



**HAL**  
open science

# Conception d'un dispositif de contrôle non-destructif par ultrasons de structure collée exploitant une cavité réverbérante à retournement temporel

Paul Zabbal

## ► To cite this version:

Paul Zabbal. Conception d'un dispositif de contrôle non-destructif par ultrasons de structure collée exploitant une cavité réverbérante à retournement temporel. Acoustique [physics.class-ph]. Université de Bordeaux, 2018. Français. NNT : 2018BORD0316 . tel-02049224

**HAL Id: tel-02049224**

**<https://theses.hal.science/tel-02049224>**

Submitted on 26 Feb 2019

**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.

THÈSE PRÉSENTÉE  
POUR OBTENIR LE GRADE DE

**DOCTEUR DE**  
**L'UNIVERSITÉ DE BORDEAUX**

**ÉCOLE DOCTORALE Sciences Physique de**

**l'Ingénieur**

SPÉCIALITÉ Acoustique

Par Paul Zabbal

**Conception d'un dispositif de contrôle non-destructif par  
ultrasons de structure collée exploitant une cavité  
réverbérante à retournement temporel**

Sous la direction de : Julien Jumel  
Et l'encadrement de : Guillemette Ribay et Anissa Meziane

Soutenue le 6 Décembre 2018

Membres du jury :

M. Bou Matar, Olivier	Professeur	IEMN	Président
Mme. Prada, Claire	Directrice de recherche au CNRS	Institut Langevin	rapporteur
M. Catheline, Stefan	Directeur de recherche	LabTAU INSERM	rapporteur
M. Renier, Mathieu	MCF	Université de Bordeaux	Examineur
M. Cuvillier, Nicolas	Ingénieur-Chercheur	Safran Composite	Invité

## **Titre : Conception d'un dispositif de contrôle non-destructif par ultrasons de structure collée exploitant une cavité réverbérante à retournement temporel**

**Résumé :** Le collage suscite un intérêt important pour remplacer les techniques traditionnelles d'assemblage, car il permet d'alléger les structures via une meilleure répartition des contraintes, et également de limiter les contraintes liées à l'assemblage de matériaux différents. Cependant, l'absence de technique de contrôle non destructive robuste de la qualité du collage et plus particulièrement de l'adhésion freine son développement en particulier dans le domaine aéronautique. Dans ce travail une méthode d'inspection ultrasonore d'interfaces collées qui doit révéler des défauts d'adhésion est proposée. Cette technique est validée sur un système représentatif d'applications industrielles, à savoir une liaison entre substrats métalliques liés par un adhésif époxy en film de faible épaisseur. Des défauts ont été introduits au sein de l'interface adhésive (dans l'adhésif ou à l'interface adhésif/substrat) de façon à simuler des défauts rencontrés en environnement industriel. Afin d'améliorer les capacités de détection des méthodes ultrasonores linéaires usuelles, des algorithmes de reconstruction des courbes de dispersion optimisés ont été développés. Cependant, les ondes guidées ne se sont pas montrées suffisamment sensibles à des interfaces faibles dans cette configuration, pour des adhésifs de faible épaisseur et lorsqu'une incertitude des épaisseurs des matériaux est tolérée. Dès lors, des méthodes de contrôle reposant sur l'interaction non-linéaire entre une onde ultrasonore de forte amplitude et un défaut sont proposées car moins système dépendant. Pour détecter et quantifier ces non-linéarités, des ultrasons suffisamment énergétiques doivent être générés, ce qui implique généralement l'usage de dispositifs électroniques de puissance potentiellement intrinsèquement non-linéaires. Pour contourner ces limitations technologiques, un dispositif dédié est proposé, utilisant des transducteurs alimentés sous tension faible et placés sur un objet réverbérant. L'émission de signaux complexes préalablement établis par étalonnage permet par retournement temporel de concentrer l'énergie acoustique temporellement et spatialement, pour générer des déplacements particuliers ultrasonores de fortes amplitudes à la surface de l'échantillon contrôlé. Pour valider cette approche, le dispositif est utilisé pour contrôler des interfaces collées au sein desquelles différents types de défauts de collage ont été introduits : pollutions (particules de PTFE, démoulant, trace de doigt, etc.), insert. Les échantillons sont finalement testés mécaniquement pour évaluer la sensibilité de la résistance des interfaces à la présence de ces défauts.

**Mots clés :** CND, acoustique, ondes guidées, non-linéaire, cavité chaotique

---

## **Title : Development of a non-destructive ultrasonic inspection device of a bonded structure using a reverberant cavity with time reversal process**

**Abstract :** Bonding is of great interest to replace traditional assembly techniques, as it makes it possible to lighten structures, through a better distribution of stresses but also to limit the stresses associated with assembling different materials. However, the lack of a robust non-destructive control technique for bonding quality and more particularly adhesion slows down its development, particularly in the aeronautical field. In this work an ultrasonic inspection method of glued interfaces which should reveal defects in adhesion is proposed. This technique is validated on a system representative of industrial applications, metal substrates bonded by a thin film epoxy adhesive. Defects have been introduced into the adhesive interface (in the adhesive or at the adhesive/substrate interface) in order to simulate defects encountered in an industrial environment. In order to improve the detection capabilities of conventional linear ultrasonic guided waves methods, algorithms for reconstructing optimized dispersion curves have been developed. However, the guided waves were not sufficiently sensitive to low interfaces in this configuration, where adhesives are thin, and an uncertainty of material thickness is tolerated. Therefore, control methods based on the non-linear interaction between a high amplitude ultrasonic wave and a defect are proposed. To detect and quantify these non-linearities, sufficiently energetic ultrasound must be generated, which generally involves the use of potentially intrinsically non-linear electronic power devices. To overcome these technological limitations, a dedicated device is proposed, using transducers powered under low voltage and placed on a reverberant object. The emission of complex signals previously established by calibration makes it possible to concentrate acoustic energy temporally and spatially, to generate after time reversal ultrasonic particle movements of high amplitude on the surface of the controlled sample. To validate this approach, the device is used to control glued interfaces in which different types of gluing defects have been introduced: pollution (PTFE particles, release agent, fingerprints, etc.), insert. The samples are finally mechanically tested to assess the sensitivity of the interface resistance to the presence of these defects.

**Keywords :** NDT, acoustic, guided waves, nonlinear, chaotic cavity

---

UNIVERSITÉ DE BORDEAUX

École doctorale **Sciences Physique de l'Ingénieur**

Unité de recherche CEA/LIST/DISC/LMC

Thèse présentée par **Paul ZABBAL**

Soutenue le **6 décembre 2018**

En vue de l'obtention du grade de docteur de l'Université de Bordeaux

Discipline **Mécanique**

Spécialité **Acoustique**

# Conception d'un dispositif de contrôle non-destructif par ultrasons de structure collée exploitant une cavité réverbérante à retournement temporel

Thèse dirigée par    Julien JUMEL            directeur  
                                 Guillemette RIBAY    co-encadrante  
                                 Anissa MEZIANE       co-encadrante

## Composition du jury

<i>Rapporteurs</i>	Claire PRADA	Directrice de recherche au CNRS à l'Institut Langevin
	Stefan CATHELIN	Directeur de recherche au Lab- TAU INSERM Lyon
<i>Examineurs</i>	Olivier BOU MATAR	Professeur IEMN Villeneuve- d'Ascq
	Mathieu RENIER	MCF à l'Université de Bordeaux
<i>Invité</i>	Nicolas CUVILLIER	Ingénieur-Chercheur à Safran Composite
<i>Directeurs de thèse</i>	Julien JUMEL	MCF HDR à l'Université de Bor- deaux
	Guillemette RIBAY	Ingénieur-chercheure au CEA- List
	Anissa MEZIANE	MCF HDR à l'Université de Bor- deaux



**Mots clés :** cnd, acoustique, ondes guidées, non-linéaire, cavité chaotique

**Keywords:** ndt, acoustic, guided waves, nonlinear, chaotic cavity



FC FF FF



**CONCEPTION D'UN DISPOSITIF DE CONTRÔLE NON-DESTRUCTIF PAR ULTRASONS DE STRUCTURE COLLÉE EXPLOITANT UNE CAVITÉ RÉVERBÉRANTE À RETOURNEMENT TEMPOREL****Résumé**

Le collage suscite un intérêt important pour remplacer les techniques traditionnelles d'assemblage, car il permet d'alléger les structures via une meilleure répartition des contraintes, et également de limiter les contraintes liées à l'assemblage de matériaux différents. Cependant, l'absence de technique de contrôle non destructive robuste de la qualité du collage et plus particulièrement de l'adhésion freine son développement en particulier dans le domaine aéronautique. Dans ce travail une méthode d'inspection ultrasonore d'interfaces collées qui doit révéler des défaut d'adhésion est proposée. Cette technique est validée sur un système représentatif d'applications industrielles, à savoir une liaison entre substrats métalliques liés par un adhésif époxy en film de faible épaisseur. Des défauts ont été introduits au sein de l'interface adhésive (dans l'adhésif ou à l'interface adhésif/substrat) de façon à simuler des défauts rencontrés en environnement industriel. Afin d'améliorer les capacités de détection des méthodes ultrasonores linéaires usuelles, des algorithmes de reconstruction des courbes de dispersion optimisés ont été développés. Cependant, les ondes guidées ne se sont pas montrées suffisamment sensibles à des interfaces faibles dans cette configuration, pour des adhésifs de faible épaisseur et lorsqu'une incertitude des épaisseurs des matériaux est tolérée. Dès lors, des méthodes de contrôle reposant sur l'interaction non-linéaire entre une onde ultrasonore de forte amplitude et un défaut sont proposées car moins système dépendant. Pour détecter et quantifier ces non-linéarités, des ultrasons suffisamment énergétiques doivent être générés, ce qui implique généralement l'usage de dispositifs électroniques de puissance potentiellement intrinsèquement non-linéaires. Pour contourner ces limitations technologiques, un dispositif dédié est proposé, utilisant des transducteurs alimentés sous tension faible et placés sur un objet réverbérant. L'émission de signaux complexes préalablement établis par étalonnage permet par retournement temporel de concentrer l'énergie acoustique temporellement et spatialement, pour générer des déplacements particulières ultrasonores de fortes amplitudes à la surface de l'échantillon contrôlé. Pour valider cette approche, le dispositif est utilisé pour contrôler des interfaces collées au sein desquelles différents types de défauts de collage ont été introduits : pollutions (particules de PTFE, démoulant, trace de doigt, etc.), insert. Les échantillons sont finalement testés mécaniquement pour évaluer la sensibilité de la résistance des interfaces à la présence de ces défauts.

