



HAL
open science

Contribution à l'utilisation d'ondes acoustiques et optiques pour sonder la matière et ses interfaces

Mathieu Ducouso

► **To cite this version:**

Mathieu Ducouso. Contribution à l'utilisation d'ondes acoustiques et optiques pour sonder la matière et ses interfaces. Acoustique [physics.class-ph]. Université Paris Saclay, 2020. tel-03551817

HAL Id: tel-03551817

<https://theses.hal.science/tel-03551817>

Submitted on 1 Feb 2022

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

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

Mémoire de soutenance

pour obtenir

L'HABILITATION A DIRIGER DES RECHERCHES

Par

Mathieu Ducouso

*Contribution à l'utilisation d'ondes acoustiques et optiques
pour sonder la matière et ses interfaces*

Soutenue publiquement le 02 octobre 2020 devant la Commission
d'examen composée de :

Mme	Odile Abraham	IDTPE, IFFSTAR Nantes	Rapporteur
M.	Christ Glorieux	Professeur des universités, KU Leuven	Rapporteur
M.	Sylvain Ravy	Directeur de recherches CNRS, Laboratoire des Physiques des solides, Orsay	Rapporteur
M.	Laurent Berthe	Directeur de recherches CNRS, PIMM – ENSAM Paris	Président
M.	Vitali Gusev	Professeur des universités, LAUM – Le Mans Université	Examineur
M.	Vincent Tournat	Directeur de recherches CNRS, LAUM – Le Mans Université	Examineur
M.	Hamed Merdji	Directeur de recherches CEA, CEA Saclay	Examineur
M.	Nicolas Cuvillier	Pilote de Road-Map Safran	Invité
M.	Florian Bonneau	Chef de Service CEA DAM	Invité

All waves behave in a similar way

Léon Brillouin, 1960

Remerciements

Ce travail est le fruit d'une démarche et d'un défi personnel. Il n'aurait cependant jamais pu ni être entamé ni aboutir sans l'aide et le soutien de nombreuses personnes que je tiens à remercier ici.

Je souhaite dans un premier temps remercier les rapporteurs de ce manuscrit : Odile Abraham, IDTPE et responsable de l'équipe GeoCND à l'IFFSTAR, Christ Glorieux, Professeur et responsable de l'équipe Acoustique et Thermique à l'Université de Leuven et enfin Sylvain Ravy, Directeur de Recherche au CNRS et Directeur du Laboratoire de Physique des Solides à l'université Paris-Saclay. De par votre activité scientifique et administrative, votre temps est précieux, aussi madame messieurs les rapporteurs je vous remercie chaleureusement d'avoir accepté ce travail d'expertise.

Je souhaite aussi fortement remercier les membres du jury de soutenance. En plus de mes rapporteurs, je souhaite donc remercier Laurent Berthe, Directeur de recherche au CNRS, responsable des activités choc laser au PIMM et président du jury, Vitali Gushev, Professeur des universités au LAUM et membre des sociétés américaines de physique et d'acoustique, Vincent Tournat, Directeur de recherche au CNRS et médaille de bronze de cette même structure en 2010, Hamed Merdji, Directeur de recherche au CEA et responsable de l'équipe Imagerie par diffraction cohérente, Florian Bonneau, Ingénieur et chef de service au CEA DAM de Bruyère le Chatel et enfin Nicolas Cuvillier, Pilote de Road-Map à Safran Tech. Bénéficier d'une écoute aussi prestigieuse pour ce moment si particulier est une grande fierté pour moi, aussi je tiens le plus humblement possible à remercier chaleureusement l'ensemble des membres de ce jury.

Je tiens aussi à remercier l'ensemble des personnes qui m'ont accueilli dans leur équipe, Hamed Merdji et Sylvain Ravy quand j'étais postdoc, Patrick Henrat à Safran Composites et Daniel Duclos à Safran Tech, pôle Traitement du Signal et de l'Information. Au sein de Safran Tech, je tiens aussi à remercier Frédéric Jenson pour m'avoir soutenu dans un certain nombre de projets et pour m'avoir permis de passer Expert au sein du groupe, Lionel Gay pour m'avoir permis de rentrer dans le groupe et Nicolas Cuvillier, pour m'avoir suivi à chaque fois que possible dans les différents projets que j'ai pu lui proposer. Je remercie aussi bien entendu les différentes équipes de Safran Tech, en particulier les équipes de TSI et de Safran Composites. Je ne pourrais bien sûr pas terminer ce paragraphe sans remercier mes stagiaires et doctorants, Romain Hodé et Eduardo Cuenca en tête. Vous encadrer est un véritable plaisir. C'est aussi un défi quotidien de vous suivre en temps réel tellement vous êtes compétents dans vos thématiques respectives. Je suis extrêmement heureux d'avoir de tels doctorants !

De nombreuses collaborations extérieures jalonnent mes activités de recherche et ce manuscrit. Il est donc temps de remercier mes collaborateurs extérieurs, devenus pour bon nombre d'entre eux des amis : Laurent Berthe (PIMM), Laurent Videau (CEA DAM), François Coulouvrat (Institut d'Alembert), Willem Boutu (CEA DRF), Romain Ecault (Airbus), Tomas Bergara (Rescoll), Claire Prada (Institut Langevin), Guillemette Ribay (CEA LIST), Frédéric Reverdy (Eddify), Mounif Ech Cherif El Kettani (LOMC).

Enfin celle sans qui ce projet n'aurait jamais vu le jour : ma chère et tendre, ma femme, Lili Ducouso-Ganjehi !

Table des matières

Partie I : Notice Bibliographique

1	Présentation de mon parcours de recherche	- 6 -
2	Curriculum Vitae détaillé	- 10 -
3	Valorisation et diffusion de la recherche	- 20 -

Partie II : Mémoire

A	Introduction générale.....	- 24 -
B	Ondes acoustiques pour sonder la matière et les interfaces	- 26 -
1	Introduction	- 26 -
2	Ondes acoustiques générées par laser fs et ns	- 27 -
2.1	Régime linéaire	- 27 -
2.1.1	Acoustique picoseconde appliquée à la biologie	- 27 -
2.1.1.a	Principe et développements majeurs réalisés en thèse	- 27 -
2.1.1.b	Principaux résultats obtenus sur cellules d'oignon	- 30 -
2.1.1.c	Principaux résultats obtenus sur cellules animales	- 31 -
2.1.2	Ondes de Lamb à vitesse de groupe nulle pour la mesure d'épaisseurs de parois.....	- 32 -
2.1.2.a	Introduction sur les modes de Lamb à ZGV	- 33 -
2.1.2.b	Mesures d'épaisseurs par modes de Lamb à ZGV sur AM1.	- 35 -
2.1.2.c	Extension de la mesure à d'autres problématiques	- 36 -
2.1.3	Ondes de Lamb à ZGV pour évaluer la qualité d'interfaces collées.	- 38 -
2.1.4	Synthèse de fronts d'onde pour le contrôle des interfaces.....	- 40 -
2.2	Régime non linéaire	- 44 -
2.2.1	Modulation basse fréquence et mesure haute fréquence.....	- 44 -
2.2.2	Focalisation d'ondes acoustiques linéaire.....	- 45 -
2.2.3	Ondes de choc.....	- 47 -

2.2.3.a	Principe général et ordres de grandeurs	- 48 -
2.2.3.b	Application pour l'inspection du collage du bord d'attaque de l'aube de fan du LEAP	- 51 -
2.2.3.c	Simulations acoustiques du procédé de choc laser.....	- 55 -
2.2.3.d	Génération et détection d'ondes de choc transverses.....	- 60 -
2.2.3.e	Endommagement de composites et de collages	- 62 -
3	Ondes guidées générées et détectées par barrettes multiéléments.....	- 64 -
3.1	Ondes de Lamb	- 64 -
3.1.1	Evaluation du vieillissement thermique des composites	- 64 -
3.1.1.a	Génération de modes guidés par multiéléments.....	- 65 -
3.1.1.b	Détection de modes guidés par multiéléments.....	- 66 -
3.1.1.c	Application pour la mesure à cœur de vieillissement thermique sur composites à matrice organique	- 68 -
3.1.2	Génération et détection de quasi ondes de Lamb à ZGV.....	- 70 -
3.2	Ondes de Rayleigh pour l'imagerie de fissures débouchantes.....	- 73 -
3.2.1	Optimisation de la génération/détection d'ondes de Rayleigh	- 74 -
3.2.2	Imagerie de fissures débouchantes par ondes de Rayleigh.....	- 75 -
C	Ondes optiques cohérentes pour sonder la matière et les interfaces.....	- 80 -
1	Introduction	- 80 -
2	Applications dans le domaine visible	- 81 -
2.1	Détection optique d'acoustique picoseconde.....	- 81 -
2.1.1	Modélisation de la détection	- 81 -
2.1.2	Détection d'ondes acoustiques GHz dans un milieu transparent d'épaisseur finie	- 83 -
2.2	Ptychographie de Fourier pour imager des fissures débouchantes	- 86 -
3	Applications dans le domaine XUV	- 88 -
3.1	Génération d'harmonique élevées dans les gaz	- 88 -
3.2	Imagerie sans lentille	- 90 -

3.2.1	Introduction.....	- 90 -
3.2.2	Imagerie par diffraction cohérente.....	- 91 -
3.2.3	Imagerie par holographie.....	- 92 -
3.3	Etude de l'aimantation aux échelles nm et fs.....	- 95 -
3.3.1	Introduction.....	- 95 -
3.3.2	Mesures spectrales de diffraction magnétique.....	- 96 -
3.3.3	Caractérisation spatiale simple tir de nanodomains magnétiques.....	- 98 -
3.3.4	Dynamique ultrarapide d'aimantation aux échelles nanométriques.....	- 99 -
D	Projets de recherche.....	- 102 -
1	Acoustique non linéaire générée par laser.....	- 102 -
1.1.1.a	Réflexion de Mach dans les solides.....	- 103 -
1.1.1.b	Imagerie acoustique d'onde de choc.....	- 107 -
1.1.1.c	Ondes de Lamb générées par choc laser.....	- 112 -
2	Evaluations du nm au mm de contraintes résiduelles de surfaces générées par choc laser.....	- 113 -
3	Imagerie nanométrique de désaimantation induite par ondes de Rayleigh issues du procédé de choc laser.....	- 115 -

Partie III : Conclusion générale

Bibliographie.....	- 122 -
--------------------	---------

Partie IV : Annexe

Projets passés et inachevés.....	- 136 -
1 PicEau : Acoustique picoseconde dans une goutte d'eau générée avec la 25ème harmonique d'un laser kHz : Application à l'étude du paradoxe de l'eau.....	- 138 -
2 Etude de l'adhésion cellulaire par ptychographie de Bragg.....	- 140 -
Projet ANR Shock and Waves.....	- 144 -
Publications en préparation.....	- 150 -

Partie I :
Notice Bibliographique

1 Présentation de mon parcours de recherche

Mon parcours de recherche est un peu atypique, en particulier pour un candidat au titre d'HDR. Si cette singularité transparait par trop dans ce manuscrit et décontenance le lecteur, je lui saurais gré de m'en excuser d'avance.

J'ai soutenu ma thèse en ultrasons-laser en 2010. [1] Aujourd'hui, dix ans après, j'ai le sentiment que celle-ci m'a surtout permis de prendre conscience qu'en plus de l'acoustique, ce que j'aimais en réalité était l'étude et l'exploitation des ondes en général. Même si ce n'était pas nouveau scientifiquement parlant, je me souviens encore de l'émerveillement que j'ai éprouvé lorsque j'ai formalisé et compris l'origine physique de la détection Brillouin, cette interaction photon-phonon que j'ai utilisée tout au long de ma thèse pour tenter d'extraire quelques précieux paramètres physiques de mes cellules d'oignon et d'os.

A la suite de cette thèse, j'ai souhaité mieux découvrir le monde de l'optique, des lasers et de ses applications. Hamed Merdji, directeur de recherche au CEA Saclay, m'a alors accepté dans son équipe pour le postdoctorat qu'il proposait en imagerie de désaimantation aux échelles nanométriques et femtosecondes par diffraction cohérente d'impulsions laser XUV.¹ Même si on ne retrouvait dans ce projet à peu près aucun des mots clefs de ceux de ma thèse, si ce n'est le côté ondes, Hamed m'a néanmoins accueilli chaleureusement, m'a dès le début accordé toute sa confiance - à un moment où j'en avais grand besoin - et m'a permis de découvrir une des physiques qui m'a le plus enthousiasmé dans mon parcours de recherche. A la suite de ce postdoctorat, j'ai continué à m'aventurer dans l'imagerie par diffraction cohérente, mais cette fois dans le domaine X, sur synchrotron. Cette aventure sur grand instrument sous la direction de Sylvain Ravy, directeur de recherche au CNRS et aujourd'hui directeur du Laboratoire de Physique des Solides (Université Paris Sud), m'a permis de découvrir le monde de la recherche sur grandes structures scientifiques et m'a aussi permis à nouveau de découvrir un homme aux qualités scientifiques et humaines formidables. Enfin, depuis maintenant 2014, je suis ingénieur chercheur dans le centre de recherche du Groupe Safran. Après avoir démontré mes compétences et mon savoir-faire dans le domaine des Contrôles Non Destructifs (CND), je suis depuis 2016 en charge de proposer de nouvelles méthodes de CND, soit pour des problématiques vieilles comme le Groupe mais pour lesquelles on souhaite de nouvelles solutions plus fiables et plus performantes, soit pour des nouvelles problématiques, en lien avec des nouveaux programmes et besoins du Groupe.

¹ XUV : Domaine du rayonnement électromagnétique dont la gamme de longueur d'onde est située entre l'ultra-violet et les rayons X, soit de 100 nm à 0,1 nm.

Ce mémoire est à l'image de mon parcours de recherche, avec un volet ondes acoustiques et un volet ondes optiques, pour des applications qui vont de la physique fondamentale à l'industrialisation de nouveaux contrôles dans le plus bref des délais.

La première partie de ce manuscrit sera donc dévolue aux ondes acoustiques. Après avoir brièvement présenté mes travaux de doctorat, je présenterai certains des travaux que je mène dans le cadre de mes recherches pour Safran. J'utilise pour ces activités des ondes de volumes et des ondes guidées, dans des régimes linéaires et non linéaires, en allant de la sollicitation la plus faible possible jusqu'au chocs, pouvant générer des contraintes s'élevant au-dessus du GPa. Si, conformément à mon goût pour les lasers, j'utilise essentiellement ce moyen pour générer et détecter les ondes acoustiques, j'ai aussi appris à utiliser les transducteurs piezoélectriques multiéléments. La simplicité de ce mode de génération/détection et le fait que l'on puisse utiliser chacun des éléments en parallèle – donc comme on veut – permet de proposer des développements acoustiques formidables, comme la Focalisation en Tout Point (FTP), avancée majeure de ces dernières années dans le domaine du CND par Ultrasons. [2] Une des applications de mes travaux de recherches actuels concerne le contrôle de la qualité du collage structural. Pour ces études, au moment de la rédaction de ce mémoire, je participe notamment à deux projets FUI,² dont un que je coordonne au nom du Groupe Safran, à un projet ANR, et je co-encadre deux thèses que j'ai proposé sur ce sujet. Je présenterai aussi d'autres applications comme l'évaluation du vieillissement de composites aéronautiques, l'imagerie de fissures débouchantes sur métalliques ou la mesure d'épaisseur de parois par ondes de Lamb à vitesse de groupe nulle.

La seconde partie de ce mémoire sera consacrée aux ondes optiques. A nouveau, j'évoquerai brièvement mes travaux de thèse, pour la détection optique d'ondes acoustiques picosecondes. Je passerai ensuite à mes travaux de recherche d'imagerie sans lentille, ou imagerie par diffraction cohérente. Ces travaux ont surtout été réalisés dans les domaines XUV et X pour des travaux d'imagerie nanométrique et pour l'étude de phénomènes magnétiques, aux échelles nanométriques et femtosecondes. Le rayonnement XUV est issu de la génération d'harmoniques laser élevées, processus qui peut être au cœur de travaux de recherche en soi et que je présenterai succinctement avant de passer aux applications. Après avoir passé un certain temps à ne faire quasiment que de l'acoustique dans mes activités de recherche à Safran, je reviens peu à peu dans l'optique au travers d'une étude que j'ai montée avec H. Merdji et W. Boutu (CEA Saclay, Direction de la Recherche Fondamentale) pour la détection de fissures débouchantes par ptychographie de Fourier dans le

² Projets FUI : Projets du Fond Unique Interministériel. Ces projets sont un peu à l'image des projets ANR (Agence Nationale de la Recherche) mais doivent à la fin contenir un démonstrateur et à ce titre peuvent présenter des enveloppes budgétaires significativement supérieures à celles des projets ANR.

domaine visible et un projet ANR que j'ai déposé en 2019 pour étudier par diffraction cohérente les contraintes de surface générées par choc laser, *in et ex situ*.

Enfin, en dernière partie, je présenterai quelques projets en cours et des perspectives de recherches. Ces perspectives seront essentiellement liées aux ondes acoustiques générées par laser, mais aussi, à quelques applications liées à l'imagerie sans lentilles.

Je proposerai en annexe la présentation de projets de recherches que j'ai initiés mais que je n'ai pas eu le temps de finaliser pour des raisons de changement de situation professionnelle du monde académique au monde industriel. L'inaboutissement de ces travaux alors que les premiers résultats ne paraissaient plus très loin constitue probablement à ce jour la source majeure de frustrations que j'ai pu ressentir dans mes activités professionnelles de recherche.

2 Curriculum Vitae détaillé

Mathieu Ducouso
3, rond point Jean Jaurès
91400 Orsay
06 89 89 79 37
mathieu.ducouso@safrangroup.com
37 ans
3 enfants

Ingénieur – Chercheur
Evaluations Non Destructives
Optique et Acoustique

Formation

- 2007 - 2010** **Doctorat** en Opto-acoustique, École Doctorale des Sciences Physiques et de l'Ingénieur, Université de Bordeaux
Titre : Acoustique picoseconde dans une cellule biologique individuelle
- 2005 - 2007** **Master** de l'université Bordeaux 1 en Mécanique et Énergétique
- 2002 – 2005** **DEUG & Licence** de l'université Bordeaux 1 en Sciences de la matière
- 2001** Baccalauréat Scientifique

Parcours professionnel

Situation professionnelle actuelle : Ingénieur-Chercheur en Contrôles Non Destructif. Expert capteurs et instrumentation. Centre de recherche Safran Tech Paris Saclay, Pôle Traitement du Signal et de l'Information.

Etablissement	Fonctions et statut (salarié, boursier, etc)	Dates	
		d'entrée en fonction	de cessation de fonction
Safran Tech	Ingénieur de recherche (CDI)	Avril 2014	
Synchrotron Soleil	Postdoctorant, CDD 2 ans	Septembre 2013	Avril 2014
CEA Saclay	Postdoctorant, CDD 32 mois	Décembre 2010	Juillet 2013
Université de Bordeaux	Doctorant, Bourse CNRS	Octobre 2007	Septembre 2010

Mobilité

J'ai effectué une mobilité géographique, d'Aquitaine (Bordeaux) en Ile de France (Plateau de Saclay), où je me suis implanté. J'ai également abordé plusieurs disciplines scientifiques au cours de ma carrière ayant pour point central la connaissance et l'exploitation des phénomènes de propagation d'ondes (acoustiques et optiques) pour caractériser la matière. J'ai été qualifié en sections 28, 30 et 60 à la suite de ces travaux. Cette mobilité thématique me permet de travailler sur des sujets pluridisciplinaires, seul ou en créant des collaborations diverses. Enfin, j'ai aussi effectué une mobilité graduelle de secteurs de recherche : CNRS en thèse, puis Etablissement Public d'intérêt Public (EPIC) en postdoctorat (CEA, Synchrotron) jusqu'à une très grande entreprise de droit privé dotée d'un centre de recherche.

Mobilité thématique

- **Ultrasons-laser** : Acoustique ps, Thermique ps, Acousto-optique, Laser fs, Montages pompe-sonde, Ultrasons-laser ns, Choc laser
- **Imagerie par diffraction cohérente** : Génération d'harmoniques laser élevées, Optique XUV, Vide secondaire, Ptychographie, Holographie
- **Rayonnement synchrotron** : Optique X, Grands instruments, Ptychographie par diffraction cohérente, Réflexion de Bragg
- **CND** : Ultrasons multiéléments, Ultrasons-laser, Ondes guidées, Ondes de choc, Collage structural, Composites à matrice organique, Tomographie X, Imagerie ultrasonore synthétique

Projets de recherche obtenus que j'ai portés

- **FUI (Appel #24). Projet Monarque** (*Endommagements maîtrisés par choc laser symétrique pour le CND/SHM et le désassemblage des collages*), 9 partenaires (Safran, Airbus, Dassault, PIMM (ENSAM Paris Tech), CEA DAM, Thalès, Rescoll, Testia, Imagine Optic), 3 ans, 4 M€, (2017)
- **Temps de faisceau sur la source synchrotron Soleil**. Projet PtychoCell (*Etude de l'adhésion cellulaire par Ptychographie à la réflexion de Bragg*), 3 partenaires (Synchrotron Soleil, CEA Saclay / SPAM, Institut Fresnel), 4 jours de temps de faisceau, (2014)
- **Temps de faisceau sur source laser au Laboratoire d'Optique Appliquée – ENSTA**. Projet PicO (*Acoustique Picoseconde avec pompe XUV pour étudier l'ionisation de l'eau*), 2 partenaires (CEA Saclay / SPAM, LOA (ENSTA)), 15 jours de temps de faisceau, (2013)
- **Bourse Triangle de la Physique** (Prolongement de post-doctorat). Projet FLASH-X-NANO (*Imagerie nanométrique femtoseconde de la dynamique d'aimantation de nano-domaines magnétiques*), 3 partenaires (CEA Saclay / SPAM, LCPMR (UPMC), LOA (ENSTA)), 25 k€, (2012)
- **Bourse réseau Femto** (Appel d'offre technologique). Projet Paradouble (*Parabole double réflectivité pour sonder simultanément les dynamiques d'aimantations du cobalt et du palladium aux échelles femtosecondes et nanométriques*), 1 partenaire (CEA Saclay / SPAM), 5 k€, (2012)

Projets de recherche obtenus que j'ai accompagnés

- **FUI (Appel #22) Projet AADICT** (Automatisation et Aide au Diagnostic en Contrôle non destructif), 9 partenaires (M2M, Comex Nucléaire, EDF, Extende, Imasonic, Technip, Safran, Institut de Soudure, CEA LIST), 30 mois, 3,9 M€, (2016)
- **Appel à projet ASTRE** - Région Ile de France. Projet NanoLight (*Plateforme laser infrarouge femtoseconde pour applications scientifiques et industrielles*), 7 partenaires (CEA Saclay / LIDyl, LOA (ENSTA), Safran, Imagine Optic, Fastlite, Horiba, Ropers Scientific), 198 k€, (2016)
- **FUI (Appel #19). Projet Compochoch** (*Évaluation non destructive d'assemblages collés composites/autres matériaux*), 12 partenaires (Airbus, Safran, Peugeot, ENSAM Paris Tech, CEA DAM, Rescoll, Laser Métrologie, Idil, Simchoc, Cilas, Kuka Aerospace), 3 ans, 4,7 M€, (2015)
- **Corac Epice Vanille**, Lot 4.1 (*Recherche d'une technique CND permettant de caractériser l'adhésion dans les collages*). 4 partenaires (Rescoll, Adera Canoe, I2M (Univ. Bordeaux), Safran), 2 ans, 440 k€, (2015)

- **ANR Blanc ISABEAU** (*Innovating for Structural Adhesive Bonding Evaluation and Analysis with Ultrasounds*), 6 partenaires (LMA (Univ. Marseille), Fédération Acoustique du Nord Ouest, I2M (Univ. Bordeaux), IMP (Univ. Lyon), Astrium, Safran), 4 ans, 570 k€, (2012, j'ai entamé ce suivi à partir de 2014)
- **ANR Blanc Femto-X-Mag** (*Nano-imagerie de la dynamique de magnétisation femtoseconde par diffusion cohérente de rayons X mous générés par harmoniques d'ordre élevé*), 3 partenaires (LCPMR (UPMC), LOA (ENSTA), CEA Saclay / SPAM), 3 ans, 620 k€, (2009)
- **ANR Blanc PicoBio** (*Acoustique picoseconde pour l'élastographie cellulaire et l'évaluation de l'adhésion sur biomatériau*), 3 partenaires (LMP (Univ. Bordeaux 1), INSERM U 577 « Biomateriaux et Réparation Tissulaire, CPMOH (Univ. Bordeaux 1)), 3 ans, 1,47 M€, (2007)

Co-encadrement de doctorants

- **Xuniou Ge**, *Imagerie ultrarapide à l'échelle nanométrique par diffraction XUV cohérente*, Directeur de thèse : Hamed Merdji (CR CEA), Université Paris 11, (2012)
J'ai encadré Xuniou au quotidien durant sa thèse tout au long de mon postdoctorat au CEA.
- **Romain Hodé**, *Laser ultrasonic methods for the evaluation of aeronautical adhesive bonding*, Directeur de thèse : Vincent Tournat (DR CNRS), Université du Maine, (soutenance prévue en 2020)
Encadrement scientifique et hiérarchique. Je suis à l'origine de cette thèse CIFRE et ait créé le cadre de la coopération dont il bénéficie.
- **Eduardo Cuenca**, *Contrôle de collages par ondes de choc générées par laser intense*, Directeurs de thèse : Laurent Berthe (DR CNRS) et François Coulouvrat (DR CNRS), ENSAM-ParisTech, (soutenance prévue en 2021)
Encadrement scientifique et hiérarchique. Je suis à l'origine de cette thèse CIFRE et ait créé le cadre de la coopération dont il bénéficie.

Accompagnement de doctorants

- **Alice Baudot**, *Etude et mise au point de méthodes de mesures non destructives permettant de caractériser les paramètres critiques de l'adhésion sur structures collées*, Directeur de thèse : Joseph Moysan (Pr Université), Université Aix-Marseille. (2015)
J'ai suivi cette thèse à partir de sa dernière année, notamment la rédaction et la correction du manuscrit.
- **François Bruno**, *Optimisation des modes de Lamb à vitesse de groupe nulle engendrés par laser et évaluation locale des structures collées*, Directrice de thèse : Claire Prada (DR CNRS), Université Sorbonne Paris Cité. (2017)
Thèse financée par Safran, j'ai suivi la thèse de François pour veiller à la bonne adéquation de celle-ci avec les problématiques Safran. J'ai conçu l'ensemble des échantillons nécessaires à sa thèse.
- **Simon Bardy**, *Contrôle et optimisation du test d'adhérence par choc laser sur assemblages collés*, Directeur de thèse : Laurent Berthe, Université Paris Tech (2017)
Thèse réalisée dans le cadre du FUI Compochoch. J'ai travaillé en étroite collaboration avec Simon sur un des chapitres de sa thèse, ce qui a conduit à un article (Appl. Phys. Lett., 2018).

Jurys de thèse

- **François Bruno**, *Optimisation des modes de Lamb à vitesse de groupe nulle engendrés par laser et évaluation locale des structures collées*, Directrice de thèse : Claire Prada, Université Sorbonne Paris Cité. (2017)
- **Latifa Atar**, *Evaluation par ondes guidées de niveaux d'adhésion dissymétriques dans des collages structuraux métal-matériau composite. : Modélisation et approches des cas de Kissing Bonds*, Directeur de thèse : Mounisif Ech-Cherif El-Kettani, Université du Havre. (2019)
- **Yevheniia Chernukha**, *Coopérativité élastique photo-induite dans des matériaux bistable avec changement de volume*, Directeur de thèse : Thomas Pezeril, Université du Mans (2019)
- **Ramona Corman**, *2D/3D lensless imaging. Prototype and application*, Directeur de thèse : Hamed Merdji, Université Paris Saclay (2020)

Encadrement de stages de recherche

- **Julien Samaan**, *Etude du rayonnement harmonique XUV et application à l'imagerie par diffraction cohérente* (2013, 5 mois)
- **Alban Dalodière**, *Evaluations non destructives de matériaux aéronautiques par ondes ultrasonores guidées générées et détectées par multiéléments* (2017, 6 mois)
- **Romain Hodé**, *Caractérisation de collages aéronautiques par synthèse de fronts d'ondes en ultrasons laser* (2017, 5 mois)
- **Eduardo Cuenca**, *Génération d'onde de choc transverses par choc laser et détection multiéléments* (2018, 6 mois)
- **Maxance Marmonier**, *Imagerie acoustique d'onde de choc générées par laser et réflexion de Mach dans les solides* (2019, 6 mois)

Brevets avec extension internationale

- 1 - M. Ducouso, N. Cuvillier, *Procédé de contrôle non destructif d'un assemblage collé*, N° de dépôt : 1660355 (2016)
- 2 - M. Ducouso, *Système et procédé de contrôle d'une structure par ondes acoustiques de coda*, N° de dépôt : 11186 (2017)
- 3 - M. Ducouso, M. Coulaud, N. Cuvillier, *Dispositif optique pour le traitement par laser de surfaces internes d'une pièce de recouvrement*, N° de dépôt : 1750362 (2017)
- 4 - M. Ducouso, F. Jenson, G. Ribay, B. Chapuis, L. Taupin, *Evaluation non destructive des épaisseurs de métal et de colle dans le cadre d'un collage métal/composite*, N° de dépôt : SNM011675 (2018)
- 5 - M. Ducouso, F. Jenson, *Dispositif et procédé de caractérisation non-destructive d'un matériau*, N° de dépôt : SNM011975 (2018)

Brevets sans extension internationale

- 1 - M. Ducouso, P. Henrio, M. Coulaud, L. Gay, M. Stackler, *Procédé de contrôle voire de certification d'un assemblage collé*, N° de dépôt : 1653474 (2016)
- 2 - M. Ducouso, P. Henrio, *Procédé de désolidarisation d'un assemblage collé en particulier pour la dépose d'un matériau collé*, N° de dépôt : 1653475 (2016)
- 3 - M. Ducouso, F. Jenson, F. Reverdy, *Imagerie de fissures débouchantes par ondes de surface générées et détectées par multiéléments*, N° de dépôt : B-020221 (2019)
- 4 - M. Ducouso, R. Hodé, S. Raetz, V. Tournat, *Focalisation d'Ultrasons générés par laser pour le contrôle et l'imagerie ultrasonore*, N° de dépôt : FR1912893 (2019)
- 5 - M. Ducouso, W. Boutu, H. Merdji, *Contrôle non destructif de fissures débouchantes par ptychographie*, en cours de dépôt

Communications scientifiques dans des revues internationales à comité de lecture

- 1 - C. Rossignol, N. Chigarev, M. Ducouso, B. Audoin, G. Forget, F. Guillemot, M. C. Durrieu, *"In Vitro Picosecond ultrasonics in a single cell"*, Appl. Phys. Lett., **93**, 123901 (2008)
- 2 - B. Audoin, C. Rossignol, N. Chigarev, M. Ducouso, G. Forget, F. Guillemot, M. C. Durrieu, *"Picosecond acoustics in vegetal cells: non invasive in vitro measurements at a sub-cell scale"*, Ultrasonics, **50**, 202 (2010)
- 3 - B. Vodungbo, J. Gautier, G. Lambert, A. Barszczak Sardinha, M. Lozano, S. Sebban, M. Ducouso, W. Boutu, K. Li, B. Tudu, M. Tortarolo, R. Hawaldar, R. Delaunay, V. López-Flores, J. Arabski, C. Boeglin, H. Merdji, P. Zeitoun, J. Lüning, *"Laser-induced ultrafast demagnetization in the presence of a nanoscale magnetic domain network"*, Nature Comm., **3**, 999 (2012)
- 4 - M. Ducouso, O.-F. Zouani, C. Chanseau, C. Chollet, C. Rossignol, B. Audoin, M.-C. Durrieu, *"Evaluation of mechanical properties of fixed bones cells with sub-micrometer thickness by picosecond ultrasonics"*, Eur. Phys. Jour. Appl. Phys., **61**, 11201 (2013)
- 5 - X. Ge, W. Boutu, D. Gauthier, F. Wang, A. Borta, B. Barbrel, M. Ducouso, A.I. Gonzalez, B. Carré, J. Gautier, G. Lambert, P. Zeitoun, F.R.N.C. Maia, J. Hajdu, H. Merdji, *"Impact of wave front and coherence optimization in coherent diffractive imaging"*, Opt. Exp., **21**, 11441 (2013)
- 6 - X. Ge, M. Ducouso, W. Boutu, D. Gauthier, B. Barbrel, F. Wang, A. Borta, A.-I. Gonzalez, M. Billon, M. Perdrix, D. Guillaumet, F. Lepetit, B. Vodungbo, J. Gautier, P. Zeitoun, R. Hawaldar, B. Tudu, R. Delaunay, M. Tortarolo, J. Lüning, H. Merdji, *"Sub-100 nanometer lensless probing of Co/Pd magnetic nanodomains using a table-top femtosecond soft X-ray harmonic source"*, J. Mod. Opt. **60**, 1475 (2013)
- 7 - M. Ducouso, X. Ge, W. Boutu, D. Gauthier, B. Barbrel, F. Wang, A. Borta, A.I. Gonzalez, M. Billon, B. Vodungbo, J. Gautier, R. Hawaldar, B. Tudu, R. Delaunay, M. Tortarolo, P. Zeitoun, J. Lüning, H. Merdji, *"Single-shot studies of a Co/Pd thin film's magnetic nano-domain structure using ultrafast x-ray scattering"*, Laser Physics, **24**, 025301 (2014)

- 8 - T. Dehoux, M. Abi Ghanem, O. F Zouani, M. Ducouso, N. Chigarev, C. Rossignol, N. Tsapis, M.-C. Durrieu, B. Audoin, *"Probing single-cell mechanics with picosecond ultrasonics"*, *Ultrasonics*, **56**, 160 (2015)
- 9 - W. Boutu, D. Gauthier, X. Ge, R. Cassin, M. Ducouso, A.I. Gonzalez, B. Iwan, J. Samaan, F. Wang, M. Kovačev, H. Merdji, *"Impact of noise in holography with extended references in the low signal regime"*, *Opt. Exp.*, **24**, 6318 (2016)
- 10 - M. Ducouso, S. Bardy, Y. Rouchausse, T. Bergara, F. Jenson, L. Berthe, L. Videau, N. Cuvillier, *"Quantitative evaluation of the mechanical strength of titanium/composite bonding using laser-generated shock waves"*, *Appl. Phys. Lett.* **112**, 111904 (2018)
- 11 - M. Ducouso, A. Dalodièrre, A. Baillard, *"Evaluation of the thermal aging of aeronautical composites materials using Lamb waves"*, *Ultrasonics*, **94**, 174 (2019)

Communications scientifiques dans des chapitres d'ouvrages scientifiques internationaux

- 1 - W. Boutu, M. Ducouso, J.-F. Hergott, H. Merdji, *"Overview on HHG high-flux sources"*, Springer book (2015).

Communications scientifiques dans des revues scientifiques internationales sans comité de lecture

- 1 - S. Bardy, M. Ducouso, T. Bergara, L. Berthe, L. Videau, F. Jenson, N. Cuvillier, *"Non-destructive evaluation of the mechanical strength of a TA6V4/composite bond using LASAT"*, *JEC Composites*, (Octobre 2017)

Conférences internationales avec actes à comité de lecture

- 1 - M. Ducouso, C. Rossignol, B. Audoin, F. Guillemot, M. C. Durrieu, *"Picosecond ultrasonics in a single biological cell"*, *IEEE International Ultrasonics Symposium Proceedings*, **10570410**, 574 (2008)
- 2 - B. Audoin, N. Chigarev, C. Rossignol, M. Ducouso, C. Chollet, F. Guillemot, M. C. Durrieu, *"Picosecond acoustics in vegetal cells: non invasive in vitro measurements at a sub-cell scale"*, *Internal Congress on Ultrasonics (2009, Chili)*, *Physics Procedia*, **3**, 323 (2010)
- 3 - M. Ducouso, T. Dehoux, B. Audoin, O.F. Zouani, C. Chollet, M.-C. Durrieu, *"Picosecond acoustic detection in single cells: interface step motion for thin animal cells and Brillouin scattering for thick vegetal cells"*, *AFPAC (2010, England)*, *J. Phys.: Conf. Ser.*, **269**, 012024 (2011)
- 4 - M. Ducouso, T. Dehoux, C. Rossignol, B. Audoin, O. Zouani, C. Chollet, M. C. Durrieu, *"Two color probing of the ultrafast photo-acoustic response in a single cell"*, *LU2010 (2010, France)*, *J. Phys.: Conf. Ser.*, **278**, 012042 (2011)
- 5 - B. Audoin, M. Ducouso, T. Dehoux, C. Chollet, O.F. Zouani, C. Chanseau, M.-C. Durrieu, *"Biosensing of single cells at GHz frequencies by laser-ultrasonics"*, *SPIE Photonics West Photons plus Ultrasound: Imaging and sensing 2011, (2011 USA)*, *Proc. of SPIE*, **7899**, 78990X-1-5 (2011)
- 6 - W. Boutu, D. Gauthier, X. Ge, F. Wang, A.-I. Gonzalez, B. Barbreil, A. Borta, M. Ducouso, B. Carré, H. Merdji, *"Ultrafast nanoscale imaging using high order harmonic generation"*, *12th International*

Conference on Multiphoton Processes, (2011, Japon), Springer Proc. in Phys. **125**, 391-399 (2011) (invité)

- 7 - S. Bardy, E. Lescoute, L. Videau, B. Aubert, D. Hebert, L. Berthe, S. Metoui, T. Bergara, M. Ducouso, R. Ecault, D. Zagouri, "*Experimental implementation of shock waves propagation within multi-materials stacks-Application to bonded assemblies' evaluation by laser adhesion test*", PS Shock Compression of Condensed Matter Meeting, **278**, p. 012042 (2017)

Conférences internationales avec actes à diffusion restreinte ou sans comité de lecture

- 1 - M. Ducouso, C. Rossignol, B. Audoin, F. Guillemot, M. C. Durrieu, "*Picosecond ultrasonics signal in biological materials: Comparison between predictions and experiments*", Acoustics'08, Paris, France, (2008)
- 2 - B. Audoin, C. Rossignol, N. Chigarev, M. Ducouso, M. C. Durrieu, F. Guillemot, G. Forget, "*In vitro picosecond ultrasonics in a single cell*", 1st International Symposium on Laser Ultrasonics: Science, Technology and Applications, Montréal, Canada (2008)
- 3 - B. Audoin, M. Ducouso, C. Rossignol, M. C. Durrieu, C. Chollet, O. Zouani, "*In vitro picosecond ultrasonics in a single cell: theory and experiments for thin cells*", 13th Inter. Conf. on Phonon Scattering in Condensed Matter: Phonon 2010, Taipei, Taiwan (2010)
- 4 - M. Ducouso, C. Chollet, T. Dehoux, C. Rossignol, B. Audoin, C. Chanseau, O.F. Zouani, M. C. Durrieu, "*Applications of picosecond ultrasonics to probe the viscoelasticity and adhesion in a single cell*", 23rd European Conference on Biomaterials, Tampere, Finlande (2010)
- 5 - M. Ducouso, X. Ge, W. Boutu, D. Gauthier, R. Hawaldar, J. Lüning, H. Merdji, "*Ultrafast lensless soft X-ray imaging of magnetic nanodomains dynamics*", Symposium on attoscience and ultrafast quantum control, Londres, Royaume-Uni (2011)
- 6 - M. Ducouso, X. Ge, W. Boutu, D. Gauthier, R. Hawaldar, J. Lüning, H. Merdji, "*Ultrafast nanoscale imaging of magnetization dynamics*", Frontiers in Optics 2011 & Laser Science XXVII, San Jose, USA (2011)
- 7 - X. Ge, M. Ducouso, D. Gauthier, W. Boutu, F. Wang, B. Vobundgo, R. Hawaldar, J. Lüning, B. Carré, H. Merdji, "*Ultrafast imaging of magnetic nanostructures using XUV harmonics*", ATTOFEL Summer School, Crête, Grèce (2011)
- 8 - F. Wang, B. Barbrel, A. Borta, W. Boutu, M. Ducouso, D. Gauthier, X. Ge, A. Gonzales, H. Merdji, "*Ultrafast high-resolution lensless imaging with coherent soft x-ray sources*", 33th International Free Electron Laser conference, Shanghai, Chine (2011)
- 9 - B. Barbrel, A. Borta, W. Boutu, M. Ducouso, D. Gauthier, X. Ge, F. Wang, B. Carré, H. Merdji, "*Ultrafast nanoscale imaging using high order harmonic generation*", X-Ray Lasers and Coherent X-Ray Sources: Development and Applications, San Diego, USA (2011) (invité)
- 10 - M. Ducouso, X. Ge, W. Boutu, D. Gauthier, R. Hawaldar, J. Lüning, H. Merdji, "*On the road of time-resolved imaging of magnetization dynamics on the nanoscale*", X-Ray View of Ultrafast Dynamics in Solids, Berlin, Allemagne (2011)
- 11 - X. Ge, M. Ducouso, W. Boutu, D. Gauthier, B. Barbel, A. Borta, R. Hawaldar, J. Lüning, H. Merdji, "*Ultrafast nanoscale imaging using high order harmonic generation*", 3rd international conference on ultra- intense laser interaction science, Lisbonne, Portugal (2011) (invité)

- 12 - M. Ducouso, H. Merdji, "*Ultrafast Coherent Diffractive Imaging using a Lab-Based soft X-ray Source*", International Conference on Ultrafast Structural Dynamics, Berlin, Allemagne (2012) (invité)
- 13 - M. Ducouso, X. Ge, W. Boutu, D. Gauthier, R. Hawaldar, J. Lüning, H. Merdji, "*Single shot characterization of magnetic nano-domains using table-top femtosecond laser harmonics*", Ultrafast Phenomena, Lausanne, Suisse (2012)
- 14 - M. Ducouso, "*Ultrafast acoustic and magnetism using table-top femtosecond lasers: applications in biology and ferromagnetism*", Max Planck Institute for the Structure and Dynamics of Matter & Center for Free Electron Laser, Hambourg, Allemagne (2012) (invité)
- 15 - B. Vodungbo, J. Gautier, G. Lambert, M. Ducouso, X. Ge, W. Boutu, K. Li, B. Tudu, R. Delaunay, H. Merdji, P. Zeitoun, J. Lüning, "*Studying laser-induced ultrafast demagnetization at the nanoscale with high harmonics*", ATTO2013, Paris, France (2013)
- 16 - L. Taupin, B. Chapuis, M. Ducouso, F. Jenson, N. Cuvillier, "*Adhesive Thickness Measurement on Composite Aerospace Structures using Guided Waves*", 19th World Conference on Non-Destructive Testing, Munich, Allemagne, (2016)
- 17 - M. Ducouso, J.-M. Morvan, T. Bergara, J. Jumel, "*Some NDT Approaches on Industrial Bonding Trying to Quantify its Quality*", 19th World Conference on Non-Destructive Testing, Munich, Allemagne, (2016)
- 18 - M. Ducouso, S. Bardy, S. Metoui, T. Bergara, L. Berthe, L. Videau, F. Jenson, N. Cuvillier, "*Quantitative evaluation of the mechanical strength of titanium/composite bonding using laser-generated shock waves*", Int. Conf. Photoacoustic and Photothermal Phenomena, Bilbao, Espagne (2017)
- 19 - M. Ducouso, A. Dalodière, B. Gérardin, A. Baillard, F. Jenson, "*Evaluation of the thermal ageing of aeronautical composites material using lamb waves*", European conference on Non-Destructive Testing, Gothenburg, Suède (2018)
- 20 - R. Hodé, S. Raetz, V. Gusev, F. Jenson, N. Cuvillier, M. Ducouso, V. Tournat, "*Plane wave synthesis in laser ultrasonics for the nondestructive evaluation of adhesively bonded joints*", AFPAC, Fréjus, France (2019)
- 21 - R. Hodé, S. Raetz, V. Gusev, F. Jenson, N. Cuvillier, M. Ducouso, V. Tournat, "*Laser ultrasonic for non destructive evaluation of adhesively bonded joints*", Int. Conf. Photoacoustic and Photothermal Phenomena, Moscou, Russie (2019)
- 22 - R. Hodé, S. Raetz, V. Gusev, F. Jenson, N. Cuvillier, M. Ducouso, V. Tournat, "*Laser ultrasonic NDE of adhesively bonded joints: sensitivity of the coefficients of reflection to the practical adhesion*", Internal Congress on Ultrasonics, Bruges, Belgique (2019)
- 23 - M. Ducouso, E. Cuenca, M. Marmonier, N. Cuvillier, F. Jenson, L. Videau, F. Coulouvrat, L. Berthe, "*Evaluation of under shock mechanical properties of aeronautical materials and bondings using Laser-generated shock waves*", Internal Congress on Ultrasonics, Bruges, Belgique (2019) (Invité)
- 24 - M. Ducouso, M. Scius-Bertrand, R. Ecault, T. Bergara, L. Videau, L. Berthe, N. Cuvillier, "*Laser-generated shock waves for NDE : application to structural bonding and delamination of composite materials*", NDT In Aerospace, Gif/Yvette, France (2019)

- 25 - R. Hodé, S. Raetz, V. Gusev, N. Cuvillier, M. Ducouso, V. Tournat, "*Attenuation of Zero-Group-Velocity Lamb modes for the nondestructive evaluation of adhesively bonded joints*", Forum Acusticum, Lyon, France (2020)
- 26 - M. Ducouso, M. Marmonier, E. Cuenca, R. Marchiano, F. Coulouvrat, L. Berthe, "*Acoustic imaging of the laser-driven shock wave propagation in metallic materials*", Forum Acusticum, Lyon, France (2020)
- 27 - E. Cuenca, M. Ducouso, N. Cuvillier, L. Berthe, F. Coulouvrat, "*Simulation of the propagation of laser generated shockwaves using an elasto-mechanical linear code*", Forum Acusticum, Lyon, France (2020)
- 28 - S. Sathyan, S. Raetz, E. Nicol, M. Edely, N. Chigarev, N. Cuvillier, J. Delozanne, M. Ducouso, V. Tournat, V. E. Gusev, "*Three-dimensional imaging of metal/epoxy interface using time-domain Brillouin scattering*", Forum Acusticum, Lyon, France (2020)
- 29 - R. Hodé, H. Li, J. Alcaraz, N. Chigarev, J. Blondeau, N. Cuvillier, M. Ducouso, V. Tournat, V. Gusev, S. Raetz, "*Laser-ultrasonics-based inspection of cracked or adhesively-bonded plates with zero-group-velocity (ZGV) Lamb modes: imaging and characterization*", AFPAC, Surrey, Angleterre (2020)

Conférences nationales avec actes à diffusion restreinte ou sans comité de lecture

- 1 - M. Ducouso, "*Evaluations non destructives et quantitatives d'assemblages multi-matériaux : revues de travaux collaboratifs menés chez SAFRAN*", Journées Annuelles SF2M, Alby (2016) (invité)
- 2 - S. Bardy, M. Ducouso, T. Bergara, L. Berthe, L. Videau, F. Jenson, N. Cuvillier, "*Non-destructive evaluation of the mechanical strength of a TA6V4/composite bond using LASAT*", Journées Cofrend, Strasbourg (2017)
- 3 - L. Taupin, B. Chapuis, G. Ribay, M. Ducouso, F. Jenson, N. Cuvillier, "*Mesure de l'épaisseur de colle de structures aéronautiques composites par ondes guidées*", Journées Cofrend, Strasbourg (2017)
- 4 - M. Ducouso, S. Bardy, S. Metoui, T. Bergara, L. Berthe, L. Videau, F. Jenson, N. Cuvillier, "*Evaluation non destructive de la tenue mécanique d'assemblages collés par ondes de choc intenses générées par laser*", Congrès Français d'Acoustique, Le Havre (2018) (Invité)
- 5 - M. Ducouso, E. Cuenca, M. Marmonier, N. Cuvillier, F. Jenson, L. Videau, F. Coulouvrat, L. Berthe, "*Etudes acoustiques autour du procédé de choc laser*", Forum Interactions Laser Plasma, Fréjus (2019) (Invité)

Conférences nationales sans actes

- 1 - M. Ducouso, N. Chigarev, C. Rossignol, B. Audoin, F. Guillemot, M. C. Durrieu, "*Acoustique picoseconde dans une cellule biologique*", Journée jeunes chercheurs de l'institut européen de chimie et biologie, Talence (2008)
- 2 - M. Ducouso, C. Rossignol, B. Audoin, F. Guillemot, M. C. Durrieu, "*Imagerie cellulaire biologique in vitro par de l'acoustique picoseconde*", Arcasons et Lumières à Arcachon, Arcachon, (2008)

- 3 - M. Ducouso, C. Rossignol, B. Audoin, F. Guillemot, M. C. Durrieu, "*Picosecond ultrasonics for in vitro cell imaging*", Journée jeunes chercheurs de l'U577, Talence (2009)
- 4 - M. Ducouso, C. Rossignol, B. Audoin, F. Guillemot, M. C. Durrieu, "*Acoustique picoseconde dans une cellule unique*", Journée jeunes chercheurs de l'université de Bordeaux, Talence, (2009)
- 5 - W. Boutu, B. Barbrel, A. Borta, M. Ducouso, D. Gauthier, X. Ge, A. Gonzales, F. Wang, H. Merdji, "*Imagerie X nanométrique femtoseconde*", Journées Scientifiques C'nano IdF, Paris, (2011)
- 6 - M. Ducouso, X. Ge, W. Boutu, D. Gauthier, R. Hawaldar, J. Lüning, H. Merdji, "*Ultrafast resonant magnetic scattering study of [Co/Pd]sample by table-top HHG*", Congrès Général de la SFP, Bordeaux, (2011)
- 7 - M. Ducouso, "*Potentialités de la génération d'harmoniques ultrarapides XUV en acoustique picoseconde*", Congrès Général de la SFP, Bordeaux, (2011)
- 8 - B. Audoin, M. Ducouso, T. Dehoux, C. Chollet, O.F. Zouani, M. C. Durrieu, "*Application de l'acoustique picoseconde à l'élastographie cellulaire*", Congrès Général de la SFP, Bordeaux, (2011)
- 9 - M. Ducouso, X. Ge, W. Boutu, D. Gauthier, R. Hawaldar, J. Lüning, H. Merdji, "*Caractérisation de nano domaines magnétiques par diffusion du rayonnement harmonique d'ordre élevé autour de 60 eV*", Journée AppliX, Bordeaux, (2011)
- 10 - M. Ducouso, S. Bardy, S. Metoui, T. Bergara, L. Berthe, L. Videau, F. Jenson, N. Cuvillier, "*Quantitative evaluation of the mechanical strength of titanium/composite bonding using laser-generated shock waves*", First LASAT Days, Paris (2017)
- 11 - M. Ducouso, S. Bardy, S. Metoui, T. Bergara, L. Berthe, L. Videau, F. Jenson, N. Cuvillier, "*Evaluation non destructive de la tenue mécanique d'assemblages collés par ondes de choc intenses générées par laser*", AMAC-END, Talence (2018)
- 12 - R. Hodé, S. Raetz, V. Gusev, M. Ducouso, N. Cuvillier, V. Tournat, "*Caractérisation de collages aéronautiques par synthèse de fronts d'ondes en ultrasons laser*", Congrès Français d'Acoustique, Le Havre (2018)
- 13 - T. Bergara, M. Ducouso, R. Ecault, L. Berthe, L. Videau, "*Contrôle non destructif des collages par choc laser: Evaluation quantitative de la tenue mécanique*", Matériaux 2018, Strasbourg (2018)
- 14 - M. Ducouso, S. Bardy, S. Metoui, T. Bergara, L. Berthe, L. Videau, F. Jenson, N. Cuvillier, "*Evaluation non destructive de la tenue mécanique d'assemblages collés par ondes de choc intenses générées par laser*", GDR ChocOLas, Marseille (2018)
- 15 - E. Cuenca, F. Coulouvrat, L. Berthe, M. Ducouso, "*Détection par barrette multiéléments d'ondes de choc transverses générées par choc laser intense*", GDR ChocOLas, Marseille (2018)
- 16 - R. Hodé, S. Raetz, V. Gusev, F. Jenson, N. Cuvillier, M. Ducouso, V. Tournat, "*Caractérisation de collages aéronautiques par synthèse de fronts d'ondes en ultrasons laser*", Journées Jeunes Chercheurs en Acoustique Physique, Paris (2019)
- 17 - E. Cuenca, F. Coulouvrat, L. Berthe, M. Ducouso, "*Non-destructive evaluation of the leading edge of the Fan blade of LEAP engine*", Journées Jeunes Chercheurs en Acoustique Physique, Paris (2019)

- 18 - E. Cuenca, F. Coulouvat, L. Berthe, M. Ducouso, " Modélisation acoustique du procédé de choc laser sur métalliques ", Journées de Vélocimétrie Hétérodyne, Bordeaux (2019)
- 19 - M. Ducouso, E. Cuenca, M. Marmonier, F. Jenson, N. Cuvillier, L. Videau, F. Coulouvat, L. Berthe, "Études acoustiques autour du procédé de chocs par laser", Forum Interactions Laser Matière, Fréjus (2019) (Invité)

3 Valorisation et diffusion de la recherche

Enseignement

Moniteur de l'enseignement supérieur **2007 – 2010**

Dynamique des fluides et des solides	Licence 2 & Master 1	TD	50h
Vibrations	Licence 2 Ecole d'ingénieurs 1e année	TP	68h
Mesures et incertitudes	IUT 1e année	TP	40h
Ondes	Master 1 Ecole d'ingénieurs 2e année	TP	64h

Tuteur de l'enseignement supérieur **2006 – 2007**

Enseignements de physique « à la demande »	Licence 1 & 2	TD	45h
--	---------------	----	-----

Auxiliaire d'éducation au collège **2002 – 2006**

Education scientifique et civile

Activités collectives

- 1 - Représentant élu des doctorants à l'école doctorale des sciences physiques et de l'ingénieur de l'Université Bordeaux 1 2009 – 2010
- 2 - Organisation de la Journée des doctorants de l'école doctorale des sciences physique et de l'ingénieur de l'Université Bordeaux 1 2010
- 3 - Participation à l'organisation de la conférence internationale « Laser Ultrasonics 2010 » – Bordeaux 2010
- 4 - Membre de la Société Française d'Acoustique (SFA) et de la Société Française de Physique (SFP), Optical Society of America (OSA), Société Française de Métallurgie et de Matériaux 2007 – 2018

Partie II : Mémoire

A Introduction générale

L'étude des ondes constitue un sujet de recherche passionnant, passerelle entre de nombreux domaines scientifiques que peuvent être l'optique ou l'acoustique mais aussi par exemple l'astrophysique avec les ondes gravitationnelles, la géophysique avec les ondes de marées ou le magnétisme avec les ondes de spin. La pluridisciplinarité de ce concept d'onde a donc ceci de merveilleux que, ayant en tête des comportements généraux associés aux ondes, un spécialiste d'un domaine particulier, aussi restreint puisse-t-il paraître, peut comprendre beaucoup des travaux d'un pair, pourtant spécialiste d'un tout autre domaine.

Cependant, chaque domaine scientifique conserve certaines spécificités, tant d'un point de vue phénomènes physiques qu'instrumentation associée à son étude. Ainsi, par exemple, les ondes acoustiques ont besoin d'un support physique pour se propager, contrairement aux ondes optiques. De cette différence découle certaines nuances fondamentales entre ondes optiques et acoustiques comme, notamment, une vitesse de propagation égale à la vitesse maximale atteignable en physique pour les premières et des champs de déplacements longitudinaux et transverses pour les secondes. De telles différences impliquent souvent, surtout pour un profil expérimentateur, qu'un spécialiste des ondes d'un domaine donné mène l'intégralité de ses travaux de recherche dans ce domaine.

Mes travaux de recherche concernent l'Evaluation Non Destructive (END). Cette activité est elle aussi pluridisciplinaire, puisqu'elle est réalisée pour tous types de matériaux, à la recherche de tous types d'information, à toutes les échelles d'espace et de temps. On pourra ainsi par exemple évoquer l'END en médecine, avec l'échographie fœtale ou l'imagerie par résonance magnétique (IRM) *in situ* pour les neurosciences cognitives, l'END dans le génie civil, avec le contrôle de barrages hydrauliques en béton, ou l'END dans l'industrie avec le contrôle de matériaux composites ou pour de nouveaux procédés de fabrication comme la fabrication additive.

Jusqu'à ce jour, j'ai choisi - pour réaliser mes travaux de recherche en END - de me spécialiser dans l'utilisation des ondes, que celle-ci soient acoustiques, optiques ou, encore mieux, couplées. Ce manuscrit est à l'image de ce choix. Ainsi, mes travaux visent systématiquement à améliorer des solutions de contrôle (basées sur l'utilisation d'ondes acoustiques ou optiques) existantes mais perfectibles ou tout simplement à proposer de nouvelles méthodes de contrôles pour des besoins non couverts ou à venir. De même, le matériau support ; que celui-ci soit biologique, métallique ou composite ; ou la nature physique de l'indication recherchée ; que celle-ci soit volumique ou d'interface, magnétique ou morphologique ; m'importent peu au regard de la physique des ondes ou des interactions mises en jeu pour proposer de nouvelles solutions de

contrôle. En conséquence, au fil de ce mémoire, le lecteur verra apparaître des cellules biologiques, des nanodomains magnétiques, des matériaux composites aéronautiques, des matériaux métalliques de tout type, à la recherche de fissures, de tenues mécaniques d'interfaces, d'évaluations de vieillissements thermiques qui ne seront pas présentés en détail, la motivation essentielle des travaux présentés ici étant dans les ondes, leur compréhension, leurs interactions, leurs couplages physiques pour *in fine* améliorer leur utilisation en END.

La première partie de ce mémoire est dédiée aux ondes acoustiques. Dans cette partie, la complémentarité d'exploitation des modes de volumes et des modes guidés pour proposer de nouvelles méthodologies d'évaluations par ondes acoustiques sera au cœur de mes travaux. Ma contribution majeure d'un point de vue physique concerne sans doute l'étude sous un aspect ondes du procédé de génération de chocs par laser intense et ma contribution majeure d'un point de vue END concerne sans doute la mesure de vieillissement thermique sur composites par ondes guidées.

La seconde partie de ce mémoire est dédiée aux ondes optiques. Dans cette section, la longueur d'onde sera le paramètre physique particulièrement important puisque partant du visible, un effort continu de réduction de longueur d'onde sera réalisé, pour accéder à des précisions d'évaluation submicrométriques, que celles-ci soient latérales ou en épaisseur. Dans cette section, ma contribution majeure d'un point de vue physique sera sans doute liée à mes activités réalisées sur nanodomains magnétiques alors que ma contribution majeure d'un point de vue END concerne sans doute la ptychographie de Fourier pour le contrôle de fissures débouchantes.

La troisième partie de ce mémoire livrera certaines des perspectives que j'imagine dans un futur à moyen terme. L'annexe sera composé d'articles en voie de soumission et du projet ANR *Shock & Waves* que j'ai déposé lors de l'appel à projet blanc d'octobre 2019.

B Ondes acoustiques pour sonder la matière et les interfaces

1 Introduction

Cette section concerne l'utilisation d'ondes acoustiques pour étudier et caractériser la matière et ses interfaces. Ces ondes seront générées et détectées par lasers impulsionsnels ou par transducteurs multiéléments. Les applications concernent la caractérisation physique de la matière ou des interfaces, le contrôle qualité de structures industrielles, que celles-ci soient monolithiques ou assemblées.

Les lasers impulsionsnels permettent de générer sans contact un signal acoustique haute fréquence et large bande. Si les mécanismes de génération d'ondes acoustiques par laser sont bien connus et quantifiés par la théorie, leur utilisation pratique peut être délicate. En effet, pour ce qui concerne la génération d'ondes acoustiques par laser, les paramètres importants sont classiquement le régime d'utilisation – thermoélastique ou ablatif – et le rapport entre l'épaisseur de dépôt d'énergie laser sous la surface et les longueurs d'ondes acoustiques générées, qui conduisent à définir un mode de génération surfacique et un mode de génération volumique. [3] Selon le régime et le mode de génération, les ondes principalement engendrées par laser et leur direction de propagation par rapport à la surface peuvent être radicalement différentes. [4] A titre d'exemple, un rayonnement laser impulsionsnel utilisé en régime thermoélastique avec une source surfacique focalisée, ce qui est souvent le cas avec les sources *ns* classiquement utilisées dans l'industrie – ne permet pas de générer des ondes acoustiques se propageant dans la matière selon la normale à la surface.

Par opposition, les transducteurs multiéléments offrent très simplement la possibilité de définir le champ ultrasonore que l'on souhaite dans une structure d'étude. [2] En effet, en définissant une loi de retard et d'amplitude entre les différents éléments piézo-électriques d'une sonde multiéléments, il est par exemple possible de choisir arbitrairement une direction de propagation préférentielle ou un point de focalisation spécifique dans la structure étudiée. Ainsi, on peut aller jusqu'à réaliser tout un maillage de point de focalisation, de sorte à créer une image ultrasonore définie de manière optimale par rapport aux fréquences utilisées. [5] La pluralité des éléments composants une barrette ultrasonore permet en un temps extrêmement réduit d'enregistrer la réponse spatio-temporelle d'une structure soumise à une impulsion ultrasonore.

Les travaux de recherche présentés ici sont réalisés dans le but de tirer le meilleur profit des spécificités intrinsèques de ces deux possibilités de générations d'ultrasons pour proposer de nouvelles méthodes de contrôle des volumes et des interfaces.

2 Ondes acoustiques générées par laser fs et ns

2.1 Régime linéaire

2.1.1 *Acoustique picoseconde appliquée à la biologie*

2.1.1.a Principe et développements majeurs réalisés en thèse

Lorsque des ondes acoustiques sont générées par une impulsion laser aussi brève que la *ps*, voire moins, on parle d'acoustique picoseconde. Découverte par H. Maris en 1984, cette branche de la physique des phénomènes ultrarapides permet de mener des études aux échelles nanométriques et sub-nanosecondes que ce soit en physique du solide ou des liquides, pour sonder des caractéristiques mécaniques, thermiques, ou électroniques des matériaux. [6-7]

Classiquement, la génération acoustique résulte de l'absorption d'une impulsion laser ultra brève dans un matériau optiquement absorbant à la longueur d'onde de cette impulsion laser. Le volume de dépôt de l'énergie laser dans l'échantillon est dicté par la tâche focale de la pompe en surface du matériau et par le coefficient d'absorption optique du matériau. L'élévation thermique résultant du dépôt d'énergie laser dans ce volume permet la génération d'une onde élastique par couplage thermo-élastique (dilatation). Le contenu spectral de cette onde est dicté principalement par le produit de l'absorption optique dans le matériau et de sa célérité acoustique. En considérant des caractéristiques classiques de matériaux métalliques utilisés en acoustique picoseconde, ce contenu spectral est alors de plusieurs dizaines de GHz. D'autres phénomènes plus complexes, notamment électroniques ou issus de couplages magnéto-élastiques peuvent aussi intervenir dans ce processus de génération d'ondes, engendrant des dynamiques comparables voire plus rapides.

L'extrême rapidité des phénomènes étudiés ici nécessite l'emploi de montages optiques dits pompe-sonde pour être expérimentalement étudiés. Dans ce type de montage, une première impulsion laser, appelée pompe, permet de générer le phénomène transitoire que l'on souhaite étudier. Une seconde impulsion, décalée temporellement et plus faible énergétiquement, est appelée sonde. Elle est utilisée pour détecter le phénomène physique transitoire créé par la pompe. En répétant la mesure pompe-sonde pour autant de décalages temporels que nécessaire entre les deux impulsions, il est possible de construire la réponse temporelle du système à la perturbation pompe. La mesure expérimentale en acoustique picoseconde étant une variation relative de réflectivité pouvant être aussi faibles que 10^{-6} , il peut être nécessaire d'accumuler le signal expérimental sur quelques milliers d'impulsions laser pour un décalage temporel donné et de doter le système de mesure d'une détection synchrone afin de faire sortir le signal du bruit de mesure.

