors. C'est un résultat significatif de notre étude qu'il convient de souligner et qu'il est primordial d'intégrer dans les modèles 2D/3D développés pour ces matériaux.

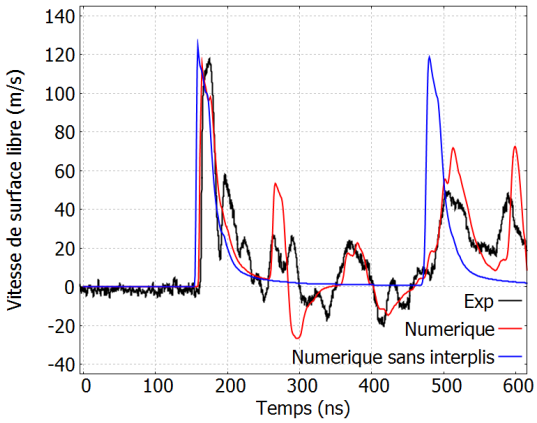


FIGURE 4.20 – Profils de vitesse de surface libre expérimental et numériques avec et sans interplis sur Composite stratifié-croisé IMA/M21E - GCLT - Epaisseur=600 μm - $\phi 3,2\ mm$ - Créneau - 20 ns - $3,85\ J$ - $I_{max} = 2,4\ GW/cm^2$

Enfin, sur ce cas expérimental sans délaminage, on identifie assez facilement les rebonds de vitesse générés par les effets bidimensionnels issus des bords de tache. En effet, ce sont les seules observables du signal expérimental non-pris en compte dans notre modélisation. La première apparition de ce phénomène en face arrière se produit très rapidement après le premier pic de vitesse maximale, à $t = 200\ ns$, et on peut également observer un deuxième rebond de vitesse à $t = 290\ ns$. L'adaptation de la formule 4.4 à ce matériau stratifié-croisé dans lequel les effets latéraux (effets 2D) se propagent vers le centre de l'onde de choc à des vitesses différentes selon l'orientation des fibres aboutit à l'équation 4.15. Il faut prendre en effet en compte le fait que les phénomènes acoustiques se propagent bien plus rapidement dans le sens des fibres que dans le sens transverse, où leur vitesse est essentiellement pilotée par la matrice. Dans cette formule, D_1 est la vitesse de propagation dans le sens des fibres, D_2 la vitesse de propagation dans le sens transverse aux fibres, n_1 le nombre de plis avec une orientation majoritaire dans l'empilement et n_2 tel que $n_2 = n - n_1$. Nous rappelons que n est le nombre total de plis dans le stratifié. Pour un matériau stratifié-croisé symétrique tel que celui étudié ici, on a donc $n_1 = n_2 + 1$. Dans ce cas d'étude, $n_1 = 2$, $n_2 = 1$, $D_1 \approx 10.10^3\ m/s$, $D_2 \approx 3,4.10^3\ m/s$ et $r = 1,6.10^{-3}$. D_2 est définie à partir de l'épaisseur totale de la cible (576 μm) et de l'instant du premier débouché de choc ((1) sur la Figure 4.19). On obtient donc une première apparition des effets 2D en face arrière à $t \approx 200\ ns$ ce qui correspond parfaitement à l'instant de débouché (1') sur la Figure 4.19

$$t = \frac{r}{\frac{n_1 D_1 + n_2 D_2}{n_1 + n_2}} = \frac{r.n}{n_1 D_1 + (n_1 - 1) D_2} \tag{4.15}$$

3.2 Endommagement

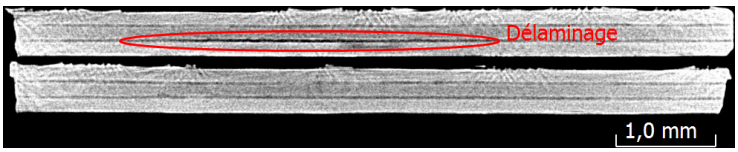
Comme pour les métaux caractérisés précédemment, la définition d'un modèle d'endommagement est indispensable pour prédire les seuils d'endomagement des composites et ainsi pouvoir dimensionner les essais de LASAT non-destructif sur des assemblages impliquant ces matériaux. L'identification d'un tel modèle est présentée dans cette partie. L'utilisation de configurations expérimentales favorisant la propagation mono-dimensionnelle d'ondes de choc est nécessaire à la validation de ce modèle dans le code ESTHER.

3.2.1 Présentation du modèle de rupture en tension limite

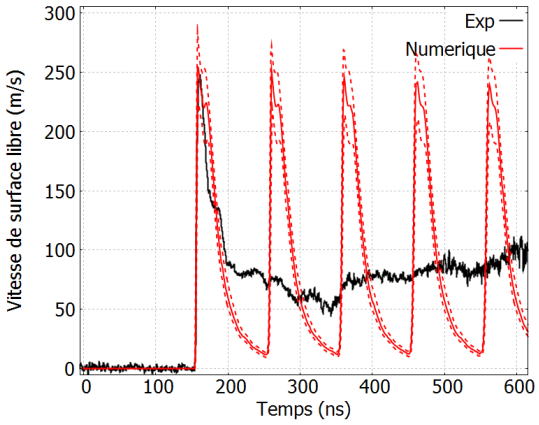
Contrairement aux métaux, l'endommagement des matériaux composites est encore assez mal compris. Les processus d'endommagement peuvent différer selon la localisation (intra ou interplis), les conditions de mise en forme et le type de sollicitation mécanique employée. En effet, on dénombre différents types d'endommagement, dont certains ont déjà été mentionnés dans le chapitre 1, tel que le délaminage, la micro-fissuration matricielle, l'arrachement de fibre ou la rupture de ces dernières. Très peu d'études ont été menées sur la rupture à des vitesses de déformations proches de celles utilisées ici. Cependant, les travaux menés précédemment laissent à penser qu'une rupture de type fragile peut caractériser le délaminage des composites stratifiés sous choc [70,89]. Ce type de rupture se caractérise par une rupture très rapide dès lors que le seuil d'endommagement est atteint. On peut alors négliger la phase d'endommagement progressif et définir un critère tel que $\sigma_{seuil} = \sigma_{rupture}$. On choisit donc ici de caractériser l'endommagement des composites uniquement par le délaminage résultant d'une rupture interplis survenant lorsque la contrainte de traction appliquée (σ) dépasse la contrainte à la rupture ($\sigma_{rupture}$) des interplis.

3.2.2 Utilisation et validation du modèle

Pour des raisons de variation des conditions de réflectivité due à une inclinaison de la surface libre de l'écaille, il est possible que le signal issu du VISAR ne reproduise pas les oscillations des ondes de choc dans l'écaille. Le cas expérimental choisi ici pour valider le modèle de rupture illustre bien ce phénomène avec un envol ballistique dépourvu d'oscillations. L'identification de la résistance à la rupture ne peut alors se faire que par identification et reproduction de cette vitesse d'envol ballistique. Le choix d'une valeur à 220 MPa permet de restituer la vitesse ballistique de l'écaille, comme on peut le remarquer sur la Figure 4.21 et de reproduire le délaminage observé sur cet échantillon en tomographie. Nous avons pu vérifier la pertinence de cette valeur de résistance à la rupture sur plusieurs cas expérimentaux impliquant un écaillage. Le développement de modèles d'endommagement plus adaptés aux matériaux composites associé est toutefois nécessaire pour accroitre la fiabilité des modèles matériaux vis à vis des multiples endommagements qui sont susceptibles d'apparaitre dans ces matériaux (délaminage, fissuration matricielle intra-plis, rupture des fibres).



(a)



(b)

FIGURE 4.21 – (a) Coupe transverse issue d'une tomographie réalisée sur les deux échantillons avec (haut) et sans (bas) délaminage du pli situé en face arrière lors de l'essai (b) Profils de vitesse de surface libre expérimental et numérique sur Composite stratifié-croisé IMA/M21E - GCLT - Epaisseur=600 μm - $\phi 3,2$ mm - Créneau - 20 ns - 16,02 J - $I_{max} = 10,0$ GW/cm^2 - $\epsilon_F = +/-20$ % - Les profils en tirets rouges représentent la prise en compte de ϵ_F dans les simulations.

4 Bilan

En s'appuyant sur des modèles simples de référence, une modélisation du comportement des matériaux sous choc a pu être réalisée. Le code ESTHER a ainsi démontré sa capacité à reproduire avec précision des résultats expérimentaux sur des matériaux suffisamment caractérisés et documentés comme l'aluminium pur, le 6061 ou le TA6V4. On a également pu développer pour les matériaux composites une modélisation avec une approche d'homogénéisation des propriétés permettant de reproduire les observables principales des signaux expérimentaux sur cibles fines. On est désormais capable de dimensionner des essais de caractérisation sur ces matériaux et de représenter une grande partie des phénomènes physiques à l'oeuvre dans ces expériences.

L'un des objectifs clés de cette partie était de pouvoir estimer les seuils d'endommagement des matériaux constitutifs des assemblages utilisés dans le chapitre 5. Le développement de modèles prédictifs pour l'endommagement de ces matériaux nous a permis de répondre à ce point en définissant les contraintes seuils à ne pas dépasser lors du procédé LASAT pour ne pas endommager les substrats. Les résultats de cette estimation numérique sont présentés sur la Table 4.11. On constate de grandes différences parmi ces valeurs. Le composite stratifié-croisé présente une contrainte seuil beaucoup plus basse que celle des matériaux métalliques. Ce point implique une différence clé dans la mise en oeuvre du procédé LASAT sur des assemblages métal/métal et sur des assemblages composite/composite, comme décrit dans le prochain chapitre.

	Aluminium pur	Aluminium 6061	TA6V4	Composite stratifié-croisé
σ_{seuil}	$1,9\ GPa$	$1,0\ GPa$	$4,9\ GPa$	$0,22\ GPa$

Table 4.11 – Contraintes de traction nécessaires pour initier l'endommagement au sein des matériaux métalliques et créer une rupture dans le cas des matériaux composites selon le modèle de Johnson et les jeux de paramètres adaptés

Chapitre 5

Caractérisation et tests d'adhérence sur assemblages collés

Dans les chapitres précédents, une double approche expérimentale et numérique a été développée pour caractériser les chargements appliqués par les impulsions laser et identifier le comportement de matériaux soumis à des ondes de choc. On dispose donc des outils prédictifs nécessaires pour mettre en place des essais de test d'adhérence par choc laser sur les assemblages constitués de ces matériaux. Dans ce chapitre nous présentons dans un premier temps les assemblages sélectionnés pour cette étude ainsi que les différents niveaux de collage mis en oeuvre pour chaque nature d'assemblage. On y montre ensuite les résultats expérimentaux et numériques permettant de couvrir les besoins de caractérisation par choc laser des différents niveaux de collage et l'identification de configurations optimisées permettant de réaliser des essais d'adhérence non-destructifs (ND-LASAT). Pour rappel, le procédé doit démontrer sur des assemblages applicatifs sa capacité à identifier un joint faible dont la tenue mécanique est proche de la tolérance basse d'un joint correct, sans endommager les substrats ni le joint dans le cas correct.

1 Présentation et caractérisation quasi-statique des assemblages étudiés

Au sein du projet collaboratif, un grand nombre d'assemblages collés applicatifs ont été définis par les utilisateurs finaux de la technologie (AIRBUS, SAFRAN, PSA) [149]. Tous ces assemblages peuvent être classés parmi les trois catégories suivantes : métal/colle/métal, métal/colle/composite et composite/colle/composite. Pour répondre aux besoins de validation de la méthodologie exposée dans cette étude, on a donc choisi un assemblage type pour représenter chacune de ces catégories. Par souci d'uniformité, nous avons choisi d'utiliser une résine époxy tramée utilisée par SAFRAN pour certains de ses cas applicatifs dans les trois assemblages étudiés. Pour chaque nature d'assemblage, des échantillons de différentes qualités de collage ont été réalisés et caractérisés par des méthodes d'essais mécaniques destructifs quasi-statiques.

1.1 Assemblage Métal / Colle / Métal

Le cas de type métal/colle/métal est caractéristique des applications automobiles. Afin de disposer d'un cas simple sur lequel nous pourrions valider l'intégralité de la chaine numérique permettant de reproduire le procédé LASAT, nous avons choisi d'étudier un assemblage Aluminium 6061 / Epoxy / Aluminium 6061. Cet assemblage se présente sous la forme d'un disque de diamètre $\phi 125\ mm$, composé d'une plaque d'aluminium 6061 d'épaisseur nominale 800 μm (substrat 1), d'un joint en époxy d'épaisseur nominale de 150 μm et d'une deuxième plaque d'aluminium 6061 de 600 μm (substrat 2). Les disques d'aluminium 6061 ont été fournis par le CEA/DAM/CESTA en utilisant la même filière d'approvisionnement et d'usinage que celle des cibles unitaires de ce matériau présentées dans le chapitre 4. La résine époxy a été fournie à la société RESCOLL qui s'est chargée de la réalisation des assemblages. Les dispositifs expérimentaux

des deux plateformes GCLT et Hephaïstos ont été modifiées pour accueillir ces structures collées dont les dimensions latérales varient significativement des cibles mono-matériaux. Sous réserve du respect des spécifications énoncées dans le chapitre 2, ces cibles de grandes dimensions permettent de réaliser plusieurs tirs sur un même échantillon, comme exposé sur la Figure 5.1, ce qui garantit des propriétés matériau très proches d'un tir à l'autre.

FIGURE 5.1 – Assemblages Aluminium 6061 / Epoxy /Aluminium 6061 post-choc - Epaisseur 800 μm/150 μm/600 μm - Diamètre ϕ125 mm

Pour cette géométrie d'assemblage, trois différentes qualités de collage ont été réalisées en faisant varier les paramètres du procédé de polymérisation de l'époxy, et plus spécifiquement la température à laquelle est soumis l'empilement. Chaque qualité de collage a été caractérisée par RESCOLL avec un test d'arrachement dont les résultats sont présentés dans la Table 5.1. Cette méthode de test a été choisie, car elle permet de solliciter les joints collés de façon analogue aux contraintes de traction longitudinales qui s'appliquent lors des essais LASAT. La résistance à l'arrachement (σ^*) pourra ainsi être comparée aux résultats issus de la caractérisation par LASAT. On considère les deux collages présentant des résistances inférieures à la résistance correcte comme étant des collages faibles puisque ces dernières présentent un abattement de plus de 20 % par rapport à la tenue correcte. On distingue ainsi un collage faible-bas avec des propriétés mécaniques franchement dégradées et un collage faible-intermédiaire présentant une tenue proche de la tolérance inférieure admissible.

	Polymérisation	$\sigma^*(MPa)$	Type rupture	$\sigma^*/\sigma^*_{correct}$
Correct	60 min - 180 ^oC	62,7	Cohésive	100 %
Faible-intermédiaire	60 min - 150 ^oC	36	Cohésive	57 %
Faible-bas	60 min - 125 ^oC	15,8	Cohésive	25 %

TABLE 5.1 – Lien entre les paramètres du procédé de polymérisation et la résistance à l'arrachement quasi-statique du joint (σ^*) pour différentes qualités de collage Aluminium 6061/Epoxy/Aluminium 6061

1.2 Assemblage Métal / Colle / Composite

Un exemple d'assemblage impliquant des matériaux de différentes natures est l'empilement TA6V4/ Epoxy/Composite Tissé 3D, emblématique de l'aube fan du nouveau moteur LEAP dont il est fait mention dans le chapitre 1. Les échantillons étudiés ici se présentent sous la forme de plaques rectangulaires dont les dimensions latérales sont de 240 mm par 40 mm. La géométrie de cet empilement type est la suivante : une plaque de TA6V4 de 400 μm d'épaisseur est assemblée à une plaque de composite tissé 3D de 3800 μm par un joint d'époxy de 150 μm d'épaisseur. Comme pour les assemblages décrits précédemment, les dimensions des échantillons permettent d'effectuer une dizaine de tirs par pièce (Figure 5.2), moyennant des aménagements des plateformes d'essais.

FIGURE 5.2 – Assemblage TA6V4/Epoxy/Composite tissé 3D post-choc - Epaisseur 400 μm/150 μm/3800 μm - Dimensions latérales 240 mm x 40 mm

Deux différents niveaux de collage ont été obtenus par variation du procédé de polymérisation du joint d'époxy réalisé sur le site de SAFRAN Composites. Dans ce cas d'assemblage, les deux paramètres ayant permis de faire varier le taux de polymérisation sont la température et le temps de cuisson. La variation de ces paramètres a permis d'obtenir un collage, dit correct, polymérisé à 90 %, et un collage considéré comme un collage faible avec un taux de polymérisation de l'ordre de 50 %. Ces deux niveaux de collage ont été caractérisés par deux méthodes différentes : une méthode d'arrachement par plot collé permettant d'accéder à la résistance à la traction longitudinale (σ^*) et une méthode par cisaillement simple donnant une résistance à la rupture en cisaillement (σ^*_{cis}) [150]. Les échantillons ont été réalisés et caractérisés par SAFRAN. Les résultats de cette phase de caractérisation statique sont présentés dans la Table 5.2.

	Polymérisation	$\sigma^*(MPa)$	$\sigma^*_{cis}(MPa)$	Type rupture	$\sigma^*/\sigma^*_{correct}$	$\sigma^*_{cis}/\sigma^*_{cis,correct}$
Correct	180 min - 150 ^oC	39	35	Cohésive	100 %	100 %
Faible	90 min - 125 ^oC	10	15	Adhésive	26 %	43 %

TABLE 5.2 – Lien entre les paramètres du procédé de polymérisation et les résistances à la rupture quasi-statiques du joint (σ^*, σ^*_{cis}) pour différentes qualités de collage TA6V4/Epoxy/Composite tissé 3D

Comme on pouvait s'y attendre, les propriétés sollicitées n'étant pas les mêmes selon les deux types d'essais mécaniques, les résistances σ^* et σ^*_{cis} sont différentes pour un même niveau de collage. On voit également que le rapport des propriétés du joint faible avec celles du joint correct dépendent fortement du type d'essai, ce qui implique que l'abattement des propriétés mécaniques est fortement dépendant du type de sollicitation appliqué.

N.B. Les propriétés correctes du joint étudié ici ne sont pas représentatives des propriétés mécaniques d'une pièce opérationnelle.

1.3 Assemblage Composite / Colle / Composite

Parmi les multiples cas applicatifs impliquant l'assemblage de deux pièces en composite à matrice organique (CMO), nous avons choisi de traiter dans cette étude un assemblage collé de deux laminés de composite stratifié-croisé IMA/M21E, fourni par AIRBUS et mis en oeuvre par RESCOLL. Le cas type traité dans l'étude est un assemblage dissymétrique composé d'un empilement de 17 plis d'épaisseur nominale 4200 μm (substrat 1), d'un joint d'époxy 150 μm et d'un deuxième empilement de 7 plis de composite de 1800 μm d'épaisseur (substrat 2). Comme pour les deux assemblages présentés précédemment, les dimensions latérales des échantillons sont de 100 mm par 60 mm, permettant de réaliser jusqu'à 8 tirs par plaque, comme on peut le voir sur la Figure 5.3.

Comme pour les assemblages métal/colle/métal, trois qualités de collage ont été réalisées sur ce type d'assemblage par la société RESCOLL en appliquant des variations sur la préparation de surface des substrats avant assemblage et sur les paramètres du procédé de polymérisation. Intrinsèquement, il est impossible de mettre en place un test d'arrachement par plots collés sur des substrats de composites

FIGURE 5.3 – Assemblage Composite stratifié-croisé/Epoxy/Composite stratifié-croisé post-choc - Epaisseur 1800 μm/150 μm/1300 μm - Dimensions latérales 100 mm x 60 mm

stratifié-croisé. La caractérisation mécanique de ces assemblages a donc été réalisée par la société RESCOLL avec un test de cisaillement simple, permettant d'accéder à σ^*_{cis}. Des comparaisons qualitatives pourront être effectuées avec les seuils de décollement identifiés par les essais LASAT. On remarque qu'en diminuant la durée et/ou la température lors du cycle de polymérisation ainsi qu'en soustrayant l'étape de préparation de surface par projection plasma, la résistance mécanique des assemblages collés peut être significativement diminuée (Table 5.3). Le joint faible-intermédiaire présente une résistance au cisaillement très proche de la tolérance. C'est donc un candidat idéal pour la validation du procédé LASAT.

	Polymérisation	$\sigma^*_{cis}(MPa)$	Type rupture	$\sigma^*_{cis}/\sigma^*_{cis,correct}$
Correct	60 min - 180 ^oC - Plasma	42,2	Cohés. + Substrat	100 %
Faible-intermédiaire	120 min - 125 ^oC	29,4	Adhésive	70 %
Faible-bas	60 min - 110 ^oC	6,3	Cohésive	15 %

TABLE 5.3 – Lien entre les paramètres du procédé de polymérisation et la résistance en cisaillement simple quasi-statique du joint (σ^*_{cis}) pour différentes qualités de collage Composite/Epoxy/Composite

1.4 Bilan

Trois assemblages types avec des géométries fixées ont été identifiés comme pertinents pour la validation de la méthodologie. Pour chaque type d'assemblage, on dispose d'une tenue mécanique correcte servant de référence et d'au moins un autre niveau de tenue mécanique typique des joints faibles. Ce panel d'échantillons doit ainsi permettre de démontrer la capacité du procédé à révéler des joints faibles de façon non-destructive en utilisant des configurations expérimentales adaptées à chaque nature d'assemblage. Il doit également permettre de répondre au besoin d'identification de la résistance à la rupture sous choc des différentes qualités de joints.

Il faut noter également que les résultats d'essais statiques présentés dans cette partie ont permis de montrer que les propriétés de l'époxy varient fortement selon le type d'assemblage dans lequel elle est impliquée et selon les procédés de préparation de surface et de polymérisation. Ces observations renforcent la nécessité de valider un modèle pour l'époxy à partir des essais sur ces assemblages, et non sur des cibles unitaires.

2 Caractérisation des assemblages et optimisation de l'essai LASAT

Dans cette partie, on débute par la caractérisation expérimentale et numérique de l'assemblage Aluminium 6061 / Epoxy / Aluminium 6061, constitué de matériaux isotropes dont le comportement sous choc est relativement bien appréhendé. Après avoir identifié les configurations expérimentales adaptés au ND-LASAT sur cet assemblage, on les transposera sur l'assemblage TA6V4 / Epoxy / Composite tissé 3D. Cet empilement intègre en effet plusieurs points communs avec le précédent, permettant donc de raccourcir la boucle d'optimisation par analogie avec le cas Aluminium 6061 / Epoxy / Aluminium 6061. En l'absence de modèle numérique pour représenter le comportement sous choc du composite tissé 3D, cette approche nous permettra ainsi d'aboutir à des configurations adaptées en s'affranchissant de la phase d'optimisation numérique. Enfin, nous présenterons la caractérisation expérimentale du cas Composite stratifié-croisé / Epoxy / Composite stratifié-croisé pour lequel nous avons mis en évidence le besoin d'optimisation pour l'application ND-LASAT, déjà souligné dans une étude précédente [70]. La nature de cet assemblage diffère significativement des deux autres, comme on le verra dans cette partie, ce qui a un impact direct sur les configurations optimales qui seront identifiées pour l'application de ND-LASAT.