**Mots clés :** cnd, acoustique, ondes guidées, non-linéaire, cavité chaotique

---

**Abstract**

Bonding is of great interest to replace traditional assembly techniques, as it makes it possible to lighten structures, through a better distribution of stresses but also to limit the stresses associated with assembling different materials. However, the lack of a robust non-destructive control technique for bonding quality and more particularly adhesion slows down its development, particularly in the aeronautical field. In this work an ultrasonic inspection method of glued interfaces which should reveal defects in adhesion is proposed. This technique is validated on a system representative of industrial applications, metal substrates bonded by a thin film epoxy adhesive. Defects have been introduced into the adhesive interface (in the adhesive or at the adhesive/substrate interface) in order to simulate defects encountered in an industrial environment. In order to improve the detection capabilities of conventional linear ultrasonic guided waves methods, algorithms for reconstructing optimized dispersion curves have been developed. However, the guided waves were not sufficiently sensitive to low interfaces in this configuration, where adhesives are thin and an uncertainty of material thickness is tolerated. Therefore, control methods based on the non-linear interaction between a high amplitude ultrasonic wave and a defect are proposed. To detect and quantify these non-linearities, sufficiently energetic ultrasound must be generated, which generally involves the use of potentially intrinsically non-linear electronic power devices. To overcome these technological limitations, a dedicated device is proposed, using transducers powered under low voltage and placed on a reverberant object. The emission of complex signals previously established by calibration makes it possible to concentrate acoustic energy temporally and spatially, to generate after time reversal ultrasonic particle movements of high amplitude on the surface of the controlled sample. To validate this approach, the device is used to control glued interfaces in which different types of gluing defects have been introduced: pollution (PTFE particles, release agent, fingerprints, etc.), insert. The samples are finally mechanically tested to assess the sensitivity of the interface resistance to the presence of these defects.

**Keywords:** ndt, acoustic, guided waves, nonlinear, chaotic cavity

---



# Sommaire

Résumé	vii
Sommaire	ix
Liste des tableaux	xi
Table des figures	xiii
Introduction	1
1 État de l'art du contrôle des assemblages collés	5
2 Contrôle par ondes guidées linéaires d'un assemblage collé	25
3 Vers l'acoustique non-linéaire : optimisation d'une cavité chaotique	49
4 Contrôle non-destructif d'assemblages collés et tests mécaniques	75
Conclusion	109
Bibliographie	113
A Calcul de l'énergie des courbes de dispersion avec la méthode MUSIC	123
B Comparaisons des méthodes : MUSIC, Root-MUSIC, maximum de vraisemblance et ESPRIT	125
C Réflexion sur une méthode CND unilatérale : Sélection de modes d'ondes guidées	129
D Rapport du traitement de surface des substrats de titane fourni par Protec	135
Table des matières	139



# Liste des tableaux

1.1	Récapitulatif des avantages et inconvénients des méthodes récentes par rapport à la sensibilité aux défauts d'adhésion dans un assemblage collé; la connaissance des matériaux correspondant ici à la nécessité de connaître les constantes élastiques et l'épaisseur des adhérents, voire aussi de l'adhésif pour réaliser l'inversion des raideurs d'interface. . . . .	24
2.1	Propriétés mécaniques des matériaux utilisés dans les simulations avec SAFE. . . . .	41
2.2	La distance théorique (estimée par calcul SAFE) entre deux modes ( $\delta k[\text{mm}^{-1}]$ ) en nombre d'ondes pour mesurer des variations dans les courbes de dispersion (modes de Lamb) entre un échantillon référence et un échantillon avec différentes caractéristiques : présence d'un défaut d'adhésion faible à une interface, un échantillon avec une épaisseur adhérent +5% et un avec une épaisseur d'adhésif +10%. . . . .	45
3.1	Évaluation des diverses méthodes d'optimisations de l'opération de retournement temporel sur notre cavité chaotique. . . . .	59
3.2	Les diverses optimisations de l'opération de retournement temporel sur une cavité chaotique en fonction de leur amplitude et d'un critère spatial et temporel, avec une MLS comme signal d'apprentissage à 500kHz. . . . .	74



# Table des figures

1	Exemple d'utilisation de collage avec le moteur Leap. . . . .	2
1.1	Répartition des contraintes ( $\tau$ ) dans le cas de joints collés et de joints rivetés. . . . .	6
1.2	Schéma d'une interphase substrat/adhésif [9]. . . . .	7
1.3	Schéma global de la réalisation d'un assemblage collé [10]. . . . .	8
1.4	Illustration de l'ancrage mécanique. . . . .	9
1.5	Les différents modes de rupture possibles d'un assemblage collé. . . . .	10
1.6	Exemple de défauts possibles : <i>cohésif</i> , <i>adhésif</i> [12]. . . . .	10
1.7	Exemple de tests mécaniques : un test DCB et un test en cisaillement simple. . . . .	11
1.8	(a) Schéma de l'interaction laser-matière pour générer une onde de choc dans un assemblage collé. (b) Diagramme temps-position représentant la propagation unidimensionnelle d'une onde de choc laser dans le cas d'un joint collé avec sollicitation au niveau d'un adhérent. (c) Même diagramme lorsque la sollicitation est créée au niveau de l'interface [49]. . . . .	14
1.9	Différents schémas de modélisation d'un assemblage collé : bicouche avec raideurs, tricouche parfait, tricouche avec raideurs. . . . .	15
1.10	Exemples de protocoles utilisés pour faire de l'inversion de raideurs d'interfaces à l'aide de mesures en ondes de volume dans un assemblage collé. . . . .	16
1.11	Schéma tridimensionnel d'une plaque d'épaisseur $h$ . . . . .	17
1.12	Exemple de dispositif de contrôle par OG d'un assemblage collé présentant une géométrie lapjoint. . . . .	17
1.13	Procédé de contrôle d'un assemblage collé par ondes de Lamb fuyantes [62]. . . . .	18
1.14	Les courbes de dispersion d'une plaque de Duralium d'épaisseur 1.5mm. . . . .	19
1.15	Schéma de principe de la NWMS. . . . .	21
1.16	La fréquence de résonance en fonction de différents niveau d'excitation dans le cas d'un composite intact (à gauche) ou endommagé (à droite) [85]. . . . .	22
1.17	Les deux différentes acquisitions possibles pour l'interaction non-colinéaire [93]. . . . .	23
2.1	Ondes de Lamb a) symétriques et b) antisymétriques. . . . .	26
2.2	Courbes de dispersion simulées d'une structure tricouche collée (2mm ; 0.1mm ; 2mm). . . . .	27
2.3	Courbes de dispersion issues de la TF-2D d'une acquisition sur un joint de titane collé, et vue en coupe selon l'axe des fréquences à la fréquence centrale du transducteur (15 MHz). . . . .	28
2.4	Dispositif expérimental en vue de réaliser une image des courbes de dispersion par la méthode dite SVD : capteur multi-éléments posé sur un échantillon à faces parallèles. . . . .	29
2.5	Courbes de dispersion extraites en utilisant la méthode SVD sur l'assemblage collé à base de titane pour trois différents nombre d'émetteur respectivement de gauche à droite : 10,20 et 40. . . . .	30

2.6	Courbes de dispersion extraites en utilisant la méthode S-SVD sur l'assemblage collé à base de titane pour trois différents nombre d'émetteurs respectivement de gauche à droite : 10,20 et 40. . . . .	31
2.7	Vue en coupe des courbes de dispersion à fréquence fixée lors d'une mesure avec un traducteur linéaire 15 MHz à 128 éléments sur un assemblage collé à base de titane, obtenus par trois post-traitements différents : bi-fft, SVD, et S-SVD. . . . .	31
2.8	Courbes de dispersion expérimentales obtenues avec l'algorithme MUSIC avec 20 émetteurs sur l'assemblage collé à base de titane. . . . .	33
2.9	Vue en coupe des courbes de dispersion en nombre d'ondes en fonction de la méthode d'imagerie à deux fréquences fixes sur l'assemblage collé de titane. . . . .	34
2.10	Courbes de dispersion dans le cas d'un assemblage collé à base de composite, obtenues à gauche par la méthode SVD (amplitude allant jusqu'à -30dB), et à droite par l'algorithme MUSIC étendu. . . . .	34
2.11	Résolution en nombre d'ondes à deux fréquences données en fonction de la méthode d'imagerie sur un assemblage collé à base de composites. . . . .	35
2.12	Courbes de dispersion calculées avec l'algorithme MUSIC sur l'assemblage collé à base de titane avec trois cas présents, de gauche à droite : 1, 10 et 30 émetteurs. . . . .	35
2.13	Valeurs propres de la matrice de covariance dans le cas d'une acquisition à 20 émetteurs (108 récepteurs) pour l'assemblage collé à base de titane. . . . .	36
2.14	Comparaison des courbes de dispersion obtenues par MUSIC multi-émetteurs lors d'une acquisition sur deux assemblages collés à base d'aluminium : cas référent ( <i>rouge</i> ) et cas avec un défaut d'adhésion ( <i>bleu</i> ). . . . .	38
2.15	Comparaison des courbes de dispersion obtenues par MUSIC multi-émetteurs lors d'une acquisition sur deux assemblages collés à base de titane : cas référent ( <i>rouge</i> ) et cas avec un défaut d'adhésion ( <i>bleu</i> ). . . . .	38
2.16	Comparaison des courbes de dispersion obtenues avec l'algorithme MUSIC sur données expérimentales obtenues sur des échantillons collés à base de titane avec deux épaisseurs d'adhésif différentes : 140 $\mu$ m ( <i>rouge</i> ) et 280 $\mu$ m ( <i>bleu</i> ). . . . .	39
2.17	Maillage avec SAFE d'un assemblage collé. . . . .	40
2.18	Modèle rhéologique de la colle avec distribution surfacique des ressorts au niveau des interfaces, utilisé pour les simulations SAFE. . . . .	41
2.19	Courbes de dispersion (ondes de Lamb) simulées dans le cas des échantillons à base d'aluminium pour différentes épaisseurs d'adhérent (à gauche) et d'adhésif (à droite). . . . .	42
2.20	Courbes de dispersion simulées sur des assemblages collés à base d'aluminium (modes SH) pour différentes épaisseurs de substrat (à gauche) et d'adhésif (à droite). . . . .	42
2.21	Courbes de dispersion de modes de Lamb simulées dans le cas des échantillons à base d'aluminium pour un échantillon référent, et deux échantillons avec dégradation de l'adhésion au niveau de l'interface supérieure, dans deux bandes-passantes différentes. . . . .	43
2.22	Courbes de dispersion (modes SH) simulées dans le cas des échantillons à base d'aluminium pour un échantillon référent, et deux échantillons avec dégradation de l'interface supérieure. . . . .	44
2.23	Courbes de dispersion simulées dans le cas des échantillons à base de titane pour différentes épaisseurs d'adhérent (à gauche) et d'adhésif (à droite). . . . .	45
2.24	Courbes de dispersion simulées dans le cas des échantillons à base de titane pour un échantillon référent, et deux échantillons avec dégradation de l'interface supérieure à deux bandes-passantes différentes. . . . .	46
2.25	Courbes de dispersion (modes SH) simulées dans le cas des échantillons à base de titane pour un échantillon référent, et deux échantillons avec dégradation de l'interface supérieure. . . . .	47