A l'époque de ma thèse, le montage optique était classiquement réalisé en divisant une unique impulsion laser en deux pour réaliser le montage pompe-sonde. L'échantillonnage temporel était ensuite obtenu en faisant passer l'un des deux rayonnements laser par une ligne à retard pour décaler temporellement une impulsion laser par rapport à l'autre. On parle dans ce cas de montage homodyne. L'utilisation de la ligne à retard mécanique implique que le temps nécessaire pour réaliser une acquisition est souvent de l'ordre de plusieurs dizaines de minutes. A présent, des systèmes laser pompe-sonde clés en main sont vendus, pour lesquels deux lasers légèrement asynchrones permettent de faire l'équivalent, en un temps d'acquisition de l'ordre de la seconde. [8] On parle de montage hétérodyne.

Mon travail de doctorat a consisté à développer et à proposer des premières applications de l'acoustique picoseconde à l'étude d'une cellule biologique unique, en conditions *in vitro*. Plus précisément, ces travaux avaient pour but de contribuer à mieux quantifier l'adhésion d'une cellule biologique sur un substrat de titane pour des applications d'ingénierie tissulaire. Les travaux menés étaient à dominante expérimentale, mais contenaient aussi un volet modélisation, avec le développement d'un modèle analytique 1D de simulations qui permettait 1) de prédire et comprendre les expérimentations, tant au niveau élévation thermique, que propagation acoustique ou détection optique, 2) de résoudre le problème inverse grâce à une procédure d'ajustement numérique sur les données expérimentales. [9]

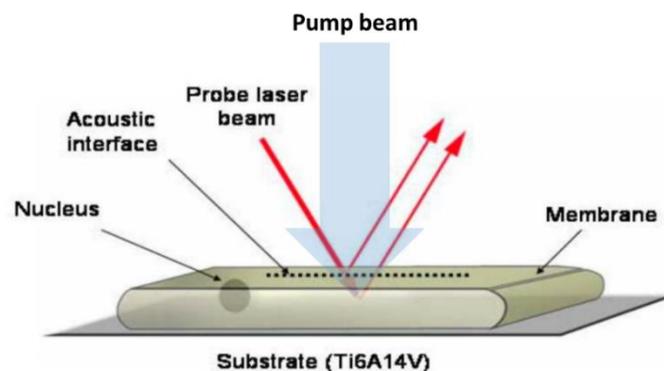


Figure 1 : Schéma de principe de la configuration expérimentale utilisée durant mon travail de doctorat. [1]

La figure 1 permet d'illustrer la configuration expérimentale de mes travaux de thèse où la cellule étudiée est adhérente sur un substrat de titane. Le laser utilisé est un laser impulsionnel de 100 fs fonctionnant à un taux de répétition de 82 MHz. La pompe ($\lambda = 400$ nm) et la sonde ($\lambda = 800$ nm) sont superposées spatialement et focalisées à l'interface cellule/titane à l'aide d'un objectif de microscope. Le dépôt d'énergie laser de la pompe est fait en sub-surface du titane (sur une épaisseur de peau d'une dizaine de nm). La diffusion thermique a lieu essentiellement dans le

titane, sur quelques dizaines de nm (*cf.* figure 2). Elle engendre une onde acoustique par dilatation thermique. La continuité des contraintes et des déplacements à cette interface permet la propagation d'une onde acoustique, de durée ps , dans la cellule. Cette onde est détectée grâce à la sonde optique, qui se réfléchit à l'interface titane/cellule et sur l'onde acoustique se propageant dans la cellule. L'interférence entre ces deux signaux réfléchis donne naissance aux oscillations Brillouin. [10]

Les simulations sont faites en modélisant dans un premier temps la diffusion de la chaleur faisant suite au dépôt d'énergie laser dans le substrat de titane. Pour ce faire, considérant un milieu i , la diffusion de la chaleur T_i est simulée en résolvant l'équation (B-1),

$$\rho_i C_{pi} \frac{\partial T_i(z,t)}{\partial t} - \kappa_i \frac{\partial^2 T_i(z,t)}{\partial z^2} = Q_i(z, t), \quad (\text{B-1})$$

où ρ , C_p , κ et Q définissent respectivement la densité, la chaleur spécifique, la conductivité thermique et le dépôt d'énergie laser. Les paramètres essentiels de ce dépôt d'énergie laser sont la pénétration optique dans le substrat et la durée d'impulsion laser. La modélisation proposée prend en compte une éventuelle discontinuité de la température à l'interface entre le substrat et la cellule par l'introduction d'une résistance thermique d'interface qui permet de modéliser un saut de température à l'interface entre les deux milieux et par une continuité du flux thermique.

L'équation d'onde (B-2) est ensuite résolue pour simuler la partie acoustique. Le terme source permet de prendre en compte la dilatation thermique résultant de l'élévation thermique précédemment simulée comme source acoustique. Cette équation est ainsi écrite comme suit :

$$C_i \frac{\partial^2 u_i(z,t)}{\partial z^2} - \rho_i \frac{\partial^2 u_i(z,t)}{\partial t^2} = C_i \alpha_i \frac{\partial T_i(z,t)}{\partial z}, \quad (\text{B-2})$$

où u_i représente le champ de déplacement, C_i représente la rigidité du matériau, α_i représente la dilatation thermique linéaire. Les conditions aux limites modélisées sont la conservation des déplacements et des contraintes à l'interface. La rigidité est considérée complexe afin de prendre en compte l'atténuation acoustique. La partie réelle est constante et la partie imaginaire évolue linéairement avec la fréquence, de sorte que l'atténuation évolue avec le carré de la fréquence. [11]

Ce modèle de simulations a permis dans un premier temps d'évaluer l'impact des expérimentations sur un organisme vivant, au niveau de l'élévation thermique engendrée par l'impulsion laser et permettant de générer le champ ultrasonore mais aussi au niveau de la contrainte à l'interface qui en résulte. Il s'agit en effet de ne pas faire trop chauffer la cellule avec le dépôt d'énergie laser ni de la détacher en générant une contrainte d'arrachement trop forte à l'interface. Une illustration de ces simulations est proposée sur la figure 2 où l'on peut voir l'élévation thermique résultant d'une impulsion laser pompe pour des paramètres expérimentaux utilisés durant ma thèse et la contrainte à l'interface qui en résulte. Ces simulations ont permis d'appuyer la

démonstration du côté non invasif de la mesure pour la cellule. L'effet du rayonnement laser sur la cellule a été évalué en comparant la dose émise lors des acquisitions expérimentales à celles définies dans les normes de protection laser vis-à-vis de la sécurité oculaire. [9]

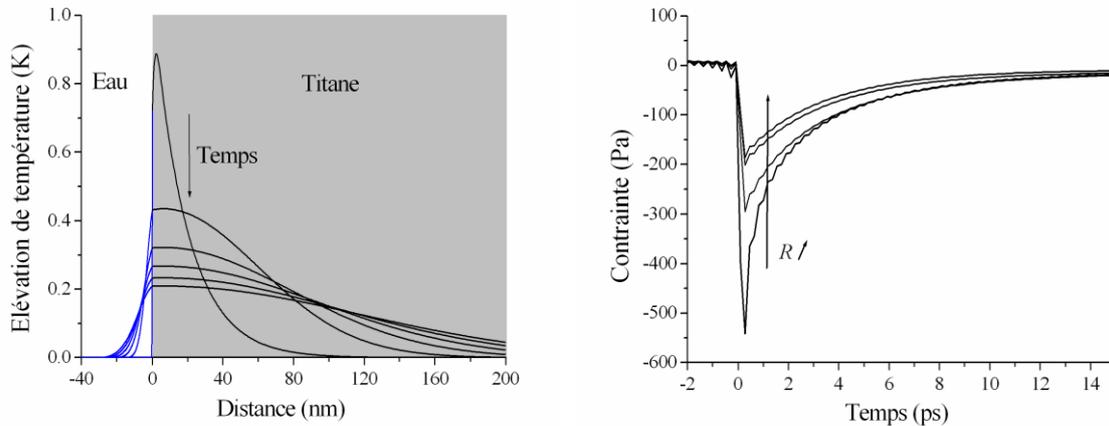


Figure 2 : Elévation thermique (gauche) et contrainte (droite) générée à l'interface entre le titane et la cellule pour une impulsion laser de 100 fs et une fluence laser représentative de celle utilisée lors des expérimentations.

2.1.1.b Principaux résultats obtenus sur cellules d'oignon

Les premiers travaux ont été réalisés sur cellules d'oignon. Ces cellules présentent l'avantage d'être très facilement accessibles et de ne pas nécessiter d'enceinte climatique biologique, ni pour le stockage ni pour les expérimentations.

Sur ces cellules, la sensibilité de la mesure a été vérifiée en démontrant qu'il est possible de différencier un noyau cellulaire de cellule d'oignon blanc d'un noyau cellulaire de cellule d'oignon jaune à travers la mesure de fréquence Brillouin f_B détectée expérimentalement. [9] La fréquence Brillouin est donnée par la relation (B-3) :

$$f_B = \frac{2nv}{\lambda}, \quad (\text{B-3})$$

où n , v et λ définissent respectivement l'indice optique du milieu sondé, sa vitesse de propagation acoustique et la longueur d'onde du laser sonde. Cette relation permet de se rendre compte qu'une des difficultés principales lorsque l'on détecte des oscillations Brillouin et que l'on veut réaliser une mesure acoustique est dans le découplage du produit nv . La démonstration mathématique pour obtenir cette relation est donnée dans la section C, paragraphe 2.1.

Enfin, j'ai démontré le potentiel de l'acoustique picoseconde pour l'imagerie cellulaire en parcourant par acoustique picoseconde une ligne traversant la cellule et passant à travers différents éléments sub-cellulaire tels que le noyau, la membrane, et la vacuole. [10] Chacun de ces constituants a une signature propre au niveau de la détection optique. Une mesure de la fréquence du signal Brillouin détecté pour chacun de ces éléments est présentée sur la figure 3 (gauche).

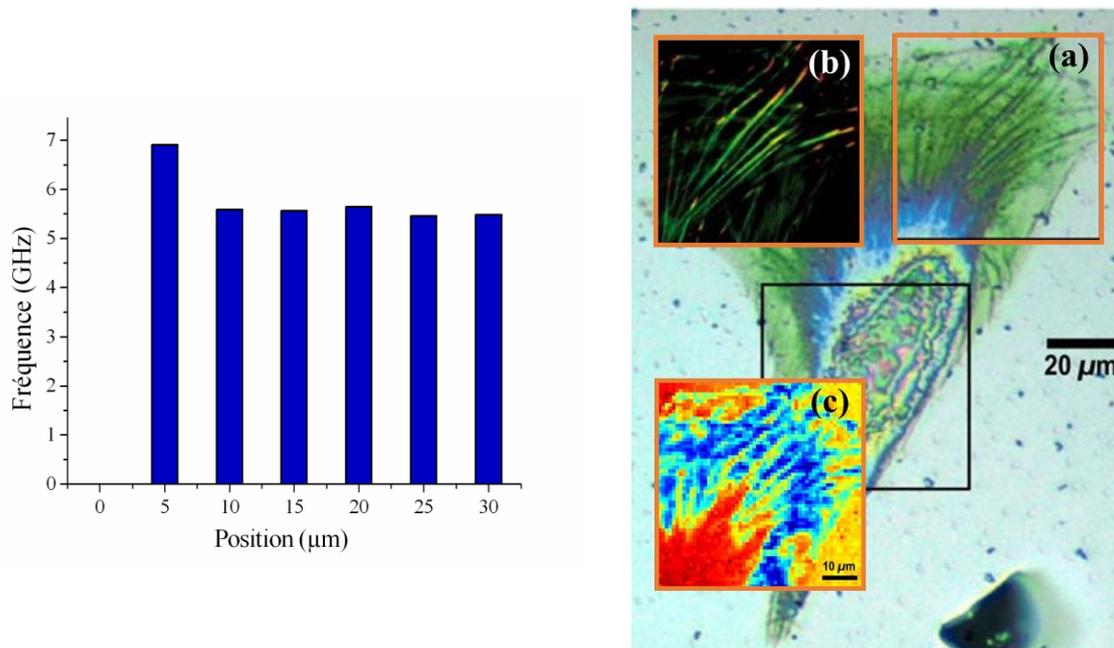


Figure 3 : Illustration du potentiel de l'acoustique picoseconde pour l'imagerie cellulaire. A gauche, première démonstration de possibilité. A droite, imagerie cellulaire en lumière blanche (fond). Une même zone de la cellule est imagée en lumière blanche (a), en microscopie de fluorescence (b) et par acoustique picoseconde (c). Les deux résultats d'acoustique picoseconde présentés ici ont nécessité sensiblement le même temps d'acquisition, mais sont réalisés à 8 ans d'écart.

2.1.1.c Principaux résultats obtenus sur cellules animales

Les travaux sur cellules animales ont été réalisés sur cellules MC3T3 (cellules situées à la face interne et externe de l'os). Ces cellules étaient fournies par l'INSERM U577 de l'université de Bordeaux 2. Elles étaient adhérentes à un substrat de titane, mimant une prothèse d'os. La qualité de l'adhésion cellulaire était modulée par l'ajout éventuel d'éléments actifs stimulateurs de l'adhésion cellulaire, comme le peptide RGD ou la protéine de BMP-2. J'ai réalisé sur ces cellules des mesures de rigidité et de viscosité en ajustant mon modèle de simulation sur les données expérimentales.

L'ajout de RGD seul ne paraît pas changer la rigidité cellulaire ou sa viscosité par rapport à sa référence, respectivement autour de 14 GPa et 12 centipoise (cP). En revanche, une augmentation de la rigidité cellulaire et de sa viscosité, respectivement de 3 GPa et 10 cP lorsque de la BMP-2 est utilisée a été observée. Cette augmentation a été attribuée à une densification du cytosquelette de la cellule lorsque de la BMP-2 est utilisée. [12] Ce lien entre la mesure réalisée et la densité du cytosquelette a par la suite été confirmé avec des mesures similaires. [13]

Il est à noter que depuis ces premiers travaux de formidables avancées ont été réalisées, en particulier grâce à l'avènement des montages pompe-sonde hétérodynes et à l'approche expérimentale proposée par T. Dehoux. Celle-ci lui a en particulier permis de découpler le produit nv et de sonder des nombres d'onde bien plus élevés que ceux détectés durant ma thèse. Tout cela

lui a permis de réaliser le type d'image comme présenté sur la figure 3 de droite. [14] Il est aussi à noter que, à présent, plusieurs équipes dans le monde travaillent à ce sujet en plus de celle de Bordeaux, notamment à Nottingham, [15] Hokkaido, [16] ou Paris. [17]

Ainsi, dans mes travaux de thèse, j'ai démontré l'intérêt de l'acoustique picoseconde pour la biologie cellulaire en démontrant son potentiel pour l'imagerie sur cellules uniques et en démontrant son intérêt pour l'ingénierie tissulaire. J'ai réalisé pour cette démonstration un modèle de simulations qui m'a permis de résoudre le problème inverse pour proposer des mesures quantitatives de raideurs et d'atténuation acoustique.

2.1.2 Ondes de Lamb à vitesse de groupe nulle pour la mesure d'épaisseurs de parois

Cette activité de recherche est menée en réponse à une demande au sein du groupe Safran. Il s'agit de travaux très applicatifs, puisque je cherche ici à démontrer l'applicabilité d'une méthode que la bibliographie scientifique traite dans des configurations académiques en termes de géométrie et de matériaux à un contrôle qui doit *in fine* être automatique et appliqué sur des structures industrielles aussi complexes que des aubes de turbines, comme illustrées sur la figure 4.

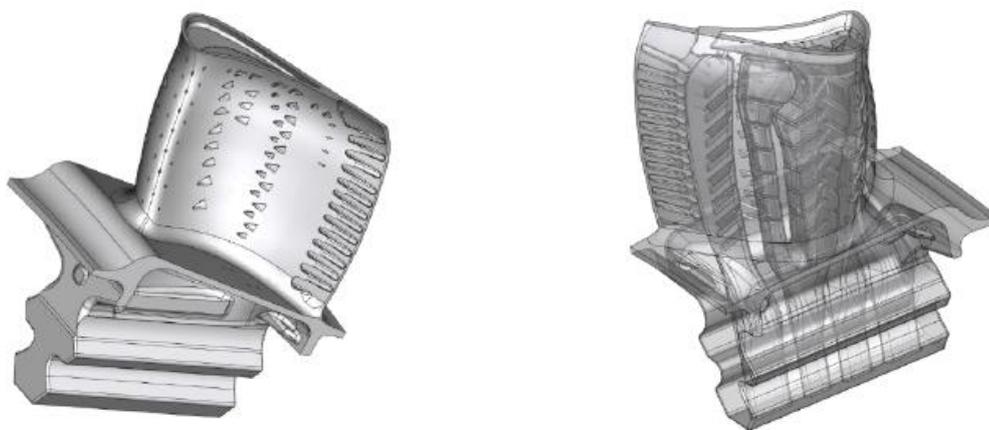


Figure 4 : Représentation d'une aube de turbine et des structures qui la compose en son sein pour pouvoir la refroidir en fonctionnement par injection d'air frais.

Ainsi, ce travail répond à une demande initiale de développement d'un moyen de contrôle ponctuel d'épaisseurs de bords de fuite d'aubes de turbine de turboréacteur (épaisseurs comprises entre 1 et 0,3 mm). Les précisions attendues sont de l'ordre du dixième de microns en épaisseur et du millimètre en latéral. Ces aubes de turbines sont faites dans un superalliage base Nickel appelé AM1. Ce contrôle doit pouvoir être réalisé en grande série, doit être le plus automatisé possible et doit pouvoir être intégré à une chaîne d'usinage en ligne. Une illustration d'aube de turbine est proposée sur la figure 4.

2.1.2.a Introduction sur les modes de Lamb à ZGV

J'ai proposé une approche d'ultrasons-laser pour répondre à ce besoin. Les épaisseurs considérées étant millimétriques et les précisions demandées de l'ordre de quelques dizaines de microns, les fréquences acoustiques les plus adaptées à ce contrôle sont dans le domaine MHz. Un dispositif d'ultrasons laser *ns* avec pompe et sonde superposées paraît donc adéquat. Le régime de génération doit être thermoélastique pour être en END. De plus, la structure est optiquement opaque.

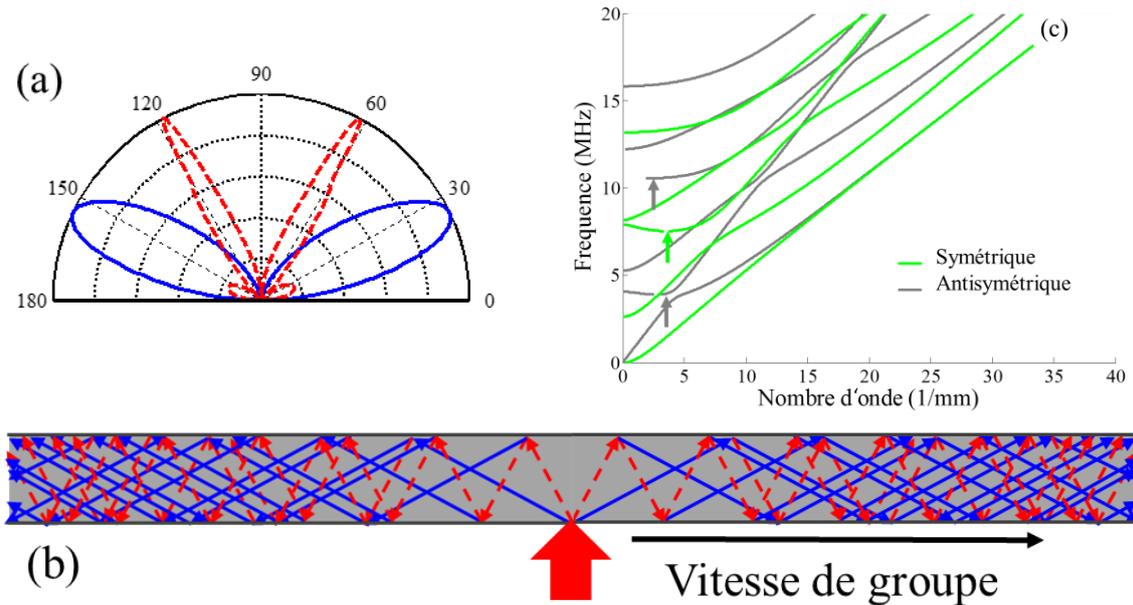


Figure 5 : (a) Diagramme de directivité des ondes longitudinales (trait) et transverses (pointillés) engendrées par une source thermoélastique ponctuelle en surface d'une structure d'AM1. (b) Illustration en approche 'rayons' des ondes se propageant dans une plaque d'AM1 suite à une génération ponctuelle comme présentée sur la figure (a). (c) Courbes de dispersion des modes de Lamb dans une plaque d'AM1 de 0.7 mm simulée avec CIVA. [18] Les flèches verticales indiquent les modes de Lamb à ZGV.

Considérant une source ponctuelle pour ce type de génération, le diagramme de directivité de génération acoustique en champ lointain peut être calculé. [19] Une simulation de ce diagramme de directivité est proposée sur la figure 5(a) pour une plaque d'AM1. La courbe en trait plein correspond au diagramme de directivité des ondes longitudinales et la courbe en pointillés correspond au diagramme de directivité des ondes transverses. Cette directivité acoustique - surprenante de prime abord puisqu'aucun rayonnement longitudinal ou transverse n'apparaît selon la normale à la surface - est liée à la dilatation thermique du matériau faisant suite au dépôt d'énergie laser en surface du matériau. Celui-ci provoque en effet des forces essentiellement parallèles à la surface libre du matériau. Ainsi, une source thermoélastique ponctuelle permet de propager des ondes de volumes longitudinales et transverses avec des directions obliques par rapport à la surface. Si la structure illuminée est une plaque, chaque réflexion sur la surface libre de cette plaque donne naissance à deux nouvelles ondes, de polarisations longitudinale et transverse. Très rapidement, le

champ élastique résultant de l'ensemble des ondes dans la plaque est très complexe d'un point de vue ondes de volume. Une illustration de ce propos est proposée sur la figure 5(b). Les ondes longitudinales sont modélisées en trait continu et les ondes transverses sont modélisées en pointillées. La superposition de ces nombreuses ondes de volumes longitudinales et transverses se propageant dans une plaque d'épaisseur comparable aux longueurs d'ondes mises en jeu n'est autre que des ondes de Lamb. Dans des structures symétriques, le champ de déplacement de ces ondes peut être soit symétrique soit antisymétrique par rapport au plan médian de la structure. [11]

Les modes de Lamb présentent un caractère très dispersif. Il peut donc être particulièrement judicieux de les étudier à partir de leurs courbes de dispersion. [11] Une illustration de courbes de dispersion simulées pour un matériau AM1 de 0.7 mm d'épaisseur est présentée sur la figure 5(c). Ces courbes permettent de représenter l'ensemble des modes de Lamb sur un diagramme (nombre d'onde / fréquence). Le caractère dispersif d'un mode donné est observé à travers la non linéarité de la courbe le représentant. La vitesse de groupe pour un couple (nombre d'onde / fréquence) peut être déterminée en calculant la pente de la courbe en ce point. Les points présentant une pente nulle sur la figure 5(c) sont indiqués par une flèche verticale. Ces points correspondent aux modes de Lamb à vitesse de groupe nulle (Modes de Lamb à ZGV, pour Zero Group Velocity). [20] La vitesse de groupe définissant dans le cas présent la vitesse avec laquelle se propagent les modes guidés dans la section de la plaque, les modes de Lamb à ZGV sont donc confinés spatialement sous la génération. Ce confinement spatial limite les pertes d'énergies dans l'espace et rend ce mode directement détectable par ultrasons-laser. Le temps de vie d'un mode ZGV donné, très long, implique que sa résonance est très bien définie dans l'espace des fréquences. Pour des matériaux isotropes, les modes de Lamb à ZGV ne dépendent que du coefficient de Poisson du matériau et de l'épaisseur de la plaque. [20] Pour le premier mode symétrique ZGV, il est possible de formuler la fréquence selon la relation suivante :

$$f_1 = \beta \frac{V_L}{2e}, \quad (\text{B-4})$$

où β , V_L , e représentent respectivement un facteur correctif déterminé empiriquement et nécessairement inférieur ou égal à 1, la vitesse acoustique longitudinale dans le matériau considéré et l'épaisseur de la plaque. [21]

En réalité, une source aussi ponctuelle que celle illustrée sur la figure 5(b) ne permet pas de générer des ondes de Lamb à ZGV. En revanche, si le diamètre de source laser est comparable à l'épaisseur de la structure considérée, la configuration expérimentale devient propice à la génération de modes de Lamb à ZGV. [22] Les travaux présentés dans la suite de ce travail de mesure d'épaisseurs par modes de Lamb à ZGV seront réalisés dans ce cadre expérimental.

2.1.2.b Mesures d'épaisseurs par modes de Lamb à ZGV sur AM1.

L'étude réalisée sur AM1 a été proposée de manière séquentielle, en démontrant d'abord la capacité de la méthode sur structures planes mais du même matériau que celui de l'aube cible, de manière à convaincre le client interne de cette étude de la pertinence de la méthode. La démonstration a été faite à la fois expérimentalement, en s'appuyant sur des partenaires extérieurs comme le LAUM, l'Institut Langevin - à qui nous avons proposé une étude expérimentale commune sur le sujet -, et la plateforme expérimentale GERIM hébergée au CEA LIST, mais aussi grâce à des simulations réalisées en interne. Ces simulations sont réalisées à l'aide de mon modèle de simulations développé en thèse et transposé à cette étude [12] et avec la plateforme CIVA. [18]

J'ai ainsi pu présenter au client interne des résultats expérimentaux démontrant la faisabilité de la méthode sur l'ensemble de la gamme d'épaisseurs d'intérêts, mais aussi des études sur la précision de la mesure, sur sa répétabilité, sur le temps nécessaire pour réaliser un contrôle. J'ai aussi pu vérifier que même si le matériau étudié ici n'est pas isotrope, il existe un lien simple et linéaire entre la fréquence de résonance ZGV détectée (1^{er} modes symétrique ou antisymétrique) et l'épaisseur de la structure. J'ai aussi réalisé un ensemble de simulations permettant de convaincre le client de l'innocuité de la méthode vis-à-vis de la structure, de la sensibilité de la mesure, ... Une illustration de ce travail est proposée sur la figure 6. La figure 6(a) permet d'illustrer le travail expérimental réalisé avec l'Institut Langevin pour démontrer la possibilité de mesurer des épaisseurs à travers la mesure de la fréquence de résonance d'un mode ZGV.

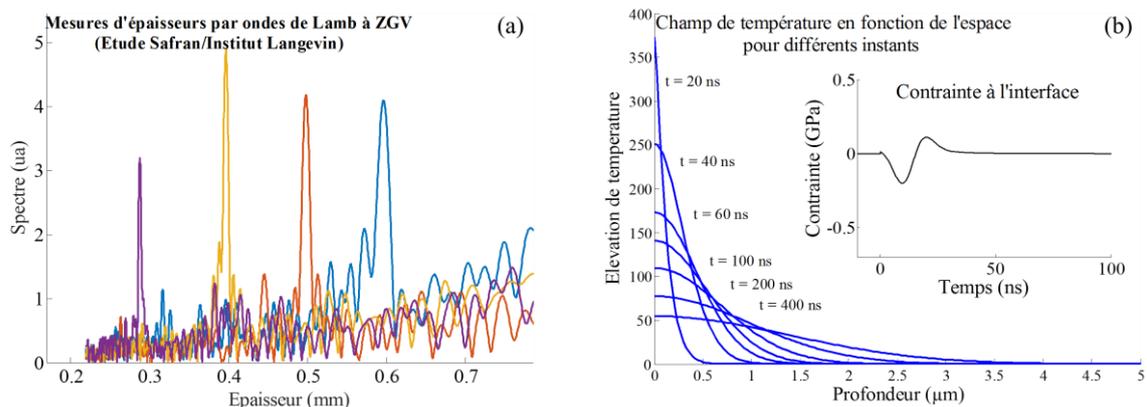


Figure 6 : Illustrations des mesures d'épaisseurs faites à l'Institut Langevin (a) et des simulations réalisées en interne (b). Ces simulations sont faites avec une énergie laser représentative des expérimentations et permettent de démontrer l'innocuité du procédé vis-à-vis de l'élévation thermique et de la contrainte engendrée dans le matériau.

La figure 6(b) permet d'illustrer le travail de simulations réalisé pour lequel je représente l'élévation et la diffusion de la chaleur faisant suite à une impulsion laser ns d'énergie représentative des expérimentations dans le matériau considéré. La température maximale atteinte est bien inférieure à la température de fusion de l'AM1 et l'échauffement local disparaît au bout d'un temps

de l'ordre de 500 ns. De plus, la pénétration de l'onde thermique reste inférieure à 2 μm , même 100 ns après le début de l'impulsion lumineuse. Ces simulations sont en bonne adéquation avec la bibliographie. [23]

Une fois le client interne convaincu de la pertinence de la solution proposée, j'ai proposé un schéma de contrôle industriel sur aubes de turbines réelles. Selon cette approche, les aubes sont placées sur un robot qui se déplace en regard des faisceaux laser superposés pompe et sonde, de telle sorte que le rayonnement laser soit systématiquement normal à la portion de surface éclairée.

Ce travail a été réalisé en sous-traitance au CEA Tech de Saclay. La pertinence de la méthode et de cette approche expérimentale est démontrée en cartographiant l'épaisseur du bord de fuite *via* la mesure des résonances ZGV. Une illustration des résultats obtenus est présentée sur la figure 7.

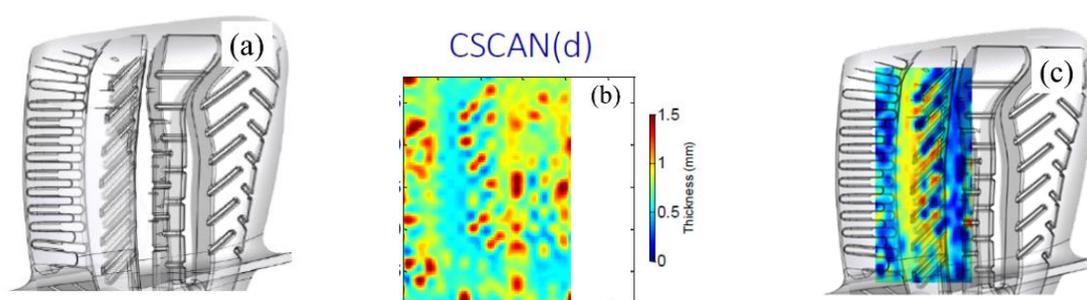


Figure 7 : Illustration des mesures faites sur aubes de turbines. Une projection latérale d'aube de turbine avec les canaux de ventilation en transparence est présentée sur la figure (a), une image de la mesure d'épaisseur de paroi faite à partir des résonances ZGV est présentée sur la figure (b) et la superposition des deux images est présentée sur la figure (c).

Même si l'aube considérée est particulièrement complexe, avec notamment tout un système intérieur de ventilation permettant de la refroidir en conditions d'utilisations, l'adéquation de cette méthode pour la problématique donnée a pu être démontrée. Une illustration de cette démonstration est proposée sur la figure 7. La figure 7(a) permet d'illustrer la complexité de la structure étudiée avec tout son réseau interne de ventilation. La courbure de la pièce est mieux visible sur la figure 4. La figure 7(b) présente une cartographie d'épaisseur de la paroi d'aube de turbine établie à partir de la première fréquence de mode de Lamb à ZGV mesurée expérimentalement. Les motifs associés aux canaux internes de ventilations sont bien retrouvés. Les deux images sont superposées sur la figure 7(c). Les motifs spatiaux sont bien superposés et les épaisseurs calculées sont en bon accord avec des mesures faites à partir de microtomographies.

J'ai en parallèle démontré que la précision de mesure du moyen proposé est inférieure à 5 μm sur structures industrielles et que le temps d'acquisition nécessaire est de l'ordre de la seconde. Ces travaux n'ont pas pu être publiés pour des raisons de confidentialité industrielle.

2.1.2.c Extension de la mesure à d'autres problématiques

Les travaux réalisés sur AM1 ont été étendus à d'autres applications comme la mesure d'épaisseur sans contact du bord d'attaque en titane de l'aube de fan du moteur LEAP. Les travaux sont similaires, les résultats expérimentaux obtenus et les simulations réalisées ne différant qu'à la marge. D'aussi bons résultats ont donc pu être obtenus, toujours sur pièces industrielles. Une illustration de la pièce cible est proposée sur la figure 8(a). La transformée de Fourier d'un signal expérimental détecté par ultrasons-laser en un point de mesure du bord d'attaque est illustré sur la figure 8(b). La précision de la mesure est illustrée sur la figure 8(c) où la mesure d'épaisseur par ondes de Lamb à ZGV est confrontée à la mesure faite au même point avec un moyen de référence pour une vingtaine de points de mesures. Le trait plein représente la bissectrice du repère et les pointillés sont les écarts de mesure à $\pm 10 \mu\text{m}$. Les points sont les mesures obtenues expérimentalement.

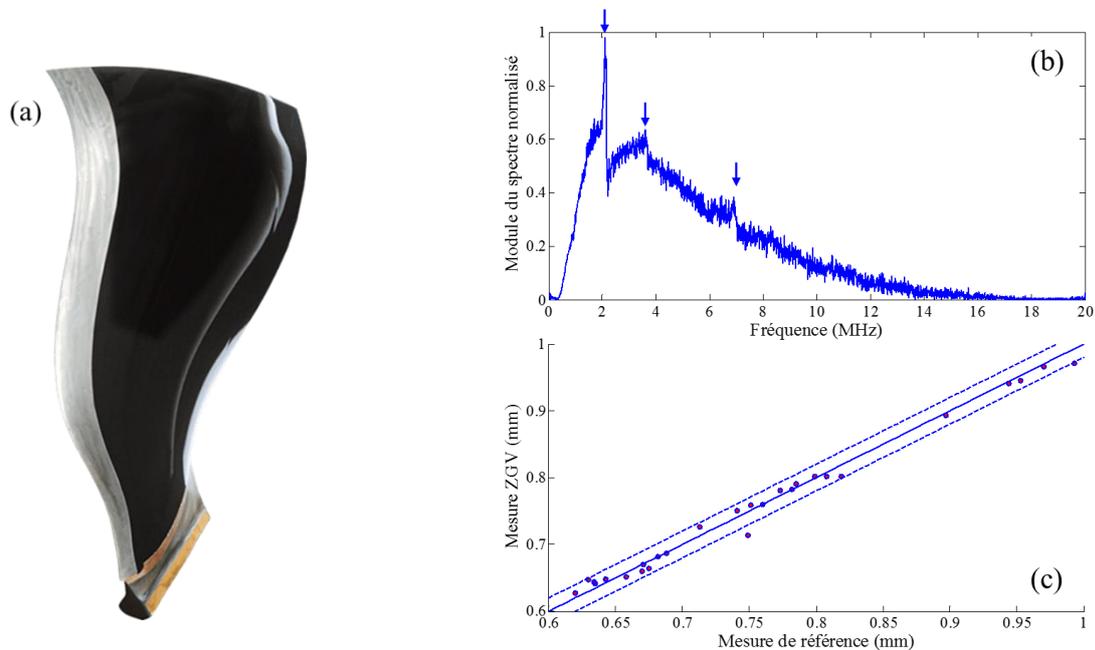


Figure 8 : (a) Illustration de l'aube de fan du moteur LEAP développé par la joint-venture CFM. On cherche ici à mesurer l'épaisseur du bord d'attaque en un certain nombre de points avant que celui-ci ne soit assemblé sur la partie composite de l'aube. (b) Transformée de Fourier d'un signal détecté par ultrasons-laser sur le bord d'attaque de l'aube de fan du moteur LEAP. Trois résonances de modes de Lamb à ZGV sont détectées et peuvent permettre la mesure d'épaisseur souhaitée. (c) Comparaison entre des mesures d'épaisseurs faites par ondes de Lamb à ZGV et un moyen de référence de précision micrométrique. Les courbes en pointillés définissent un intervalle à $\pm 10 \mu\text{m}$.

J'ai aussi utilisé cette méthode de mesure pour des matériaux composites Carbone/Carbone (C/C). Il s'agit dans le cas présent d'un matériau où les fibres de carbones sont tissées en trois dimensions et où une matrice de carbone vient ensuite remplir les interstices laissés vacants par le fibrage. Une illustration du principe de tissage en 3 dimensions est proposée sur la figure 9(a).

Ce travail a fait suite à une demande interne de transposition des travaux précédemment réalisés pour une application sur composite C/C. Cette demande paraissait en première approche

bien plus incertaine que les applications sur métalliques, notamment au regard de la méconnaissance du diagramme de directivité des ultrasons-laser sur ce matériau, de l'hétérogénéité du matériau par rapport aux longueurs d'ondes acoustiques mises en jeu, de l'anisotropie supposée du matériau et de sa santé matière qui peut parfois être un peu poreuse, de la faible dilatation thermique du carbone. Les ultrasons-laser ont néanmoins été appliqués au moins une fois dans la bibliographie à des matériaux composites C/C. [24]

Les résultats expérimentaux obtenus sont très bons. On peut observer dans l'encart de la figure 9(b) un signal expérimental directement détecté par ultrasons-laser sur la cellule GERIM pour un échantillon de 2,5 mm d'épaisseur. Le temps de vie de ce signal, de l'ordre de 40 μ s est relativement long et composé de nombreuses oscillations détectables à l'œil nu. Le module de la transformée de Fourier est représenté sur la figure 9(b), où l'axe des abscisses correspond à une épaisseur, cf. relation (B-4) et en considérant un paramètre βV_L dans le C/C de 7800 m/s.

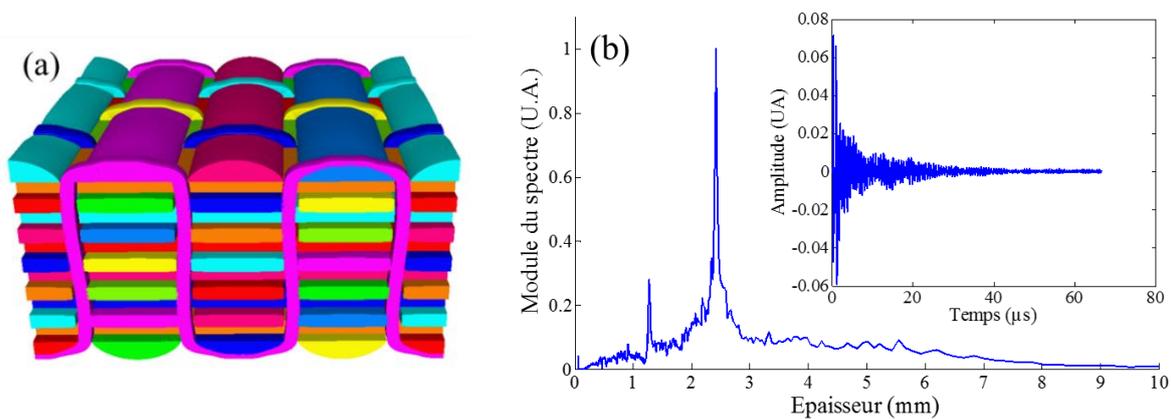


Figure 9 : (a) Illustration de principe d'un tissage en 3D pour concevoir des matériaux composites tissés 3D. Image provenant du site internet du logiciel TexGen. (b) Signal détecté par ultrasons-laser sur C/C 3D en encart et module du spectre de ce signal où les ordonnées sont converties en mm grâce à la relation (B-4)

Dans ces travaux, j'ai démontré que les ondes de Lamb à ZGV peuvent être utilisées pour réaliser des cartographies d'épaisseurs sur structures industrielles complexes. J'ai démontré la viabilité industrielle de la mesure proposée, vis-à-vis de ses précisions, du temps d'acquisition et de la multiplicité des matériaux sur lesquels cette mesure peut être proposée. L'ensemble des résultats laisse présager d'heureuses perspectives aux ultrasons-laser pour la mesure d'épaisseur de structures dans le groupe Safran, que ce soit sur pièces industrielles métalliques ou C/C.

2.1.3 Ondes de Lamb à ZGV pour évaluer la qualité d'interfaces collées.

Le contrôle de la qualité des collages constitue une de mes activités majeures de recherche au sein du groupe SAFRAN. Des travaux réalisés en 2014 ont démontrés une sensibilité des modes

de Lamb à ZGV pour mesurer des raideurs d'interfaces. [25] Ces raideurs pouvant être vues comme un témoin de la qualité d'adhésion du collage, [26-27] nous travaillons dans cette voie avec le LAUM et développons des méthodes de caractérisation d'interfaces collées, notamment dans le cadre des travaux de thèse de R. Hodé.³

J'ai proposé que nous utilisions les ondes de Lamb à ZGV pour cette évaluation sur des collages Aluminium/Aluminium dissymétriques. Pour ces études, j'ai réalisé 5 collages où une plaque de 1,5 mm est collée sur un substrat de 3 mm avec une colle industrielle de type époxy. Ce collage est représentatif du collage industriel d'un capot de 1,5 mm sur un substrat massif.

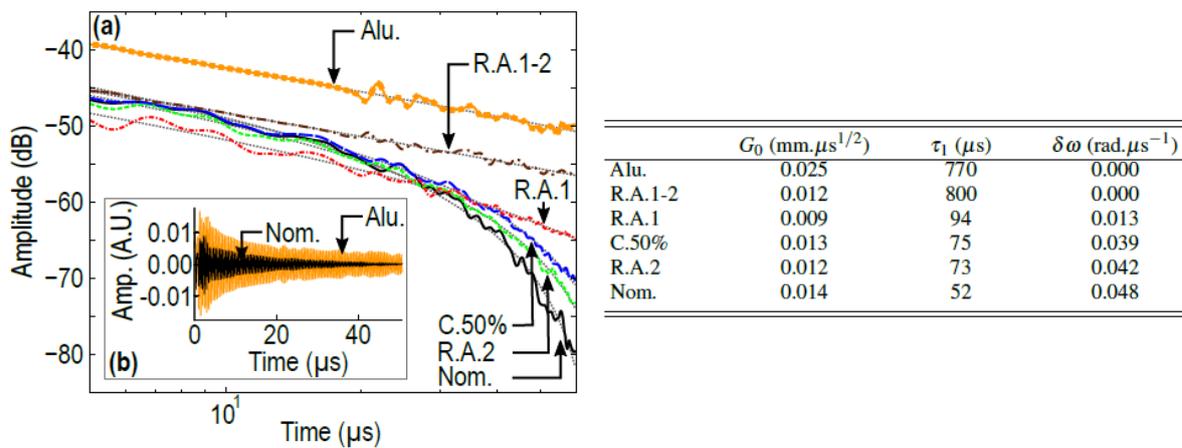


Figure 10 : Ajustements numériques (pointillés) sur les données expérimentales en utilisant la relation B-5 et les valeurs de paramètres fournis dans le tableau à droite.

Ces collages représentent 5 configurations possible de collage : un collage nominal de référence, un collage présentant une réticulation partielle de la colle et un collage dégradé par l'ajout d'un démoulant à base de téflon à l'interface collée coté substrat (R.A.1), un collage dégradé par l'ajout d'un démoulant à l'interface collée coté capot (R.A.2), et un collage dégradé par l'ajout d'un démoulant aux deux interfaces (R.A.1-2). Sur la base d'essais normalisés de cisaillement simple, la tenue mécanique du collage de référence est de 20 MPa, celle des collages avec démoulant est de 3 MPa, celle du collage partiellement réticulé est de 10 MPa. [28] Cependant, selon une inspection classique de contrôle industriel, aucune différence entre les différents collages n'a pu être diagnostiquée, même en utilisant une fréquence centrale aussi élevée pour ce type de contrôle que 15 MHz.

³ J'ai aussi travaillé à cette évaluation dans le cadre des travaux de thèse de François Bruno, dont le financement était assuré par une chaire Safran/Institut Langevin/ESPCI. Cependant, même si j'ai pris part aux travaux de cette thèse en assurant un suivi régulier (mensuel) et en y participant techniquement, notamment en concevant de nombreux collages pour les besoins expérimentaux, je n'ai pas participé à la direction scientifique de ces travaux aussi ils ne sont pas détaillés dans ce manuscrit.

Expérimentalement, nous avons réalisé une dizaine d'acquisitions différentes d'ultrasons-laser pour chaque type de collage et analysé ensuite les caractéristiques moyennes des signaux enregistrés. Dans un premier temps, nous avons démontré la très bonne reproductibilité du signal détecté quelque soit le collage considéré. Ensuite, nous avons démontré que l'atténuation acoustique du signal d'un mode ZGV donné peut contenir une information sur la qualité du collage. Ainsi, comme dans le cas d'une plaque libre, [29] le collage nominal présente une atténuation qui évolue exponentiellement avec le temps. En revanche, pour les configurations de tenues mécanique dégradées, cette atténuation est plus complexe et présente une signature spécifique pour chaque configuration. [30]

En considérant un modèle d'atténuation exprimé selon une loi de type :

$$A(t) = \frac{A_0}{\sqrt{t}} \exp\left(-\frac{t}{\tau_1}\right) \cos\left(\frac{\delta\omega t}{2}\right), \quad \text{B-5}$$

où A_0 , t , τ_1 , $\delta\omega$ représentent respectivement l'amplitude initiale, le temps, le comportement exponentiel de l'atténuation et un comportement supplémentaire d'atténuation liée à un battement de fréquence. L'atténuation observée est modélisée, comme illustré sur la figure 10. [30]

Ces résultats paraissent donc particulièrement intéressants pour diagnostiquer des défauts d'adhésion et devraient être publiés d'ici peu. L'article correspondant est en cours de finalisation et est fourni en annexe. [30]

2.1.4 Synthèse de fronts d'onde pour le contrôle des interfaces

Une seconde approche que j'ai proposée dans le cadre de la thèse de R. Hodé pour réaliser une évaluation de la qualité d'interface d'un joint collé utilise la méthode de synthèse de front d'onde générés par ultrasons-laser. Cette approche est illustrée sur la figure 11. Cette méthode a été développée dans le cadre de la thèse de F. Reverdy pour la caractérisation ultrasonore de structures monolithiques composites. [31] Cette approche vise à nouveau à proposer une mesure de raideurs d'interfaces.

La méthode consiste à synthétiser des fronts d'ondes acoustiques plans par sommation et décalage temporel des formes d'ondes détectées par une sonde optique en déplaçant une source laser rectiligne à la surface d'un échantillon. Selon cette approche, une multitude d'ondes planes et présentant toutes un angle différent par rapport à la normale à l'interface peuvent être synthétisées. [32] F. Reverdy a utilisé cette méthode pour identifier des coefficients d'élasticité *via* une mesure de vitesses de phase pour chaque onde synthétisée. L'approche proposée ici consiste à mesurer les coefficients de réflexions des ondes longitudinales et transverses à une interface substrat/joint de colle pour une multitude d'angles d'incidences donnés et à chercher une variation de ces coefficients

en fonction de la qualité du collage. Cette variation peut *a priori* être présente pour tous les angles des ondes ainsi synthétisées ou sur une certaine plage angulaire. La qualité d'interface d'un collage étant couramment modélisée par des distributions surfaciques de ressorts longitudinaux et transverses liant les deux matériaux assemblés, [26] cette approche paraît intuitivement compatible avec cette modélisation. En revanche, elle nécessite une mesure quantitative des amplitudes des coefficients de réflexions à l'interface substrat/joint de colle en plus de la mesure des vitesses de phase.

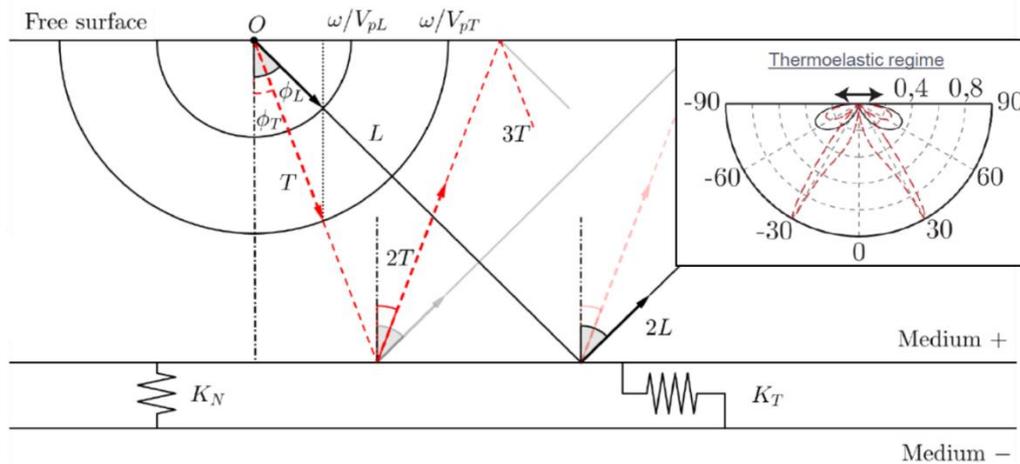


Figure 11 : : Illustration du travail de la synthèse de fronts d'ondes par ultrasons-laser pour mesurer des raideurs d'interfaces (K_N et K_T) modélisant l'interface de l'assemblage collé. Des ondes longitudinales et transverses présentant des angles ϕ_L et ϕ_T sont synthétisées. Ces ondes sont réfléchies avec conversion de modes sur l'interface collée. La détection (temps de vol et amplitude) des ondes réfléchies permet de remonter aux raideurs d'interfaces K_N et K_T . L'encart représente un diagramme de directivité des ondes longitudinales et transverses, dans l'aluminium, pour une génération surfacique en régime thermoélastique dipolaire.

La modélisation proposée dans ce travail est relativement proche de celle proposée par Samuel Raetz, co-encadrant de la thèse, pour ses propres travaux de doctorat. Le problème est simulé en 2D selon une approche analytique en portant un soin particulier pour la simulation de la génération laser. Ainsi, la directivité de la source est notamment fonction de la fréquence acoustique et de la taille de la zone éclairée. De même, la diffusion thermique est prise en compte. Un filtre passe-bande (une ondelette de Morlet), centré à 5 MHz et présentant une bande passante de 4 MHz à -3 dB, est appliqué sur les signaux simulés. Ce filtre permet de limiter les longueurs d'ondes acoustiques considérées dans cette étude à $\sim 150 \mu\text{m}$ minimum. Ainsi, une hypothèse de colle infiniment mince peut être proposée, ce qui permet de limiter l'étude à une configuration bi-couche.

Les ondes générées sont ensuite propagées et réfléchies à l'interface entre les deux substrats. Un Bscan composé de $2N+1$ signaux $s_i(t)$ est ainsi calculé. Une collection de Bscan simulés pour différentes valeurs de raideurs d'interfaces peut ainsi être simulée et stockée dans la mémoire de l'ordinateur. Ces Bscan sont comparables aux Bscan qui sont acquis expérimentalement sur des

assemblages collés et présentant des tenues mécaniques contrastées. Dans ce travail, la sonde est fixe et seule la pompe est déplacée selon une ligne sur l'échantillon avec un pas spatial δx .

Une procédure de synthèse de fronts d'ondes est ensuite appliquée, comme le propose F. Reverdy, sur l'ensemble des Bscan expérimentaux et simulés. [31] Cette procédure permet d'orienter virtuellement l'énergie dans une direction particulière en déphasant les sources d'une quantité δt les unes par rapport aux autres. Pour ce faire, la somme des signaux temporellement décalés est effectuée suivant la relation suivante :

$$s(t) = \sum_{i=-N}^N s_i(t + i\delta t), \quad (\text{B-6})$$

où N représente le nombre de signaux, t représente le temps et s représente les signaux acoustiques. L'incrément temporel est défini par :

$$\frac{\delta t}{\delta x} = \frac{\sin \varphi_i}{V_{p_i}}, \quad (\text{0-7})$$

où V_{p_i} et φ_i sont respectivement les vitesses de phases et les angles des ondes réfractées, l'indice i désignant la polarisation des ondes. Le signal ainsi synthétisé représente le signal qui pourrait être obtenu si la source se déplaçait le long de l'interface avec une vitesse constante supersonique $V_s = \delta t / \delta x$. [33]

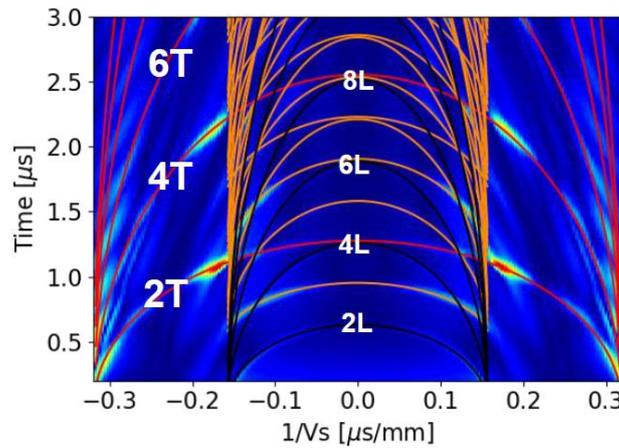


Figure 12 : Diagramme (lenteur / temps) obtenu après application de la synthèse de front d'onde sur un Bscan simulé selon l'approche présentée dans ce chapitre.

Finalement, les signaux synthétisés sont représentés sur un diagramme (V_s^{-1} / temps), comme illustré sur la figure 12 puis une comparaison numérique entre le diagramme expérimental et la collection de diagrammes numériques pré-calculés est réalisée pour remonter à une estimation de la valeur des raideurs d'interfaces.

A ce jour, nous avons expérimentalement considéré 3 collage différents. Ces collages sont des assemblages aluminium/aluminium où le capot a une épaisseur de 1,45 mm et le substrat a une épaisseur de 20 mm. L'épaisseur de la colle est de 150 μm environ. La génération/détection laser

est faite sur le capot. Une plaque seule permet de représenter un collage sans adhésion. J'ai ensuite réalisé deux collages spécifiques à cette étude, où la modulation de tenue mécanique est obtenue en jouant sur la réticulation de la colle époxy utilisée pour réaliser l'assemblage. Le collage nominal présente une réticulation de la colle à 90 % et le collage partiellement dégradé présente une réticulation de la colle à 50 %. Les tenues mécaniques correspondantes, mesurées en cisaillement simple, sont respectivement de 20 MPa et 3 MPa.

Les résultats obtenus selon cette approche sont présentés sur la figure 13. Sur cette figure, les raideurs d'interface transverses sont reportées en abscisses et les raideurs d'interfaces longitudinales sont reportées en ordonnées. Les mesures associées aux trois collages différents sont reportées sur ce diagramme. La mesure est faite en cherchant un minimum de fonction coût lors de la comparaison numérique entre données expérimentales et simulées. L'incertitude de mesure, représentée par les rectangles pointillés, est définie arbitrairement par les intervalles de raideurs d'interfaces longitudinaux et transverses conduisant à une variation de la valeur de la fonction coût minimale de 10 % maximum.

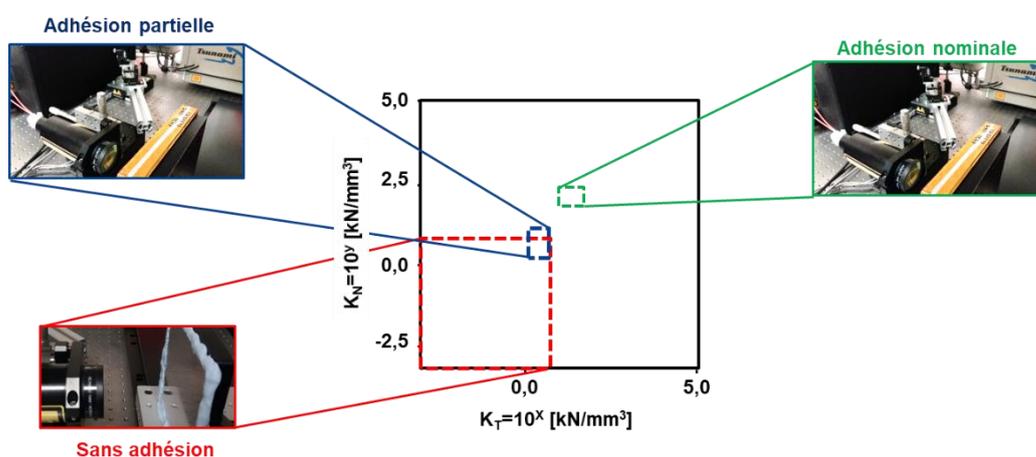


Figure 13 : Représentation des mesures de raideurs d'interfaces obtenues par la méthode mise en place de synthèse de fronts d'ondes. Les trois tenues mécaniques correspondantes aux trois configurations de collages étudiés sont bien discriminées.

Selon cette approche, les trois collages sont bien discriminés même si l'incertitude de mesure pourrait encore être améliorée. De plus, un des intérêts majeurs de cette approche est que l'on peut mesurer indépendamment une raideur d'interface longitudinale d'une raideur d'interface transverse. Nous devrions soumettre un article pour présenter ce travail sous peu.

Les travaux présentés dans les sections 2.1.3 et 2.1.4 constituent la première partie des travaux de thèse de Romain Hodé. J'ai proposé les deux approches décrites pour mesurer une

raideurs d'interface et j'ai réalisé les collages nécessaires à ces études. La simulation de la synthèse de front d'onde a été dirigé par S. Raetz. Pour les ondes de Lamb à ZGV, j'ai initialement proposé à Romain une mesure expérimentale de couplage d'interface en jouant sur la configuration expérimentale (configuration en réflexion et transmission, génération coté substrat et capot, toujours au même point de mesure), ce que nous avons fait ensemble. Romain a finalement démontré les travaux rapportés ici sur la base des acquisitions génération/détection coté capot.

2.2 Régime non linéaire

Les deux approches de contrôle quantitatif des collages présentées dans les sections 0 et 2.1.4 sont à mon sens les méthodes de contrôles sans doute les plus fines que l'on puisse mettre en œuvre dans le cadre d'évaluations ultrasonores en régime linéaire.

Cependant, certaines configurations d'étude, en particulier celle du contrôle qualité de collages aéronautiques, nécessitent une grande sensibilité de mesure. Possiblement trop grande au regard de la sensibilité des méthodes précédemment décrites. Pour essayer de dépasser cette limite, j'ai impulsé au sein du groupe Safran un axe de recherche d'acoustique en régime non linéaire pour le contrôle des collages. Différentes origines de non linéarités sont exploitées et seront présentées dans ce paragraphe.

2.2.1 Modulation basse fréquence et mesure haute fréquence

Dans la seconde partie de ses travaux de thèse, et afin d'essayer de découpler la sensibilité de la mesure de raideurs d'interface, R. Hodé module à basse fréquence les collages qu'il étudie et s'attache, à travers des mesures hautes fréquences d'ultrasons-laser, à identifier la signature d'un bon ou d'un mauvais collage dans cette modulation basse fréquence. [34] La non-linéarité de cette approche provient alors d'une non-linéarité de la loi de comportement de la structure étudiée, lorsqu'on la regarde à une échelle de temps correspondant à celle de la modulation.

Plus formellement, si l'on considère un matériau physiquement modulé à une fréquence ω_0 , sa relation contrainte/déplacement ne sera plus linéaire comme c'est l'hypothèse classiquement formulée dans l'hypothèse des petites déformations car un terme lié à la modulation va apparaître :

$$\sigma_{ij}(\omega_0) = [C_{ijkl} + A_{ijkl}f(\omega_0)] \frac{\partial U_l}{\partial x_k}, \quad (\text{B-8})$$

où σ , C , U , A et x définissent respectivement le tenseur des contraintes, le tenseur des rigidités élastiques, le déplacement, l'amplitude de modulation définie sous forme tensorielle et les variables d'espace. Les indices i, j, k, l peuvent prendre la valeur 1, 2 ou 3. Ainsi, au tenseur des rigidités

élastiques C_{ijkl} , il convient d'adjoindre un tenseur de modulations A_{ijkl} . Cette expression est indépendante du procédé physique de modulation qui peut donc par exemple être une modulation thermique, magnétique, ou autre...

Si l'on considère à présent l'équation d'équilibre local pour un solide non soumis à des efforts à distance, équation (B-9) :

$$\frac{\partial \sigma_{ij}}{\partial x_j} = \rho \frac{\partial^2 U_i}{\partial t^2}, \quad (\text{B-9})$$

où ρ et U définissent respectivement la densité et le champ de déplacement, t définit le temps ; l'équation d'onde non linéaire (B-10) est obtenue en injectant (B-8) dans (B-9) :

$$C_{ijkl} \frac{\partial^2 U_l}{\partial x_j \partial x_k} + A_{ijkl} f(\omega_0) \frac{\partial^2 U_l}{\partial x_j \partial x_k} = \rho \frac{\partial^2 U_i}{\partial t^2}. \quad (\text{B-10})$$

Si la fréquence de modulation est nulle, on retrouve bien l'équation d'onde linéaire classique. Si la fréquence de modulation est très basse devant la fréquence des ultrasons, il est possible de résoudre le problème en ayant une approche d'acoustique linéaire sur la partie ultrasons, en considérant qu'à l'échelle de temps d'une acquisition ultrasonore la modulation est statique. Ensuite, il convient de regarder chacun des résultats obtenus à l'échelle de temps ultrasonore à la fréquence ω_0 pour résoudre l'approche non linéaire. Cette méthode peut permettre d'améliorer la sensibilité de contrôles ultrasonores, par exemple en observant si le comportement du matériau sondé est hystérétique ou non sur la modulation imposé [35] ou en modulant l'ouverture d'une interface. [36]

Les collages étudiés dans le cadre de ces travaux sont des assemblages Aluminium/Aluminium fermant une cavité qui doit servir *in fine* pour faire circuler de l'huile moteur dans une ailette de refroidissement. Le collage doit donc résister à des pressions et températures importantes. L'application industrielle fournit donc naturellement les sources physiques utilisées pour moduler les collages dans ces travaux, avec des modulations en pression et en température. Les premières études sont en cours au moment de la rédaction de ce manuscrit et doivent faire l'objet d'une future thèse en collaboration avec le LAUM (parties 2.2.1 et 2.2.2).

2.2.2 Focalisation d'ondes acoustiques linéaire

Une autre source de non linéarité peut provenir de l'intensité de l'onde ultrasonore et de la réponse du milieu à cette sollicitation. Ainsi, dans le régime des faibles perturbations, la réponse du milieu peut devenir non linéaire, notamment, à cause ou grâce à des sources ponctuelles de non linéarités.