2.1 Aluminium 6061 / Epoxy / Aluminium 6061

L'application du procédé LASAT aux assemblages collés permet de répondre à deux objectifs : la caractérisation mécanique des joints collés ainsi que l'identification de joints faibles par ND-LASAT. Ces deux objectifs s'appuient sur plusieurs étapes expérimentales et numériques qui sont, pour la plupart, commune à ces deux axes applicatifs. On souhaite montrer ici l'utilisation de la méthodologie et des outils développés dans cette thèse sur un cas bien appréhendé : l'assemblage Aluminium 6061 / Epoxy / Aluminium 6061.

2.1.1 Caractérisation de la résistance à la rupture du joint

Afin de pouvoir déterminer la résistance à la rupture d'un joint collé par choc laser, il est nécessaire de disposer des modèles numériques représentatifs de l'interaction laser-matière et du comportement des matériaux constitutifs de l'assemblage. La plupart de ces outils numériques ont été définis précédemment lors des phases de caractérisation et permettent ainsi de construire un modèle "assemblage" (Figure 5.4). Comme évoqué précédemment, il est cependant nécessaire de développer et valider un modèle pour la colle. Pour ce faire, il est préférable de disposer d'essais expérimentaux de chocs induits par laser menés sur l'assemblage ciblé sans endommagement du joint de colle pour pouvoir bien isoler ses propriétés hydrodynamiques et mécaniques. L'identification des propriétés d'endommagement du joint requiert de disposer également de données expérimentales relatives au décollement du joint.

La réponse à ces deux besoins est la mise en place d'une procédure expérimentale impliquant un dispositif de vélocimétrie pour la mesure de vitesse de surface libre ainsi que d'une série d'essais de chocs par laser permettant de soumettre le joint de colle à des niveaux de contraintes progressifs. Certains de ces niveaux de contraintes doivent être supérieurs à la résistance à la rupture du joint, et d'autres inférieurs. Cette démarche vise à disposer d'emplacements de tirs sur lesquels le joint de colle a été rompu et d'autres où le joint est intact. L'utilisation d'une technique d'identification des décollements in-situ ou post-choc permet ensuite de déterminer les jeux de paramètres laser n'ayant pas permis de rompre le joint d'époxy et ceux ayant provoqué une rupture.

L'utilisation des données expérimentales (terme source, profil de vitesse de surface libre) propres aux essais sans endommagement dans des simulations doit ensuite permettre d'identifier le comportement du joint de colle et la validation d'un modèle numérique approprié pour reproduire les profils de vitesse expérimentaux. La définition d'un modèle numérique pour représenter l'endommagement doit se faire en utilisant

les résultats expérimentaux des essais associés aux décollements. La reproduction des profils expérimentaux de vitesse de surface libre correspondants est un gage de la pertinence du modèle d'endommagement et clôt ainsi la validation de l'ensemble de la chaine numérique.

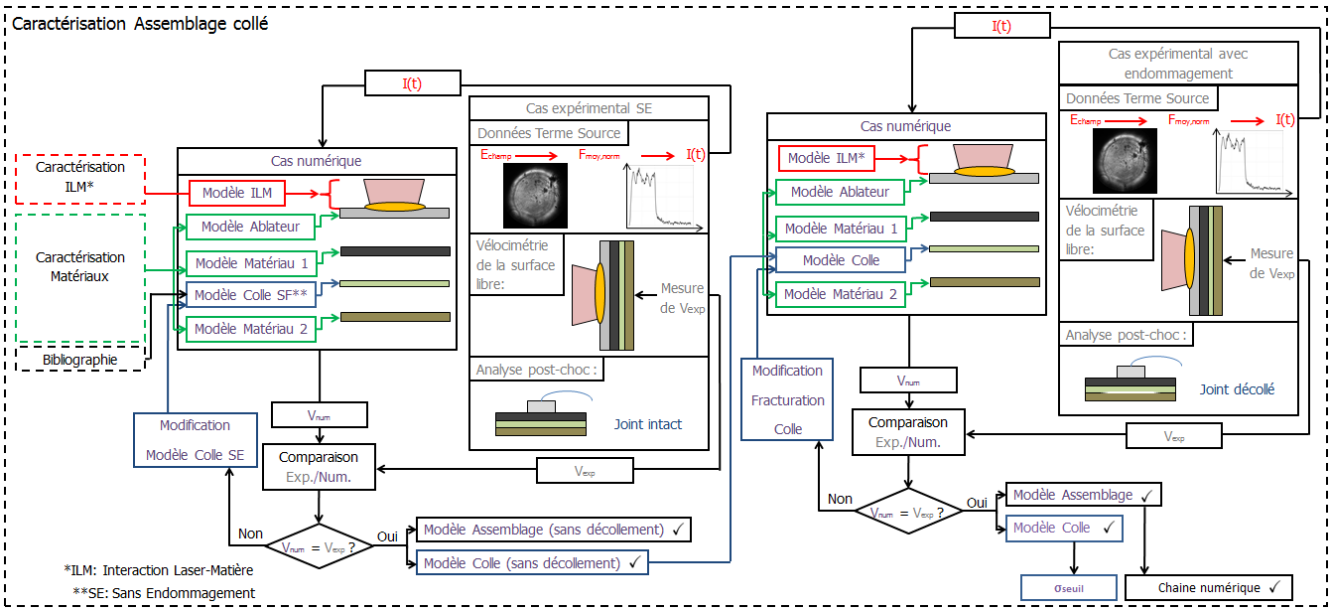


FIGURE 5.4 – Méthodologie détaillée de la caractérisation d'un assemblage collé permettant l'identification du comportement sous choc du joint collé ainsi que de sa résistance à la rupture

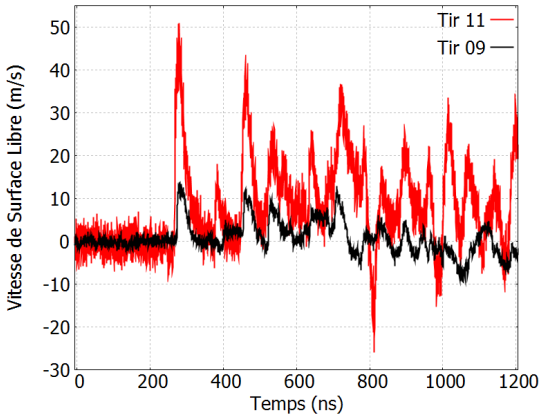
On présente ici les résultats expérimentaux réalisés sur la plateforme GCLT en régime direct sur des assemblages Aluminium 6061 / Epoxy / Aluminium 6061.

Des impulsions de type Créneau avec $\tau = 20\ ns$ et d'énergie variant entre 5 J et 26 J ont été employées. Cette procédure permet de disposer d'un nombre d'essais importants et de balayer une large gamme d'intensités, garantissant à la fois des essais avec décollement et d'autres sans. Pour minimiser l'influence des effets bi-dimensionnels issus des bords de la tache focale, nous avons choisi d'utiliser le plus grand diamètre de tache possible sur cette installation, à savoir $\phi 3,2mm$. Afin de placer le joint plus proche de la face arrière et donc du système de détection, nous avons choisi d'appliquer l'illumination laser sur la face libre du substrat de 800 μm (substrat 1). La mesure de vitesse a été effectuée avec un système VISAR aligné sur le centre de la tache focale et focalisé sur la surface libre de l'assemblage, sur le substrat de 600 μm (substrat 2). Des inspections par C-scans ultrasons (US) avec capteur de 10 MHz en réflexion immergée ont été croisées avec des coupes micrographiques afin de déterminer l'état résiduel du joint de colle suite au choc laser. Ces inspections n'ont révélé aucun décollement dans ces conditions d'illumination laser sur les échantillons avec collage correct et faible-intermédiaire. Cependant on a pu identifier des essais ayant généré des décollements sur le collage faible-bas. Nous avons ainsi choisi d'appliquer la méthodologie rappelée précédemment sur deux de ces essais sur collage faible-bas, l'un n'ayant pas mené à la rupture du joint, et l'autre si. Les principales données expérimentales de ces essais sont exposées dans la Figure 5.5.

Les deux profils de vitesse de surface libre expérimentaux présentent une succession de débouchés de chocs induits par les multiples allers-retours des ondes à travers l'épaisseur de la cible. Il n'y a, de plus, pas de signature d'écaillage bien reconnaissable sur le signal du tir 11 alors qu'un décollement, identifié par US et micrographie, est apparu sous l'effet des contraintes appliquées. Dans ce cas d'essais sur des assemblages collés, les signaux de vitesse de surface libre expérimentaux sont donc trop complexes pour

	Tir 09	Tir 11
Energie	$4,7\ J$	$25,7\ J$
I_{max}	$2,9\ GW/cm^2$	$16,6\ GW/cm^2$
Diagnostic post-choc	Pas de décollement	Décollement

(a)



(b)

FIGURE 5.5 – Données expérimentales des essais 09 et 11 sur Aluminium 6061 / Epoxy / Aluminium 6061 qualité de collage faible-bas - GCLT - $\phi 3,2\ mm$ - Créneau - 20 ns - Epaisseur=1550 μm (a) Energie, I_{max} et diagnostic de l'état résiduel du joint collé post-choc (b) Profils de vitesse de surface libre expérimentaux

être directement expliqués comme un phénomène d'écaillage classique, comme on a pu le voir dans les parties précédentes sur les cibles mono-matériaux. Cette constatation souligne le besoin d'utiliser la simulation pour interpréter les signaux expérimentaux dans les cas impliquant une rupture du joint collé, mais également dans les cas sans endommagement pour identifier l'origine des débouchés de choc.

Une étude précédente a permis d'identifier le comportement d'une résine époxy pour reproduire le comportement sous choc de ce matériau comme joint collé dans des assemblages similaires [83]. Nous avons repris cette formulation et le paramétrage associé pour modéliser le comportement de notre résine époxy. La modélisation des interplis du composite stratifié-croisé présentée dans le chapitre précédent est d'ailleurs réalisée avec ce même modèle. On rappelle que le comportement hydrodynamique et mécanique est géré avec une équation d'état de type PMG à laquelle est greffé un module mécanique EPP. L'utilisation de ce modèle dans le code ESTHER a permis de reproduire fidèlement les signaux expérimentaux de vitesse de surface libre des essais sans décollement, et notamment le tir 09, comme on peut le voir sur la Figure 5.6. La synchronisation temporelle des débouchés de choc expérimentaux et numériques est très bonne, ce qui sous-entend une bonne reproduction des vitesses de propagation des ondes de choc dans le matériau. L'amplitude de ces débouchés est également très bien reproduite par la simulation ESTHER, ce qui montre que les phénomènes liés à l'hydrodynamique, comme l'atténuation, sont bien modélisés.

Les formules analytiques exposées dans le chapitre précédent nous permettent d'évaluer l'apparition des effets 2D à $t \approx 250\ ns$, soit simultanément au premier débouché de choc. L'utilisation du profil de pression d'ablation, de la répartition spatiale d'énergie et des mêmes modèles numérique dans un code hydodynamique 2D nous a permis d'effectuer des simulations axisymétriques comparatives et, sur ce cas, on remarque effectivement une légère différence entre la courbe verte (2D) et la courbe rouge (1D), dès l'arrivée du premier débouché de choc en face arrière. Cette différence correspond à l'influence des effets 2D sur le profil de vitesse, ce qui démontre que l'approche analytique exposée dans le chapitre précédent permet bien de prédire l'apparition de ces effets. On voit que l'approche numérique 2D permet de mieux reproduire certaines oscillations du signal de vitesse de surface libre, notamment à $t = 1050\ ns$ où le rappel de la cible modélisé par le signal numérique 2D correspond bien mieux au signal expérimental (noir) que le signal issu d'ESTHER. Toutefois, on remarque que l'allure globale du signal ESTHER est très proche du profil de vitesse expérimental et du signal 2D, ce qui suppose que l'effet des détentes latérales (effets 2D) ne perturbe pas significativement le signal de vitesse de surface libre sur cet intervalle de temps. Dans cette configuration, l'hypothèse de propagation mono-dimensionnelle peut donc suffire à modéliser la plupart

des phénomènes physiques à l'oeuvre.

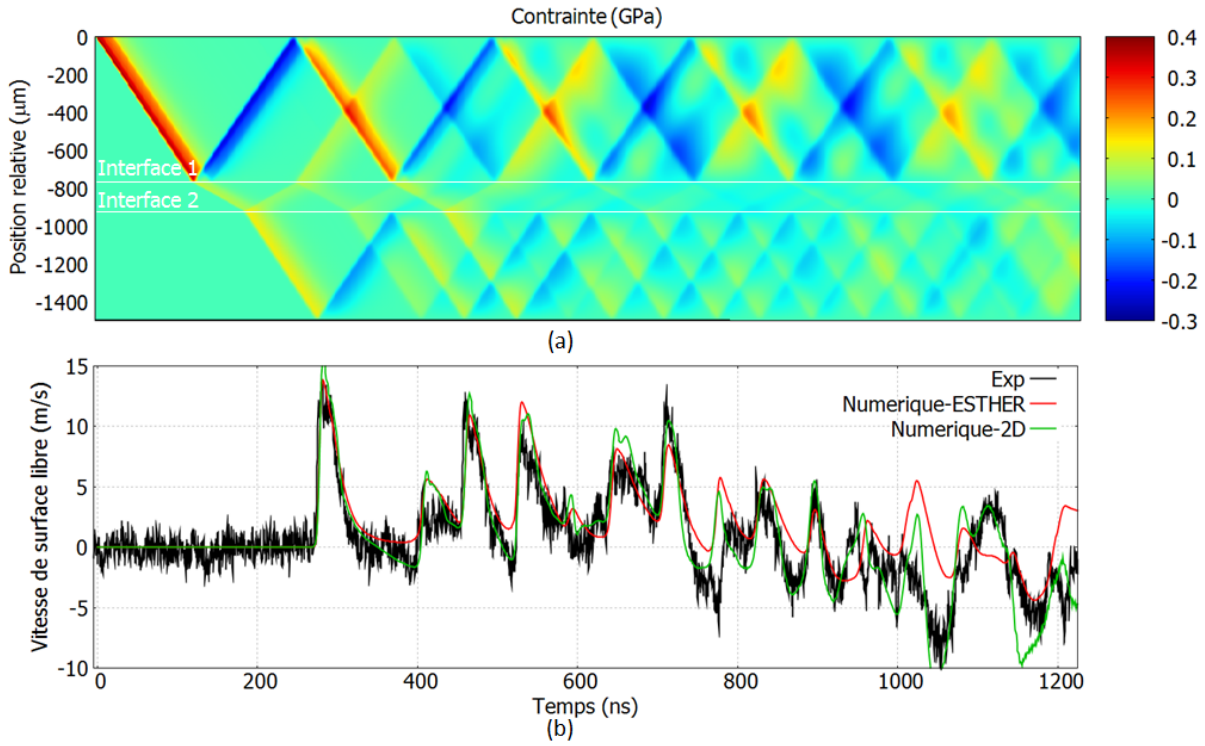


FIGURE 5.6 – Résultats expérimentaux et numériques de l'essai 09 sur Aluminium 6061 / Epoxy / Aluminium 6061 qualité de collage faible-bas - GCLT - $\phi 3,2\ mm$ - Créneau - 20 ns - Epaisseur=1550 μm - $4,7\ J$ - $I_{max} = 2,9\ GW/cm^2$ - Abattement de 20 % sur F correspondant à ϵ_F - (a) Diagramme numérique temps-position en contrainte issu d'ESTHER (x=0 correspond à la position de la face avant à t=0) (b) Profils de vitesse de surface libre expérimentaux et numériques avec ESTHER (1D) et avec un code 2D

L'utilisation d'un diagramme numérique temps-position représentant la répartition des contraintes dans l'assemblage collé, tel que celui présenté sur la Figure 5.6, nous permet bien de retrouver l'origine de chaque débouché de choc. On voit d'ailleurs sur ce diagramme que les réflexions des chocs aux interfaces métal-colle induisent une multiplication des faisceaux d'ondes dans l'empilement. Ces réflexions qui sont liées à la désadaptation d'impédance aux interfaces sont à l'origine de l'évolution des contraintes dans l'assemblage et, par extension, d'un grand nombre de débouchés de choc sur le profil de vitesse de surface libre. Ce cas sans endommagement permet de confirmer la nécessité de disposer d'un code numérique pour interprèter les expériences et prédire la répartition des contraintes dans l'empilement, et notamment dans le joint d'époxy. L'évolution des contraintes aux interfaces pour ce cas est exposé sur la Figure 5.7. De $t = 130\ ns$ à $t = 350\ ns$, on observe à chaque interface une oscillation de la contrainte entre 0 et 130 MPa en compression avec une période de retour de 130 ns. Cette répétition correspond aux allers-retours d'onde de choc dans la couche d'époxy, comme on peut le voir sur la Figure 5.6. Lorsque les ondes provenant des réflexions sur les deux faces libres de l'assemblage arrivent sur les interfaces, elles induisent chacune un nouveau motif de répétition dans la couche de colle et l'évolution de la contrainte aux deux interfaces est modifiée en conséquence. La recombinaison d'ondes de détentes entre elles génère l'apparition de contraintes de traction entre 0 et 50 MPa avec des oscillations non-périodiques. Le phénomène de mise sous traction du joint collé apparait donc plutôt comme un phénomène cumulatif, ce qui ne correspond pas à un mécanisme d'écaillage par simple recombinaison de deux faisceaux de détentes, tel qu'il était imaginé auparavant.

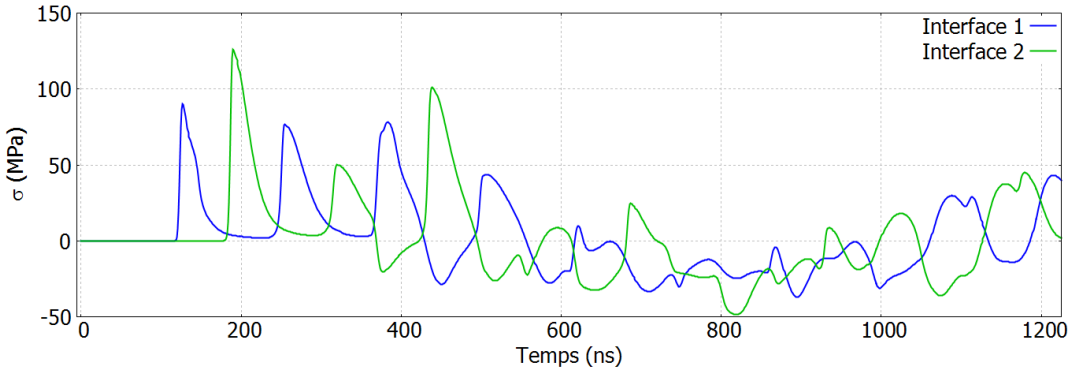


FIGURE 5.7 – Profils numériques des contraintes aux interfaces de l'essai 09 sur Aluminium 6061 / Epoxy / Aluminium 6061 qualité de collage faible-bas - GCLT - $\phi 3,2\ mm$ - Créneau - 20 ns - Epaisseur=1550 μm - $4,7\ J$ - $I_{max} = 2,9\ GW/cm^2$ - Abattement de 20 % sur F correspondant à ϵ_F

Afin de pouvoir reproduire les signaux expérimentaux correspondant aux essais avec décollement, il est nécessaire d'incorporer un modèle d'endommagement pour reproduire l'endommagement du joint de colle. Comme ce qui avait été réalisé dans le chapitre précédent pour les interplis d'époxy, un modèle simple d'endommagement en tension limite est utilisé pour reproduire les ruptures dans le joint de colle. L'utilisation d'une résistance à la traction de 165 MPa permet de reproduire au mieux les signaux expérimentaux de vitesse en face arrière avec ESTHER. Sur les cas traités comme celui exposé sur la Figure 5.8, on remarque que l'allure globale des signaux expérimentaux peut être reproduite avec $\sigma_{seuil} = 145\ MPa$ et $\sigma_{seuil} = 185\ MPa$. En deça et au delà de ces valeurs, la rupture se produit trop tôt ou trop tard, et pas au même endroit. On peut donc considérer que la résistance à la rupture en traction de ce collage est de 165 $MPa + / - 20\ MPa$, représentée sur la Figure 5.8 par le signal rouge en trait plein (165 MPa) et tirets ($+/ - 20\ MPa$). Sur les temps longs ($t > 900\ ns$), le signal numérique avec le modèle d'endommagement permet de mieux reproduire le profil expérimental que le signal numérique sans endommagement (courbe bleue), ce qui met en évidence l'importance de modéliser le décollement pour prédire la propagation des chocs dans l'assemblage. Le diagramme temps-position avec le modèle d'endommagement ainsi défini montre une rupture à $t = 750\ ns$ à la première interface, ce qui correspond aux résultats issus de la coupe micrographique de cet échantillon.

La simulation 2D effectuée avec les mêmes modèles numériques, et notamment avec le même critère de rupture fixé à 165 MPa pour les contraintes de traction dans la direction principale de propagation des ondes de choc (courbe verte) permet de mieux reproduire le signal expérimental, en particulier le rappel rapide de la cible à $t = 800\ ns$ et $t = 1000\ ns$. Cette remarque a déjà été faite dans le cas sans décollement (Tir 09 - Figure 5.8) et n'est donc pas liée à l'endommagement. Or, malgré les différences qu'on peut observer entre les approches 1D et 2D, on constate que l'utilisation des mêmes paramètres d'endommagement de l'époxy ($\sigma_{seuil} = 165\ MPa$) permet de bien reproduire le signal expérimental de l'essai avec endommagement. On peut ainsi en déduire que l'hypothèse 1D est suffisante pour réaliser la caractérisation de cet assemblage.