3.1	Schéma du principe de retournement temporel avec a) la première étape de l'opération avec émission au niveau du point source, b) l'étape de focalisation au niveau du point source. . . . .	51
3.2	Schéma du principe de retournement temporel à l'aide de miroirs à retournement temporel avec a) la première étape d'émission par un point source A, b) l'étape de focalisation au niveau du point source. . . . .	51
3.3	Schéma du principe de retournement temporel dans une cavité chaotique avec a) première étape de l'opération avec l'émission au niveau du point source A, b) l'étape de focalisation au niveau du point de réception B. . . . .	53
3.4	Amplitude normalisée par rapport au maximum au temps de focalisation du déplacement normal dans un demi-cylindre d'aluminium à trois instants différents, avec $t=0\mu s$ correspondant au temps de focalisation. . . . .	53
3.5	Six modes propres de vibration d'un demi-cylindre d'aluminium (l'amplitude de vibration est représentée en couleur). . . . .	54
3.6	Mesure du contraste temporel lors de l'étape de focalisation. . . . .	56
3.7	Dispositif expérimental utilisé pour l'évaluation de l'efficacité des différentes optimisations du RT. . . . .	57
3.8	Schéma du procédé de filtre inverse spatio-temporel (à M sources et N récepteurs). . . . .	58
3.9	Exemple de signaux émis lors de l'étape de refocalisation pour un procédé de Retournement Temporel ou pour du Filtre Inverse, dans le domaine fréquentiel. . . . .	58
3.10	Cartographies du déplacement normal mesuré par laser après soit RT standard, soit RT à un bit, soit filtre inverse. . . . .	60
3.11	Autocorrélation d'un signal MLS d'ordre 4. . . . .	62
3.12	Configuration simulée (SimSonic) : demi-disque en aluminium de 2cm de diamètre, le point rouge correspondant au point de réception et les zones grisées aux PML. . . . .	63
3.13	Différents signaux utilisés (configuration à 1MHz) pour mesurer la réponse impulsionnelle de la cavité, dans le domaine fréquentiel. . . . .	64
3.14	Amplitude du déplacement simulé après RT, l'apprentissage ayant été réalisé avec une impulsion gaussienne et une MLS. Le signal est simulé au niveau du point B comme indiqué sur la figure 3.13. . . . .	64
3.15	Coupe en x du déplacement simulé au temps de la focalisation en utilisant deux signaux différents à l'apprentissage. . . . .	65
3.16	Résultats de simulation 2D-FDTD sans atténuation. Influence du bruit blanc ajouté artificiellement sur les réponses impulsionnelles mesurées à la première étape du retournement temporel : l'amplitude maximum à la focalisation est présentée sur l'image du dessus (RT deuxième étape); l'image du bas correspond au contraste temporel de ces mêmes signaux focalisés. . . . .	66
3.17	Spectre d'amplitude des chirps linéaire et logarithmique utilisés pour la mesure des réponses impulsionnelles. . . . .	67
3.18	Mesures du déplacement normal à la surface de la cavité chaotique après RT avec un capteur à 500kHz pour trois différents signaux employés à l'étape de l'apprentissage des réponses impulsionnelles. Les maxima sont de 40.9 nm pour l'impulsion gaussienne, 41.9 nm pour le chirp et 50.5 nm pour la MLS filtrée. . . . .	67
3.19	Mesures à 500 kHz : le module des transformées de Fourier mesurées avec l'emploi d'une impulsion gaussienne ou d'une MLS filtrée. . . . .	68
3.20	Mesures à 500 kHz du champ mesuré au temps de focalisation avec trois signaux différents utilisés dans la phase d'apprentissage. . . . .	68

3.21 Mesures du déplacement normal à 1 MHz pour trois signaux employés à l'étape de l'apprentissage des réponses impulsionnelles ; les maxima sont de 30.3 nm pour l'impulsion gaussienne, 39.2 nm pour le chirp et 64.4 nm pour la MLS filtrée. . . . .	69
3.22 Mesures à 1 MHz du champ au temps de focalisation pour trois signaux différents exploités dans la phase d'apprentissage. . . . .	69
3.23 Les réponses impulsionnelles mesurées à partir de deux signaux différents : une impulsion Gaussienne et une MLS filtrée. . . . .	70
3.24 Intégration inverse de Schroeder sur trois réponses impulsionnelles mesurées avec : soit une impulsion gaussienne, soit avec une MLS filtrée avec 100 moyennes, soit avec une MLS filtrée avec 1000 moyennes. . . . .	71
3.25 Expériences de RT à 1MHz : influence de l'ajout d'un bruit blanc sur les signaux mesurés dans la phase d'apprentissage. . . . .	72
3.26 Mesures à 1MHz : influence du nombre de moyennes dans la phase d'apprentissage des réponses impulsionnelles sur la seconde étape de l'opération de retournement temporel. . . . .	73
3.27 Réponses impulsionnelles mesurées sur une plaque composite avec un chirp (linéaire) et une MLS filtrée. . . . .	74
4.1 La réaction d'oxydation de la soude sur l'aluminium. . . . .	76
4.2 L'acide nitrique est versé sur les échantillons pour dissoudre la couche noire oxydée. . . . .	77
4.3 Les échantillons trempent dans la solution pendant 10min. . . . .	77
4.4 Les pollutions de surface de différents adhérents. . . . .	78
4.5 Résultats du test du mouillage pour différentes qualités de surface. . . . .	79
4.6 L'étape d'encollage pour les différents substrats : découpe des masques de téflon, dépôt de films d'adhésif et mise sous presse. . . . .	80
4.7 Préparation des substrats avant la cuisson. . . . .	80
4.8 Le cycle autoclave réalisé pour l'AF191. . . . .	81
4.9 Faciès des substrats après test DCB, sur échantillon mal collé (mauvaise mise sous contrainte, à gauche) et échantillon bien collé (bonne mise sous contrainte, à droite). . . . .	81
4.10 Observations microscopiques des tranches des assemblages collés. . . . .	82
4.11 Machine d'essais bi-axes. . . . .	83
4.12 Réponse théorique d'un essai DCB d'une éprouvette. . . . .	84
4.13 Trois photographies à des temps différents d'un test DCB d'un assemblage collé d'aluminium. . . . .	84
4.14 Les courbes issues d'un test DCB sur des échantillons collés référents à base d'aluminium (substrat d'épaisseur 5mm). . . . .	85
4.15 Photographies d'échantillons référents des assemblages collés à base d'aluminium après tests DCB. . . . .	85
4.16 Le procédé de contrôle non-destructif proposé se basant sur une cavité chaotique et le principe de retournement temporel pour émettre une onde de volume de forte amplitude dans un assemblage collé, avec un interféromètre laser pour mesurer d'éventuelles signatures non-linéaires. . . . .	86
4.17 Déroulement du procédé de contrôle d'un assemblage collé : de l'apprentissage des RI à la rétro-propagation. . . . .	87
4.18 Émission d'une onde de volume en exploitant une cavité chaotique. . . . .	88
4.19 Représentation spatio-temporelle en x et y des signaux retournés temporellement sur la cavité. . . . .	89
4.20 Mesures du déplacement normal à l'instant de focalisation, et son contraste après transmission d'un assemblage collé en exploitant le procédé de retournement temporel à 1-bit. . . . .	89