Ainsi, appliqué à l'étude des collages, Zabbal *et al.* ont proposé une approche où une onde ultrasonore générée par un piézo-électrique monoélément classique est focalisée à la surface extérieure d'une surface collée par l'utilisation d'une cavité à retournement temporel. [37]

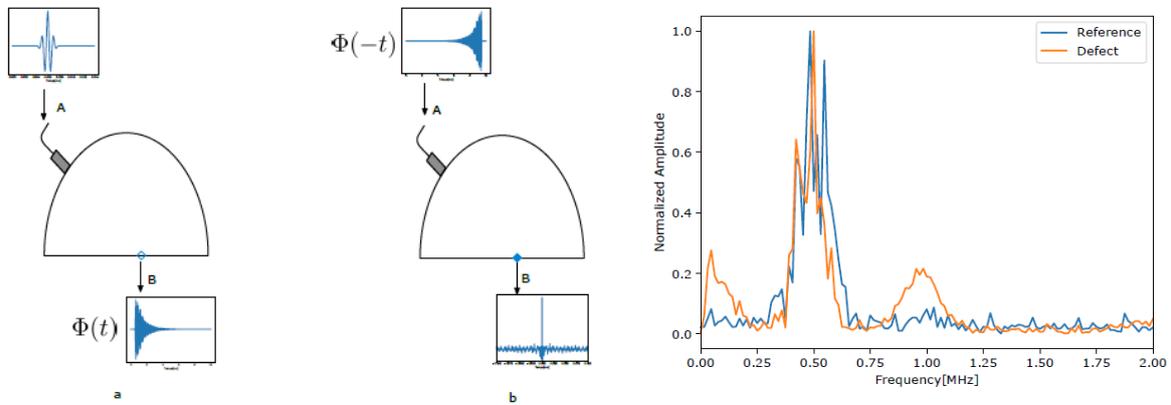


Figure 14 : Gauche : Illustration d'un principe de contrôle proposé par Zabbal *et al.* a) première étape de l'opération avec émission au niveau du point source A, b) Etape de focalisation au niveau du point de réception B. Droite : Comparaison entre un échantillon bien collé (référence) et un échantillon comportant un défaut de type démoulant (téflon). [38]

Le retournement temporel exploite le principe de réversibilité du temps dans la propagation des ondes pour, par exemple, rétro-propager un signal acoustique et le focaliser spatialement et temporellement. La technique du retournement temporel permet donc de déposer un maximum d'énergie acoustique en un point de l'espace à un instant donné. [39]

L'approche proposée par Zabbal *et al.* consiste à utiliser une cavité à retournement temporel placée en surface d'un assemblage collé pour focaliser un champ élastique à la surface du collage à inspecter puis à réaliser un balayage du collage. Il a été observé que si le collage est sain, la réponse acoustique de la structure présente un spectre fréquentiel sans harmonique, par opposition à une situation où le collage serait dégradé par un agent démoulant localement présent à l'interface du joint de colle, comme présenté à droite de la figure 14. Ainsi, selon cette approche, il est possible de sonder la qualité d'un collage en augmentant la sollicitation acoustique et en sondant ensuite le spectre du signal détecté qui comportera des harmoniques supplémentaires si le collage contient des défauts d'interface.

Néanmoins, cette approche comporte un certain nombre de limites intrinsèques :

- la cavité temporelle restreint fortement la possibilité de contrôle en réflexion aussi le contrôle doit-il être réalisé en transmission (ou en pitch-catch en générant des modes guidés) ;

- un bon contact doit être assuré tout au long de l'acquisition pour assurer une bonne reproductibilité d'acquisition et de retournement temporel ce qui est difficilement compatible avec des structures aéronautiques, très souvent courbes ;
- la focalisation est faite en surface de structure alors qu'elle devrait être faite à l'interface du joint de colle dans une approche optimisée.

Face à l'ensemble de ces limitations, mais aux perspectives intéressantes ouvertes par les travaux de thèse de P. Zabbal, nous développons dans le cadre de la thèse de R. Hodé une approche proposant une autre méthode de focalisation ultrasonore, réalisée exactement à l'interface entre la structure et le joint de colle. L'idée consiste à profiter du diagramme de directivité des ondes ultrasonores générées sur surfaces opaques en régime élastique par ultrasons laser, comme présenté sur la figure 5(a), et à proposer un motif de pompe permettant d'obtenir une onde ultrasonore focalisée sous la surface. Nous avons proposé une demande d'invention pour cette approche. [40]

Sur matériau isotrope, un simple anneau permet cette focalisation, l'intégration radiale du diagramme de directivité permettant d'obtenir un point de focalisation extrêmement bien défini dans l'espace, à la verticale du centre de l'anneau. Si l'onde ultrasonore, longitudinale ou transverse, a été émise avec un angle θ par rapport à la normale à la surface et que l'interface collée est à une distance e de la surface illuminée, un simple calcul de trigonométrie permet de connaître le rayon r de l'anneau de génération :

$$r_i = e_i \tan(\theta_i), i = L \text{ ou } T. \quad (\text{B-11})$$

Expérimentalement, nous utilisons un montage d'ultrasons-laser *ns* pompe-sonde classique en réflexion, où pompe et sonde sont superposées spatialement avant l'échantillon avec un miroir dichroïque et où le motif en anneau de la pompe est obtenu avec un modulateur spatial de lumière.

Sur matériaux plus complexes, où les diagrammes de directivité dépendent de l'anisotropie du matériau, il conviendra de calculer numériquement le motif d'illumination en surface du matériau pour obtenir une onde ultrasonore focalisée sous la surface illuminée.

2.2.3 Ondes de choc

Sur une approche plus sollicitante encore que celle proposée dans le paragraphe 2.2.2, il est possible d'utiliser le choc laser pour générer des ondes de choc intense. Les contraintes associées, de quelques GPa sur des dynamiques de quelques *ns*, peuvent être utilisées pour contrôler les collages. [41] Nous utilisons cette approche pour le contrôle de collages Titane/Composite, [42] tels que ceux que l'on trouve dans le collage du bord d'attaque de l'aube de fan du moteur LEAP, cf. figure 8. Cette approche est appelée LASAT, pour Laser Adhesion Test. [41] Il s'agit à présent

d'une de mes activités de recherche majeure à ce jour. Cette approche consiste simplement à vérifier si le collage à contrôler résiste à une traction intense générée par choc laser.

2.2.3.a Principe général et ordres de grandeurs

Le principe du LASAT consiste à illuminer par impulsion laser ns une structure dans des gammes d'éclairement de quelques GW/cm^2 lorsque les structures sont placées à l'air libre à quelques centaines de GW/cm^2 lorsqu'elles sont placées sous vide. [43] Ce rayonnement laser est absorbé dans les quelques nanomètres d'épaisseur de peau de la cible. Le volume ainsi éclairé passe de l'état solide à l'état de plasma dense et une éjection de matière, normale à la surface et dans la direction opposée apparaît. Par principe d'action/réaction, une force de réaction à cette éjection de matière est appliquée sur l'ensemble de la surface illuminée et conduit à la génération d'une contrainte de pression normale à la surface et couramment appelée pression d'ablation P_{abl} . Le principe du LASAT consiste à utiliser cette contrainte de pression après réflexion sur surface libre, de manière à ce qu'elle soit passé en une contrainte de détente, pour tirer fortement sur le joint de colle. Une procédure CND classique après choc laser permet de diagnostiquer si le joint de colle a résisté à la traction exercée. Tout l'enjeu de ce procédé consiste donc à savoir modéliser sa génération et sa propagation quantitativement pour quantifier la traction associée à une configuration expérimentale donnée et garantir la tenue d'un joint de colle jusqu'à une certaine valeur de tenue mécanique.

La pression d'ablation peut être estimée grâce à la relation suivante : [44]

$$P_{abl} = 0.01 \sqrt{\frac{\alpha}{\alpha+3}} \sqrt{Z} \sqrt{I_0}, \quad (B-12)$$

où α est un paramètre d'ajustement, I_0 est la densité d'énergie déposée sur la cible exprimée en GW/cm^2 et Z est l'impédance acoustique réduite entre le milieu illuminé (la cible) et le milieu extérieur. Z est définie par :

$$\frac{2}{Z} = \frac{1}{Z_{ext}} + \frac{1}{Z_{cible}}, \quad (B-13)$$

où Z_{ext} et Z_{cible} définissent respectivement les impédances acoustiques du milieu au-dessus de la zone illuminée et de la cible éclairée par le laser. La relation (B-12) implique que plus l'impédance acoustique réduite est grande, plus la pression d'ablation est grande. Si l'on recherche de forte valeur de pression d'ablation, il peut donc s'avérer pertinent d'augmenter l'impédance acoustique du milieu extérieur, de manière à augmenter l'impédance réduite, *cf.* eq. (B-13). Il faut néanmoins que le milieu extérieur soit transparent à la longueur d'onde du laser, *cf.* eq. (B-12).

Ainsi, pour des expérimentations réalisées à l'air libre, il peut être particulièrement intéressant de placer une goutte d'eau en surface de l'échantillon éclairé. On parlera de régime

confiné. Il est aussi possible de confiner l'expansion du plasma avec des scotchs [45] ou même du verre pour augmenter encore plus cette pression d'ablation. [43] Les valeurs couramment obtenues comme pression d'ablation sont de l'ordre de quelques GPa. Pour ce type de configuration, la limite d'éclairement est donnée par la limite de claquage optique du milieu extérieur, autour de 7 GW/cm^2 à 532 nm dans l'air.

Un autre moyen d'atteindre des pressions d'ablations conséquentes est de faire les expérimentations sous vide. On parle dans ce cas de régime direct. Pour ce type de configuration, l'impédance acoustique Z est réduite par rapport aux expérimentations en régime confiné, mais il est possible d'utiliser des éclairagements significativement plus intenses de sorte qu'il est possible de générer des pressions d'ablation gigantesques.

Comme mentionné ci-dessus, les durées d'impulsions laser τ utilisées classiquement – du moins dans le cadre de ces travaux – sont de l'ordre de quelques ns . Pour de telles durées d'impulsion, on considère en général que la pression d'ablation générée dans le matériau est égale à la durée d'impulsion du laser en régime direct et est deux fois plus longue que la durée d'impulsion du laser en régime confiné. Cette variation est liée aux dynamiques différentes de refroidissement du plasma dense entre les deux régimes d'interaction laser/matière. [44]

L'ensemble de ces considérations implique finalement que la pression d'ablation générée par choc laser peut atteindre des valeurs allant jusqu'à plusieurs GPa, sur des dynamiques ns . L'observation de tels chargements peut être réalisée expérimentalement en éclairant des cibles minces (quelques centaines de microns) et en détectant l'onde de choc générée en face arrière. La détection est classiquement réalisée en utilisant un système optique interférométrique. [43] La vitesse particulière de surface libre peut ainsi être mesurée. [44] Elle peut facilement atteindre quelques centaines de m/s , cf. figure 15.

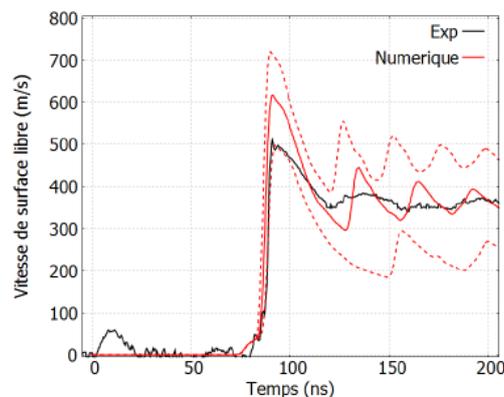


Figure 15 : Profils de vitesses de surface libre expérimentaux et numériques sur aluminium pur de $500 \mu\text{m}$ d'épaisseur mesuré par interférométrie optique pour une énergie incidente de 6.9 GW/cm^2 . Tiré de [43]

Ces premières considérations permettent de proposer une première évaluation du régime de non linéarité correspondant. La distance de formation de choc, L_a , est définie selon la relation suivante :

$$L_a = \frac{\rho_0 c_0^3}{\beta \omega_0 P_0} = \frac{1}{\beta k_0 M_0}, \quad (\text{B-14})$$

où ρ_0 , c_0 , β , ω_0 , k_0 , P_0 et M_0 définissent respectivement la densité, la vitesse de propagation, la fréquence acoustique, la longueur d'onde correspondante, la pression de l'onde acoustique et le nombre de Mach acoustique défini comme suit :

$$M_a \approx \frac{\rho_a}{\rho_0} \approx \frac{p_a}{\rho_0 c_0^2} \approx \frac{v_a}{c_0}, \quad (\text{B-15})$$

où l'indice a indique la valeur acoustique par opposition à l'indice 0 qui indique la valeur au repos. Dans l'équation (B-15), p_a définit la pression acoustique et v_a définit la vitesse particulière.

Considérant de l'aluminium et un éclairage laser de quelques GW/cm² en régime confiné permettant d'obtenir une pression d'ablation de 3 GPa, le nombre de Mach correspondant est alors de ~ 0.03 . La distance de formation de choc est de l'ordre du mm, en considérant un paramètre β autour de 4 [46] et un contenu fréquentiel de choc de quelques MHz.

Un autre paramètre important concerne la directivité de la source laser. En régime laser, étant donné qu'un large spectre de fréquences acoustiques est généré, il convient en principe de quantifier la directivité de la source en fonction de la fréquence acoustique. Néanmoins, dans le cas présent, les focalisations laser sont typiquement faites avec un spot laser de 5 mm de diamètre. Or, le spectre acoustique des ondes générées par choc laser est lié à la durée de l'impulsion laser et donc dans le cas présent il s'agit d'un spectre dans la gamme de quelques MHz à la centaine de MHz. Les longueurs d'onde associées sont donc dans la gamme du μm , très petites devant la taille de la source acoustique. La source est donc dans le cas présent extrêmement directive pour toutes les fréquences générées.

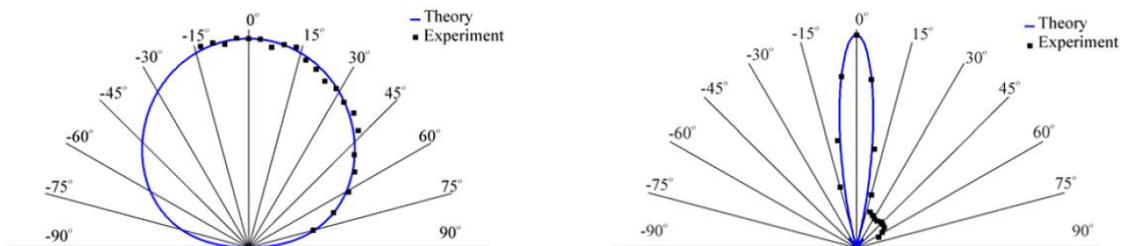


Figure 16 : Diagramme de directivité de sources laser focalisées (gauche) et non focalisées (droite) en régimes d'ablations mesurées par transmission sur échantillons d'aluminium. [47]

Une estimation de cette directivité peut être faite à partir de la bibliographie. [47] Dans ce travail, une étude est proposée sur la directivité d'une source laser *ns* en régime d'ablation pour deux focalisations laser. Un schéma en transmission avec un balayage linéaire de la détection optique permet d'évaluer expérimentalement la directivité de la source pour deux focalisations, à 150 μm de rayon et 3 mm et de la comparer à la théorie. Les résultats obtenus sont illustrés sur la figure 16, pour la configuration focalisée (gauche) et la configuration non focalisée (droite). Dans ce dernier cas, très similaire aux configurations utilisées en choc laser, la source laser est extrêmement directive.

Ainsi, le choc laser permet de générer des ondes de choc acoustiques de l'ordre du GPa dans les solides avec une très forte directivité, une longueur de formation de choc de l'ordre du mm et un nombre de Mach autour de 10^{-2} .

2.2.3.b Application pour l'inspection du collage du bord d'attaque de l'aube de fan du LEAP

Nous utilisons en particulier le LASAT pour évaluer la tenue mécanique d'assemblages collés Titane/Composite. Ce type d'assemblage est représentatif de celui que l'on peut trouver dans le collage du bord d'attaque en titane de l'aube de fan du moteur LEAP. Une première démonstration, majeure pour l'END de la tenue mécanique d'assemblages collés, a pu être réalisée sur ce cas d'application.

Pour cette étude, j'ai fabriqué 4 collages plans et présentant la même géométrie. Ils sont composés d'une plaque de Ta6V4 de 0,4 mm, collée à un matériau composite de 3,8 mm par un joint de colle d'épaisseur approximative de 0,15 mm. Le composite est un matériau dit « tissé 3D » obtenu par procédé d'injection de résine (RTM). Pour ce matériau, le renfort est un tissage tridimensionnel de torons de fibres de carbone comme illustré sur la figure de principe 9(a) et la matrice est une base résine époxy. Il s'agit donc d'un matériau fortement hétérogène. Les ordres de grandeurs des modules de rigidité, de la densité et de l'impédance acoustique de la fibre de carbone et de la résine constituant de composite d'intérêt dans cette étude sont présentés dans le tableau 1.

	Fibre	Matrice
Module d'élasticité (GPa)	280	3
Densité (kg/m^3)	1.8	1.15
Impédance acoustique (Pa.s/m)	18 000	2600

Tableau 1 : Ordre de grandeurs de paramètre acoustiques des éléments monolithiques constituant le composite d'intérêt dans cette étude. Pour la fibre, les modules et impédance acoustique sont donnés dans le sens de la fibre.

Deux tenues mécaniques d'assemblage ont été obtenues par modulation de la réticulation de la colle. Ainsi, deux des quatre assemblages ont été polymérisés pendant 90 mn à 125°C alors que les deux autres assemblages ont subi une polymérisation de 150 mn à 150°C. Ces deux cycles de polymérisations différents ont permis de réticuler la colle à 50 % pour le cycle le plus court et à 90 % pour le plus long.

Les tenues mécaniques correspondantes ont été quantifiées par essais destructifs sur coupons ayant subi le même protocole expérimental de collage. Les essais destructifs menés sont des essais normés de cisaillement simple et de traction longitudinale. Les tenues structurales de l'assemblage réticulé à 50 % sont de 15 MPa en cisaillement simple et 10 MPa en traction longitudinale. Les tenues structurales de l'assemblage réticulé à 90 % sont de 35 MPa en cisaillement simple et 39 MPa en traction longitudinale. Les profils de ruptures obtenus sont adhésifs pour la tenue mécanique la plus faible et cohésifs pour la tenue la plus élevée.

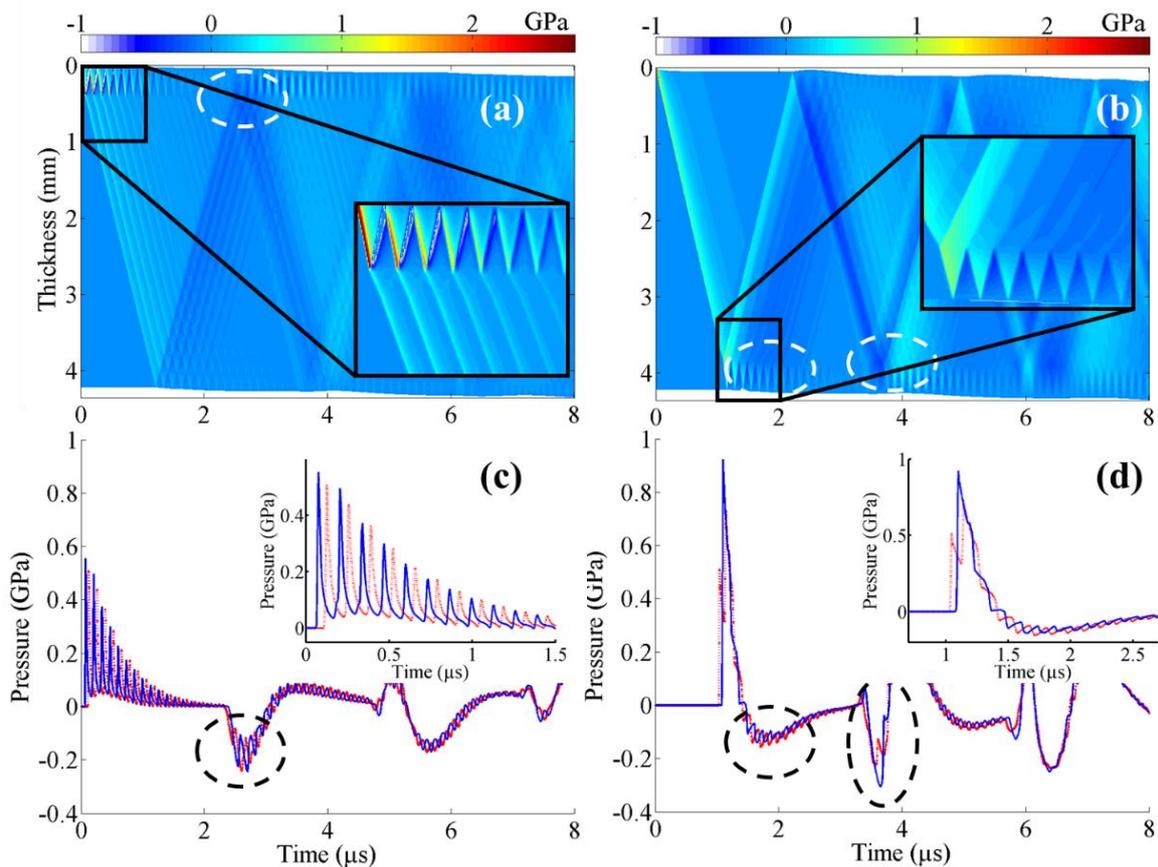


Figure 17 : Illustration de la propagation d'onde mise en jeu lors du procédé LASAT (a) et quantification des tractions associées dans le joint de colle (b). [42]

Des simulations du procédé de choc laser ont été réalisées avec le code Esther dans le cadre de la thèse de S. Bardy. Ce code, 1D, développé par le CEA DAM, modélise l'interaction laser-matière et la propagation de l'onde de choc dans l'assemblage. Le composite est

homogénéisé. L'interaction laser-matière est résolue à partir de l'équation de Helmholtz et la propagation acoustique est simulée en résolvant les équations de Navier-Stokes avec une loi de comportement de Steinberg-Cochran-Guinan pour modéliser la propagation acoustique dans le Ta6V4 alors qu'une loi de comportement de Mie-Grüneisen est considérée pour simuler la propagation acoustique dans la colle et dans le composite.

Une illustration des simulations réalisées est présentée sur la figure 17. Les simulations illustrées dans la colonne de gauche correspondent à un éclairage laser en surface du titane alors que les simulations illustrées dans la colonne de droite correspondent à un éclairage laser en surface du composite. Dans tous les cas, on simule une intensité laser de 3 GW/cm². Des diagrammes (*Espace, Temps*) représentent la propagation de l'onde de choc dans l'épaisseur de l'assemblage et au cours du temps, sur les figures (a) et (b). Les contraintes générées par le choc laser à l'interface titane/colle (bleu, traits pleins) et à l'interface colle/composite (rouge, pointillés) sont présentées sur les figures (c) et (d).

Ces simulations permettent de quantifier le maximum de traction associé au procédé LASAT dans le joint de colle et de visualiser l'historique de la propagation de l'onde de choc avant la mise en traction. Lorsque l'on illumine le titane, le maximum de traction est quantifié à 0,25 GPa d'après la figure (c). L'onde permettant cette traction est, d'après la figure (a), celle qui a parcouru une fois toute l'épaisseur de l'assemblage, s'est réfléchi en face arrière avec changement de phase puis a traversé le composite en traction jusqu'au joint de colle. On note aussi que le profil de pression aux interfaces du joint de colle est similaire, simplement décalé en temps.

Lorsque l'on illumine le composite, on observe à présent que le signal acoustique est significativement différent d'une interface à l'autre du joint de colle. Cette différence provient de la longueur d'onde de l'onde de choc considérée : lors de la génération, cette onde de choc a une longueur d'onde de l'ordre de 200 μm mais, après avoir parcouru environ 3,8 mm de composite cette longueur d'onde a augmenté jusqu'à 400 μm . Cette dimension caractéristique, significativement plus grande que l'épaisseur du joint de colle (150 μm), ne permet plus de résoudre les échos d'interface comme précédemment. Enfin, on peut quantifier les tractions exercées au niveau du joint de colle et nécessaires au procédé pour contrôler la tenue mécanique des assemblages collés. Deux tractions apparaissent dans les 4 premières μs . La première traction, de -0,15 GPa, apparaît à 1,5 μs et est associée à une onde de choc qui a parcouru l'épaisseur du composite, a été transmise aux interfaces du joint de colle, s'est réfléchi à la surface libre du Ta6V4 et a été à nouveau transmise à l'interface Ta6V4/colle. La seconde traction, de -0,30 GPa, est associée à une onde de choc qui a parcouru 3 fois l'épaisseur du composite, a été transmise 3 fois à l'interface composite/colle, réfléchi 1 fois à l'interface colle/Ta6V4 et une fois à la surface

libre du composite. Bien que l'historique acoustique de cette dernière traction soit plus riche que celui associé à la première traction, son intensité est plus importante. Cela est notamment dû au fait que l'onde de choc associée à cette seconde traction n'a pas eu à franchir l'interface colle/Ta6V4. De la même manière, cette seconde traction de -0,30 GPa est plus intense de 20% que la traction décrite lorsque l'on illumine le titane à 0,25 GPa.

A la suite de ces simulations, des expérimentations ont été réalisées sur les collages présentant les tenues mécaniques différentes en éclairant dans un cas le composite et dans l'autre cas le titane. Ces expérimentations ont été réalisées sur la plateforme Héphaïstos du PIMM (ENSAM Paris). Le laser émet des impulsions laser de 7 ns à une longueur d'onde de 532 nm. Les impulsions laser sont focalisées sur un disque de 6 mm de diamètre. L'énergie maximale atteignable est de 14 J. La vitesse particulière de l'onde de choc est observée avec une détection d'interférométrie laser. [43] Le principe des expérimentations consiste à éclairer les assemblages présentant les deux tenues mécaniques différentes avec des énergies laser allant de 10 % jusqu'à l'énergie maximale atteignable avant claquage dans l'eau. Les incréments sont par pas de 10%. Après expérimentations, un contrôle ultrasonore en transmission à 15 MHz est effectué pour détecter un éventuel décollement.

Les résultats obtenus sont reportés dans le tableau 2. Dans ce tableau, on présente les valeurs seuils d'éclairement laser permettant de créer un décollement au niveau de l'assemblage pour les 4 configurations expérimentales. A partir de cette valeur seuil, une simulation ESTHER est réalisée et permet de quantifier la traction associée maximale dans le joint de colle. On identifie alors uniquement deux seuils de traction dans le joint de colle pour endommager le collage, à 305 ± 25 MPa et 255 ± 25 MPa. Ainsi, les différences d'énergies laser requises pour endommager un collage d'une tenue mécanique donnée en fonction de la surface éclairée sont bien dues aux différents phénomènes acoustiques identifiés précédemment à la lumière des simulations réalisées.

Mechanical strength	Good		Bad	
	TA6V4	3D-CFRP	TA6V4	3D-CFRP
Illuminated surface	TA6V4	3D-CFRP	TA6V4	3D-CFRP
Laser fluency (GW/cm ²)	5.2 ± 0.54	4.2 ± 0.49	3.2 ± 0.49	2.25 ± 0.39
Simulated tensile value (MPa)	310 ± 20	300 ± 20	260 ± 20	250 ± 20

Tableau 2 : Valeurs seuil des éclairagements laser permettant de créer un décollement dans les assemblages illuminés et tractions associées dans le joint de colle calculées à l'aide du code ESTHER. [42]

Cette étude de choc laser pour contrôler un collage industriel Safran a été faite dans le cadre du projet Compochoc. Pour cette étude, j'ai dimensionné, proposé et co-réalisé les expérimentations avec S. Bardy, doctorant du projet. J'ai ensuite fait l'analyse et l'interprétation des résultats expérimentaux, avec l'aide des simulations numériques faites par S. Bardy. Les résultats obtenus sont d'un intérêt majeur d'un point de vue industriel puisqu'un collage relativement faible (mais de tenue structurale tout de même) a été détecté par la procédure de choc laser mise en place. Aucun autre contrôle n'a à ce jour permis de réaliser cette distinction.

Fort de ces premiers travaux, j'ai mis en place une nouvelle coopération de recherche, entre l'Institut d'Alembert, le PIMM et Safran pour, *via* une thèse CIFRE, proposer une étude expérimentale et surtout numérique du procédé LASAT appliqué au collage du bord d'attaque de l'aube de fan du moteur LEAP sur la base d'une approche ondes acoustiques. Il s'agit de la thèse d'Eduardo Cuenca dont les premiers résultats sont présentés ci-dessous.

2.2.3.c Simulations acoustiques du procédé de choc laser

La modélisation du choc laser utilisée dans le cadre des travaux précédent a permis de comprendre de nombreux phénomènes par rapport à notre cas d'application, mais reste limitée à des études unidimensionnelles. Ainsi, les effets 2D ne sont pas être simulés et la propagation acoustique dans le composite tissé 3D non plus. Cette limitation devait initialement être dépassée dans le cadre du projet Compochoc *via* le développement d'un modèle de simulation 3D réalisé sur codes commerciaux et basé sur la résolution des équations de continuités avec prise en compte d'une loi de comportement spécifique au matériau investigué et au procédé de choc laser. Cependant, ces simulations n'ont pas pu être réalisées, notamment pour des raisons de complexité et de lourdeurs de calculs. En effet, la taille du maillage doit être approximativement égale au dixième de l'ordre de grandeur de la longueur d'onde du choc si l'on veut garantir la fiabilité des résultats, soit de l'ordre du micron. Or, les épaisseurs de structures pouvant s'élever au cm avec des dimensions latérales du même ordre de grandeurs, le nombre de points ne devient plus gérable raisonnablement face à la complexité des calculs selon cette approche, surtout si l'on considère un composite tissé 3D où l'on ne peut pas invoquer d'éventuelles symétries.

Pour s'affranchir de cette limitation, nous développons dans le cadre des travaux de thèse d'E. Cuenca, démarrée en octobre 2019, une modélisation acoustique du procédé de choc laser. Bien entendu, cette approche présente des limitations intrinsèques et ne peut par exemple pas tenir compte des phénomènes irréversibles, mais les temps de calculs sont significativement réduits, même sur logiciels non optimisés tels que Matlab par exemple. Ce faisant, et connaissant les

limitations de cette simulation, cette approche permet de s'affranchir de la problématique temps de calcul pour s'intéresser uniquement à mieux comprendre les phénomènes physiques mis en jeu et de proposer un outil de simulation performant du procédé, étape nécessaire avant d'envisager son industrialisation.

Dans cette approche, le choc laser est directement injecté dans le modèle de simulation. La source expérimentale du PIMM ayant un profil spatial en forme de porte dont le diamètre peut être ajusté grâce à un jeu d'optiques diffractives pour avoir une source aux bords francs et à l'intensité homogène en son sein, [45] nous considérons ce type de profil spatial dans le modèle de simulation comme source acoustique. Le profil temporel est quant à lui tiré de simulations ESTHER, ce qui nous permet de tenir compte de l'interaction laser-matière et de quantifier la pression injectée. Ce choc est ensuite propagé dans la structure simulée. L'approche actuelle est proposée en approximation d'acoustique linéaire sur la base d'un modèle en différences finies réalisé par Eduardo, selon une approche initialement proposée par J. Virieux. [48] La vitesse et la contrainte y sont discrétisées sur une grille numérique. Typiquement, le pas spatial est de l'ordre du micron et temporel de l'ordre de la ps . Eduardo a réalisé un développement à l'ordre 4 sur l'espace pour limiter les problèmes de bruits numériques. [49]

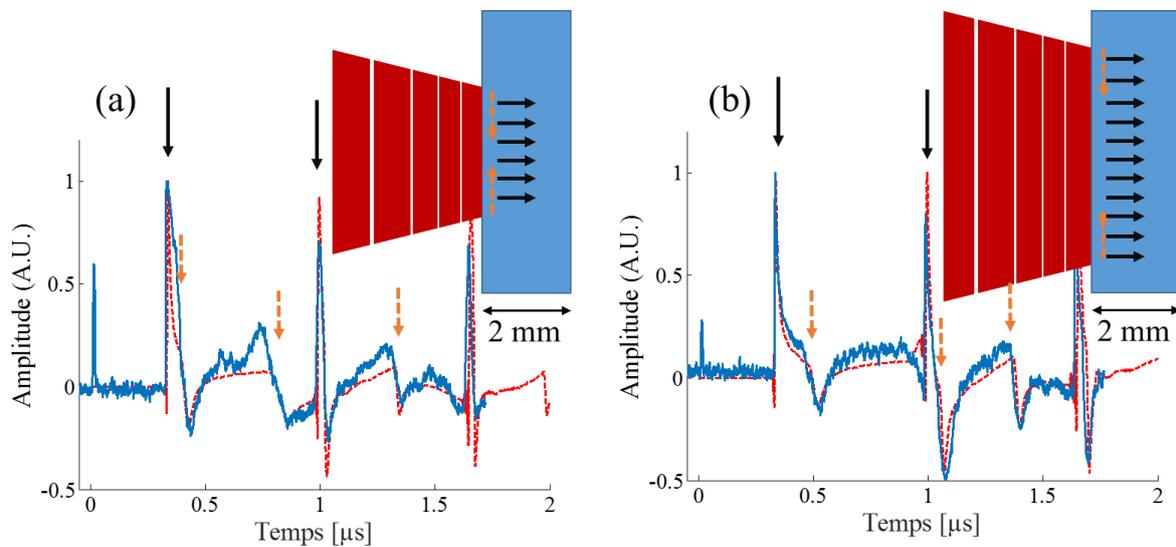


Figure 18 : Simulations (pointillés) et acquisitions expérimentales (détention d'interférométrie optique) de choc laser en configuration de transmission sur plaque de Titane de 2mm avec focalisation laser de $e = 3$ mm(a) et $e = 5$ mm(b). Les flèches continues représentent les phénomènes longitudinaux générés par le cœur de tache laser et les flèches en pointillés représentent les phénomènes générés depuis les bords de taches laser, où des effets transverses peuvent apparaître.

Un modèle axisymétrique nous permet de mieux étudier sur matériaux isotropes les premiers instants après le choc et les ondes acoustiques générées alors qu'un modèle 2D nous permet de nous intéresser à la propagation du choc dans le tissu 3D. Ces deux axes d'études sont à présent un peu plus détaillés.

Dans un premier temps nous travaillons à mieux comprendre la génération acoustique. En effet, si le procédé de choc laser génère essentiellement une onde de choc très directive, comme décrit dans la figure 16 et comme présenté par les flèches noires continues sur la figure 18, des phénomènes transitoires liés aux bords de taches sont aussi générés, comme présentés par les flèches en pointillés sur la figure 18. Ce phénomène sera d'autant plus important que le profil spatial de la source laser est à bords francs. L'amplitude de ces phénomènes est loin d'être négligeable comme on peut le constater sur la figure normalisée (b) où la détente d'amplitude ~ -0.5 vers $1 \mu\text{s}$ correspond à deux effets qui se cumulent et qui sont la détente associée au troisième parcours de l'onde principale L dans la structure superposée avec la détente de l'onde T créée par les bords de taches laser. Nous présentons dans cette superposition d'ondes une voie d'optimisation du procédé LASAT lorsque celui-ci est appliqué au contrôle de structures complexes comme le collage du bord d'attaque de l'aube de fan Leap, où les épaisseurs mises en jeu sont relativement grandes et où il y a plusieurs interfaces à forte rupture d'impédance.

Sur la base de ces observations, une demande d'invention a été émise pour proposer un procédé optimisé et indépendant du composite. Dans cette approche, on optimise la contrainte générée dans le joint de colle selon l'approche décrite dans la figure 18 pour une épaisseur de titane donnée. [50]

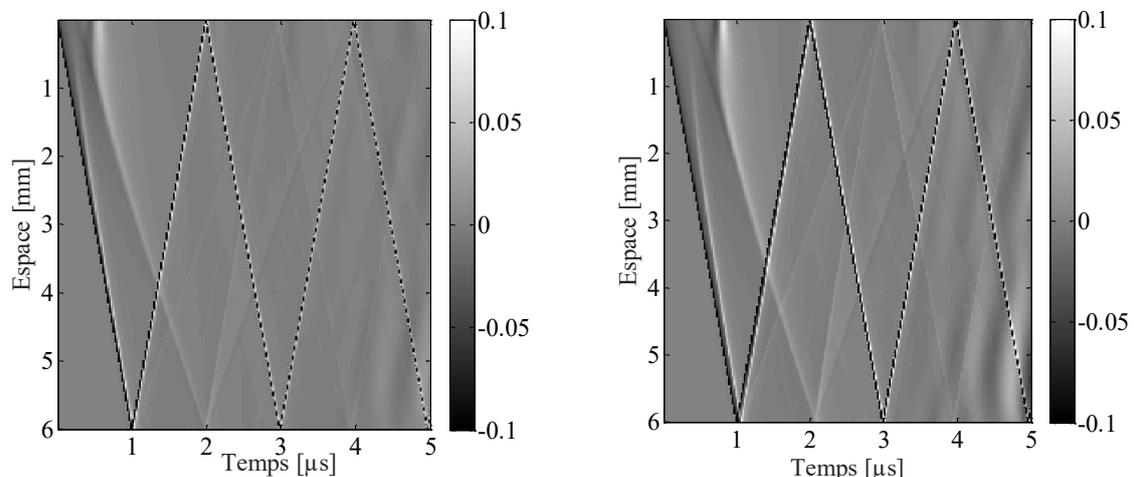


Figure 19 : Représentations de la propagation des ondes acoustiques résultant d'un choc laser sous l'épicentre du spot laser pour une structure en titane de 6 mm d'épaisseur et des focalisations laser de 3 mm (gauche) et 5 mm (droite).

La modélisation proposée permet aussi d'enrichir significativement les diagrammes (*Espace, Temps*) proposés classiquement pour comprendre le choc laser et comme présentés sur la figure 17 en y ajoutant en particulier les contributions des ondes transverses. A titre d'exemple, les diagrammes (*Espace, Temps*) de la figure 19 représentent la propagation acoustique résultant du choc laser sous l'épicentre du spot laser.

La mise en évidence de ces contributions transverses ne peut être réalisée qu'avec des modèles numériques rendant compte du caractère 3D des expérimentations. En effets, les ondes transverses provenant des bords de taches laser, l'intégralité de ces contributions doit être modélisée pour être correctement mise en évidence. Ce propos est illustré sur la figure 20(a) où l'on présente une détection expérimentale confrontée à des simulations où l'intégralité des contributions de bords de tache sont modélisées (ligne) par intégration radiale et où seulement deux éléments ponctuels de bord de tache sont pris en compte (code 2D, pointillés). Le code 2D ne permet pas de rendre compte des contributions transverses alors que l'ajustement numérique réalisé avec le code axisymétrique reproduit très bien les mesures expérimentales. Un article, en cours de finalisation et fourni en annexe de ce mémoire, devrait permettre de valider la pertinence de ces travaux.

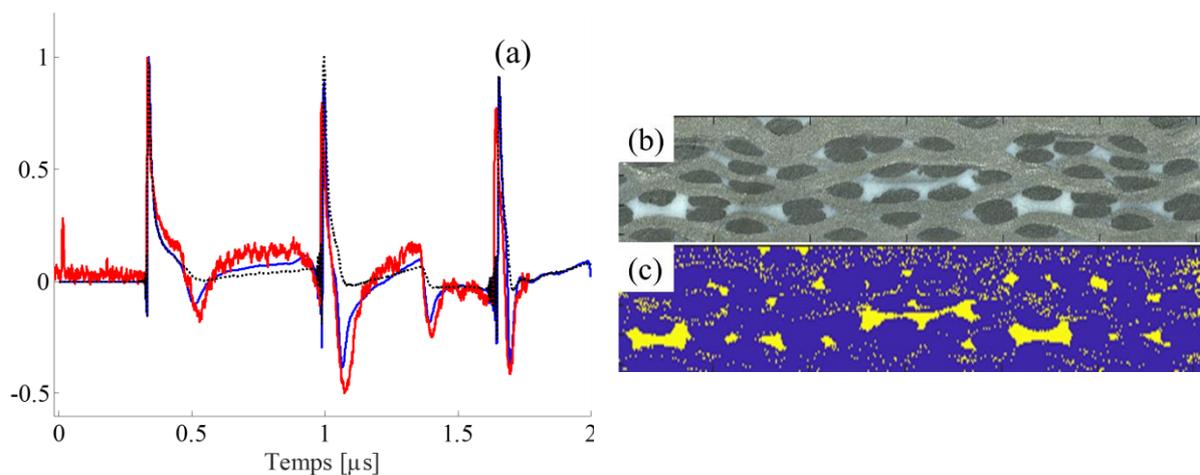


Figure 20 : (a) Illustration de l'intérêt de la simulation axisymétrique pour rendre compte des contributions de bords de tache laser dans les expérimentations de choc laser. (b et c) : Principe utilisé pour simuler la propagation acoustique dans le composite tissé 3D : une photographie de microscopie optique de la tranche d'un composite (b) est binarisée puis discrétisée pour utiliser comme support de propagation du choc laser (c).

En parallèle, nous étudions la propagation du choc dans le composite tissé 3D. Comme présenté dans le tableau 1, ce matériau est constitué de deux matériaux fortement différents au niveau de leur impédance acoustique. De plus, il ne présente pas d'invariants spatiaux puisque sa morphologie et son rapport fibre/résine sont systématiquement différents d'un point à l'autre même si l'épaisseur globale ne varie pas. Il s'agit donc de comprendre comment le choc est multiplement diffracté dans ce matériau au cours de sa propagation, comment prendre cette diffraction en compte vis-à-vis du procédé de contrôle de collages sur ce matériau et comment proposer un procédé applicable à une structure dont un des matériaux qui la constitue n'est pas parfaitement reproductible d'une pièce à l'autre.

Un modèle de simulation 2D a été développé pour cette étude de la propagation acoustique d'ondes de choc dans le matériau composite. Ce modèle a été validé par confrontation à des expériences et à des simulations issues du modèle axisymétrique. L'approche proposée consiste à

prendre en photographie des observations de microscopie de la tranche de composite tissé 3D. Ces observations de microscopie sont ensuite binarisées, comme présenté sur la figure 20(b et c) et introduites dans le code de simulations 2D pour simuler la propagation acoustique résultant du choc laser. La diffraction multiple de l'onde de choc par l'hétérogénéité du matériau est alors simulée, comme illustré sur la figure 21, où l'on voit clairement apparaître des effets de la diffraction acoustique au cours de la propagation du choc dans le composite même si l'on conserve bien un front d'onde choqué.

Les perspectives de simulations concernent la prise en compte du caractère tridimensionnel et anisotrope du composite. Pour cela, la simulation sera réalisée au plus près des expérimentations en réalisant des tomographies après expérimentations au lieu du choc laser de sorte à extraire le maillage volumique exact de la structure étudiée et propager la simulation dans ce volume.

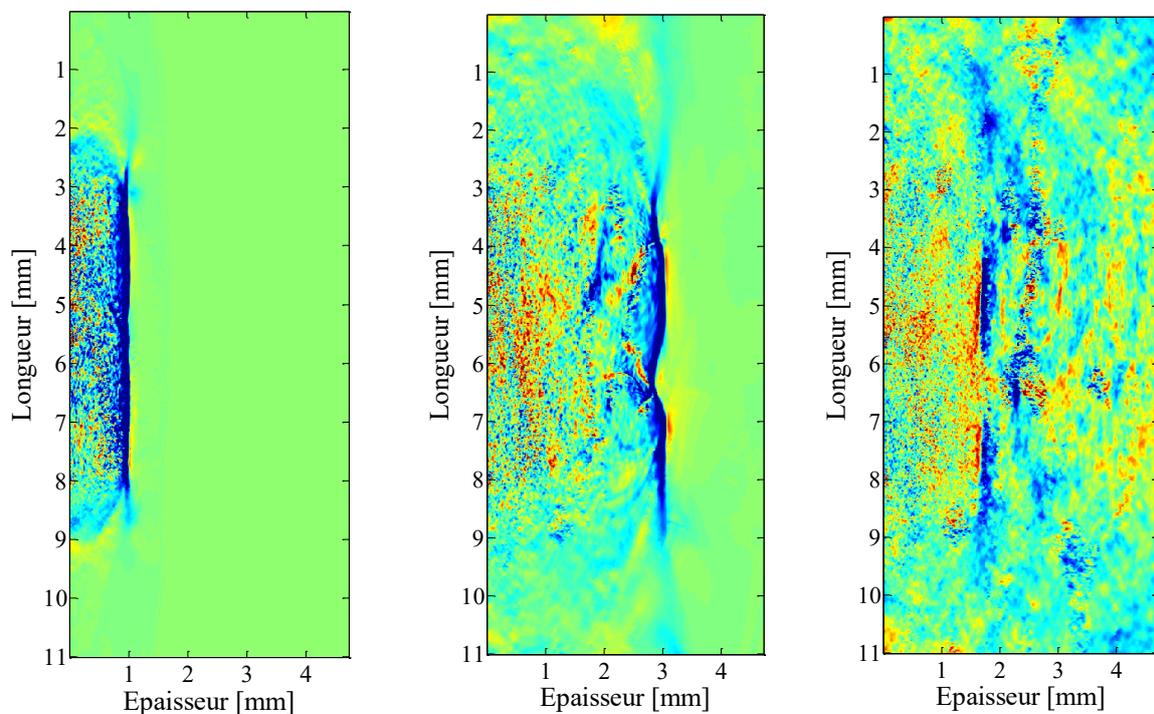


Figure 21 : Illustrations à deux instants distincts de la propagation du choc laser dans la structure composite présentée sur la figure 20. La diffusion du choc par les inhomogénéités du matériau est restituée.

A la suite de ces travaux, les modèles mis en place nous permettront de passer aux cas applicatifs. En particulier, ces modèles de simulations nous permettront de définir la configuration expérimentale optimale pour le contrôle du collage de l'aube de fan LEAP. L'enjeu est de réaliser le contrôle d'un tricouche titane/composite/titane où l'épaisseur du composite tissé 3D varie de quelque mm à quelque cm en géométrie courbe. Les hypothèses d'optimisation envisagées à ce jour sont l'éclairage laser mono-impulsionnel, l'éclairage laser bi-impulsionnel avec accès unilatéral (les deux impulsions laser éclairent un même côté de la structure avec un certain décalage temporel

entre les deux impulsions) ou, très probablement, l'éclairage laser bi-impulsionnel avec accès bilatéral (les deux impulsions laser éclairent les côtés de la structure, éventuellement avec un certain décalage temporel entre les deux impulsions). [51] La focalisation laser sera aussi très certainement un paramètre d'ajustement.

Pour ces travaux de modélisation acoustique du procédé de choc laser, j'ai créé le partenariat scientifique, proposé le sujet de thèse et établi son planning. Je contribue avec F. Coulouvrat et L. Berthe à encadrer et orienter les travaux d'Eduardo en veillant à respecter les objectifs initiaux du projet.

2.2.3.d Génération et détection d'ondes de choc transverses

Il est nécessaire pour pouvoir modéliser le procédé LASAT en plusieurs dimensions spatiales d'avoir accès à des données expérimentales du comportement transverse et sous choc des matériaux nous intéressant. En s'inspirant de la bibliographie existante d'ultrasons-laser, [52] j'ai proposé des expérimentations de choc laser sur prisme pour générer des ondes de choc transverses. Le principe des expérimentations est présenté sur la figure 22(gauche). La réflexion de l'onde de choc longitudinale incidente permet la génération d'une onde de choc longitudinale et d'une onde de choc transverse. Ce travail a été réalisé par E. Cuenca dans la cadre de son stage de M2, réalisé sous ma direction et en coopération avec le PIMM et l'institut d'Alembert. [53]

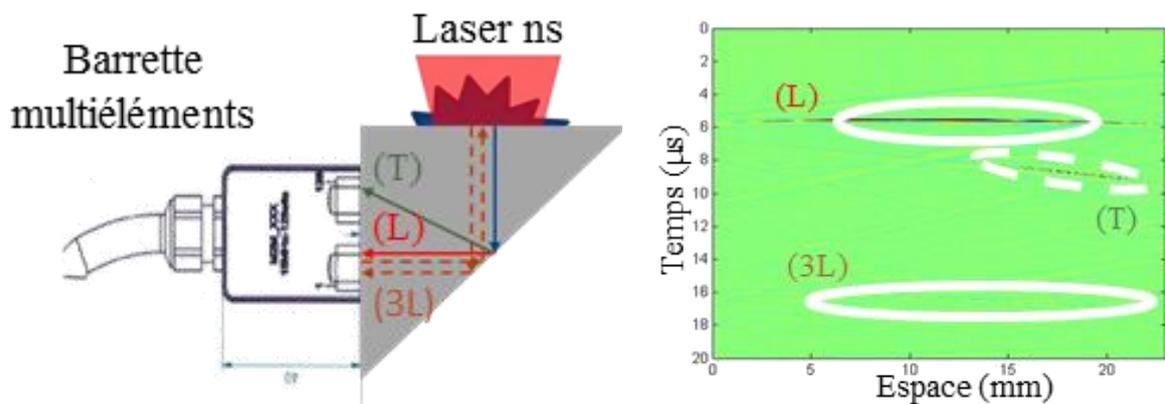


Figure 22 : Principe des expérimentations (gauche) et de la détection spatio-temporelle associée (droite) pour générer et détecter des ondes de choc transverses.

De manière à détecter en même temps les ondes de choc longitudinales et transverses ainsi générées, j'ai proposé d'utiliser une barrette multiéléments placée en contact sur le prisme, sur le côté adjacent, pour enregistrer le signal acoustique. La sonde utilisée fonctionne à 15 MHz et permet d'avoir une résolution spatiale de 150 μm et 128 points d'acquisitions. Le principe du dispositif est illustré sur la figure 22, à gauche : une onde de choc longitudinale est générée depuis la surface supérieure du prisme par choc laser. Cette onde est réfléchiée sur l'hypoténuse du prisme, ce qui

permet de générer une onde de choc longitudinale (L) et une onde de choc transverse (T). Une barrette multiéléments placée en contact sur le côté adjacent permet une détection spatio-temporelle de la projection normale à la surface du signal acoustique, comme illustré sur la partie droite de la figure 22.

Sur la représentation spatio-temporelle du signal détecté, figure 22(droite), les ondes de choc détectées sont entourées d'un ovoïde blanc. Les ovoïdes en traits continus permettent d'indiquer les ondes longitudinales et l'ovoïde en pointillés permet d'indiquer une onde transverse. Pour cette expérimentation, le prisme utilisé est en aluminium et l'angle est à 45°. Les lois de Snell-Descartes impliquent que, dans cette configuration, le vecteur d'onde de l'onde longitudinale est normal à la surface. En revanche, pour l'onde (T), le vecteur d'onde étant oblique par rapport à la surface, sa trace sur la détection expérimentale présente un angle par rapport aux axes directeurs du diagramme.

Une caractérisation matériau sous choc peut alors être réalisée selon une approche géométrique de type *rayon et mesure de temps de vols sur une structure connue* ou selon une approche *angulaire*. Cette dernière approche est illustrée sur la figure 23 et avec la relation (B-16).

Les angles de réflexion des ondes sont déterminés en supposant que les ondes sont planes. En choisissant deux points de la même onde, on montre que les valeurs des angles sont données par les relations suivantes :

$$\theta_r = \pi + \theta_d - \theta_i ; \sin(\theta_i) = \frac{L}{\Delta x} ; L = \Delta t * V , \quad (\text{B-16})$$

où θ_i , θ_r et θ_d sont les angles d'incidence, de réflexion et un angle auxiliaire, L est la distance parcourue par l'onde entre l'arrivée des deux points et V est la vitesse de l'onde considérée.

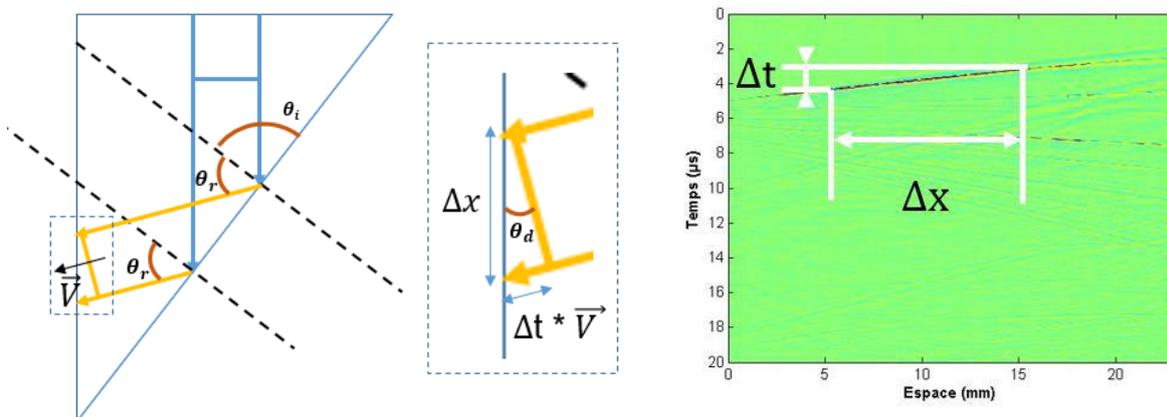


Figure 23 : Schéma du calcul de l'angle de réflexion pour l'étude des ondes de choc T.

Les travaux réalisés ont permis à ce jour de sonder les propriétés mécaniques de l'aluminium. Les mesures obtenues correspondent aux propriétés élastiques du matériau et ne

varient pas en fonction de l'énergie laser. Nous n'avons donc pas mesuré d'effets non linéaires liés au comportement sous choc du matériau. Il est possible que cela soit lié à la forte distance de propagation acoustique avant réflexion et détection sur la barrette multiéléments. Sur tissu 3D, le signal acoustique détecté est de même intensité que le bruit de mesure lié à de la diffusion multiple dans le matériau, cf figure 21. Nous n'avons donc pas pu mesurer le comportement sous choc du matériau selon cette approche.

Une manière de faire une mesure acoustique sur composite serait probablement de moyennner un grand nombre de fois les expérimentations en déplaçant le couple (point d'impact/point de mesure) entre chaque acquisitions (ce qui est facilement faisable si l'on utilise un prisme d'extension très grande dans son épaisseur) et en moyennant ensuite les différentes acquisitions de sorte à annuler le signal de diffraction incohérente et à amplifier le signal cohérent des ondes réfléchies sur l'hypoténuse du prisme.

Dans ces travaux, j'ai proposé et mis en place un nouveau moyen d'étude du choc laser par barrette multiéléments. L'application présentée ici n'a cependant pas permis de mettre en évidence un intérêt majeur du dispositif pour sonder le comportement longitudinal et transverse des matériaux sous choc. En revanche, ce dispositif expérimental sera au cœur de plusieurs études et projets de recherche que je présenterai dans la suite de ce document.

2.2.3.e Endommagement de composites et de collages

Le contrôle de collages par choc laser peut être vu comme une mise à l'épreuve de l'assemblage, celui-ci étant endommagé s'il ne répond pas aux spécifications attendues. Nous avons proposé dans le cadre du projet FUI Monarque (dont je suis co-porteur et co-coordonateur) d'étendre les applications du choc laser à la création d'endommagements volumiques, réalisés à façons et conformément à un cahier des charges préalable. La première application visée concerne l'endommagement de structures monolithiques composites, à tissages 1D ou 2D. Les applications industrielles concernent la conception de cales étalons de CND à délaminages réels pour les étalonnages de procédures CND et l'endommagement maîtrisé de structures aéronautiques pour le développement de contrôles *in situ*, ou SHM (Structural Health Monitoring). La seconde application concerne les structures assemblées. Ici, l'endommagement du joint de colle est visé, pour proposer une solution de démontage des assemblages collés, comme celui de l'aube de Fan du moteur LEAP.

Dans ce projet, la maîtrise du lieu d'endommagement dans l'épaisseur de la structure considérée est faite par l'utilisation de deux impulsions laser, focalisées en regard l'une de l'autre sur les surfaces extérieures de la structure. Les deux chocs laser permettent de propager deux ondes

de détente (après réflexion sur surface libre) qui se croisent en un point dans la structure, fonction de l'écart temporel entre les deux chocs laser, cf. figure 24(a & b). Le point de croisement des deux ondes de détentes générées par les deux chocs laser permet une gestion optimisée de l'endommagement, positionné où l'on veut dans l'épaisseur de la structure, cf. figure 24(a' & b'). [51] On observe sur ces images de ressuage des délaminages créés dans une structure monolithique composite au milieu du composite (a') et décentré (b').

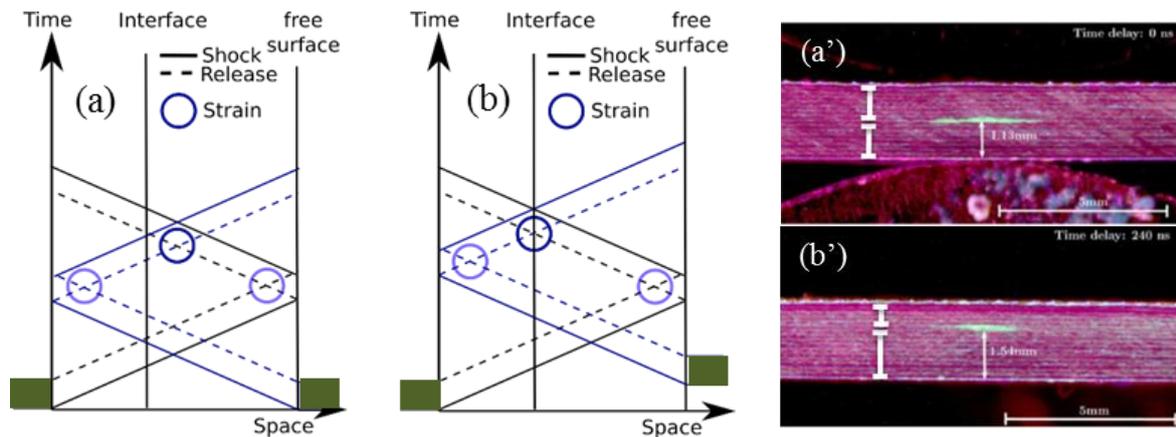


Figure 24 : (a & b) Illustration des principes physiques mis en jeu dans MONARQUE et démonstration de faisabilité de création de délaminage positionné où l'on veut dans l'épaisseur de la structure (a' et b') en fonction de l'écart temporel entre les deux impulsions laser. Les délaminages dans le cœur du composite sont mis en évidence par une procédure CND de ressuage.

A la fin du projet, une plateforme laser, dotée de deux laser Thales délivrant 6 joules par impulsion de 10 ns à un taux de répétition de 10 Hz doit voir le jour. La focalisation laser sera faite à façon, que ce soit en forme ou en dimensions. Cette focalisation sera continuellement adaptée pour travailler sur des structures industrielles, type aube de fan du moteur Leap, cf. figure 8(a). Ces structures industrielles seront portées par un robot. Cette plateforme laser permettra de réaliser des démonstrations du procédé sur les applications visées.

Cette plateforme devrait aussi permettre de faire les expérimentations finales de la thèse d'Eduardo Cuenca, pour l'END du collage de l'aube de fan LEAP.

Le projet Monarque est un FUI qui fédère 9 partenaires pour une durée de 4 ans et un budget total de 4 M€. Dans ce projet, je suis co-porteur et co-leader au nom du groupe Safran. J'ai en charge le suivi et la validation technique du projet, que ce soit pour (par exemple) les activités autour du procédé de choc laser ou pour les activités de conception et d'intégration de la plateforme laser.

3 Ondes guidées générées et détectées par barrettes multiéléments

3.1 Ondes de Lamb

3.1.1 Evaluation du vieillissement thermique des composites

Comme évoqué au début de cette section, il est possible d'utiliser des transducteurs multiéléments pour générer et détecter des ultrasons. Ce type de dispositif, basé sur des technologies piézo-électriques, est significativement plus simple à mettre en œuvre que les dispositifs laser. De plus, le relativement grand nombre d'éléments que peut constituer une barrette multiéléments, et avec lesquels on peut aujourd'hui faire à peu près ce que l'on veut au niveau de la génération et de la détection, rend ce type de dispositif très attractif pour qui s'intéresse uniquement à la propagation élastique.

Pour répondre à une problématique d'évaluation à cœur du vieillissement thermique de matériaux Composites à Matrice Organique (CMO), j'ai proposé une nouvelle méthodologie de contrôle de ces matériaux dans la cadre des travaux de stage de M2 d'A. Dalodière réalisé sous ma direction. [54] Les matériaux en question sont des composites préimprégnés 2D, conçus par superposition de tissus de fibres de carbone imprégnés de résine époxy et cuit en autoclave.

L'évaluation à cœur du vieillissement thermique de ces matériaux est particulièrement délicate car il s'agit d'un matériau dont les éléments constitutifs sont significativement différents, tant au niveau de leurs caractéristiques acoustiques que de leur résistance à la chaleur. De plus, le vieillissement thermique de ces matériaux crée un endommagement diffus dans le matériau, présentant un contraste acoustique très faible par rapport à un matériau sain. Avant cette étude, de nombreuses autres études ont été pilotées par le groupe Safran en partenariat avec des académiques et/ou des industriels. Aucune des approches envisagées n'a permis de réaliser l'évaluation voulue.

L'évaluation proposée ici utilise les ondes Lamb, *cf.* 2.1.2. L'approche proposée s'inspire des travaux de J.-G. Minonzio pour ce qui concerne la partie génération et détection des ondes de Lamb. [55-56] Cette approche est illustrée sur la figure 25. Le principe expérimental est très simple puisque qu'il consiste à simplement placer une barrette multiéléments en contact de la structure à inspecter, à émettre un signal élastique avec un ou plusieurs éléments et à écouter la réponse à cette sollicitation avec l'intégralité des éléments. Une simple transformation numérique de Fourier bidimensionnelle (bi-FFT) du signal ainsi enregistré permet d'obtenir les courbes de dispersion de la structure étudiée.

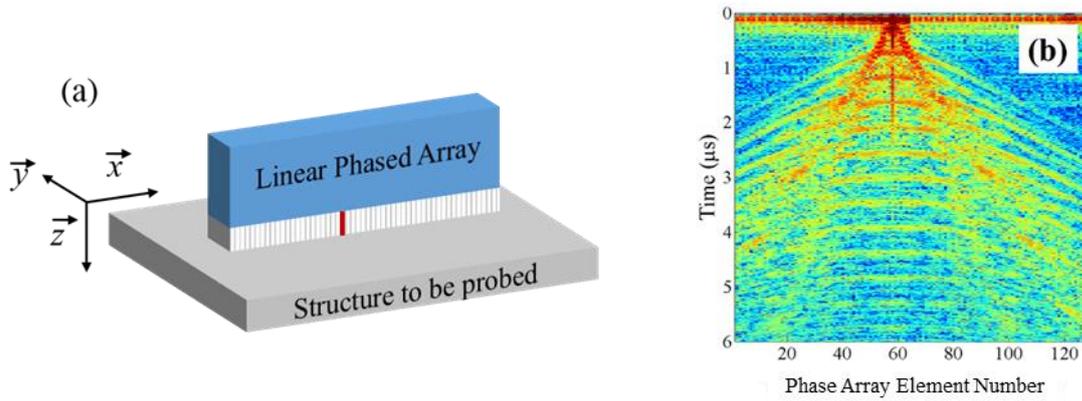


Figure 25 : (a) Illustration du principe expérimental de génération et de détection des modes de Lamb dans la structure composite et (b) illustration d'une détection spatio-temporelle typique obtenue expérimentalement.

Les CMO présentant une structure fortement hétérogènes (*cf.* tableau 1) et la génération de modes guidés dans ces structures y est particulièrement complexe. De plus, ces matériaux sont fortement atténuant du fait de la diffraction acoustique et de l'atténuation intrinsèque de la résine. De manière à pouvoir générer des modes guidés dans ces structures selon l'approche précédemment décrite, nous avons dans un premier travaillé à optimiser la génération et la détection des modes guidés dans une structure selon l'approche illustrée sur la figure 25.