De façon générale, ce travail prouve que l'ensemble des briques numériques incorporées dans ESTHER permettent de modéliser la propagation des chocs et les décollements dans ces assemblages collés. Ces configurations expérimentales montrent également que les diagrammes temps-position générés par simulation sont indispensables pour comprendre le motif caractérisant les interactions d'ondes de chocs entre elles et avec les interfaces. Cet outil numérique permet ainsi d'identifier les mécanismes provoquant les décollements. Enfin, nous avons noté que l'importance relative des ondes réflechies est due à la différence d'impédance acoustique entre l'aluminium 6061 et l'époxy. Par extension, on en déduit que tous les assem-

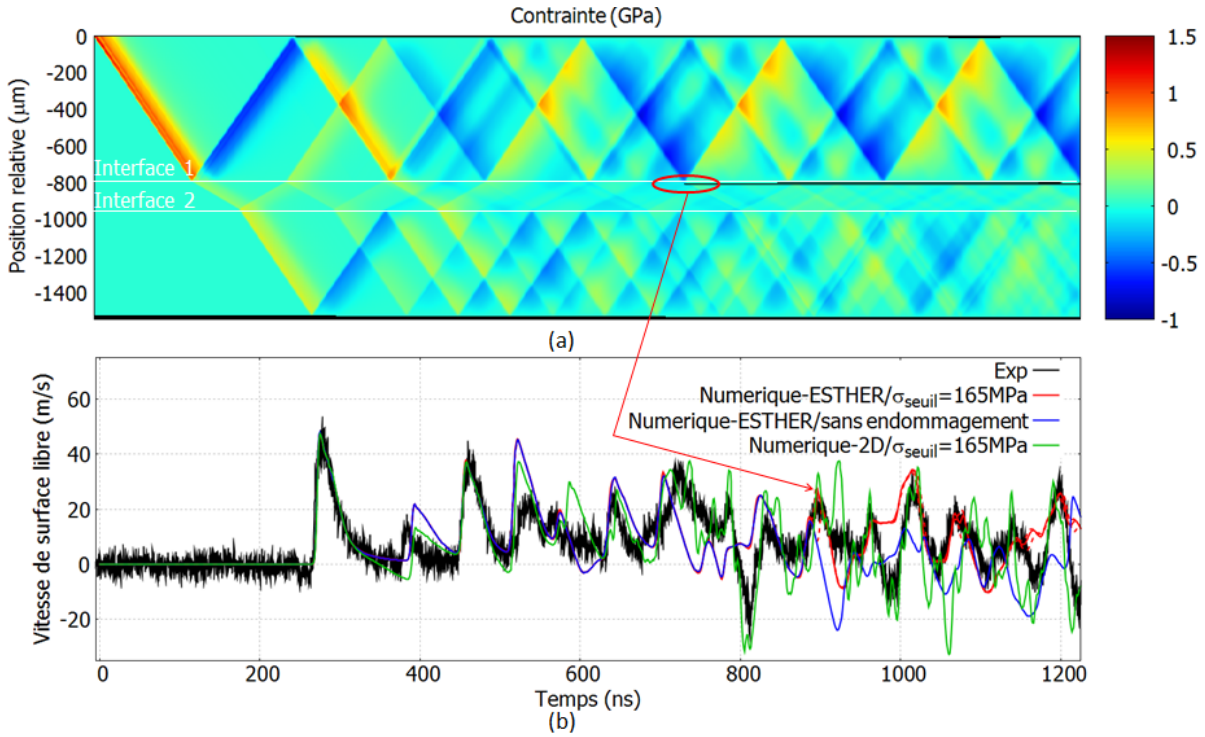


FIGURE 5.8 – Résultats expérimentaux et numériques de l'essai 11 sur Aluminium 6061 / Epoxy / Aluminium 6061 qualité de collage faible-bas - GCLT - $\phi 3,2\ mm$ - Créneau - 20 ns - Epaisseur=1550 μm - $25,7\ J$ - $I_{max} = 16,6\ GW/cm^2$ - Abattement de 20 % sur F correspondant à ϵ_F - (a) Diagramme numérique temps-position en contrainte issu d'ESTHER (x=0 correspond à la position de la face avant à t=0) (b) Profils de vitesse de surface libre expérimentaux et numériques avec ESTHER (1D) et avec un code 2D - Les signaux en tirets rouges représentent le signal numérique d'ESTHER avec variation de $+/-20\ MPa$ sur la résistance à la rupture du collage

blages collés impliquant des matériaux métalliques présentent ce même type de phénomène et donc une répartition spatiale des contraintes très perturbée limitant l'optimisation par l'application d'une deuxième impulsion.

2.1.2 Identification d'un protocole de ND-LASAT pour l'identification des joints faibles-intermédiaires

La caractérisation présentée précédemment a permis de construire un modèle prédictif dans ESTHER pour reproduire le comportement sous choc de l'assemblage Aluminium 6061 / Epoxy / Aluminium 6061. Elle a également permis d'identifier la résistance à la rupture du collage faible-bas. En revanche, la procédure appliquée sur l'installation GCLT ne permet pas de caractériser les propriétés de rupture du collage faible-intermédiaire et du collage correct. Il est donc nécessaire de rechercher des configurations expérimentales différentes afin d'augmenter la valeur maximale des contraintes de traction auxquelles est soumis le joint collé pour procéder à un décollement ou une rupture cohésive de ce dernier. Dans les essais réalisés en interaction directe, il faut noter également qu'aucun endommagement n'a été détecté dans les substrats en Aluminium 6061. Les simulations ont d'ailleurs permis de montrer que les contraintes en traction dans les substrats n'ont pas dépassé 1 GPa, ce qui suppose aucune initiation d'endommagement. La dégradation de ces substrats n'était donc pas un obstacle à l'identification de configurations permettant la mise en place de ND-LASAT.

En synchronisant les deux voies laser, la plateforme Hephaïstos produit des impulsions dont l'intensité maximale peut atteindre 6 GW/cm^2 pour un diamètre de tache focale de 6 mm. D'après le modèle défini au chapitre 3, cette configuration laser appliquée à une cible confinée par eau génère une pression d'ablation maximale de l'ordre de 6 GPa. Cette disposition expérimentale induit des chargements d'amplitude bien supérieure à celle observée sur les essais GCLT, pour des durées à mi-hauteur comparables, du fait de l'effet de confinement, et avec une tache focale plus importante. Le passage sur l'installation Hephaïstos est donc indispensable car on estime pouvoir soumettre le joint collé à des contraintes de traction significativement plus élevées et ainsi permettre de révéler les joints faibles-intermédiaires.

On présente ici les résultats expérimentaux réalisés sur la plateforme Hephaïstos en régime confiné sur les assemblages Aluminium 6061 / Epoxy / Aluminium 6061. La procédure expérimentale employée a été très similaire à celle employée sur GCLT dans le but d'identifier un seuil de décollement pour les trois qualités de collage. Nous avons donc utilisé successivement une tache focale de 6 mm et de 3 mm en faisant varier l'énergie par impulsion de 1 J à 12 J pour $\phi 6$ mm et de 1 à 3 J ($\phi 3$ mm) permettant de couvrir une grande gamme d'intensités sous le seuil de claquage du confinement. L'illumination laser s'est faite sur le substrat 1 et en instrumentant la face arrière (substrat 2) par VISAR. Nous avons effectué deux fois plus de tirs dans cet intervalle d'énergie que pour les séries d'essais sur GCLT afin de diminuer l'incertitude sur le seuil de décollement. Comme pour les essais sur GCLT, les échantillons ont ensuite été inspectés par des C-scans ultrasons et certains observés par coupe micrographique pour déterminer l'état du joint suite aux essais. Les analyses post-choc ont révélé des essais avec et sans décollement pour les deux niveaux de collages faibles. En revanche, aucun tir n'a endommagé le joint sur le collage correct. Aucun endommagement n'a été décelé dans les substrats.

Les seuils de décollement (I_{seuil}) de ces essais sont présentés sur la Figure 5.9. Ces seuils sont calculés avec la formule suivante, où $I_{D,min}$ est l'intensité la plus basse pour laquelle l'essai a permis de décoller et $I_{ND,max}$ l'intensité la plus haute pour laquelle le tir n'a pas généré de décollement.

$$I_{seuil} = \frac{I_{D,min} + I_{ND,max}}{2} \tag{5.1}$$

L'incertitude sur I_{seuil} est ϵ_{Iseuil}, définie comme suit si $|I_{ND,max} - I_{seuil}| > |I_{D,min} - I_{seuil}|$:

$$\epsilon_{Iseuil} = \sqrt{\epsilon_F^2 + (|I_{ND,max} - I_{seuil}|)^2} \tag{5.2}$$

Dans le cas où $|I_{ND,max} - I_{seuil}| < |I_{D,min} - I_{seuil}|$, ϵ_{Iseuil} se calcule naturellement avec l'équation suivante en prenant en compte ϵ_F, l'incertitude sur la fluence définie dans le chapitre 2 :

$$\epsilon_{Iseuil} = \sqrt{\epsilon_F^2 + (|I_{D,min} - I_{seuil}|)^2} \tag{5.3}$$

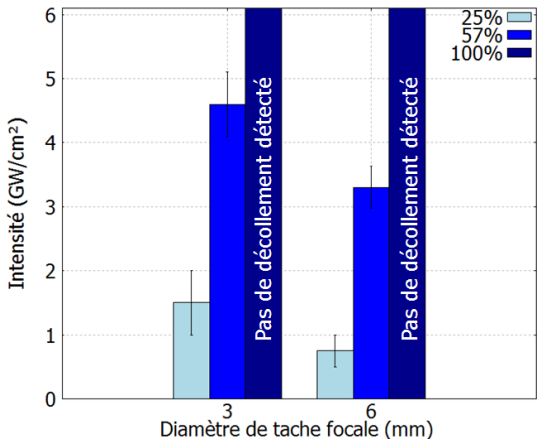


FIGURE 5.9 – Seuils de décollements expérimentaux résultants des essais sur Aluminium 6061 / Epoxy / Aluminium 6061 pour différentes qualités de collage et différentes tailles de tache focale - Hephaïstos - Gaussienne - 7 ns FWHM - Epaisseur=1550 μm - Les barres d'erreur représentent ϵ_{Iseuil}

En prenant en compte ϵ_{Iseuil}, on peut identifier sur la Figure 5.9 les configurations permettant de décoller les collages faibles et non les collages nominaux. Les résultats qui y sont exposés montrent une corrélation claire entre la qualité de collage et le seuil de décollement, quelle que soit la tache focale utilisée. Les seuils de décollement des deux collages faibles obtenu avec la tache focale de 3 mm sont assez différents de ceux obtenus avec celle de 6 mm. Ces résultats suggèrent que l'utilisation de tache focale plus importante permet de révéler un collage faible avec une intensité laser plus faible. Ce résultat suggère l'influence d'effets 2D sur le décollement, ce qui semble aller à l'encontre de la conclusion émise à la suite de l'analyse numérique des essais de caractérisation sur GCLT. La simulation 1D et 2D d'un essai avec décollement avec $\phi 6$ mm est nécessaire pour mieux comprendre la différence entre les conclusions issues des simulations avec $\phi 3$ mm et les résultats expérimentaux.

L'introduction d'une limite à la rupture de 175 $MPa + / - 5$ MPa dans ESTHER (courbe rouge) permet de bien reproduire le signal expérimental (courbe noire), comme on peut le voir sur la Figure 5.10, ce qui correspond à la valeur déterminée en simulant les essais avec sur GCLT. L'incertitude sur la valeur de σ_{seuil} déterminée par simulation est d'ailleurs significativement plus faible dans le cas des essais sur Hephaistos, ce qui permet de dire que la configuration expérimentale mise en place sur Hephaistos est plus discrimante et donc plus adaptée au besoin de caractérisation. Avec ce paramétrage, le modèle numérique d'ESTHER génère pour le cas expérimental exposé ici une rupture à l'interface 2, qui correspond à l'observation faite sur la coupe micrographique présentée sur la Figure 5.11. La simulation des essais ayant mené à la rupture des échantillons sur collage faible-bas avec $\phi 6$ mm permet donc déjà de conforter le modèle de rupture défini précédemment.

La simulation 2D (courbe verte sur la Figure 5.10) nous permet d'identifier l'instant d'apparition des effets 2D sur le profil de vitesse de surface libre. Cette dernière se dissocie du signal numérique d'ESTHER

à $t \approx 500\ ns$, ce qui correspond à la valeur déterminée analytiquement avec les formules du chapitre précédent. Pour ce cas, moins sujet aux effets 2D que les essais à $\phi 3,2\ mm$ de l'installation GCLT, les signaux numériques 2D et 1D sont très comparables sur la durée étudiée. L'utilisation d'une limite à la rupture de 180 MPa permet de reproduire relativement bien le signal expérimental. Cette valeur correspond à ce qui avait été déterminé précédemment. Il semble donc que l'influence de la taille de tache focale soit peu significative sur le signal de vitesse de face arrière. La différence de seuil de décollement entre $\phi 3\ mm$ et $\phi 6\ mm$ observée sur les expériences menées sur Hephaïstos doit provenir d'un phénomène dont l'influence sur la vitesse en face arrière est peu perceptible. Il conviendrait de mener une phase de caractérisation complémentaire avec une approche non-utilisée jusque là : étudier l'historique des contraintes de cisaillement aux interfaces induites par les effets 2D. En effet, dans les précédentes études sur le LASAT, on ne conçoit la rupture que comme un phénomène issu des contraintes de traction dans la direction de propagation, même lorsque cette rupture implique les détentes latérales. L'identification d'une résistance à la rupture en cisaillement par encadrement en utilisant les diagnostics post-choc permettrait peut-être d'expliquer la présence d'un seuil de rupture plus élevé pour $\phi 3\ mm$ que pour $\phi 6\ mm$.

Il faut noter également que la localisation de la rupture dépend de plusieurs facteurs indépendants des qualités de joint, notamment de l'épaisseur des différentes couches et de l'évolution des contraintes aux interfaces qui dépend de la pression d'ablation et donc, indirectement, des paramètres laser. En changeant l'un ou l'autre de ces facteurs, on peut faire basculer la rupture d'une interface à l'autre, comme c'est le cas ici où les ruptures se sont produites à l'interface 1 pour un essai et à l'interface 2 pour le deuxième. Pour ce type d'assemblage à forte désadaptation d'impédance, on s'aperçoit donc que pour piloter la rupture à une interface ciblée, il est indispensable de maitriser très précisément les épaisseurs des couches et la vitesse de propagation des ondes.

Nous avons également simulé les essais avec un diamètre de tache focale $\phi 6\ mm$ ayant produit des décollements réalisés sur le collage faible-intermédiaire. Ces travaux numériques nous ont permis d'identifier la résistance à la rupture selon la procédure décrite précédemment pour le collage faible-bas. Selon, notre étude, la limite à la rupture en traction pour ce collage est à 350 $MPa + / - 10\ MPa$.

Enfin, dans le cas de la qualité de collage correcte, comme aucun essai n'a permis de décoller le matériau, on peut seulement conclure que la résistance à la rupture de ce collage est supérieure à la valeur de contrainte de traction maximale s'appliquant aux interfaces et dans le joint pour l'essai à $6,1\ GW/cm^2$. Ces contraintes s'élèvent à 390 MPa, et la résistance de ce collage doit donc être supérieure à cette valeur.

Sur l'aspect non-destructif, les diagnostics post-choc n'ont décelé aucun endommagement des substrats. Les simulations ont permis d'identifier le seuil d'initiation d'endommagement des substrats en aluminium 6061 comme étant à $4,75\ GW/cm^2 + / - 0,25\ GW/cm^2$. Ce seuil d'endommagement a été obtenu en déterminant par simulation la contrainte de traction maximale appliquée dans les substrats d'aluminiums de $t = 0$ à $t = 1500\ ns$. Notre modèle numérique suggère donc que des endommagements sub-micrométriques apparaissent au delà de ce seuil et qu'il est plus prudent de rester en deça de ce seuil. Ces expériences en régime confiné ont ainsi permis d'identifier des configurations particulièrement adaptées pour l'identification des joints faibles par LASAT avec une garantie de non-endommagement des substrats apportée par la simulation : $3,6\ GW/cm^2 < I_{max} < 4,5\ GW/cm^2$ pour $\phi 6\ mm$. La grande différence de comportement en endommagement entre le collage et les substrats est ici un atout puisqu'elle permet d'avoir une marge entre le décollement des joints faibles et l'initiation de l'endommagement dans les substrats, sans passer par une boucle numérique pour optimiser les contraintes dans l'assemblage.

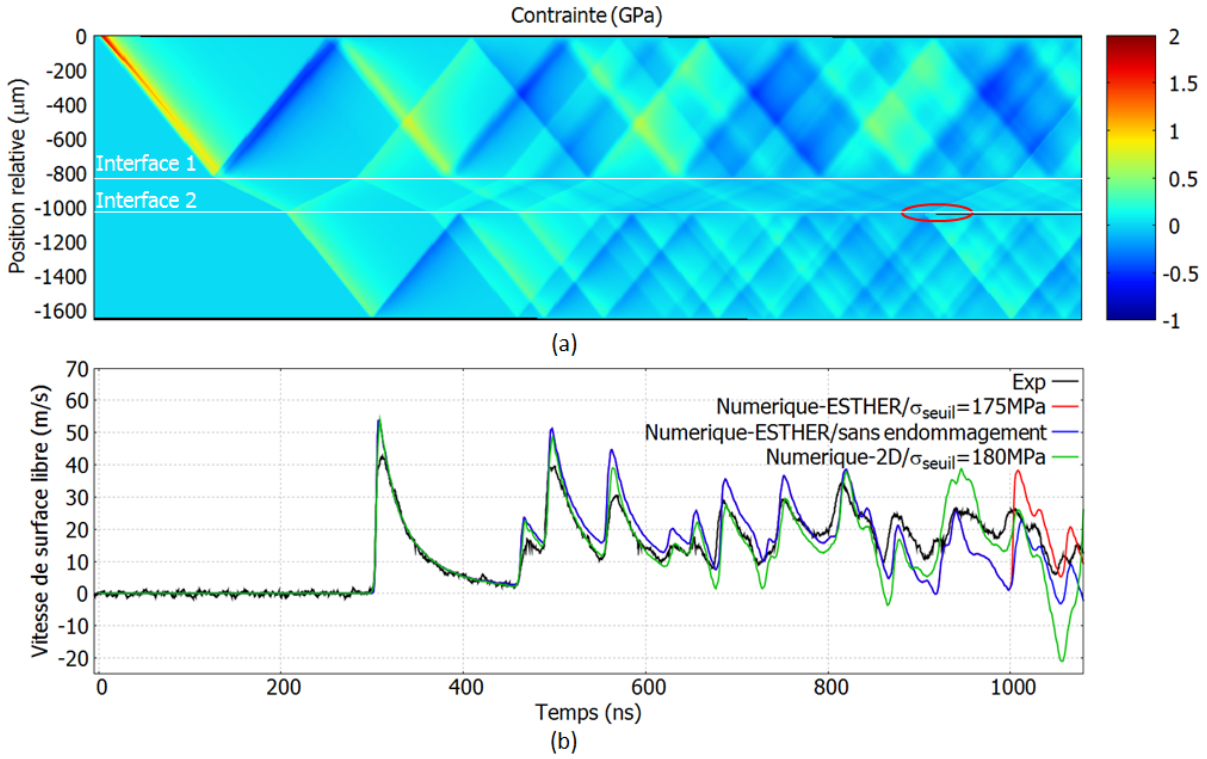
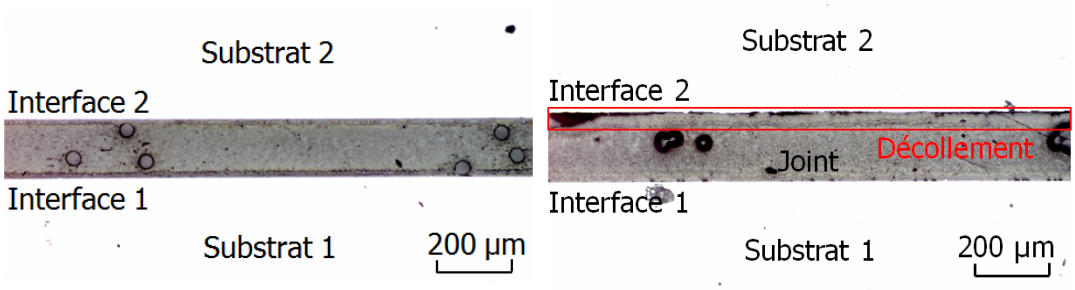


FIGURE 5.10 – Résultats expérimentaux et numériques du tir sur Aluminium 6061 / Epoxy / Aluminium 6061 qualité de collage faible-bas - Hephaïstos - $\phi 6\ mm$ - Gaussienne - 7 ns FWHM - Epaisseur=1550 μm - $1,98\ J$ - $I_{max} = 1,0\ GW/cm^2$ - Abattement de 12 % sur F correspondant à ϵ_F - (a) Diagramme numérique temps-position en contrainte issu d'ESTHER (x=0 correspond à la position de la face avant à t=0) (b) Profils de vitesse de surface libre expérimentaux et numériques avec ESTHER (1D) et avec un code 2D



(a) (b)

FIGURE 5.11 – Coupes micrographiques sur Aluminium 6061 / Epoxy / Aluminium 6061 collage faible-bas - Grossissement x100 réalisées post-choc sur différents emplacements de tirs - Hephaïstos - $\phi 6\ mm$ - Gaussienne - 7 ns FWHM - Epaisseur=1550 μm (a) Joint intact - $0,99\ J$ - $I_{max} = 0,5\ GW/cm^2$ (b) Décollement à l'interface - $1,98\ J$ - $I_{max} = 1,0\ GW/cm^2$

2.1.3 Perspectives

Nous avons effectué des simulations paramétriques impliquant des doubles impulsions laser sur ce type d'empilement et aucune solution d'optimisation n'a pu être décelée puisque la deuxième impulsion laser ne modifie que très peu la répartition des contraintes. On attribue ce point à la forte désadaptation d'impédance entre substrat et joint collé qui implique de fortes réflexions aux interfaces et une mise sous contrainte cumulative de ce dernier.

L'utilisation d'intensités laser supérieures permettrait d'appliquer plus de contraintes au niveau du joint mais, dans le cas du confiné eau, on se heurterait rapidement à des phénomènes de claquage limitant l'amplitude des ondes de chocs générées.

D'autres pistes restent à investiguer, notamment l'apport que pourraient apporter des variations de durée d'impulsion et de taille de tache focale sur la répartition des contraintes. Sur l'installation Hephaïstos, aucune variation de durée d'impulsion n'est possible et l'utilisation de tache focale de diamètre $\phi 3\ mm$ et $\phi 6\ mm$ n'a pas permis de décoller le collage correct sur ces assemblages. En se basant sur des calculs de propagation de choc bidimensionnelle, il serait toutefois intéressant de voir dans quelle mesure les effets 2D pourraient participer au décollement en réalisant une étude paramétrique avec un chargement de 6 GPa d'amplitude maximale et des variations de tache focale entre 1 mm et 6 mm.