4.21 Coupe uni-dimensionnelle respectivement en $y=4$ , et $x=4$ , du déplacement au temps de focalisation sur la cavité et après transmission d'un assemblage collé. . . . .	90
4.22 Représentation temporelle et fréquentielle du signal MLS utilisé dans l'apprentissage. . . . .	90
4.23 Déplacements mesurés pour réaliser de l'inversion de pulse pour deux points d'acquisition. . . . .	91
4.24 Mesures du signal résiduel après inversion de pulse en temporel et fréquentiel. . . . .	91
4.25 Comparaison de $\beta$ en fonction de la tension pour deux échantillons différents : un sain et un contenant un défaut d'adhésion faible (PTFE) (joints collés constitué de plaques d'aluminium de 2mm d'épaisseur). . . . .	92
4.26 Influence de la taille de la fenêtre temporelle sur la valeur de $\beta$ pour l'échantillon contenant un défaut d'adhésion faible (PTFE) (joints collés constitués d'aluminium de 2 mm d'épaisseur). . . . .	93
4.27 Mesures du paramètre d'acoustique non-linéaire dans le cas d'un échantillon référent et en présence d'un défaut d'adhésion faible. . . . .	94
4.28 $\beta$ au-dessus d'un défaut d'adhésion : l'échantillon est au-dessus collé sans aucune pollution, et sur sa seconde moitié il est pollué. . . . .	95
4.29 Les courbes issues d'un test DCB sur des échantillons collés à base d'aluminium d'épaisseur 5mm, un assemblage collé nominal et un assemblage avec une seconde moitié polluée. . . . .	95
4.30 Substrats après test DCB appliqué à un assemblage collé contenant sur une moitié de sa surface une pollution au PTFE. . . . .	96
4.31 Comparaison des transformées de Fourier des signaux résiduels pour l'échantillon avec un défaut de démoulant localisé pour un assemblage collé à base d'aluminium. . . . .	97
4.32 Les courbes issues d'un test DCB sur des échantillons collés à base d'aluminium d'épaisseur 5mm contenant des interfaces faible de 10mm et 20mm de longueur. . . . .	97
4.33 Photographies des assemblages collés à base d'aluminium après tests DCB contenant des défauts localisés de téflon. . . . .	98
4.34 Comparaison des paramètres non-linéaires pour les échantillons contenant des traces de doigts, assemblages collés à base d'aluminium. . . . .	99
4.35 Comparaison des non-linéarités pour un échantillon : bien collé (référence), comportant un défaut de type PTFE, ou encore comportant un défaut de type démoulant. . . . .	100
4.36 Évolution du paramètre non-linéaire en fonction du temps de mise sous tension (à 5 V) pour un assemblage collé avec un adhésif de type ElectRelease™. . . . .	100
4.37 Résultats de l'essai DCB sur les échantillons avec l'ElectRelease™ comme adhésif . . . . .	101
4.38 Mesure en transmission sur un assemblage collé à base de titane : signaux refocalisés avant sommation. . . . .	102
4.39 Comparaison des transformées de Fourier (en dB) des signaux résiduels pour l'échantillon avec un défaut de démoulant localisé pour un assemblage collé à base de titane. . . . .	102
4.40 Comparaison du niveau de non-linéarités dans le cas d'assemblages collés à base de titane pour un échantillon nominal, un avec un défaut de type démoulant, et un avec du PTFE. . . . .	103
4.41 Les courbes issues d'un test DCB sur des échantillons collés à base de titane d'épaisseur 1.6mm avec trois différentes conditions surfaciques : un nominal, un échantillon avec une de ses interfaces polluées par du PTFE, et un échantillon pollué par du démoulant. . . . .	103
4.42 Photo des échantillons d'assemblages collés après test DCB avec respectivement de gauche à droite : le cas nominal (sans pollution), l'échantillon avec une interface polluée au PTFE, et le dernier étant l'échantillon avec l'interface polluée au démoulant. . . . .	104
4.43 Schéma du modèle unidimensionnel d'un tricouche contenant une interface non-linéaire (au niveau de $X_-$ et $X_+$ ) et une interface linéaire (au niveau de $X_2$ ) [169]. . . . .	105

4.44	Simulation d'une onde plane avant et après transmission d'un assemblage collé à base d'aluminium avec $P_0=0.16$ MPa. . . . .	106
4.45	Simulation d'une onde plane après transmission d'un assemblage collé à base d'aluminium avec $P_0=0.16$ MPa pour différentes épaisseurs d'adhésif. . . . .	107
A.1	Courbes de dispersion avec l'information d'énergie apportée par deux méthodes différentes : une TF-2D et la méthode MUSIC avec 10 émetteurs pour un échantillon de composite collé. . . . .	124
B.1	Les courbes de dispersion en utilisant la méthode du maximum de vraisemblance. . . . .	125
B.2	Application de trois méthodes d'imageries (MUSIC, root-MUSIC et ESPRIT) de courbes de dispersion sur un assemblage collé (acquisition exploitant 20 émetteurs et 108 récepteurs). . . . .	127
C.1	Configuration utilisée pour la sélection de mode de Lamb : la cavité chaotique est placée sur une plaque d'aluminium couplée par un gel, $p_s$ est la distance entre les sources virtuelles et les ondes propagées sont enregistrées à une distance $d$ de la cavité. Dans les simulations SimSonic, les ondes guidées propagées sont enregistrées à 100 points équidistants ( $p_e = 1$ mm) et les PML sont placées des deux côtés de la plaque. . . . .	130
C.2	Les courbes de dispersion simulées en utilisant SimSonic en 2D et le procédé de RT pour différents modes, utilisant 11 sources virtuelles sur la cavité chaotique. . . . .	131
C.3	Courbes de dispersion calculées à partir d'une simulation Simsonic avec 22 sources virtuelles sur la cavité chaotique : sélection du mode $A_1$ . . . . .	132
C.4	Les deux étapes pour la sélection en mode pur à l'aide du transducteur à cavité chaotique : dans le processus d'apprentissage (RT première étape), un interféromètre laser mesure toutes les réponses impulsionnelles, dans la deuxième étape, un multi-éléments en réception est placé sur la plaque à une distance $d = 10$ mm. . . . .	133
C.5	Courbes de dispersion calculées après l'expérience RT pour la sélection du mode $A_1$ . . . . .	133

# Introduction

Au cours des dernières années, le collage structural a connu un essor industriel important, notamment dans le secteur aéronautique, en raison de ses bonnes performances mécaniques qui permettent d'alléger les structures. De ce fait, il concurrence les techniques traditionnelles d'assemblage mécanique (e.g. utilisation de rivets ou de boulons). Ces bonnes performances mécaniques sont liées à une transmission continue des efforts au sein de la liaison collée. En outre, le collage assure de nombreuses fonctions secondaires (étanchéité, absorption de vibrations, etc.) et constitue par exemple un frein à la corrosion galvanique, ou permet encore de joindre des matériaux de différente nature. Dans d'autres cas, il est incontournable comme pour assembler des composants très minces ou fragile (électronique, verre, etc.). De fait, le collage est déjà couramment utilisé pour l'assemblage de polymères renforcés de fibres de carbone (CFRP) dans les structures secondaires en aéronautique, matériaux qui sont de plus en plus présents avec par exemple 53% de composite dans l'Airbus A350. Dans le domaine de la motorisation aéronautique ou plus généralement des équipements aéronautiques, il est également largement employé. Les bords d'attaque de pales d'hélicoptère ou les aubes de soufflante du nouveau moteur Leap-X sont ainsi rapportés par collage sur la structure composite. L'avion A319 neo (figure 1b) est équipé de ce moteur (figure 1a) et son premier vol a eu lieu récemment, en 2017, de sorte que ce collage est déjà certifié.

Cependant, le collage n'a pas encore été adopté pour l'application dans les joints structuraux dits critiques sur structures primaires, où il doit assurer seul la transmission de l'ensemble des efforts [1]. Les exigences actuelles en matière de certification dans le domaine aéronautique de même que dans les autres secteurs du transport (ferroviaire, etc.) sont contraignantes, et il est nécessaire de fournir la preuve qu'aucun risque humain n'est encouru dans le cas d'une défaillance mécanique. Les assemblages doivent répondre à ces exigences. Dans le cas de structures primaires dont la rupture engendre une ruine catastrophique, il doit être démontré que les charges ultimes (charge maximale susceptible d'être rencontrée sur la durée d'exploitation) peuvent être supportées par la liaison, en incluant les effets de vieillissement. Les moyens de justification imposent de disposer de techniques de contrôle non destructives (CND) fiables permettant de valider en phase et/ou à l'issue de la phase d'assemblage, mais également en exploitation, que les performances mécaniques de la liaison collée ne sont pas dégradées en dessous d'un seuil critique de sollicitation mécanique. Une telle dégradation a lieu lorsque des défauts apparaissent dans l'assemblage. Ces défauts sont cohésifs lorsqu'ils apparaissent au sein même de l'adhésif (e.g. porosités, manque de colle etc.), ou adhésifs quand ils sont à l'interface substrat/adhésif (e.g. pollution d'interface). Ce sont les défauts adhésifs qui sont les plus critiques pour l'industrie.

Il est alors nécessaire de développer une méthode qui puisse évaluer la qualité de l'adhésion, que ce soit à l'issue de la phase de fabrication ou pendant la vie du joint collé. Cette méthode doit, en outre, être non-destructive afin de ne pas altérer ladite structure. Dans cet objectif, de nombreuses méthodes ont été étudiées dans le passé, de la thermographie aux rayons X. Parmi elles, les ondes ultrasonores semblent particulièrement prometteuses car elles permettent de solliciter mécaniquement l'interface



(a) L'avion A319 neo en vol.



(b) Bord d'attaque de l'aube du moteur Leap.

FIGURE 1 – Exemple d'utilisation de collage avec le moteur Leap.

de sorte qu'une caractérisation mécanique du comportement de cette même interface serait possible. Les travaux présentés dans ce mémoire ont pour objectif de développer une instrumentation spécifique permettant de qualifier l'intégrité d'une interface collée révélant en particulier les défauts d'adhésion. Dans ce contexte, un dispositif expérimental spécifique associé à des techniques de traitement de signal plus fines ont été mises en œuvre. Plutôt que d'étudier des interfaces collées trop modèles qui ignorent les difficultés observées sur des composants industriels (substrats et épaisseur de colle fins, matériaux absorbants, etc.), nous avons choisi d'étudier un collage mis en œuvre sur pièce aéronautique au moyen d'un film époxy. Nous nous intéressons donc à des échantillons représentatifs d'un cas d'étude industriel, c'est-à-dire des substrats métalliques fins (de 1.5mm à 5mm), et un adhésif industriel (AF191) de 100 $\mu$ m d'épaisseur.