3.1.1.a Génération de modes guidés par multiéléments

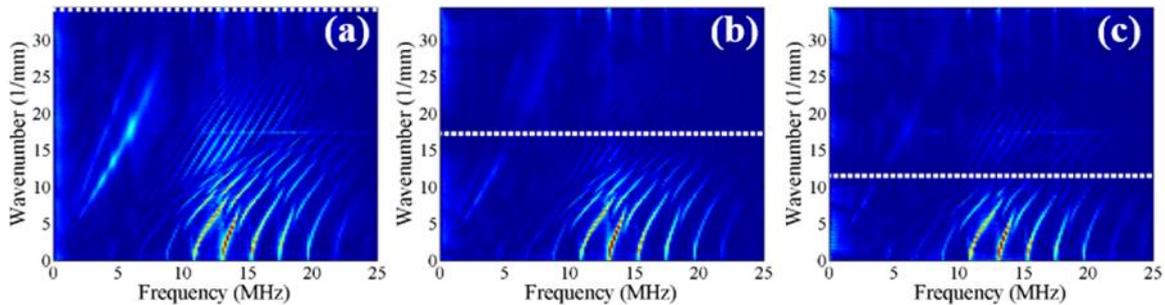


Figure 26 : Mise en évidence du lien entre taille de source et nombre d'onde maximum que l'on puisse détecter. Des tailles de source e de 0.15 mm, 0.33 mm et 0.51 mm sont utilisées pour obtenir les courbes de dispersions (a), (b), et (c). Les lignes blanches sont placées au niveau des nombres d'ondes en $2\pi/e$.

Au niveau de la génération, nous avons cherché à établir la dimension optimale de la source. L'énergie émise dans la structure étant proportionnelle à la surface de la source acoustique, celle-ci doit être suffisamment grande pour injecter suffisamment de signal acoustique pour réaliser la mesure désirée. Cependant, le nombre d'onde maximal que l'on puisse générer est inversement proportionnel à la taille de la source : si e définit la dimension latérale de la source, le nombre d'onde maximum que l'on puisse générer est $2\pi/e$. Une illustration de cette relation est proposée sur la figure 26. Sur cette figure, des acquisitions expérimentales avec des tailles de source de 0,15 ; 0,33 ; 0,51 mm ont été réalisées. Les courbes de dispersions des modes guidés ainsi générées sont respectivement présentées sur les figures (a), (b) et (c). Pour chaque

configuration, les lignes en pointillés sont placées sur l'axe des nombres d'onde ; en $2\pi/e$. La relation entre nombre d'onde maximum et taille de source est alors bien mise en évidence.

3.1.1.b Détection de modes guidés par multiéléments

Au niveau de la détection, nous avons étudié l'influence du gain analogique de l'électronique multiélément pour le calcul des courbes de dispersions. Ce travail est lié au besoin d'une part de détecter le signal acoustique sur un temps long pour avoir une bonne résolution fréquentielle dans le calcul des courbes de dispersions – donc d'utiliser un gain de détection suffisamment élevé – mais, d'autre part, à la perte d'information aux temps courts lorsqu'un gain analogique trop élevé est utilisé et fait saturer le signal détecté.

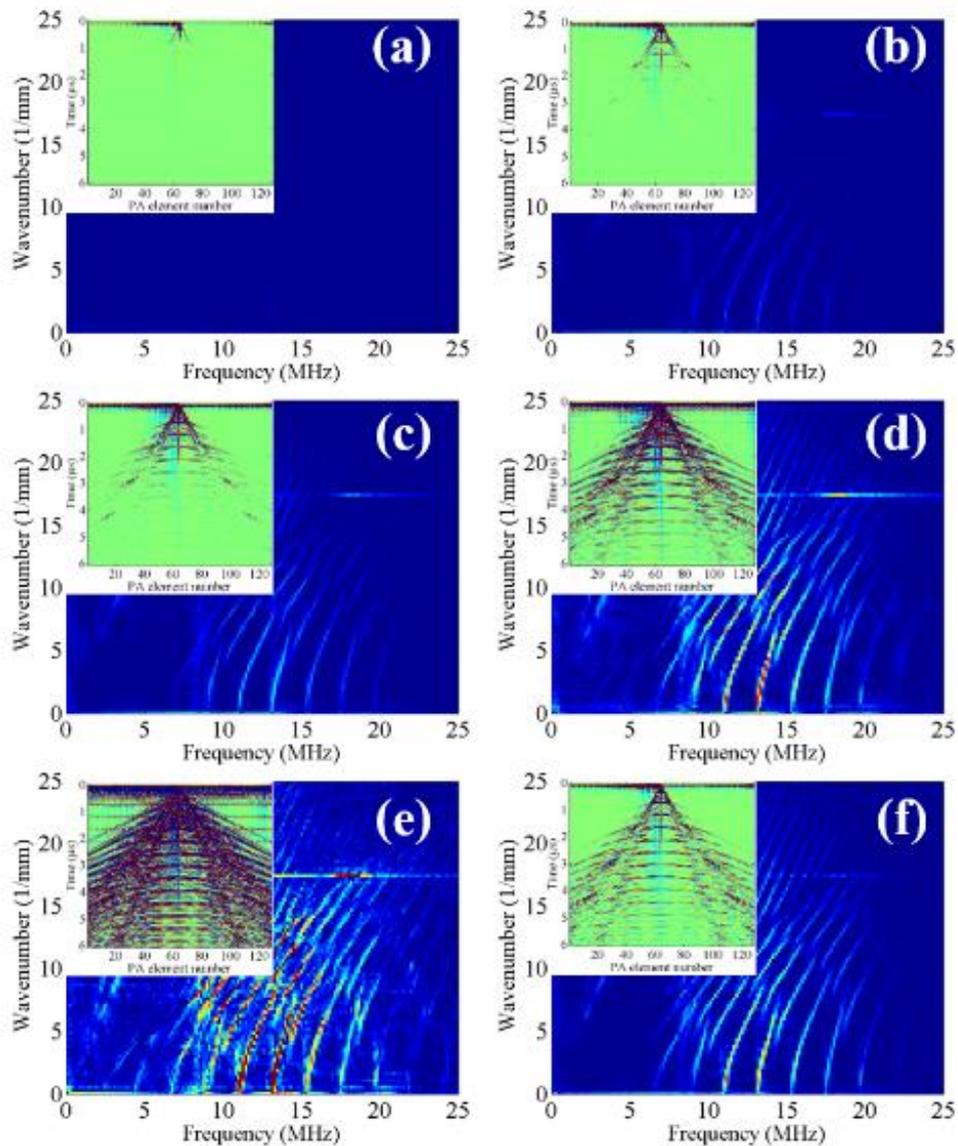


Figure 27 : Détection ultrasonore détectée expérimentalement pour différentes configuration de gain analogique de l'électronique multiéléments (insert) et courbes de dispersions correspondantes (mêmes codes couleurs). Les gains utilisés pour les illustrations (a) à (e) soit respectivement de 40, 50, 60, 70 et 80 dB. Un gain évolutif en fonction du temps permettant de compenser le mieux possible les pertes ultrasonore du signal détecté est utilisé dans la configuration (f).

Une illustration de ce travail est illustrée sur la figure 27, où 6 acquisitions ultrasonores sont réalisées avec comme seul paramètre d'étude le gain analogique de l'électronique multiélément. Des gains de 40, 50, 60, 70 et 80 dB sont utilisés pour les acquisitions (a) à (e) et un gain évolutif en fonction du temps est proposé dans la configuration (f). Ce gain permet de compenser artificiellement l'atténuation acoustique dans le matériau. [54] Sur les mêmes figures, les courbes de dispersions correspondantes calculées par simple Bi-FFT sont présentées avec le même code couleur. Dans la configuration (a), le gain est trop faible pour détecter un signal ultrasonore exploitable. Les configurations (b) et (c) sont similaires, même si un peu moins marquées. Dans la configuration (e), l'acquisition est quasi-intégralement saturée et les courbes de dispersion calculées par Bi-FFT perdent de leur définition. Les configurations (d) et (f) permettent d'obtenir des courbes de dispersion relativement bien définies mais une étude un peu plus détaillée du rapport signal à bruit permet de conclure que la configuration de détection (f) est finalement la plus favorable pour le calcul des courbes de dispersions.

Un second travail pour l'optimisation de la détection des courbes de dispersions a été réalisé à travers une étude comparative pour le calcul des courbes de dispersions, entre un calcul par simple Bi-FFT et un calcul plus avancé par approche matricielle et tiré de la bibliographie. [56] Cette approche nécessite de découpler la barrette multiélément en un groupe de M éléments émetteurs et un groupe de N éléments récepteurs de sorte à obtenir une matrice dite inter-éléments de dimension $M \times N \times t$, où t est la dimension temporelle des acquisitions ultrasonores.

Minonzo *et al.* ont démontré que, partant de cette matrice inter-éléments, il est possible de déterminer les courbes de dispersions de la structure sondée en réalisant une transformation de Fourier sur la dimension temporelle de la matrice inter-éléments puis en décomposant pour chaque fréquence la matrice résultante en deux sous-matrices. Une sous-matrice de faible dimension contient le signal acoustique d'intérêt et une autre sous-matrice de plus grande dimensions contient le bruit de l'acquisition. La décomposition de la matrice inter-éléments en sous-matrice est faite par décomposition en valeurs singulières (SVD). [55]

Une illustration de cette étude comparative est proposée sur la figure 28. La pertinence de l'approche matricielle y apparait clairement puisque la superposition avec la théorie est aussi bonne que pour le calcul par Bi-FFT et que, en plus, les modes guidés sont mieux définis, avec une plus grande bande passante.

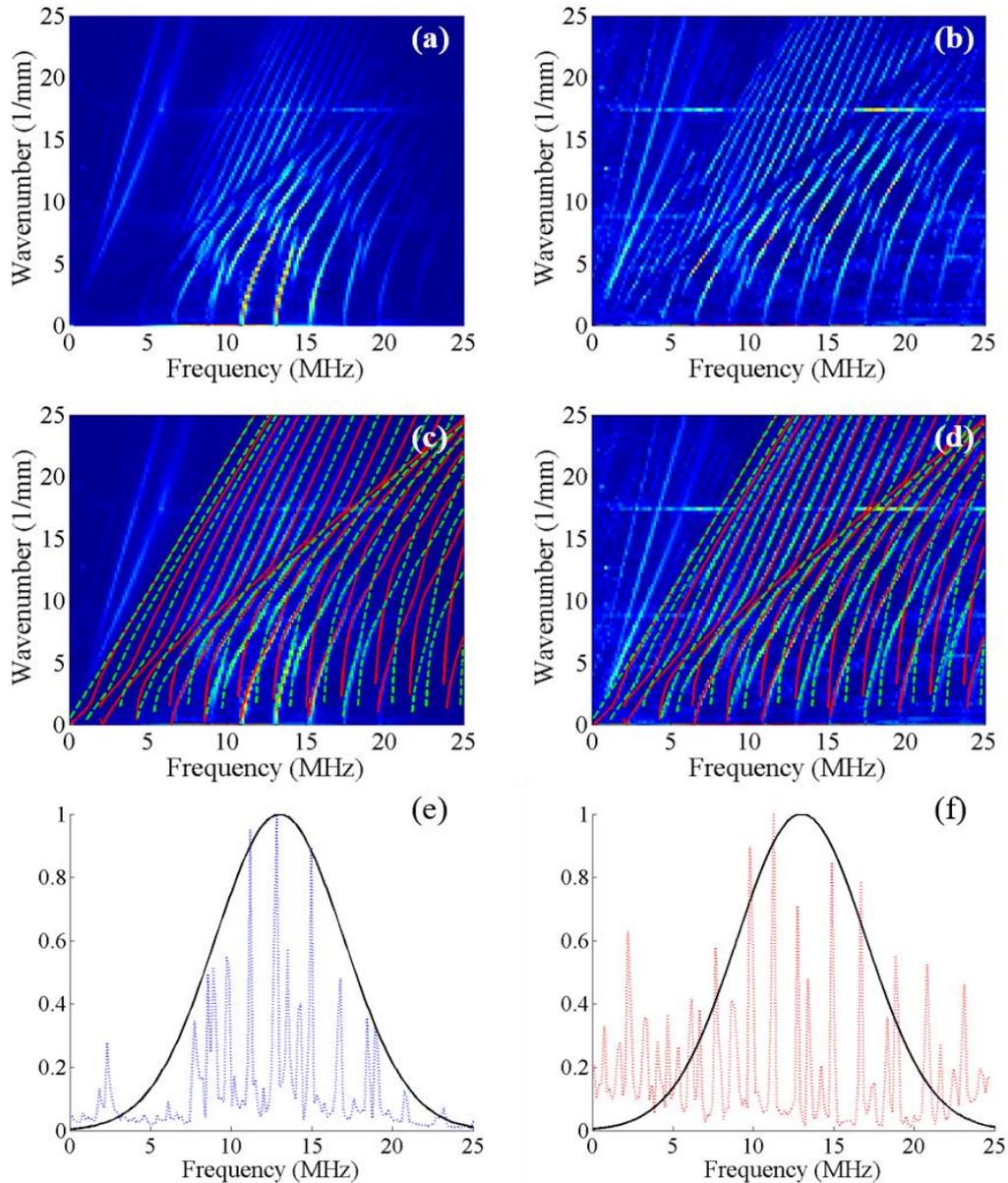


Figure 28 : Illustration de calcul de courbes de dispersions par bi-FFT (gauche) et par SVD (droite). (a - b) : Comparaison des courbes de dispersions (c-d) : Comparaison de (a-b) avec des simulations faites sous CIVA pour vérifier la pertinence des calculs. (e-f) : Superposition de la bande passante de la sonde et de l'amplitude du signal calculé sur les courbes de dispersions en $k = 6 \text{ mm}^{-1}$.

3.1.1.c Application pour la mesure à cœur de vieillissement thermique sur composites à matrice organique

Le travail d'optimisation et de détection des modes de Lamb générés et détectés par multiéléments a été réalisé séquentiellement sur un matériau école dans un premier temps, de l'aluminium, puis sur le matériau d'intérêt dans un second temps. Ce matériau est une structure composites CFRP (Carbon Fiber Reinforced Polymer) orthotrope de 2.6 mm d'épaisseur. L'analyse de vieillissement thermique a été réalisée grâce à la comparaison numérique de courbes de dispersions, d'une part issues d'une base de données créée expérimentalement en soumettant différents échantillons à tout un panel de vieillissements maîtrisés et d'autre part issue d'une

acquisition expérimentale sur un échantillon pour lequel un contrôleur aurait un doute quant à son intégrité suite à une exposition non voulue à une source de chaleur. La base de données des matériaux présentant différents vieillissements thermique et classifiée selon trois niveaux d'endommagements thermiques est présentée sur la figure 29. Les ronds correspondent à des échantillons dont l'endommagement thermique est nul ou négligeable, les triangles correspondent à des échantillons dont l'endommagement thermique est critique et inacceptable. Les carrés correspondent à des échantillons dont l'endommagement thermique est intermédiaire. Ces échantillons ont été fournis par la société cliente du besoin.

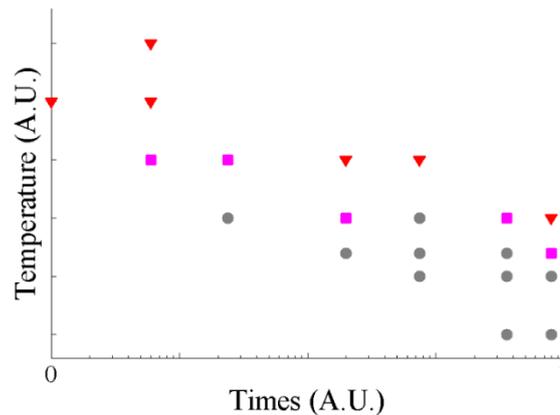


Figure 29 : Base de donnée des matériaux artificiellement vieillis et permettant de créer une base de donnée numérique de courbes de dispersions correspondant à des vieillissements thermique parfaitement connus.

La métrique de la comparaison est un nombre permettant de quantifier un degré de ressemblance d'images basé sur la comparaison d'image par SSIM (Structural Similarity Index). Cette approche permet de proposer une métrique normalisée, où la comparaison mêle la luminosité, le contraste et la structure de l'image dans la comparaison. [57] La méthode mise en place a montré de bons résultats et permet une évaluation qualitative des structures CMO, comme illustré dans le tableau 3.

Inversion calculation	Bi-DFT		SVD	
	Without	With	Without	With
Set #1	68%	72%	82%	86%
Set #2	45%	45%	100%	100%
Set #3	68%	82%	72%	86%
Set #4	45%	50%	82%	86%
Set #5	45%	40%	68%	77%
Mean	54%	58%	81%	87%

Tableau 3 : Taux de succès pour la quantification de vieillissement thermique de CMO selon la méthode mise en place et pour 4 protocoles différents de calculs des courbes de dispersions. La méthode de calcul SVD avec masque permet d'obtenir un taux moyen de 87%. [54]

Une poursuite des travaux concerne en particulier une optimisation de barrette au regard du problème en terme de fréquence centrale, de dimension des éléments, ... Un protocole expérimental permettant de proposer un gain évolutif en fonction de l'élément de la barrette multiéléments pourrait sans doute aussi améliorer le calcul des courbes de dispersions. Au niveau de la comparaison des images, construire une métrique de comparaison basée sur une méta-approche, qui permettrait de situer la distance d'un échantillon test à plusieurs autres, témoignant de plusieurs vieillissements différents, permettrait aussi sans doute d'augmenter la qualité de la mesure.

Les limitations de cette méthode concernent essentiellement le besoin de recourir à l'enregistrement d'une base de données, qui ne définit qu'un seul type de structure (morphologie, éléments constitutifs, ..) et le fait que cette approche ne peut fonctionner que sur des structures relativement fine, c'est-à-dire où les modes de résonance sont typiquement dans le domaine MHz. Ainsi, cette méthode ne couvre pas un besoin naissant dans le groupe Safran d'évaluation de vieillissement thermique à cœur sur des composites qui seraient en tissé 3D et où l'épaisseur serait de l'ordre du *cm* voire plus. J'envisage pour ce besoin de proposer une méthode de caractérisation ultrasonore par reconstruction des diagrammes de lenteur sur ces matériaux en utilisant des lois de retards pour faire un balayage angulaire (approche similaire à la synthèse de front d'onde) et de m'affranchir du problème de diffusion acoustique dans le tissé 3D en moyennant la même acquisition en différents points, de manière à faire sortir le signal élastique cohérent du signal diffusé.

Dans ces travaux, j'ai proposé une nouvelle méthodologie d'END par ondes de Lamb pour détecter des indications diffuses dans le matériau. Pour cela, j'ai étudié en détail la génération et la détection des modes guidés afin d'utiliser ces mêmes modes guidés sur composites CMO. Les résultats obtenus sont convaincants et une nouvelle méthodologie de contrôle est à présent à l'étude au sein du groupe Safran. J'ai identifié dans ce cadre de nombreuses pistes d'amélioration pour rendre le contrôle encore plus robuste.

3.1.2 Génération et détection de quasi ondes de Lamb à ZGV

L'approche présentée dans la section précédente, paragraphe 3.1.1, n'est intrinsèquement pas optimale pour exploiter les ondes de Lamb à Vitesse de Groupe Nulle puisque le principe de la méthode repose sur l'utilisation d'émetteurs et de récepteurs physiquement séparés, et même relativement éloignés, pour réaliser une mesure par ondes de Lamb. De plus, il est communément admis que les modes de Lamb à ZGV ne peuvent apparaître que dans des structures dont les bords sont libres. Donc, *a priori*, l'utilisation d'une barrette multiéléments pour générer des modes de

Lamb à ZGV n'est pas optimale. Cependant, le panel d'applications des modes de Lamb à ZGV étant relativement vaste [20 ; 25 ; 58] et les mesures associées pouvant être très sensibles, en particulier pour l'étude des collages, [59] je travaille à dépasser cette limitation.

Une approche consiste à forcer ou stimuler la génération d'un nombre d'onde donné en utilisant un motif spatial de génération, réparti sur l'ensemble de la barrette. Il s'agit simplement d'une transposition aux multiéléments du façonnage optique, couramment utilisé en ultrasons-laser pour stimuler un signal ultrasonore. [58 ; 60-61] L'idée consiste donc à émettre un signal ultrasonore avec une périodicité spatiale, correspondant à la longueur d'onde spatiale des modes de Lamb à ZGV que l'on souhaite générer. [62]

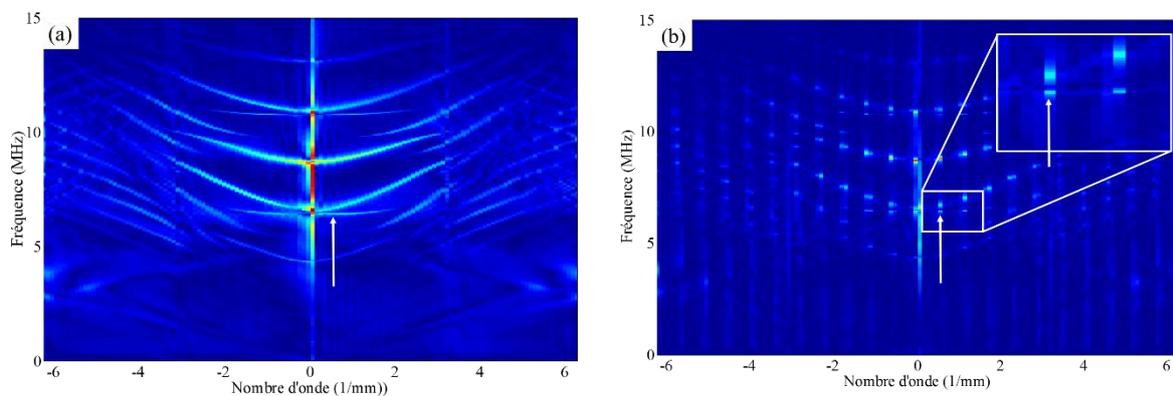


Figure 30 : (a) Courbes de dispersion obtenues sur plaque d'aluminium en plaçant une barrette multiéléments à sa surface et en générant le signal élastique avec l'élément central. (b) La barrette n'a pas été touchée par rapport à la configuration (a), mais le mode S_1S_2 a été forcé en générant un signal élastique spatialement périodique, de périodicité égale au nombre d'onde du mode ZGV S_1S_2 . Le mode ZGV est identifié par l'extrémité de la flèche verticale.

Des premiers éléments de validation de la méthode ont été réalisés sur plaques d'aluminium. Une illustration de ces travaux est proposée sur la figure 30. Sur la figure (a), une courbe de dispersion de référence est obtenue en plaçant une barrette multiéléments en surface d'une plaque d'aluminium et en émettant avec l'élément central alors que l'ensemble des éléments sont utilisés pour la détection. Sur cette courbe, on observe un mode ZGV S_1S_2 autour de 6,5 MHz, pour un nombre d'onde autour de 0,5 mm. Sur la figure (b), on montre que si l'on utilise une génération périodique, correspondant à la longueur d'onde du mode ZGV d'intérêt, la détection obtenue sur les courbes de dispersion est elle aussi périodique, de période égale à la longueur d'onde du mode ZGV. Dans le cas présent, on utilise une périodicité de 22 éléments pour la génération. Ce type de protocole expérimental peut présenter au moins deux avantages. D'un point de vue ultrasonore, il permet d'injecter plus d'énergie dans la structure insonorisée. Cela peut donc permettre une optimisation de protocole pour un procédé d'évaluation de structures par ondes de Lamb à ZGV. D'un point de vue contrôle, la détection ultrasonore étant plus discrétisée dans la configuration (b) que dans la configuration (a), une automatisation de sanction du contrôle proposée est plus simple

dans la configuration discrète. Ce propos est illustré sur la figure 31(b), où l'on représente le signal normalisé des courbes 30(a) et 30(b), courbes avec symbole et en traits plein respectivement, à 6,5 MHz en fonction du nombre d'onde. La résonance à 0.5 mm^{-1} est bien mieux identifiable selon une procédure automatique dans le cas (b).

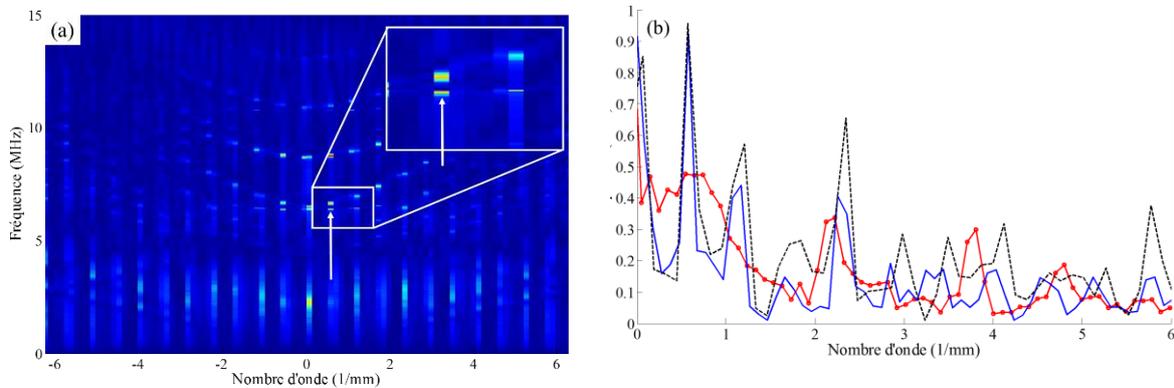


Figure 31 : (a) Courbe de dispersion où une périodicité spatiale permet de forcer la génération du mode ZGV S_1S_2 , avec une génération qui est le complémentaire de celle utilisée dans la configuration 30(b). (b) Courbes à 6.5 MHz des acquisitions 30(a) (trait plein, symboles), 30(b) (trait plein) et 31(a) (pointillés).

Sur plaques métalliques, ce principe de génération stimulée fonctionne très bien et j'envisage d'essayer de transposer le travail réalisé par ultrasons-laser pour le contrôle des collages, *cf.* 0, à ce type de génération/détection des modes de Lamb à ZGV, par certains aspects plus en phase avec un contexte de contrôle industriel. La génération/détection des modes de Lamb à ZGV sur structures composites reste par contre particulièrement délicate selon cette approche, probablement à cause de la rupture d'impédance acoustique entre la structure composite et la barrette multiélément, bien plus faible que dans le cas d'une étude sur plaque de métal, ce qui complexifie la génération/détection de mode de Lamb selon cette approche multiélément.

Face à cette limitation, j'ai proposé une variante de la méthodologie mise en place dans un souci d'optimisation du procédé pour injecter le plus de signal possible sur matériaux complexes à contrôler comme les composites. La procédure d'acquisition est alors réalisée en deux temps. Dans un premier temps, une acquisition uniséquentielle est réalisée, *i.e.* on émet et on détecte avec tous les éléments de la barrette. Dans un second temps, tous les éléments sauf ceux qui étaient utilisés dans la configuration (b) de la figure 30 sont utilisés pour générer le signal élastique dans la plaque. Enfin, les deux acquisitions sont retranchées. Une courbe de dispersion obtenue selon ce protocole est présentée sur la figure 31(a). Ce faisant, beaucoup plus d'éléments piézo-électriques sont utilisés pour générer le signal ultrasonore, ~ 120 dans le cas présent alors que l'on en utilisait 5 dans le cas de la figure 30(b), ce qui peut permettre d'augmenter la qualité de la détection. La courbe à 6.5 MHz en fonction du nombre d'onde de cette configuration d'étude est présentée en pointillés sur la figure 31(b). Dans le cas présent, la démonstration étant proposée sur aluminium, cet intérêt paraît

limité mais des cas d'application sur matériaux composites à matrice organique sont à l'étude, comme la mesure à cœur du vieillissement thermique, cf. 3.1.1.

3.2 Ondes de Rayleigh pour l'imagerie de fissures débouchantes

Une nouvelle problématique Safran est apparue durant l'année 2017 où le besoin consistait à imager des fissures débouchantes, d'ouvertures lèvres à lèvres submicrométrique et de longueur pouvant faire plusieurs cm sur matériaux métalliques. Les surfaces à inspecter peuvent être de l'ordre du m². Nous avons alors proposé une approche basée sur l'utilisation d'ondes de Rayleigh pour couvrir ce besoin. [63] Les travaux ont été réalisés par A. Dalodière, durant son stage de M2.

Les ondes de Rayleigh sont des ondes guidées se propageant à la surface d'une structure placée à l'air libre. Ces ondes possèdent une composante longitudinale et une composante transverse. Viktorov a proposé une formule permettant d'estimer la vitesse V_R des ondes de Rayleigh par rapport aux vitesses respectives V_L et V_T des ondes longitudinales et transverses :

$$\frac{V_R}{V_T} = \frac{0.718 - (V_T/V_L)^2}{0.75 - (V_T/V_L)^2}, \quad (\text{B-17})$$

En pratique, il existe trois méthodes principales pour générer des ondes de Rayleigh à la surface d'un matériau : par transducteurs interdigités, par ultrasons-laser utilisés en régime thermoélastique ou par transducteurs acoustique classiques (pastilles piézoélectriques) placés sur un sabot angulé *ad hoc*. Nous ne détaillerons ici que cette dernière approche.

Pour ce faire, le transducteur est fixé à un sabot, posé sur le matériau à inspecter. La génération de l'onde de Rayleigh est faite grâce à une conversion de mode au passage de l'interface sabot/structure à inspecter. Cette conversion de mode, entre l'onde se propageant dans le sabot, et celle se propageant à la surface du matériau, est régie par les lois de Snell-Descartes :

$$\frac{1}{c_1} \sin(\theta_1) = \frac{1}{c_2} \sin(\theta_2), \quad (\text{B-18})$$

où c_i et θ_i sont respectivement les vitesses et les angles d'incidences des ondes ultrasonores dans le sabot ($i = 1$) et le matériau à inspecter ($i=2$). La génération d'ondes de surface revient à fixer $\theta_2 = 90^\circ$, ce qui permet de définir l'angle θ_1 à partir de la relation :

$$\theta_1 = \text{asin}\left(\frac{c_1}{c_2}\right). \quad (\text{B-19})$$

Le domaine d'existence de la fonction arcsinus dans l'espace réel implique nécessairement $c_1 < c_2$, ce qui revient à dire que la vitesse de l'onde de Rayleigh doit être supérieure à la vitesse de l'onde volumique se propageant dans le sabot.

Dans le cadre de cette étude nous avons utilisé une génération/détection par multiéléments de sorte à optimiser les possibilités d'imagerie, comme présenté par la suite.

3.2.1 Optimisation de la génération/détection d'ondes de Rayleigh

Dans un premier temps nous avons étudié la génération et la détection des ondes de Rayleigh par multiéléments. Pour ce faire, nous avons placé une sonde multiéléments haute fréquence, 15 MHz, sur un sabot angulé que nous avons placé en regard d'une fissure d'intérêt.

Après estimation de l'angle optimum de génération grâce à la relation (B-19) autour de 52° , nous l'avons mesuré expérimentalement par balayage angulaire, figure 32(a). L'optimum du signal acoustique a été mesuré à 52.3° . Nous avons cependant observé que même à cet optimum, le contenu spectral de l'onde de Rayleigh réfléchi était très loin de la bande passante de la sonde multiéléments utilisée, autour de 3 MHz.

Epaisseur (mm)	10	15	20	25	30
Max. spectre 1 ^{er} écho (MHz)	13.1	12.5	12.2	11.1	9.8
Max spectre 2 nd écho (MHz)	10.2	9.0	6.8	/	/

Tableau 4 : Contenu fréquentiel des échos d'ondes longitudinales générées avec une sonde de 15 MHz après propagation dans différentes épaisseurs de réxolite.

Une étude empirique dont les résultats sont présentés dans le tableau 4 a permis de quantifier l'atténuation acoustique de la réxolite – le matériau constitutif du sabot de la sonde – à 15 MHz sur les ondes longitudinales. Cette atténuation est très loin d'expliquer le phénomène observé sur les ondes de Rayleigh.

J'ai finalement identifié une forte dépendance du signal ultrasonore avec le lieu d'émergence des ondes ultrasonore sous le sabot ultrasonore, figure 32(b & c). En effet, la sonde multiélément est utilisée pour générer un signal ultrasonore incident par rapport à la surface de 52.3° , de sorte à être à l'optimum de génération. Selon la position des éléments de la sonde par rapport au sabot, le point d'émergence de l'onde ultrasonore générée se trouve à une distance plus ou moins grande de l'extrémité du sabot. Selon la position relative de ce point d'émergence par rapport à l'extrémité du sabot, l'onde de surface générée va parcourir une certaine distance à l'interface entre la structure inspectée et le sabot. Il s'agit alors d'une pseudo-onde de Rayleigh qui s'atténue très fortement au cours de sa propagation, à cause de la présence du sabot à la surface du matériau. Ainsi, pour une utilisation optimale, l'onde de Rayleigh doit rester « pure » au maximum et ne doit donc pas voir de milieu autre que de l'air à sa surface. Le point d'émergence de l'onde

ultrasonore dans le sabot doit donc être à l'extrémité de celui-ci. Pour un angle de génération donné, il y a donc lieu de ne pas utiliser l'ensemble des éléments piézo-électriques de la barrette mais ceux de la partie supérieure, permettant une émergence du signal ultrasonore en bout de barrette. Le principe de cette description est présenté sur la figure 32. Ce phénomène a été récemment décrit dans la littérature. [64]

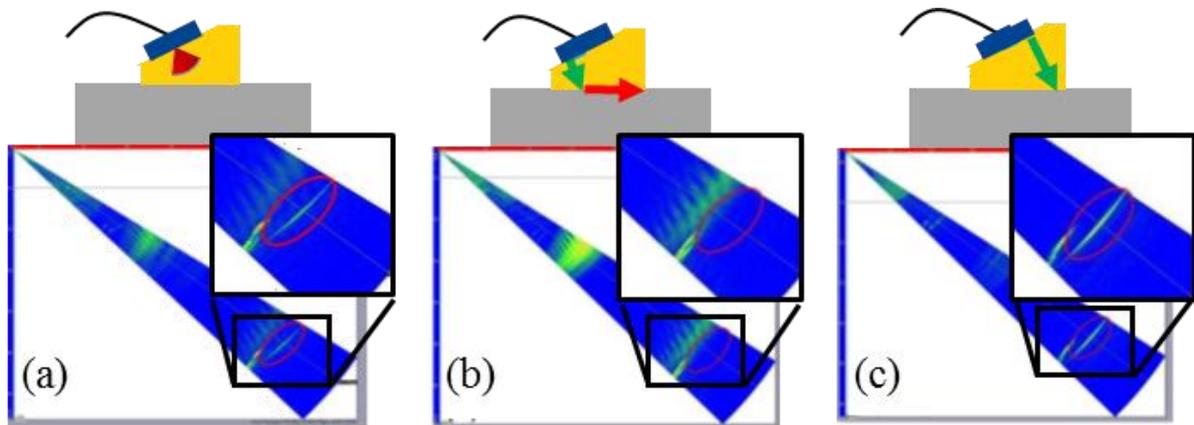


Figure 32 : Illustration des premières investigations réalisées pour optimiser la génération/détection des ondes de Rayleigh par multiéléments. La figure (a) illustre la recherche expérimentale de l'angle optimum de génération par balayage angulaire. Les figures (b & c) illustrent la recherche de génération optimale des ondes de Rayleigh.

Utilisé dans une configuration optimisée, les ondes de Rayleigh peuvent être utilisées sur de grandes distances d'inspection, sur géométries complexes, comme illustré sur la figure 33. La cale présentée à une hauteur de 10 cm.

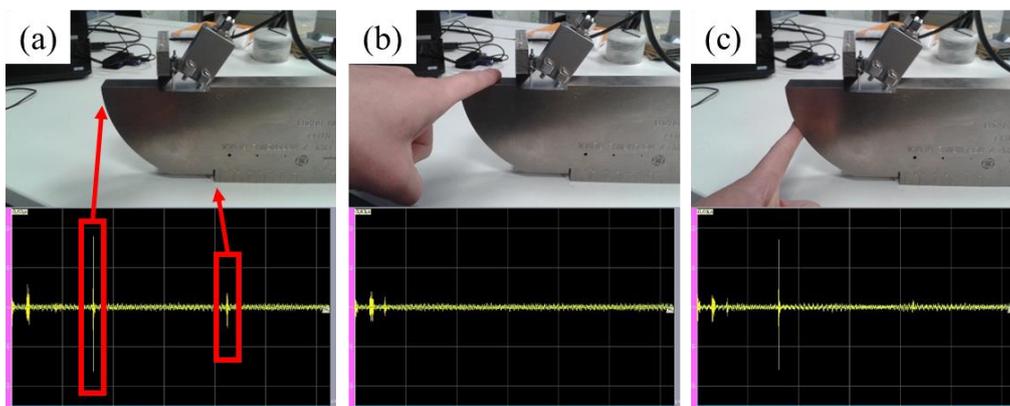


Figure 33 : Illustration de l'intérêt des ondes de Rayleigh pour le CND. Ces ondes peuvent se propager sur de grandes distances, même à haute fréquences, et suivre des profils complexes, comme illustré sur la figure (a). Les figures (b-c) permettent de mettre en évidence qu'il est très simple avec ces ondes de savoir l'origine d'un écho acoustique.

3.2.2 Imagerie de fissures débouchantes par ondes de Rayleigh.

Ces premiers travaux nous ont ensuite permis de proposer et de réaliser une méthode optimisée d'imagerie acoustique de surfaces par ondes de Rayleigh. Pour faire cela, j'ai proposé de tourner la barrette multiéléments, de telle sorte que sa longueur soit parallèle au plan de surface et

un sabot *ad hoc* optimisé a été conçu. L'angle optimum de génération est respecté et la ligne d'émergence du signal ultrasonore est en sortie de sabot, à son extrémité.

J'ai proposé dans un premier temps d'utiliser une approche d'imagerie ultrasonore synthétique par Focalisation en Tous Points (FTP) sur l'onde de Rayleigh ainsi générée. [63] La FTP est une méthode d'imagerie ultrasonore synthétique permettant d'imager des zones étendues avec des résolutions optimales en tout point. [65] Cette méthode d'imagerie nécessite au préalable de faire l'acquisition de la matrice inter-éléments de la zone étudiée, autrement appelé FMC pour *Full Matrix Capture*. Considérant une barrette ultrasonore constituée de N éléments piézo-électrique émetteurs/récepteurs, une FMC est l'enregistrement des $N \times N$ réponses inter-éléments $k_{ij}(t)$ définies par le signal t reçu par l'élément j suite à l'excitation de l'élément i . Considérant, cette acquisition, l'imagerie FTP consiste ensuite à définir numériquement l'ensemble des parcours acoustiques possibles offerts par la configuration d'étude en supposant le front d'onde émis comme étant cylindrique. Cette méthode d'imagerie acoustique est devenu un standard de référence en imagerie ultrasonore. Cette méthode d'imagerie est utilisée à partir des ondes de volumes, L ou T, mais n'avait jusque à présent pas été utilisée sur les ondes guidées.

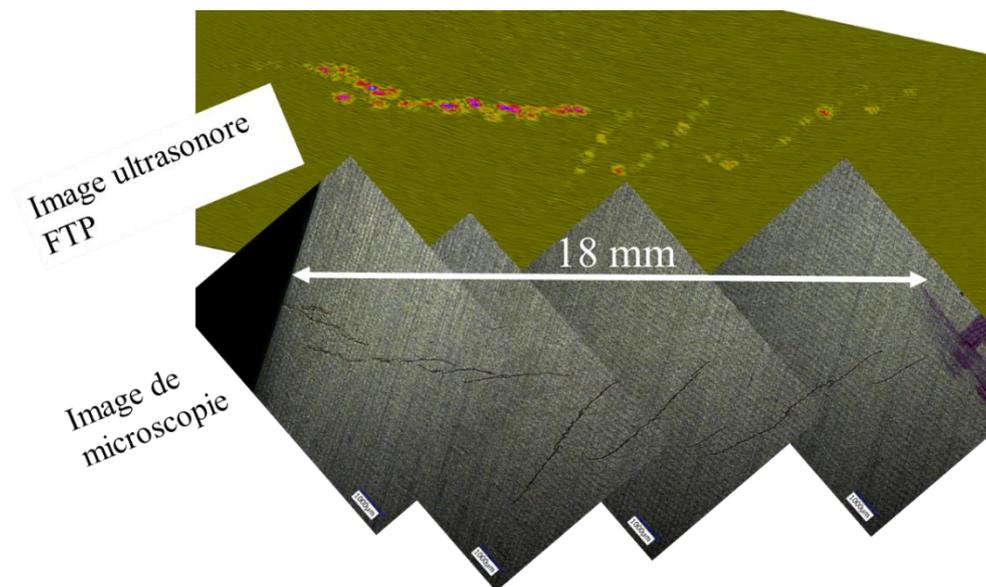


Figure 34 : Illustration d'imagerie synthétique par focalisation en tout point réalisée à l'aide d'une onde de Rayleigh (haut) et comparaison avec une image obtenue par microscopie optique (bas).

La démonstration de l'efficacité de la méthode a été proposée sur le cas d'application industriel sujet de ces développements, figure 34. Sur cette figure, on compare une image de microscopie optique (bas) avec une image ultrasonore obtenue par la méthode développée dans ce travail. La fissure est située quelques cm devant la barette ultrasonore. L'acquisition est réalisée en une fois et l'imagerie est faite en temps réel, avec une barette de $N=128$ éléments fonctionnant à 15 MHz. Cette figure permet d'illustrer les avantages majeurs de cette approche : la zone

insonorisée est suffisamment grande pour réaliser l'imagerie d'une fissure longue de 18 mm, où des ramifications de fissures peuvent être obliques par rapport au champ ultrasonore incident (du bas vers le haut) avec, éventuellement, des ramifications de fissures situées derrière d'autres ramifications par rapport au champ ultrasonore incident. Par rapport à la bibliographie, les performances d'imagerie sont significativement améliorées. [66]

Dans un second temps, j'ai cherché à optimiser l'imagerie de cette fissure, par rapport au gain nécessaire sur l'électronique multiéléments pour réaliser cette image et par rapport à la fréquence d'affichage. Pour ce faire j'ai proposé d'utiliser la méthode d'imagerie par fronts d'ondes plans (Plane Wave Imaging, PWI) à la place de la FTP. [67] Une illustration de la même fissure, imagée en PWI, est proposée sur la figure 35. Cette image a été obtenue exactement dans les mêmes conditions que l'image 34. Nous avons obtenu un gain de 15 dB dans la configuration d'imagerie PWI par rapport à la configuration FTP et réduit la quantité de données d'un facteur 16 puisque 8 séquences de tirs sont nécessaires dans cette approche à la place des 128 séquences préalables. Ces résultats sont en bons accord avec la bibliographie existante. [67]

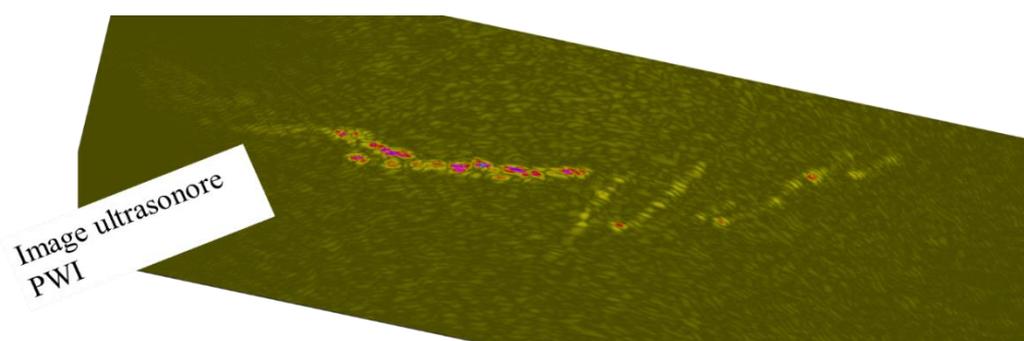


Figure 35 : Illustration d'imagerie synthétique par fronts d'ondes plans d'ondes de Rayleigh de la même fissure que présenté sur la figure 34.

L'imagerie par front d'onde plan permet donc de significativement augmenter la cadence d'affichage des images ultrasonores obtenues. Dans notre cas, en utilisant une électronique Panther de chez Eddyfi, cette cadence était supérieure 50 Hz. Un schéma d'inspection haute cadence et présentant de bonnes performances de contrôle peut ainsi être envisagé sur la base de cette étude. Ces travaux devraient être publiés sous peu, une fois la période de confidentialité suite à la demande d'invention terminée. [63] L'article correspondant, en voie de finalisation, est mis en annexe.

Pour cette étude, j'ai proposé un contrôle ultrasonore basé sur l'imagerie synthétique optimisée d'ondes de surfaces. Pour rendre ce contrôle possible, j'ai au préalable identifié les paramètres physiques expérimentaux critiques. Les résultats obtenus sont extrêmement prometteurs et répondent très bien au besoin industriel, pourtant très exigeant.

C Ondes optiques cohérentes pour sonder la matière et les interfaces

1 Introduction

Cette section concerne à présent l'utilisation d'ondes optiques pour sonder la matière et ses interfaces. Le champ des possibles correspondant à la phrase précédente étant probablement plus restreint par les limites de l'imaginaire que les limites de la physique, une introduction exhaustive à cette problématique ne sera pas proposée. A noter que Born et Wolf se sont eux-mêmes restreint dans leur *Principles of Optics* (aux phénomènes pouvant être décrit par les équations de Maxwell), pourtant un classique incontournable du domaine de l'optique. [68]

Dans cette section, nous aborderons donc uniquement l'utilisation d'onde optiques, cohérentes et monochromatiques, soit pour sonder des phénomènes physiques transitoires soit pour sonder des caractéristiques physiques statiques d'échantillons d'intérêts divers. Les durées d'impulsions des rayonnements utilisés s'étendent alors du domaine fs au régime continu. Ces dynamiques sont fondamentales puisque les efforts expérimentaux associés à chaque configuration seront radicalement différents. Ainsi, aux mesures statiques seront globalement associées des travaux expérimentaux sur l'amélioration de résolutions spatiales alors que les mesures ultrarapides impliqueront la mise en œuvre de montage pompe-sonde et toute la synchronisation associée.

De même, dans cette section, ne seront utilisés que des rayonnements électromagnétiques du domaine visible au rayonnement X.⁴ Si le domaine visible ne nécessite pas de précautions autres que le respect des protections de sécurité laser, le domaine XUV impliquera des expérimentations sous vide secondaire pour ne pas être absorbé par l'air avec toutes les difficultés expérimentales qui s'en suivent. Le rayonnement X étant ionisant, de sévères restrictions de sécurité s'imposeront.

Le découpage de cette section sera réalisé selon cette segmentation du spectre électromagnétique, en partant du domaine visible. Dans un premier temps, j'aborderai la détection optique d'acoustique picoseconde. Expérimentalement, la difficulté majeure réside dans l'utilisation d'un montage pompe-sonde et la détection de variations de réflectivité relative de l'ordre de 10^{-6} . Petite incursion dans un domaine autre de l'optique, il m'a fallu insérer un microscope optique de fluorescence dans le schéma pompe-sonde d'acoustique picoseconde pour les besoins de ma thèse. Analytiquement, la modélisation de la détection optique des phénomènes acoustiques engendrés en acoustique picoseconde est le passage que j'ai de loin préféré dans mes travaux de simulations et qui m'a poussé à aller voir un peu plus loin dans ce domaine après ma

⁴ Malgré la restriction faite, cette présentation paraît un peu pompeuse puisque seules les longueurs d'onde $\lambda = [800 ; 532 ; 400 ; 32 ; 20 ; 0.14]$ nm seront en réalité utilisées dans la suite.

thèse. Je continuerai ensuite dans le domaine visible en abordant un projet de recherche que j'ai monté avec H. Merdji et W. Boutu pour proposer une solution de contrôle surfacique performante (résolutions sub-micrométrique) par ptychographie de Fourier.

La ptychographie de Fourier est une branche des techniques d'imagerie par diffraction cohérente. Ces techniques sont au cœur de la seconde partie de cette section, pour lesquelles les travaux sont réalisés dans le domaine XUV. Après avoir présenté succinctement la génération d'impulsion laser XUV dans le cadre de mes travaux de postdoctorat, j'aborderai donc l'imagerie par diffraction cohérente, autrement appelée imagerie sans lentille. Les restrictions sur la qualité spatiale de la source laser étant particulièrement fortes pour ce type d'imagerie je présenterai dans un premier temps un travail d'optimisation de la ligne de lumière pour ensuite aborder un comparatif entre deux méthodes d'imagerie sans lentille. Enfin, une application physique de la détection par diffraction cohérente sera proposée – cœur de mon sujet de postdoctorat au CEA Saclay avec H. Merdji – avec des mesures de nanomagnétisme. J'y présenterai une démonstration de détection de diffraction cohérente permettant des mesures physiques de magnétisme à l'échelle de quelques dizaines de nm avec un unique tir laser de 20 fs. Ces travaux devaient permettre en particulier de démontrer le potentiel des lignes de lumière XUV comme celle du CEA Saclay comme alternative crédible aux sources X-FEL⁵ d'envergures bien plus grandes pour les mesures pompe-sonde XUV avec détection résolue spatialement.

2 Applications dans le domaine visible

2.1 Détection optique d'acoustique picoseconde

Cette partie concerne mes travaux de thèse. Il s'agit ici de modéliser et de comprendre la détection optique d'ondes acoustiques hautes fréquences dans un milieu transparent d'épaisseur finie. [12 ; 69]

2.1.1 Modélisation de la détection

J'ai réalisé un modèle de simulation analytique de la détection optique des phénomènes thermiques et acoustiques en acoustique picoseconde. Considérant une onde acoustique qui se propage dans un matériau, elle crée une variation locale de densité du matériau qui peut engendrer une variation de l'indice optique n du matériau :

$$\varepsilon^s(z) = \frac{\partial n}{\partial \eta} T(z) + \frac{\partial n}{\partial \eta} \eta(z), \quad (\text{C-1})$$

⁵ X-FEL (X-Ray Free Electron Laser) : grand instrument scientifique, permettant de générer des impulsions laser ultrabrèves et très intenses. Ces dispositifs permettent notamment de réaliser des mesures ultrarapides résolues en temps et en espace sur la base d'impulsions laser unique.

où ε définit la permittivité diélectrique ($n = \sqrt{\varepsilon}$) du milieu dans lequel se diffuse la chaleur T et se propage la déformation acoustique η , à la profondeur z . La notation s définit un terme perturbé, par opposition à la notation h qui définira un terme homogène. L'équation d'onde non-linéaire de Maxwell d'un milieu amagnétique dont la permittivité est fonction de l'espace est :

$$\frac{\partial^2 \vec{E}(z, \omega_0)}{\partial z^2} + q^2 \varepsilon(z) \vec{E}(z, \omega_0) = 0, \quad (C-2)$$

où $E(z, \omega_0)$ est le champ électrique, q et ω_0 sont la norme du nombre d'onde optique et sa pulsation dans le vide. L'inhomogénéité spatiale de la permittivité diélectrique étant considérée comme étant faible, un développement de Taylor peut être réalisé sur celle-ci et sur le champ électrique. L'équation du champ électrique perturbé par des fluctuations de densité s'écrit alors :

$$\frac{\partial^2 \vec{E}^s(z, \omega_0)}{\partial z^2} + q^2 \varepsilon^h \vec{E}^s(z, \omega_0) = -q^2 \varepsilon^s(z) \vec{E}^h(z, \omega_0), \quad (C-3)$$

La solution générale de l'équation d'onde homogène s'écrit simplement comme deux ondes planes contrapropagatives $\vec{E}^h(z, \omega_0) = (M^h e^{-jqn^h z} + N^h e^{jqn^h z}) \vec{x}$. La solution particulière de l'équation permet d'obtenir l'expression analytique du champ électrique diffracté par l'inhomogénéité spatiale de la permittivité diélectrique et peut être formulée comme suit : [69]

$$\vec{E}^s(z, \omega_0) = \frac{-jq}{2n^h} \left(\begin{array}{l} (M^h \int \varepsilon^s(z') dz' + N^h \int \varepsilon^s(z') e^{2jqn^h z'} dz') e^{-jqn^h z'} \\ - (M^h \int \varepsilon^s(z') e^{-2jqn^h z'} dz' + N^h \int \varepsilon^s(z') dz') e^{jqn^h z'} \end{array} \right) \vec{x}, \quad (C-4)$$

L'équation (C-4) est connue sous le terme d'équation du potentiel de diffraction. [68] La mise en place de cette équation et sa traduction en optique géométrique est sans aucun doute, même si ce n'était pas nouveau, la partie de mon travail de thèse qui m'a le plus enthousiasmé, et qui a motivé par la suite mon envie d'aller découvrir le monde de l'optique cohérente (avec bien entendu un certain gout pour l'instrumentation associée).

Aux quatre termes différents de l'expression (C-4) correspondent quatre rayons optiques différents que l'amplitude, la phase et la direction de propagation permettent d'identifier. Les termes où un déphasage de $\pm 2jqn^h z'$ apparaît correspondent aux rayons réfléchis sur la source de diffraction optique et les termes sans déphasage correspondent aux rayons transmis sur cette même source de diffraction. Le déphasage des termes diffractés en réflexion conduit aux modes de diffraction de Stokes et d'Anti-Stokes si l'égalité vectorielle décrite dans la relation (C-5) entre les nombre d'ondes acoustiques et optiques est vérifiée : [70]

$$\vec{k} \pm 2\vec{q}n = \vec{0}, \quad (C-5)$$

La relation (C-5) est à l'origine de la détection Brillouin, cf. relation (B-3) de la section ondes acoustiques, en acoustique picoseconde.

2.1.2 Détection d'ondes acoustiques GHz dans un milieu transparent d'épaisseur finie

Selon le milieu sondé, la contribution issue de l'interaction photon/phonon mise en place dans la section précédente (C.2.1.1) dans la détection optique est plus ou moins importante.

Appliquée pour la détection optique d'ondes acoustiques GHz dans un milieu transparent semi-infini, cette interaction donne naissance à une détection Brillouin comme illustré sur la partie gauche de la figure 36 où un même point de la vacuole d'une cellule d'oignon est sondé à deux longueurs d'onde différentes, autour de 400 et 800 nm. La fréquence Brillouin étant fonction de la couleur, cf. relation (B-3) de la section B, on observe bien une variation, autour d'un rapport 2, entre les fréquences Brillouin mesurées expérimentalement à 5.5 et 11 GHz. [9]

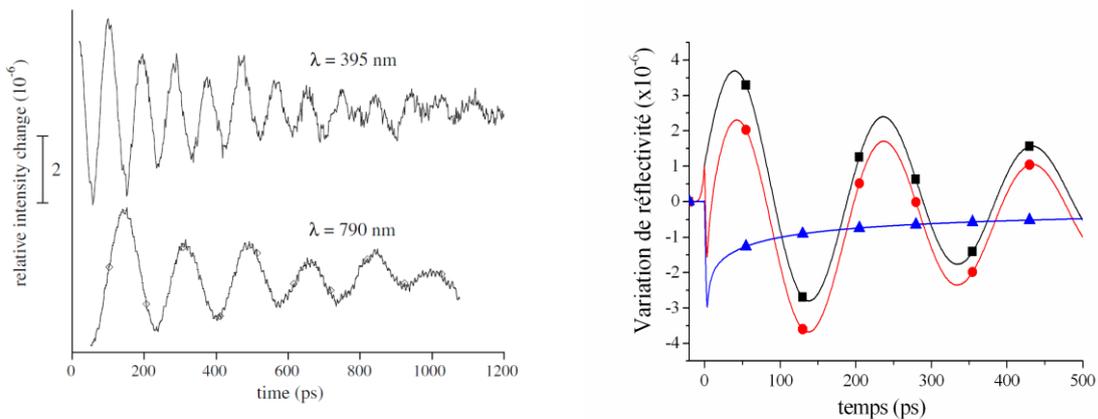


Figure 36 : Gauche : Détection optique expérimentale d'acoustique picoseconde dans la vacuole d'une cellule d'oignon. [9]. Droite : Simulation de la détection optique d'acoustique picoseconde dans de l'eau (carrés) et dans un milieu opaque (triangles). La simulation avec les ronds somme les deux contributions. [1]

Appliquée aux milieux opaques, cette interaction n'a qu'une très faible signature dans la détection globale d'acoustique picoseconde. En effet, l'atténuation optique ne permet pas que l'interaction acousto-optique se produise sur une épaisseur suffisamment grande pour donner naissance à une contribution telle que des oscillations. La détection associée est représentée sur la partie droite de la figure 36. La détection symbolisée avec des ronds correspond à une détection Brillouin dans un milieu semi-infini, telle qu'observée expérimentalement sur la partie gauche de cette même figure, alors que le signal symbolisé avec des triangles correspond à la détection expérimentale obtenue sur milieu opaque. L'interaction acousto-optique n'a eu lieu que sur une épaisseur de peau de l'ordre de la dizaine de nm aussi le signal détecté ne contient que très peu de la signature de cette interaction. Le signal avec carrés contient la somme des signaux avec ronds et triangles (détection d'acoustique picoseconde correspondant aux expériences que j'ai réalisées en thèse sur cellules d'oignon). Il n'est que légèrement modulé par rapport au signal de la détection optique dans un milieu transparent.

Appliquée à la détection optique d'ondes acoustiques dans un milieu d'épaisseur finie, la détection optique est plus complexe, toute la nuance étant dans le rapport entre la fréquence de résonance acoustique du milieu sondé et la fréquence Brillouin. En effet, dans ce cas d'étude, la détection optique est la somme de l'interaction acousto-optique précédemment décrite et de la détection de la variation d'épaisseur créée par l'onde acoustique. Une simulation de ces deux détections et de leur somme est proposée sur la figure 37. Les signaux avec étoiles représentent la variation d'épaisseur de couche créée par l'onde ultrasonore, les signaux avec carrés représentent l'interaction acousto-optique et les signaux sans symboles représentent la détection expérimentale d'acoustique picoseconde. La figure (a) illustre un cas où l'on sonde un milieu relativement épais par rapport à la période spatiale des oscillations Brillouin alors que la figure (b) illustre un cas où l'on sonde un milieu relativement fin par rapport à cette même période spatiale. Dans ce dernier cas, l'interaction acousto-optique n'a pas le temps de créer une oscillation complète.

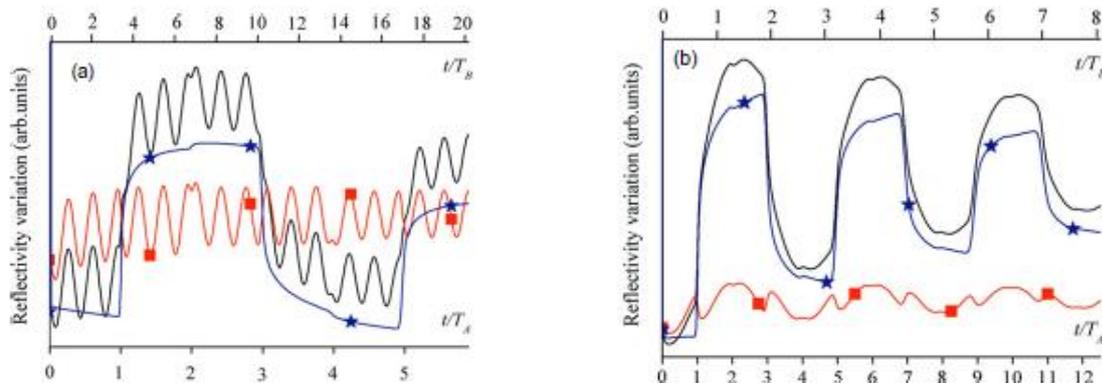


Figure 37 : Illustration de la détection optique expérimentale obtenue en acoustique picoseconde lorsque l'on sonde un milieu transparent d'épaisseur finie. Le signal avec étoiles représente la variation d'épaisseur de couche créé par l'onde ultrasonore, le signal avec carrés représente l'interaction acousto-optique et le signal sans symboles représente la détection expérimentale d'acoustique picoseconde. [12].

Dans les cellules animales, l'épaisseur des cellules est comparable à la période spatiale des oscillations Brillouin au niveau du noyau cellulaire et très inférieure à cette période spatiale en dehors. Face à cette configuration, un travail expérimental et un travail numérique ont été réalisés pour proposer des mesures physiques dans les cellules animales.

Expérimentalement, j'ai adapté le banc pompe-sonde pour pouvoir pomper mais surtout sonder un même lieu de la cellule en utilisant un rayonnement laser à 800 ou 400 nm. Cela m'a permis de démontrer expérimentalement que la détection expérimentale était bien constituée d'interférences Brillouin. [71] J'ai aussi adapté durant mon travail de thèse un microscope de fluorescence commercial au dispositif d'acoustique picoseconde pour permettre une identification des éléments subcellulaires sondés par acoustique picoseconde par microscopie de fluorescence en conditions *in vitro*. Une illustration de ces développements est proposée sur la figure 38. [12]

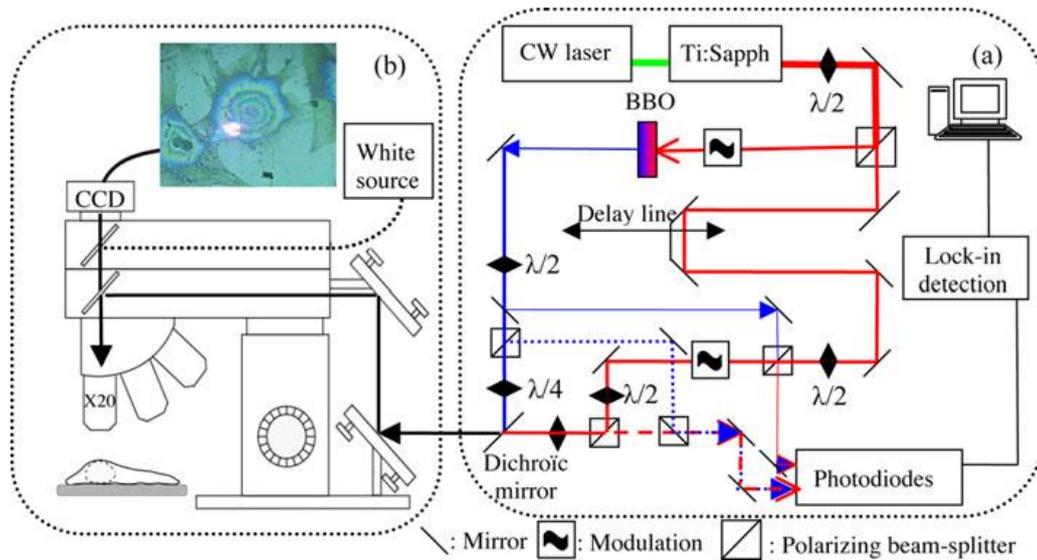


Figure 38 : Illustration des développements expérimentaux majeurs que j'ai réalisés durant ma thèse au niveau du banc expérimental. [12]

Numériquement, j'ai développé une procédure d'ajustement numérique basée sur une optimisation des moindres carrés entre mon modèle de simulation, prenant en compte la vitesse et l'épaisseur du milieu considéré, et les expériences pour résoudre le problème inverse. Une illustration des résultats obtenus est présentée sur la figure 39. Sur la figure (a), une même cellule est étudiée en utilisant une couleur de sonde bleu (haut) et rouge (bas). La couleur bleu, qui permet d'obtenir une interaction acousto-optique plus haute fréquence que la détection rouge, paraît plus pertinente à utiliser pour des cellules aussi fine que celles étudiées dans le cadre de ces travaux. Un panel de 5 cellules est présenté sur la figure (b). Les signaux bleus sont les signaux expérimentaux et les signaux noirs sont issus de la simulation.