L'utilisation d'une installation permettant de délivrer plus d'énergie en mono-impulsion confinée par eau avec des durées d'impulsions variables permettrait d'utiliser des durées plus importantes tout en maintenant une intensité maximale élevée. Il serait donc intéressant de mettre en place un montage intégrant un confinement eau sur la plateforme GCLT pour identifier des configurations permettant de décoller la qualité de collage correcte. En utilisant les caractéristiques de l'installation Hephaïstos avec $E = 12\ J$, nous avons fait une étude numérique avec ESTHER pour déterminer quelle est la durée d'impulsion optimale pour soumettre le joint collé à des contraintes de traction maximales. Les résultats présentés sur la Figure 5.12 montrent l'intérêt que peuvent avoir des impulsions de durées plus longues en limitant les contraintes de traction auxquelles sont exposés les substrats et permettant d'accroitre l'action sur le joint. Les ondes de chocs générées par ces impulsions présentent une amplitude moins importante en entrée de l'assemblage mais sont moins atténuées au cours du temps. Or, d'après les diagrammes temps-position exposés précédemment, on a vu que les contraintes de traction maximales s'appliquent sur le substrat à $t < 800\ ns$ alors que le maximum de traction dans le joint est généré à $t > 800\ ns$. Ce type de chargement avec $20\ ns < \tau FWHM < 40\ ns$ est ainsi particulièrement adapté dans notre cas d'étude. Des solutions optimales pourraient également exister pour $\tau > 40\ ns$. Toutefois le modèle d'interaction laser-matière dont nous disposons n'a pas été validé dans ce domaine et des phénomènes physiques d'expansion de plasma ou de claquage pourraient apparaitre et modifier significativement les chargements appliqués, limitant ainsi le potentiel d'optimisation. Le développement d'un modèle numérique prédictif est donc nécessaire pour $\tau > 40\ ns$.

Enfin, une autre piste d'étude consiste à optimiser le confinement utilisé pour accroitre le rapport pression-intensité tout en permettant un contact adéquat avec l'ablateur. Ce dernier point est particulièrement critique dans le cas de matériaux qui présentent un état de surface avec des variations supérieures à la dizaine de μm sur la surface illuminée. On a vu en effet, dans le cas d'une double-impulsion, qu'un écart de plusieurs dizaines de μm entre l'ablateur et le milieu de confinement induit une diminution de l'effet de confinement acoustique. Le confinement par verre permet d'améliorer le rapport pression-intensité par rapport à l'eau mais se heurte à la problématique de contact avec l'ablateur, et aux conditions de mise en oeuvre industrielles pour le ND-LASAT. Il serait donc intéressant d'étudier l'effet d'un confinement sous forme d'un solide de densité supérieure à l'eau, permettant une application simple, un bon couplage avec l'ablateur ainsi que la possibilité de le retirer après l'essai LASAT dans le cas du test d'épreuve

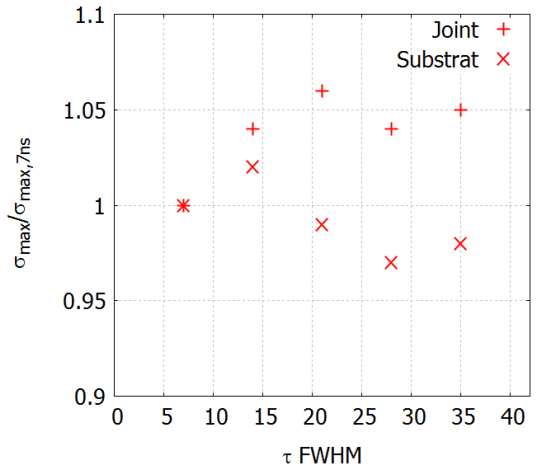


FIGURE 5.12 – Résultats numériques de contraintes maximales appliquées au sein du joint et dans les substrats par choc par laser sur Aluminium 6061 / Epoxy / Aluminium 6061 sans modèle d'endommagement et pour différentes durées d'impulsion - Confinement eau - Gaussienne - Epaisseur=1550 μm - 12 J

non-destructif.

2.1.4 Bilan

Les expériences sur des assemblages Aluminium 6061/Epoxy/Aluminium 6061 comportant différentes qualités de collage ont permis dans un premier temps de valider un modèle hydrodynamique et mécanique de la colle. Cette validation a été réalisée par comparaison des résultats issus du modèle "assemblage" dans lequel il était intégré à des essais sans endommagement. Comme l'épaisseur du joint d'époxy est comparable dans les autres types d'assemblages, il pourra être employé dans de futures études avec un code bidimensionnel pour caractériser les résistances des différents niveaux de collage sur assemblage Métal/Colle/Composite ou Composite/Colle/Composite. L'utilisation d'un modèle d'endommagement simple pour l'époxy a permis d'identifier par comparaison avec l'expérience des valeurs de résistance à la rupture sur collage faible-bas et sur collage faible-intermédiaire en régime confiné par eau. Des simulations comparatives en 2D ont montré que l'hypothèse 1D est suffisante en première approche. En revanche, on a mis en évidence le besoin d'étudier l'influence des contraintes de cisaillement et de repenser la méthode de caractérisation par vélocimétrie pour interpréter les résultats obtenus avec des tailles focales de taille réduite.

L'objectif de caractérisation pour les deux niveaux de collages faibles a été rempli et des pistes d'investigation ont été exposées pour permettre la caractérisation de la tenue correcte. Les résultats obtenus par choc laser corroborent ceux définis par la méthode quasi-statique puisque les deux techniques définissent une résistance du collage faible-intermédiaire deux fois supérieure à celle du collage faible-bas, comme on peut le constater dans la Table 5.4.

L'objectif d'identification des joints faibles de façon non-destructive (ND-LASAT) a été atteint puisqu'on a pu mettre en oeuvre des configurations produisant des décollements sur les joints faibles et ne générant ni décollement, ni endommagement des substrats sur le joint de qualité correcte. L'intégrité des substrats a été validée par une double approche d'analyse post-choc et de simulation numérique. Cette démonstration sur des joints faibles dont la résistance à la rupture est de l'ordre de 60 % de la tenue correcte ouvre la voie à des essais sur des échantillons dont la qualité du collage s'approche encore plus de la tolérance admise (80% de la tenue mécanique correcte). En couplant ces expériences à des études numériques, il serait possible de déterminer la sensibilité du procédé vis à vis de ce type de configuration expérimentale.

	$\sigma^*(MPa)$	$\sigma_{seuil}(MPa)$
Correcte	62,7	>390
Faible-intermédiaire	36	350 +/- 10
Faible-bas	15,8	165 +/- 20 (Direct - $\phi 3\ mm$)
		175 +/- 5 (Confiné - $\phi 6\ mm$)

TABLE 5.4 – Comparaison des résistances à la rupture obtenues par LASAT (σ_{seuil}) et par méthode d'arrachement quasi-statique (σ^*)

2.2 TA6V4 / Epoxy / Composite Tissé 3D

Comme exposé précédemment pour le cas métal/colle/métal, les assemblages collés possédant de fortes désadaptations d'impédances aux interfaces substrat/colle sont sujets à une multiplication des ondes de chocs en leur sein, due à des phénomènes de réflexion importants à ces interfaces. De ce fait, l'introduction d'une deuxième impulsion ne permet pas d'aboutir à des configurations plus adaptées à la sollicitation du joint collé que celles observées en mono-impulsion. L'assemblage TA6V4 / Epoxy / Composite Tissé 3D présente également une forte variation d'impédance entre le TA6V4 et le joint d'époxy. La recherche de configurations adaptées à l'application ND-LASAT doit donc se faire en mono-impulsion. En l'absence de modèle pour simuler le comportement sous choc du composite tissé 3D, nous nous sommes basés sur les configurations les plus adaptées au cas Aluminium 6061 / Epoxy / Aluminium 6061 pour concevoir les essais LASAT sur TA6V4 / Epoxy / Composite Tissé 3D.

2.2.1 Mise en oeuvre expérimentale

Les essais décrits ici ont été réalisés sur l'installation Hephaïstos en synchronisant les deux voies laser. Le choix de la taille de tache focale s'est porté sur un diamètre $\phi 6\ mm$, afin de pouvoir appliquer une intensité juste en dessous du seuil de claquage de l'eau et maximiser la taille des décollements pour accroitre leur potentiel de détection post-choc.

Disposant de deux échantillons pour chaque qualité de collage décrite au début de ce chapitre, le faisceau laser a été appliqué à la fois sur la face de TA6V4 et sur la face de composite. Cette procédure doit permettre d'identifier quelle face d'illumination se prête le mieux à la détection du collage faible. Le diagnostic de vélocimétrie choisi pour mesurer la vitesse de surface libre au cours des essais est la Vélocimétrie Hétérodyne (VH), au vu de l'épaisseur et du type de matériau utilisé. Cette technique doit permettre de suivre les oscillations principales de la cible au cours du temps.

Appliquant la même procédure que dans le cas précédent, nous nous sommes efforcés d'effectuer un nombre d'essais important en faisant varier l'énergie appliquée de 2 J à 12 J afin de pouvoir déterminer avec le plus de précision possible les seuils de décollements pour le collage correct et le collage faible, dans les deux configurations d'illumination.

Après les essais LASAT, les échantillons ont été inspectés par SAFRAN avec des C-scans ultrasons en transmission immergée. Le signal est émis en entrée de la pièce à 15 MHz et reçu par un récepteur à 10 MHz. L'identification de l'état résiduel du joint collé est ainsi déterminé pour chaque tir.

2.2.2 Résultats expérimentaux

Les résultats expérimentaux de ces essais sont présentés sur la Figure 5.13. L'incertitude sur les seuils de décollement est calculée avec les Equations 5.2 et 5.3.

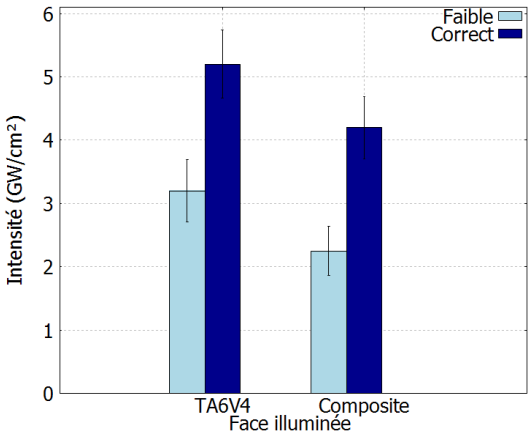


FIGURE 5.13 – Seuils de décollements expérimentaux résultants des essais sur TA6V4 / Epoxy / Composite Tissé 3D pour différentes qualités de collage et différentes faces illuminées - Hephaïstos - Gaussienne - 7 ns FWHM - Epaisseur=4250 μm - Les barres d'erreur représentent ϵ_{Iseuil}

Quel que soit le côté ayant servi à la génération du chargement, on remarque qu'il y a bien une corrélation entre les seuils de décollement et le niveau de collage. Dans les deux cas, le collage faible présente un seuil de décollement plus bas que dans le cas du collage correct et ces seuils semblent du même ordre de grandeur dans les deux cas d'illumination, au regard de l'incertitude sur le seuil de décollement (ϵ_{Iseuil}). En prenant en compte ϵ_{Iseuil}, l'application d'une intensité I_{max} telle que $3,9\ GW/cm^2 < I_{max} < 4,5\ GW/cm^2$ en illuminant le TA6V4 ou $2,8\ GW/cm^2 < I_{max} < 3,6\ GW/cm^2$ en illuminant le composite permet de décoller un collage faible alors que ces conditions sont insuffisantes pour décoller le collage correct. Il est donc possible d'identifier les collages faibles en respectant ces gammes d'intensités et les configurations utilisées lors de ces expériences.

Les observations post-choc par ultrasons (US) ont permis également d'inspecter l'état des substrats suite aux essais. Aucun endommagement n'a été détecté. De plus, des coupes micrographiques effectuées sur les emplacements des tirs avec la plus forte intensité n'ont révélé aucun défaut ou fissures, renforçant ainsi le diagnostic ultrason garantissant l'intégrité des substrats. Comme pour l'assemblage métal/colle/métal, ce cas TA6V4/Epoxy/Composite Tissé 3D présente l'avantage d'avoir des substrats bien plus résistants que le joint collé et permet ainsi de trouver des configurations adaptées, sans avoir à optimiser la répartition de contraintes dans l'assemblage.

Les configurations mentionnées précédemment sont adaptées pour la mise en place d'une procédure de ND-LASAT sur ces assemblages. Il faut également souligner que la possibilité de révéler des défauts en appliquant le laser aussi bien du côté du composite que du TA6V4 offre une certaine souplesse pour la mise en oeuvre du procédé dans des conditions industrielles.

2.2.3 Détection in-situ des décollements

En plus de permettre la construction d'une base de données expérimentales qui pourra servir à la validation de modèles numériques, les profils de vitesse de surface libre avec la Vélocimétrie Hétérodyne portent la signature du décollement. En effet, dans le cas d'un essai sans décollement, tel que l'essai à

$0,97\ GW/cm^2$ sur la Figure 5.14, les débouchés du choc sont bien visibles avec le premier à $t = 1700\ ns$ et le second, après un aller-retour dans l'ensemble de l'assemblage, à $t = 5000\ ns$. Dans le cas des essais ayant mené à un décollement détecté par ultrasons, on remarque qu'on ne détecte plus ce motif avec la période caractéristique qui lui est associée. L'introduction d'une surface libre entre l'époxy et le TA6V4 induit un changement majeur et s'apparente à un écaillage typique de celui qu'on peut observer sur des cibles monomatériaux. Dans le cas des décollements, la surface libre n'est plus déchargée suite au premier débouché de choc et la rupture qui se produit à l'interface et la couche de TA6V4 part en envol ballistique, sous l'effet de la quantité de mouvement qui lui est transférée. Par effet de rappel bi-dimensionnel effectué par les bords de l'écaille, la couche de TA6V4 est ensuite freinée, ce qui explique la diminution progressive de la vitesse de surface libre associée.

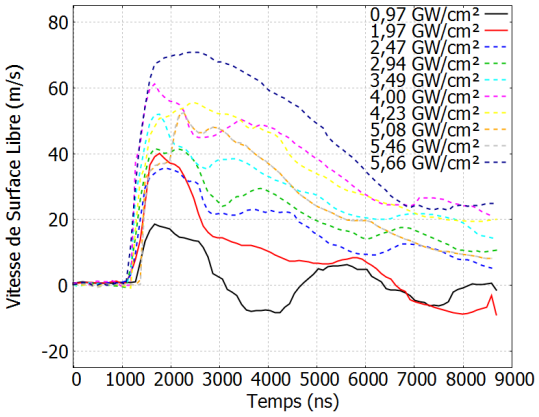


FIGURE 5.14 – Profils de vitesse de surface libre expérimentaux obtenus par VH sur TA6V4 / Epoxy / Composite Tissé 3D collage faible pour différentes intensités - Résolution temporelle 50 ns - Résolution en vitesse 5 m/s - Génération du chargement côté composite - Hephaïstos - Gaussienne - 7 ns FWHM - $\phi 6mm$ - Epaisseur=4250 μm - Les signaux sous forme de tirets correspondent aux essais ayant mené à un décollement identifié par US

La configuration expérimentale où la génération du choc se produit côté composite est a priori favorable à la détection d'un décollement. En effet, le joint de colle est localisé proche de la face arrière, ce qui implique qu'une ouverture de surfaces libres à une des deux interfaces doit avoir un impact direct sur la vitesse de face arrière. Les mesures faites avec génération du choc sur le TA6V4 sont moins équivoques.

2.2.4 Perspectives

La démonstration expérimentale du procédé ND-LASAT a été effectuée sur cet assemblage en se basant sur l'étude numérique et les résultats expérimentaux du cas métal/colle/métal. Toutefois, afin de répondre à un besoin de caractérisation ou même pour dimensionner des essais sur des épaisseurs différentes, il est impératif de disposer d'un modèle numérique intégrable dans un code 2D voire 3D pour simuler les propagations de choc dans le composite tissé 3D. La question de l'homogénéisation des propriétés devra être tranchée en mettant en balance le coût de calcul et l'influence des différents constituants (torons,matrice) sur la propagation des chocs.

Comme pour le type d'assemblage précédent, il serait intéressant de réaliser des essais sur un collage faible dont les propriétés mécaniques approcheraient la tenue correcte, tout en restant légèrement en dessous de la tolérance fixée à 20 % d'abattement sur la résistance quasi-statique. Ces essais à géométrie identique permettraient de déterminer si le paramétrage identifié ici est suffisant pour distinguer cette qualité de la qualité correcte. Des efforts devront être faits pour diminuer ϵ_{Iseuil}, notamment en accroissant le nombre d'essais pour obtenir $I_{D,min} = I_{ND,max} = I_{seuil}$. Des essais impliquant une épaisseur de composite

plus importante s'avéreraient également particulièrement intéressants au vu du contexte industriel dans lequel s'inscrit cet assemblage.

2.3 Composite stratifié-croisé / Epoxy / Composite stratifié-croisé

L'assemblage Composite stratifié-croisé IMA/M21E / Epoxy / Composite stratifié-croisé IMA/M21E présente deux caractéristiques qui conditionnent l'optimisation pour pouvoir le soumettre à une évaluation ND-LASAT. Comme on l'a vu dans le chapitre 4, la résistance interlaminaire de ce matériau est bien plus faible que la contrainte d'initiation d'endommagement ou de rupture des autres substrats de cette étude. D'autre part, cet assemblage présente des variations d'impédances acoustiques assez faibles aux interfaces du joint. Ces deux caractéristiques ont été mises en évidence dans la thèse de R. Ecault [70]. Elles exigent et permettent ainsi d'envisager la mise en place de configurations expérimentales optimisées par double-impulsion pour décoller des joints faibles sans endommager des substrats. Avant de présenter l'optimisation des configurations expérimentales, on présente dans cette sous-partie les résultats expérimentaux issus de la caractérisation des essais en mono-impulsion.

2.3.1 Mise en oeuvre et résultats des essais de caractérisation de l'assemblage

Comme dans les deux cas d'assemblages précédents, les essais de caractérisation de l'assemblage Composite IMA/M21E / Epoxy / Composite IMA/M21E ont été effectués sur la plateforme Hephaïstos avec une taille de tache focale de diamètre $\phi 6\ mm$ et avec les deux voies A et B synchronisées. L'objectif est de s'assurer de pouvoir appliquer des pressions assez élevées tout en garantissant la création de défauts de taille suffisamment importante pour faciliter leur détection par ultrasons (US).

La génération de pression s'est faite à la surface du substrat 1 de composite, d'épaisseur 4200 μm, avec un revêtement ablateur d'aluminium pur de 1 μm. Comme dans le cas métal/colle/métal, cette configuration place le joint collé plus proche de la face arrière. Les simulations numériques réalisées par R. Ecault sur un matériau dont les propriétés sont très proches à celui employé dans cette étude suggèrent qu'une telle disposition permet de maximiser les contraintes de traction dans le joint collé, par rapport à la configuration inverse avec le joint collé plus proche du laser. L'énergie utilisée par tir a évolué de 1 J à 6 J, permettant de répondre au besoin d'identification de seuil de décollement et de seuil de délaminage des substrats.

Suite aux essais, des analyses plus approfondies ont été effectuées par AIRBUS avec des capteurs ultrasons (US) de 5 MHz et 10 MHz en réflexion immergée pour identifier de façon plus précise ces seuils. Les inspections ont été effectuées systématiquement des deux côtés de l'assemblage afin de pouvoir identifier la présence d'un délaminage sous un décollement et inversement. Ces analyses ont révélé des essais pour lesquels ni les substrats ni les joints n'ont été endommagés, et des essais présentant des endommagements des laminés de composite ainsi que des décollements sur les deux qualités de collage faibles. En revanche, aucun essai n'a permis de décoller le collage correct.

Les résultats issus de ces analyses US sont exposés sur la Figure 5.15, où les seuils de décollement et de délaminage du composite peuvent être identifiés à l'incertitude ϵ_{Iseuil} près.

Cette configuration expérimentale ne présente pas de seuil bien distinct entre le décollement du collage faible-bas, le collage faible-intermédiaire et le délaminage d'un des substrats de composite. La première conclusion qu'on peut en tirer c'est qu'il est impossible de discerner les deux niveaux de collage faible. De plus, le collage correct n'a pas été décollé. La recherche de configurations plus discriminantes est donc indispensable pour pouvoir caractériser les résistances à la rupture de ces joints. Le second aspect à prendre en compte est que le composite rompt à des niveaux d'intensité similaires à ceux des joints faibles, impliquant l'impossibilité d'identifier ces derniers de manière non-destructive avec la configuration

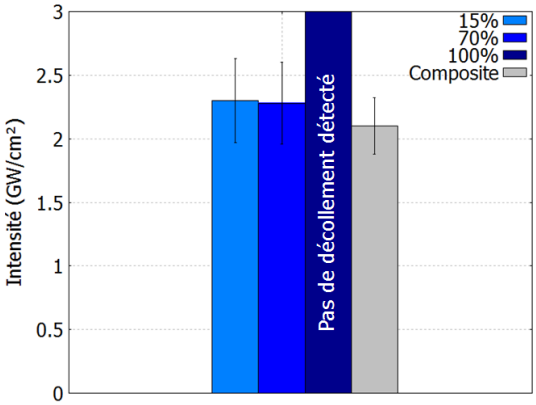


FIGURE 5.15 – Seuils de décollements et de délaminage expérimentaux résultants des essais sur Composite stratifié-croisé IMA/M21E / Epoxy / Composite IMA/M21E pour différentes qualités de collage - Hephaïstos - $\phi 6\ mm$ - Gaussienne - 7 ns FWHM - Epaisseur=6150 μm - Les barres d'erreur représentent ϵ_{Iseuil}

expérimentale qui est présentée ici. Il faut souligner que dans le cas de la caractérisation quasi-statique du collage correct, la rupture s'est produite à la fois dans le joint et dans le composite, ce qui montre que le collage a une résistance en cisaillement voisine de celle des interplis de composite. Il est donc tout à fait envisageable que le joint collé de qualité correcte présente une résistance à la rupture sous choc plus importante que le substrat de composite, ce qui accroit la difficulté de caractérisation de ce niveau de collage.

2.3.2 Optimisation par double-impulsion pour l'application ND-LASAT

Le modèle numérique développé dans ESTHER dans le chapitre précédent pour reproduire le comportement sous choc de cibles fines de composite stratifié-croisé ne peut pas être employé pour modéliser les assemblages collés de 6 mm d'épaisseur. En effet, les effets 2D qui n'impactaient que très peu la répartition des contraintes dans la cible pour des échantillons de 600 μm s'avèrent désormais prédominants sur ces géométries. Il est donc nécessaire de disposer d'un modèle numérique implanté dans un code mécanique 2D ou 3D pour pouvoir dimensionner et optimiser les essais LASAT en double-impulsion sur cet assemblage type. Un tel modèle doit être disponible à la fin du projet CompoChoc pour notamment permettre de s'adapter à des géométries d'assemblages différentes.