Dans le chapitre 1, les problématiques associées au collage sont présentées, de même que les défauts pouvant apparaître au sein d'un assemblage collé ainsi que leur nature. Puis, une étude bibliographique introduit les différentes méthodes de CND qui ont été utilisées par le passé pour la caractérisation de l'adhésion ou la détection de défauts cohésifs. En fonction de leurs caractéristiques et de leurs limitations, plusieurs méthodes sont considérées comme prometteuses et le choix est fait d'étudier tout d'abord le potentiel d'une méthode de contrôle par ondes élastiques guidées.

Ainsi, dans le chapitre 2, la sensibilité des courbes de dispersion des modes de Lamb aux défauts d'adhésion est étudiée expérimentalement et numériquement. Nous nous intéressons tout d'abord à l'étude des différentes méthodes d'imagerie de courbes de dispersion existantes et de leurs limites. De ce fait, une nouvelle méthode basée sur l'algorithme MUSIC (MUltiple Signal Classification [2]) est développée pour augmenter la résolution de ces courbes et obtenir un gain en information. Puis, la sensibilité des courbes de dispersion au comportement des interfaces est étudiée numériquement, celles-ci étant modélisées comme une couche élastique liée aux substrats au moyen de ressorts de tension et cisaillement. On observe que l'influence des raideurs d'interface sur les courbes de dispersion est trop faible au regard des incertitudes liées aux caractéristiques du système (épaisseur, propriétés de l'adhésif et des substrats). Nous faisons alors le choix de nous orienter vers une autre méthode de CND qui nécessiterait a priori moins d'hypothèses contraignantes et qui présente une sensibilité plus évidente aux seules propriétés de l'interface : l'acoustique non-linéaire.

Pour mesurer des non-linéarités de contact, il est nécessaire de générer des déplacements particuliers d'ondes élastiques de fortes amplitudes. La mise en œuvre de ces méthodes nécessite généralement l'emploi d'amplificateurs haute puissance pour alimenter les transducteurs. Cependant,

cette instrumentation produit elle-même des effets non linéaires qui peuvent masquer celles produites par l'interaction de l'onde acoustique avec le défaut. Pour éviter ces phénomènes parasites, un dispositif a été conçu ici afin de concentrer temporellement et spatialement une onde ultrasonore émise pendant une longue durée dans un milieu réverbérant. Pour cela, le principe du Retournement Temporel (RT) est employé et les algorithmes permettant sa mise en œuvre améliorés. Ce dispositif, au centre duquel se trouve une cavité chaotique, peut être utilisé comme un émetteur multi-éléments virtuel de forte puissance. Le développement de ce système est présenté au chapitre 3. L'optimisation de l'ensemble du système repose sur l'utilisation de signaux codés dans la phase d'apprentissage des réponses impulsionnelles. On montre alors que le rapport signal sur bruit et l'amplitude du signal mesuré après refocalisation sont ainsi améliorés. En particulier, un facteur 2 est observé sur l'amplitude du déplacement au point focal relativement à une expérience plus classique de retournement temporel où une simple impulsion gaussienne a servi à apprendre les réponses impulsionnelles. De plus, combiné à la technique de codage des signaux dite "1-bit", un déplacement particulière d'une centaine de nanomètres est observé après focalisation en surface de la cavité, lors d'une expérience à une fréquence centrale de 500kHz.

Enfin, dans le chapitre 4, une validation du dispositif pour la détection de défauts de collage sur assemblages représentatifs de cas industriels est proposée. Après avoir présenté en détail les protocoles de traitement de surface et gamme de collage mis en œuvre, les tests destructifs employés pour caractériser l'impact de la dégradation du collage sur les performances mécaniques de l'interface sont présentés. Ces tests confirment la bonne qualité du collage réalisé dans le cas nominal ainsi que la capacité à produire de façon localisée une dégradation engendrant une rupture adhésive. Préalablement aux tests destructifs, le dispositif de contrôle non destructif exploitant la cavité chaotique est utilisé, et des signatures non linéaires associées à la présence des pollutions d'interface sont bien observées.



# État de l’art du contrôle des assemblages collés

## Sommaire du chapitre

<b>1.1 Assemblage collé : généralités</b> . . . . .	<b>5</b>
1.1.1 Les étapes du collage . . . . .	8
1.1.2 Les défauts possibles dans un assemblage collé . . . . .	9
<b>1.2 Échantillons étudiés dans le cadre de la thèse</b> . . . . .	<b>11</b>
<b>1.3 Les méthodes de CND d’assemblage collé</b> . . . . .	<b>12</b>
1.3.1 Les méthodes n’exploitant pas l’acoustique pour le CND d’assemblage collé . . . . .	12
1.3.2 Méthodes de CND acoustique (linéaire) . . . . .	13
1.3.3 Méthodes de contrôle par onde ultrasonore non linéaire . . . . .	19
<b>1.4 Conclusion</b> . . . . .	<b>23</b>

Le travail présenté dans ce manuscrit a pour objectif le développement d’une technique de contrôle permettant de révéler des défauts au sein de liaisons structurales réalisées par collage. Avant d’engager un tel développement, il convient de décrire la structure d’une interface collée pour comprendre la nature, les dimensions et les comportements des défauts qui sont susceptibles d’engendrer un abattement sur les efforts transmissibles par l’interface. Par ailleurs, un grand nombre de techniques de contrôle destructives ou non sont déjà employées pour évaluer la qualité des interfaces. Dans le domaine du Contrôle Non-destructif (CND), des premiers articles ont été consacrés à ce sujet dès les années 70-80 (TATTERSALL [3], ROKHLIN [4]) et la littérature sur le sujet est riche. Nous recenserons ici les techniques les plus pertinentes en nous intéressant plus particulièrement aux méthodes ultrasonores. Compte tenu du nombre de publications disponibles sur ce sujet, il n’est pas possible d’en établir une liste exhaustive et nous préférons reporter les résultats importants obtenus ces dernières années.

## 1.1 Assemblage collé : généralités

Si le collage est aujourd’hui présenté comme une technique d’assemblage novatrice, il est en réalité au même titre que le coincement ou la ligature la technique d’assemblage la plus ancienne utilisée par l’homme. Cependant sous sa présente forme, le collage connaît un essor industriel important depuis le siècle dernier. De nos jours, le collage est utilisé pour un vaste champ d’application : électronique/téléphonie, transport mais également le secteur médical ou le génie civil sont utilisateurs de cette technique. La part du collage structural dans le domaine de l’assemblage structural croît

régulièrement au détriment des techniques traditionnelles telles que le rivetage ou le soudage du fait de nombreux avantages tant économiques que techniques ou encore esthétiques. Parmi les principaux, on citera [5, 6] :

- Une répartition plus régulière des contraintes au sein du joint.
- Un allègement de 30-40% des liaisons à isorésistance/isodurée de vie.
- La possibilité d'assembler des matériaux différents (e.g. métal/composite, métal/plastique).
- Une réduction des coûts de production.
- La possibilité de réaliser des collages sur des structures minces, ou des structures à géométrie complexe.

La figure 1.1 illustre l'amélioration apportée par l'utilisation d'une liaison continue (cf. figure 1.1a) en termes de répartition des contraintes comparativement au cas d'une liaison réalisée au moyen de fixations mécaniques (cf. figure 1.1b). La présence d'un perçage engendre une concentration de contrainte multipliée par 3 au droit du trou qui nécessite d'augmenter localement l'épaisseur des pièces. En outre, une liaison continue permet également un accroissement de la raideur de la liaison tout en assurant un ensemble de fonctions secondaires (étanchéité, absorption de vibration, etc.) qui contribuent également à l'allègement de la liaison.

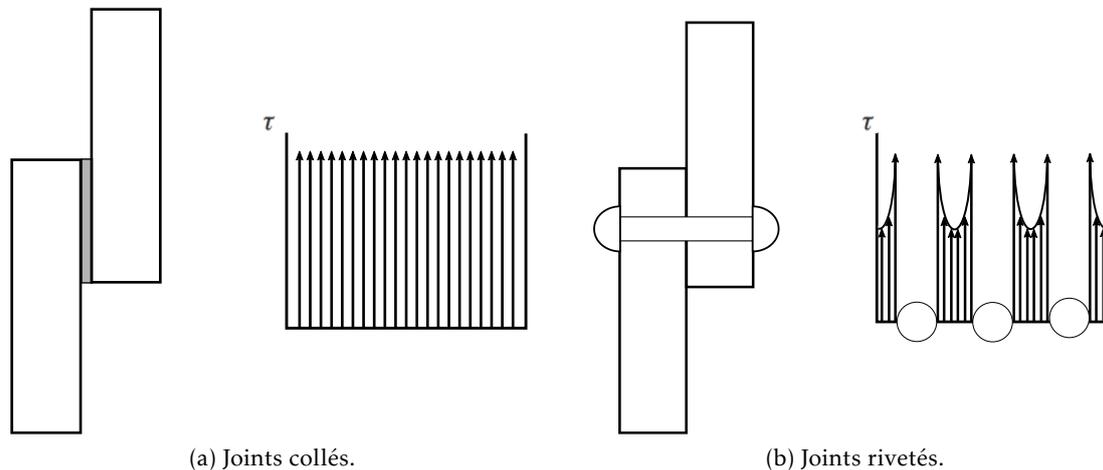


FIGURE 1.1 – Répartition des contraintes ( $\tau$ ) dans le cas de joints collés et de joints rivetés.