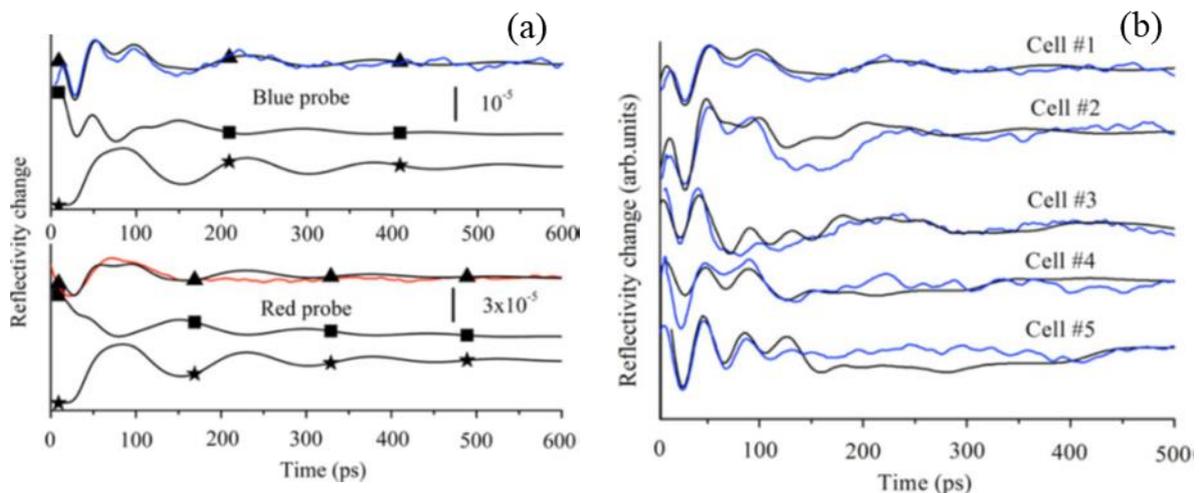


Figure 39 : Gauche : (Couleur en ligne) Changements de réflectivité détectés sur cellules animales (lignes) par acoustique picoseconde en utilisant une sonde bleue (haut) et une sonde rouge (bas). Les simulations des contributions de la détection acousto-optique (carrés), de la variation d'épaisseur (étoiles) et de la somme deux deux (triangles) sont aussi représentées. Droite : Détections optiques expérimentales et simulations ajustées pour proposer des mesures de paramètres viscoélastiques et d'épaisseurs sur cellules d'os.

Ces mesures ont permis de mesurer la rigidité cellulaire de cellules ostéoblastes en fonction de l'ajout d'éléments chimiques servant à stimuler l'adhésion cellulaire. [12] Les résultats de ces premiers travaux ont par la suite été confirmés par T. Dehoux. [13]

Dans ces travaux, j'ai étudié en détail la détection optique d'acoustique picoseconde dans une cellule, tant analytiquement qu'expérimentalement. J'ai clairement identifié les limites de la configuration expérimentale utilisée vis à vis de l'épaisseur du milieu sondé. J'ai aussi mis en place un dispositif d'expérimentations laser pompe-sonde pouvant être utilisé indifféremment dans le bleu ou le rouge et compatible avec un microscope optique de fluorescence. Finalement, j'ai mis en évidence un effet de l'ajout d'éléments chimiques sur les propriétés mécaniques de la cellule.

2.2 Ptychographie de Fourier pour imager des fissures débouchantes

Pour la même problématique que celle décrite dans la section 3.2 de la partie B, je travaille avec la Direction de la Recherche Fondamentale (DRF) du CEA à développer une approche optique pour imager des fissures débouchantes avec des résolutions sub-micrométriques et une capacité d'imagerie large champ. La méthode mise en place est basée sur la ptychographie de Fourier. [72]

La ptychographie est une méthode d'imagerie sans lentille que j'ai apprise durant mon postdoctorat au synchrotron Soleil, sous la direction de S. Ravy. L'imagerie sans lentille sera plus développée dans la partie suivante, mais très succinctement, l'idée repose dans le fait d'utiliser un rayonnement cohérent pour imager un objet en l'éclairant au point focal du faisceau focalisé et en enregistrant en champ lointain le rayonnement diffracté par l'échantillon. Ce faisant, le champ diffracté est homogène à la transformée de Fourier de l'échantillon et, comme le rayonnement incident est cohérent, l'ensemble du signal diffracté est déterministe et uniquement fonction des caractéristiques de l'échantillon. Si l'on sait retrouver la phase de l'image détectée en champ lointain sur caméra CCD, on sait alors imager l'échantillon avec des résolutions égales, voire inférieures, à la longueur d'onde du rayonnement utilisé par simple transformation inverse de Fourier. La ptychographie est simplement une méthode où l'on éclaire l'échantillon avec un balayage optique, de telle sorte qu'il y ait une redondance spatiale d'éclairement sur l'échantillon entre chaque acquisition. On peut ensuite retrouver la phase des images enregistrées grâce à cette information de redondance. On comprend aussi facilement que cette méthode non interférométrique est applicable à des objets de grandes dimensions grâce au principe de balayage lumineux.

Dans le cadre de notre nouvelle coopération, je travaille avec le CEA DRF à appliquer cette technique d'imagerie sans lentille à la problématique de l'imagerie de fissures débouchantes. J'ai

proposé une démonstration numérique de la méthode à l'aide d'un algorithme PIE, [73] développé durant mon postdoctorat au synchrotron Soleil et adapté au besoin présent. Le résultat de cette simulation est illustré sur la figure 40, où partant d'une image de fissure binarisée, je simule l'éclairage laser avec un faisceau focalisé de diamètre 1 mm, je simule les images de diffraction associées à l'éclairage sur une caméra 512x512 et je retrouve l'image initiale avec un algorithme PIE, même en ajoutant un bruit blanc de photon sur les images de diffraction.

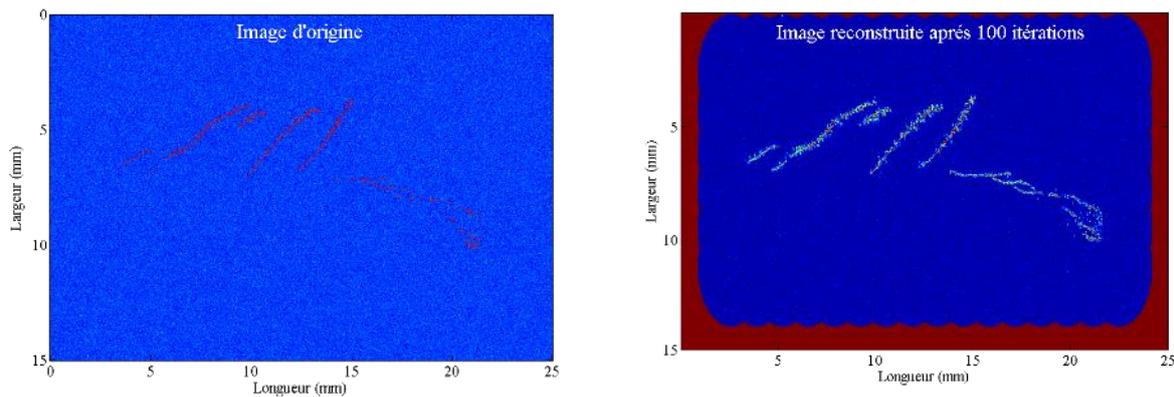


Figure 40 : Démonstration numérique très simplifiée du principe de la méthode. Partant d'une image de microscopie optique classique et binarisée (gauche & cf. figure 34), la méthode de ptychographie est simulée et permet de retrouver une image similaire à l'image initiale, droite.

L'approche expérimentale proposée ici est en réflexion, en travaillant à la longueur d'onde de 400 nm. Une demande d'invention a été déposée par rapport à la méthodologie de contrôle. [72] L'idée générale est de parcourir l'ensemble de la pièce avec un spot laser et de ne passer en mode imagerie par ptychographie que lorsqu'un signal de diffraction est détecté.

Les premiers travaux, réalisés dans le cadre d'un stage en partenariat avec le CEA/DRF, montrent que de nombreuses questions doivent être résolues avant que l'on puisse appliquer la méthode souhaitée pour le contrôle de surfaces, tant au niveau de la configuration expérimentale, que de la reconnaissance de diffraction ou de l'algorithme d'inversion. [74] Je souhaite mettre en place un projet de thèse pour travailler à ces questions. Les problèmes d'encombrements devraient pouvoir être résolus relativement facilement en achetant le bon matériel et le choix le plus pertinent pour l'inversion sera fait empiriquement. Reste la gestion de la reconnaissance de diffraction. Il s'agit ici de différencier la diffraction liée à l'état de surface du matériau de celle liée à une éventuelle indication de surface, de type fissure. Empiriquement, nous trouvons que le signal associé à ces deux types de diffraction est d'intensité similaire. Je pense que des approches de type apprentissage automatique ou intelligence artificielle pourrait probablement nous aider dans cette tâche de différenciation automatique.

Dans ce travail, je propose une nouvelle méthode tout optique de contrôle des surfaces en alternative au contrôle par ressuage. Cette méthode sans contact devrait permettre de fortes cadences de contrôle, des bonnes résolutions de contrôles et des inspections de surfaces difficiles d'accès. Cependant, de nombreux travaux restent à poursuivre avant d'arriver à une éventuelle industrialisation.

3 Applications dans le domaine XUV

3.1 Génération d'harmonique élevées dans les gaz

Les applications de cette section concerneront l'imagerie sans lentille d'échantillons nanométriques et des études de nanomagnétisme sur échantillons de [Co/Pd]. Pour ces deux activités, un rayonnement monochromatique et cohérent est nécessaire. Il doit aussi être de courte longueur d'onde ou, cela va de pair, d'énergie de rayonnement proche de seuils de résonance magnétique des échantillons étudiés (~ 60 eV). De plus, travaillant pour des applications de dynamiques ultrarapides, des impulsions laser ultrarapides, de durée fs , sont nécessaires. Enfin, essayant de se positionner en alternatives crédibles aux grands instruments scientifiques de type X-FEL, capables de réaliser des mesures en simple tir, nous avons besoin de réaliser des performances similaires.

Cette performance expérimentale a pu être réalisée en travaillant sur une source laser ultra brève et intense, le laser LUCA (Laser UltraCourt Accordable) du CEA Saclay (DRF) sur lequel nous avons fait de la génération d'harmoniques laser élevées (HHG, pour High Harmonic Generation) dans les gaz. La HHG est issue d'un phénomène optique fortement non linéaire et permet de générer des impulsions laser de courte longueur d'onde et de durée d'impulsion fs voire as . N'étant pas expert en génération d'harmonique laser dans les gaz mais simple utilisateur, je ne présenterai que la problématique associée à la ligne LUCA du laser CEA et les travaux d'optimisation de cette source auxquels j'ai participé.

La HHG dans les gaz peut être décrite à partir d'un modèle à trois étapes, permettant d'expliquer la réponse de l'atome unique dans le régime laser de champ fort. Ce modèle permet de décrire les profils de spectres observés expérimentalement en HHG. Ce modèle suppose un champ laser polarisé linéairement. Il décompose le processus de génération d'harmonique laser en trois étapes. [75] Dans un premier temps, le champ laser modifie le champ qui relie l'électron au noyau en abaissant sa barrière de potentiel. Au moment du maximum du champ optique, un électron peut être libéré et passer dans le champ laser. Il s'agit d'une ionisation par effet tunnel. En seconde étape,

l'électron est accéléré par le champ laser. Le laser étant polarisé linéaire, l'électron peut, en troisième étape, se trouver de nouveau à proximité du noyau et se recombiner avec son ion parent avec une probabilité non nulle. A cet instant, se produit l'émission d'un photon harmonique ayant comme énergie la somme du potentiel d'ionisation de l'atome et de l'énergie cinétique acquise pendant le passage dans le continuum. [75]

Application	Imagerie	Etude de l'aimantation
Domaine d'énergie (eV)	40	60
Numéro d'harmonique	25	39
Gaz générateur	Argon	Néon
Diamètre de faisceau incident (mm)	20 – 21	25 - 27
Pression de gaz générateur (mbar)	8 - 9	46 – 50
Longueur de cellule (cm)	8	5 – 6
Energie laser (mJ)	15	24 – 28
Point focal après la cellule (cm)	2	0 – 2
Nombre de photons dans la cellule de génération par harmonique	10^{10}	8×10^8

Tableau 5 : Identification des paramètres identifiés comme optimaux pour des applications d'imagerie sans lentille et d'études de nanodomains magnétiques sur la ligne LUCA.

A la lecture de ce mécanisme, on devine que l'efficacité de génération des harmoniques d'ordre élevées est relativement faible. De fait, il est de l'ordre de 10^{-4} dans le xénon à 10^{-8} dans l'hélium. [76] En préalable aux applications d'évaluation physique par génération d'harmoniques laser, il est donc nécessaire d'optimiser le processus de génération, en particulier pour des applications visant à proposer des mesures physique issues d'impulsion laser unique.

L'optimisation de la ligne d'imagerie cohérente du laser LUCA du CEA Saclay résulte de nombreuses années de travail, commencées dès 2006. Tout d'abord, un filtrage spatial a été réalisé en faisant propager le laser générateur dans une fibre creuse placée sous vide primaire (longueur de 30 cm, diamètre de cœur de 250 μm). Au niveau de la génération, les paramètres majeurs d'optimisation de la ligne sont une focalisation en longue focale (5 m) avec HHG en cellule longue, où la dimension, la pression et le gaz sont paramétrables, pour augmenter l'efficacité de conversion des photons infrarouges vers les courtes longueurs d'onde. Nous avons parcouru expérimentalement l'ensemble de ces paramètres de manière à identifier les couples de paramètres optimaux pour les différentes applications présentées par la suite. Selon l'application désirée, imagerie ou étude de l'aimantation par diffraction cohérente, ces paramètres diffèrent, notamment car l'énergie de

rayonnement XUV mise en jeu diffère. Les paramètres optimums identifiés à la suite de ce travail sont reportés dans le tableau 5.

Si la dernière ligne du tableau 5 est importante pour des applications de mesures simple tir, l'identification des paramètres optimum ne peut pas être réalisée uniquement au regard de cette valeur. En effet, le profil spatial du faisceau obtenu et la reproductibilité tir à tir des impulsions harmoniques sont tout autant à prendre en compte que le nombre de photons générés par harmoniques.

Une illustration de ce propos est présentée sur la figure 41. Trois profils spatiaux détectés en champ lointain par caméra CCD y sont présentés, pour deux configurations différentes de HHG de l'harmonique 25. Pour la configuration de gauche, le nombre moyen de photons détectés par impulsions est autour de 8×10^8 alors que dans la configuration de droite celui-ci est autour de 10×10^8 . Cependant, on observe que la reproductibilité tir à tir et la cohérence spatiale des impulsions laser obtenues dans la configuration de droite sont très nettement dégradées par rapport à la configuration de gauche, où le faisceau garde un profil quasi circulaire tir à tir avec un très léger astigmatisme résiduel. La configuration de gauche est donc préférée pour les applications présentées par la suite.

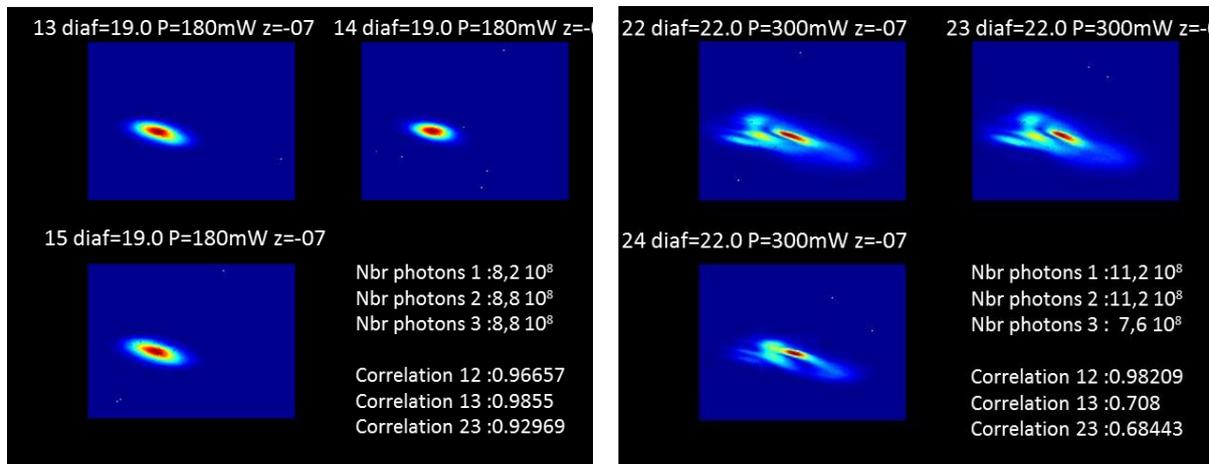


Figure 41 : Profils spatiaux et nombre de photons détectés par caméra CCD en champ lointain pour l'harmonique 25 selon différents paramètres de génération. Une reproductibilité de trois tirs a été retenue pour ces deux configurations de génération d'harmoniques. La configuration de gauche est préférée au regard de la reproductibilité tir à tir de du profil spatial des impulsions laser, même si cette configuration dégrade de ~20% le nombre de photons harmoniques par impulsions par rapport à celle de droite.

3.2 Imagerie sans lentille

3.2.1 Introduction

L'imagerie sans lentille repose sur la capacité à détecter en champ lointain un rayonnement cohérent diffracté par un échantillon fin et sur la capacité à savoir inverser cette image de diffraction pour obtenir l'image de l'objet illuminé dans l'espace réel.

L'hypothèse de champ lointain est respectée si la relation (C-6) est respectée :

$$\frac{a^2}{\lambda z} \ll 1, \quad (\text{C-6})$$

où a , λ et z représentent respectivement la dimension caractéristique de l'échantillon, la longueur d'onde incidente, la distance échantillon-détecteur.

Si l'échantillon est placé au foyer du champ lumineux monochromatique incident et s'il est suffisamment petit par rapport au diamètre du faisceau focalisé, il est raisonnable de considérer qu'il est éclairé par un champ lumineux de phase spatialement constante. L'image détectée en champ lointain, qui est l'intensité de la transformée de Fourier de l'échantillon, est uniquement fonction dans ce cas de l'échantillon éclairé, de λ et de z .

La résolution théorique atteignable est dictée par λ . En pratique, cette résolution est plutôt dictée par la capacité du détecteur à détecter les grands nombres d'onde diffractés ; qui correspondent aux variations spatiales les plus fines et dictent donc les résolutions de l'image reconstruite mais qui sont les plus faiblement diffractés et présentent donc le moins bon rapport signal à bruit. Les relations mathématiques permettant de quantifier les résolutions atteignables en fonction de la longueur d'onde, des spécifications du détecteur et de la distance z peuvent être trouvées dans de nombreuses thèses sur la thématique. Des résolutions sub-100 nm en utilisant un rayonnement XUV sont régulièrement atteintes. [77-80]

L'image encodée par le détecteur placé en champ lointain ne permettant que d'enregistrer une intensité, des techniques *ad hoc* doivent être développées pour retrouver la phase et calculer l'imagerie dans l'espace réel de l'échantillon éclairé. Deux approches différentes seront présentées dans les paragraphes suivants.

3.2.2 *Imagerie par diffraction cohérente*

Différentes approches peuvent être exploitées pour retrouver cette phase, dont la ptychographie comme expliqué précédemment. La technique d'Imagerie par Diffraction Cohérente (CDI, pour Coherent Diffractive Imaging) nécessite elle aussi un algorithme itératif de recouvrement de phase, mais sur la base d'un unique éclairage. En revanche, l'hypothèse de travail est que la phase éclairant l'objet est uniforme et que l'objet est spatialement isolé. [81-82] Cette hypothèse est relativement forte et, après avoir optimisé la génération d'harmonique comme expliqué précédemment, il est à présent nécessaire d'optimiser la focalisation du faisceau harmonique sur l'échantillon afin de respecter cette condition. Ce travail, illustré sur la figure 42, a été réalisé dans la cadre de la thèse de X. Ge, que j'ai contribué à encadrer lors de mon postdoctorat au CEA Saclay, en utilisant un senseur de front d'onde. [83] Un bon alignement de la parabole hors

axe permet d'améliorer sensiblement le profil spatial du rayonnement harmonique réfléchi par celle-ci (b) par rapport à une configuration ne respectant pas cette étape d'alignement (a). L'ajout d'un diaphragme juste avant la parabole permet lui aussi d'améliorer ce profil spatial (c). On obtient alors un foyer quasi circulaire de 5 μm de diamètre au foyer où 90% de l'énergie se trouve dans la partie centrale du rayonnement laser. [83]

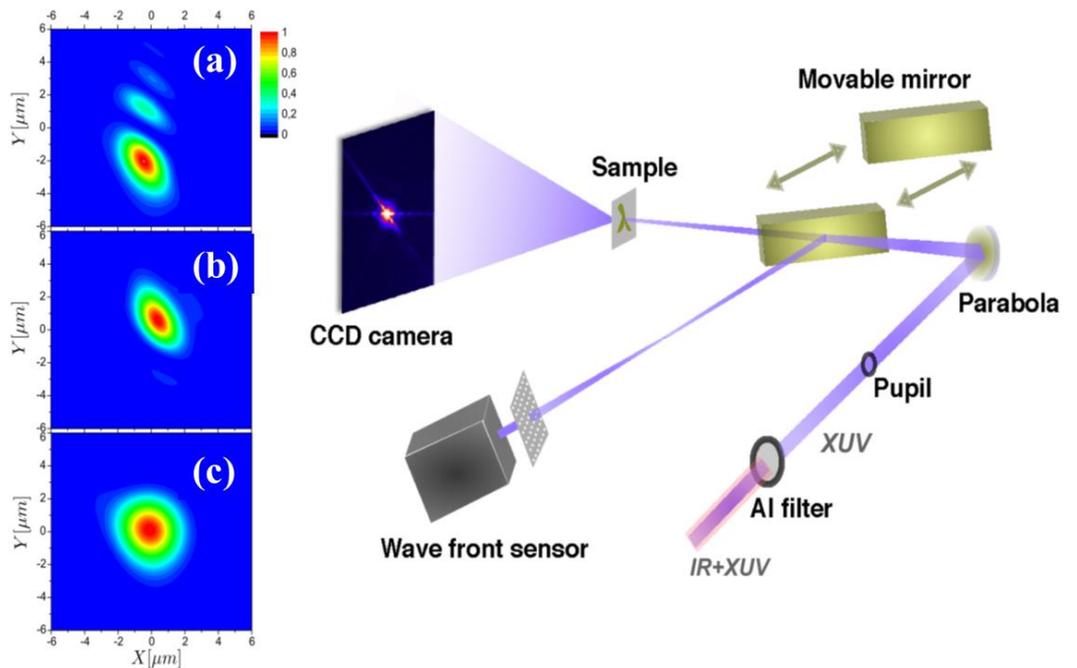


Figure 42 : Optimisation du dispositif d'imagerie par diffraction cohérente avec alignement de la parabole hors axe à l'aide d'une mesure du front d'onde du faisceau harmonique après la parabole. Les profils spatiaux du rayonnement harmonique (H25) réfléchis par la parabole avant (a) et après optimisation (b) de la parabole hors axe sont présentés en insert, ainsi que le rayonnement obtenu après insertion d'un diaphragme juste avant la parabole (c). [83]

L'ensemble de ces optimisations nous a permis de réaliser l'imagerie par diffraction cohérente d'échantillons micrométriques en 20 fs avec des résolutions spatiales de 78 nm alors que celles-ci étaient auparavant de 119 nm. [83]

3.2.3 Imagerie par holographie

Une autre approche consiste à détecter en champ lointain un diagramme interférométrique, résultant de l'interférence entre le signal issu d'une référence optique et le signal diffracté par l'échantillon. Dans le cas d'application avec rayonnement XUV, le schéma optique est classiquement en transmission et la référence est alors obtenue en perçant un trou, à côté de l'objet. L'image détectée est alors un hologramme. Si l'on définit l'échantillon comme étant $t = o + r$; t , o et r étant respectivement la transmission globale de l'échantillon, de l'objet à imager et de la référence, la figure de diffraction I détectée en champ lointain peut être décrite comme suit :

$$I = |F(t)| = |F(o) + F(r)|^2, \quad (\text{C-7})$$

où F définit la transformée de Fourier. La transformée de Fourier inverse de l'image de diffraction ainsi détectée est :

$$F^{-1}(I) = t * t = o * o + r * r + r * o + o * r, \quad (\text{C-8})$$

où $*$ est l'opération de corrélation définie comme suit :

$$o * r = \int \int o(x', y') \bar{r}(x' - x, y' - y) dx' dy'. \quad (\text{C-9})$$

Le graphème barre dans l'équation (C-8) définit le complexe conjugué.

Les deux termes d'autocorrélation dans l'équation (C-8) sont situés au centre de l'image et ne sont pas intéressants pour la reconstruction numérique de l'échantillon t . Les deux autres termes, en revanche, complexes conjugués l'un de l'autre, sont le produit de corrélation entre l'objet et la référence. De cette relation, on remarque que si r est défini comme étant une fonction Dirac de l'espace, $o * r$ et son complexe conjugué se réduisent simplement à o et à son complexe conjugué. L'objet o peut alors être simplement calculé par une double transformation numérique de Fourier et les résolutions théoriques de l'image ainsi obtenue sont optimales. On comprend alors que la résolution associée à cette technique d'imagerie est limitée par les dimensions de la référence, d'autant plus que, pour optimiser les interférences, le flux optique de référence et le flux optique diffracté par l'échantillon doivent être égaux.

Cependant, cette technique d'imagerie holographique apparaît comme étant à reconstruction directe, simple et sans ambiguïté pour l'imagerie sans lentille comparativement à la méthode précédente. Aussi des travaux ont été menés pour proposer un compromis entre le diamètre du trou et l'efficacité d'interférence optique.

Une approche consiste à utiliser des références holographiques de géométrie plus complexes qu'un simple trou, comme une référence étendue. Dans ce contexte, le schéma holographique HERALDO (pour Holography with Extended Reference by Autocorrelation Linear Differential Operation) apparaît comme étant particulièrement intéressant. Il s'agit une extension de l'holographie par transformée de Fourier à des références qui deviennent des fentes. L'utilisation de ces références étendues permet alors de lever la contrainte de la ponctualité de la référence nécessaire pour avoir des résolutions optimales. L'idée de la méthode est que la dérivée d'une fente suivant sa direction est constituée de deux Dirac, soit l'équivalent de deux références ponctuelles. Il suffit donc d'ajouter une étape supplémentaire de dérivation spatiale dans l'approche HERALDO selon la direction de la fente à la transformée de Fourier de l'hologramme pour reconstruire l'image numérique de l'objet. L'équipe d'imagerie cohérente du CEA Saclay a en particulier proposé la première démonstration d'imagerie sans lentille simple tir sur ligne harmonique sur la base de cette

approche. [79] Les résolutions obtenues sont de l'ordre de 110 nm pour un temps d'intégration de 20 fs.

Nous avons par la suite travaillé à évaluer la robustesse de cette méthode vis-à-vis du bruit de lecture de la caméra, du filtre à appliquer sur l'image détectée pour optimiser la qualité de la reconstruction numérique et de la forme du motif de la référence pour la reconstruction numérique des images. [84]

Nous avons en particulier proposé d'utiliser un filtre supergaussien pour optimiser la reconstruction de l'image. Ce type de filtre paraît être un bon compromis dans notre configuration d'étude vis-à-vis de la dualité qu'il existe dans cette technique d'imagerie entre le besoin de réduire au maximum le bruit de lecture et le besoin d'avoir des nombres d'onde diffractés suffisamment grand (mais de faible rapport signal à bruit et donc proche du bruit de lecture de la caméra CCD) pour permettre d'avoir des résolutions d'imagerie les meilleures possibles.

De même, nous avons évalué différents motifs de références, ponctuels, fentes et carrés. Une illustration de ces motifs est proposée dans les inserts en bas à gauche des images de la figure 43.

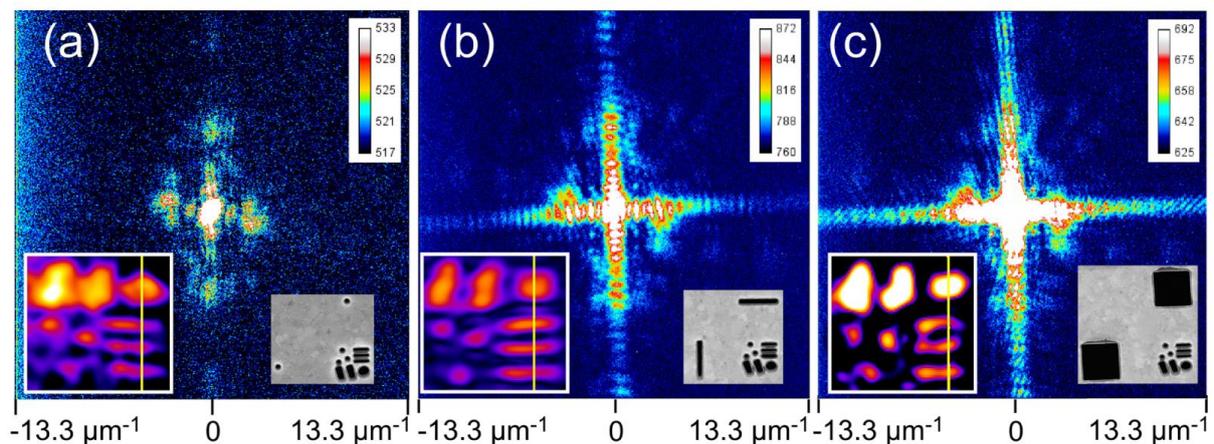


Figure 43 : Comparaison entre différentes formes de références pour évaluer la qualité de la reconstruction de l'image reconstruite. (a) Holographie par transformée de Fourier, (b) HERALDO avec deux références fentes et (c) HERALDO avec deux références carrées (échelles log). En insert, à droite, une image MEB des échantillons, à gauche : reconstruction de l'objet (le carré blanc fait un micron de côté). D'après [84].

La configuration HERALDO évoquée précédemment avec une référence de type fente est illustrée dans le cas (b). Le cas (c) illustre un autre type de référence étendue, un carré où il devient nécessaire de procéder à deux dérivations spatiales selon les deux directions du carré. La configuration (a) est la configuration de référence avec un simple trou d'holographie. Les résolutions théoriques atteignables dans le cas des configurations (a) et (b) sont données par le diamètre du trou et la largeur de la fente. En revanche, la configuration carrée supprime la résolution maximale atteignable puisque la double dérivation implique que l'on obtient 4 trous de type

« Dirac ». Cependant, cette double dérivation amplifie le bruit de lecture par rapport aux configurations (a) et (b) et la configuration (a) est loin de permettre un flux optique de référence comparable à celui passant par l'objet à imager, ce qui défavorise la configuration d'imagerie holographique. Finalement, la configuration (b) est la configuration optimale, avec des résolutions atteintes de l'ordre de 100 nm.

Nous avons démontré dans ces travaux la capacité de lignes de lumières XUV comme celle du CEA Saclay/DRF comme alternatives expérimentales crédibles aux grands instruments pour faire des mesures simples tirs avec des résolutions fs et sub-micrométriques. Nous avons fait cette démonstration grâce à une optimisation fine de la ligne de lumière, tant vis-à-vis de la qualité spatiale des impulsions XUV que de leur intensité. Ces travaux ouvrent la porte vers la mesure de phénomènes physiques transitoires irréversibles et ultrarapides.

3.3 Etude de l'aimantation aux échelles nm et fs

3.3.1 Introduction

Les applications d'imagerie présentées ci-dessus ont été réalisées avec un temps d'intégration de 20 fs. Si imager une membrane opaque percée en 20 fs ne revêt que peu d'intérêt d'un point de vue physique, une telle technique appliquée à l'étude des phénomènes transitoires ou des phénomènes ultrarapides est en revanche particulièrement intéressante, par exemple pour la communauté scientifique s'intéressant aux propriétés électroniques de la matière condensée.

En effet, à titre d'exemple, il a été démontré en 1996 que l'interaction d'une impulsion laser fs avec un matériau magnétique peut entraîner une désaimantation globale (à l'échelle d'un faisceau laser un peu focalisé) extrêmement rapide du milieu ; ce milieu étant constitué de domaines magnétiques dont les dimensions caractéristiques peuvent être de l'ordre de la centaine de nm. Ce phénomène, non prédit par les modèles de l'époque, ne peut être compris expérimentalement qu'à l'aide d'un instrument scientifique capable de résoudre les échelles spatiales et temporelles des phénomènes considérés ici. Donc un instrument capable de filmer une dynamique fs avec des résolutions nanométriques, tout en étant large champ puisque le phénomène est global au regard du faisceau laser.

Ce défi expérimental fait partie des motivations à la construction des grands instruments de type X-FEL, [85] pour être capable d'imager des dynamiques ultrabrèves avec des résolutions nanométriques, de manière à mieux comprendre la matière aux échelles électroniques. [86]

Nous avons proposé, en alternative à ce type d'instruments qui étaient à l'époque encore en construction ou en tests préliminaires, d'utiliser des lignes de lumières cohérentes XUV issues de

la HHG pour aborder cette problématique. Pour ce faire, l'idée tire profit que dans des assemblages multicouches de Nickel/Cobalt par exemple, des nanodomains magnétiques peuvent être obtenus, dont les orientations de spin sont normales à la surface et de directions opposées. Une image obtenue par microscopie à force magnétique (MFM) de ces nanodomains est proposée sur la figure 44(a). Il s'agit dans le cas présent de nanodomains alignés présents sur un arrangement multicouche (15 répétitions) de [Cobalt(4 Å)/Palladium (6 Å)]. [87] Si l'on s'intéresse à l'indice optique de ce matériau pour des énergies autour du seuil de résonance M du Cobalt, on peut constater que l'indice optique complexe du matériau diffère selon l'orientation de spin du domaine magnétique. [88] Ainsi, pour un nanodomaine donné, selon que son spin est orienté selon la direction de propagation d'un rayonnement optique ou pas, son indice optique complexe n sera établi par la relation :

$$n_{\pm} = 1 - (\delta \pm \Delta\delta) + j(\beta \pm \Delta\beta), \quad (\text{C-10})$$

où les symboles δ et β décrivent les parties réelles et complexes de l'indice optique du milieu et les symboles $\Delta\delta$ et $\Delta\beta$ décrivent respectivement les parties réelles et imaginaires des couplages magnéto-optique du milieu. Des mesures de ce couplage magnéto-optique autour du seuil M du Cobalt sont présentées sur la figure 44(b).

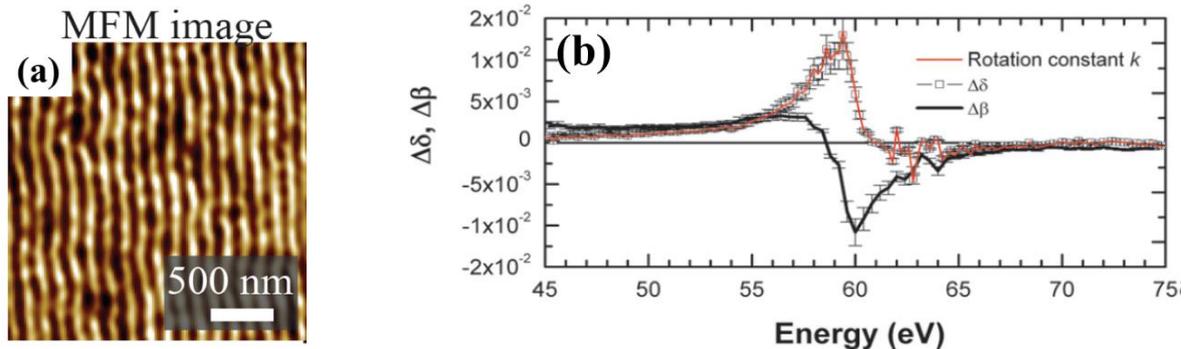


Figure 44 : (a) Image MFM de nanodomains magnétiques sur un assemblage multicouche de Cobalt et de Palladium. (b) Indice optique de nanodomains magnétiques autour du seuil de résonance M du Cobalt. [88].

Ainsi, il apparaît qu'en illuminant un échantillon ferromagnétique de cobalt constitué de nanodomains magnétiques autour de son seuil de résonance M (autour de 60 eV), cet échantillon agira sur le rayonnement incident comme un réseau de diffraction. Nous avons donc proposé d'utiliser le dispositif d'imagerie cohérente du CEA Saclay à l'étude de la dynamique ultrarapide du magnétisme sur des échantillons tels que présentés précédemment en montant l'énergie de rayonnement des impulsions harmoniques par rapport à la problématique d'imagerie.

3.3.2 Mesures spectrales de diffraction magnétique

Après avoir optimisé la ligne harmonique pour obtenir un rayonnement laser intense et cohérent autour de 60 eV, [87] nous avons dans un premier temps mesuré l'efficacité de diffraction magnétique d'échantillons constitués de cobalt autour de son seuil M pour différentes énergies

incidentes de photons. Pour ce faire, nous avons en particulier généré des harmoniques laser avec un rayonnement laser contenant le fondamental (800 nm) et un peu de sa première harmonique (400 nm) en insérant un cristal de Bêta-borate de baryum (BBO) dans le rayonnement laser de génération pour casser la symétrie du rayonnement incident et ainsi générer des harmoniques laser paires et impaires. [89] La génération harmonique est réalisée dans du néon. Ce gaz apparait comme étant le meilleur compromis entre efficacité de génération harmonique et positionnement du cut-off (seuil à partir duquel les harmoniques laser ne sont plus générées) par rapport au seuil M. Les paramètres de génération harmoniques sont présentés dans le tableau 5 et une illustration du dispositif expérimental est proposée sur l'illustration gauche de la figure 45. La mesure optique de chaque harmonique laser est faite en utilisant un réseau qui permet de séparer spatialement les harmoniques laser les unes des autres. Un photomultiplicateur a été utilisé pour mesurer l'énergie moyenne de chaque harmonique et une caméra CCD a été placée au foyer du réseau pour évaluer le profil spatial du rayonnement harmonique. L'insert du haut de la figure 45 illustre l'intensité des harmoniques laser générées avec et sans BBO et l'insert du bas illustre une image de diffraction détectée expérimentalement. L'efficacité de diffraction de l'échantillon est directement calculée à partir du ratio entre le nombre de photons diffractés et le nombre de photons incidents.

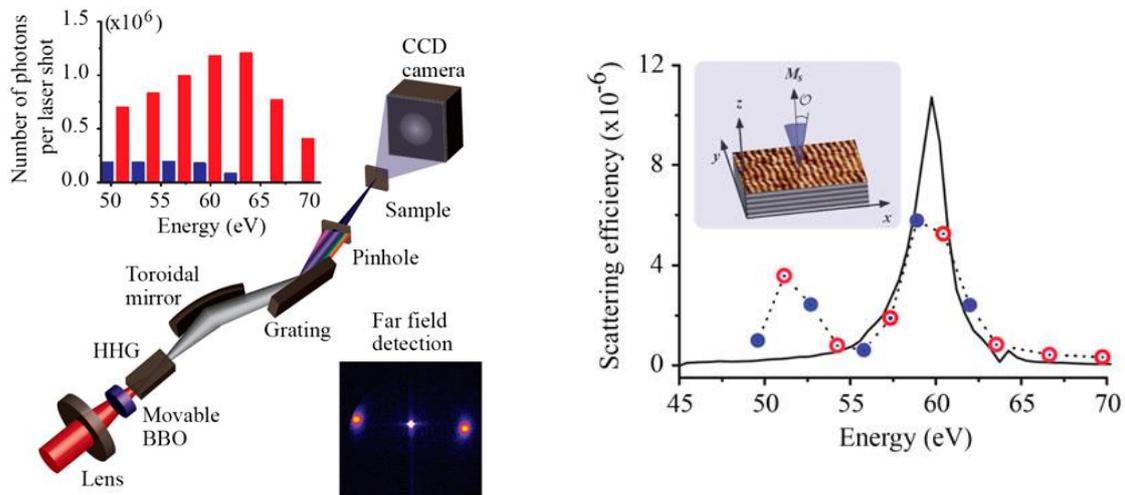


Figure 45 : Gauche : illustrations du dispositif expérimental utilisé pour mesurer l'efficacité spectrale de diffraction magnétique d'échantillon ferromagnétique. L'insert du haut illustre les harmoniques laser générées avec et sans BBO. Droite : Mesures d'efficacité de diffraction magnétique réalisées sur la ligne d'imagerie cohérente du CEA Saclay.

Le dispositif ainsi mis en place nous a permis de mesurer l'efficacité de diffraction magnétique de nombreux échantillons constitués de cobalt et de palladium autour de leur seuil de résonance M et N, respectivement, soit entre 50 et 70 eV avec un pas de 1.55 eV. L'harmonique laser 39 a pu être identifiée comme harmonique optimale pour des études en simple tir vis-à-vis du ratio entre nombre de photons harmoniques générés et efficacité de diffraction magnétique et un effet magnéto-optique lié au seuil de résonance N du palladium a été identifié. De même

l'arrangement optimal vis-à-vis du nombre de répétitions entre cobalt et palladium et des épaisseurs de chaque couche pour des caractérisations en simple a été identifié. [87]

3.3.3 Caractérisation spatiale simple tir de nanodomains magnétiques

Les travaux présentés dans les sections précédentes nous ont permis de proposer une configuration optimale pour l'évaluation simple tir de nanodomains magnétiques vis-à-vis du rayonnement harmonique (cohérence/efficacité de génération/choix de l'harmonique) et de l'échantillon ferromagnétique (épaisseur des couches de cobalt et palladium /nombre de répétitions).

Cette évaluation simple tir a alors pu être réalisée sur échantillons ferromagnétiques présentant des nanodomains magnétiques alignés [90] et labyrinthiques. [87] Une illustration de ce travail issu de [90] est proposée sur la figure 46.

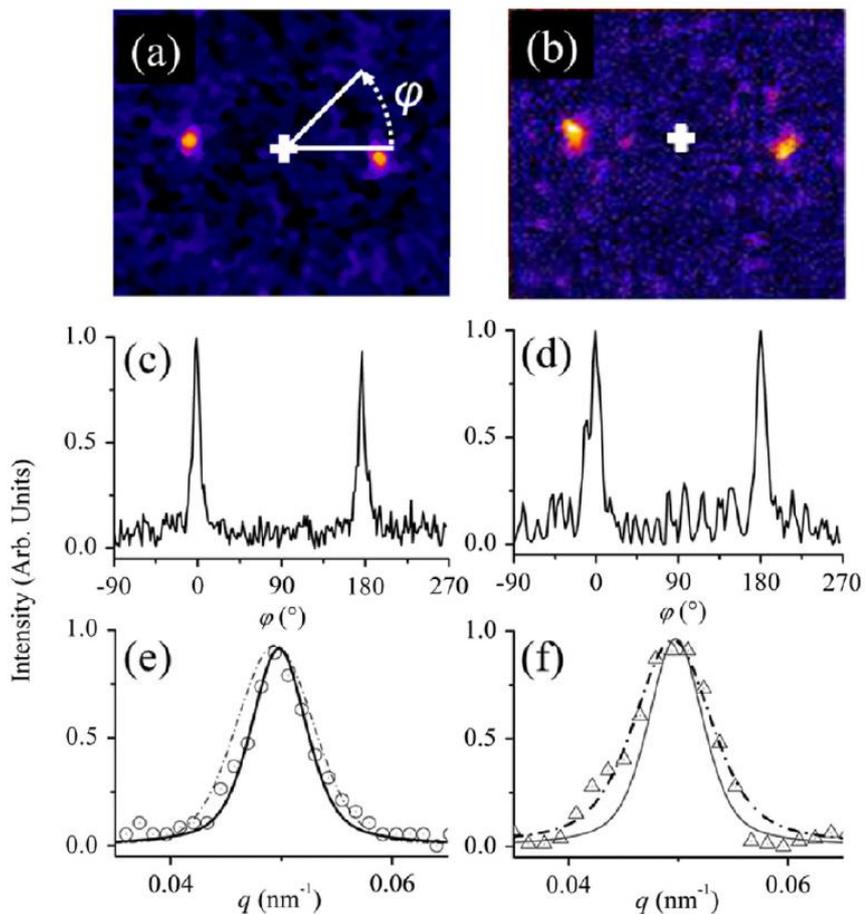


Figure 46 : Illustration de mesures spatiales de nanodomains magnétiques par diffusion résonnante autour du seuil M du cobalt avec 400 tirs laser (a) et une unique impulsion (b) Des intégrations azimutales (c et d) et radiales (e et f) sont réalisées pour caractériser l'alignement des nanodomains ainsi que leur dimension. [90]

Les nanodomains ont été caractérisés avec une largeur de 62 nm et une dispersion de taille de l'ordre de 7 nm à partir de la détection cumulée sur 400 impulsions laser et une distribution

autour de 10 nm en configuration de simple tir, cette caractérisation étant en adéquation avec des mesures MFM réalisées par ailleurs. J'ai par ailleurs réalisé un travail équivalent sur des nanodomains labyrinthiques avec des résultats similaires. [87]

Ces travaux de nanomagnétisme étudié par impulsions laser XUV ont été le cœur de mon postdoctorat au CEA Saclay. Les deux faits marquants de ces travaux sont la mesure de diffraction magnétique simple tir et la mesure spectrale d'efficacité de diffraction magnétique avec un pas d'échantillonnage de 1.55eV. Ces travaux ont permis de donner de la crédibilité aux mesures physique sur ligne de lumière HHG.

3.3.4 Dynamique ultrarapide d'aimantation aux échelles nanométriques

Des mesures équivalentes à celles présentées dans le paragraphe 3.3.3 et réalisées avec un montage pompe-sonde peuvent permettre de réaliser une évaluation de la désaimantation ultrarapide induite par impulsion laser avec des résolutions temporelles de quelques dizaines de fs et spatiales de quelques dizaines de nm. Ce travail a été réalisé en 2012 au Laboratoire d'Optique Appliquée dans le cadre de l'ANR Femto-X-Mag. [91] Un schéma du dispositif expérimental utilisé est présenté sur la figure 47 . Dans ces travaux, le choix de l'harmonique de sonde (39) a été fait suite au travail de mesure spectrale d'efficacité de diffraction magnétique présenté précédemment.

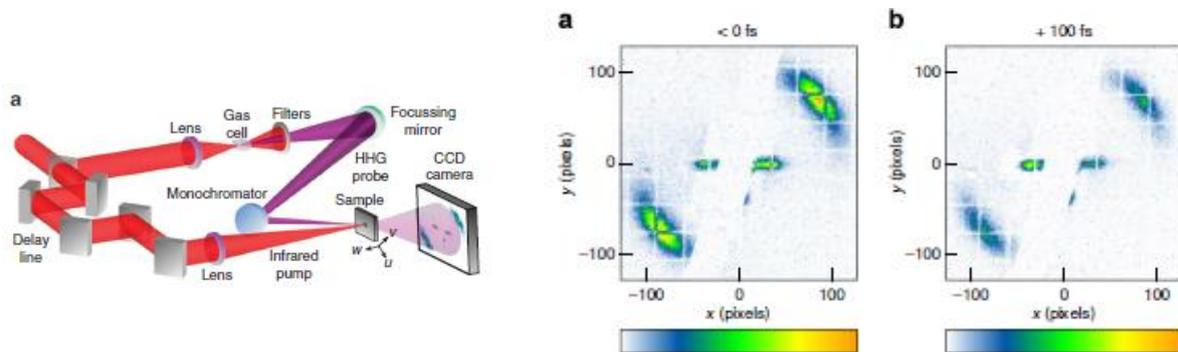


Figure 47 : Partie gauche : Schéma de principe utilisé pour caractériser la désaimantation ultrarapide d'échantillons de Cobalt/Palladium avec des résolutions temporelles fs et spatiales sub-100nm. Partie droite : Mesures physiques de désaimantation réalisées sur le dispositif pompe sonde. Deux images de diffraction cohérente sont illustrées. L'image (a) est enregistrée avant l'impulsion pompe, l'image (b) est enregistrée 100 fs après l'impulsion pompe. La position et l'intensité des lobes de diffraction permettent de réaliser l'évaluation spatio-temporelle proposée ici.

Ce travail a notamment permis de démontrer que, si une impulsion laser fs permet de créer une désaimantation d'échantillons de cobalt/palladium avec des dynamiques de l'ordre de la centaine de fs, cette désaimantation ne s'accompagne pas de variations spatiales sur les nanodomains, comme illustré sur la figure 47 .

D Projets de recherche

Il est extrêmement délicat pour un ingénieur-chercheur, salarié d'un groupe industriel, de dresser ses perspectives de recherche. En effet, comme constaté au cours de ce mémoire, bon nombre des activités de recherches présentées ici sont guidées par des problématiques industrielles. Il s'agit en fait de l'ensemble des activités que je mène depuis mon entrée dans le groupe Safran. La nuance essentielle en termes de recherche entre les différents travaux réalisés est dans le temps accordé pour proposer des solutions techniques. Ce fonctionnement de recherche a le mérite d'être extrêmement riche et de toujours imposer de se remettre en question et de remettre en questions les réponses que l'on a face à des nouvelles problématiques, pouvant apparaître du jour au lendemain et devant parfois être résolues dans les plus brefs délais.

Mes thématiques de recherche gardent cependant une certaine cohérence dans le sens où j'essaie systématiquement de proposer des solutions d'évaluation ayant pour support physique l'exploitation et l'interaction d'ondes face à la problématique posée. Comme déjà dit, il s'agit là d'un de mes moteurs de recherche essentiel dans le sens où je souhaite rester un spécialiste de la physique et de l'exploitation des ondes, quelles qu'elles soient, pour résoudre des problèmes de contrôles ou des questionnements physiques.

A ce titre, mes perspectives de recherches sont tournées vers l'amélioration de la connaissance globale des ondes et de leur interaction avec les matériaux et les interfaces. Avant de préciser certaines orientations de recherche actuelles que j'identifie à moyen terme, je souhaite mentionner quelques types d'ondes qui excitent ma curiosité et que j'aimerais investiguer dès que l'occasion me le permettra. Au niveau électromagnétique, j'aimerais particulièrement apprendre à utiliser le rayonnement THz comme solution de contrôle et de mesure physique. Il y a sans doute de nombreuses spécificités expérimentales associées à ce domaine de rayonnement que j'aimerais découvrir et maîtriser. Au niveau acoustique, j'aimerais tout particulièrement utiliser les ondes de coda pour proposer des solutions de contrôle innovantes. Ces ondes, multiplement diffusées dans le volume d'une structure et à ses interfaces, me paraissent en effet particulièrement propices à proposer des solutions de contrôle global et sans contact pour des structures aussi complexes que celle illustrée sur la figure 4 par exemple. [92]

1 Acoustique non linéaire générée par laser

Les ondes de choc générées par laser intenses constituent pour moi un sujet passionnant. Il s'agit de plus d'une thématique relativement peu explorée sous le prisme des ondes acoustiques. En effet, les ondes de choc générées par laser me paraissent classiquement plus étudiées sous des

aspects matériaux ou interaction laser-matière que sous un angle acoustique. Ainsi, il me semble que l'aspect de recherche est très souvent mis sur l'identification de lois de comportement matériaux ou de seuils d'endommagement. Paradoxalement, regarder le choc laser sous un aspect ondes acoustiques me semble être particulièrement intéressant pour ces aspects matériaux puisque la différence entre les acquisitions expérimentales et des simulations acoustiques du procédé contient cette information de comportement matériaux.

Ce procédé étant un formidable moyen de générer des ondes de choc dans les solides, avec un nombre de Mach associé autour de 10^{-2} , une longueur de choc de l'ordre du mm et une forte directivité au niveau de la source, le champ des investigations est vaste. Une de mes perspectives de recherche consiste donc à explorer les perspectives ouvertes par le procédé de choc laser quand on le regarde sous un aspect ondes. Dans ce contexte, la proposition que j'ai faite d'utiliser les barrettes multiéléments pour étudier le choc laser me paraît être particulièrement intéressante pour certains développements, comme la détection d'onde transverses (partie A, 2.2.3.d) ou les pistes de recherche que je propose dans la suite de ce manuscrit.

Chaque méthode ayant ses avantages et ses inconvénients, ce type de détection à une bande passante de quelques MHz, définie par la barrette multiéléments expérimentalement utilisée, et nécessite un contact avec le support de propagation de l'onde de choc. En revanche, une résolution spatiale, une extrême simplicité expérimentale et la possibilité de générer des ondes ultrasonores pour sonder les ondes de choc sont apportées avec cette solution de détection par rapport à des détections optiques classiques, avec une résolution temporelle somme toute très correcte.

1.1.1.a Réflexion de Mach dans les solides

La réflexion de Mach est une curiosité scientifique où les effets non linéaires conduisent les ondes de chocs à ne plus respecter les lois de Snell-Descartes lors d'une réflexion oblique sur une surface plane indéformable. Selon le paramètre adimensionné,

$$a = \frac{\sin(\theta)}{\sqrt{\beta M_a}}, \quad (D-1)$$

où $\pi/2 - \theta$ définit l'angle d'incidence de l'onde choc, β définit le coefficient de non linéarité du milieu, M_a définit le nombre de Mach acoustique, différents régimes de réflexion de Mach apparaissent.

Si a est supérieur à 5, le régime linéaire est respecté et les lois de Snell-Descartes associées à la réflexion spéculaire sont respectées. Si a est supérieur à $\sqrt{2}$, le régime de réflexion est non linéaire avec une réflexion spéculaire mais qui ne respecte pas les lois de Snell-Descartes, l'angle de réflexion étant plus petit que l'angle d'incidence. Si $0.4 < a < \sqrt{2}$, les lois de Snell-Descartes ne

sont pas respectées et, en plus, la réflexion n'est plus spéculaire. Physiquement, il s'agit d'une réflexion où l'onde de choc est réfléchi au-dessus de la paroi, sur le front d'onde de l'onde de choc incidente. On parle de réflexion irrégulière lorsque le lieu de réflexion est au-dessus de la paroi, par opposition à la réflexion régulière lorsque celle-ci est spéculaire. Lors de cette réflexion, un nouveau choc apparaît, entre la paroi et le croisement de l'onde de choc incidente et réfléchi. Ce choc est appelé pied de Mach. Enfin, si $a < 0.4$, l'onde de choc réfléchi disparaît totalement. [93] Une illustration de ce propos est proposée sur la figure 48.

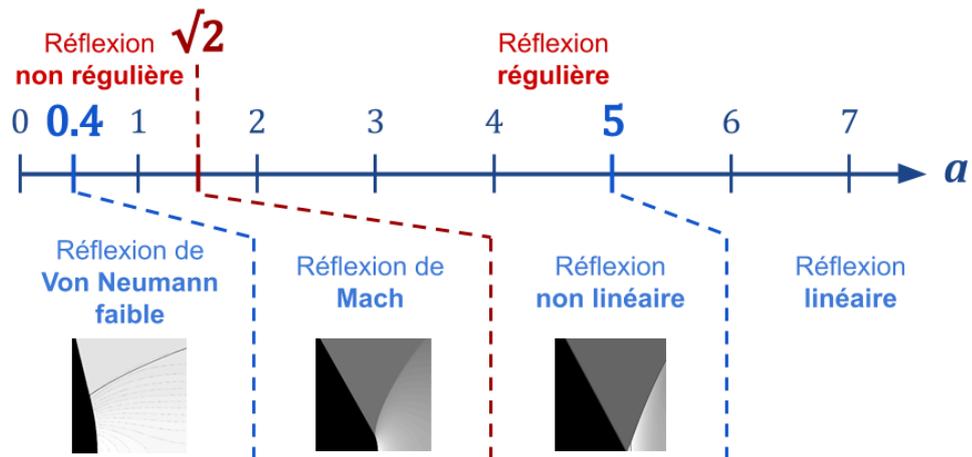


Figure 48 : Illustration des régimes de réflexion d'une onde de choc en fonction du paramètre critique a . Les illustrations du bas sont issues de [93]. Y sont représentés les champs de pression en niveaux de gris en fonction de l'espace (ordonnées) et du temps (abscisses) pour différents régimes de réflexion non linéaire d'une onde de choc.

Ce phénomène a été observé à plusieurs reprises dans les fluides; d'autant plus facilement que le nombre de Mach est élevé. Il a aussi été observé pour des nombres de Mach de 10^{-2} à 10^{-3} dans les fluides. [94] Il n'a cependant, à ma connaissance, pas encore été observé dans les solides. Je travaille, en partenariat avec L. Berthe et F. Coulouvat et dans le cadre des stages de M2 d'E. Cuenca et de M. Marmonier à mettre en évidence cette réflexion non linéaire dans les solides en utilisant le procédé de choc laser. L'enjeu derrière ces études est aussi de proposer une méthode de mesure du paramètre de non linéarité homogénéisé β sur composite tissé 3D de sorte à améliorer les simulations du procédé de choc laser pour le contrôle des collages.

Une première analyse dimensionnelle peut être proposée en estimant la valeur du paramètre a pour différentes énergies laser et angle d'incidence. Pour cela, il convient tout d'abord d'estimer le nombre de Mach pour différentes énergies laser, comme reporté dans le tableau 6.

Cette première estimation permet ensuite d'évaluer le paramètre critique a en fonction de l'énergie laser, entre 1 et 7 Gw.cm⁻², et l'angle d'incidence, comme reporté dans le tableau 7.

Ce tableau permet de remarquer que pour l'essentiel de ces estimations, le paramètre critique a correspond à la zone de réflexion dite *non régulière* et que donc la réflexion de Mach doit intervenir. Pour la mettre en évidence, j'ai proposé à ce jour deux approches distinctes.

$E(J)$	I_0 (GW.cm ⁻²)	P_{abl} (GPa)	M_a
0.64	1	1.5	1.4×10^{-2}
1.27	2	2.1	2.0×10^{-2}
1.91	3	2.6	2.4×10^{-2}
2.55	4	3.0	2.7×10^{-2}
3.18	5	3.4	3.1×10^{-2}
3.82	6	3.7	3.3×10^{-2}
4.46	7	4	3.6×10^{-2}

Tableau 6 : Estimation de la pression d'ablation P_{abl} et du nombre de Mach M_a dans l'aluminium pour différentes valeurs d'énergie laser en régime confiné de 1 à 7 GW.cm⁻².

θ_i (°) \ I_0 (GW.cm ⁻²)	5	10	15	20	25	30
1	0.28	0.56	0.84	1.1	1.4	1.6
2	0.24	0.47	0.70	0.93	1.2	1.4
3	0.21	0.43	0.64	0.84	1.0	1.2
4	0.20	0.40	0.59	0.78	0.97	1.1
5	0.19	0.38	0.56	0.74	0.91	1.1
6	0.18	0.36	0.54	0.71	0.88	1.0
7	0.17	0.35	0.51	0.68	0.84	0.99

Tableau 7 : Estimation du paramètre critique a dans l'aluminium pour différents angles d'incidence et différentes valeurs d'énergie laser en régime confiné de 1 à 7 GW.cm⁻². Les lignes épaisses permettent de mettre en évidence les sauts de régimes, entre réflexion de von Neumann, de Mach et réflexion non linéaire.

Dans un premier temps, il s'agit de localiser sur une barrette multiéléments la position du front d'onde après réflexion et de voir si cette position évolue avec la fluence laser pour une configuration donnée, cf. fig. 23. Si une variation de position du front d'onde réfléchi a été observée pour plusieurs configurations d'étude, ce travail n'a à ce jour pas permis d'être conclusif car il soulève en même temps de nombreuses questions. De plus, il ne permet que d'être qualitatif et ne permet pas de mesures quantitatives.

Une seconde approche pour mettre en évidence la réflexion de Mach, plus quantitative, consiste à mesurer le rapport entre la pression à la surface et la pression incidente avant réflexion, cf. figure 49. Ce rapport est couramment nommé P_0 . [93] [95] En acoustique linéaire ce ratio est égal à 2 quel que soit l'angle d'incidence, sauf à l'incidence parfaitement rasante où il est égal à 1. Cette discontinuité est connue sous le nom de paradoxe de von Neumann. [96]

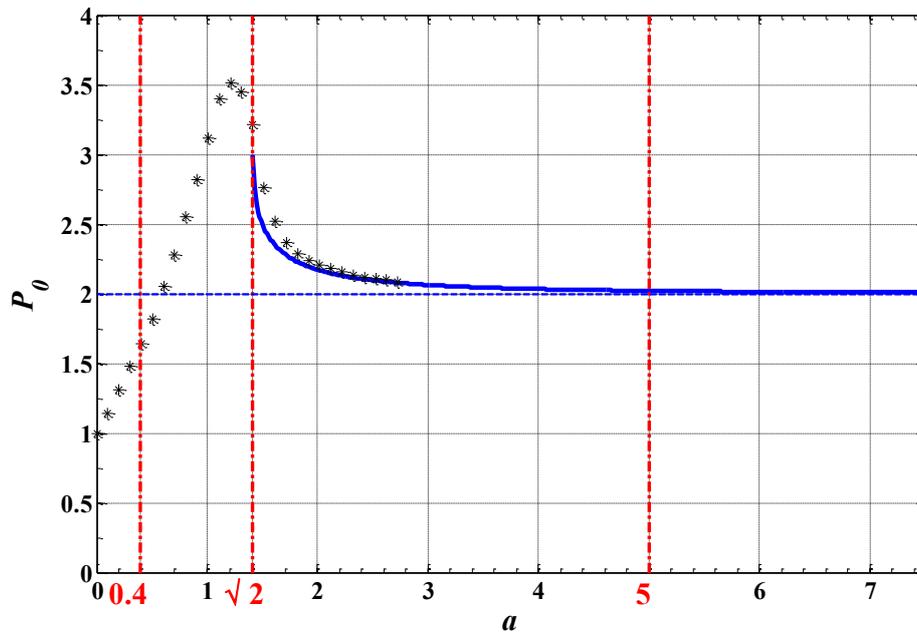


Figure 49 : Ratio P_0 entre la pression au niveau de la surface réfléchissante et la pression incidente calculé en fonction du paramètre critique a . Courbe continue : théorie des chocs faibles, cercles noirs : simulation numérique. La ligne continue à $P_0 = 2$ pour tout a illustre la prédiction de ce rapport en acoustique linéaire.

Nous avons donc tenté de reproduire expérimentalement cette courbe. Dans ce travail, le paramètre a peut-être modulé pour ajuster les valeurs de P_0 sur la courbe en jouant sur β , ce qui permet son estimation. Cette méthode paraît donc intéressante sur composite tissé 3D pour mesurer son paramètre de non linéarité homogénéisé dans le cadre des études de choc laser. Les premiers résultats, obtenus dans le cadre du stage de M. Marmonier sont présentés sur la figure 50.

Au niveau du comportement global, les points expérimentaux sont proches des points calculés numériquement. Ainsi, le rapport calculé diminue lorsque l'on augmente l'énergie laser, entre une valeur initiale de 3.5 et jusqu'à 1 comme pour les simulations numériques. La principale différence est l'évolution qui est plus rapide pour les points expérimentaux. A ce niveau, faute de modèle physique pour les réflexions non régulières dans les solides, nous ne pouvons pas expliquer clairement la différence entre les points expérimentaux et les calculs numériques. De plus, il nous reste à finaliser la description expérimentale de ce comportement non monotone du rapport P_0 , en

utilisant de faibles énergies laser, mais ce qui est difficile à mettre en œuvre expérimentalement. Ce travail est en cours actuellement.

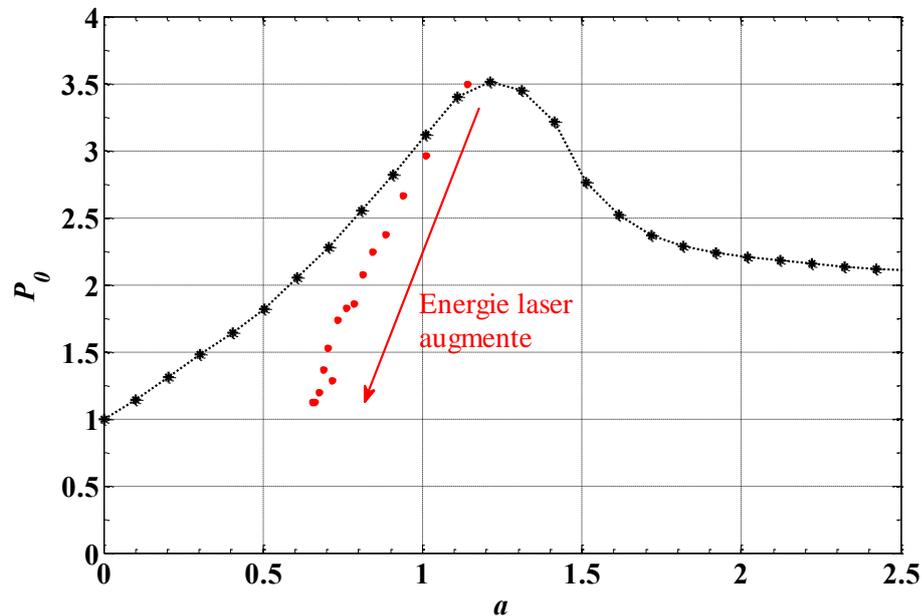


Figure 50 : Ratio entre la pression au niveau de la surface réfléchissante et la pression incidente pour un angle d'incidence de 30° . Courbe: résultats numériques [93]. Symboles : résultats expérimentaux.