En l'absence d'un tel outil numérique, nous nous sommes basés sur les résultats obtenus en mono-impulsion, les prédictions de chargement issus du Chapitre 3 et les capacités de la plateforme Hephaïstos pour sélectionner une gamme d'essais en double-impulsion. Sachant que les effets bidimensionnels sont très présents sur cet assemblage, nous avons fait le choix de réaliser la majorité de nos essais avec un diamètre de tache focale similaire à celui employé en mono-impulsion ($\phi\ 6mm$). On a pu ainsi se baser sur les seuils de décollement et de délaminage définis par les essais en impulsion simple. Afin de ne pas endommager le substrat de composite avec la première impulsion, il est nécessaire d'utiliser un paramétrage tel que l'intensité maximale de la première impulsion ($I_{1,max}$) est inférieur au seuil de délamination du composite ($I_{1,max} < 1,75\ GW/cm^2$). Selon le schéma de la Figure 1.14 du Chapitre 1, la seconde impulsion, quand à elle, doit générer une onde de choc d'amplitude suffisamment importante pour que la détente qui la suive puisse induire des contraintes de traction supérieures à la résistance du collage, lors de son croisement avec l'onde de détente réfléchie due à la première impulsion. Cependant, comme la première impulsion, son amplitude ne doit pas être trop importante pour qu'elle ne produise pas un délaminage suite à sa réflexion en face arrière de l'assemblage. En nous appuyant sur les résultats numériques des Figures 3.54

et 3.55 et de la loi 3.40 du Chapitre 3, nous avons donc choisi de dimensionner les essais de telle sorte que l'intensité maximale de la seconde impulsion ($I_{2,max}$) soit au moins égale à celle de la première impulsion ($I_{2,max} \geq I_{1,max}$) et ne dépasse pas $2,5\ GW/cm^2$. Enfin, l'écart temporel entre la voie A et la voie B du laser doit être suffisamment important pour que l'onde de choc issue de la deuxième impulsion ne rattrape pas la première sous l'effet de l'accroissement de la vitesse de propagation des chocs avec la pression du milieu qu'ils traversent. Ce délai doit également ne pas être trop grand pour que le rendement de la deuxième impulsion reste suffisamment élevé. En respectant tous ces critères, nous avons donc pu dimensionner les essais sur les trois niveaux de collage dont nous disposions. $I_{1,max}$ a varié entre $1,0\ GW/cm^2$ et $1,5\ GW/cm^2$ et $I_{2,max}$ de $1,0\ GW/cm^2$ à $2,5\ GW/cm^2$, séparés d'un délai de 100 à 400 ns. Des essais ont également été menés avec une tache focale plus importante ($\phi 8\ mm$) et des intensités par impulsion restreintes par l'installation entre $1,0\ GW/cm^2$ et $1,5\ GW/cm^2$. L'énergie totale requise par ces différentes configurations a varié de 4 J à 11 J.

2.3.3 Mise en oeuvre expérimentale et identification des configurations adaptées pour le ND-LASAT

Comme on peut le voir sur la Figure 5.3, un revêtement ablateur d'aluminium pur a été déposé sur la face avant des échantillons, correspondant à la face libre du premier substrat. Comme expliqué dans le chapitre 2, ce revêtement permet de faire interagir le laser avec l'aluminium sur toute la durée de l'impulsion et ainsi de maitriser le chargement appliqué en utilisant les modèles numériques développés précédemment. Toutefois, sur des temps plus longs, le plasma continue d'ablater de la matière jusqu'à atteindre le composite, comme on peut le voir sur les échantillons exposés sur la Figure 5.3 où le composite apparait à nu sur les emplacements de tirs. Pour les essais en double-impulsion, nous avons utilisé un revêtement adhésif thermoprotecteur dont l'épaisseur d'aluminium est de 25 μm, ce qui garantit la présence d'aluminium après la première impulsion et sur toute la durée de la deuxième impulsion. La maitrise du chargement généré par ce revêtement a été validée par comparaison des résultats expérimentaux de vitesse de surface libre obtenus par la génération de choc sur un assemblage de composite fin. Ces essais ont été réalisés pour différentes intensités et dans des conditions similaires avec une ablation sur le revêtement adhésif et sur le dépôt d'aluminium pur d'1 μm. La vitesse maximale observée sur le premier débouché de choc a été la même avec les deux ablateurs, et ce pour les différentes configurations laser investiguées, ce qui suppose un chargement en entrée de la pièce identique dans les deux cas.

Les résultats des inspections US relatives aux essais menés en double-impulsion sur les échantillons de Composite stratifié-croisé IMA/M21E / Epoxy / Composite stratifié-croisé IMA/M21E avec les trois qualités de collage sont présentés sur la Figure 5.16. Ces inspections post-choc ont été menées dans les mêmes conditions que celles utilisées pour les inspections des essais en mono-impulsion. Les résultats sont présentés ici sous la forme de diagrammes configuration-délai qui doivent permettre d'identifier les couples permettant le ND-LASAT sur ces assemblages. Une couleur représente l'intérêt de chaque couple configuration $I_{1,max}$, $I_{2,max}$, Diamètre de tache focale - Δt pour le LASAT. La couleur verte est associée aux couples permettant de décoller les assemblages sans induire de délaminages dans les substrats, ce qui est particulièrement intéressant pour le ND-LASAT sur cette géométrie d'assemblage. La couleur jaune est attribuée aux couples qui produisent à la fois un décollement et un délaminage, ce qui permet de répondre au besoin de caractérisation du joint de colle par LASAT. La couleur rouge signifie que les couples auxquels elle est attribuée produisent uniquement un délaminage dans le substrat de composite, ce qui suscite essentiellement un intérêt en terme de caractérisation composite.

La première conclusion que l'on peut tirer de ces essais est que des configurations double-impulsion permettent de décoller un joint faible, sans délaminer les substrats de composite, ce qui n'était pas possible en mono-impulsion. Un exemple de coupe micrographique réalisée sur un échantillon présentant un

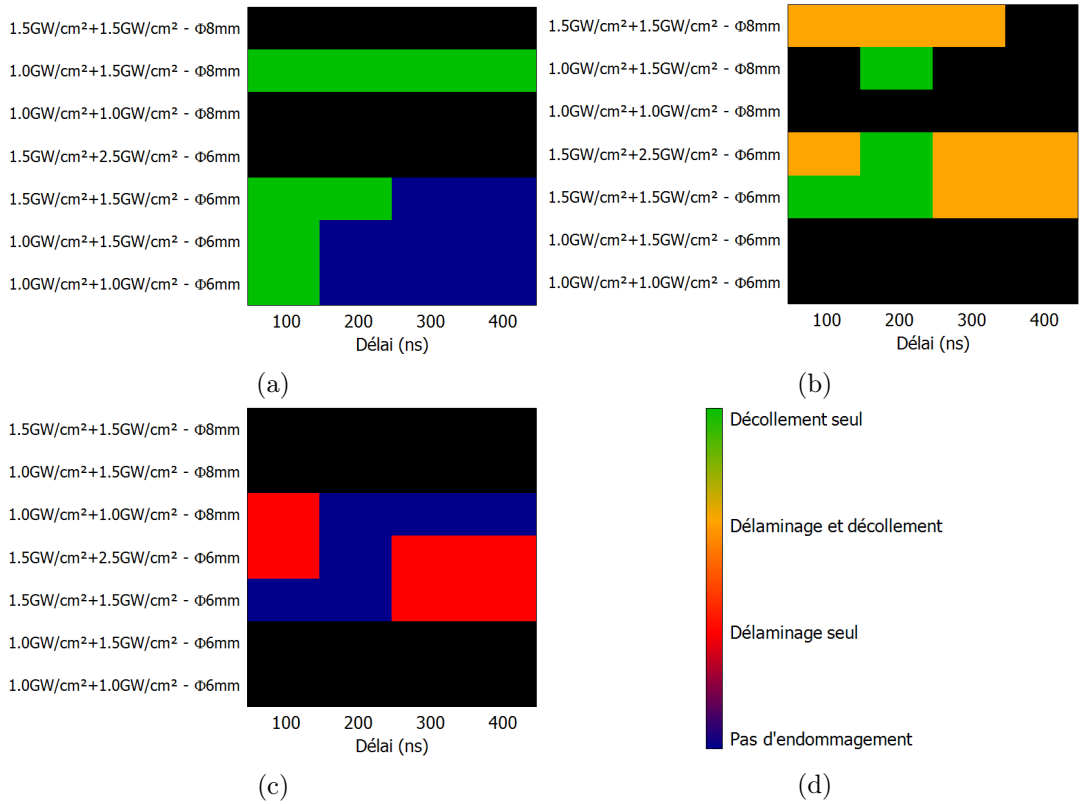
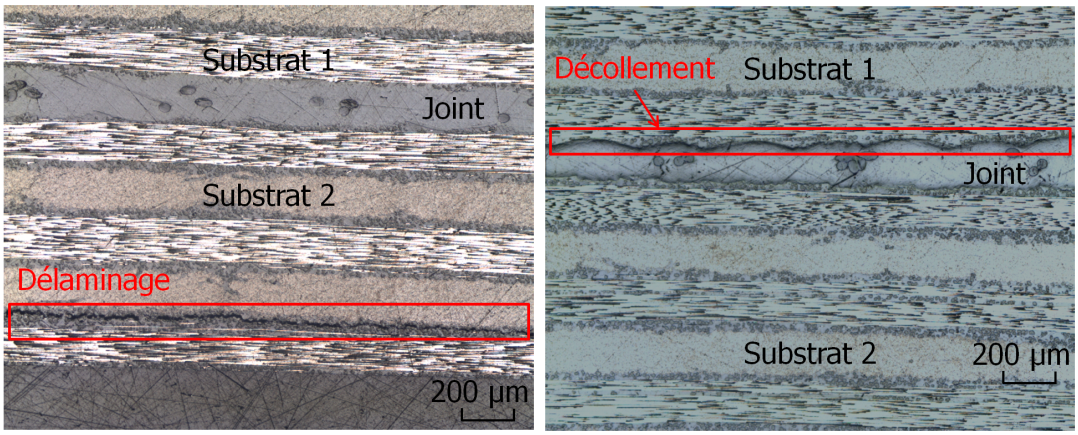


FIGURE 5.16 – Synthèse des essais en double-impulsion issue des résultats des diagnostics US sur Composite stratifié-croisé IMA/M21E / Epoxy / Composite stratifié-croisé IMA/M21E réalisés par R. Ecault (AIRBUS) - Hephaïstos - Impulsions Gaussiennes - 2x7 ns FWHM - Epaisseur=6150 μm (a) Collage faible-bas - 15 % (b) Collage faible-intermédiaire - 70 % (c) Collage correct - 100 % (d) Légende - Les cases noires correspondent à une absence de données

décollement du joint (est exposé sur la Figure 5.17. Sur cette même figure, un exemple de délaminage sur un autre échantillon présente un délaminage franc en face arrière du deuxième substrat. On voit que les configurations avec un délai $\Delta t = 200\ ns$ s'avèrent particulièrement intéressantes pour décoller le collage faible-intermédiaire. Ces résultats expérimentaux rejoignent donc l'optimisation numérique réalisée par R. Ecault dans sa thèse puisque dans des configurations légèrement différentes (épaisseur totale 4 mm - tache focale $\phi 4\ mm$), l'application de $\Delta t = 250\ ns$ entre les deux chargements de pression permettaient de localiser le maximum de contraintes de traction dans l'assemblage au plus près du joint (Figure 1.20).



(a) (b)

FIGURE 5.17 – Coupes micrographiques sur Composite IMA/M21E / Epoxy / Composite IMA/M21E collage faible-bas - Grossissement x100 réalisées post-choc sur deux différents échantillons par R. Ecault (AIRBUS) et T. Bergara (RESCOLL) - Hephaïstos - Impulsions Gaussiennes - 7 ns FWHM - $\phi 6\ mm$ (a) Epaisseur=6000 μm - Joint décollé - $E_1 = E_2 = 6,0\ J$ - $I_{1,max} = I_{2,max} = 1,5\ GW/cm^2$ (b) Epaisseur=3000 μm - Substrat 2 délaminé - $3,0\ J$ - $I_{max} = 1,5\ GW/cm^2$

Aucune configuration parmi celles testées ici n'a permis de décoller le joint de qualité correcte. Cela signifie que ces configurations ne permettent pas de répondre au besoin de caractérisation du collage. On peut expliquer cela par le fait que l'époxy utilisée sous forme de joints dans le cadre de cette étude présente des résultats de résistance quasi-statique de l'ordre de deux fois supérieurs à la plupart des joints époxy rencontrés dans le domaine des collages structuraux dans le domaine aéronautique ou automobile. Usuellement, les joints époxy présentent une résistance à la rupture très proche de la résistance interlaminaire des composites stratifiés. Dans l'assemblage considéré ici, on suppose donc que la résistance du joint collé est significativement supérieure à la rupture du joint collé, ce qui implique un délaminage préférentiel, apparu dans la plupart des configurations mises en place. L'optimisation numérique apportée par le code prédictif qui sera disponible à la fin du projet collaboratif doit permettre de répondre typiquement à cette problématique et d'identifier les configurations idéales pour localiser de façon plus précise les contraintes au sein du joint. Dans l'attente de ce développement, l'utilisation de configurations en choc symétrique, présenté dans le chapitre 1, avait été identifiée comme la configuration optimale pour maximiser les contraintes appliquées au joint sur ce type d'assemblage [70]. Des expériences avec $\Delta t = 0$ permettraient d'identifier si le LASAT est capable de décoller ce type de joint avec cette configuration. Il serait également intéressant d'appliquer les configurations optimales identifiées ici en remplaçant la résine époxy utilisée ici par une résine usuellement associée à l'IMA/M21E, de résistance à la rupture inférieure pour déterminer si il est possible de décoller le joint.

Un autre point intéressant est l'influence de la tache focale sur les résultats expérimentaux présentés ici. On constate en effet une grande différence pour les configurations entre les résultats obtenus dans

une configuration ($I_{1,max}$, $I_{2,max}$, Δt) donnée avec la tache focale $\phi 6\ mm$ et ceux générés par la même configuration avec $\phi 8\ mm$. On voit par exemple, que la configuration $1,0\ GW/cm^2 + 1,5\ GW/cm^2$ avec $\Delta t = 100\ ns$ sur collage faible-bas aboutit à un décollement du collage avec $\phi 6\ mm$ alors qu'elle produit un délaminage et un décollement avec $\phi 8\ mm$. Cette même configuration avec $\Delta t = 300,400\ ns$ et $\phi 6\ mm$ ne produit aucun défaut dans l'assemblage alors qu'elle produit un décollement avec $\phi 8\ mm$. Sur le collage faible-intermédiaire, la configuration $1,5\ GW/cm^2 + 1,5\ GW/cm^2$ et $\Delta t = 100,200\ ns$ induit un décollement avec $\phi 6\ mm$ alors qu'elle produit un décollement et un délaminage avec $\phi 8\ mm$. Cette différence de résultats s'explique par l'action d'ondes provenant des bords de tache focale (effets 2D) et produisant des effets différents selon l'instant et l'endroit où ces ondes génèrent des contraintes de traction.

Il est impossible de quantifier ces effets sans l'appui de simulation prédictive adaptée. Toutefois, afin de démontrer leur présence sur un cas simple, nous avons mis en place une étude comparative d'endommagement par choc laser sur le composite stratifié-croisé d'épaisseur identique à celle de l'assemblage collé ($6\ mm$) en utilisant différentes tailles de tache focales. L'absence de joint de colle dans cette empilement stratifié implique une résistance à la rupture identique dans tous les interplis. Cette étude doit donc permettre d'identifier la localisation des maximas de contrainte, à l'épaisseur d'un pli près ($\approx 250\mu m$), en identifiant la position des délaminages lorsque le seuil de délaminage est dépassé. On présente les résultats des seuils de délaminage de ce matériau à différentes profondeurs en fonction des différentes tailles de tache focale sur la Figure 5.18.

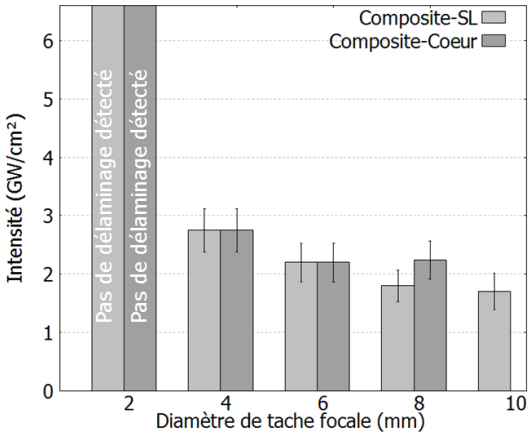


FIGURE 5.18 – Seuils de délaminage expérimentaux résultants des essais sur Composite stratifié-croisé IMA/M21E avec différentes tailles de tache focale et à coeur (position x=$3,7 - 4,5mm$ depuis la face avant) et juste derrière la surface libre (SL - position x=$5,5 - 6,0mm$ depuis la face avant) Hephaïstos - Gaussienne - 7 ns FWHM - Epaisseur=6000 μm - Les barres d'erreur représentent ϵ_{Iseuil}.

La première observation est que l'intensité I_{max} requise pour induire un délaminage en face arrière dans le stratifié diminue avec l'augmentation de la taille de tache focale. Selon ce critère, on observe donc une claire dépendance de ce seuil d'endommagement à la taille de tache focale et ce pour des diamètres de $2\ mm$ à $6\ mm$. La variation du seuil de délaminage avec la taille de tache focale est significative de la présence d'effets 2D sur la taille de tache. Ce critère permet ainsi d'identifier la présence d'effets bidimensionnels pour les taches focales telles que $\phi < 6\ mm$.

En étudiant la position de ces délaminages, on a également remarqué la présence de délaminage à coeur pour les taches focales pour lesquelles $\phi < 10,0\ mm$. Dans le cadre d'ondes planes, l'écaillage doit se produire proche de la surface libre (SL), comme cela a été présenté dans le premier chapitre. Or, la position de ces endommagements à coeur varie très peu avec l'intensité (position x=$3,7 - 4,5mm$ depuis la face

avant), ce qui signifie que la position de contraintes supérieures à la résistance à la rupture des interplis est très peu dépendante de l'intensité. Par extension, on peut ainsi en déduire qu'un maximum de contrainte du même ordre de grandeur que celui qui opère proche de la surface libre (x=$5,5-6,0mm$ depuis la face avant) est présent à coeur. Les essais effectués à $\phi 10,0\ mm$ n'ont pas montré d'endommagement à coeur pour $I_{max} < 2,0\ GW/cm^2$. Il serait nécessaire de passer sur une autre installation pour disposer de plus d'énergie et de pouvoir définir si des délaminages à coeur peuvent être créés à plus haute intensité avec $\phi 10,0\ mm$. Si ce n'est pas le cas, on pourrait alors conclure à une diminution significative du maximum de contrainte présent à coeur et des effets 2D qui en sont à l'origine.

Ces essais démontrent donc la présence d'effets 2D pour des taches focales telles que $\phi \leq 8\ mm$.

2.4 Bilan

Les trois assemblages étudiés dans ce chapitre ont permis de valider la méthodologie exposée dans le premier chapitre et les apports scientifiques et techniques que nous avons apportés au cours de cette étude. En effet, nous avons fait la démonstration de la capacité du LASAT à répondre aux deux objectifs applicatifs définis au début de ce chapitre.

L'étude sur Aluminium 6061 / Epoxy / Aluminium 6061 a permis de caractériser le comportement du joint de colle ainsi que d'identifier la résistance à la rupture sous choc des deux qualités de collage faible. Cette phase a permis de valider l'ensemble de la chaine numérique développée dans ESTHER. Sur cet assemblage constitué de matériaux isotropes de relativement faible épaisseur, ce code a permis de décrire les principaux phénomènes physiques se produisant dans l'expérience, de l'interaction laser-matière au décollement du joint. De nouvelles problématiques relatives au mode d'endommagement ont toutefois été posées et nécessitent l'appui d'un outil de simulation 2D pour affiner les modèles d'endommagement et ainsi améliorer l'interprétation et la prédiction des expériences.

D'autre part, l'objectif de ND-LASAT a été démontré en mettant en place des configurations très différentes pour s'adapter aux propriétés des trois assemblages. On a ainsi remarqué que les impulsions simples (mono-impulsion) permettent de réaliser des essais non-destructifs sur les assemblages présentant des substrats bien plus résistants que le joint de colle tels que les assemblages Aluminium 6061 / Epoxy / Aluminium 6061 et TA6V4 / Epoxy / Composite Tissé 3D. Si la différence d'impédance entre substrats et joint collé interdit toute possibilité d'optimisation par double-pulse, nous avons suggéré les possibilités d'optimisation par allongement de la durée d'impulsion, variation de tache focale ou du milieu de confinement. Le cas TA6V4 / Epoxy / Composite Tissé 3D a permis de faire la validation de la technologie ND-LASAT sur un assemblage d'épaisseur significative et impliquant un matériau fortement anisotrope et inhomogène, sans passer par l'étape de caractérisation et d'optimisation numérique. Cette dernière sera toutefois nécessaire afin d'adapter le procédé à des épaisseurs ou des qualités de collage différentes. L'optimisation par double-impulsion a montré sa pertinence afin de pouvoir faire la démonstration d'application de ND-LASAT aux assemblages Composite stratifié-croisé IMA/M21E / Epoxy / Composite stratifié-croisé. Pour ce type d'assemblage, nous avons également mis en évidence la présence d'effets bi-dimensionnels dans le processus d'endommagement dans les configurations expérimentales utilisées. Ce constat fait appel au développement et à la validation du modèle numérique pour comprendre et optimiser les phénomènes mis en jeu et, par extension, les paramètres laser en vue d'une automatisation du procédé. Enfin, la certification de l'aspect non-destructif de la technologie doit être menée sur des collages nominaux ayant été soumis à des essais LASAT dans des configurations non-destructives pour des collages faibles. Ces échantillons devront ensuite être soumis à un test mécanique statique de référence afin de vérifier l'intégrité mécanique de l'assemblage. La méthode d'essai mécanique reste à définir mais ce test à vocation à s'approcher le plus possible du besoin de certification industrielle et donc des techniques qui lui sont

associées. La fraction surfacique du collage testée par LASAT doit également être fixée.

Conclusions et perspectives

Cette thèse s'est inscrite dans le cadre du projet FUI CompoChoc portant sur le développement du test d'adhérence par choc laser sur assemblages collés, dont la résistance mécanique ne peut être déterminée par aucune autre technique disponible actuellement. La plupart des questions scientifiques identifiées comme les problématiques clés de cette thèse ont été considérées. Pour rappel, nous avions identifié les points scientifiques suivants comme les verrous qu'il était indispensable de lever dans cette étude :

— Caractériser par l'expérience les chargements en pression appliqués avec des paramètres laser couvrant l'intégralité du spectre d'impulsions laser typiques de l'application

— Développer un code multiphysique et polyvalent comme outil de prédiction du chargement

— Maîtriser la propagation des chocs dans les matériaux très différents (métaux, polymères, composites, céramiques) impliqués dans les structures assemblées par collage

— Localiser les tractions au sein du joint de colle ou de ses interfaces pour en tester la résistance à la rupture ou l'adhérence tout en laissant intactes les deux pièces assemblées par ce joint

Nous avons adressé une réponse claire à chacune d'entre elles et ainsi permis de développer des modèles numériques fiables pour la prédiction des chargements générés par interaction laser-matière dans la quasi totalité des domaines définis au début de cette étude ($1-500\ GW/cm^2$ en régime direct et $0,2-7\ GW/cm^2$ en régime confiné). Un effort important a été fait sur le comportement sous choc des matériaux qui est un point essentiel pour la maîtrise de la répartition de contraintes générées par choc laser. Nous avons également remarqué que certaines propriétés des matériaux peuvent avoir une influence sur la détermination des pressions appliqués sur les cibles. Une méthodologie globale a été déployée pour caractériser et valider des modèles matériaux constitutifs des assemblages étudiés. La maitrise de ces aspects a ouvert la voie à la caractérisation d'assemblages et à la détermination par la simulation de la résistance à la rupture de joints collés de différentes qualités. La mise en évidence d'une excellente corrélation entre les résistances à la rupture statiques et dynamiques a permis de valider la chaine numérique développée dans cette thèse et également de faire la démonstration du procédé LASAT comme un moyen de caractérisation à haute vitesse de déformation. De plus, des configurations non-destructives permettant la discrimination entre joints faibles et joints corrects ont été identifiées sur différents assemblages. Cette thèse a donc également permis de faire la validation du concept de ND-LASAT en mettant en évidence l'importance de l'optimisation.