Si les avantages du collage sont connus, ses limitations le sont tout également. En particulier, les liaisons collées présentent une résistance et une durée de vie limitée en environnement physico-chimique agressif (température élevée, humidité). Mais surtout, une liaison collée présente par essence une tolérance aux dommages assez limitée, puisqu'aucun report de charge n'est possible si l'interface adhésive rompt. Les liaisons collées sont pour cette raison toujours réputées peu fiables/robustes, d'autant plus que la présence de défauts (adhésifs/cohésifs) au sein de l'interface est susceptible d'engendrer une diminution significative de résistance de l'assemblage associée à un mode de rupture brutal. De ce fait, cette technologie d'assemblage ne peut être employée dans le domaine du transport pour la réalisation de pièces critiques dont la ruine engendrerait un accident catastrophique (cf. pièces primaires en aéronautique) [1] sauf à mettre en place des procédures de certification associées à un contrôle qualité en production extrêmement sévères. En effet, la certification de pièces primaires en aéronautique impose des critères de conception difficiles à satisfaire par les assemblages collés puisqu'il faut démontrer par le calcul ou l'expérience au moins l'un des trois points suivants : les chaînes d'efforts doivent être doublées pour garantir la tenue mécanique aux charges ultimes, des essais de timbrage doivent être réalisés pour garantir la qualité des pièces réalisées, ou encore des techniques de Contrôle Non-Destructif éprouvées doivent permettre la détection de défauts critiques

à l'issue de la fabrication, mais également en phase d'exploitation [1].

Avant de tenter de mettre en place une telle technique, il convient de décrire la structure d'une interface collée et préciser les mécanismes et phénomènes physiques qui permettent la transmission d'effort au travers d'une telle interface. L'*adhésion* recouvre l'ensemble des phénomènes physico-chimiques qui se produisent lorsque l'on met en contact intime deux matériaux de nature potentiellement différente et qui développent une résistance mécanique à la séparation. L'*adhérence* correspond à la résistance mécanique elle-même, c'est-à-dire à la force nécessaire pour séparer deux matériaux réunis par une surface commune [7].

L'*interface* est la surface qui délimite les deux milieux, il s'agit d'une zone frontière marquant une transition brutale des propriétés du milieu. Dans les faits, cette transition s'effectue sur une distance finie que l'on peut désigner par *interphase*, dont l'épaisseur peut varier de quelques couches atomiques dans le cas de l'adhésion directe à plusieurs dizaines de micromètres pour les interphases métal-polymères [8], présentant un gradient de propriétés dans le volume (cf. figure 1.2). La région interfaciale formée entre les deux matériaux est donc le siège d'interactions entre les différents éléments constitutifs de l'assemblage. Les propriétés de l'interphase sont spécifiques à chaque couple substrat/adhésif, ainsi qu'à l'état de surface de chacun d'eux [9].

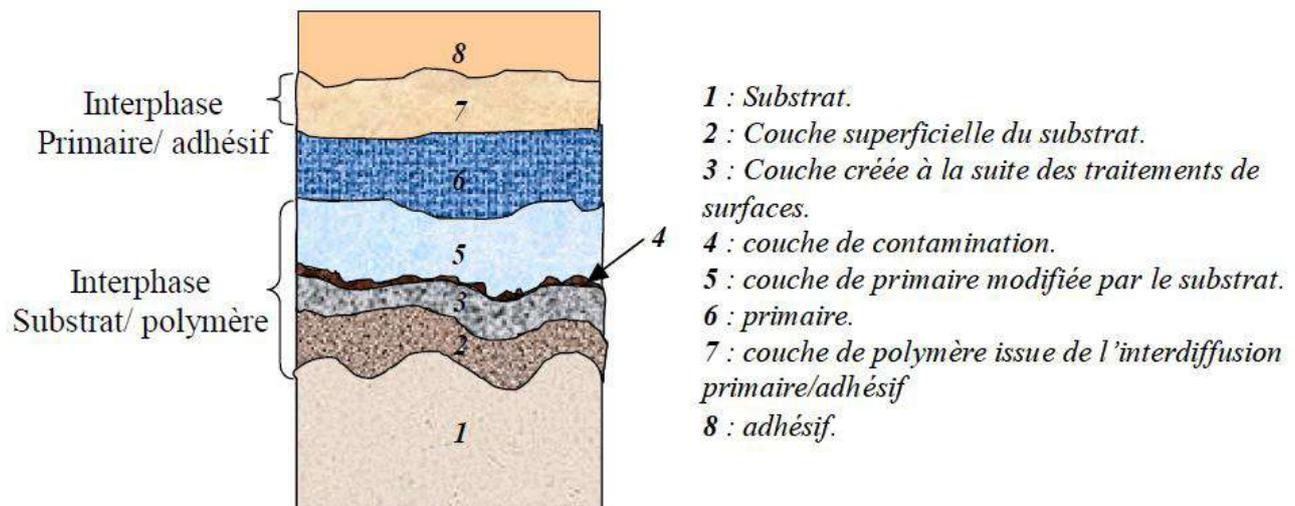


FIGURE 1.2 – Schéma d'une interphase substrat/adhésif [9].

De nombreux types d'adhésifs existent qui se distinguent par leur chimie et leur mode d'action. On distingue ainsi deux familles que sont les AMOP (Adhésif à Mise en Œuvre Physique), et les AMOC (Adhésif à Mise en Œuvre Chimique). Dans le premier cas, l'adhésion entre adhésif et substrat n'est pas produite par la formation de liaison chimique forte mais principalement par des interactions physiques plus faibles ou des mécanismes d'ancrage mécanique (colles thermoplastiques ou solvatées, bande adhésive). Dans le cas des AMOC une réaction chimique se forme au sein de l'adhésif et entre adhésif et substrats pour former le joint collé. Ce type de réaction doit permettre le développement de liaison forte à l'interface métal/polymère de type covalent et permet la transmission de flux de contrainte important. Ce type d'adhésifs est employé dans des collages structuraux industriels auxquels nous nous intéressons ici où le collage est réalisé au moyen d'adhésifs époxy.

### 1.1.1 Les étapes du collage

Pour s'assurer de la reproductibilité de ce procédé d'assemblage il est donc nécessaire de maîtriser non seulement les réactions chimiques qui se développent au sein de l'adhésif mais également à l'interface colle/substrat. La première condition est relativement simple à réaliser via la maîtrise des stœchiométries ou encore des températures de réaction. La seconde condition est plus complexe à maîtriser car elle nécessite de contrôler la nature de la surface sur laquelle est apposée la colle. Pour maximiser l'affinité de cette surface avec l'adhésif et donc la résistance de l'interface créée (adhérence), les surfaces subissent de nombreux traitements mécano-chimiques pour en modifier la morphologie aux différentes échelles et la nature chimique. Des traitements chimiques (bains de nettoyage, décapage, conversion) et/ou physiques (sablage, plasma, laser) sont appliqués à cet effet et augmentent sensiblement la réactivité de la surface. Si ceci la rend propice à l'adhésion, ceci favorise également le dépôt de polluant qui empêche cette même adhésion.

Un grand défi industriel consiste à développer un processus de collage permettant de limiter le plus possible l'introduction de défauts de collage dans les joints de colle. Produire une interface collée de façon reproductible et possédant des performances mécaniques optimisées est une opération délicate. Le collage se fait en plusieurs étapes distinctes. L'ensemble des étapes est représenté sous la forme d'un schéma fourni par COGNARD [10], voir figure 1.3.

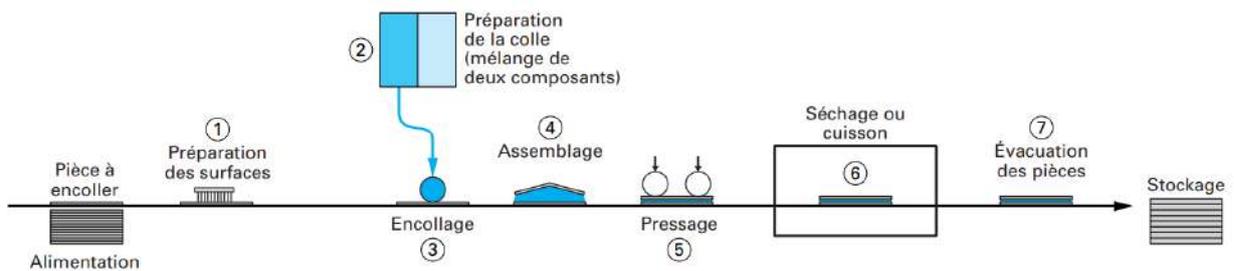


FIGURE 1.3 – Schéma global de la réalisation d'un assemblage collé [10].

La première étape du collage est sans conteste la plus critique et reste au cœur de la thématique adhésion : le traitement de surface des substrats. En effet, les objectifs de cette étape sont multiples : éliminer les saletés et les pollutions organiques, les couches d'oxyde mais aussi augmenter la rugosité du substrat. Les traitements de surface sont spécifiques aux substrats utilisés. Dans la plupart des cas, une des étapes du traitement permet d'optimiser la rugosité propice au développement d'un mécanisme d'ancrage mécanique de l'adhésif dans les aspérités présentes à la surface du substrat [11]. La pénétration de l'adhésif dans les porosités du substrat dépend de plusieurs facteurs, notamment de la tension superficielle et de la viscosité du liquide ainsi que de l'énergie de surface du substrat et de la taille des porosités. A contrario, une rugosité trop importante générerait des cavités contenant de l'air, ce qui empêcherait d'obtenir une bonne adhésion (cf. figure 1.4). Cette théorie d'ancrage mécanique n'est applicable que dans le cas où le substrat présente une surface rugueuse et où l'adhésif imprègne correctement la surface.