Avec cette étude, je souhaite démontrer expérimentalement un phénomène encore non observé et mettre au point une nouvelle méthode de mesure des paramètres de non linéarité sur métalliques et sur composites homogénéisés.

1.1.1.b Imagerie acoustique d'onde de choc

Une autre étude particulièrement stimulante et en cours actuellement consiste à réaliser l'imagerie acoustique de la propagation d'ondes de choc. L'imagerie du procédé de choc laser n'existant à ma connaissance que par méthodes optiques, un choc ne peut être étudié à ce jour que dans des milieux transparents (par détection Schlieren, ombroscopie, ou caméra ultrarapide par exemple) ou à partir de la détection du mouvement des surfaces pour les matériaux opaques (métalliques, composites, ...). Utiliser des ondes élastiques pour imager la propagation d'un choc dans le cœur de matériaux opaques pourrait donc s'avérer particulièrement intéressant, en particulier pour valider les développements numériques réalisés dans le cadre de la thèse d'E. Cuenca sur composite tissé 3D. De plus, le problème est aussi d'autant plus stimulant que l'interaction d'une onde de choc avec une onde ultrasonore n'a à ma connaissance jamais été observé expérimentalement.

Une onde de choc pouvant être vue comme étant une discontinuité des propriétés mécaniques de la matière le long du front de choc, l'onde de choc crée une variation de l'impédance acoustique du matériau sur son front d'onde. Elle peut donc être considérée comme une interface acoustique et mobile, se propageant dans le matériau. Tout le principe de ces études réside alors dans l'utilisation de cette interface mobile pour proposer une solution d'imagerie acoustique ou d'élastographie de la propagation d'onde de choc dans les solides.

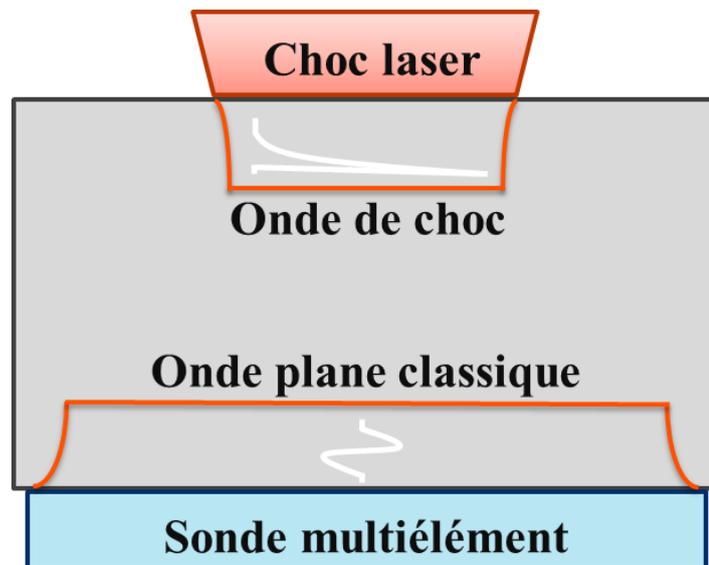


Figure 51 : Principe expérimental de l'imagerie acoustique de la propagation d'onde de choc.

Le principe de la méthode mise en œuvre est présenté sur la figure 51. Dans cette étude, une plaque est impactée par laser d'un côté de manière à générer une onde de choc dans son volume. En regard de cet impact, une barrette multiéléments est placée en contact de la plaque et permet de générer une onde plane élastique. Le délai d'émission entre les deux sources acoustiques est ajusté à l'aide d'un générateur de délais. Aucun confinement laser n'est utilisé ici, de sorte à n'avoir qu'une source acoustique laser lors de la génération du choc. En revanche, l'onde de choc a été mesurée d'amplitude relativement faible, un peu sous le GPa.

Pour l'onde élastique émise par la barrette multiéléments, le milieu de propagation est inhomogène puisque cette onde se propage dans un milieu perturbé par le choc laser. Si l'on suppose que les variations de densité et de module d'Young générées par l'onde de choc sont faibles, il est possible de proposer un développement en série au premier ordre sur le champ de déplacement u de la forme $u = u^h + u^s$, où les termes h et s désignent respectivement la partie homogène et la partie perturbée.

Considérant ce développement en série, un paramètre Q peut être défini par le rapport entre le champ homogène et le champ perturbé sur le champ homogène :

$$Q = \frac{u^h + u^s}{u^h}, \quad (D-4)$$

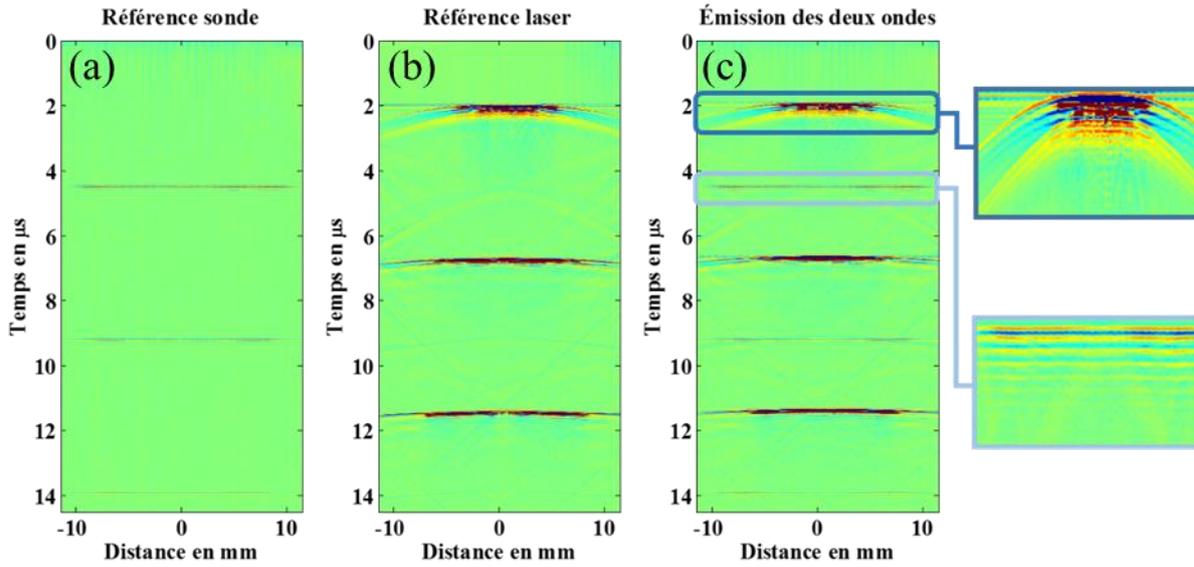


Figure 52 : Construction d'un signal de référence pour l'imagerie acoustique de la propagation d'ondes de choc.

Ce rapport Q peut être étudié expérimentalement en réalisant de manière expérimentale la séquence suivante :

- a) génération d'une onde élastique seule issue du multiélément (E_a) ;
- b) génération d'une onde de choc laser seule (E_b);
- c) génération des deux type d'ondes en même temps (E_c);

puis en faisant le rapport suivant sur les acquisitions :

$$Q = \frac{E_c}{E_a + E_b}. \quad (D-5)$$

où E définit l'acquisition expérimentale comme présentée sur la figure 52. En effet ; en sommant les signaux E_a et E_b , un signal acoustique comparable au signal détecté en générant les deux ondes acoustiques en même temps, mais sans le paramètre d'interaction acoustique, est obtenu. On obtient alors un signal acoustique de référence (sans interaction acoustique) et un signal acoustique avec interaction, dont le rapport n'est autre que Q , tel que défini par la relation (D-4). Ce rapport Q peut être défini sur le signal diffracté en transmission, on parlera de Q_T , et sur le signal diffracté en réflexion, on parlera de Q_R , comme illustré sur la figure 53. Sur cette représentation, il est à noter que le rapport Q_R définit une unique interaction avec le choc alors que le rapport Q_T définit une double interaction avec le choc.

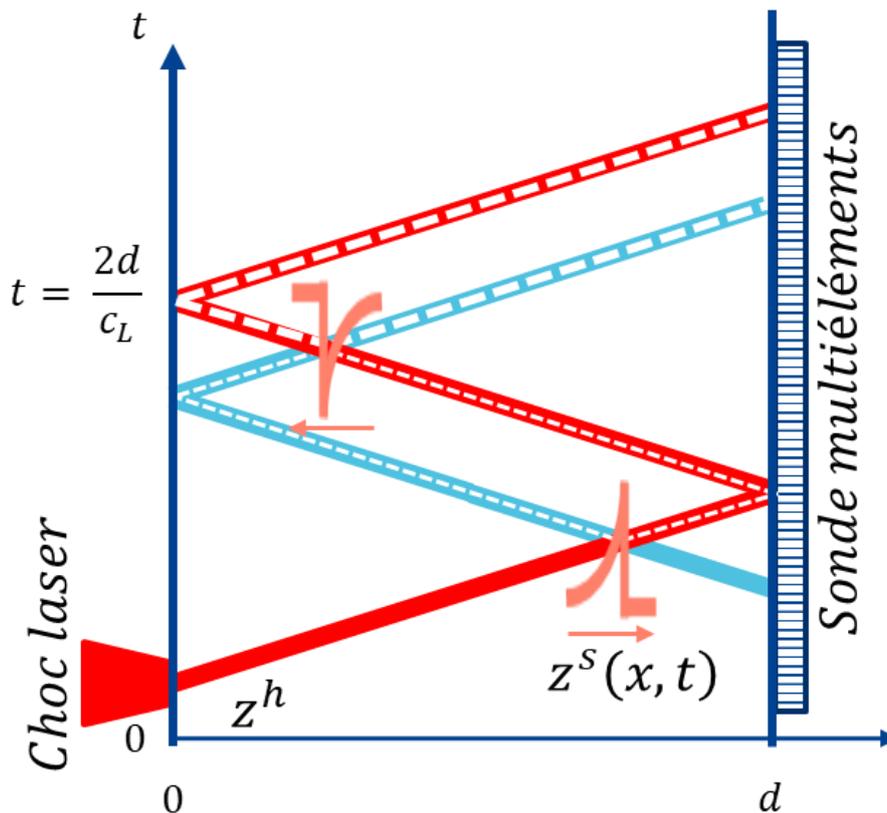


Figure 53 : Illustration de l'interaction onde de choc-onde élastique mise en œuvre dans ces travaux d'élastographie de choc laser. Une plaque d'épaisseur d est illuminée par un choc laser d'un côté, ce qui engendre la propagation d'une onde de choc. En regard, une sonde multiéléments émet une onde élastique. Le choc crée une variation locale de l'impédance acoustique du milieu Z qui crée un signal de diffraction en réflexion et en transmission sur l'onde élastique issue de la barrette multiéléments. On peut donc détecter un signal diffracté en transmission Q_T et en réflexion Q_R .

Les trois premiers rapports Q_R et Q_T , issus des ondes ayant parcouru successivement 1, puis 2 et 3 allers-retours dans une plaque d'aluminium 2017 de 15 mm d'épaisseur sont représentés sur la figure 54. Sur cette figure, concernant Q_T , on observe un signal symétrique prenant la forme d'une gaussienne inversée. La largeur à mi-hauteur de cette gaussienne est en bonne adéquation avec la focalisation laser, de diamètre 3 mm. On remarque que cette largeur à mi-hauteur augmente avec la propagation acoustique, probablement en lien avec l'élargissement spatial de l'onde de choc au cours de sa propagation. J'attribue à ce jour les rebonds en extrémité de la zone d'interaction à un effet de diffraction de Fresnel. [97]

Concernant le rapport Q_R , le signal d'interaction est moins marqué, mais l'on observe tout de même une symétrie par rapport à 0 sur les positions des deux pics négatifs qui apparaissent et qui eux aussi s'écartent au fur à mesure de la propagation du choc dans le matériau. Concernant l'amplitude du signal, on remarque que pour le premier écho, l'amplitude du signal Q_T est deux fois plus grande que celle de Q_R . Ce rapport deux est probablement lié au nombre d'interaction entre le choc et l'onde élastique qui ont eu lieu avant la détection du signal, une fois pour Q_R et deux fois pour Q_T . L'interprétation de l'évolution de l'amplitude des Q_i , $i = R$ ou T , au cours de la propagation

est en revanche moins simple, puisque l'on ne voit pas apparaître de lien simple entre cette amplitude et le nombre d'allers-retours acoustiques dans la plaque. Mon interprétation est que des phénomènes d'interférences, constructifs et destructifs, doivent apparaître dans le processus de détection et qu'un modèle de simulation devient nécessaire pour bien interpréter ces signaux, tant au niveau amplitude que distribution spatiale du signal. Ce travail est en cours de réalisation, avec le soutien de R. Marchiano et F. Coulouvrat, de l'Institut d'Alembert.

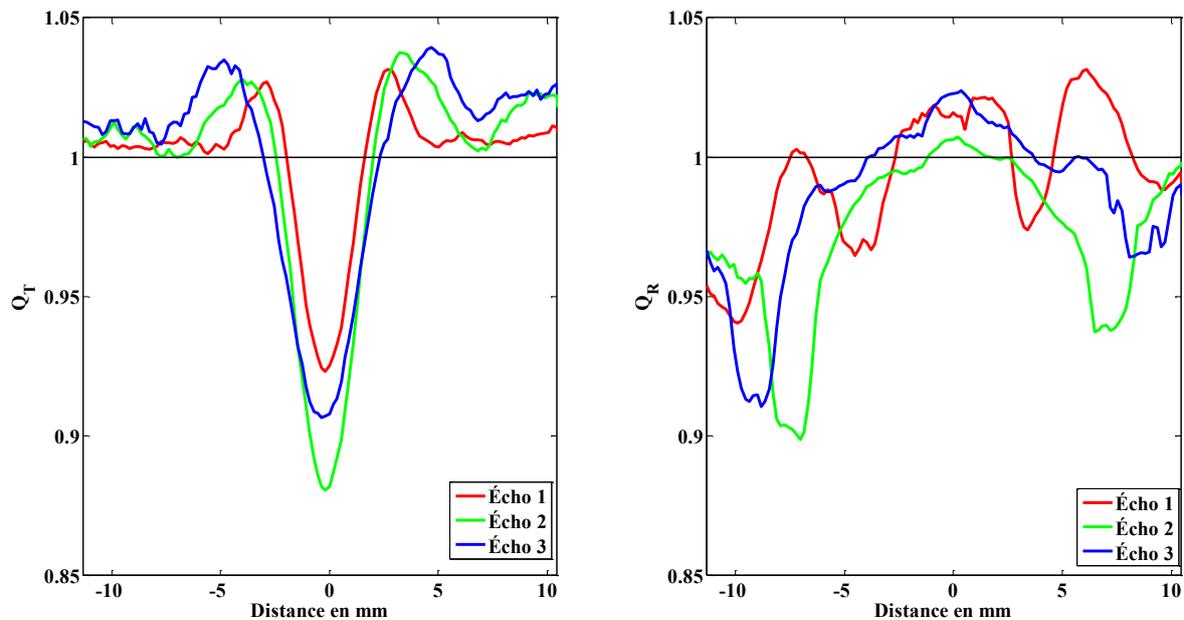


Figure 54 : Rapports Q_R et Q_T pour les trois premiers allers-retours acoustiques dans une plaque d'aluminium de 15 mm d'épaisseur

Expérimentalement, j'ai aussi vérifié la pertinence de la mesure par rapport au bruit de mesure, situé approximativement une décade au-dessous de la mesure proposée. J'ai aussi vérifié le lien entre signal d'interaction mesuré et dimensions de tache laser et enfin j'ai vérifié que l'amplitude du signal d'interaction augmente avec la puissance laser jusqu'à une valeur plateau.

La démonstration d'imagerie de la propagation d'onde de choc selon cette approche étant en bonne voie, il me semble que de nombreuses applications peuvent trouver sens, que ce soit pour imaginer un choc, pour valider expérimentalement des simulations de propagation d'ondes de choc dans des solides ou dans des liquides (j'ai vérifié la faisabilité de la méthode dans de l'eau), pour mesurer un paramètre de non linéarité. Plus en amont, la physique des ondes de choc sera approfondie en explorant la diffraction d'une onde de choc sur des inhomogénéités spatiales par exemple, en imageant la propagation d'onde de choc dans des milieux anisotropes (éventuellement avec des sondes matricielles pour avoir une résolution angulaire), ou en imageant la réflexion de Mach dans les solides. De plus, tirant profit des méthodes d'imageries associées aux sondes multiéléments, avec la focalisation ultrasonore par exemple, le champ des études paraît bien vaste...

Avec cette étude, j'ai proposé une nouvelle méthodologie d'étude des choc laser pour imager la propagation d'une onde de choc dans des matériaux opaques. Cette nouvelle méthodologie d'imagerie soulève dans un premier temps de nombreuses questions scientifiques très stimulantes à résoudre. Les applications d'imagerie de la propagation d'un choc me paraissent par la suite nombreuses, que ce soit sur matériaux composites ou sur métalliques.

1.1.1.c Ondes de Lamb générées par choc laser

Je souhaite aussi travailler sur les ondes de Lamb générées par choc laser et détectées par barrettes multiéléments. Ces travaux seront faits dans le but de proposer un diagnostic *in situ* de détection d'endommagements générés par choc laser. J'ai déjà démontré la faisabilité de ces travaux, comme illustré sur la figure 55. En effet, sur cette figure, les signaux représentés sont des signaux expérimentaux que j'ai obtenus selon le protocole expérimental proposé sur la partie gauche de la figure. Le signal du milieu correspond à la détection expérimentale résolue en espace et en temps (BScan) du signal acoustique faisant suite au choc laser et le signal de droite est la double transformation de Fourier du Bscan. Les modes guidés de Lamb apparaissent clairement sur cette représentation.

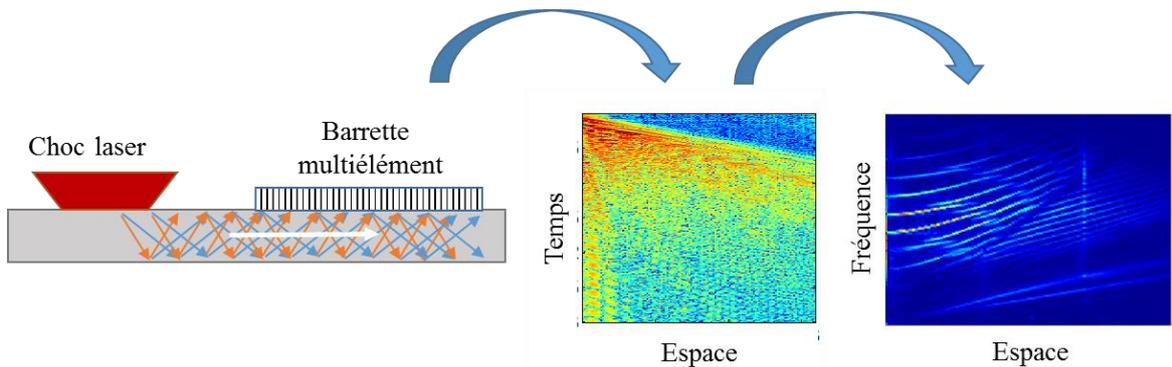


Figure 55 : Principe expérimental pour détecter les modes de Lamb générés par choc laser.

Il s'agit donc dans ce travail de bien comprendre la génération des ondes de choc par choc laser – ce qui devrait être mené à bien dans le cadre de la thèse d'E. Cuenca – pour ensuite bien comprendre la génération des modes guidés avec une source non linéaire.

Par la suite, il s'agira sans doute d'apprendre à bien exploiter le signal détecté. En particulier, il est très possible que les premiers instants du signal détecté expérimentalement ne contiennent pas d'informations d'un éventuel endommagement, l'origine de ceux-ci pouvant être antérieure à l'endommagement.

J'espère avec ces travaux proposer une solution de détection in situ des endommagements générés par choc laser. Il s'agit à ce jour d'une des briques technologiques manquantes à ce procédé avant une industrialisation par exemple dans le cadre du FUI Monarque.

2 Evaluations du nm au mm de contraintes résiduelles de surfaces générées par choc laser

Cette étude que j'ai initiée et que je porte est déposée dans le cadre d'un projet ANR (Appel à projet ANR Blanc 2019). Les partenaires du projet sont Safran ; le PIMM pour générer les contraintes résiduelles par choc laser et les simuler ; le synchrotron Soleil pour étudier par diffraction cohérente les contraintes résiduelles générées et le LAUM pour caractériser ces contraintes par ondes guidées, générées par laser. On voit que l'on retrouve bon nombre de thématiques de recherche sur lesquels j'ai travaillé et que j'ai présenté dans ce manuscrit d'HDR. Le projet de 4 pages est mis en annexe de ce mémoire.

Le contexte général est celui d'une meilleure compréhension du procédé de choc laser pour générer des contraintes surfaciques – qui permettent de durcir la surface de certains matériaux comme les aciers d'engrenages par exemple. Cependant, de nombreuses questions encore en suspens doivent être résolues avant d'envisager des applications industrielles, comme par exemple (1) la mesure non destructive des contraintes de surfaces à des échelles aussi réduites (mm²); (2) la définition de la zone sub-surfacique de transition, lieu d'équilibre entre la traction induite par la dilatation thermique et la compression générée par le choc ; (3) la quantification des phénomènes transverses pour de telles configurations de focalisations.

Le projet proposé consiste à travailler sur un matériau école (du Nickel) et sur un matériau d'intérêt pour Safran (un base Nickel, de l'AM1). Sur ces matériaux, des contraintes de surfaces seront générées par choc laser ; lesquelles seront ensuite étudiées par diffraction cohérente au synchrotron Soleil et par ultrasons générés par laser au LAUM.

Les études par ultrasons laser seront réalisées en acoustique *ns* et en acoustique *ps*. L'acoustique *ns* permettra sur des structures d'épaisseur millimétrique de générer des ondes de Lamb à ZGV. L'objectif est de caractériser le matériau après impact grâce à la détection de plusieurs modes ZGV. L'acoustique *ps* permettra de générer des ondes de surfaces, type ondes de Rayleigh, qui seront étudiées pour l'imagerie et la caractérisation surfacique du matériau après impact.

Pour ce qui concerne la caractérisation par diffraction X, nous prévoyons des études en deux temps pour atteindre *in fine* notre objectif d'évaluation *in situ* des contraintes générées par choc laser. Initialement, les travaux seront réalisés en configuration statique, à partir de l'étude du rayonnement X monochromatique diffracté à la réflexion de Bragg. Ce faisant, des informations d'orientation, de taille moyenne et de dispersion spatiale de la structure cristalline de l'échantillon à l'échelle du rayonnement X focalisé seront obtenues à partir de l'étude du pic de Bragg détecté. Les cartographies seront obtenues par balayage spatial de l'échantillon.

L'évaluation du gradient de contraintes générés dans l'épaisseur du matériau sera réalisée grâce à une configuration d'échantillons multicouches. Chaque couche sera définie par une légère variation d'orientation cristalline mais sera constituée du même matériau. Les impédances acoustiques seront donc très proches. Cette configuration expérimentale ne modifiera pas le processus de génération de contraintes résiduelles puisqu'elle ne créera pas de réflexions d'ondes aux interfaces du multicouche. En revanche, à chaque orientation de couche, correspondra un pic de Bragg unique et isolé sur le détecteur qui permettra de segmenter à l'épaisseur de la couche l'étude du champ de contrainte résiduelle. Notons que chaque couche ne sera pas forcément de la même épaisseur, le champ de contrainte généré par le choc laser n'étant pas homogène dans l'épaisseur. Les images obtenues par cette étude statique seront comparées aux résultats obtenus par Ultrason-Laser. L'imagerie sans lentille sera aussi investiguée. Les résolutions obtenues sont de l'ordre de quelques dizaines de nm sur synchrotron. Nous proposerons d'utiliser en particulier la ptychographie à la réflexion de Bragg pour imager quantitativement les champs de contraintes résultant du choc laser.

Les études résolues en temps seront faites sur sources XFEL, seuls ces grands instruments permettant l'étude de phénomènes irréversibles et aux dynamiques *ps* par diffraction X. Ces études seront basées sur les travaux précédents, et seront d'abord réalisées sur le signal diffracté pour ensuite, si possible, être faites par imagerie sans lentille. La détection spatiale offerte par la focalisation du rayonnement X, la segmentation en profondeur offerte par la configuration multicouche de l'échantillon et la résolution temporelle offerte par le montage optique pompe-sonde nous permettront de finaliser nos investigations pour mieux comprendre les phénomènes et les couplages multiphysiques mis en jeu lors de la génération de contraintes résiduelles par choc laser. Des approches modifiées des méthodes d'imagerie sans lentille (CDI, holographie) devraient aussi pouvoir être appliquées. Pour cela, la contrainte d'imagerie d'échantillon non cristallin sera dépassée, en proposant une imagerie différentielle du même échantillon, *i.e.* avant et après choc laser, pour supprimer la part statique de la détection et ne conserver que la part dynamique.

3 Imagerie nanométrique de désaimantation induite par ondes de Rayleigh issues du procédé de choc laser

Il s'agit là d'un projet que je ne pourrai pas réaliser dans le cadre de mes fonctions actuelles, l'application CND étant trop loin de ces travaux.

D. Veysset et *al.* ont proposé des travaux qui me paraissent particulièrement intéressants où ils proposent de générer une onde de choc de Rayleigh en utilisant un laser *fs* focalisé selon un motif spatial en anneau. Ce faisant deux ondes de Rayleigh sont générées, une divergente vers l'extérieur du cercle et une autre convergente, vers l'intérieur du cercle. Au fur à mesure de la propagation de cette dernière, des effets non linéaires apparaissent et sont le témoignage de la focalisation de cette onde de Rayleigh. Ainsi les contraintes longitudinales et transverses associées à cette onde de Rayleigh augmentent-elles selon une loi en r^2 , où r définit le rayon de l'onde de Rayleigh convergente à l'instant t . [98]

En parallèle de ces considérations, les modèles de désaimantation laser brièvement mentionnés dans la partie B en présentation du contexte de mes travaux sur le femtomagnétisme mentionnent des couplages à trois bains pour expliquer les désaimantations observées. Un des bains est un couplage phonon-magnons.

Je pense donc que proposer des travaux où focaliser une onde de choc de Rayleigh sur des structures ferromagnétiques multicouche présentant des nanodomains magnétiques comme présenté sur la figure 44 avec une détection d'imagerie par diffraction cohérente pourrait être particulièrement intéressante. Cela permettrait par exemple d'évaluer la réversibilité des phénomènes magnétiques induits en fonction de l'intensité de l'onde acoustique et d'observer la dynamique magnétique comparativement à la dynamique élastique (qui augmente au cours de la propagation à cause de l'augmentation des effets non linéaires).

Partie III : Conclusion générale

Ce manuscrit, composé d'une partie curriculum vitae et d'une partie mémoire, résume une grande part de mon activité professionnelle de recherche depuis ma thèse. Cette activité constitue approximativement 10 années de travaux, puisque ma thèse a débuté en 2007 et que j'ai fait une petite pause dans mes activités de recherche (à partir de mi-2014 et pendant 18 mois environ, période pendant laquelle j'ai eu une activité professionnelle d'immersion industrielle plus proche de la production que de la recherche).

Dans la première partie de ce manuscrit, j'ai présenté mon parcours de recherche, de Bordeaux au plateau de Saclay, du CNRS à l'industrie, de l'acoustique à l'optique, du nm au cm. Ce parcours de recherche a donc été extrêmement riche, de découvertes scientifiques, de collaborations, de rencontres, de projets, de remises en questions. Ce parcours de recherche m'a aussi permis de découvrir l'enseignement universitaire, avec un service complet de monitorat durant ma thèse, et l'encadrement doctoral, en particulier avec Xuniou Ge, Romain Hodé et Eduardo Cuenca. Il m'a aussi permis de découvrir le pilotage de la recherche, à travers la thématique d'END du collage que je coordonne à Safran depuis 2015 et à travers le FUI Monarque que je co-pilote.

Dans la seconde partie de ce manuscrit, j'ai détaillé mes activités de recherche. Celles-ci m'ont permis de découvrir différents type d'ondes dans différents régimes pour de nombreuses applications, fondamentales comme industrielles. Si cette multiplicité peut laisser perplexe certains chercheurs qui préfèrent un périmètre d'activité plus restreint, ma recherche garde à mon sens une certaine cohérence, puisqu'il s'agit à chaque fois d'utiliser des ondes, les plus appropriées possible et dans le régime le plus pertinent (du moins je l'espère), pour couvrir un besoin de mesure ou d'évaluation. On notera qu'une même problématique peut avoir plusieurs réponses possibles, comme illustré avec mes études d'imagerie de fissures débouchantes par ondes de Rayleigh et par ptychographie de Fourier.

D'un point de vue professionnel, mon approche de la recherche est, il me semble, en bonne adéquation avec les attendus de mon poste. En effet, en tant que Chercheur en Contrôles Non Destructifs dans un groupe industriel, je me dois de savoir utiliser différentes méthodes de contrôles pour proposer des solutions viables, tant d'un point de vue scientifique que technologique. Cette dernière nuance peut mener à favoriser des solutions de contrôles sans attraits de recherche mais à forte viabilité industrielle. Ainsi, je n'ai présenté dans ce manuscrit qu'une partie de mes activités professionnelles, ne présentant pas les activités qui doivent rester confidentielles ou qui ne me paraissent pas mériter de figurer dans ce manuscrit de recherche. A titre d'exemple, j'ai depuis ces deux dernières années une activité professionnelle importante en microscopie acoustique, pour répondre à des besoins d'évaluation avec précisions microniques. Cette activité ne me paraît

cependant pas présentable dans ce manuscrit, l'activité réalisée n'étant qu'une montée en compétence. Ainsi, la plus belle image de fissure débouchante que j'ai réalisé à ce jour est obtenue en microscopie acoustique mais ne mérite aucune publication scientifique. Elle est illustrée sur la figure 56.



Figure 56 : Imagerie par ultrasons Hautes fréquences (75 MHz) de la même fissure débouchante que présenté sur les figures 34 et 35.

D'un point de vue personnel, j'ai décidé en Master 1 d'orienter mon travail vers les ondes car je voyais en elles le support le plus multiphysique possible. Ce travail constitue pour moi un aboutissement de cette perception.

Bibliographie

- [1] M. Ducouso, Acoustique picoseconde dans une cellule biologique individuelle, *Thèse de doctorat, Université de Bordeaux, numéro d'ordre 4082*, 2010.
- [2] B. W. Drinkwater et P. D. Wilcox, Ultrasonic arrays for non-destructive evaluation: A review, *NDT&E International*, vol. 39, pp. 525-541, 2006.
- [3] D. Ségur, Génération d'ultrasons par laser dans des structures cylindriques optiquement absorbantes - Modélisation & Expériences, *Thèse de doctorat, Université de Bordeaux, numéro d'ordre 3853*, 2009.
- [4] C. B. Scruby et L. E. Drain, *Laser Ultrasonics Technique & Applications*, Adam Hilger, 1990.
- [5] C. Holmes, B. W. Drinkwater et P. D. Wilcox, Post-processing of the full matrix of ultrasonic transmit–receive array data for non-destructive evaluation, *NDT & E*, vol. 38, pp. 701-711, 2005.
- [6] G. Antonelli, B. Perrin, B. Daly et D. Cahill, Characterization of mechanical and thermal properties using ultrafast optical metrology, *MRS bulletin*, vol. 31, pp. 607-613, 2006.
- [7] O. Matsuda, M. C. Larciprete, R. L. Roberto et O. B. Wright, Fundamentals of picosecond laser ultrasonics, *Ultrasonics*, vol. 56, pp. 3-20, 2015.
- [8] J. Greener, E. A. A. V. Savi, S. Raetz, Z. Kudrynskyi, Z. D. Kovalyuk, N. Chigarev, A. Kent, A. Patané et V. Gusev, High-Frequency Elastic Coupling at the Interface of van der Waals Nanolayers Imaged by Picosecond Ultrasonics, *ACS Nano*, vol. 13, pp.11530-11537, 2019.
- [9] B. Audoin, C. Rossignol, N. Chigarev, M. Ducouso, G. Forget, F. Guillemot et M. Durrieu, Picosecond acoustics in vegetal cells: Non-invasive in vitro measurements at a sub-cell scale, *Ultrasonics*, vol. 50, p. 202–207, 2010.

- [10] C. Rossignol, N. Chigarev, M. Ducouso, B. Audoin, G. Forget, F. Guillemot et M. Durrieu, In Vitro picosecond ultrasonics in a single cell, *Appl. Phys. Lett.*, vol. 93, p. 123901, 2008.
- [11] B. A. Auld, Acoustic fields and waves in solids, Vol. II, Malabar, Florida: R.E. Krieger Publishing, 1990.
- [12] M. Ducouso, O. Zouani, C. Chanseau, C. Chollet, C. Rossignol, B. Audoin, Durrieu et M.-C., Evaluation of mechanical properties of fixed bone cells with sub-micrometer thickness by picosecond ultrasonics, *Eur. Phys. J. Appl. Phys.*, vol. 161, p. 11201, 2013.
- [13] O. Zouani, T. Dehoux, M.-C. Durrieu et B. Audoin, Universality of the network-dynamics of the cell nucleus at high frequencies, *Soft Matter*, vol. 10, p. 8737, 2014.
- [14] T. Dehoux, M. Abi Ghanem, O. Zouani, J.-M. Rampnoux, Y. Guillet, S. Dilhaire, M.-C. Durrieu et B. Audoin, All-optical broadband ultrasonography of single cells, *Scientific Reports*, vol. 5, p. 8650, 2015.
- [15] F. Pérez-Cotta, R. J. Smith, E. Moradi, L. Marques, K. Webb et M. Clark, High resolution 3D imaging of living cells with sub-optical wavelength phonons, *Scientific Reports*, p. 39326, 2016.
- [16] S. Danworaphong, M. Tomoda, Y. Matsumoto, O. Matsuda, T. Ohashi, H. Watanabe, M. Nagayama, K. Gohara, P. Otsuka et O. Wrigth, Three-dimensional imaging of biological cells with picosecond ultrasonics, *Appl. Phys. Lett.*, vol. 106, p. 163701, 2015.
- [17] A. Viel, E. Péronne, O. Sénépart, L. Becerra, C. Legay, F. Semprez, L. Trichet, T. Coradin, A. Hamraoui et L. Belliard, Picosecond ultrasounds as elasticity probes in neuron-like cells models, *Appl. Phys. Lett.*, vol. 115, p. 213701, 2019.
- [18] B. Chapuis, K. Jezzine, V. Baronian, D. Ségur et A. Lhémery, Simulation of ultrasonic guided wave inspection in CIVA software platform, *Conference: 18th World Conference on Nondestructive Testing*, 2012.

- [19] D. Royer, M.-H. Noroy et M. Fink, Optical generation and detection of elastic waves in solids, *Journal de Physique IV Colloque*, vol. 04, pp. C7-673-C7-684, 1994.
- [20] C. Prada, O. Balogun et T. Murray, Laser-based ultrasonic generation and detection of zero-group velocity Lamb waves in thin plates, *Appl. Phys. Lett.*, vol. 87, p. 194109, 2005.
- [21] D. Clorennec, C. Prada et D. Royer, Local and noncontact measurements of bulk acoustic wave velocities in thin isotropic plates and shells using zero group velocity Lamb modes, *J. Appl. Phys.*, vol. 101, p. 034908, 2007.
- [22] O. Balogun, T. W. Murray et C. Prada, Simulation and measurement of the optical excitation of the S1 zero group velocity Lamb wave resonance in plates, *J. Appl. Phys.*, vol. 102, p. 064914, 2007.
- [23] D. Royer, Génération et détection optiques d'ondes élastiques, *Techniques de l'Ingénieur*, p. E 4 415, 1996.
- [24] R. Quintero, F. Simonetti, P. Howard, J. Friedl et A. Sellinger, Noncontact laser ultrasonic inspection of Ceramic Matrix Composites, *NDT&E International*, vol. 88, p. 8–16, 2017.
- [25] S. Mezil, J. Laurent, D. Royer et P. C., Non contact probing of interfacial stiffnesses between two plates by zero-group velocity Lamb modes, *Appl. Phys. Lett.*, vol. 105, p. 021605, 2014.
- [26] J. Jones et J. Whittier, Waves at a Flexibly Bonded Interface, *J. Appl. Mech.*, vol. 34, pp. 905-909, 1967.
- [27] V. Vlasie et M. Rousseau, Acoustical validation of the rheological models for a structural bond, *Wave Motion*, vol. 37, p. 333–349, 2003.
- [28] AFNOR, EN 1465 Résistance au cisaillement en traction d'assemblages collés à recouvrement simple, 2009.
- [29] C. Prada, D. Clorennec et D. Royer, Power law decay of zero group velocity Lamb modes, *Wave Motion*, vol. 45, pp. 723-728, 2008.

- [30] R. Hodé, S. Raetz, V. Gusev, F. Jenson, N. Cuvillier, M. Ducousso et V. Tournat, Attenuation of Zero-Group Velocity Lamb modes for the nondestructive evaluation of adhesively bonded joints in aircraft structures, *En rédaction*.
- [31] F. Réverdy, Synthèse de fronts acoustiques plans par déplacement d'une source laser : application à l'évaluation non destructive de matériaux composites, Université Bordeaux 1, 2000.
- [32] F. Réverdy et B. Audoin, Ultrasonic measurement of elastic constants of anisotropic materials with laser source and laser receiver focused on the same interface, *J. Appl. Phys.*, vol. 90, p. 4829, 2001.
- [33] M. Perton, Ultrasons rayonnés par une source laser ponctuelle dans des milieux isotropes transverses et applications à la mesure du tenseur d'élasticité de cylindres et de couches minces, *Thèse de doctorat, Université de Bordeaux 1, numéro d'ordre 3294*, 2006.
- [34] A. Baudot, Etude et mise au point de méthodes de mesures non destructives permettant de caractériser les paramètres critiques de l'adhésion sur structures collées, *Thèse de doctorat Université Aix-Marseille, 2015*.
- [35] V. Nazarov, A. Radostin, L. Ostrovsky et I. Soustova, Wave Processes in Media with Hysteretic Nonlinearity. Part I, *Acoustical Physics*, vol. 49, pp. 344-353, 2003.
- [36] S. Mezil, N. Chigarev, V. Tournat et V. Gusev, All-optical probing of the nonlinear acoustics of a crack, *Optics Lett.*, vol. 36, pp. 3449-3451, 2011.
- [37] P. Zabbal, G. Ribay, J. Jumel et B. Chapuis, Nondestructive evaluation of adhesive joints by using nonlinear ultrasonic and guided waves, *ECNDT*, 2018.
- [38] P. Zabbal, Conception d'un dispositif de contrôle non-destructif par ultrasons de structure collée exploitant une cavité réverbérante à retournement temporel, *Thèse de doctorat, Université de Bordeaux, 2018*.
- [39] M. Fink, Time Reversal of Ultrasonic Fields-Part I: Basic Principles, *IEEE Transactions on Ultrasonics, Ferroelectrics, and frequency control*, vol. 39, p. 555, 1992.

- [40] M. Ducouso, R. Hode, S. Raetz et V. Tournat, Focalisation d'Ultrasons générés par laser pour le contrôle et l'imagerie ultrasonore, *Demande d'invention, Ref. B-021833*, 2019.
- [41] L. Berthe, M. Arrigoni, M. Boustie, J. P. Cuq-Lelandais, C. Broussillou, G. Fabre, M. Jeandin, V. Guipont et N. M., State-of-the-art laser adhesion test (LASAT), *NDT & E international*, vol. 26, pp. 303-317, 2011.
- [42] M. Ducouso, S. Bardy, Y. Rouchausse, T. Bergara, F. Jenson, L. Berthe, L. Videau et N. Cuvillier, Quantitative evaluation of the mechanical strength of titanium/composite bonding using laser-generated shock waves, *Appl. Phys. Lett.*, vol. 112, p. 111904, 2018.
- [43] S. Bardy, Contrôle et optimisation du test d'adhérence par choc laser sur assemblages collés, *These de doctorat, Université ParisTech*, 2017.
- [44] L. Berthe, R. Fabbro, P. Peyre, L. Tollier et E. Bartnicki, Shock waves from a water-confined laser-generated plasma, *J. Appl. Phys*, vol. 82, p. 2826, 1997.
- [45] C. Le Bras, A. Rondepierre, R. Seddik, M. Scius-Bertrand, Y. Rouchausse, L. Videau, M. Fayolle, L. Morin, S. Valadon, R. Ecault, D. Furfari et L. Berthe, Laser Shock Peening: Toward the Use of Pliable Solid Polymers for Confinement, *metals*, vol. 9, p. 793, 2019.
- [46] G. Shui, J.-Y. Kim, J. Qu, Y.-S. Wang et L. Jacobs, A new technique for measuring the acoustic nonlinearity of materials using Rayleigh waves, *NDT & E International*, vol. 41, pp. 326-329, 2008.
- [47] J. M. S. Sakamoto, B. R. Tittmann, A. Baba et G. Pacheco, Directivity measurements in aluminum using a laser ultrasonics system, *J. of Phys.: Conf. Ser.*, vol. 278, p. 012032, 2011.
- [48] J. Virieux, P-SV wave propagation in heterogeneous media: Velocity-stress finite-difference method, *Geophysics*, vol. 51, pp. 889-901, 1986.
- [49] E. Cuenca, M. Ducouso, F. Jenson, N. Cuvillier, L. Berthe et M. Coulouvat, Acoustic modelling of the laser generated shock wave process, *En rédaction*.

- [50] M. Ducouso, E. Cuenca, L. Berthe et F. Coulouvrat, Optimisation du procédé de choc laser pour le contrôle des collages, *Demande d'invention*, 2019.
- [51] M. Ghrib, L. Berthe, N. Mechbal, M. Rébillat, M. Guskov, R. Ecault et N. Bedreddine, Generation of controlled delaminations in composites using symmetrical laser shock configuration, *Compos. Struct.*, vol. 171, pp. 286-297, 2017.
- [52] T. Pezeril, P. Ruello, S. Gougeon, N. Chigarev, D. Mounier, J.-M. Breteau, P. Picart et V. Gusev, Generation and detection of plane coherent shear picosecond acoustic pulses by lasers: Experiment and theory, *Phys. Review B*, vol. 75, p. 174307, 2007.
- [53] E. Cuenca, Génération et détection d'ondes de choc transverses par choc laser intense, *Projet de Fin d'Etudes*, 2018.
- [54] M. Ducouso, A. Dalodiere et A. Baillard, Evaluation of the thermal aging of aeronautical composite materials using Lamb waves, *Ultrasonics*, vol. 94, pp. 174-182, 2019.
- [55] J.-G. Minonzio, M. Talmant et P. Laugier, Guided wave phase velocity measurement using multi-emitter and multi-receiver arrays in the axial transmission configuration, *J. Acoust. Soc. Am.*, vol. 127, pp. 2913-2919, 2010.
- [56] J.-G. Minonzio, M. Talmant et P. Laugier, Measurement of guided mode wave vectors by analysis of the transfer matrix obtained with multi-emitters and multi-receivers in contact, *J. Phys.: Conf. Ser.*, vol. 269, p. 012003, 2011.
- [57] Z. Wang et H. R. Sheikh, Image Quality Assessment: From Error Visibility to Structural Similarity, *IEEE Trans. in Image Processing*, vol. 13, 2004.
- [58] C. Grünsteidl, T. Berer, M. Hettich et I. Veres, Determination of thickness and bulk sound velocities of isotropic plates using zero-group-velocity Lamb waves, *Appl. Phys. Lett.*, vol. 112, p. 251905, 2018.
- [59] S. Dahmen, Influence of volumic fraction of adhesive in elastic and viscous thin bonded Aluminum/Adhesive/Aluminum plate on Lamb modes that have ZGV modes, *Ultrasonics*, vol. 94, pp. 37-49, 2019.

- [60] F. Faëse, S. Raetz, N. Chigarev, C. Mechri, J. Blondeau, B. Campagne, V. E. Gusev et V. Tournat, Beam shaping to enhance zero group velocity Lamb mode generation in a composite plate and nondestructive testing application, *NDT&E International*, vol. 85, pp. 13-19, 2017.
- [61] F. Bruno, Optimisation des modes de Lamb à vitesse de groupe nulle engendrés par laser et évaluation locale des structures collées, *These de doctorat, Sorbone Paris Cité*, 2017.
- [62] M. Ducouso et N. Cu villier, Procédé de contrôle non destructif par ultrasons d'un assemblage collé. FR; WO Brevet WO2018078272A1, 25 10 2016.
- [63] M. Ducouso, F. Jenson et F. Reverdy, Procédé de contrôle non destructif pour une pièce aéronautique. France Brevet FR1901144, 05 02 2019.
- [64] S. Zhang, X. Li et H. Jeong, Measurement of Rayleigh Wave Beams Using Angle Beam Wedge Transducers as the Transmitter and Receiver with Consideration of Beam Spreading, *Sensors*, p. 1449, 2017.
- [65] C. Holmes, B. Drinkwater et P. Wilcox, Post-processing of the full matrix of ultrasonic transmit–receive array data for non-destructive evaluation, *NDT&E International*, vol. 38, pp. 701-711, 2005.
- [66] Y. Ohara, T. Oshiumi, H. Nakajima, K. Yamanaka, X. Wu, T. Uchimoto, T. Takagi, T. Tsuji et T. Mihara, Ultrasonic phased array with surface acoustic wave for imaging cracks, *AIP ADVANCES*, p. 065214, 2017.
- [67] L. Le Jeune, S. Robert, E. Lopez Villaverde et C. Prada, Plane Wave Imaging for Ultrasonic Non-Destructive Testing: Generalization to Multimodal Imaging, *Ultrasonics*, vol. 64, pp. 128-138, 2016.
- [68] M. Born et E. Wolf, Principles of Optics - 7th edition, Cambridge: University Press, 2006.
- [69] M. Ducouso, T. Dehoux, B. Audoin, O. Zouani, C. Chollet et M.-C. Durrieu, Picosecond ultrasonics in single cells: Interface step motion for thin animal cells and Brillouin scattering for thick vegetal cells, *J. of Phys.: Conf. Ser.*, vol. 269, p. 012024, 2011.

- [70] J. G. Dil, Brillouin scattering in condensed matter, *Rep. Prog. Phys.*, vol. 45, pp. 285-334, 1982.
- [71] M. Ducouso, T. Dehoux, C. Rossignol, B. Audoin, O. Zouani, C. Chollet, C. Chanseau et M. Durrieu, Two color probing of the ultrafast photo-acoustic response in a single biological cell, *J. Phys.: Conf. Ser.*, vol. 278, p. 012042, 2011.
- [72] M. Ducouso, W. Boutu et H. Merdji, Contrôle non destructif de fissures débouchantes par ptychographie de Fourier, *demande d'invention, Ref. B-021413*, 09 Nov 2018.
- [73] J. M. Rodenburg et H. M. L. Faulkner, A phase retrieval algorithm for shifting illumination, *Appl. Phys. Lett.*, vol. 85, p. 4795, 2004.
- [74] L. Krafft, Imagerie par diffraction de microfissures pour l'aéronautique, *Diplôme de Master IRIV, Télécom Physique Strasbourg*, 2019.
- [75] P. B. Corkum, Plasma Perspective on Strong-Field Multiphoton Ionization, *Phys. Rev. Lett.*, vol. 71, pp. 1994-1997, 1993.
- [76] W. Boutu, Génération d'harmoniques d'ordre élevé dans les gaz et les cristaux pour les applications cohérentes, *Mémoire de soutenance d'HDR*, Université Paris Sud, 2018.
- [77] R. Sandberg, C. Song, P. Wachulak, D. Raymondson, A. Paul, B. Amirbekian, E. Lee, A. Sakdinawat, C. La-O-Vorakiat, M. Marconi, C. Menoni, M. Murnane, J. Rocca, H. Kapteyn et J. Miao, High numerical aperture tabletop soft x-ray diffraction microscopy with 70-nm resolution, *PNAS*, vol. 105, pp. 24-7, 2008.
- [78] A. Ravasio, D. Gauthier, F. Maia, M. Billon, J.-P. Caumes, D. Garzella, M. Géléoc, O. Gobert, J.-F. Hergott, A.-M. Pena, H. Perez, B. Carré, E. Bourhis et e. al., Single-Shot Diffractive Imaging with a Table-Top Femtosecond Soft X-Ray Laser-Harmonics Source, *Phys. Rev. Lett.*, vol. 103, p. 028104, 2009.
- [79] D. Gauthier, M. Guizar-Sicairos, X. Ge, W. Boutu, B. Carré, J. Fienup et H. Merdji, Single-shot Femtosecond X-Ray Holography Using Extended References, *Phys. Rev. Lett.*, vol. 105, p. 093901, 2010.

- [80] J. Rothhardt, G. Tadesse, W. Eschen et J. Limpert, Table-top nanoscale coherent imaging with XUV light, *J. Opt.*, vol. 20, p. 113001 , 2018.
- [81] R. Bates, Fourier phase problems are uniquely solvable in more than one dimensional - 1. Underlying theory, *Optik*, vol. 61, p. 247–262, 1982.
- [82] J. Miao, P. Charalambous, J. Kirz et D. Sayre, Extending the methodology of X-ray crystallography to allow imaging of micrometre-sized non-crystalline specimens, *Nature*, vol. 400, p. 342–344, 1999.
- [83] X. Ge, W. Boutu, D. Gauthier, F. Wang, A. Borta, B. Barbreil, M. Ducouso, A. I. Gonzalez, B. Carré, D. Guillaumet, M. Perdrix, O. Gobert, J. Gautier, G. Lambert, F. Maia, J. Hajdu, P. Zeitoun et H. Merdji, Impact of wave front and coherence optimization in coherent diffractive imaging, *Opt. Express*, vol. 21, p. 11441, 2013.
- [84] W. Boutu, D. Gauthier, X. Ge, R. Cassin, M. Ducouso, A. Gonzalez, B. Iwan, J. Samaan, F. Wang, M. Kovačev et H. Merdji, Impact of noise in holography with extended references in the low signal regime, *Opt. Express*, vol. 24, pp. 6318-6327, 2016.
- [85] J. C. Hemminger et e. al., Next-Generation Photon Sources for Grand Challenges in Science and Energy, *Report of the Basic Energy Sciences Advisory Committee* , 2009.
- [86] J. Hemminger et e. al., Directing Matter and Energy: Five Challenges for Science and the Imagination, *Report from the Basic Energy Sciences Advisory Committee*, 2007.
- [87] X. Ge, M. Ducouso, W. Boutu, B. Tudu, B. Barbreil, G. D., A. Borta, A.-I. Gonzalez, F. Wang, B. Iwan, M. Billon, M. Perdrix, D. Guillaumet, B. Vodungbo, J. Gautier, R. Hawaldar, M. Tortarolo, R. Delaunay, P. Zeitoun et H. Merdji, Sub-100 nanometer lensless probing of Co/Pd magnetic nanodomains using a table-top femtosecond soft X-ray harmonic source, *Journal of Modern Optics*, vol. 60, pp. 1475 - 1483, 2013.

- [88] S. Valencia, A. Gaupp, W. Gudat, H.-C. Mertins, P. Oppeneer, D. Abramssohn et C. Schneider, Faraday rotation spectra at shallow core levels: 3p edges of Fe, Co, and Ni, *New Jour. of Phys.*, vol. 8, p. 254, 2006.
- [89] G. Lambert, J. Gautier, C. Hauri, P. Zeitoun, C. Valentin, T. Marchenko, F. Tissandier, J.-P. Goddet, M. Ribiere, G. Rey, M. Fajardo et S. Sebban, An optimized kHz two-colour high harmonic source for seeding free-electron lasers and plasma-based soft x-ray lasers, *New Jour. of Phys.*, vol. 11, p. 083033, 2009.
- [90] M. Ducouso, X. Ge, W. Boutu, D. Gauthier, B. Barbrel, F. Wang, A. Borta, A.-I. Gonzalez, M. Billon, B. Vodungbo, J. Gautier, R. Hawaldar, B. Tudu, R. Delaunay, M. Tortarolo, P. Zeitoun, L. Lüning et H. Merdji, Single-shot studies of a Co/Pd thin film's magnetic nano-domain structure using ultrafast x-ray scattering, *Laser Physics*, vol. 24, p. 025301, 2014.
- [91] B. Vodungbo, J. Gautier, G. Lambert, A. Sardinha, M. Lozano, S. Sebban, M. Ducouso, W. Boutu, K. Li, B. Tudu, M. Tortarolo, R. Hawaldar, R. Delaunay, V. López-Flores, J. Arabski, C. Boeglin, H. Merdji, P. Zeitoun et L. Lüning, Laser-induced ultrafast demagnetization in the presence of a nanoscale magnetic domain network, *Nature Communications*, vol. 3, p. 999, 2012.
- [92] M. Ducouso, Systeme et procede de controle d'une structure par ondes acoustiques de coda, *European Patent number EP3446115A1*, 2016.
- [93] S. Baskar, F. F. Coulouvrat et R. Marchiano, Nonlinear reflection of grazing acoustic shock waves: Unsteady transition from von Neumann to Mach to Snell-Descartes reflections, *J. Fluid. Mech.*, vol. 575, pp. 27-55, 2007.
- [94] M. Karzova, V. S. E. Khokhlovab, S. Ollivier et P. Blanc-Benon, Mach stem formation in reflection and focusing of weak shock acoustic pulses, *JASA Express Lett.*, vol. 137, p. EL436, 2015.
- [95] C. Desjouy, S. Ollivier, O. Marsden, M. Karzova et P. Blanc-Benon, Irregular reflection of weak acoustic shock pulses on rigid boundaries : Schlieren experiments and direct numerical simulation based on a Navier-Stokes solver, *Physics of Fluids*, vol. 28, p. 027102, 2016.

- [96] J. Von Neumann, Oblique reflexion of shocks (in John von Neumann collected work, vol. 6), *Pergamon, New York*, pp. 238-299, 1963.
- [97] F. Coulouvrat et R. Marchiano, Nonlinear Fresnel diffraction of weak shock waves, *J. Acoust. Soc. Am.*, vol. 114, p. 1749, 2003.
- [98] D. Veysset, A. Maznev, I. P. T. Veres, S. Kool, A. Lomonosov et K. Nelson, Acoustical breakdown of materials by focusing of laser-generated Rayleigh surface waves, *Appl. Phys. Lett.*, vol. 111, p. 031901, 2017.
- [99] A. Saez, A. Bugin, P. Silberzan et B. Ladoux, Is the Mechanical Activity of Epithelial Cells Controlled by Deformations or Forces?, *Biophys. J.*, vol. 89, pp. L52-L54, 2005.

Partie IV :
Annexe

Projets passés et inachevés

Ces projets, placés en annexes, sont des projets que j'avais initiés alors que j'étais postdoctorant au CEA Saclay et au Synchrotron Soleil et qui, faute de stabilité professionnelle, n'ont pu être menés à leur terme. Ces projets avaient été labélisés lors d'appels à projets, que ce soit pour obtenir des dotations financières et/ou du temps de faisceau sur ligne de lumière laser ou sur synchrotron. Des résultats préliminaires ont été obtenus dans le cadre de ces projets mais ils n'ont malheureusement pas pu être poussés plus loin par la suite. Je ne désespère pas de les relancer un jour.

1 PicEau : Acoustique picoseconde dans une goutte d'eau générée avec la 25ème harmonique d'un laser kHz : Application à l'étude du paradoxe de l'eau

Ce projet concerne l'étude à l'échelle nanométrique des propriétés thermoélastiques de l'eau liquide autour de 4°C, une température où elle présente une anomalie dilatométrique couramment appelée le paradoxe de l'eau, par la technique d'acoustique picoseconde.

L'originalité de cette étude est que je proposais un schéma expérimental permettant de générer directement le signal acoustique dans l'eau. Pour rappel, *cf.* le début de ce manuscrit, on utilise en acoustique picoseconde une impulsion laser ultrabrève pour déposer de l'énergie laser en surface d'un matériau. Ce dépôt d'énergie laser engendre une élévation thermique instantanée et, par couplage thermoélastique, permet la propagation d'une onde acoustique. Dans le domaine visible, il est nécessaire d'utiliser un substrat pour générer un signal acoustique qui se propage ensuite dans l'eau grâce aux conditions limites. Ici, je proposais d'utiliser des photons de 40 eV d'énergie, obtenus par génération d'harmoniques d'ordre élevé, pour directement générer le signal acoustique dans l'eau, celle-ci étant fortement opaque dans ce domaine spectral. Ainsi, cette étude permettait de s'affranchir des biais de mesures introduits par la présence d'un transducteur. En plus de l'étude du paradoxe de l'eau, cette approche expérimentale novatrice permet une quantification des interactions laser/matière dans l'eau en mesurant la balance entre thermalisation et ionisation dans cette gamme d'énergie.

J'ai simulé les expérimentations pour des travaux au Laboratoire Optique Appliqué sur la base de simulations analytiques de l'élévation thermique et sa diffusion, du signal acoustique généré ainsi que de sa détection optique, *cf.* Figure 57 (a). Le laser permettant de focaliser quelques 10^7 photons/impulsion de 30 fs sur une tache de 5 μm à 40 eV, un éclairement crête de 10^{10} W/cm² devait être obtenu, ce qui devait permettre de détecter des variations de réflectivité de 10^{-4} , signal relativement facilement détectable en acoustique picoseconde même si le laser n'a qu'un taux de répétition de l'ordre du kHz et que la modulation de signal pour la détection synchrone est forcément

basse. La sonde optique devait être bleue ($\lambda=400\text{nm}$) pour atteindre une résolution de l'ordre de la centaine de nm.

Les simulations réalisées ont permis de prédire une forte sensibilité des expériences à l'anomalie dilatométrique de l'eau (figure a-c) et un spectromètre utilisé en transmission devait permettre de diagnostiquer le taux d'ionisation de l'eau et mesurer la balance des effets créés par la pompe de 40eV, entre ionisation et énergie inélastique.

Dans cette étude, le couplage entre l'élévation thermique et la génération acoustique est porté par la dilatation thermique du matériau, laquelle apparaît donc comme un terme source dans l'équation d'onde acoustique, équation (B-2). La gamme de température d'intérêt pour ces expérimentations était entre 0 et 10°C, la dilatation thermique changeant de signe sur cette plage de température, en passant par un minimum de zéro (figure. b) avec les signatures expérimentales suivantes :

- de 0 à 4°C, la dilatation thermique est négative, la génération acoustique est en dépression.
- À 4°C, aucun signal acoustique n'est généré du fait de l'annulation de la dilatation thermique.
- Pour des températures supérieures à 4°C, le signal acoustique généré est en compression.

Ces différences créent un changement de phase du signal Brillouin détecté mais aussi du signal basse fréquence de la diffusion thermique (figure c). L'amplitude des signaux acoustiques est fonction de la valeur absolue de la dilatation thermique de l'eau liquide à la température considérée (figure b).

Pour ces études, réalisées sous vide secondaire (propagation du rayonnement XUV), j'ai dimensionné une cellule de circulation d'eau. Cette cellule permet de faire circuler un microvolume d'eau entre une fenêtre de 30nm en Si_3N_4 transparente au rayonnement XUV et une fenêtre opposée en SiO_2 permettant de sonder directement la diffusion thermique et la propagation acoustique à 400 nm. Cette cellule est opérationnelle.

Pour ce projet, j'ai créé une collaboration entre le CEA Saclay, le laboratoire radiolyse du CEA Saclay et le Laboratoire d'Optique Appliqué. Un financement du triangle de la physique a permis de financer la cellule, l'asservissement thermique et la circulation d'eau. Un premier temps de faisceau au LOA de 15 jours a permis d'installer le montage pompe-sonde d'acoustique picoseconde avec détection synchrone sur lequel nous avons pu obtenir des signaux d'acoustique picoseconde sur échantillon de tungstène gracieusement fournis par L. Belliard (INSP), a permis de définir les conditions optimales de génération d'harmonique laser et a permis de mettre en place la microcellule à circulation d'eau sous vide. Nous n'avons malheureusement pas pu aller plus loin et

pas pu proposer d'autres demandes de temps de faisceau, mon avenir professionnel se dirigeant vers le synchrotron Soleil et de nouvelles études.

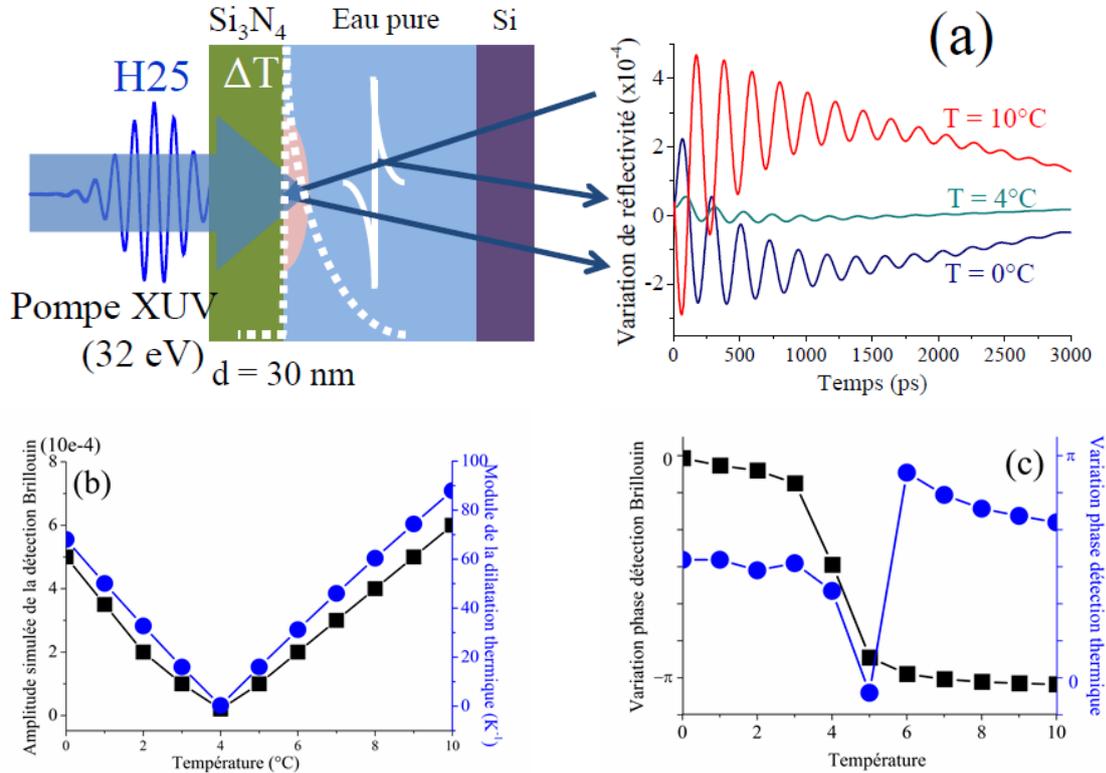


Figure 57 : (a) Principe des expériences : La pompe dépose son énergie dans l'eau, qui provoque une élévation thermique ps (pointillés) et engendre une onde acoustique (trait). On détectera directement la propagation de cette onde pour différentes températures. La dilatation thermique dans l'eau étant fonction de la température (b, ronds), le signal détecté sera fonction de celle-ci (b (carrés) & (c)) et permettra l'étude de cette anomalie dilatométrique.