Conclusions

Les principaux résultats issus de l'interaction laser-matière sont présentés ici :

— Interaction laser-matière en régime direct : Le développement d'un modèle d'interaction laser-matière prédictif en régime direct a permis d'identifier l'influence relative de différents phénomènes physiques sur la génération de pression d'ablation. On a ainsi pu remarquer que des processus de transfert d'énergie comme la conduction thermique et le transfert radiatif ont un rôle significatif,

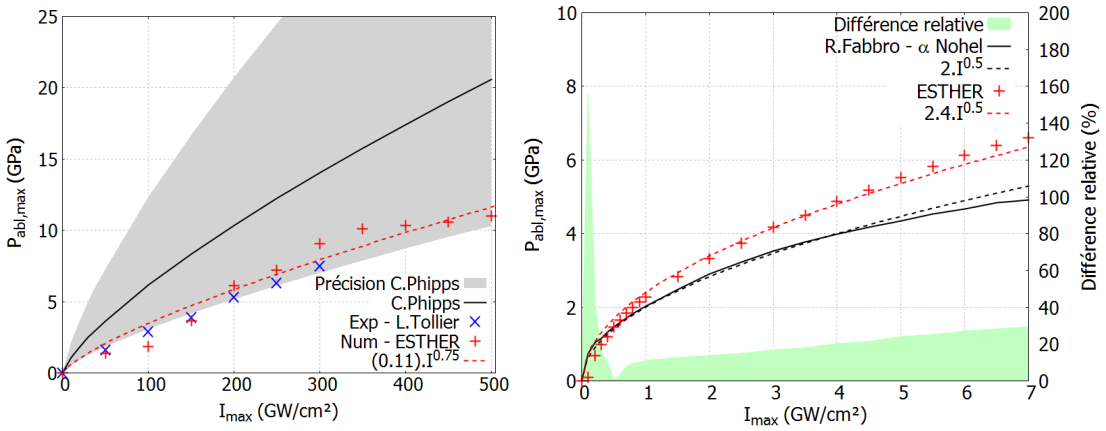
respectivement entre 0 et 10 GW/cm^2 et entre 10 et 500 GW/cm^2. Il est important de souligner que, contrairement à ce qui est communément admis, on a démontré que le transfert radiatif n'est pas uniquement un processus de perte d'énergie pour la cible, mais permet plutôt une redistribution d'énergie. C'est également dans ce régime d'interaction que des études de sensibilité de notre méthode d'identification du chargement ont été menées. Nous avons ainsi mis en évidence le fait que la maîtrise de la forme temporelle de l'impulsion et de la répartition spatiale de l'énergie sont indispensables pour bien contrôler le chargement appliqué. La connaissance des propriétés du matériau ablateur est également cruciale pour limiter les erreurs dans le développement du modèle d'interaction. La mise en place de configurations expérimentales moins sensibles à ces aspects est une alternative à la connaissance précise des propriétés matériaux mais ces dernières sont considérablement plus dépendantes de la répartition spatiale de l'énergie dans la tache focale. Le modèle défini dans cette thèse a été validé sur aluminium dans une gamme de 1 à 500 GW/cm^2 pour des impulsions de formes très variables dont la durée varie de 5 à 40 ns.

— Interaction laser-matière en régime confiné : A la différence du régime d'interaction directe, on a remarqué que le processus de génération de choc en régime confiné n'est pas dépendant du transfert radiatif car la température du plasma est significativement plus basse qu'en régime direct (10^4 K-10^5 K). La conductivité thermique joue un rôle uniquement pour des intensités faibles ($I_{max} < 1$ GW/cm^2). Dans ce régime, l'influence de la réflectivité initiale de l'ablateur est également prédominante dans la génération du chargement. C'est un résultat majeur qui souligne la nécessité de caractériser cette grandeur pour être prédictif en régime confiné car elle est fortement dépendante des propriétés des surfaces. Finalement, dans la gamme d'intensités typiques du régime confiné, la différence principale existant entre le régime direct et le régime confiné est la prise en compte du confinement en lui-même. Ce dernier est modélisé par l'application d'une couche d'eau pour laquelle les indices optiques sont fixés de telle manière qu'il n'y a aucune absorption du rayonnement par l'eau au cours de la simulation. Dans ce régime, le plasma est composé de deux espèces, l'aluminium et l'eau, entre lesquelles le seul échange permis est le chauffage de l'eau par conduction thermique à partir de l'aluminium où est déposée l'énergie laser. Ce sont deux hypothèses fortes mais le modèle simple ainsi défini permet de reproduire les chargements appliqués, à l'incertitude expérimentale près, dans la gamme $0,2-7$ GW/cm^2. Ce modèle permet de reproduire relativement bien les chargements en configuration de double-impulsion dans la gamme $0,4-1,2$ GW/cm^2 et pour des délais variant de 100 à 400 ns. Une loi d'échelle a aussi été proposée pour prédire les chargements issus de double-impulsions avec $\lambda = 532$ nm et $\tau_1 = \tau_2 = 7$ ns telles que $I_{1,max} = I_{2,max}$ (Equation 5.4).

$$P_{2,abl,max}[GPa] = 0,98 I_{max}[GW/cm^2]^{0,25} - \frac{\Delta t[ns]}{1,7.10^3} \tag{5.4}$$

— Maitrise du chargement - Fiabilité et performance des modèles : La fiabilité de modèles peut être estimée qualitativement en se basant sur les phénomènes physiques qui sont pris en compte dans ces modèles. En effet, l'intégration de processus physiques dans un modèle limite le risque d'avoir des compensations d'erreurs permettant de valider ce dernier et on peut donc avoir plus confiance dans les prédictions qui sont faites par un modèle prenant en compte un grand nombre de phénomènes aux limites du domaine de validation . A ce titre, les modèles d'interaction laser-matière de cette étude sont plus fiables que les modèles analytiques et numériques de référence. En effet, les deux seuls phénomènes physiques non pris en compte sont l'aspect bi-composant du plasma, pris en compte dans l'un des modèles de référence [108], et l'absorption du laser dans le plasma d'eau. La performance d'un modèle, quant à elle, peut être définie à partir de sa précision ou de l'incertitude expérimentale avec laquelle il a été validé. Une procédure a été développée dans cette thèse pour identifier les sources d'erreur les plus significatives. La prise en compte de ces dernières dans

les étapes de validation par comparaison à l'expérience ont permis de définir les modèles comme capables de prédire les chargements appliqués en entrée à $+/-15$ %. Les modèles développés dans ESTHER sont donc bien plus performants que le modèle semi-analytique de référence en interaction directe et globalement aussi performants que les modèles analytiques et numériques de référence en régime confiné (Figure 5.19). Au cours de cette thèse, des améliorations ont aussi été apportées afin de mieux contrôler la répartition spatiale d'énergie. L'apport de ces dispositifs a permis d'abaisser l'incertitude sur le terme source de $+/-20$ à 30 % à $+/-10$ à 15 %.



(a) (b)

FIGURE 5.19 – Comparaison des résultats $P_{abl,max}$ en fonction de I_{max} du modèle numérique défini dans ESTHER avec les résultats de référence en régime direct et confiné (a) Régime Direct - Gaussienne - 25 ns - $\lambda = 1064$ nm (b) Régime Confiné eau - Impulsion Créneau - 7 ns - $\lambda = 532$ nm

Les études relatives à la propagation des chocs et la construction de modèles matériaux adaptés ont permis de réaliser des avancées significatives, aussi bien pour améliorer la performance des modèles d'interaction, comme exposé précédemment, que pour mieux comprendre les phénomènes impliqués dans la propagation des ondes de choc. Les conclusions que nous avons pu tirer de ces études sont exposées ici :

— Validité et limites de la modélisation monodimensionnelle : On distingue deux cas d'anisotropie typiques auxquels nous avons été confrontés dans cette thèse. Le premier correspond à l'ensemble des essais réalisés sur des cibles monomatériaux présentant une anisotropie prévisible et connue. Dans ce cas, le modèle mécanique a pu être adapté sur la base des propriétés du matériau dans les différentes directions, à l'image de ce que nous avons réalisé pour le modèle matériau du composite stratifié-croisé IMA/M21E. La définition d'un module de cisaillement moyen calculé à partir des modules $G_{1,2}$, $G_{1,3}$, $G_{2,3}$ a permis de bien reproduire la vitesse de propagation des ondes de choc et ainsi synchroniser parfaitement les signaux de vitesse de surface libre expérimentaux et numériques (Figure 5.20). Le second cas concerne les matériaux pour lesquels une anisotropie de propriétés peut apparaitre suite à des variations du procédé de mise en oeuvre, comme un recuit inachevé d'une cible métallique mise en forme par laminage. Ce type d'anisotropie ne peut être connu *a priori* et, par définition, ses effets sur la propagation des chocs non plus. Des ajustements *a posteriori* des paramètres mécaniques du modèle suffisent pour reproduire les résultats expérimentaux, comme nous l'avons fait pour les cibles de TA6V4. Cette procédure ne peut toutefois pas être intégrée dans le développement d'un code prédictif avec un modèle unique pour simuler des essais sur des cibles différentes. Nous avons également été confrontés à des configurations expérimentales impliquant une apparition rapide d'effets 2D, comme les essais sur cibles en acier d'épaisseur 1200 μm avec $\phi 3,5mm$, où ceux sur composite stratifié-croisé (Figure 5.20). Ces essais nous ont permis de remarquer que la modélisation 1D que nous proposons permet de bien décrire la forme globale du signal

de vitesse en face arrière et la synchronisation des débouchés de choc 1D, même après l'apparition des effets 2D, dans la limite des échelles de temps qui nous intéressent.

— Mise en évidence de l'importance des désadaptations d'impédance : Le développement du modèle matériau pour le composite stratifié-croisé IMA/M21E a démontré la nécessité de prendre en compte les interplis d'époxy pour bien reproduire le signal expérimental et, par extension, les phénomènes de réflexions et de croisements d'ondes de choc dans les cibles (Figure 5.20). En effet, si l'atténuation du choc principal par les réflexions aux interfaces pli/interpli lors de sa première traversée de la cible est relativement faible, en raison de la faible épaisseur relative des interplis, les réflexions de choc induites par les désadaptations d'impédance modifient considérablement la répartition des contraintes dans la cible.

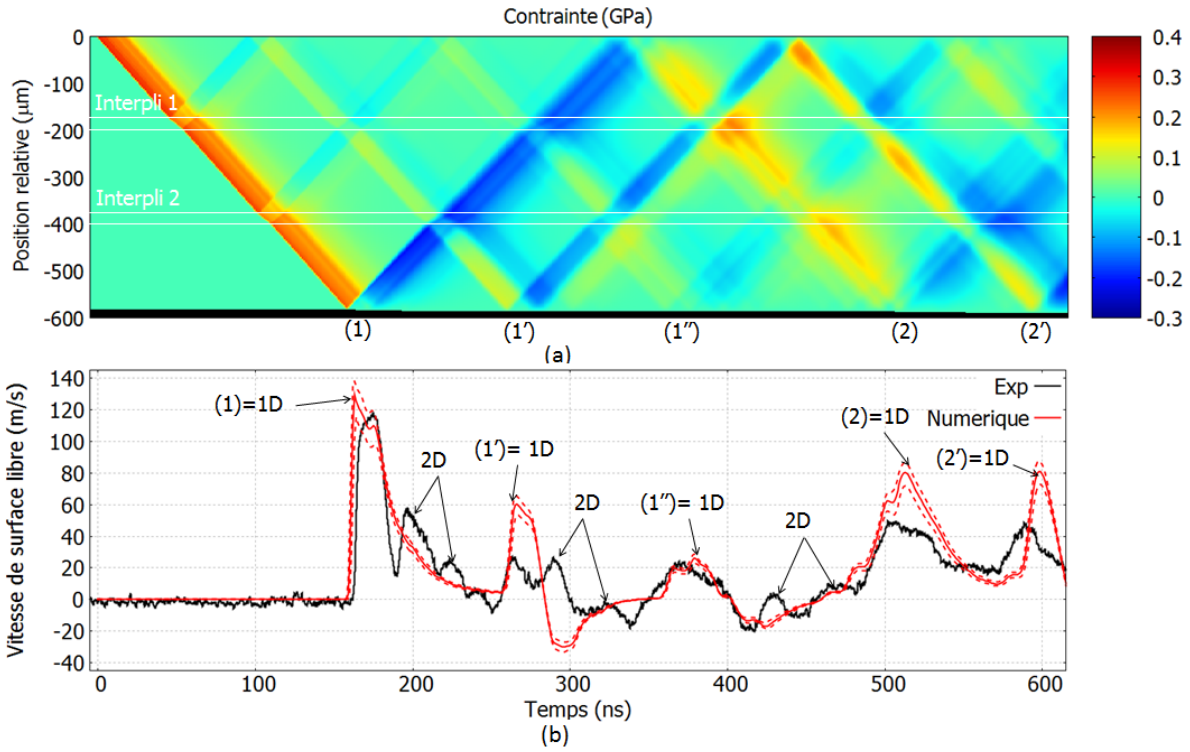


FIGURE 5.20 – Résultats expérimentaux et numériques sur Composite stratifié-croisé IMA/M21E - GCLT - $\phi 3,2\ mm$ - Créneau - 20 ns - Epaisseur=600 μm - $3,85\ J$ - $I_{max} = 2,4\ GW/cm^2$ - $\epsilon_F = +/-20\ \%$ (a) Diagramme numérique temps-position en contrainte issu d'ESTHER (x=0 correspond à la position de la face avant à t=0) (b) Profils de vitesse de surface libre expérimentaux et numériques avec ESTHER (1D) et avec un code 2D

Les modèles d'interaction laser-matière et de comportement matériaux ont été intégrés en une chaine numérique pour pouvoir caractériser le comportement sous choc d'un type d'assemblage collé. Les conclusions de cette caractérisation sont les suivantes :

— Validation de la méthodologie et des modèles : La simulation d'essais sur une qualité de collage de l'assemblage Aluminium 6061 / Epoxy / Aluminium 6061 a abouti à la définition d'une unique valeur de résistance à la rupture du joint, dans des configurations différentes (installations, régimes d'interaction). Cela confirme la qualité des modèles numériques et de la méthode d'évaluation des incertitudes expérimentales développés dans la thèse. L'application de cette méthodologie permet de passer d'une installation à l'autre et de cibles simples à des assemblages multi-couches sans avoir

à repasser par une étape de caractérisation du chargement ou d'adaptation des modèles numériques. De plus, la caractérisation d'une autre qualité de collage a permis de mettre en évidence le fait que les résultats de caractérisation LASAT sont tout à fait cohérents avec les résultats obtenus par des méthodes quasi-statiques (multiplication de la résistance à la rupture par un facteur 10 entre statique et dynamique), comme on peut le voir dans la Table 5.5. On a aussi remarqué que l'incertitude sur la valeur de résistance à la rupture déterminée par simulation d'essais à large tache focale est particulièrement basse pour ces deux tenues mécaniques (< 3 %). Cela montre que le LASAT est aussi apte que les essais mécaniques conventionnels pour discriminer les qualités de collage entre elles.

	$\sigma^*(MPa)$	$\sigma_{seuil}(MPa)$
Correcte	62,7	>390
Faible-intermédiaire	36	350 +/- 10
Faible-bas	15,8	165 +/- 20 (Direct - $\phi 3\ mm$)
		175 +/- 5 (Confiné - $\phi 6\ mm$)

TABLE 5.5 – Comparaison des résistances à la rupture obtenues par LASAT (σ_{seuil}) et par méthode d'arrachement quasi-statique (σ^*)

— Validité de la modélisation monodimensionnelle : Les simulations menées avec ESTHER ont permis de bien reproduire l'allure globale des signaux de vitesse de surface libre expérimentaux, que ce soit avec ou sans décollement du joint, et avec différentes tailles de tache focale. Lorsque la configuration expérimentale implique une intervention rapide des effets 2D (petite tache focale), on a toutefois remarqué que certaines observables du signal de vitesse ne sont pas représentées. Cela a bien été confirmé par des simulations 2D effectuées avec les mêmes modèles puisque ces dernières reproduisent mieux ces observables liées aux effets 2D. Dans les configurations plus favorables à la modélisation monodimensionnelle (large tache focale), le code ESTHER parvient à reproduire aussi finement le signal expérimental que le code 2D (Figure 5.21). Les résistances à la rupture identifiées avec les deux codes sont identiques, quelle que soit la tache focale utilisée. Toutes ces observations nous amènent à penser que dans ces cas, la modélisation 1D est suffisante pour reproduire la propagation des ondes de choc dans l'assemblage, isoler le comportement de la colle et identifier sa résistance à la rupture.

Les études numériques menées dans cette thèse ou auparavant ont permis d'identifier des paramètres expérimentaux favorables au décollement des joints tout en limitant les contraintes appliquées aux substrats. La mise en oeuvre expérimentale de telles configurations sur les trois assemblages étudiés dans cette thèse a permis d'identifier des jeux de paramètres laser permettant de décoller les joints faibles sans endommager les assemblages de qualité correcte. Cette démonstration expérimentale de ND-LASAT nous a permis de tirer les conclusions suivantes :

— Influence des désadaptations d'impédance sur l'optimisation du procédé : Les études menées au cours de cette thèse sur un assemblage collé de type métal/colle/métal ont permis de montrer que, dans cette configuration, l'usage d'impulsions simples est suffisant pour trouver des configurations qui décollent des joints faibles (60 % de la tenue correcte) et n'endommagent pas les assemblages corrects (Figure 5.22). L'optimisation par double-impulsion ne présente qu'un intérêt limité dans la mesure où l'évolution des contraintes de traction au sein du joint est cumulative, ce qui implique que le mécanisme de décollement par recombinaison de deux ondes de détente ne s'applique pas. Nous avons déterminé que les fortes désadaptations d'impédances au sein de l'assemblage sont à l'origine de cette répartition des contraintes. Par conséquent, nous en déduisons que pour tous les

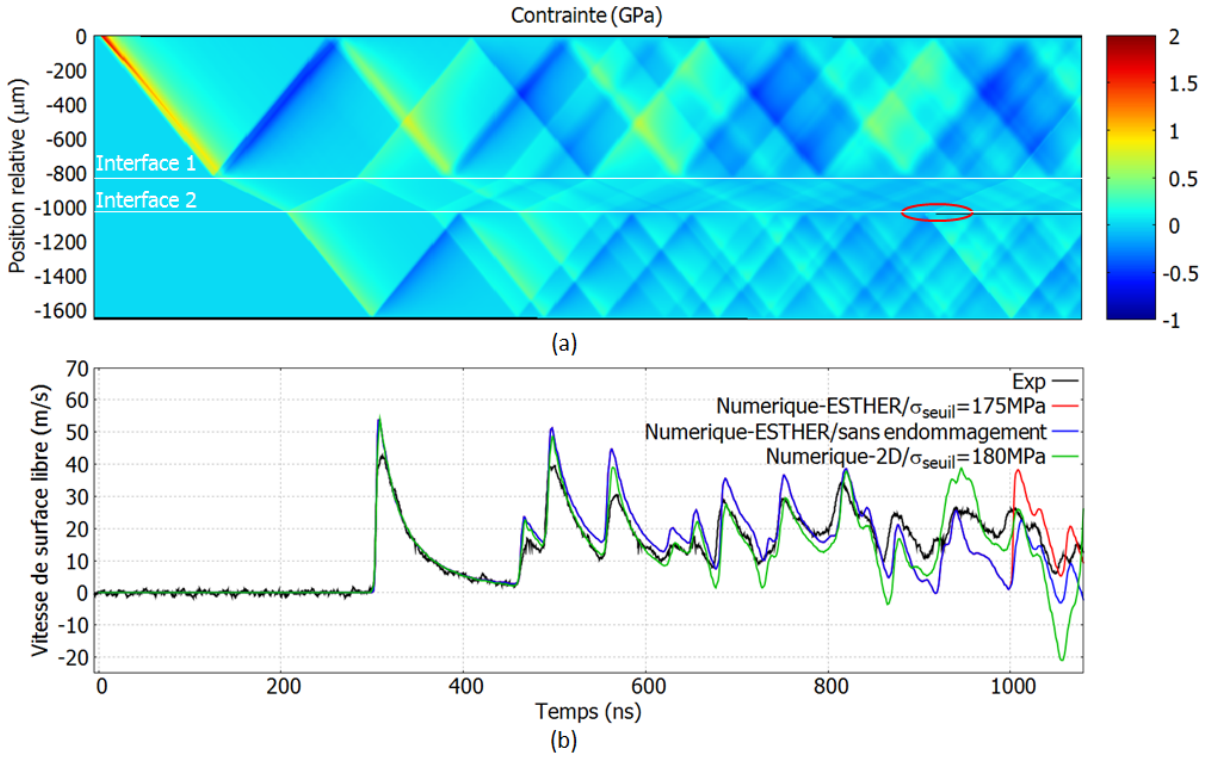
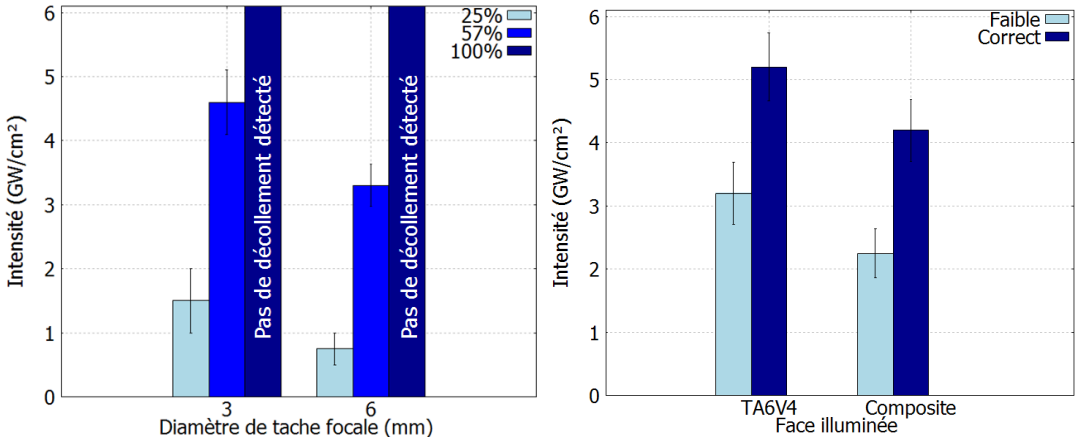


FIGURE 5.21 – Résultats expérimentaux et numériques du tir sur Aluminium 6061 / Epoxy / Aluminium 6061 qualité de collage faible-bas - Hephaïstos - $\phi 6\ mm$ - Gaussienne - 7 ns FWHM - Epaisseur=1550 μm - $1,98\ J$ - $I_{max} = 1,0\ GW/cm^2$ - Abattement de 12 % sur F correspondant à ϵ_F - (a) Diagramme numérique temps-position en contrainte issu d'ESTHER (x=0 correspond à la position de la face avant à t=0) (b) Profils de vitesse de surface libre expérimentaux et numériques avec ESTHER (1D) et avec un code 2D

assemblages qui présentent de fortes désadaptations d'impédances, les configurations en double-impulsion ne sont pas à privilégier. Toutefois, dans la plupart des assemblages applicatifs de ce type, la résistance de la colle étant significativement plus faible que la résistance des substrats, les impulsions simples suffisent à produire des endommagements dans le joint de colle avec des paramètres laser bien inférieurs aux seuils d'endommagement des substrats. Dans cette thèse, les essais menés sur un assemblage métal/colle/composite tissé 3D ont confirmé la possibilité de réaliser des essais ND-LASAT en mono-impulsion (Figure 5.22). Nous avons également eu l'opportunité de valider l'optimisation numérique effectuée dans une autre étude sur des assemblages composite/colle/composite [70]. En effet, on a pu montrer l'intérêt des configurations en double-impulsion avec des délais entre 0 ns et 400 ns pour décoller des joints faibles (Figure 5.23). L'application de telles configurations à des assemblages corrects a laissé ces derniers intacts. Ces résultats confirment donc la distinction existant entre les deux différents types d'assemblages collés étudiés ici : ceux impliquant au moins un substrat métallique et ceux impliquants deux substrats de composites.