Des tests de mouillage permettent de contrôler la réactivité de la surface via l'observation de l'étalement d'un liquide étalon sur la surface. La tension de surface alors mesurée permet de quantifier l'énergie libre (réversible) d'adhésion. Nous mettrons en œuvre cette technique plus loin pour évaluer l'efficacité des techniques de préparation de surface employées dans ce travail. Les adhésifs à mise en œuvre chimique sont des formulations complexes dont la réaction peut être catalysée par

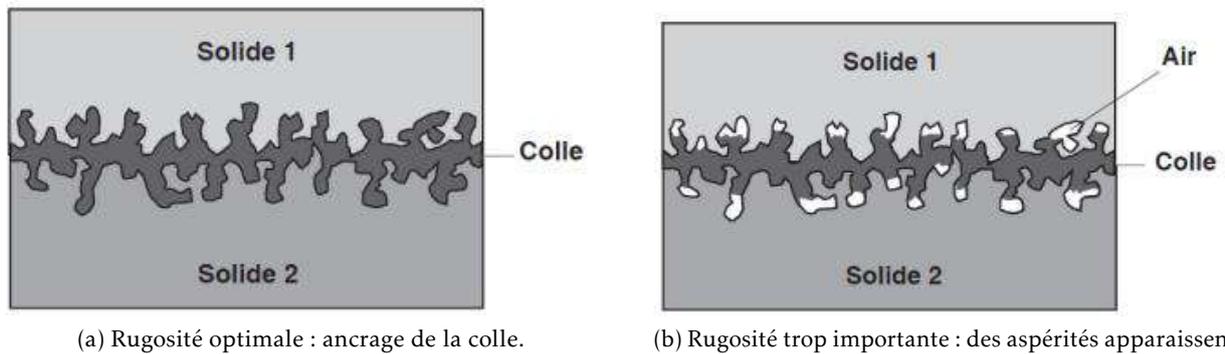


FIGURE 1.4 – Illustration de l'ancrage mécanique.

exemple par l'humidité, ou inhibée par l'oxygène dans le cas des colles anaérobies qui sont des adhésifs mono-composants. La réaction dans les colles époxy ou polyuréthane par exemple est déclenchée par le mélange de la résine base et un durcisseur (colle bi-composants). La stœchiométrie doit être optimisée et respectée pour tenir compte des réactions entre les constituants mais également aux interfaces. Selon le mode de mélange et d'application adopté, de nombreux types de défauts peuvent être introduits à cette étape (porosité aux différentes échelles, zone sous réticulée, etc.). L'adhésif est déposé à la surface d'un ou des substrats avant accostage des pièces et réticulation de l'adhésif. L'accostage des substrats et la réticulation/cuisson des pièces doivent également être maîtrisés de façon à éviter l'apparition de défaut de type porosité voire manque de colle. Des mises sous presse ou des cycles autoclave peuvent être préconisés à cet effet.

L'ensemble de ces étapes doit être respecté point par point pour s'assurer de la bonne qualité du joint collé et minimiser la présence de défauts. Un écart à la procédure à un moment donné du processus peut considérablement dégrader la qualité du joint collé.

### 1.1.2 Les défauts possibles dans un assemblage collé

La présentation de la structure d'une interface collée et des procédés utilisés pour la produire nous a permis d'introduire quelques uns des défauts susceptibles de dégrader sa résistance. Les défauts, y compris les plus dangereux, ne se limitent pas à un simple manque de colle ou à la présence de porosités. Ainsi, la qualité d'un collage nécessite d'assurer une cohésion optimale de l'adhésif (comportement massique) mais surtout une grande adhésion adhésif/substrat (propriété d'interface). On distinguera dès lors les défauts affectant la colle dans son volume et ceux affectant uniquement l'interface colle/substrat (cf. figure 1.6), voire l'interphase au proche voisinage de la surface.

La rupture d'un assemblage collé peut être de différentes natures, caractérisée par le lieu de cette même rupture. Le cas le plus favorable pour la qualification d'un collage est la rupture cohésive au sein du substrat (figure 1.5a) où la rupture n'a pas lieu dans la zone d'assemblage. Ainsi, trois types de rupture nous intéressent dans le cas de ce travail :

1. Une rupture *cohésive* (figure 1.5b) qui s'initie et se propage à l'intérieur même de la colle. Ce cas peut être la conséquence de différents problèmes : la colle peut par exemple être mal réticulée, des porosités peuvent apparaître dans la colle ou encore un des séparateurs des films de colle peut avoir été mal retiré et se retrouver entre plusieurs couches d'adhésif.
2. Une rupture *adhésive* (figure 1.5c) s'initie au niveau de l'interface et se propage uniquement dans cette zone. Ce type de rupture correspond à une faiblesse d'adhésion au niveau de la frontière adhérent/adhésif. De nombreuses causes peuvent générer ce type de rupture tels

qu'une pollution ou un mauvais traitement de surface, dégradant l'ancrage de la colle sur l'adhérent.

- une rupture *mixte* (figure 1.5d) combinant une rupture cohésive qui, par propagation du front de fissure, va rencontrer une interface d'adhésion faible, entraînant ainsi une rupture adhésive.

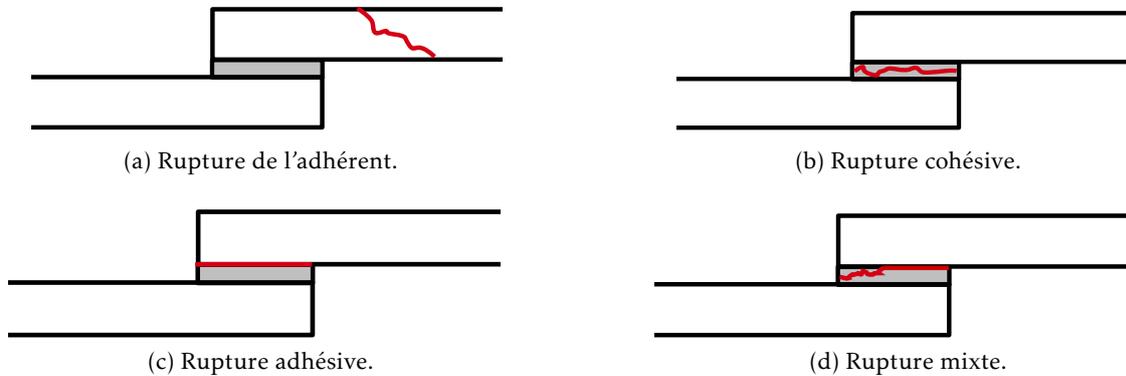


FIGURE 1.5 – Les différents modes de rupture possibles d'un assemblage collé.

Pour être qualifiée, une gamme de collage doit conduire à une rupture cohésive de l'interface collée. En effet, la présence de rupture mixte voire adhésive traduit une préparation de surface non maîtrisée qui engendrera une variabilité importante de la résistance du collage, nominale mais également en service après vieillissement. Ces défauts sont d'autant plus critiques, qu'aucune technique de contrôle n'a aujourd'hui fait ses preuves permettant de les détecter. Ainsi que mentionné précédemment, le seul moyen robuste de s'assurer de la qualité de la production de ces assemblages consiste en un contrôle qualité rigoureux à chaque étape de la production selon un cycle rigoureusement qualifié. Outre le coût de ce contrôle et cette traçabilité de chaque instant, se pose également la question des non conformités qui nécessitent des analyses au cas par cas complexes pour instruire des dossiers de dérogation.

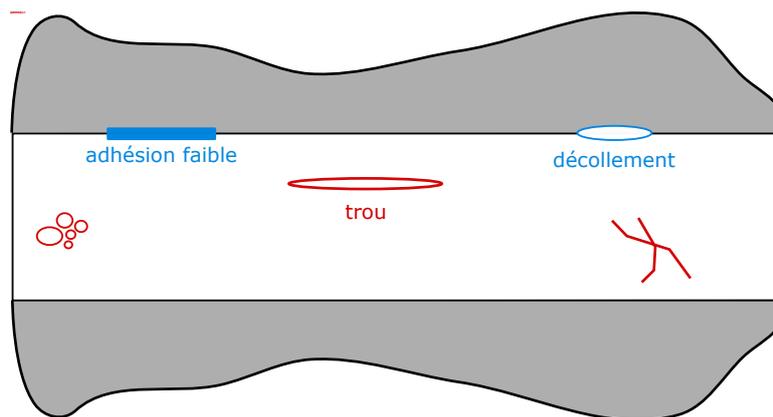


FIGURE 1.6 – Exemple de défauts possibles : *cohésif*, *adhésif* [12].

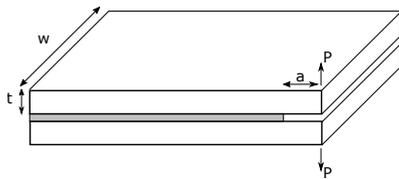
Cette démarche s'appuie également, lorsque c'est possible, sur la réalisation d'éprouvettes suivies qui subissent les mêmes étapes de fabrication que les pièces. Ces éprouvettes sont testées mécaniquement pour mesurer la résistance de l'interface et observer la nature de la rupture. Il est considéré que si l'éprouvette est bien collée, alors l'assemblage collé à incorporer est aussi de bonne qualité. Cependant cette méthode est chronophage et coûteuse, d'autant plus qu'il n'y a pas de garantie

qu'une pollution soit apparue sur un autre échantillon.

De nombreux tests mécaniques peuvent être employés pour caractériser le comportement mécanique d'une interface adhésive. De nombreux tests normatifs sont ainsi définis par les comités ASTM, ISO, EU ... Le choix du test est conditionné par la nature des substrats et le mode de sollicitation appliquée à l'interface.

On distingue essentiellement les tests permettant de mesurer une résistance mécanique exprimée en contrainte ou effort, tels que les essais de traction sur éprouvette de cisaillement simple (résistance en cisaillement) ou collage bout à bout (résistance en traction). Également, des essais de type fissuration où l'adhésif est sollicité de façon très localisée permettent de mesurer le taux de restitution critique de l'interface exprimé en  $J/m^2$ .

Les deux tests les plus fréquemment utilisés pour contrôler un collage mécaniquement sont le test DCB (Double Cantilever Beam, cf. figure 1.7a) qui sollicite en traction (mode I), et le lap shear (cf. figure 1.7b), avec une sollicitation en cisaillement (mode II).



(a) Schéma représentant un test Double Cantilever Beam.



(b) Schéma représentant un test lap shear.

FIGURE 1.7 – Exemple de tests mécaniques : un test DCB et un test en cisaillement simple.