2 Etude de l'adhésion cellulaire par ptychographie de Bragg

J'ai durant mon postdoctorat au synchrotron Soleil proposé une application de la ptychographie de Fourier à la réflexion de Bragg pour étudier l'adhésion cellulaire de cellules ostéoblastes sur substrat de silicium. La ptychographie de Fourier à la réflexion de Bragg permettant de mesurer de manière qualitative de réseau cristallin de la matière en un lieu donné avec des résolution de la centaine de nm, cf. chap. 1.1.2 de la partie optique, cette mesure devait permettre d'imager les champs de contrainte par une cellule adhérente sur un substrat, à l'échelle des points focaux d'adhésion cellulaire de manière à contribuer à répondre à la question ouverte par A. Saez *et al.*, à savoir si l'adhésion focale est contrôlée par des forces ou des déformations. [99] Les applications concernent l'ingénierie tissulaire et la réparation osseuses, pour à terme proposer une nouvelle génération de prothèses métalliques et recouvertes de cellules d'os.

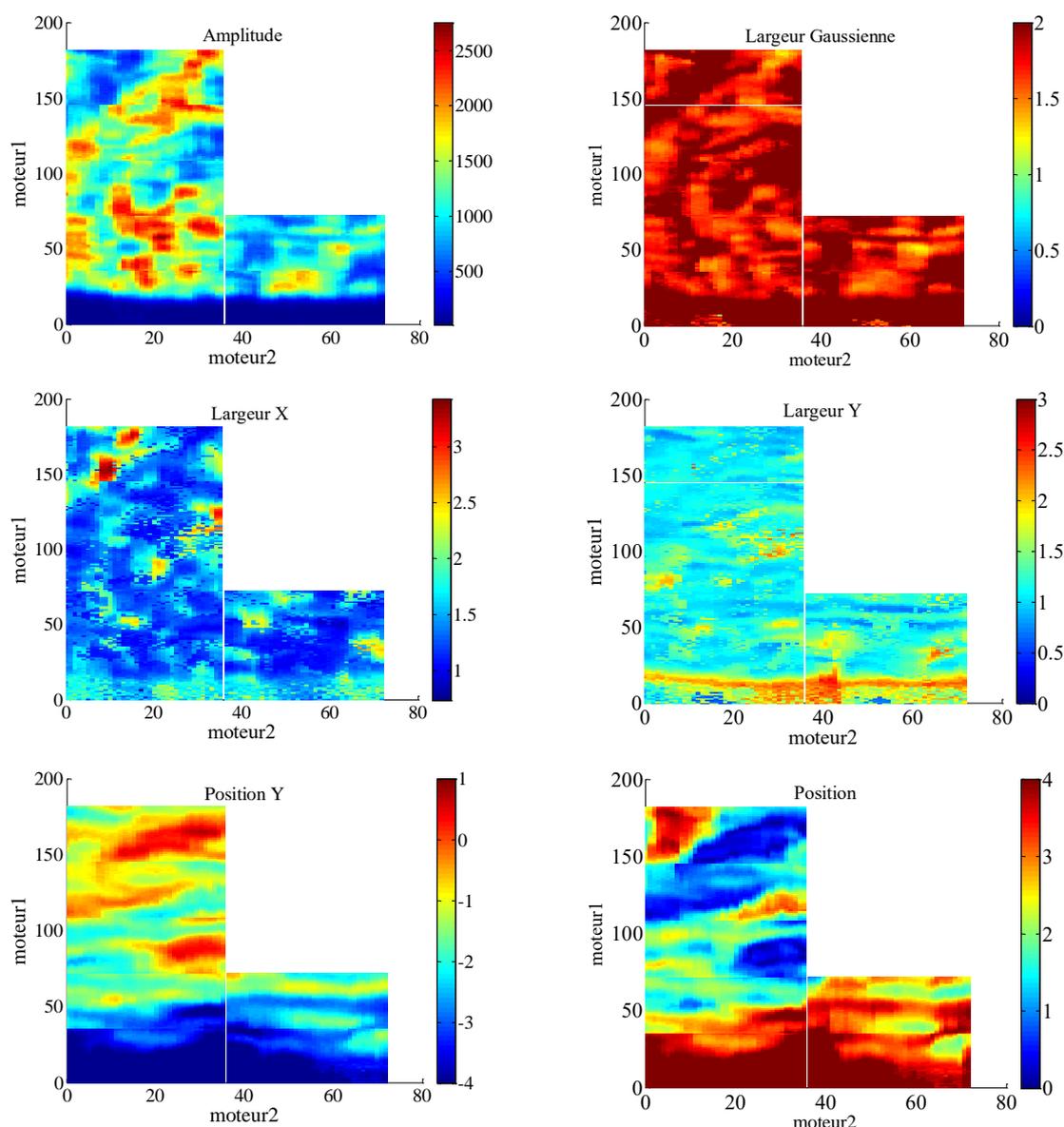


Figure 58 : Illustration des premières analyses menées des travaux de ptychographie de Fourier à la réflexion de Bragg pour sonder l'adhésion cellulaire. Une analyse par ajustement numérique sur le signal de diffraction détecté selon les orientations x et y est faite pour chaque point de l'acquisition expérimentale. Ici les paramètres Amplitude, largeur à mi-hauteur selon x et selon y et largeur moyenne, positions selon x et y sont représentés. Une frontière des détectée sur le bas des images et des inhomogénéités sont détectées sous la cellule.

J'ai pour ces travaux proposé une coopération de travail entre le Synchrotron Soleil, le CEA Saclay et l'Institut Fresnel (Marseille). Un temps de faisceau de 4 jours, le temps maximal, nous a été accordé au synchrotron Soleil, sur la ligne CRISTAL. La réflexion de Bragg utilisée est celle du silicium(111) et le rayonnement, focalisé à $2 \times 3 \mu\text{m}^2$, est à 8.5 keV.

Ce premier créneau d'expérimentations nous a permis de mettre en évidence que nous savions 1) faire adhérer des cellules sur substrat de silicium et les fixer et 2) nous a permis de réaliser les premières études sur le sujet.

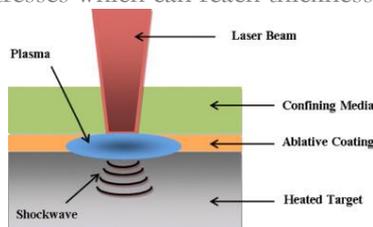
Ces travaux réalisés ont permis de démontrer la faisabilité de l'étude, pour laquelle il faudrait néanmoins passer un peu plus de temps avant d'obtenir une image dans l'espace réel. Des travaux de caractérisation du signal de diffraction détecté en fonction du point de mesure sous la cellule ont en effet permis de démontrer la sensibilité de la mesure proposée, *cf.* Figure 58

Projet ANR Shock and Waves

Imaging of residual stresses induced by laser *Shock peening* using elastic and X *Waves*

A Pre-proposal's context, positioning and objectives

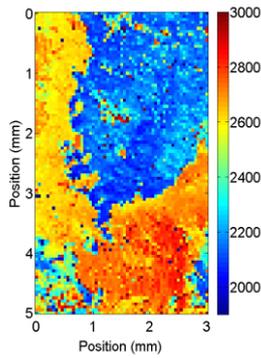
In 2012, the aviation industry adopted an ambitious set of commitments (for instance, to stop the growth of CO₂ emissions by 2020 and to halve emissions by 2050 compared to 2005 levels) to reduce its contribution to global climate changes. This unprecedented industrial challenge has pushed aircraft engine manufacturers, such as Safran Group, to develop new engines programs. The [LEAP motor](#), successor to the bestseller CFM56 and supplied since 2016, is one illustration with a consumption reduction by 16%. New engines with disruptive design to improve dilution rates will follow in 2030. For Safran, a major and strategic issue is also to propose new engines of longer lifetime and lower servicing. For steels parts, solution is to increase their toughness to increase their service life. One efficient way to achieve it is to induce surface residual stresses on specific mechanical parts. They can be obtained from chemical or mechanical treatment but the most promising approach, both from a process and an environmental point of view, is probably the *Laser Shock Peening* (LSP). LSP uses a laser-driven plasma expansion to create an impact-like process to generate deep surface residual stresses field. It is free of surface deformation, non-contact, and with residual stresses which can reach thicknesses up to the millimeter. [1-3]



Residual stresses induced by laser shock peening. From [2].

To be compatible with optical fiber transport, the LSP is presumed to be done in the future by lasers having kHz repetition rates, few cents of mJ per pulse and nanosecond (ns) pulse duration. This configuration imposes a focalization of few mm² to be in the GW/cm² intensity range. Ablative coating will also be removed. Many questions still arise and must be solved before an industrial application of LSP : (1) the location of the sub-surface transition zone, where the state of equilibrium between induced-traction due to thermal dilatation and induced-compression due to the shock is achieved, is unclear ;

(2) the *in situ* and *ex situ* Non Destructive Evaluation (NDE) techniques of residual stresses at the mm² scale are still to be developed ; (3) the transverses contributions resulting from edge effects for mm² laser illumination have to be evaluated. We propose new methodologies to break such scientific limitations. ***This project aims to develop tools for analyzing, understanding and mastering the micro-structural transformations of materials subjected to LSP treatment. For solving the above-mentioned questions, investigations should be performed over scales from mm to nm; for dynamics ranging from static to ps. Shocks will be investigated by optical and elastic waves. Laser-ultrasound and X-ray diffraction are indeed natural and complementary candidates for this type of NDE. Increasing the toughness of materials with LSP will be better understood, simulated and controlled by the end of our project, which will allow its application in the Safran aeronautical programs of the 2030 horizon.*** The project will be focus on the NDE of residual stresses resulting from a single laser pulse. Such restriction will allow to realize images of strong physical contrast between peened and non-peened surfaces and will allows a good understanding of the investigated questions without overlaying considerations. LSP with surface scanning will be therefore prohibited. Impact of process parameters such as the laser focusing or the pulse duration; the plasma expansion confinement and/or the thermal protection of sample will be at the heart of these investigations. The sample geometries will be a plate-like structure or a more complex one (prism-like), the latter to impose a single pass of the shock wave. The impact on the material of a single compression will therefore be easily studied. Experimentally, LSP will be carried out on the Hephaistos laser facility, hosted by the [Procédés et Ingénierie en Mécanique et Matériaux](#) (PIMM) laboratory at ENSAM Paris. For these studies, constituting the work package (WP) 1, the platform will have diffractive focusing optics allowing homogeneous illumination. The focus patterns will be lines, squares, triangles or rings. It will allow easily identifiable peened volume for the X-ray and the acoustic imaging methods developed in the project. The same samples will be studied with both methods, which will provide an unprecedented expertise of the generated stresses. The preliminary studies will be performed on a reference material, such as Nickel, and finally the industrial application will be investigated on AM1. This material, a monocrystalline Nickel-based material, is one of the noblest materials used in the aviation industry and is located in the hot parts of turbojet engines.



Cartography ($3 \times 5 \text{ mm}^2$) of acoustic velocities measured on austeno-ferritic steels by LaserUltrasounds. [4]

Characterizations using elastic waves of the laser-generated residual stresses will be carried out by guided waves, such as Rayleigh waves. The Rayleigh waves are guided by a surface and penetrate over a depth of one wavelength, which makes them suitable for probing the mechanical properties of a material near its surface. Since the wavelength of the Rayleigh wave corresponds to the probed depth, adjusting the wavelength would allow to probe the mechanical properties at different depths of the sample. In this WP2, the studies will be realized in the [Laboratoire d'Acoustique de l'Université du Mans](#) (LAUM). The guided waves with mm to sub- μm wavelengths will be generated and detected by lasers. Part of the experimental facilities and all the skills required for the success of this WP2 are already in LAUM. To adjust the wavelengths of the generated elastic waves, the laser pulse duration and the laser focusing are two key parameters. Different types of pulsed (f_s , m_s) or modulated continuous lasers will be used to change the reachable part of the frequency spectrum of the guided waves. In combination with the use of different focal spot size, this will allow to adjust the wavelength of the wave. This selection will therefore allow to measure residual stresses at different depths by probing mechanical properties at different depths. Femtosecond laser pulses should even allow to generate surface acoustic waves with characteristic wavelengths in the order of few hundreds of nm. These waves will allow a measurement of surface stresses with higher lateral resolution compared to the laser shock imprint. The contribution of transverse phenomena related to the edges of the stain can then be addressed. LAUM has already similar scientific expertise with sub- m_s laser devices for this type of surfaces thanks to previous work that led to the local evaluation of polycrystalline steels. [4] In addition, LAUM has a picosecond acoustic setup based on asynchronous optical sampling allowing to produce millimetric maps in a few tens of minutes. [5] Applications of m_s laser will generate surface acoustic waves with longer wavelength making it possible to study the stresses generated by laser shock deeper below the surface, up to ten μm . This depth of inspection will allow the elastic evaluation of the transition zone. More prospectively, a modulated continuous laser, spatially modulated to provide acoustic generation similar to interdigital transducers (used in industrial NDT to generate surface waves) [6] should be used to generate custom Rayleigh waves, of the desired wavelength, from few hundreds of nm to sub-millimetric wavelength. This experimental configuration will be easily adaptable from an industrial point of view for future in-line controls associated with the process. Zero-group-velocity Lamb waves [102], elastic waves localized in plate-like structure, will also be used to measure variations in structural properties on flat and mm thicknesses structures after LSP. [8]

Characterizations using X-ray diffraction will be planned in two stages to ultimately achieve our objective of evaluating LSP at nanometric and picosecond scales. The [Synchrotron Soleil](#) (CRISTAL line) will be leader of this WP 3, realized in close cooperation with the [Institute of Mineralogy, Physics of Materials and Cosmo-chemistry](#) (IMPIC) and the [PIMM](#). First, the work will be performed in a static configuration, on X-ray micro and nanodiffraction. In doing so, information on the orientation, average size and spatial dispersion of the grains within the crystal structure of the sample at the scale of the focused X-ray beam can be obtained from the study of the detected Bragg peaks. [9] Synchrotron radiation will can be focused on focal spot as small as 500 nm of diameter ([CRISTAL](#) beamline). The measurements will therefore be local at the scale of the lateral dimensions of the sample. Mapping will be obtained by spatial scanning of the sample.

The evaluation of the stress gradient generated in the thickness of the material will be carried out through a multilayer configuration. Samples will be made at IMPIC lab. It is equipped with a Plasma Vapor Deposition (PVD) machine and has gained expertise in growing up to 30-50 μm thick polycrystalline sample of controlled grain size (from nm to few hundreds of μm) and orientation. This technique would allow the manufacturing of optimized multilayer samples for X-ray diffraction experiments. Each layer will be composed by the same material but defined by a slight variation of its crystal orientation. The acoustic impedances will be very close. This experimental configuration will therefore not modify the process of generating residual stresses since it will not create wave reflections at the interfaces of the multilayer. However, for each layer orientation, there will be a unique and isolated Bragg peak on the detector that will allow to study the residual stress field in the segmented layer. It should be noted that each layer will not necessarily be of the same thickness, as the stress field generated by the laser shock is not homogeneous in the thickness. [2] Images obtained by this static study will be compared with the results obtained by Laser-

Ultrasound from WP 2. In addition, coherent X-ray imaging in Bragg geometry will also be investigated. [10] This type of imaging, which requires monochromatic and coherent radiation, uses phase reconstruction algorithms on the measured X-ray data, and allows to reconstruct the image of the object in real space, with lateral resolutions in the order of a few tens of nm. When used in Bragg geometry, the data reconstructed includes the 3D distribution of the displacement field along the q -vector of the Bragg peak under study. As a result, 3D strain maps can be extracted from these reconstructions. Among the different coherent X-ray imaging techniques; we will propose to use Bragg reflection ptychography to quantitatively image the stress fields resulting from laser shock. [11]

Time resolved investigations will be performed with the same X-ray Bragg reflection configuration, on pump-probe optical scheme. Thus, these experiments will be done on XFEL sources, as only these large instruments allow such studies. Time resolution will be in the ps range. The spatial detection offered by the focusing of the X-ray, the depth segmentation offered by the multilayer configuration of the sample and the time resolution offered by the pump-probe optical assembly will allow us to finalize our investigations to better understand the multiphysical phenomena and couplings involved in LSP process. Modified approaches to lens free imaging methods (CDI, holography) [107] should also be possible. To do this, the non-crystalline sample imaging constraint will be overcome, by offering differential imaging of the same sample, *i.e.* before and after laser shock, to remove crystal contribution in the experimental detection.

B Partnership (consortium)

The project partners have complementary skills and are for the most part of them already used to work together. The PIMM has set up the national laser shock platform Hephaistos and has extensive experience in the analysis of microstructures and stresses by DRX. The Synchrotron Soleil is an expert in the use of X-rays, from conventional diffraction to coherent X-ray imaging techniques. IMPMC regularly works on large facility to characterize the material under extreme conditions. LAUM is one of the world leaders in laser-ultrasound techniques (from *ms* to *fs* lasers). Safran will lead the project through Dr. Ducouso, provide the application case and will be the first beneficiary of the knowledge developed in this project.

Dr. Ducouso defended his PhD in laser-ultrasound in 2010. For nearly 4 years, he then worked to characterize and image matter at the nanoscale by coherent diffraction of XUV and X-rays, particularly at the Soleil synchrotron CRISTAL beamline. Since 2014, he works at Safran Tech on NDE, particularly with laser shock process. [13] For these studies, he is co-leader of the FUI Monarque, of which the PIMM is a partner, and supervises a PhD in collaboration with the PIMM on the laser shock process to control bonding. It has also created a partnership with LAUM, which has made it possible to set up a PhD, an ANR project and a pre-doc sponsorship program between Safran and LAUM. Dr. Ducouso has several papers in international journals about Laser-Ultrasound (8); laser shock for the NDE of bonding (2); and coherent diffractive investigations (6). He is therefore the best of the partner to create links between the WPs through its scientific knowledge and the links he already has with the other project partners.

This ANR project, carried out in close partnership between academics and industrialists, will benefit the various parties. From a scientific viewpoint, this project proposes to develop new methods of acoustic and X-ray diffraction imaging - which will be compared together - to better understand their complementarity for mastering the LSP. The scientific gain of this project is therefore strongly transversal, from the development of new study protocols to the material science in extreme conditions (dynamics and pressures). In that way, the controversies of LSP related to the configuration with small laser focusing and thermal protection will be addressed and solved. From an industrial viewpoint, this project aims to better control and monitor the surface residual stresses for future applications around 2030. This project is therefore technologically differentiating in two ways. First, laser-ultrasound NDE of surface residual stresses will be developed. The close collaboration during developments will allow a quick transfer from laboratory to industry. Second, Safran will improve significantly its understanding of LSP, and will be able to apply it on its metal parts of engines for horizon 2030. In addition, this project will complete the understanding and modelling of related research themes already carried out between partners of this consortium around laser shock (FUI Compochoch and Monarque projects and one PhD for application on bonding, Transfuge (IRT M2P) project for LSP), or NDE by Laser-Ultrasound (ANR I2T2M project and one PhD).

Finally, the involves partners of the project are listed in the table, with their respective skills, to illustrate the consortium complementarity. Two PhD students (LAUM and PIMM/IMPMC) and a two years postdoc (Synchrotron Soleil) will complete the team.

Partner	People involved	Skills
---------	-----------------	--------

I	Safran	M. Ducouso, Researcher J. Baddredine, Researcher F. Admaski, Researcher	Laser Ultrasound ; Coherent diffraction ; Laser-generated shock waves Material compression, LSP, DRX
II	PIMM	L. Berthe, CNRS researcher Y. Rouchausse, CNRS research O. Castelnau, CNRS researcher V. Michel, ENSAM engineer	Laser-driven shock processes ; LSP ; micro- structural transformations of materials, DRX evaluation of residual stresses
III	LAUM	S. Raetz, Associate professor V. Gusev, Professor V. Tournat, CNRS researcher N. Chigarev, engineer researcher	Laser ultrasound, using from <i>fs</i> to <i>ns</i> lasers, with both strong theoretical and experimental skills
IV	IMPMC	M. Harmand, CNRS researcher	X-ray diffraction detection, out of equilibrium processes, XFEL
V	SOLEIL	F. Berenguer, Beamline scientist	X-ray diffraction, coherent x-ray imaging, X- ray Bragg ptychography

C References related to the project

- [1] M. Sticchi, D. Schnubel, N. Kasbaev et N. Huber, [Review of Residual Stress Modification Techniques for Extending the Fatigue Life of Metallic Aircraft Components](#), *Appl. Mech. Rev.*, **67** (2015).
- [2] Y. Liao, C. Ye et G. J. Cheng, [A review: Warm laser shock peening and related laser processing technique](#), *Opt. & Laser Tech.*, **78** (2016).
- [3] A. H. Clauer, [Laser Shock Peening, the Path to Production. Review](#), *Metals*, **9** (2019).
- [4] D. Gasteau, N. Chigarev, L. Ducouso-Ganjebi, V. E. Gusev, F. Jenson, P. Calmon, V. Tournat, [Single crystal elastic constants evaluated with surface acoustic waves generated and detected by lasers within polycrystalline steel samples](#), *J. Appl. Phys.* **119** (2016) and [D. Gasteau Phd Manuscript](#).
- [5] J. Greener, E. de Lima Savi, S. Raetz, Z. Kudrynskyi, Z. D. Kovalyuk, N. Chigarev, A. Kent, A. Patané et V. Gusev, [High-Frequency Elastic Coupling at the Interface of van der Waals Nanolayers Imaged by Picosecond Ultrasonics](#), *ACS Nano*, Accepted (2019).
- [6] F. Faëse, S. Raetz, N. Chigarev, C. Mechri, J. Blondeau, B. Campagne, V. E. Gusev et V. Tournat, [Beam shaping to enhance zero group velocity Lamb mode generation in a composite plate and nondestructive testing application](#), *NDT&E International*, **85** (2017).
- [7] C. Prada, O. Balogun et T. Murray, [Laser-based ultrasonic generation and detection of zero-group velocity Lamb waves in thin plates](#), *Appl. Phys. Lett.*, **87** (2005).
- [8] G. Yan, S. Raetz, N. Chigarev, V. Gusev et V. Tournat, [Characterization of Progressive Fatigue Damage in Solid Plates by Laser Ultrasonic Monitoring of Zero-Group-Velocity Lamb Modes](#), *Phys. Rev. Appl.*, **9** (2018).
- [9] V. Jacques, S. Ravy, D. Le Bolloc'h, E. Pinsolle, M. Sauvage-Simkin et F. Livet, [Bulk Dislocation Core Dissociation Probed by Coherent X Rays in Silicon](#), *Phys. Rev. Lett.*, **106** (2011).
- [10] I. Robinson et R. Harder, [Coherent X-ray diffraction imaging of strain at the nanoscale](#), *Nature Mat.*, **8** (2009).
- [11] F. Pfeiffer, [X-ray ptychography](#), *Nature Phot.*, **12** (2018).
- [12] X. Ge, W. Boutu, D. Gauthier, F. Wang, A. Borta, B. Barbrel, M. Ducouso, A. I. Gonzalez, B. Carré, D. Guillaumet, M. Perdrix, O. Gobert, J. Gautier, G. Lambert, F. R. N. C. Maia, J. Hajdu, P. Zeitoun et H. Merdji, [Impact of wave front and coherence optimization in coherent diffractive imaging](#), *Optics Express*, **21** (2013).
- [13] M. Ducouso, S. Bardy, Y. Rouchausse, T. Bergara, F. Jenson, L. Berthe, L. Videau et N. Cuillier, [Quantitative evaluation of the mechanical strength of titanium/composite bonding using laser-generated shock waves](#), *Appl. Phys. Lett.*, **112** (2018).

Publications en préparation

Nondestructive evaluation of structural adhesive bonding via the analysis of Zero-Group-Velocity Lamb modes attenuation

R. Hodé,^{1,2, a)} S. Raetz,^{1, b)} V. Gusev,¹ N. Cuvillier,² V. Tournat,¹ and M. Ducouso^{2, c)}

¹⁾Laboratoire d'Acoustique de l'Université du Mans, LAUM – UMR 6613 CNRS, Le Mans Université, Avenue O. Messiaen, 72085 Le Mans Cedex 9, France

²⁾Safran Tech, Rue des Jeunes Bois - Châteaufort, 78772 Magny-les-Hameaux, France

(Dated: 10 December 2019)

A laser ultrasonic method is proposed for the nondestructive evaluation (NDE) of structural adhesive bonding. Zero-Group-Velocity (ZGV) resonances are generated and detected in five trilayer assemblies composed of two dissymmetric aluminium alloy plates bonded with an epoxy adhesive. Both cohesive and adhesive defects have been introduced to degrade the practical adhesion. The temporal signal attenuations of ZGV resonances have been studied and provide relevant information to discriminate a strong from a weak bonding. Two parameters characterizing these attenuations are identified and allow to evaluate quantitatively the differences between the manufactured samples. A 2D-scan of a trilayer assembly with different bonded defects demonstrates the imaging capability of this all-optical NDE method.

Adhesive bonding arouses great interest in the industry, notably for structural applications in aeronautics. Indeed, this assembly technique provides numerous benefits compared to more conventional ones like riveting. It allows lighter aircraft structures and therefore reduces fuel consumption and emissions. Furthermore, this is one of the best way to join composite materials fitting the needs of an high strength-to-weight ratio. Nevertheless, the significant deployment of this assembly technique is currently hampered by the absence of a method to certify the practical adhesion without damaging the structure.

In the industry, bonded assemblies must withstand up to a certain level of mechanical load which is defined by the manufacturer. In the following, if this level is satisfied, the bondings will be qualified as strong, if not, as weak. However, even for a weak bonding, the adhesion is not null in practice. That is why it is difficult to differentiate, with a nondestructive evaluation (NDE) method, a weak from a strong bonding. In the scientific literature, a large number of NDE methods have been investigated to evaluate qualitatively or quantitatively the mechanical strength (practical adhesion) of bonded assemblies. One of the most promising quantitative technique developed so far is based on laser-generated shock waves, regularly cited as LASER Shock Adhesion Test (LASAT)¹. The main idea is to apply a high dynamical and mechanical tensile stress localized on the bonded joint with shock waves. On the one hand, if the bonding is strong enough, it will remain supposedly undamaged and the method is qualified as non destructive. The traction force to which the bonding could be subjected without damage could then be certified to be at least that imposed by the shock waves. On the other hand, if the mechanical strength of the bonding is below the required limit imposed by the manufacturer, the shock will engender a disbonding that can be detected afterwards with an ultrasonic imaging method. Ducouso *et al.*² have succeeded to quantify the practical adhesion of a trilayer bonded assembly (TA6V4 titanium alloy/epoxy/3D-woven compos-

ite) thanks to this method. One identified limit of this technique, notably highlighted by Ehrhart *et al.*³, is that the process must be thoughtfully calibrated not to degrade other parts of the structure during the propagation of the shock waves. The development of ultrasonic techniques, which are absolutely non destructive, is yet to be done in order to overcome this potential limitation of the LASAT in the quantified control of bonded assemblies. Concerning nondestructive ultrasonic techniques, various approaches based on the reflection⁴⁻⁷ or the transmission^{8,9} of bulk waves at imperfect interfaces have been proposed. These methods are highly sensitive to a strong impedance mismatch which allows to detect void or disbond. However, slight differences of impedance between strong and weak bondings make difficult the detection of imperfect interfaces. Thus, accurate post-processing methods have been developed to identify the key parameters that characterize the mechanical strength of the bonding joint⁴⁻⁹. Other ultrasonic methods are based on the measurement of guided waves¹⁰⁻¹³ to obtain an average value of the practical adhesion along the joint. To achieve a better defect localization, Zero-Group-Velocity (ZGV) Lamb modes^{14,15} have been studied¹⁶⁻¹⁸. Mezil *et al.*¹⁹ have led theoretical and experimental investigations on a symmetrical trilayer composed of two Duralumin plates bonded with an epoxy adhesive. They emphasized that frequencies of ZGV modes are sensitive to different bonding qualities. These ZGV modes have thus been shown to be good candidates to evaluate nondestructively interfacial stiffnesses that model the mechanical coupling between the bonded layers.

In this Letter, the attenuation characteristics of ZGV Lamb modes, as well as their frequencies, are used to distinguish quantitatively strong and weak bonded samples. Laser ultrasonic measurements have been achieved on five unsymmetrical trilayer assemblies (aluminium alloy/epoxy/aluminium alloy) with different mechanical strength. The samples, with different but close practical adhesion, are clearly discriminated thanks to the frequency and the attenuation of the ZGV modes. Quantitative parameters are obtained from the attenuation characteristics, paving the way of the local quantified assessment of the practical adhesion by a contactless nondestructive method.

^{a)}Electronic mail: romain.hode@safran.com

^{b)}Electronic mail: samuel.raetz@univ-le-mans.fr

^{c)}Electronic mail: mathieu.ducouso@safran.com

For a thin elastic plate having two parallel free surfaces, Lamb waves are propagating and are polarized in the sagittal plane²⁰. Symmetrical and anti-symmetrical modes exist and are the solutions of the Rayleigh-Lamb equations. These propagation modes are represented in the ω - k space by the dispersion curves; with ω corresponding to the angular frequency and k referring to the wavenumber. In particular, ZGV Lamb modes occur when the group velocity vanishes (*i.e.*, $d\omega/dk = 0$) for a finite value of $k \neq 0$. In this case, the energy is locally trapped under the ultrasonic source. A ZGV mode therefore behaves as a sharp local resonance of the plate at a well-defined frequency.

In the case of two elastic plates mechanically coupled through an adhesive layer, ZGV modes may also occur and are strongly influenced by the mechanical strength of the coupling. Simulations of the dispersion curves have been carried out to observe these influences on the frequencies of the ZGV modes, denominated "ZGV frequencies" in the following. When the acoustic wavelength is large compared to the adhesive thickness²¹⁻²³, a bilayer model can be used to represent the bonded assembly [Fig. 1(a)]. In our case, both plates are considered homogeneous and isotropic but are of different thicknesses: h_1 for the thinner plate and h_2 for the thicker. The bonded joint is modeled by normal and transverse interfacial stiffnesses per unit area, respectively K_N and K_T . The dispersion curves are obtained numerically [Fig. 1(b)] for two different cases. First, an aluminium alloy plate is considered, *i.e.*, $K_N = K_T = 0 \text{ kN}\cdot\text{mm}^{-3}$. Symmetrical (S) and anti-symmetrical modes (A) are plotted in dashed and dashed dotted lines, respectively, in Fig. 1(b). Between 0 and 3 MHz, a unique ZGV mode occurs at the frequency of 1.96 MHz indicated by the white triangle. Secondly, a coupling between the two plates is imposed by choosing $K_N = K_T = 10 \text{ kN}\cdot\text{mm}^{-3}$ and the dispersion curves are represented in red solid lines in Fig. 1(b). In this example, more guided modes and ZGV modes (shown by red inverted triangles) exist in the bilayer assembly than for the single plate. Furthermore, these higher values of interfacial stiffnesses result in a raise of the ZGV frequency from 1.96 MHz (for the plate) to 1.99 MHz (for this specific bilayer). As a result and as already shown theoretically and experimentally in Ref. [19], an evolution of the mechanical coupling conditions between two plates leads to a modification of the dispersion curves and hence of the ZGV resonance frequencies. We propose here to experimentally investigate further this ZGV feature on five different bonded samples, especially by investigating the attenuation of the ZGV modes as a function of time in the different cases. The fabricated samples are now introduced.

All the specimens are composed of two 6061 aluminium alloy plates (GoodFellow, United Kingdom) of 1.5 mm and 3.0 mm-thick. These plates, of lateral dimensions $150 \times 150 \text{ mm}^2$, are bonded with a structural adhesive film AF 191 (3MTM, United States). In the nominal case, the bonded sample (subsequently referred to "Nom.") is fully cured at 150°C during 3 hours. To simulate cohesive and adhesive defects²⁴, two kinds of degradation have been implemented. One is the reduction of the curing time by 50% to lower the cohesive strength of the adhesive. This half cured

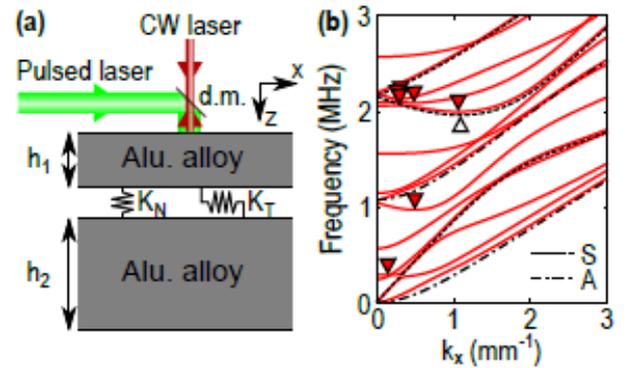


FIG. 1. (a) Schematic diagram of the the generation and detection laser paths and of the bilayer model used to simulate the dispersion curves. d.m.: dichroic mirror. K_N , K_T : the normal and transverse interfacial stiffnesses per unit area. (b) Two set of dispersion curves for a bilayer sample made of a 1.5 mm-thick and a 3.0 mm-thick aluminium alloy plates: the curves in dashed and dashed dotted lines for $K_N = K_T = 0 \text{ kN}\cdot\text{mm}^{-3}$, the curves in solid lines for $K_N = K_T = 10 \text{ kN}\cdot\text{mm}^{-3}$. ZGV resonances are indicated by white and red triangles. S, A: symmetrical and anti-symmetrical Lamb modes.

sample is labeled "C.50%". The other degradation type is the application of a layer of release agent [Frekote[®] 44-NCTM (Henkel, Germany)] to deteriorate the practical adhesion between the substrate and the fully cured adhesive. Three samples have been produced with this adhesive defect. The first, called "R.A.1", is composed of a layer of release agent situated between the first (thin) aluminium plate and the epoxy layer. The second, named "R.A.2", has release agent at the interface between the adhesive and the second (thick) aluminium plate. For the third, "R.A.1-2", both aluminium plates are slightly coated with Frekote[®] deteriorating both interfaces (see Tab. I). To provide orders of magnitude, the longitudinal static strengths are: 20 MPa in the nominal case, 10 MPa for cohesive defects and 2 MPa for adhesive defects. The specimens are indistinguishable when achieving immersion ultrasonic measurements in reflection at 15 MHz.

For the NDE of these five bondings, a laser ultrasonic set-up is used [Fig. 1(a)]. To excite ZGV Lamb modes, a Q-switched Nd:YAG laser (InnoLas Laser GmbH, Germany, SpitLight Compact 400, 532 nm) delivers 8 ns pulses of 200 mJ, with a repetition rate of 10 Hz. In order to remain in the thermo-elastic (non destructive) regime, the pump beam is attenuated and then focused onto the surface of the thinnest aluminium plate of the bonded samples. The beam diameter is adjusted to maximize the amplitude of the S_1S_2 -ZGV resonance, with the full width at half maximum (FWHM) of the excitation spot approximately equal to half the wavelength of the S_1S_2 -ZGV mode²⁵ of the thin plate. The normal displacement of the surface is measured with a two-wave mixing interferometer (Tecnar, Canada, TWM Laser Ultrasound Detector, 1064 nm).

On each sample, the generation and the detection laser spots are superimposed [Fig. 1(a)] and swept on 11 positions with a 1 mm-step in the x-direction. For each measurement point, 500 temporal signals are averaged to increase the signal-to-

TABLE I. Experimental ZGV frequencies measured around 2 MHz on the six samples and identified parameters after the fitting of the experimental attenuations. G_0 is linked to the efficiency of the laser-ultrasound generation. τ_1 is referring to viscoelastic losses which lead to an exponential decay of the amplitude. $\delta\omega$ is equal to the slight difference between two close frequencies (ω_1, ω_2) which produced the beating phenomenon.

	Alu.	R.A.1-2	R.A.1	C.50%	R.A.2	Nom.
Adhesive curing	-	✓	✓	50%	✓	✓
Interface 1 ^a	-	Frekote	Frekote	✓	✓	✓
Interface 2 ^b	-	Frekote	✓	✓	Frekote	✓
Mean freq. (MHz)	1.964	1.961	2.011	1.994	2.003	1.996
Std dev. (MHz)	0.001	0.001	0.001	0.001	0.003	0.001
RMSE ^c	0.41	0.31	0.44	0.38	0.40	0.84
G_0 (mm. μ s ^{1/2})	0.025	0.012	0.009	0.012	0.013	0.014
τ_1 (μ s)	770	800	94	75	73	52
$\delta\omega$ (rad. μ s ⁻¹)	0.000	0.000	0.013	0.039	0.042	0.048

^a Interface 1: aluminium alloy plate (1.5 mm-thick)/adhesive layer.

^b Interface 2: adhesive layer/aluminium alloy plate (3.0 mm-thick).

^c RMSE: Root-Mean-Square Error of the fit.

noise ratio. The Fast Fourier Transform algorithm is applied on these time-domain signals and the results are presented in Fig. 2. These frequency spectra are normalized with respect to the maximum amplitude of the S_1S_2 -ZGV resonance, around 2 MHz, of the 1.5 mm-thick aluminium alloy plate. Since the measurements are reproducible over the 11 positions of the scans (see the standard deviation of the measured ZGV frequencies in Tab. I) only one spectrum per sample is plotted in Fig. 2 for clarity. In the range 0-8 MHz, three main peaks around 2, 3 and 6 MHz are observed. Nearby 3 and 6 MHz, resonance frequencies are only visible for the "Alu." and "R.A.1-2" samples (respectively the orange solid line with square markers and the brown loosely dasheddotted line). Thanks to the theoretical dispersion curves, the resonance at ~ 3 MHz is identified as a thickness mode of the 1.5 mm-thick plate and the one at ~ 6 MHz with the S_3S_6 -ZGV mode of the 1.5 mm-thick plate. At ~ 2 MHz, all the samples have close but different ZGV frequencies as it can be noticed on the zoom-in view between 1.9 and 2.1 MHz inset in Fig. 2. The experimental values are listed in Tab. I. The maximum amplitudes of the peaks also depend on the curing time of the adhesive and on the release agent treatments of the interfaces. Furthermore, it can be noticed that for the nominal bonded sample (black solid line labeled "Nom."), not a unique ZGV sharp peak is seen. This peak seems to be composed of two very close resonance frequencies. This observation is further discussed later on.

Indeed, paying attention to the damping of these local resonances provides relevant information to discriminate the differently prepared samples. The ZGV mode magnitudes as a function of time (in a logarithmic scale) are represented Fig. 3(a). These curves are obtained after filtering the temporal signals with a bandpass filter (Butterworth, order 4, lower and higher cutoff frequencies of 1.5 MHz and 2.5 MHz, respectively) around the ZGV frequency. This filter was chosen for its flat magnitude response in the bandwidth of interest.

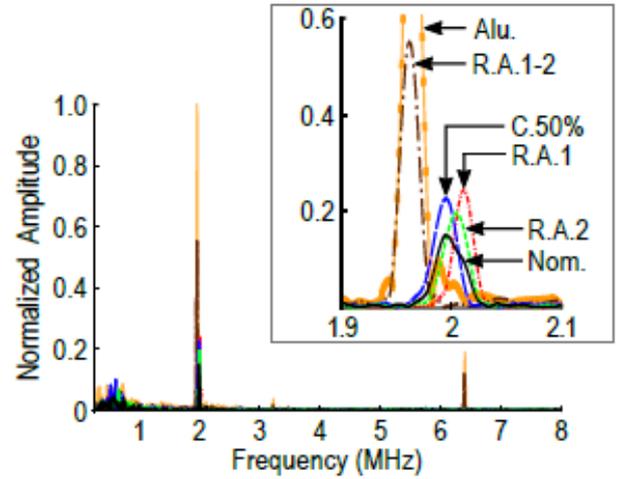


FIG. 2. Experimental frequency spectra of the six samples in the range 0-8 MHz and zoom-in view around 2 MHz.

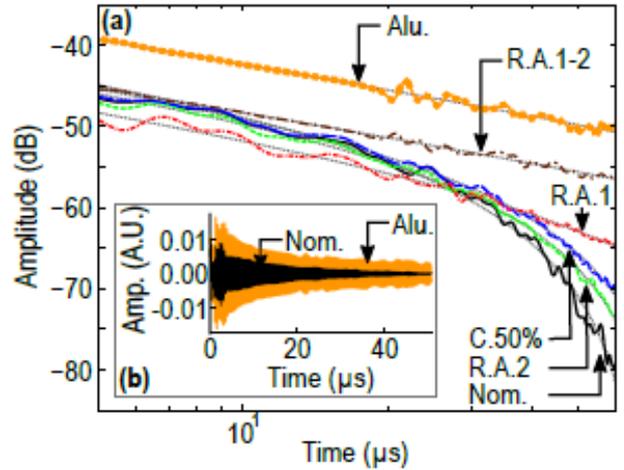


FIG. 3. (a) Experimental attenuations, as a function of time in the logarithmic scale, for the six samples. The fitting of these curves with Eq. 2 are represented with dotted lines. (b) Temporal signals acquired experimentally on the aluminium alloy plate and on the nominal bonded sample after filtering the data with a bandpass filter around the ZGV frequency at ~ 2 MHz.

Typical filtered signals are plotted in Fig. 3(b) for the aluminium alloy plate and for the nominal bonded sample. Then, signal envelopes are extracted thanks to the Hilbert transform and their magnitudes are displayed in dB. Concerning the aluminium alloy plate, the S_1S_2 -ZGV resonance decreases as a function of $t^{-1/2}$ with time t . It is in accordance with the article of Prada *et al.*²⁶ in which they have demonstrated analytically this power law decay:

$$|u(t)| = G_0 t^{-1/2} e^{-t/\tau_1}, \quad (1)$$

where $u(t)$ is the normal displacement of the surface in the center of the generation laser spot. G_0 is linked to the efficiency of the laser-ultrasound generation depending on sev-

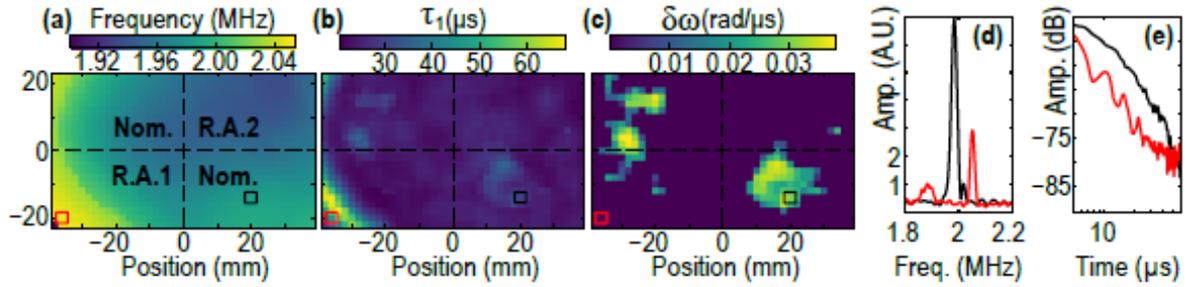


FIG. 4. 2D-mapping of: (a) the ZGV frequency of the trilayer sample with different areas ("Nom.", "R.A.1" and "R.A.2"), (b) the identified parameters τ_1 and (c) $\delta\omega$. (d) Frequency spectra and (e) attenuations of the signals in the red and black boxes.

eral parameters that are described in Ref. [26], especially the Fourier transform of the spatial and temporal profile of the laser pulse. The time constant τ_1 refers to viscoelastic losses which lead to an exponential decay of the amplitude. For the aluminium alloy plate, this parameter is large ($\tau_1 = 770 \mu\text{s}$, see Tab. I), leading to an attenuation mainly due to the $t^{1/2}$ factor. As explained in the article of Prada *et al.*²⁶, this power law decay is the result of the energy not trapped under the source which can thereby propagate at non-zero group velocity in the medium.

When this model is used to fit the other experimental curves [Fig. 3(a)], some discrepancies appear, notably for the bonded samples "C.50%", "R.A.2" and "Nom.". To address this issue, an added term to Eq. 1 is proposed. It is based on the previous observation where two closed frequencies are noticed (inset of Fig. 2); particularly on the black solid curve for the nominal bonded sample. If we consider that the attenuation is due to a beating phenomenon between two close resonances of equal phase and amplitude but with different frequencies, ω_1 and ω_2 , the sum is equal to an oscillating signal modulated in amplitude by a cosinus function. The frequency of the oscillating signal is the mean of ω_1 and ω_2 and the decreasing term is the cosinus function which depends on the slight difference of frequencies $\delta\omega = \omega_2 - \omega_1$. Now, multiplying Eq. 1 by this added term leads to:

$$|u(t)| = G_0 t^{-1/2} e^{-t/\tau_1} \cos\left(\frac{\delta\omega t}{2}\right). \quad (2)$$

The fits of the experimental data with this formula, thanks to a least-square-based minimization method, are represented by the dotted lines in Fig. 3(a) and yield a relatively good agreement. For each sample, the parameters G_0 , τ_1 and $\delta\omega$ can be identified and are listed in Tab. I. In order to discriminate between the different samples, the parameters τ_1 and $\delta\omega$ are considered because of their significant sensitivity to bonded defects. For the "Alu." and "R.A.1-2" samples, the attenuation is mainly due to the power law decay $t^{1/2}$. Moreover, it is interesting to note that when Frekote[®] is applied on both sides, the assembly behaves as a free standing plate. For the samples "R.A.1", "C.50%", "R.A.2" and "Nom.", the amplitude decrease as a function of time is also due to viscoelastic losses, with the time constant τ_1 , and to the beating phenomenon, with the parameter $\delta\omega$. For the "Nom." sample, the value of

τ_1 is the lowest (*i.e.*, viscoelastic losses play a major role) and $\delta\omega$ is the highest (*i.e.*, the beating phenomenon has a large influence on the attenuation). Thus, the attenuation characteristics observed Fig. 3 combined with this identification method enable distinguishing the different bonded samples and identifying key parameters that provide a quantification of these differences.

The method is finally tested on a trilayer assembly with two adhesive defects in the same sample. It is composed of four $75 \times 75 \text{ mm}^2$ zones: two without defects (denominated as previously "Nom."), one with an adhesive defect "R.A.1" and an other with "R.A.2". A 2D-mapping of the evolution of the ZGV frequency and attenuation is achieved over an area of $80 \times 48 \text{ mm}^2$ which covers the four regions. In Fig. 4(a), the evolution of the ZGV frequency around 2 MHz is plotted versus the position. There is no clearly distinct zone with different ZGV frequencies, as one would have expected, but some continuous change of this frequency across the four regions. Besides these interesting monotonous variations demonstrating that the effect of a localized adhesive defect is spreading away from the defect zone, the previously discussed parameters, τ_1 [Fig. 4(b)] and $\delta\omega$ [Fig. 4(c)], show non-monotonous variations across the four regions and allow imaging the centers of the "Nom." areas, where $\delta\omega$ is the highest (as encountered previously, see Tab. I). Assuming, like in the homogeneously-treated samples, that the $\delta\omega$ parameter is high where the bonding is actually nominal, Fig. 4(c) thus shows that the "Nom." zones is not homogeneous, which strengthen our hypothesis that the effect of a limited adhesive defect is hardly only local. Surprisingly, τ_1 is not the lowest in these parts of the "Nom." areas where $\delta\omega$ is high, which is in opposition with the results reported in Tab. I. While absent in the homogeneously-treated samples, note also that a peak is observed in the spectra at $\sim 1.9 \text{ MHz}$ [Fig. 4(d)], which gives rise to a beating phenomenon [Fig. 4(e)] with larger $\delta\omega$ than assumed for the sake of the minimization. While those unexpected results remain to be fully explained, the use of the parameters τ_1 and $\delta\omega$ have undoubtedly allowed the nondestructive image of an adhesive bonding with inhomogeneously-distributed defects.

We have proposed a laser-based generation and detection of ZGV modes to evaluate trilayer assemblies with both cohesive and adhesive defects. Studying the attenuation of

ZGV resonances has enabled discrimination the different samples thanks to the identification of quantitative parameters (τ_1 and $\delta\omega$). Finally, the imaging ability of this contactless technique has been demonstrated on a bonded sample with and without adhesive defects. The root cause of the differences on the reported results between homogeneously- and inhomogeneously-distributed defects is now actively under investigation, since its clarification could pave the way of adhesive bonding quantitative assessment with this nondestructive all-optical method.

- ¹L. 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)," *Nondestruct. Test. Eva.* **26**, 303–317 (2011).
- ²M. Ducouso, S. Bardy, Y. Rouchausse, T. Bergara, F. Jenson, L. Berthe, L. Videau, and N. Cuvillier, "Quantitative evaluation of the mechanical strength of titanium/composite bonding using laser-generated shock waves," *Appl. Phys. Lett.* **112**, 111904 (2018).
- ³B. Ehrhart, R. Ecault, F. Touchard, M. Boustie, L. Berthe, C. Bockenheimer, and B. Valeske, "Development of a laser shock adhesion test for the assessment of weak adhesive bonded CFRP structures," *Int. J. Adhes. Adhes.* **52**, 57–65 (2014).
- ⁴H. G. Tattersall, "The ultrasonic pulse-echo technique as applied to adhesion testing," *J. Phys. D: Appl. Phys.* **6**, 819–832 (1973).
- ⁵F. H. Chang, P. L. Flynn, D. E. Gordon, and J. R. Bell, "Principles and application of ultrasonic spectroscopy in NDE of adhesive bonds," *IEEE T. Son. Ultrason.* **23**, 334–338 (1976).
- ⁶A. Pilarski and J. L. Rose, "A transverse-wave ultrasonic oblique-incidence technique for interfacial weakness detection in adhesive bonds," *J. Appl. Phys.* **63**, 300–307 (1988).
- ⁷A. Baltazar, L. Wang, B. Xie, and S. I. Rokhlin, "Inverse ultrasonic determination of imperfect interfaces and bulk properties of a layer between two solids," *J. Acoust. Soc. Am.* **114**, 1424–1434 (2003).
- ⁸E. Siryabe, M. Rénier, A. Meziane, J. Galy, and M. Castaings, "Apparent anisotropy of adhesive bonds with weak adhesion and non-destructive evaluation of interfacial properties," *Ultrasonics* **79**, 34–51 (2017).
- ⁹W.-L. Wu, X.-G. Wang, Z.-C. Huang, and N.-X. Wu, "Measurements of the weak bonding interfacial stiffness by using air-coupled ultrasound," *AIP Adv.* **7**, 125316 (2017).
- ¹⁰P. B. Nagy and L. Adler, "Nondestructive evaluation of adhesive joints by guided waves," *J. Appl. Phys.* **66**, 4658–4663 (1989).
- ¹¹R. Seifried, L. J. Jacobs, and J. Qu, "Propagation of guided waves in adhesive bonded components," *NDT&E Int.* **35**, 317–328 (2002).
- ¹²B. L. Crom and M. Castaings, "Shear horizontal guided wave modes to infer the shear stiffness of adhesive bond layers," *J. Acoust. Soc. Am.* **127**, 2220–2230 (2010).
- ¹³M. Castaings, "SH ultrasonic guided waves for the evaluation of interfacial adhesion," *Ultrasonics* **54**, 1760–1775 (2014).
- ¹⁴C. Prada, O. Balogun, and T. Murray, "Laser-based ultrasonic generation and detection of zero-group velocity lamb waves in thin plates," *Appl. Phys. Lett.* **87**, 194109 (2005).
- ¹⁵D. Clorennec, C. Prada, and D. Royer, "Laser ultrasonic inspection of plates using zero-group velocity lamb modes," *IEEE Trans. Ultrason. Ferroelectr. Freq. Control* **57**, 1125–1132 (2010).
- ¹⁶H. Cho, Y. Hara, and T. Matsuo, "Evaluation of the thickness and bond quality of three-layered media using zero-group-velocity lamb waves," *J. Phys. Conf. Ser.* **520**, 012023 (2014).
- ¹⁷S. Mezil, J. Laurent, D. Royer, and C. Prada, "Non contact probing of interfacial stiffnesses between two plates by zero-group velocity lamb modes," *Appl. Phys. Lett.* **105**, 021605 (2014).
- ¹⁸H. Cho, Y. Yaguchi, and H. Ito, "Characterization of the bond quality of adhesive plates utilizing zero-group-velocity lamb waves measured by a laser ultrasonics technique," *Mech. Eng. J.* **2**, 14–00335 (2015).
- ¹⁹S. Mezil, F. Bruno, S. Raetz, J. Laurent, D. Royer, and C. Prada, "Investigation of interfacial stiffnesses of a tri-layer using zero-group velocity lamb modes," *J. Acoust. Soc. Am.* **138**, 3202–3209 (2015).
- ²⁰D. Royer and E. Dieulesaint, *Elastic Waves in Solids I: Free and Guided Propagation* (Springer Berlin Heidelberg, 1999).
- ²¹J. P. Jones and J. S. Whittier, "Waves at a Flexibly Bonded Interface," *J. Appl. Mech.* **34**, 905–909 (1967).
- ²²S. I. Rokhlin and Y. J. Wang, "Analysis of boundary conditions for elastic wave interaction with an interface between two solids," *J. Acoust. Soc. Am.* **89**, 503–515 (1991).
- ²³V. Vlasie and M. Rousseau, "Acoustical validation of the rheological models for a structural bond," *Wave Motion* **37**, 333–349 (2003).
- ²⁴D. Jiao and J. L. Rose, "An ultrasonic interface layer model for bond evaluation," *J. Adhes. Sci. Technol.* **5**, 631–646 (1991).
- ²⁵O. Balogun, T. W. Murray, and C. Prada, "Simulation and measurement of the optical excitation of the s1 zero group velocity lamb wave resonance in plates," *J. Appl. Phys.* **102**, 064914 (2007).
- ²⁶C. Prada, D. Clorennec, and D. Royer, "Power law decay of zero group velocity lamb modes," *Wave Motion* **45**, 723–728 (2008).

Real-time imaging of microcracks on metallic surface using Total Focusing Method and Plane wave Imaging with Rayleigh waves

Mathieu Ducouso¹, Frédéric Reverdy²

¹ Safran Tech, Rue des jeunes Bois, 78114 Magny les Hameaux France,

² Eddyfi Technologies, 1 Rue Terre Neuve, 91940 Les Ulis, France

Corresponding author : mathieu.ducouso@safrangroup.com

Abstract

We present a real-time surface inspection method based on ultrasonic synthetic imaging on Rayleigh waves. We showed that both Total Focusing Method (TFM) and Plane Wave Imaging (PWI) can be used to characterize precisely complex surface cracks on metallic parts. Compared to the TFM reference standard, PWI allows to improve the signal to noise ratio and to strongly reduce the required amount of data, allowing to increase the maximal frame per second of real time imaging up to 25 Hz. Such works open the door toward a new type of real time surface inspection, available on large surfaces, free of chemical preparation and cleaning, and fully automated, from acquisition to decision.

A Introduction

Dye penetrant inspection is the most widely non-destructive inspection method used to detect surface defects in casting, forging and welding such as hairline cracks, surface porosity, leaks in new products, and fatigue cracks in aerospace industry. Such type of inspection, however, present several restrictions. For instance, it requires careful surface preparation, appropriate to the material to be controlled and pollutants to be removed from the surface. An inadequate surface preparation can lead to difficulties for operators to distinguish between defects insufficient wash-off or geometrical indications. Moreover, only discontinuities open to the surface can be detected. Dye penetrant inspection is also a time consuming method, largely influenced by human factors. Finally, dye penetrant inspection is a polluting technique that is under scrutiny by regulating agencies.

Due to these limitations, alternative inspection methods are under development. They must be inexpensive and fast with detection capabilities at least similar to dye penetrant inspection. The developed method must be compatible with several inspection configurations, in terms of materials, geometries, curvature, inspection zone or accessibility.

Classical investigated methods are thermography or eddy currents. In the laser spot thermography technique, a continuous or pulsed laser is focalized at the surface of the inspected structures. Laser energy deposition creates a local thermal rise. The spatiotemporal signature of the associated thermal

flow allows surface crack imaging. [1] However, the method depends on the surface optical accessibility and its morphology. Eddy currents can also be used to realize surface and subsurface inspections on conductive structures, *e. g.* for crack detection in metal parts. In the event of internal defects, the eddy currents are different, resulting in a change in the induced magnetic field. However, eddy current testing can be performed only on conductive materials and presented some limitations. Eddy current technology is sensitive to lift-off. Such effect, known to be one of the main obstacles for effective eddy current Non Destructive Evaluation (NDE) is related to changes distance between the eddy current sensor and the surface of the specimen and can easily mask defect signals. Taking advantage of the thermal rise that can be induce by Joule effect in the structure to be inspected, combined inspection scheme between thermography and eddy current can also be realized. [2] However, such inspections combine limitation from both methods.

Ultrasound inspection is another type of inspection method, based on wave/matter interaction. Currently, ultrasound are used to inspect bulk or to evaluate structural properties of materials. [3] Main advantages of ultrasound inspection are the sensitivity of the control, the possibility to inspect thick and opaque materials, as well as their possible automatization and data recording. Most of industrial ultrasound inspections are still performed using monolithic transducers. Phased-Array (PA), made up of numerous small ultrasound transducers, revolutionized ultrasonic inspection for more than 20 years. [4] It allows reduction of inspection time (compared to monolithic transducer) thanks to their large dimensions and/or the possibility to realize beam deflection and/or ultrasound focalization. Such advanced-ultrasound inspection can be realized using time delays- between elements of the PA or from post-processing on Full Matrix Capture (FMC) data-acquisition process. Total Focusing Method on FMC amount of data (FMC/TFM) has become the ‘gold standard’ of ultrasound imaging in NDT [3]. It has been extended to acquisition schemes such as Plane Wave Imaging (PWI). [5] However, up to now, the technique uses has been limited to volume waves.

Rayleigh waves are currently used in NDT procedure to detect surface indications They present a high sensitivity to surface indication and propagate over long distances, since their energy is confined in the plan. However, Rayleigh waves are still mainly generated using monolithic ultrasonic transducer. This leads to long inspection time and makes it difficult to interpret data. Recently, PA have been used to improve crack imaging using Rayleigh waves. However, the interaction zone between the Rayleigh wave and the indication is located under the wedge. While the first results were interesting, the coverage area is limited. [6] A nonlinear approach has also been proposed to improve inspection using Rayleigh waves generated by PA. [7]

In this paper, we propose to use FMC/TFM and PWI with Rayleigh wave in real time to image cracks of micrometric aperture. The interaction zone between the acoustic field and the cracks is placed few centimeters in front of the wedge. Such configuration allows high sensitivity and simple interpretation

of the recorded image. First, we will detailed the experiments design for Rayleigh wave generation using PA in contact mode. Second, FTP and PWI will be implemented to image several microcracks. Finally results will be discussed. They are promising and pave the way toward new surface inspection scheme, of high sensitivity and high performance, fully automated and free of human factors.

B Experimental design

The sample under study is a monolithic metallic part presenting multiple cracks along its surface. The material type is confidential; however, the technique presented in this paper is not limited to this type of material. An optical microscopy visualization of the cracks is presented on fig. 1. The surface damage extends over 18 mm and is composed of several sub-cracks, from hundreds of microns to few millimeters. The opening dimension of the cracks is of few tens of microns. An angle up to 60° is present between the main orientations of the different sub-cracks. The microscopy image also shows that no matter what the direction of the incident ultrasonics field is, sub-cracks will always be masked behind others.

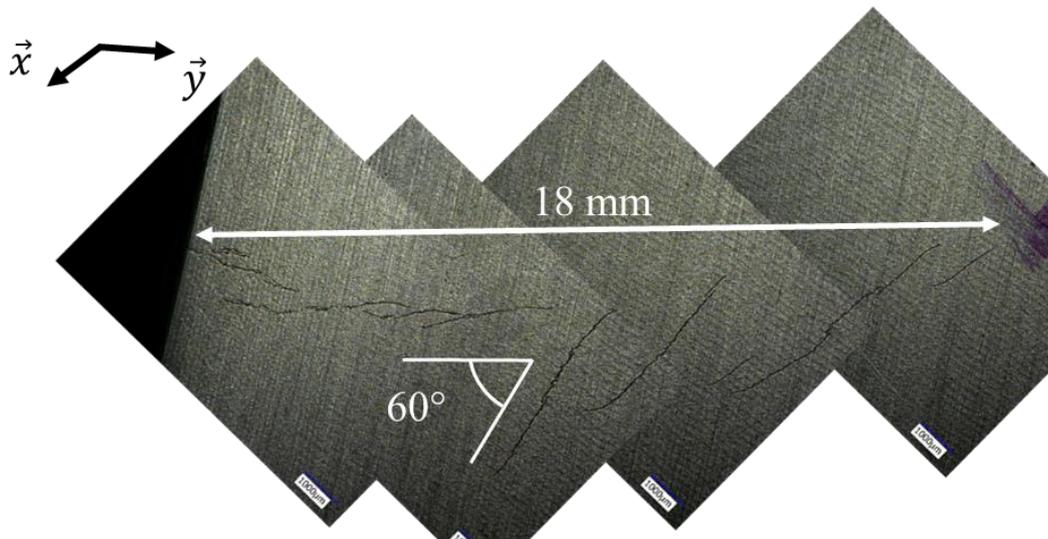


Fig. 59. Optical microscopy of the cracks of interested in the presented study.

Prior to experiments, the Rayleigh wave velocity was measured and equal to $c_R^S = 2968 \text{ m.s}^{-1}$. Thus, the use of a 15 MHz central frequency allows the generation of ultrasonic wavelength of $200 \mu\text{m}$. This value is of same order as some of the dimensions of the sub-cracks. FMC/TFM can offers a resolution of around the wavelength if a large aperture is applied. [8] We designed a PA probe composed of $N=128$ elements, with a pitch of 0.15 mm and a dimension along the passive plane of 5 mm . Its bandwidth measured at -6 dB is 70% . The PA system is a Panther (Eddyfi Technologies, Les Ulis, France). This system offers natively implemented real-time advanced imaging modes, such as FMC/TFM and PWI with a 128 elements PA probe. The electronic gain of the device was adjusted to obtain a 80% screen height for the maximum pixel contained within the elementary signals.

Let's now consider the wedge design. Its angle has been defined considering mode conversion from longitudinal wave in the wedge to Rayleigh wave in the sample. Thanks to Snell's law the wedge angle θ^w is simply defined by the following relation :

$$\theta^w = a \sin \left(\frac{c_L^w}{c_R^s} \right), \quad (1)$$

where c_L^w define the longitudinal wave velocity in the wedge. It was measured at 2350 m.s⁻¹. This leads to a wedge angle of 52°. It is also important to optimize the emergent point within the wedge. As Rayleigh waves are sensitive to objects along the surface, it is important to minimize the distance propagated at the interface specimen-wedge. This allows maximal generation and thus improved sensitivity. [10]

C Total Focusing Method on Rayleigh waves to image a crack

FMC/TFM is a signal processing algorithm using data acquired from a FMC mode. FMC is a way of collecting ultrasonic data where each element i is activated one by one while all the elements j are used in reception to record data. A matrix $M_{ij}(t)$, where t defined the temporal detection is stored. Dimension of M is $N \times N \times m$, where m is the length of the temporal vector. Then, a zone of interest (ROI) is defined and meshed for image construction. The PA elevation is considered parallel to the y axis. Following previous investigations on FMC/TFM imaging, the amplitude $A(P)$ for each point P of the ROI is given by:

$$A(P) = \sum_{i=1}^N \sum_{j=1}^N s_{ij} (A_i^P + B_j^P), \quad (2)$$

where A_i^P and B_j^P are the time of flight between transmitter i (resp. receiver j) and point P . Neglecting the acoustic travel into the wedge, the time of flight corresponding to the emission of acoustic signal from A_i toward P is :

$$t_i^P = \frac{\sqrt{(x_p - x_i)^2 + (y_p - y_i)^2}}{c_R^s}. \quad (3)$$

An illustration of the experiments is proposed in fig. 2. The PA probe is parallel to the y axis and is fixed to a wedge with an angle corresponding to the critical Rayleigh wave angle. The ROI is positioned in front of the wedge and illustrated by the grid at the surface of the sample.