— Contrôle des assemblages - Certification de l'aspect non-destructif : En plus des systèmes de vélocimétrie, des diagnostics par ultrasons ont été généralisés pour analyser l'état résiduel de tous les assemblages soumis aux essais d'adhérence. Ce mode de contrôle non-destructif est relativement performant pour la détection de décollements ou l'ouverture de surface libre comme les délaminages dans les composites stratifiés. Toutefois les coupes micrographiques ont montré dans certains cas, notamment lors de fissuration matricielle de dimension micrométrique, la limite des inspections ultrasons pour établir un diagnostic juste et sûr. On a également montré comment la simulation peut apporter une garantie supplémentaire pour la prévision d'endommagements submicrométriques, comme dans les métaux.



(a) (b)

FIGURE 5.22 – Seuils de décollements expérimentaux résultants des essais sur différents assemblages - Hephaïstos - Gaussienne - 7 ns FWHM - Les barres d'erreur représentent ϵ_{Iseuil}
(a) Aluminium 6061 / Epoxy / Aluminium 6061 pour différentes qualités de collage et différentes tailles de tache focale - Epaisseur=1550 μm (b) TA6V4 / Epoxy / Composite Tissé 3D pour différentes qualités de collage et différentes faces illuminées - Epaisseur=4250 μm

Perspectives

Bien que les objectifs principaux fixés au début de cette thèse aient été atteints, certaines pistes restent à explorer pour disposer de modèles prédictifs pour déterminer les chargements appliqués dans toutes les configurations favorables au développement du procédé LASAT. On peut notamment citer les impulsions

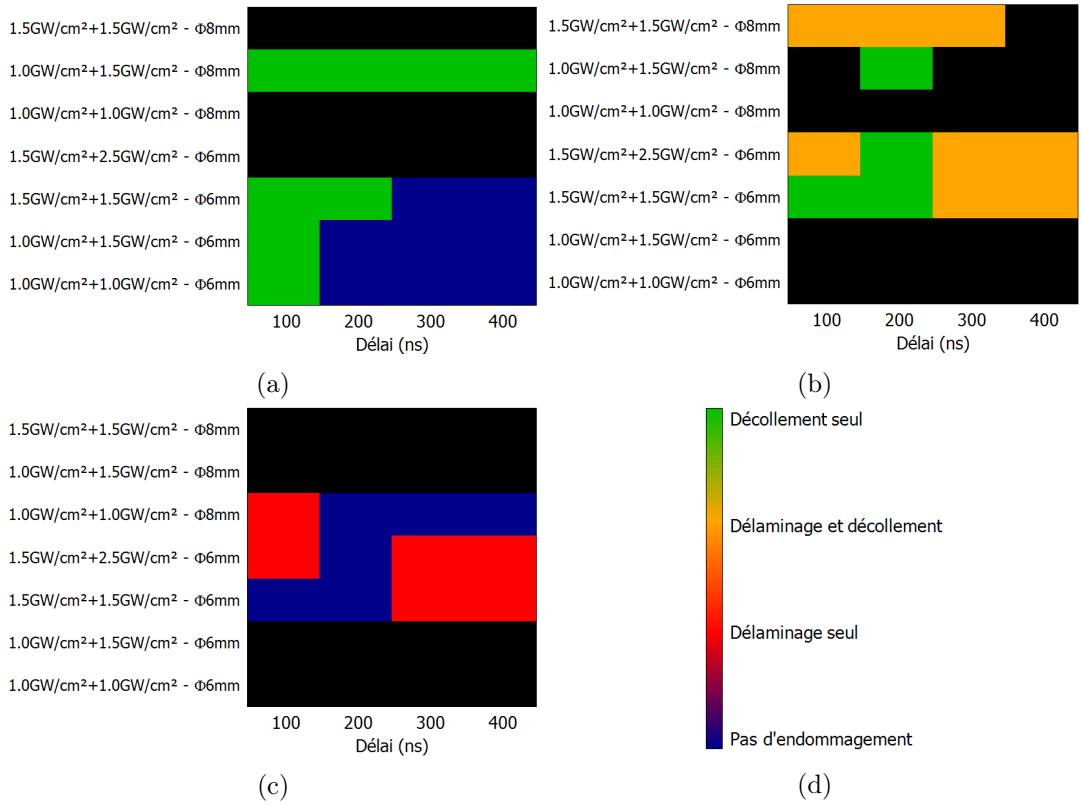


FIGURE 5.23 – Synthèse des essais en double-impulsion issue des résultats des diagnostics US sur Composite stratifié-croisé IMA/M21E / Epoxy / Composite stratifié-croisé IMA/M21E réalisés par R. Ecault (AIRBUS) - Hephaïstos - Impulsions Gaussiennes - 2x7 ns FWHM - Epaisseur=6150 μm (a) Collage faible-bas - 15 % (b) Collage faible-intermédiaire - 70 % (c) Collage correct - 100 % (d) Légende - Les cases noires correspondent à une absence de données

longues ($\tau > 40\ ns$) qui n'ont pas du tout été abordées dans le cadre de cette étude. La question de l'expansion bilatérale du plasma ainsi que l'évaluation des seuils de claquage doivent notamment être adressées. La modélisation du phénomène de claquage a été volontairement écartée de cette étude. Pourtant, les besoins exprimés par le procédé LASAT pour caractériser les joints corrects sur les assemblages métal/métal nécessitent de s'intéresser à ce phénomène. L'extension du domaine de validité du modèle en régime confiné aux très basses intensités ($< 0,2\ GW/cm^2$) implique aussi d'approfondir les aspects liés à la conduction thermique dans l'eau, qui est particulièrement déterminante à l'amorçage du plasma. De plus, le modèle développé dans cette étude a été validé uniquement sur des impulsions de type Gaussienne de durée $\tau = 7\ ns$. Des essais en régime confiné impliquant des variations de forme et de durée d'impulsion sont donc nécessaires pour prédire les chargements dans des configurations qui pourraient s'avérer pertinentes pour le procédé. La question de la composition chimique du plasma doit être abordée pour définir si il s'agit d'un plasma de mélange ou d'un plasma monoatomique. Dans les deux cas, il est désormais indispensable de s'intéresser à l'absorption du rayonnement laser par la couche de confinement, notamment quand elle est à l'état de plasma. De façon générale, la réponse à ces questions d'échange de matière et de dépôt et transfert d'énergie passe indubitablement par la vérification des données relatives au comportement de l'eau dans le régime Pression-Température caractéristique de l'application.

Les travaux menés sur la quantification des incertitudes expérimentales et leur influence sur le chargement ouvrent, quant à eux, la voie à des améliorations des dispositifs expérimentaux. Ayant essentiellement travaillé sur la répartition spatiale de l'énergie, on estime que l'effort doit désormais être porté sur l'estimation sur l'énergie en elle-même et les moyens permettant de faire diminuer les incertitudes qui y sont liées.

On a vu que la modélisation 1D suffit à décrire la plupart des essais expérimentaux réalisés dans le cadre de la construction de modèles matériaux. Toutefois, on a mis en évidence le besoin de développer des modèles anisotropes pour traiter les cibles métalliques présentant une anisotropie en lien avec leur microstructure. Idéalement, ces modèles doivent permettre d'établir des relations quantitatives avec la microstructure et, si possible, avec les procédés de mise en oeuvre pour pouvoir être prédictif sur la propagation des chocs dans de telles cibles.

Le croisement des résultats expérimentaux et numériques de la caractérisation d'assemblages métal/colle/métal a souligné le besoin de considérer d'autres sollicitations que les contraintes de traction pour expliquer l'endommagement dans les joints collés. Ce point s'applique essentiellement aux configurations dans lesquelles les effets 2D ont une influence marquée. On suppose que des ruptures en cisaillement, dont la signature sur le signal de vitesse de surface libre est peu perceptible, peuvent se produire dans ces configurations. Une étude poussée avec un code 2D permettrait de répondre à cette question. Si cette hypothèse était validée, il serait nécessaire de repenser la caractérisation par le procédé LASAT en incluant une résistance au cisaillement. Cette résistance pourrait être caractérisée en couplant un diagnostic post-choc avec des simulations sans endommagement par cisaillement dans la colle pour l'identifier par encadrement des contraintes maximales.

La phase de démonstration expérimentale de ND-LASAT qui a été effectuée à la fin de cette thèse appelle à plusieurs développements significatifs :

— Le développement d'un outil de simulation 2D comportant des modèles adaptés au comportement des matériaux composites sous choc est absolument indispensable pour interpréter les expériences réalisées dans cette thèse. En couplant ce code à ESTHER, il sera également possible de rechercher d'autres configurations optimisées et surtout de pouvoir transposer les résultats de cette étude à d'autres géométries d'assemblages. Dans le cadre du projet CompoChoc, des travaux sont en cours sur ces aspects et les principaux résultats seront publiés prochainement.

— Il est nécessaire de rechercher des pistes d'optimisation pour identifier la limite à la rupture du

collage correct dans le cas métal/colle/métal. Parmi ces pistes, nous en avons identifié plusieurs : l'allongement de la durée d'impulsion pour diminuer les phénomènes d'atténuation, l'utilisation d'un mode de confinement permettant d'accroitre le ratio $P_{max} - I_{max}$ et donc l'amplitude des chocs générés et/ou avec un seuil de claquage plus élevé pour permettre l'utilisation d'intensités plus élevées.

— Ayant démontré la capacité du LASAT à identifier des joints faibles dont la résistance à la rupture approche $60 - 70\%$ de la résistance correcte, il nous semble désormais important de resserrer la faiblesse des joints pour évaluer la sensibilité du procédé ND-LASAT en mono-impulsion et double-impulsion vis à vis des configurations mises en oeuvre. Une comparaison des résultats en choc symétrique et double-impulsion pour les assemblages composite/colle/composite avec des tenues à la rupture entre 70% et 100%, non-abordée dans cette étude, nous parait très intéressante afin de pouvoir quantifier la différence de performance entre les deux configurations phares.

— Les configurations expérimentales de ND-LASAT permettant le décollement du collage intermédiaire devraient être utilisées sur des assemblages du même type, en remplaçant la colle époxy utilisée dans cette thèse par une résine époxy utilisée habituellement pour assembler les laminés de composite IMA/M21E. En effet, il est clair que la colle utilisée dans cette étude avait une résistance à la rupture bien plus élevée que la résistance des substrats. En revenant à des tenues mécaniques voisines de la résistance interlaminaire, on espère pouvoir caractériser ces joints corrects

— Enfin, on a clairement exposé le besoin de certification industrielle de l'aspect non-destructif du procédé. Il nous parait donc indispensable de réaliser des essais mécaniques sur des collages corrects ayant été soumis à un test d'épreuve ND-LASAT pour vérifier leur intégrité structurelle.

Références

[1] A319neo first flight 2. https://airbus-h.assetsadobe2.com. Accessed : 2017-15-10.

[2] S. Eric Cregger. Breaking the development cost curve by using analysis. In *JEC Europe*, Paris, 2015.

[3] PD. Mangalgiri. Composite materials for aerospace applications. *Bulletin of Materials Science*, 22(3) :657–664, 1999.

[4] The leap engine. performance. execution. technology. https://www.cfmaeroengines.com/engines/leap. Accessed : 2017-03-06.

[5] K.B. Katnam. Bonded repair of composites aircraft structures : A review of scientific challenges and opportunities. *Progress in aerospace sciences*, 61 :26–42, 2013.

[6] JJ. Lee. Can we accelerate the improvement of energy efficiency in aircraft systems ? *Energy Conversion and Management*, 51 :189–196, 2010.

[7] P. Lawrence. Meeting the challenge of aviation emissions : an aircraft industry perspective. *Technology analysis and strategic management*, 21(1) :79–92, 2009.

[8] H. Lebrun. Présentation des besoins d'ariane group. In *Workshop MACS - Maitrise des assemblages colles structuraux*, Paris, 2017.

[9] S. Catche, R. Piquet, F. Lachaud, B. Castanie, and A. Benaben. Influence de l etat de surface du trou apres percage sur le comportement en matage de materiaux composites a fibres de carbone unidirectionnelles et resine en epoxy. In *Compte rendu des JNC 17*, Poitiers, 2011.

[10] T. Miyake, T. Tanaka, and M. Ftamura. Evaluation of machining damage around drilled holes in cfrp using micro-raman spectroscopy. In *ECCM - 15th European conference on composite materials*, Venice, 1999.

[11] Vaibhav A. Phadnis, F. Makhdum, A. Roy, and Vadim V. Silberschmidt. Ultrasonically assisted drilling in cfrp composites. In *ECCM - 15th European conference on composite materials*, Venice, 1999.

[12] N. Feito, A. Diaz-Alvarez, J.L. Cantero, and M.H. Miguelez. Experimental analysis on the influence of drill point angle and wear on the drilling of woven cfrps. *Materials*, 7 :4268–4271, 2014.

[13] T. Xia, Y. Kaynak, C. Arvin, and I.S. Jawahir. Cryogenic cooling-induced process performance and surface integrity in drilling cfrp composite material. *International Journal of advanced manufacturing technology*, 82 :605–616, 2016.

[14] K. Sampath and Ni. Wangyang. Drill for machining fiber reinforced composite material. *US Patent*, 20080019787 A1, 2008.

[15] A. Beal, D. Kim, P. Kwon, and J. Lantrip. A comparative study of carbide tools in drilling of cfrp and cfrp-ti stacks. *Journal of Manufacturing Science and Engineering*, 136 :014501–1, 2014.

[16] D.N. Markatos, K.I. Tserpes, E. Rau, S. Markus, B. Ehrhart, and Sp. Pantelakis. The effects of manufacturing-induced and in-service related bonding quality reduction on the mode-i fracture toughness of composite bonded joints for aeronautical use. *Composites : Part B*, 45 :556–564, 2013.

[17] Bordeaux. Une technologie cle pour le developpement de l ecologie industrielle. In *2eme colloque regional Eco-Conception*, Bordeaux, 2011.

[18] R.D. Adams and P. Cawley. A review of defect types and nondestructive testing techniques for composites and bonded joints. *Journal of Manufacturing Science and Engineering*, 21 :208–222, 1988.

[19] G.M. Light and Kwun H. Nondestructive evaluation of adhesive bond quality. *Nondestructive testing information analysis center*, 1989.

[20] B. Ehrhart, B. Valeske, R. Ecault, M. Boustie, L. Berthe, and C. Bockenheimer. Extended ndt for the quality assessment of adhesive bonded cfrp structures. In *Smart Materials, Structures and NDT in Aerospace*, Montreal, 2011.

[21] I. Jolly, M. Wolfahrt, A. Wolfberger, G. Pinter, W. Kern, and J. Noisternig. Study of mechanical and physico chemical surface properties of composites and their impact on bond strengths in repair technologies. In *15th European Conference on Composite Materials*, Venicel, 2012.

[22] G. Wachinger, T. Meer, S. Beer, G. Muller, A. Helwig, J. Bublitz, H. Hohmann, and C. Thomas. Detection of contaminants 1 key aspect for composite adhesive repair bonding. In *15th European Conference on Composite Materials*, Venicel, 2012.

[23] Y.Y. Hung, Y.S. Chen, S.P. Ng, L. Liu, Y.H. Huang, B.L. Luk, R.W.L. Ip, C.M.L. Wu, and P.S. Chung. Review and comparison of shearograhy and active thermography for nondestructive evaluation. *Materials Science and Engineering R*, 64 :73–112, 2009.

[24] Methodes d evaluations non-destructives. https://www.cofrend.fr. Accessed : 2017-05-31.

[25] G.M. Light and Kwun H. Nondestructive evaluation of adhesive bond quality. *Nondestructive testing information analysis center*, page 37, 1989.

[26] R.L. Vijaya Kumar, M.R. Bhat, and C.R.L. Murthy. Some studies on evaluation of degradation in composite adhesive joints using ultrasonic techniques. *Ultrasonics*, 53 :1150–1162, 2013.

[27] A. Blouin, B. Campagne, C. Neron, and J.-P. Monchalin. Detection of skin disbond in honeycombs and coating detachment by laser tapping technique. In *1st International Symposium on Laser Ultrasonics : Science, Technology and Applications*, Montreal, 2008.

[28] A. Blouin, C. Neron, B. Campagne, and J.-P. Monchalin. Applications of laser-ultrasonics and laser tapping to aerospace composite structures. In *17th World Conference on Nondestructuve Testing*, Shangai, 2008.

[29] X-ray backscatter imaging for aerospace applications. http://www.nasa.gov/pdf/626353main_5-2_Georgeson.pdf. Accessed : 2017-03-01.

[30] E. Maire and P.J. Withers. Quantitative x-ray tomography. *International Materials Reviews*, 59 :1 :1–43, 2017.

[31] V. Revol, T. Stadelmann, K. Konstantinos, M.-O. Sauer, I. Koulalis, R. Chemama, M. Gresil, H. Tretout, G. Kanderakis, and A.-M. Madrigal. Non-destructive evaluation, inspection and testing of primary aeronautical composite structures using grating-based phase contrast x-ray imaging. In *7th International Symposium on NDT in Aerospace*, Breme, 2015.

[32] N. Palka and D. Miedzinska. Detailed non-destructive evaluation of uhmwpe composites in the terahertz range. *Opt Quant Electron*, 46 :515–525, 2014.

[33] J. Tashan and R. Al-Mahaidi. Investigation of the parameters that influence the accuracy of bond defect detection in cfrp bonded specimens using ir thermography. *Composite Structures*, 94 :519–531, 2012.

[34] S. Park, J.-W. Kim, C. Lee, and Park S.-K. Impedance-based wireless debonding condition monitoring of cfrp laminated concrete structures. *NDT and E International*, 44 :232–238, 2011.

[35] L. Dongsheng, Z. Zhou, and J. Ou. Dynamic behavior monitoring and damage evaluation for arch bridge suspender using gfrp optical fiber bragg grating sensors. *Optics and Laser Technology*, 44 :1031–1038, 2012.

[36] A.R. Sanderson, S.L. Ogin, T.F. Capell, A.D. Crocombe, M.R.I. Gower, E. Barton, R.J. Lee, and J. Hawker. Monitoring the disbonding of a cfrp plate bonded reinforcement of a structural beam using a chirped fbg sensor. In *ECCM - 15th European conference on composite materials*, Venice, 2012.

[37] D. Su, L. Ye, and Y. Lu. Guided lamb waves for identification of damage in composite structures : A review. *Journal of Sound and Vibration*, 295 :753–780, 2006.

[38] A. Zak, M. Radzienski, M. Krawczuk, and W. Ostachowicz. Damage detection strategies based on propagation of guided elastic waves. *Smart Materials and Structures*, 21 :035024, 2012.

[39] D. Clorennec, C. Prada, and D. Royer. Laser ultrasonic inspection of plates using zero-group velocity lamb modes. *IEEE Transactions on Utrasonics, Ferroelectrics and Frequency Control*, 57(5) :1125–1132, 2010.

[40] B. Ren and C.J. Lissenden. Ultrasonic guided wave inspection of adhesive bonds between composite laminates. *International Journal of Adhesion and Adhesives*, 45 :59–68, 2013.

[41] S. Yang, L. Gu, and R.F. Gibson. Nondestructive detection of weak joints in adhesively bonded composite structures. *Composite Structures*, 51 :63–71, 2001.

[42] M.F. Najib and A.S. Nobari. Kissing bond detection in structural adhesive joints using nonlinear dynamic characteristics. *International Journal of Adhesion and Adhesives*, 63 :45–56, 2015.

[43] W.J. Staszewski, K. Swiercz, L. Pieczonka, D. Broda, and A. Klepka. Kissing bonds monitoring using nonlinear vibro-acoustic wave modulations. In *7th ECCOMAS Thematic Conference on SMART Structures and Materials*, 2015.

[44] M. Omar, M. Hassan, K. Donohue, K. Saito, and R. Alloo. Infrared thermography for inspecting the adhesion integrity of plastic welded joints. *NDT and E International*, 39 :1–7, 2006.

[45] R.C. Waugh, J.M. Dulieu-Barton, and S. Quinn. Pulse phase thermography for kissing defect detection. In *ECCM - 16th European conference on composite materials*, Seville, 2014.

[46] X. Han, L.D. Favro, and R.L. Thomas. Sonic ir imaging of delaminations and disbonds in composites. *Journal of Physics D Applied Physics*, 44 :034013, 2011.

[47] R.L. Vijaya Kumar, M.R. Bhat, and C.R.L. Murthy. Evaluation of kissing bond in composite adhesive lap joints using digital image correlation : Preliminary studies. *International Journal of Adhesion and Adhesives*, 42 :60–68, 2013.

[48] A. Baker, D. Bitton, and J. Wang. Development of a proof test for through-life monitoring of bond integrity in adhesively bonded repairs to aircraft structure. *International journal of Adhesion and Adhesives*, 36 :65–76, 2012.