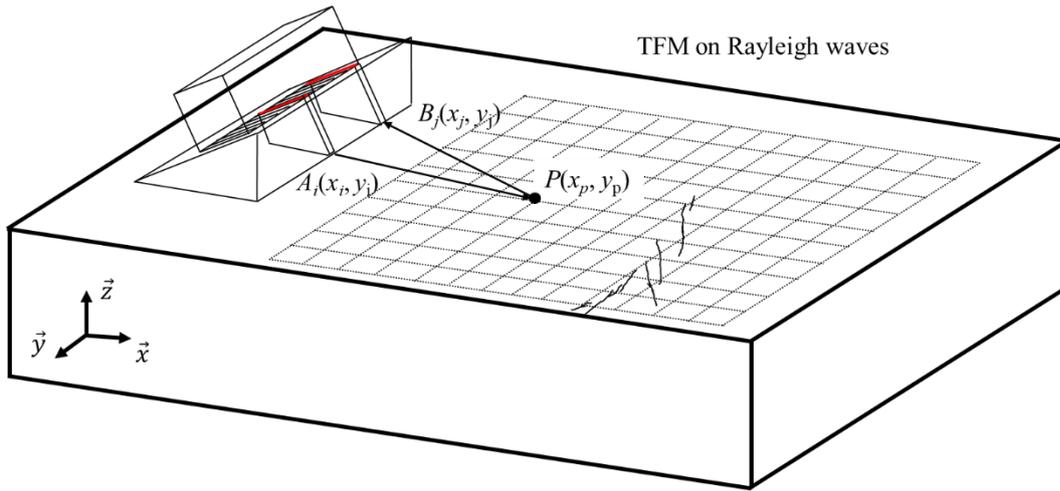


Fig. 60. Illustration of FMC/TFM imaging using Rayleigh waves. The PA probe is parallel to the y axis and ROI is positioned along the surface of the sample.

During experiments, dimension of the ROI was $38 \times 30 \text{ mm}^2$ and the pixel size was 0.05 mm^2 . The acquisition time was $27 \mu\text{s}$ at a sampling rate of 125 MHz. Thus, the size of the M matrix containing 16 384 elementary signals was 110 Mo, and the maximal frame per second (fps) was 3 Hz using a graphic card NVIDIA GTX 1070 Max-Q on a personal laptop. The FMC/TFM image for the sample containing the surface cracks is represented in fig. 3. An electronic gain of 70 dB was required to construct such image. From comparison with Fig. 1, one can observe that all the cracks are imaged, even those hidden behind others and the morphology of the whole indication is well defined.

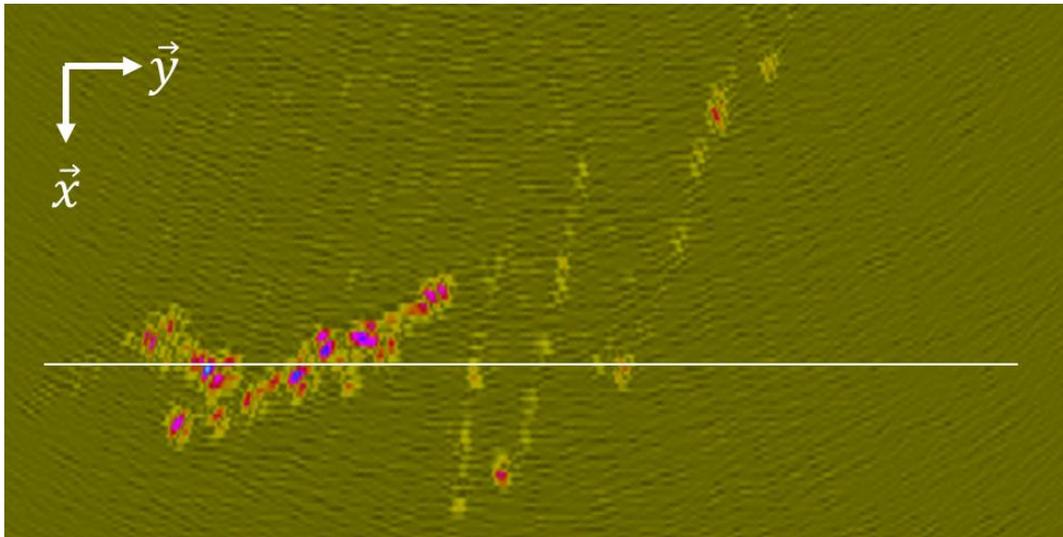


Fig. 61. Recorded image using FMC/TFM imaging of the cracks represented in fig. 1.

D Comparison between PWI and FMC/TFM using Rayleigh waves to image microcracks

Contrary to FMC/TFM, PWI uses ultrasound emission from several elements of the PA probe to generate a set of Q plane wave-fronts at different propagation angles. This leads to the first advantage of PWI: as several elements are used, the acoustic energy is higher. Thus, back-scattered signals from indications are potentially higher as well compared to FMC. For each plane wave, the back-scattered signals are detected by all the elements of the PA probe. The recorded data is a matrix $M(t)$ of dimension $Q \times N \times m$, where m is the length of the temporal vector. We used the algorithm proposed by Le Jeune *et al.* for PWI in NDE. [5] We only consider the direct mode and don't take into account potential mode conversions. The PWI algorithm is also natively implemented in the Panther system for real-time advanced-ultrasonic imaging. The amplitude $A(P)$ for each point P of the ROI is the coherent summation of all the $s_{qj}(t)$ defined by the Hilbert's transform of the $m_{qj}(t)$ component of $M(t)$:

$$A(P) = \sum_{q=1}^Q \sum_{j=1}^N s_{qj}(A_q^P + B_j^P), \quad (3)$$

where A_q^P (resp. B_j^P) is the travel time between P and emitter i (resp. receiver j). [6] The resolution of the numerically constructed image is not straightforward to formulate as it depends on the position in the image. However, one can intuitively understand that it is directly correlated with the angle, the aperture of the PA and the number of plane waves.

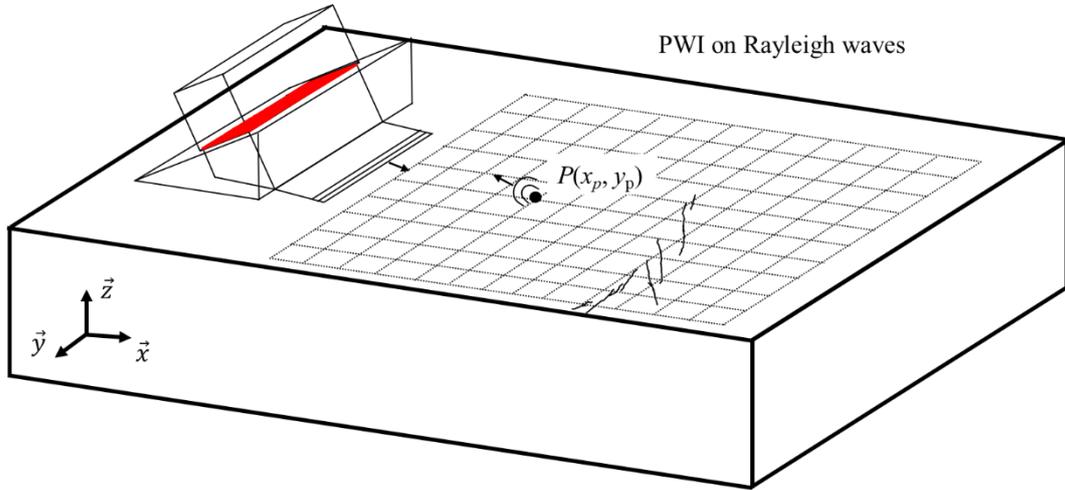


Fig. 62. Illustration of the PWI using Rayleigh waves.

We thus used the full aperture to image the cracks and the angles for the sectorial scan were defined between -30° and 30° . The PA was not moved between the FMC/TFM imaging and PWI. The lower number of angles was estimated directly using real-time visualization of the reconstructed image. Starting from $Q = 30$ angles, we finally reduced the number of angles to $Q = 8$ without apparent image losses. We present in fig. 5 the PWI of the cracks using 8 angles (A) and 30 angles (B). The quality of the images is similar to the one obtained using FMC/TFM imaging while using 15 dB less of gain. Thus,

the amount of data used for the reconstruction was respectively reduced by factors of 16 and 4 compared to FMC/TFM imaging. Finally, using the 8 angles configuration, the fps imaging was 27 Hz.

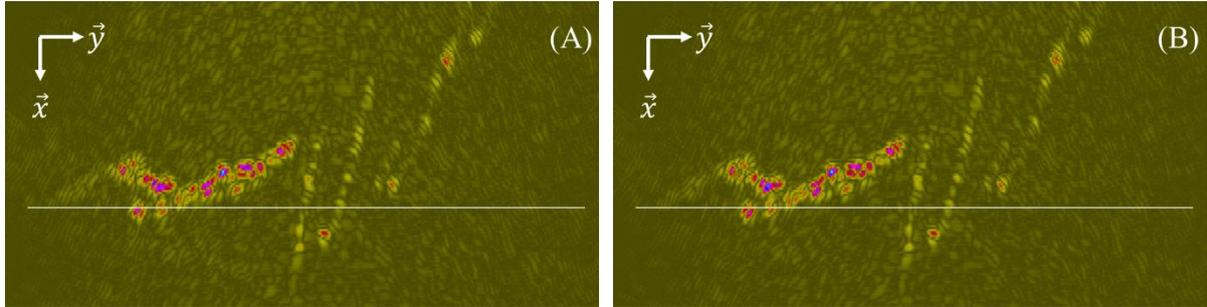


Fig. 63. PWI of surface cracks using 8 angles (A) and 30 angles (B). The line indicates the location of the corresponding plot profile displayed in fig. 6

E Discussion about FMC/TFM and PWI for surface cracks imaging

First, we note that both methods investigated have been efficient to image the totality of the cracks present at the surface of the metallic part. Such point is remarkable as (1) some of the cracks are located behind other ones with respect to the ultrasonic field ; (2) some of the cracks present an angle of only 30° with respect to the focal axis; (3) opening of the cracks is of few tens of microns, ten times smaller than the wavelength. Despite all of these remarks, the morphological characteristic of the sub-cracks as small as few hundreds microns are identified on the ultrasonics images, demonstrating the sensitivity and the robustness of the proposed surface inspection method.

The resolution and the Signal-To-Noise (SNR) ratio are now compared. Normalized plot profiles of the image intensity at the location of the continuous lines in fig. 3 and fig. 5 are plotted in fig. 6. For such comparison, one can observe a similar spatial resolution for the cracks signal. However, we do not observe a strong dependence of the signal-to-noise ratio with the number of angular steps contrary to previous observations using bulk waves. [5] We also note that the SNR is higher using PWI compared to FMC/TFM imaging.

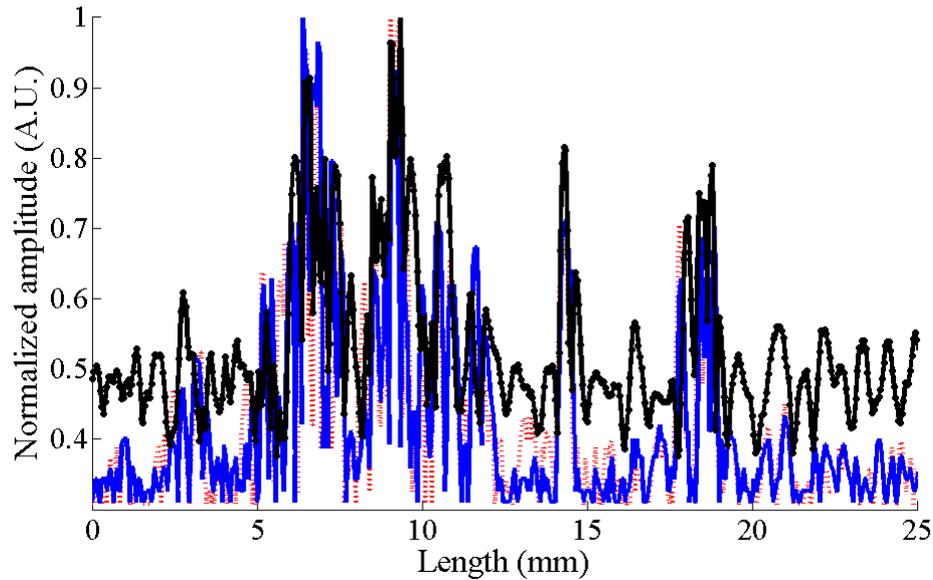


Fig. 64. Plot profile of the images constructed using FMC/TFM imaging (symbols), using PWI with 8 angles (dotted line), using PWI with 30 angles.

F Conclusion

In this paper, we presented a new method to image surface cracks on metallic parts using advanced ultrasonic imaging with Rayleigh waves. Methods investigated were FMC/TFM imaging and PWI using a 128-element probe and a central frequency of 15 MHz. Due to the Rayleigh wave velocity, the corresponding wavelength is of few tens of microns leading to potential high resolution imaging. Both methods allow to image the complex shape of the crack in real time. PWI offers similar imaging capabilities compared to FMC/TFM while using 10 times less data and a stronger sensitivity.

G Bibliographie

- [1] T. A. D. Li et A. Rees, «Crack imaging by scanning pulsed laser spot thermography,» *NDT&E International*, vol. 44, pp. 216-225, 2011.
- [2] M. Pan, Y. He, G. Tian, D. Chen et F. Luo, «Defect characterisation using pulsed eddy current thermography under transmission mode and NDT applications,» *NDT&E International*, vol. 52, pp. 28-36, 2012.
- [3] M. Ducouso, A. Dalodiere et A. Baillard, «Evaluation of the thermal aging of aeronautical composite materials using Lamb waves,» *Ultrasonics*, vol. 94, pp. 174-182, 2019.

- [4] B. Drinkwater et P. Wilcox, «Ultrasonic arrays for non-destructive evaluation: A review,» *NDT&E International*, vol. 39, p. 525–541, 2006.
- [5] C. Holmes, B. Drinkwater et P. Wilcox, «Post-processing of the full matrix of ultrasonic transmit–receive array data for non-destructive evaluation,» *NDT&E International*, vol. 38, pp. 701-711, 2005.
- [6] L. Le Jeune, S. Robert, E. Lopez Villaverde et C. Prada, «Plane Wave Imaging for Ultrasonic Non-Destructive Testing: Generalization to Multimodal Imaging,» *Ultrasonics*, vol. 64, pp. 128-138, 2016.
- [7] Y. Ohara, T. Oshiumi, H. Nakajima, K. Yamanaka, X. Wu, T. Uchimoto, T. Takagi, T. Tsuji et T. Mihara, «Ultrasonic phased array with surface acoustic wave for imaging cracks,» *AIP ADVANCES*, p. 065214, 2017.
- [8] Y. Ohara, H. Nakajima, T. Tsuji et T. Mihara, «Nonlinear surface-acoustic-wave phased array with fixed-voltage fundamental wave amplitude difference for imaging closed cracks,» *NDT&E International*, vol. 108, p. 102170, 2019.
- [9] W. Karl Deuttsch, W. Roye, H. Rast et P. Benoist, «High Resolution Phased Array Imaging using the Total Focusing Method,» *19th World Conference on Non-Destructive Testing*, 2016.
- [10] S. Zhang, X. Li et H. Jeong, «Measurement of Rayleigh Wave Beams Using Angle Beam Wedge Transducers as the Transmitter and Receiver with Consideration of Beam Spreading,» *Sensors*, p. 1449, 2017.
- [11] B. Drinkwater et P. Wilcox, «Ultrasonic arrays for non-destructive evaluation: A review,» *NDT&E International*, vol. 39, pp. 525-541, 2006.
- [12] J.-F. Cruza, J. Camacho et C. Fritsch, «Plane-wave phase-coherence imaging for NDE,» *NDT&E International*, vol. 87, pp. 31-37, 2017.
- [13] J. K. Na, J. Blackshire et L., «Interaction of Rayleigh surface waves with a tightly closed fatigue crack,» *NDT&E International*, vol. 43, pp. 432-439, 2010.
- [14] J. Tkocz et S. Dixon, «Electromagnetic acoustic transducer optimisation for surface wave applications,» *NDT&E International*, vol. 107, p. 102142, 2019.
- [15] H. M. Ledbetter et J. C. Moulder, «Laser-induced Rayleigh waves in aluminum,» *Journ. Acoust. Soc. Am.* , vol. 65, p. 840, 1979.

- [16] Z. Alomari, S. Harput, S. Hyder et S. Freear, « The Effect of the Transducer Parameters on Spatial Resolution,» *2015 IEEE International Ultrasonics Symposium (IUS)*, 2015.

Simulation of the propagation of laser generated shockwaves using an elasto-mechanical linear code

Eduardo Cuenca^{1,2,3}, Mathieu Ducouso¹, Alexandre Rondepierre², Laurent Videau, Nicolas Cuvillier¹, Laurent Berthe² and François Coulouvrat³

¹ Safran Tech, Rue des jeunes Bois, 78114 Magny les Hameaux France,

² Laboratoire PIMM, UMR 8006, ENSAM, CNRS, CNAM, HESAM, 151 boulevard de l'Hôpital, 75013 Paris, France,

³ Sorbonne Université, Institut Jean Le Rond d'Alembert, UMR CNRS 7190, 4 place Jussieu, 75005 Paris

Corresponding author: eduardo.cuenca@safrangroup.com

Abstract

This work aims at demonstrating the ability of an acoustic linear code to model the propagation of a shockwave created by a laser impact over a metallic surface. In this process, a high pressure surface level is reached thanks to a ns laser pulse that heats the surface of the material and generates a dense plasma expansion. A pressure level of a few GPa is reached so that shockwaves are generated and propagate into the bulk of the material. Currently, shockwave propagation is modeled using continuity equations and an *ad hoc* equation of state for the illuminated material. Such approach is numerically intensive and is thus limited in practice to thin and simple materials. Here, we propose to model the shockwave bulk propagation using a linear acoustic code. A nonlinear source term, corresponding to the surface pressure resulting from the laser-matter interaction, is used as an input boundary condition. The applied numerical scheme is based on the Virieux scheme, including a fourth order finite difference discretization of the linearized elasto-mechanical equations. Role of longitudinal and transverse waves, emanating respectively from the center and the edges of the illuminated focal spot, is highlighted. Importance of considering 3D geometries is pointed out. Simulations are finally confronted with experimental results obtained with the Hephaistos Laserlab facility. It delivers laser pulses with energy up to 14 J at 532 nm wavelength for a pulse duration of 9 ns and a repetition rate of 2 Hz. Illuminations up to the optical breakdown in water are easily achieved with laser focal spots of 5 mm width. Excellent agreement between experiments and simulations is observed for several sets of experimental parameters for titanium, a material of high elastic limit, while limitations are founded for aluminum.

1. Introduction

The aviation industry, involved in the fight against the climate global change, adopted in 2009 a set of targets to control CO₂ emission from air transport. Among these measures we can notice: an improvement of the fuel efficiency of about 1.5% per year until 2020, a carbon-neutral growth and a 50% reduction of the CO₂ emissions by 2050 [1] [2]. Several scenarii to reach this ambitious objective are considered, such as an improvement of the aircraft aerodynamics using for example new wings or disruptive global shapes, or an increase of the engine dilution ratio, using for instance open rotors. But a first and efficient step is the reduction of the overall weight of the aircraft [3]. To achieve this, new generations of materials, such as composite materials, are more and more frequently integrated within new generation aircraft.

Composites are synthetic materials made of two or more components, depending on their structural purpose. For example, ceramics composites are present in the combustion chamber and organic composites, including carbon-fibers materials, can be used in the cold parts of the engine. On the LEAP motor, manufactured between Safran and GE together through CFM International, the introduction of composite material allows a weight reduction of more than 400 kg compared to the previous generation engine. One of the main limitation, however, is the requirement of bonding for attaching different materials or different pieces, since welding is not possible and rivets are too heavy and induce strain concentration.

However, bonding inspection is highly complex as classical acoustic wave cannot distinguish a nominal bonding from a degraded one as the matter continuity is respected in both cases. Methods such as surface waves or ultrasonic have been deeply studied [4] [5] [6]. However, for testing bonding under conditions of effective stress loading during its lifecycle, other methods are needed that induce controlled, high mechanical strengths of the order of the GPa.

In that context, Laser Adhesion Test (LASAT) allows to (enlever?)

The mechanical requirements in the aeronautic industry are really exigent so in order to assure their reliability, control methods must be highly accurate. Another keynote of the inspection methods in this industry is that they must be non-destructive methods. The LASAT is has been proven to respect both this qualities [7] [8].

To use this technique it is important to well know the forces within the material all along the process. Knowing that nowadays the only way to verify this method is to control the faces of the material, a numerical simulation of the laser shock seems to be the best way to understand what is happening.

In this article it is going to be presented, first, the shockwave generation and detection procedure. Secondly how this is modeled and simulated. Then the phenomena that occur within the material is going to be explain and finally a discussion about the influence of some parameters, such as source or material, will be done.

2. General Principles and experimental setup

2.1 Laser Generation

The proposed approach do not model the Laser-Matter interaction however such part must be take into account to well simulated experiments. When an intense laser is focused over the surface of the target material, it ablates the surface so that a dense plasma expansion occurs (fig. 1). A dielectric material, such as water or glass, can also be used to confine the expansion and increase the surface pressure level resulting from the plasma expansion.

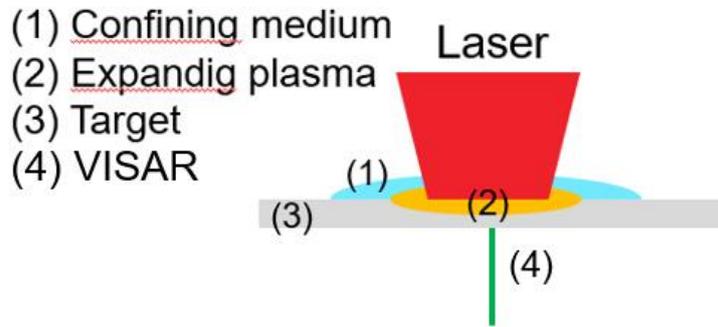


Figure 1. Scheme of the experience. The laser, confined by water, illuminates the upper face of the plate. In the opposite face, an optimal detection, VISAR, measures de free surface velocity.

Amplitude of the generated shock wave can be estimated from the Fabbro model [9]:

$$P(GPA) = 0.01 \sqrt{\frac{\alpha}{2\alpha+3}} \sqrt{Z(gcm^{-2}s^{-1})I_0(GWcm^{-2})},$$

where P represents the maximum pressure reached, α is a material parameter, usually ranging between 0.1 and 0.5, Z is the mean of the acoustic impedances of the confinement and the target, and I_0 stands for the laser intensity.

2.2 Hephaistos laser facility

All the experimental procedure used in this work was created with the Laser Hephaistos Facility at PIMM Laboratory at ENSAM ParisTech. This is an installation that is able to generate two beams with a 2 Hz frequency. Through a Gaussian temporal shape of 9 ns of duration it is able to create until 14 J of energy. The spatial shape is determined by focal lens between 3 to 5 mm, it is represented in figure 2(b).

Such experimental image has been recorded using a CCD camera at the focus of the laser. Pixel resolution of the camera is $5.5\ \mu\text{m}$. A Diffractive Optical Component (DOE), placed after the focusing lens of the laser, was used to obtain a top-hat spatial profile. Finally, the shape of the focused laser is almost perfectly circular with an homogeneous intensity profile measured with a standard deviation of only 0.023.

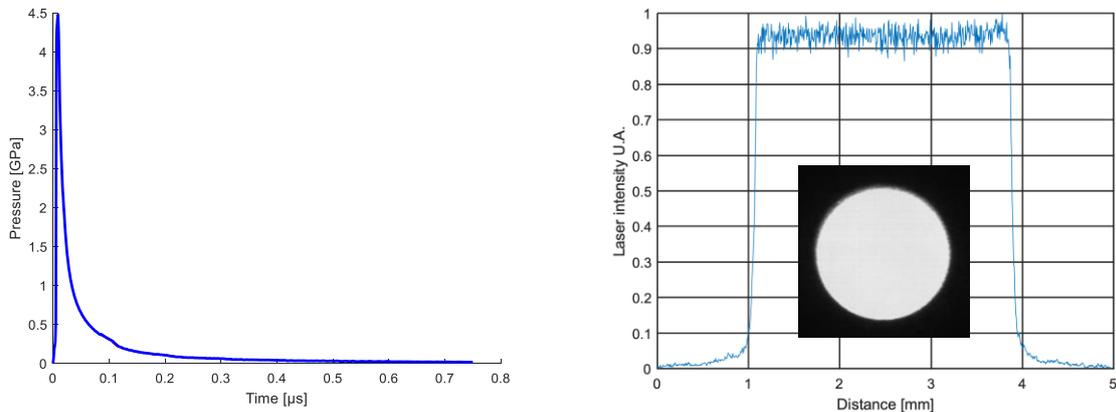


Figure 2. (a) Left : ESTHER simulation of the time evolution of the pressure generated by a laser shock of $26.7\ \text{J}/\text{cm}^2$ exposition in Aluminum with water as confinement. (b) Over a black background, an image of the 3 mm laser spot took with CCD camera. In blue, over the plot, the spatial profile obtained measuring the gray level of the spot image.

2.3 Laser detection

This laser generates some waves that will be measured in the opposite face of the plate. The magnitude to be evaluated is the free-surface velocity of this face. For this task an optical diagnostic tool was chosen, a VISAR. It's a non-contact acquisition method that obtains the free surface velocity measuring the Doppler shift in the wavelength of a probe laser reflected on the face of the target which is moved because of the shockwave.

3. Numerical Simulation

3.1. Shockwave generation

However, such relation does not allow to model the temporal behavior of the surface pressure profile. Thus, Esther simulation code has been used to overpass it. ESTHER, is a 1D lagrangian code that allows to describe both Laser-Matter interaction and shock propagation.

A	B
---	---

C	D
---	---

Figure 3. (a) Temporal profile of the ablation pressure on aluminum. (b) Temporal profile of the ablation pressure on titanium. (c) Ablation pressure as function of laser intensity on aluminum. (d) Ablation pressure as function of laser intensity on titanium

In this case, we only consider the Laser-Matter interaction. A typical temporal profile of the surface pressure is represented on fig. 2(a). The maximum intensity is in good agreement with the Fabbro model. From that simulation, it is possible to evaluate the rise time and the Full Width at Half Maximum (FWHM) of the surface pressure, here observed at 5 ns and 9 ns, respectively.

From such data, we use for the shock generation described as a boundary condition a source term, normal to the surface, of same diameter as the recorded profile and temporal intensity as simulated using ESTHER.

According to the severe gradients of stress, both temporal, in the form of really brief shockwave, and spatial, with a vast fall of the pressure in the edges of the waves, longitudinal and transverse waves will be generated, respectively from central and outer part of the illumination. The longitudinal release wave created just behind the compression wave has been deeply studied and understood by the literature [9] [10] [114] [12] Otherwise, due to the spatial profile of the laser spot and its abruptness also a shear stress wave crosses the thickness of the material. Contribution of such shear wave must be integrated over 2π radians revolution to well described experiments thus a 2D-axi-symmetric numerical scheme will be implement.

3.2. Shock propagation

Concerning the linear approach of the code, it is possible to do some calculation to verify if we are able to use a linear code. The first estimation that we can do if the Mach distance, $L = \frac{1}{\beta K M}$; where L is the distance necessary for the formation of non-linear phenomena, β is a non-linear material parameter, for aluminum it's equal to 5,5 [13], K is the wavenumber, in this case it values $\sim 1,09 * 10^2 \text{ mm}^{-1}$. M , the Mach number, for this configuration it can be estimated taking the maximum value of the free surface velocity and dividing it by the velocity of the waves in the solid, $M = \frac{v}{c} = \frac{200}{6400} = 0,0313$.

The result of the Mach distance calculation, taking into account the last parameters, is: $L = 5,34 * 10^{-2} \text{ mm}$. Knowing that the thickness of the plates is at least 1 mm we can say that non-linear phenomena it present in the propagation. But, even taking into consideration the last assumption, in this

case, as the Mach number is really low ($M = 0,0313$), we can suppose that the deformations are really low so again the linear approach is useful.

3.3. Numerical model

To model the shock propagation, the Virieux approach has been used. Such numerical scheme draws from the elastodynamics equations. It relates the particle displacement and the stress in a point using the Hooke's Law in a 2D medium [14] [118].

Regarding the numerical discretization, for the temporal schema is used a simple discretization such as shown in Fig.3(a). In order to increase the spatial resolution without rising too much the simulation time a fourth order discretization has been implemented Fig.3(b).

$$\frac{\partial M}{\partial t} = \frac{M_{i,j}^{n+1} - M_{i,j}^n}{\Delta t}$$

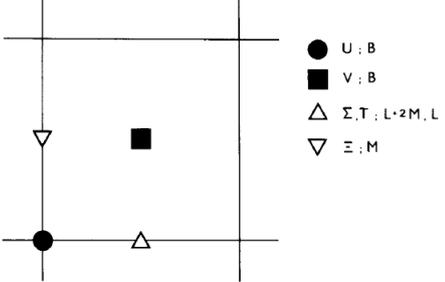
$$\frac{\partial M}{\partial x} = \frac{c_1(M_{i+1,j}^n - M_{i,j}^n) - c_2(M_{i+2,j}^n - M_{i-1,j}^n)}{\Delta x}$$


Figure 3. (a) Left: Discretization of the derivatives used in the code. The temporal one is a first order discretization and the spatial is in 4th order. (b) Right: Representation of the grid used in the Virieux scheme.

This numerical discretization has been implemented in a staggered grid Fig. 3(b) where the velocities, stresses and properties, such as density and stiffness, are distributed within the nodes, the centers of the grids and the borders of the grids as shown in the top-image.

For modelling plates with this code the boundary conditions chosen were free stress conditions for the laser border and the face in front of it and PML (Perfectly matched layer) conditions for the two other faces [16] [17] [18]. The PML conditions will allow us to have a semi-infinite space without raising the computation cost.

One of the most important things is the source introduction in the system. For this, the pressure is known at every moment in the center of the spot, Fig. 2(a). The spatial profile is model like Fig. 2(b), it has a

ridge that goes from 10% to 90% of the length. The rise and drop follow an exponential function that goes from 0 to the top value and vice versa.

The size of the temporal and spatial step must be little enough to take into account the explosive behavior of the shockwave. In this case, the impulse is 9 ns long (at half amplitude). Consequently, for having a good definition we decided to use a 0.005 mm grid size. According to the CFL condition [19] this Δx gives a $\Delta t = 0.236ns$. This resolution separates the source introduction into approximately 45 time steps. With these conditions, an average simulation time is 15 minutes (2 μs propagation in 2 mm of titanium).

A further study has been done to choose the correct size of the grid. In this study four different grid sizes have been used in simulation, 0.02, 0.01, 0.005 and 0.0025 mm.

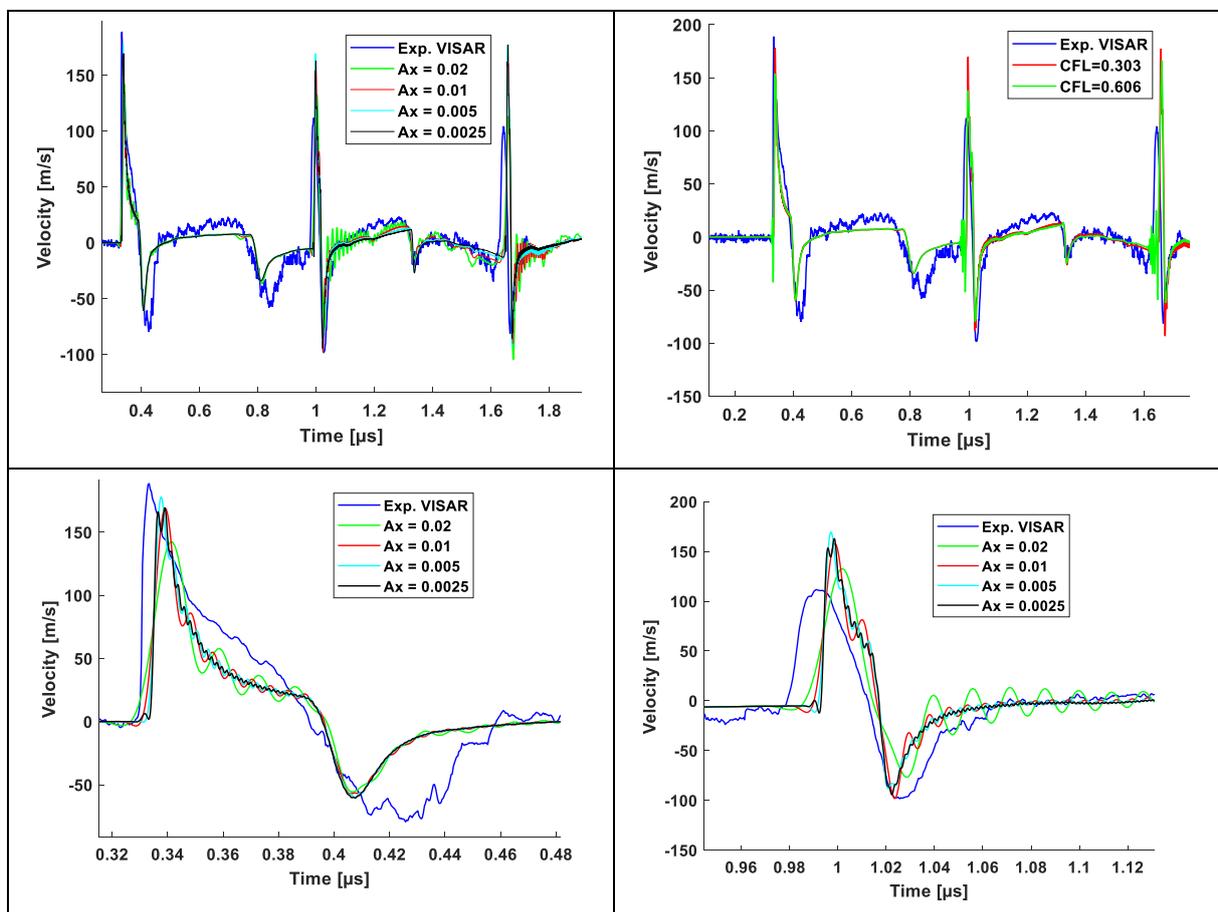


Figure 4. (a) Top-Left: 2 μs comparison between different grid size simulation and data experience. (b) Top-Right: Comparison between two CFL conditions and data experience. (c) Down-Left: First echo zoom of the grid size comparison. (d) Down-Right: Second echo zoom of the grid size comparison.

Grid Size [mm]	0.02	0.01	0.005	0.0025
Simulation Time	15 s	70 s	11 min	1h 30 min

Table 1. Simulation time for different grid sizes.

Fig. 4 a), c) and d) present a comparison between an experience and 4 simulation with different grid size. It's hard to differentiate in Fig 4(a) the simulation data due to its good according among them, overall until $t = 1\mu s$. In Fig. 4 (c) we are able to appreciate that in the first arrival the effects of the numerical dispersion are not remarkable. In Fig. 4 (d) the simulation with $\Delta x = 0.02$ and 0.01 (green and red) start to too diverge from the most quality simulation.

Taking into account the simulation times, cf. Table 1, we chose to use for every simulation a grid size of 0.005 mm. This optimize between an enough quality of the simulation and computational cost.

Another important discussion is the election of the CFL condition. According to [referencia CFL 4th ordre], for a 4th order schema as used in this work, the temporal discretization is proportional to:

$$\Delta t = \frac{\Delta x}{\sqrt{2V_{max}(c_1 + c_2)}}$$

where V_{max} is the maximal velocity of the waves in the medium, and c_1 and c_2 are the coefficients used in the spatial discretization (Fig. 3(a)). So in this case the discretization may be $\Delta t = \frac{\Delta x}{V_{max}} * 0.606$. In order to reduce the interaction of the numerical dispersion with the highest pressure level it has been chosen to retard the dispersion. For this purpose the CFL condition has been reduce to 0.303. We are able to compare the impact of this criterion in Fig. 4(b), where the green line (CFL = 0.606) is present just before every pressure signal.

The materials used in the experienced were aluminum and titanium. The aluminum is a well confirmed isotropic material. In the other hand, the titanium, being a HCP crystal, has anisotropy in its structure. Despite its anisotropy, according to [20]it can be treated as an isotropic material concerning the acoustic propagation. In a first approach, being this code purely elastic, it will work better with materials with a high elastic limit such as titanium. We will test this applying more or less energy to reach or not the elastic limit.

	Density [kg/m3]	Modulus of Elasticity [GPa]	Poisson's Ratio	Elastic limit [MPa]
Aluminum	2810	71.7	0.33	503
Titanium	4430	110	0.34	880

Table 2. Mechanical properties of the materials used in the laser experience.

3.4.2D simulation vs Asymmetrical model

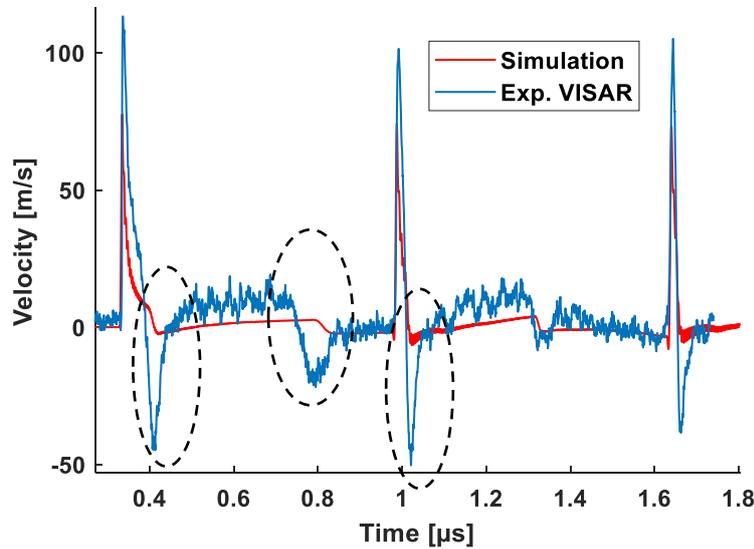


Figure 4. Comparison between simulation with a simple 2D approach and experience.

Looking into Fig. 4, it is remarkable that the simulation, red line, is not able to reproduce some of the behavior of the shockwave. As seen in the dotted circles, the simulation doesn't adjust to the negative part of the curve. Thanks to a further study of the simulation, it has been discovered that these effects are due to the strong gradient in the edge of the shockwave, Fig. 2.b. To take into account these effects without multiplying the calculation time a 2D axisymmetric approach has been chosen [19].

The 2D axisymmetric rewrites the elastodynamics equations just adding a radial term into the equations and including a 6th equation for taking into account the tangential effort. With these little changes, we are allowed to better model the phenomena without going through an entire 3D simulation.

En annexe, il faudrait écrire les équations que tu résous et leur discretisation numérique (en 2D et 3D axi)

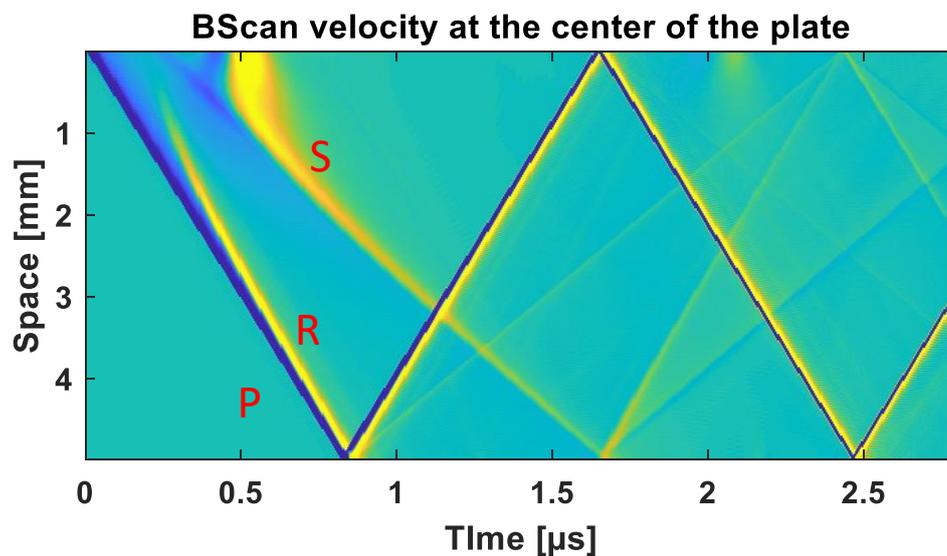
Once the numerical schema and the experience have been presented we are going to explain the phenomena occurred in this process and to discuss the relevance of the different configurations.

4. Acoustical description of the generated waves

We now propose to describe the different waves generated during a laser-driven plasma expansion from simulations. The experimental detection, an optical VISAR detection placed on back face of the sample at the epicenter of the shock generation, can only give access to the surface velocity of the back surface. Such experimental detection is presented with blue line in fig. 5b. It was obtained illuminating a 5 mm thickness titanium plate with a 3 mm diameter of laser focal spot and giving the laser an energy of 2,94 J. From such experimental signal, 3 different acoustic contributions can be isolated. First, two longitudinal pressure waves, around 0.8 μs and 2.5 μs , are easily identifiable. Second, just after the longitudinal waves, the release waves, (negative velocity) are observed and finally, a third one, at ~ 1.6 μs is observed. Figure 5a presents a BScan all along the thickness at the center of the plate. In it, it's possible to appreciate the generation and propagation of the above-named waves. It is also remarkable the accordance between the arrival (to the opposite face) of the waves in the BScan and the AScan of fig. 6b.

The origin of such waves can be understood thanks to the time resolved simulations of the acoustic propagation. To well understand the generation of all the waves a more detailed study was done. Using figure 7 captions, all the mechanism related to the wave's generation will be explained.

First, a release longitudinal wave is generated all along the edge of the shockwave as result of the huge discontinuity in it. This wave, which advances with the velocity of the longitudinal pressure wave, gets wider and wider until it converges in the middle of the spot creating a unique release wave just after the longitudinal wave (Figure 3).



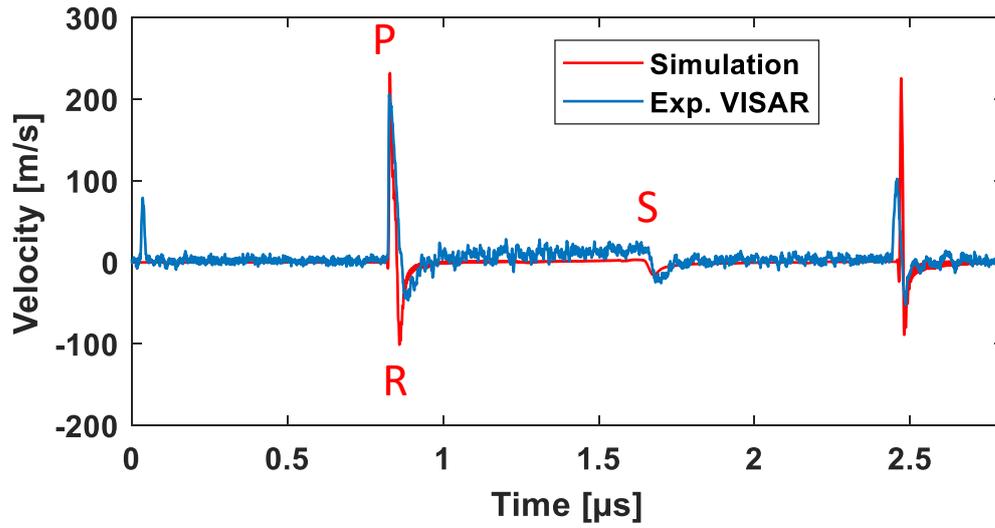
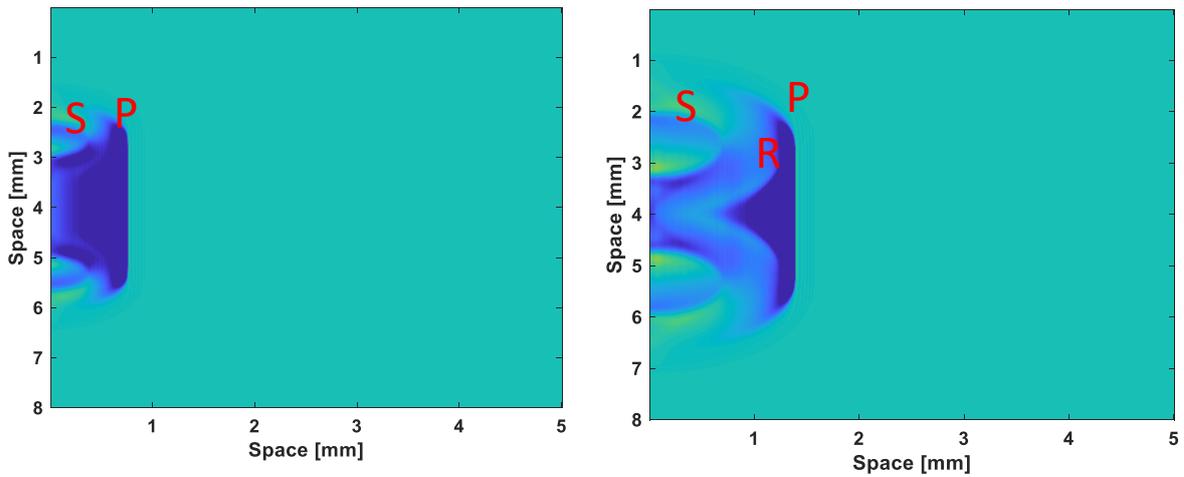


Figure 6. Comparison of experimental and numerical results of a 3 mm of diameter laser shock in a 5mm titanium plate. P, R and S note the pressure, release and shear waves respectively. a) BScan representation of the velocity along the thickness at the center point. b) Opposite face velocity



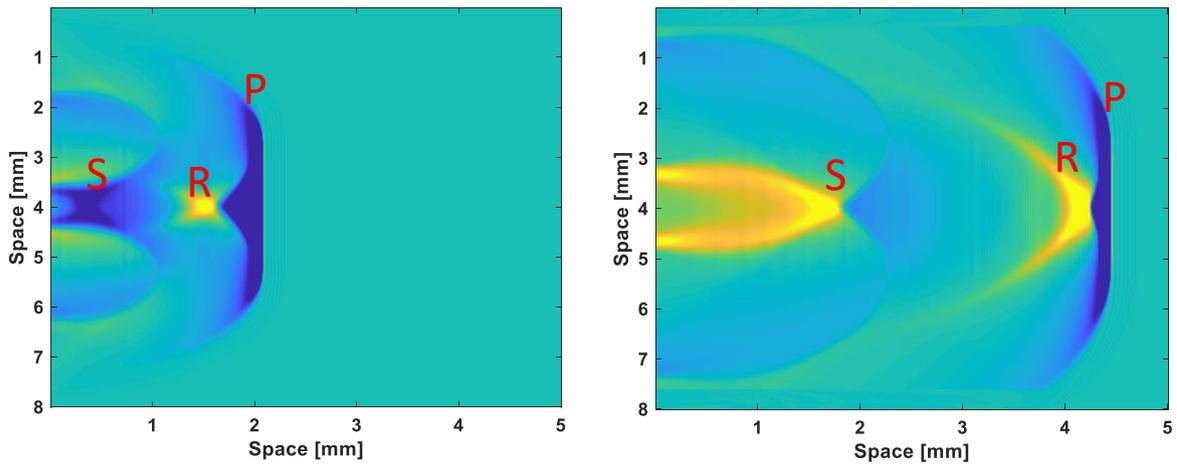


Figure 7. Wave generation and propagation in a 5 mm thickness titanium plate. (a) $t = 0.128 \mu\text{s}$ The pressure wave is generated leaving two waves behind. (b) $t = 0.232 \mu\text{s}$ The pressure wave advance faster and the share wave propagate themselves through the center. (c) $t = 0.3456 \mu\text{s}$ The release wave (yellow) is well formed and advance with the pressure wave. The share wave is merging in the center. (d) $t = 0.7338 \mu\text{s}$ The pressure and release wave have just reflected. The share wave is completely formed and know in the middle of the thickness.

Secondly, the formation of the share wave follows the same principle of the release wave. In the edge of the laser shock a share wave is generated. This wave also merges in the middle of the domain leaving an only share wave propagating in the center of the plate. This phenomenon occurs every time that the shockwave touches a face of the domain, with less intensity after every reflection.

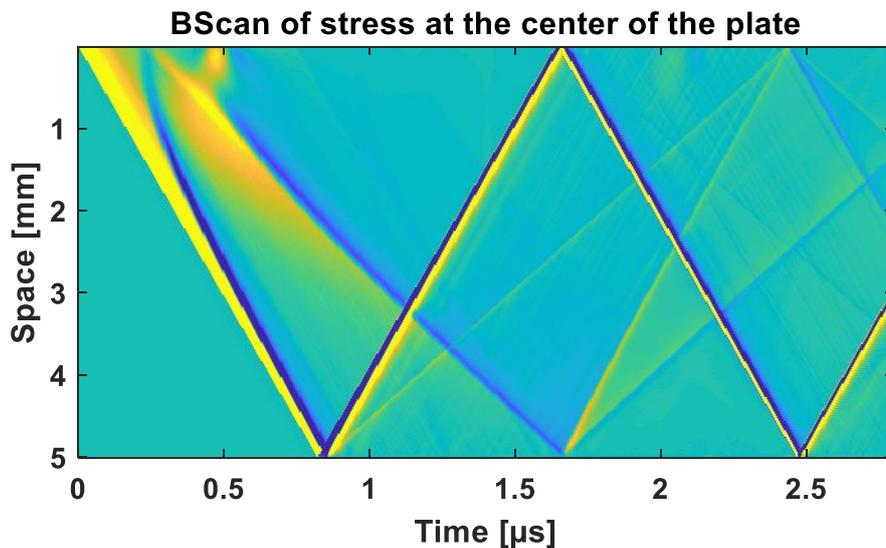


Figure 6. BScan representation of the stress along the thickness at the center point.

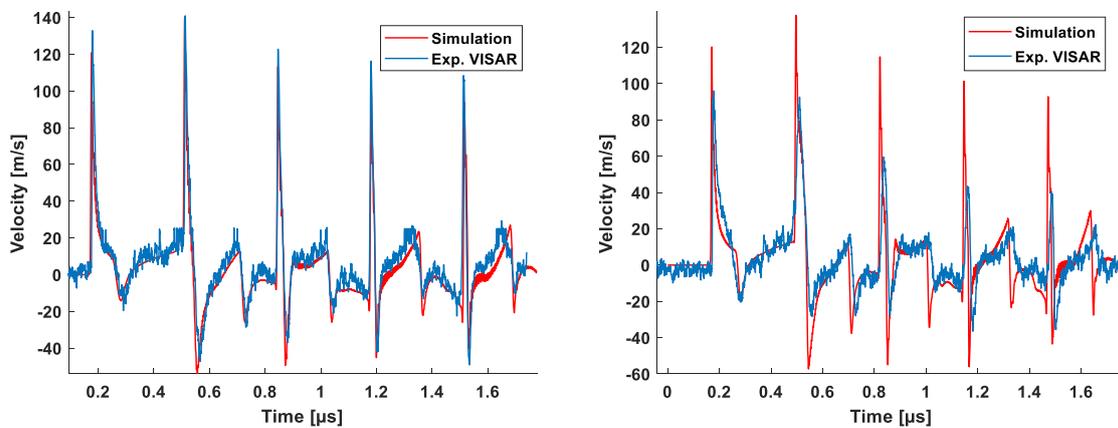
From Fig.6 we are also able to obtain the value and the position of the stress in every point. For a further research, this code allows us to rapidly test different configurations of every parameter. It is possible to focus this development towards finding higher stress level and placing them in an exact point within the thickness.

5. Parametric analysis

5.1. Sample analysis

Once all the phenomena is explained we are able to make a comparison between parameters. The first parameter it's the structural material. Comparing the same configuration for both materials in figure 7 it is remarkable that, as commented, both material have very similar acoustic properties (Same longitudinal and share waves velocity). The arrival time of the different waves are very close.

The principal different between both materials is the attenuation. In the case of the aluminum, the amplitude decrease for the simulation is not as fast as it is in the experiment. It points out the necessity of an attenuation model for certain materials. In the case of the titanium, probably because of its higher elastic limit, its behavior is better modeled.



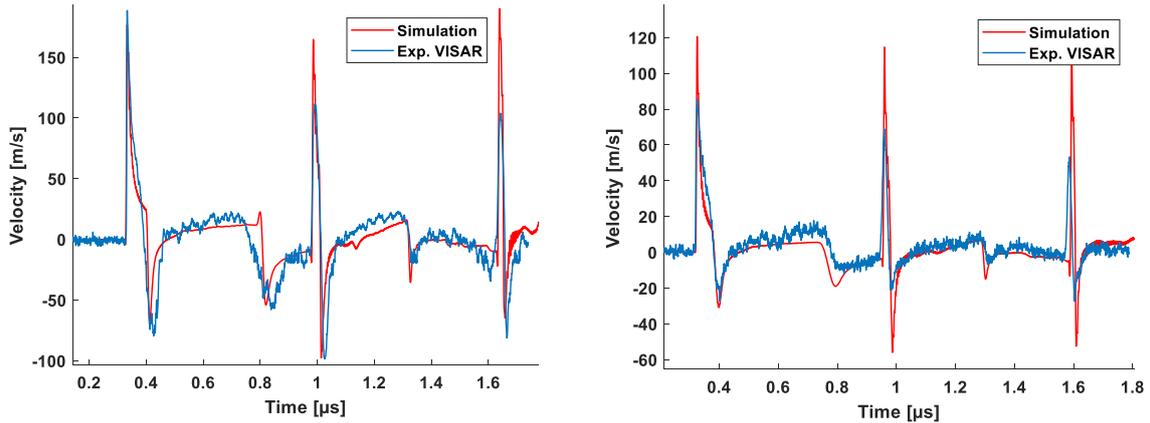


Figure 7. Comparison of experimental and numerical results of a 3mm of diameter laser shock in different thickness and material plates. (a) 1 mm thickness, Titanium, 6.7 J/cm² (b) 1 mm thickness, Aluminum, 6.7 J/cm² (c) 2 mm thickness, Titanium, 26.7 J/cm² (d) 2 mm thickness, Aluminum 6.7 J/cm²

The second parameter to be compared is the thickness. According to their equal propagation time but along the half of the thickness, there are more waves observed in the 1 mm thickness plates. In all the cases the arrival time and the different phenomena are well simulated.

5.2. Optical parameters analysis

Another important parameter to compare is the size of the laser spot. Knowing that the release and share phenomena are created in the edge of the shockwave, the size of the source is directly related with the time of formation and arrival of these waves. Comparing figures 7 and 8, where the spot sizes are 3 (figure 7), 4 and 5 mm (figure 8), it's possible to appreciate the missing of the share wave in the 5 mm one. In this case the share wave arrived at the same time that the second wave. In the 4 and 5 mm cases, the magnitude of the simulation doesn't fit with the one found in the experience. In order to show that the simulations are well-done, both, simulation and experience, have been normalized.

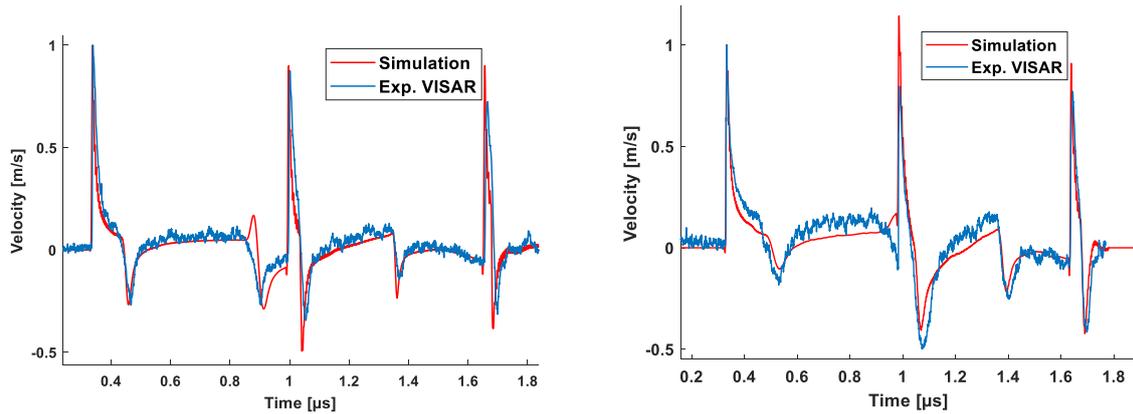


Figure 8. Comparison of experimental and numerical results of both 2 mm thickness titanium plates for different spot size both normalized. (a) 4 mm diameter spot, 7.5 J/cm² (b) 5 mm diameter spot

The explanation of the difference of amplitude in the comparisons needs a further study. This work wasn't focus in the laser-matter interaction so the pressure generate by the laser in the titanium was just estimated. Both, attenuation and laser-matter interaction will be implemented in a new version of the simulation code.

Montrer des simulations hors axe, même si on n'a pas les manip

Simulations avec différentes énergies de laser ?

6. Conclusions

This work confronts experiences of laser generated pressure waves with a numerical simulation of this process in order to prove that it is possible to model the generation of this waves using a linear code and applying as source just a pressure wave with the correct spatial shape.

In this case the linear code is an axisymmetric linear Virieux schema and one of the keystone of the modelling is the well-fitting of the phenomena that occur in the border of the spot. For that the decrease of the spatial profile of the pressure is model by an exponential function.

Thanks to the 2D axisymmetric simulation it's also possible to well understand the evolution of the wave within the material. This approach is able to simulate precisely the form of the wave propagation within the material. For some configurations, the code is also able to model the correct amplitude of the waves but it still needs to be studied.

The understanding of all the phenomena allows to improve the process and to generate more traction in certain points along the thickness if required just changing the laser diameter.

Future investigations will consider more complicate materials or geometries or even other laser configuration with for example symmetry laser shots.

7. Annexes

$$\begin{aligned}\frac{\partial v_x}{\partial t} &= b \left(\frac{\partial \tau_{xx}}{\partial x} + \frac{\partial \tau_{xz}}{\partial z} \right); \\ \frac{\partial v_z}{\partial t} &= b \left(\frac{\partial \tau_{xz}}{\partial x} + \frac{\partial \tau_{zz}}{\partial z} \right); \\ \frac{\partial \tau_{xx}}{\partial t} &= c_{11} \frac{\partial v_x}{\partial x} + c_{13} \frac{\partial v_z}{\partial z}; \\ \frac{\partial \tau_{zz}}{\partial t} &= c_{33} \frac{\partial v_z}{\partial z} + c_{13} \frac{\partial v_x}{\partial x}; \\ \frac{\partial \tau_{xz}}{\partial t} &= c_{55} \left(\frac{\partial v_x}{\partial z} + \frac{\partial v_z}{\partial x} \right);\end{aligned}$$

Figure 9. Equations of velocity and stress used in the Virieux scheme.

8. Références

- [1] L. Chapman, «Transport and climate change: a review,» *Journal of Transport Geography*, vol. 15, p. 354–367, 2007.
- [2] G. A. Industry, «Reducing emissions from aviation through carbon-neutral growth from 2020,» *www.atag.org*, 2013.
- [3] A. Isikveren et M. Schmidt, «Future Transport Aircraft Ultra-Low Emissions Technology Options,» chez *GARS Workshop 2014*, 2014.
- [4] L. Taupin, B. Chapuis, G. Ribay, M. Ducouso, F. Jenson, S. Mahaut et N. Cu villier, «MESURE DE L'ÉPAISSEUR DE COLLE DE STRUCTURES AÉRONAUTIQUES COMPOSITES PAR ONDES GUIDEES,» chez *JOURNEES COFREND*, 2017.

- [5] A. BAUDOT, «Etude et mise au point de méthodes de mesures non destructives permettant de caractériser les paramètres critiques de l'adhésion sur structures collées,» Université Aix-Marseille.
- [6] P. Zabbal, «Conception d'un dispositif de contrôle non-destructif par ultrasons de structure collée exploitant une cavité réverbérante à retournement temporel,» Université de Bordeaux, 2019.
- [7] M. Ducouso, S. Bardy, Y. Rouchasse, T. Bergara, F. Jenson et e. al., «Quantitative evaluation of the mechanical strength of titanium/composite bonding using laser-generated shock waves,» *Applied Physics Letters, American Institute of Physics*, p. 112 (11), 2018.
- [8] M. Sagnard, R. Ecault, F. Touchard, M. Boustie et L. Berthe., «Development of the symmetrical laser shock test for weak bond inspection,» *Optics and Laser Technology, Elsevier.*, pp. 644-652, 2019.
- [9] R. Fabbro, P. Peyre, L. Berthe et X. Scherpereel, «Physics and applications of laser-shock processing,» *Journal of laser application*, vol. 10, n° 16, 1998.
- [10] M. BOUSTIE, L. BERTHE, T. d. RESSEGUIER et M. ARRIGONI., «Laser Shock Waves: Fundamentals and Applications,» chez *International Symposium on Laser Ultrasonics: Science, Technology and Applications*, Montreal, Canada, 2008.
- [11] C. Le Bras, A. Rondepierre, R. Seddik, M. Scius-Bertrand, Y. Rouchasse, L. Videau, B. Fayolle, M. Gervais, L. Morin, S. Valadon, R. Ecault, D. Furfari et L. Berthe, «Laser Shock Peening: Toward the Use of Pliable Solid Polymers for Confinement,» *Metals*, vol. 9, n° 17, 2019.
- [12] D. Royer, «Génération et détection optiques d'ondes élastiques,» *Technique de l'ingénieur*.
- [13] T. Goursolles, «Propriétés acoustiques non linéaires classiques et non classiques : Applications au contrôle de santé des matériaux de l'industrie aéronautique,» Université François-Rabelais, TOURS, 2008.
- [14] S. Bardy, «Contrôle et optimisation du test d'adhérence par choc laser sur assemblages collés,» Ecole nationale supérieure d'arts et métiers - ENSAM, Paris, 2017.
- [15] M. Zhou, «Perfectly Matched Layers for the 2D Elastic Wave Equation,» 2004.
- [16] J. Virieux, «P-SV wave propagation in heterogeneous media: Velocity-stress finite-difference method,» *GEOPHYSICS*, vol. 51, n° 14, pp. 889-901, 1986.
- [17] J. Virieux, V. Etienne, V. Cruz-Atienza, R. Brossier et e. a. E. Chaljub, «Modelling Seismic Wave Propagation for Geophysical Imaging,» pp. 253-304, 2012.
- [18] C. J. Randall, «Absorbing boundary condition for the elastic wave equation: Velocity-stress formulation,» *GEOPHYSICS*, vol. 54, n° 19, pp. 1141-1152, 1989.
- [19] X. Lin et J. Ballman, «A numerical scheme for axisymmetric elastic waves in solids,» *ELSEVIER*, pp. 115-126, 1994.

[20] F. Collino et C. Tsogka, «Applicaton of the PML Absorbing Layer Model to the Linear Elastodynamic Problem in Anisotropic Heterogeneous Media,» INRIA, 1998.