[49] M. Castaings. Sh ultrasonic guided waves for the evalution of interfacial adhesion. *Ultrasonics*, 54 :1760–1775, 2014.

[50] S. Mezil, J. Laurent, D. Royer, and C. Prada. Non contact probing of interfacial stiffnesses between two plates by zero-group velocity lamb modes. *Applied Physics Letters*, 105 :021605, 2014.

[51] B. Campagne and H. Voillaume. Development of laser ultrasonics : Application to complex shape aeronautical parts. In *1st International Symposium on Laser Ultrasonics : Science, Technology and Applications*, Montreal, 2008.

[52] ISO25217. Determination of the mode i fracture energy of structural adhesive joints using double cantilever beam and tapered double cantilever beam specimens, isssue 1. Technical report, International Standard Organisation, 2009.

[53] AITM1.0053. Cfrp determination of fracture toughness energy of bonded joints mode i issue 3. Technical report, Airbus Industries Test Method, 2013.

[54] AITM1.0068. Cfrp determination of fracture toughness energy of bonded joints mode ii issue 1. Technical report, Airbus Industries Test Method, 2014.

[55] G. Seisson. *Etude experimentale et theorique de l endommagement du graphite sous sollicitation dynamique Application aux impacts hyperveloces.* PhD thesis, Ecole Nationale Superieure de Mecanique et d'Aerotechnique, 2014.

[56] B.A. Gama, S.L. Lopatnikov, and J.W. Gillespie. Hopkinson bar experimental technique : A critical review. *Applied Mechanics Review*, 57 (4) :223–248, 2004.

[57] P.S. Bulson. *Explosive loading of engineering structures.* E and FN Spon, 1997.

[58] R. Kinslow. *High velocity impact phenomena.* Academic Press, London, 1970.

[59] R.M. White. Elastic wave generation by electron bombardment or electromagnetic wave absorption. *Journal of Applied Physics*, 34 :2123, 1963.

[60] R.D. Ambartsumyan, N.G. Basov, V.A. Boiko, V.S. Zuev, O.N. Krokhin, P.G. Kryukhov, Y.V. Senat-Skii, and Y.Y. Stoilov. Heating of matter by focused laser radiation. *Soviet Physics JETP*, 21 (6) :1061–1064, 1965.

[61] A. Caruso, B. Bertotti, and P. Giupponi. Ionization and heating of solid material by means of a laser pulse. *Il Nuovo Cimento*, 45 :176–189, 1966.

[62] L.R. Veeser. Studies of laser-driven shock waves in aluminum. *Physical Review Letters*, 40 :1391–1394, 1978.

[63] P. Mora. Theoretical model of absorption of laser light by a plasma. *Physics of Fluids*, 25 :1051, 1982.

[64] N.C. Anderholm. Laser-generated stress waves. *Applieds Physics Letters*, 16 :113–115, 1970.

[65] J.A. Fox. Effect of water and paint coatings on laser-irradiated targets. *Applieds Physics Letters*, 24 :461–464, 1974.

[66] L. Berthe, R. Fabbro, P. Peyre, L. Tollier, and E. Bartnicki. Shock waves from a water confined laser-generated plasma. *Journal of Applied Physics*, 82 (6) :2826–2832, 1997.

[67] L. Berthe. *Processus de claquage des milieux transparents sous irradiation laser. Application au choc laser en regime de confinement par eau.* PhD thesis, Universite Paris XI, 1998.

[68] A. Sollier. *Etude des plasmas generes par interaction laser-matiere en regime confine. Application au traitement des materiaux par choc laser.* PhD thesis, Universite de Versailles - Saint Quentin en Yvelines, 2002.

[69] T. Antoun, L. Seaman, and D.R. Curran. *Spall fracture.* Springer Verlag, 1997.

[70] R. Ecault. *Etude experimentale et numerique du comportement dynamique de composites aeronautiques.* PhD thesis, Ecole Nationale Superieure de Mecanique et d'Aerotechnique, 2013.

[71] L. Tollier, R. Fabbro, and E. Bartnicki. Study of laser-driven spallation process by visar interferometry technique. i. laser shock characterization. *Journal of Applied Physics*, 83(3) :1224, 1998.

[72] L. Tollier, R. Fabbro, and E. Bartnicki. Study of laser-driven spallation process by visar interferometry technique. ii., expriments and simulation of the spallation process. *Composite Structures*, 83(3) :1231, 1998.

[73] J.L. Vossen. Measurement of film-substrate bond strength by laser spallation adhesion measurement of thin films thick films and bulk coatings astm stp 640. *American Society for Testing and Materials*, pages 122–133, 1978.

[74] V. Gupta and J. Yuan. Measurement of interface strength by the modified laser spallation technique. *Journal of Applied Physics*, 74(4) :2388–2410, 1993.

[75] V. Gupta. System and method for measuring the interface tensile strength of planar interfaces. *US Patent*, 5438402, 1995.

[76] E. Auroux, M. Boustie, J.P. Romain, D. Bertheau, P. Peyre, L. Berthe, and E. Bartnicki. Debonding study of ni-base substrate/pt coatings interfaces using laser shock waves : characterization of the targets and experimental study. *Surface and Coatings Technology*, 138(2-3) :269–277, 2001.

[77] C. Bolis. *Etude numerique et experimentale de la separation par chocs brefs d interface de revetement multi-couches. Application au test d adherence par chocs laser.* PhD thesis, These de l'Universite de Poitiers, 2004.

[78] M. Arrigoni. *Etude de l influence des rugosites d interface, de porosites, et de l epaisseur d echantillon sur la propagation des chocs dans des systemes revetus. Application au procede LASAT (LASer Adherence Test).* PhD thesis, These de l'Universite de Poitiers Ecole Doctorale Sciences pour l'ingenieur, 2004.

[79] S Barradas, R. Molins, M. Jeandin, M. Arrigoni, M. Boustie, C. Bolis, L. Berthe, and 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*, 197 :18–27, 2005.

[80] C. Bolis, L. Berthe, M. Boustie, M. Arrigoni, S. Barradas, and M. Jeandin. Physical approach of adhesion test using laser driven shock wave. *Journal of Physics D : Applied Physics*, 40 (10) :3155–3163, 2007.

[81] L. Berthe, M. Arrigoni, M. Boustie, J.P. Cuq-Lelandais, C. Broussillou, G. Fabre, M. Jeandin, V. Guipont, and M. Nivard. State-of-the-art laser adhesion test (lasat). *Nondestructive Testing and Evaluation*, 26 :303–317, 2011.

[82] D. Courapied. *Interaction laser matiere en regime de confinement par eau avec deux impulsions laser - Application au test d adherence par choc laser.* PhD thesis, Ecole Nationale Superieure d'Arts et Metiers, 2016.

[83] D. Laporte. *Analyse de la reponse d assemblages colles sous des sollicitations en dynamique rapide. Essais et modelisations.* PhD thesis, Ecole Nationale Superieure de Mecanique et d'Aerotechnique, 2011.

[84] D. Laporte, F. Malaise, E. Hereil, P.L.and Buzaud, and J.M. Chevalier. Response of bonded asembly under shock wave loading. In *DYMAT*, Bruxelles, 2009.

[85] D. Laporte, F. Malaise, M. Boustie, J.M. Chevalier, and E. Buzaud. Tensile strength of aluminum-epoxy resin composite structure under high strain rate conditions. In *APS - SCCM Conference*, Chicago, 2011.

[86] Laser bond inspection services. http://www.lsptechnologies.com/lbi-services.php. Accessed : 2017-04-22.

[87] R. Bossi. Bond strength measurement system using shock loads. *US Patent*, 6848321B2, 2003.

[88] S. Toller. Apparatus and method for non-destructive testing. *US Patent*, 8156811 B2, 2012.

[89] E. Gay. *Comportement de composites sous choc induit par laser - Developpement de l essai d adherence par choc des assemblages de composites colles.* PhD thesis, Ecole Nationale Superieure d'Arts et Metiers, 2011.

[90] E. Gay, L. Berthe, E. Buzaud, M. Boustie, and M. Arrigoni. Shock adhesion test for composite bonded assembly using a high pulsed power generator. *Journal of Applied Physics*, 114 :013–502, 2013.

[91] L. Tollier. *Caracterisation de chocs-laser a eclairements moderes par interferometrie Doppler VISAR. Application a l etude de l endommagement par ecaillage de materiaux metalliques.* PhD thesis, Universite de Poitiers, 1992.

[92] M. Boustie and F. Cottet. Experimental and numerical study of laser induced spallation into aluminum and copper targets. *Journal of Applied Physics*, 69(11) :7533–7538, 1991.

[93] P. Peyre and R. Fabbro. Laser shock processing : a review of the physics and applications. *Optical and Quantum Electronics*, 27(12) :1213–1229, 1995.

[94] F. Dahmani. Experimental scaling laws for mass-ablation rate, ablation pressure in planar laser-produced plasmas with laser intensity, laser wavelength and target atomic number. *Journal of Applied Physics*, 74 :622, 1993.

[95] B. Meyer and G. Thiell. Experimental scaling laws for ablation parameters in-plane target-laser interaction with 1.06um and 0.35 um laser wavelength. *The Physics of Fluids*, 27 :302, 1984.

[96] C. Garban-Labaune, E. Fabre, C.E. Max, R. Fabbro, and F. Amiranoff. Effect of laser wavelength and pulse duration on laser light absorption and back reflection. *Physical Review Letters*, 48 (15), 1982.

[97] J. Grun, R. Decoste, B.H. Ripin, and J. Gardner. Characteristics of ablation plasma from planar, laser-driven targets. *Applied Physics Letters*, 39 :545, 1981.

[98] G. Seisson. Dynamic cratering of graphite experimental results and simulation. *International Journal of Impact Engineering*, 63 :18–28, 2014.

[99] C.R. Phipps, T.P. Turner, R.F. Harrison, G.W. York, W.Z. Osborne, G.K. Anderson, X.F. Corlis, L.C. Haynes, H.S. Steele, and T.R. Spicochi. Impulse coupling to targets in vacuum by krf, hf, and co2 single-pulse lasers. *Journal of Applied Physics*, 64 :1083, 1988.

[100] R.E. Kidder. Application of lasers to the production of high-temperature and high-pressure plasma. *Nuclear Fusion*, 8 :3–12, 1968.

[101] A. Caruso, B. Bertotti, and P. Giupponi. Some properties of the plasmas produced by irradiating light solids by laser pulses. *Plasmas Phys.*, 10 :867, 1968.

[102] I.V. Nemchinov. Steady-state motion of radiation-heated vapors of a material in the presence of lateral spreading flow. *Journal of Applied Mathematics and Mechanics*, 31 :320–339, 1967.

[103] N.G. Basov and O.N. Krokhin. Measurement of interface strength by the modified laser spallation technique. *Journal of Applied Physics*, 74(4) :2388–2410, 1993.

[104] R. Fabbro, J. Fournier, P. Ballard, D. Devaux, and J. Virmont. Physical study of laser-produced plasma in confined geometry. *American Institute of Physics*, 68 :775, 1990.

[105] P. Darquey. *Ondes de choc et acceleration de feuilles minces par impulsion laser en interaction confinee :tests d application a la compaction dynamique de poudres metalliques.* PhD thesis, Ecole Nationale Superieure de Mecanique et d'Aerotechnique, 1989.

[106] D. Devaux. *Caracterisation des plasmas formes par laser impulsionnel en geometrie confinee. Application au choc laser.* PhD thesis, Paris 11, 1993.

[107] B.P. Fairand and A.H. Clauer. Laser generated stres waves : their characteristics and their effects to materials. *AIP*, 50 :27–42, 1979.

[108] B. Wu and Y.C. Shin. A self closed thermal model for laser shock peening under the water confinement regime configuration and comparisons to experiments. *Journal of Applied Physics*, 97 :113517, 2005.

[109] B. Wu and Y.C. Shin. Laser pulse transmission through the water breakdown plasma in laser shock peening. *Applied Physics Letters*, 88 :041116, 2006.

[110] B. Wu and Y.C. Shin. A one dimensionnal hydrodynamic model for pressures induced near the coating-water interface during laser shock peening. *Journal of Applied Physics*, 101 :023510, 2007.

[111] L. Berthe, R. Fabbro, P. Peyre, and E. Bartnicki. Wavelength dependance of laser-shock generation in the water-confinement regime. *Journal of Applied Physics*, 85 (11) :7552–7555, 1999.

[112] J.P. Colombier. *Theorie et simulation de l'interaction des impulsions laser ultracourtes à flux modere avec un solide metallique.* PhD thesis, Universite Jean Monnet de Saint Etienne, 2005.

[113] J.P. Colombier, P. Combis, F. Bonneau, R. Le Harzic, and E. Audouard. Hydrodynamic simulations of metal ablation by femtosecond laser irradiation. *Physical Review B*, 71 :165406, 2010.

[114] L.M. Barker. Laser interferometry in shock wave research. *Experimental Mechanics*, 12(5) :209–215, 1972.

[115] O. T. Strand, D. R. Goosman, C. Martinez, T. L. Whitworth, and W. W. Kuhlow. Compact system for high-speed velocimetry using heterodyne techniques. *Review of Scientific Instruments*, 77(8) :083108, 2006.

[116] D.H. Dolan. Foundations of visar analysis. Technical report, Sandia report, Apr 2006.

[117] J. Crowhurst. Use of ultrafast visar. In *HPLA*, Santa Fe, 2016.

[118] D. Loison. *Etude experimentale et numerique de micro ecaillage de cibles metalliques soumises a des chocs laser*. PhD thesis, These de l'ENSMA, Ecole Nationale Superieure de Mecanique et d'Aerotechnique, Ecole doctorale SIMMEA, 2012.

[119] G. Prudhomme. *Etude des nuages de particules ejectees sous choc : apport de la velocimetrie heterodyne*. PhD thesis, Ecole Nationale Superieure d'Arts et Metiers ParisTech, 2014.

[120] Baie vh. http://www.idil-fibres-optiques.com/wp-content/themes/idil/pdf/pdv-IDIL-Fibres-Optiques.pdf. Accessed : 2017-04-25.

[121] J. Devlaminck, J. Luc, and P.Y. Chanal. Digital signal processing for velocity measurements in dynamical materials behaviour studies. *Review of scientific instruments*, 85 :035109, 2014.

[122] M. Ballard. *Contraintes residuelles induites par impact rapide*. PhD thesis, Laboratoire pour l'utilisation des laser intenses, LULI, Ecole polytechnique X, 1991, 1991.

[123] M. Boustie, J.P. Cuq-Lelandais, C. Bolis, L. Berthe, S. Barradas, M. Arrigoni, T. de Resseguier, and M. Jeandin. Study of damage phenomena induced by edge effects into materials under laser driven shocks. *Journal of Physics D : Applied Physics*, 40 :7103–7108, 2007.

[124] J.P. Cuq-Lelandais. *Etude du comportement dynamique de materiaux sous choc laser subpicoseconde*. PhD thesis, Ecole Nationale Superieure de Mecanique et d'Aerotechnique, 2010.

[125] Y. A. Kravtsov and N.Y. Zhu. *Theory of Diffraction - Heuristic Approaches*. Alpha Science International LTD, Oxford, 2010.

[126] J.P. Cuq-Lelandais, M. Boustie, L. Berthe, T. de Resseguier, P. Combis, J.P. Colombier, M. Nivard, and A. Claverie. Spallation generated by femtosecond laser driven shocks in thin metallic targets. *Journal of Physics D : Applied Physics*, 42 :065402, 2009.

[127] P.M. Leguay, A. Levy, B. Chimier, F. Deneuville, D. Descamps, C. Fourment, C. Goyon, S. Hulin, S. Petit, O. Peyrusse, J.J. Santos, P. Combis, B. Holst, V. Recoules, P. Renaudin, L. Videau, and F. Dorchies. Ultrafast short-range disordering of femtosecond-laser-heated warmdense aluminum. *Physical Review Letters*, 111 :245004, 2013.

[128] S. Laffite, S.D. Baton, P. Combis, J. Clerouin, M. Koenig, V. Recoules, C. Rousseaux, and L. Videau. Velocity interferometer blanking due to preheating in a double pulse planar experiment. *Physics of Plasmas*, 21 :082705, 2014.

[129] M. Born and E. Wolf. *Principles of Optics*. Pergamon Press Ltd, 1959.

[130] E.D. Palik. *Handbook of Optical Constants*. Academic Press, 1998.

[131] D. Bergstrom and A.F.H. Kaplan. The absorption of light by rough metal surfaces - a three dimensionnal ray-tracing analysis. *Journal of Applied Physicsl*, 103 :103515, 2008.

[132] L. Spitzer. *Physics of fully ionized gas*. Dover Publications, 1962.

[133] Y.S. Touloukian. *Thermophysical properties of matter*. IFI/Plenum, 1970.

[134] B.V. Zamyshlyaev and M.G. Menzhulin. Interpolation equation of state for water and water vapor. *Journal of applied mechanics and technical physics*, 12(3) :445–450, 1971.

[135] Ya. B. Zel'dovich and Yu. P. Raizer. *Physics of Shock Waves and High-Temperature Hydrodynamic Phenomena*. Dover Publications, Inc., 1967.

[136] C. Touvrey. *Etude Thermohydraulique du soudage impulsionnel de l alliage TA6V*. PhD thesis, Universite de Provence Aix Marseille I, 2006.

[137] R.W Lee, S.J. Moon, and H.K. Chung. Finite temperature dense matter studies on next-generation light sources. *J. Opt. Soc. Am. B*, 20(4) :770–778, 2003.

[138] S.P. Marsh. Lasl shock hugoniot data. Technical report, Los Alamos report, 1980.

[139] Aluminium - feuille. http://www.goodfellow.com/catalogue/GFCat4I.php?ewd_token=UnW1YoxCcTeV0B2k2Pe3mUYNTOAnCW&n=RpeS3dvtgZIdlZwoVNKku2taBQUloE&ewd_urlNo=GFCat4B11&Catite=AL000481&CatSearNum=5. Accessed : 2017-08-25.

[140] Titane/aluminium/vanadium - feuille. http://www.goodfellow.com/catalogue/GFCat4I.php?ewd_token=XhKyuNjIlYScDW6fHWy4S09ABUmZBv&n=NC1Leo5ciRCLJR2MeYtWUssQ7v3iZb&ewd_urlNo=GFCat411&Catite=TI010301&CatSearNum=1. Accessed : 2017-08-25.

[141] J. Feraille. Produits plats en acier soudable extra-doux pour emboutissage lamines a froid - b533106. Technical report, PSA Peugeot Citroen, June 2009.

[142] J. Feraille. Produits plats en acier lamines a froid dual phase - b533250. Technical report, PSA Peugeot Citroen, June 2015.

[143] D.J. Steinberg, S.G. Cochran, and M.W. Guinan. A constitutive model for metals applicable at high-strain rate. *Journal of Applied Physics*, 51 :1498, 1980.

[144] G.R. Johnson and W.H. Cook. A constitutive model and data for metals subjected to large strains, high strain rates and high temperatures. In *7th International Symposium on Ballistics*, the Hague, 1983.

[145] D.J. Steinberg. Equation of state and strength properties of selected materials - ucrl - ma - 106439. Technical report, Lawrence Livermore National Laboratory report, Feb 1991.

[146] B. Jodar. Damage and fragmentation of a porous graphite under high dynamic pressures. Master's thesis, Technische Universität Braunschweig, 2014.

[147] J.N. Johnson. Dynamic fracture and spallation in ductile solids. *Journal of Applied Physics*, 52 :2812, 1981.

[148] L. Videau, P. Combis, S. Laffite, E. Lescoute, J-P. Jadaud, J-M. Chevalier, D. Raffestin, F. Ducasse, L. Patissou, A. Geille, and T. de Resseguier. Laser-driven spall experiments in ductile materials in order to characterize johnson fracture model constants. In *AIP Conference Proceedings*, 2012.

[149] CompoChoc WP1. Description of application cases and specifications of the needs in materials and laser source. Technical report, Airbus Group, Dec 2015.

[150] NF EN 1465. Adhésifs - détermination de la résistance au cisaillement en traction d'assemblages collés à recouvrement simple. Technical report, AFNOR, 2009.

Contrôle et optimisation du test d'adhérence par choc laser sur assemblages collés

RESUME :

La généralisation du procédé d'assemblage par collage au sein des structures aérospatiales, aéronautiques et automobiles est confrontée au besoin d'évaluation non destructive quantitative des assemblages. Le procédé de test d'adhérence par choc laser (LASAT) répond à cette problématique par la sollicitation calibrée des joints collés et l'utilisation de diagnostics non-destructifs pour déterminer l'état résiduel des joints suite à cette sollicitation qui doit décoller les joints faibles et préserver l'intégrité structurelle des assemblages corrects. La détermination des paramètres laser optimaux pour mettre en œuvre ce test d'épreuve non-destructif (ND-LASAT) est réalisée par l'application d'une méthodologie bien définie. Cette dernière implique la caractérisation par une approche expérimentale et numérique de l'assemblage considéré, suivie d'une phase d'optimisation. La diversification des configurations d'interaction-laser matière impliquées dans ces configurations optimisées nécessite de disposer d'outils numériques pour prédire les chargements appliqués aux joints collés. Dans cette étude, le développement et la validation de modèles intégrés dans un code multi-physique répond à ce besoin. Un effort particulier a été porté sur l'évaluation de la précision des chargements simulés. Enfin, la démonstration du procédé ND-LASAT a été réalisée sur des assemblages Aluminium/Aluminium, TA6V4/Composite et Composite/Composite, validant ainsi la méthodologie et la chaine numérique développées dans cette étude.

Mots clés : Onde de choc, Adhérence, Collage, Interaction laser-matière

Control and optimization of laser shock adhesion test on bonded assemblies

ABSTRACT :

Bonding process generalization within aerospace, aeronautical and automotive structures faces the need of quantitative non-destructive evaluation of assemblies. Laser shock adhesion test (LASAT) meets this requirement by applying a calibrated stress to bonded joints and using non-destructive diagnostics to determine the post-shock state of the joint. The calibrated stress must disbond weak joints and keep correct assemblies intact. Optimal laser parameters determination aims at implementing this non-destructive proof test (ND-LASAT). It is achieved through application of a well-defined methodology, which implies the concerned assembly characterization by an experimental and numerical approach, followed by an optimization step. Optimization implies diversification of laser-matter configurations. Use of numerical tools for predicting loadings applied to bonded joints is then required. Models development within a multi-physics code is proposed and validated here to respond to this need. A significant effort has been made for evaluating models' precision. Experimental demonstration of ND-LASAT process is achieved on three different bonded assemblies, and thus validating both methodology and numerical chain developed in this study.

Keywords : Shock wave, Adhesion, Bonding, Laser-matter interaction

ARTS ET MÉTIERS ParisTech

ParisTech
INSTITUT DES SCIENCES ET TECHNOLOGIES
PARIS INSTITUTE OF TECHNOLOGY