## 1.2 Échantillons étudiés dans le cadre de la thèse

L'objectif de cette thèse est de développer un procédé expérimental de CND d'assemblages collés qui soient représentatifs d'un cas industriel, et de valider le procédé par comparaison avec des tests mécaniques traditionnels. La méthode doit être robuste et industrialisable à terme. Nous nous concentrerons sur des échantillons utilisés dans l'aéronautique. Les adhérents étudiés ici sont métalliques et la colle est l'AF 191U de la société 3M<sup>TM</sup>. La géométrie est de type recouvrement total et nous avons testé deux métaux : du titane (TA6V) et de l'aluminium (Al7075). L'épaisseur du titane est de 1.6mm et celle de l'aluminium est comprise entre 2 et 5mm. L'épaisseur d'adhésif est d'environ  $100\mu m$ , et au plus de  $200\mu m$ , dans les différentes configurations testées. Nous nous intéressons uniquement à des défauts de type adhésion faible, ainsi les défauts volumiques ou cohésifs ne sont pas traités dans le cadre de cette thèse. Les différents défauts sont créés par application de différentes pollutions à l'interface avant l'encollage (après traitement de surface) :

- Spray de téflon (RS<sup>TM</sup>)
- Spray de démoulant (SANSIL SF 772)
- Démoulant (Zyvax<sup>®</sup>) EnviroShield<sup>TM</sup>)
- Traces de doigt

Nous voulons également comparer nos mesures non-destructives à des mesures destructives type DCB afin de valider les procédés de CND qui seront développés dans la thèse. Ainsi, nous avons délibérément choisi de travailler sur des échantillons de dimensions compatibles avec ces tests mécaniques. Les échantillons ont donc une largeur relativement restreinte allant de 10 à 25mm.

### 1.3 Les méthodes de CND d'assemblage collé

Les principales méthodes de CND qui sont actuellement proposées pour la caractérisation de la cohésion et/ou de l'adhésion dans les assemblages collés sont présentées dans cette section. La quantité de travaux sur le sujet est importante, pour s'en assurer il suffit de relever le nombre de thèses conduites en France sur le sujet ces 10 dernières années : [13, 14, 15, 9, 16, 17, 18, 19], parmi tant d'autres. Au vu du nombre important de publications et de travaux consacrés au sujet, et pour une revue complète de l'état de l'art, on se reportera récemment à la synthèse de MAEVA ET AL. [20] ou à celle de EHRHART ET AL. [21], ou plus récemment au premier chapitre de SIRYABE [9]. Après un rappel des grandes familles de méthodes de CND des assemblages collés, nous nous concentrerons plus particulièrement sur l'exposé de cinq méthodes récentes exploitant des ondes mécaniques : les méthodes sans contact de génération d'ondes de choc (LASAT - *LASer Adhesion Test*), les méthodes employant les ondes ultrasonores guidées linéaires, les méthodes employant des modes de Lamb à vitesse de groupe nulle (ou ZGV - *Zero Group Velocity* en anglais) [22], une méthode d'inversion à partir de mesures en ondes planes [23], et pour finir les méthodes exploitant des phénomènes non linéaires.

Nous nous intéressons dans un premier temps aux différentes grandeurs physiques ou défauts que ces méthodes ont permis de mesurer. Ces défauts sont plus ou moins représentatifs d'un défaut industriel, et sont obtenus par exemple par : une absence de colle [24], une mauvaise réticulation [9], l'utilisation de démoulant ou lubrifiant [25], un insert de téflon [26], une contamination / ajout de graisse [27, 28], un mauvais mélange entre la résine et le durcisseur [29], un emprisonnement (volontaire) de bulles d'air [22], une dégradation thermique [30], ou tout simplement un mauvais traitement de surface [31]. Ainsi, certains défauts auront une influence à la fois cohésive et adhésive. Mais le défaut que l'on trouve fréquemment, dans les articles du domaine est *lekissing bond*. Une fois n'est pas coutume, la communauté n'est pas d'accord sur la définition de ce défaut et de nombreuses variantes coexistent : les éléments sont considérés comme en contact mais décollés [32]; le défaut doit être indétectable avec un C-Scan et correspondre à 20% de l'énergie nominale d'un test en cisaillement [33]; il correspond à une faible adhésion ou *zero-volume disbond* [34]; ce sont deux interfaces séparées par un polluant [35]; pour n'en citer que quelques unes.

Il n'est pas chose aisée d'usiner des défauts représentatifs d'un cas industriel, ou n'ayant une influence que sur l'adhésion. Le projet ISABEAU (*Innovating for Structural Adhesive Bonding Evaluation and Analysis with Ultrasounds*) a permis l'étude approfondie de la réalisation d'échantillons étalons parfaitement contrôlés, et de la réalisation de dégradations maîtrisées [36].

#### 1.3.1 Les méthodes n'exploitant pas l'acoustique pour le CND d'assemblage collé

De nombreuses méthodes exploitant divers phénomènes physiques ont été développées pour le contrôle d'assemblages collés. Les grandes familles de méthodes sont les suivantes : la thermographie, la radiographie, les méthodes optiques et TéraHertz. La thermographie consiste à mesurer les gradients de température générés de façon active (méthode endothermique) ou passive (méthode exothermique) [37]. Un assemblage collé ne dégageant pas de chaleur par lui-même, une source de chaleur doit être ajoutée que ce soit à l'aide de lampes halogènes ou de sources mécaniques (vibrothermographie) [38]. La thermographie est dite pulsée lorsqu'une brève impulsion de chaleur est émise (d'une durée de quelques microsecondes à une seconde) à la surface de l'échantillon à tester. La durée de l'impulsion appropriée varie en fonction de l'épaisseur du matériau et de ses propriétés thermiques. L'impulsion émise est absorbée par l'échantillon, ce qui produit une élévation rapide de la température de surface,

suivie d'un déplacement du front thermique généré à travers l'échantillon par conduction. La température de la surface de l'échantillon est ensuite mesurée à l'aide d'une caméra infrarouge. Les défauts cohésifs perturbent le flux thermique dans l'échantillon, ce qui se traduit sur l'image thermique par l'apparition d'un gradient thermique qui se manifeste par des zones de contraste. Ainsi, il est possible de détecter des porosités, des absences de colle, ou la présence d'un corps étranger tel qu'un insert de film de téflon dans un assemblage collé [39, 40, 41, 37, 42, 43]. En revanche lorsque le défaut est adhésif (par exemple ce qui peut être obtenu par contamination à base de graisse de silicone [44]), la méthode atteint ses limites. La thermographie est donc adaptée à la détection de défauts localisés volumiques, mais la thermographie infrarouge ne permet pas aujourd'hui d'évaluer la qualité d'adhésion.

Les rayons X peuvent aussi être utilisés pour la détection de variation d'épaisseur de l'adhésif, en fonction des substrats utilisés et de leur épaisseur [45], tout comme les méthodes électromagnétiques avec la technologie THz [46]. Les méthodes de shearographie ont aussi été employées pour la détection de porosités ou d'inclusions dans les assemblages collés [37]. Ces méthodes ne sont en revanche pas sensibles à des défauts d'adhésion faible et donc ne semblent pas adaptées à notre cas d'étude, correspondant à l'évaluation des propriétés adhésives d'un assemblage collé.

*L*Aser Shock Adhesion Test (LASAT) :

La méthode LASAT consiste en une sollicitation mécanique dynamique du joint collé à l'aide d'une onde de choc générée par un laser. En effet, la focalisation d'un faisceau laser sur un échantillon engendre un échauffement local par absorption. La matière est transformée en un plasma de haute pression (de l'ordre du GPa), ce qui génère une force de réaction très importante et la transmission d'une onde de choc dans l'échantillon testé. Après le tir, il restera une zone ablatée à l'endroit où le rayon laser était focalisé. Un exemple de montage est représenté Figure 1.8. Deux ondes de détente sont créées ; l'onde de choc est suivie d'une onde de détente à l'émission, et l'onde de choc devient une onde de détente réfléchi au bord libre de l'échantillon. Ainsi, lorsque les deux ondes de détente se croisent, elles vont mettre sous tension la matière avec des contraintes en traction. Il est possible de faire varier certains paramètres, notamment la durée de l'impulsion, pour contrôler la localisation de la sollicitation. Ce travail d'optimisation a fait l'objet des travaux de thèse de BARDY [47]. Le contrôle se déroule ensuite ainsi : un contrôle ultrasonore de type C-Scan est réalisé pour vérifier la présence de décollements. Avec cette méthode il est possible de déterminer des dégradations dans des assemblages métalliques ou composites. Cette méthode est néanmoins soumise à quelques conditions pour son bon fonctionnement. En effet il est nécessaire de connaître au préalable les constantes élastiques et les épaisseurs des matériaux pour régler le dispositif de sorte que le croisement des ondes de détente ait bien lieu sur l'interface à contrôler. Les études disponibles n'ont pas vérifié par des tests mécaniques destructifs post-choc l'innocuité du choc dans le cas où la structure était bien collée, à l'exception de DUCOUSSE ET AL. [48] qui via des tests de compressions montre la non-dégradation d'échantillons de composites monolithiques ayant subi un impact laser.

Plus récemment, un dispositif constitué cette fois-ci de deux lasers situés de part et d'autre de l'échantillon permet de réaliser un choc laser symétrique [50], le but étant de contrôler de façon plus fine la localisation de la sollicitation.

### 1.3.2 Méthodes de CND acoustique (linéaire)

Le principe des méthodes de contrôle ultrasonores repose sur l'émission, la propagation, puis la mesure d'une onde ultrasonore dans le volume de la structure à inspecter. Lorsque l'onde ultrasonore rencontre un défaut d'adhésion, la propagation s'en trouve modifiée ainsi que le signal mesuré. D'une façon générale, que ce soit lors d'un contrôle par ondes de volumes ou ondes élastiques guidées, la perturbation du signal est très faible et le défaut d'adhésion n'est détecté et/ou caractérisé que grâce à

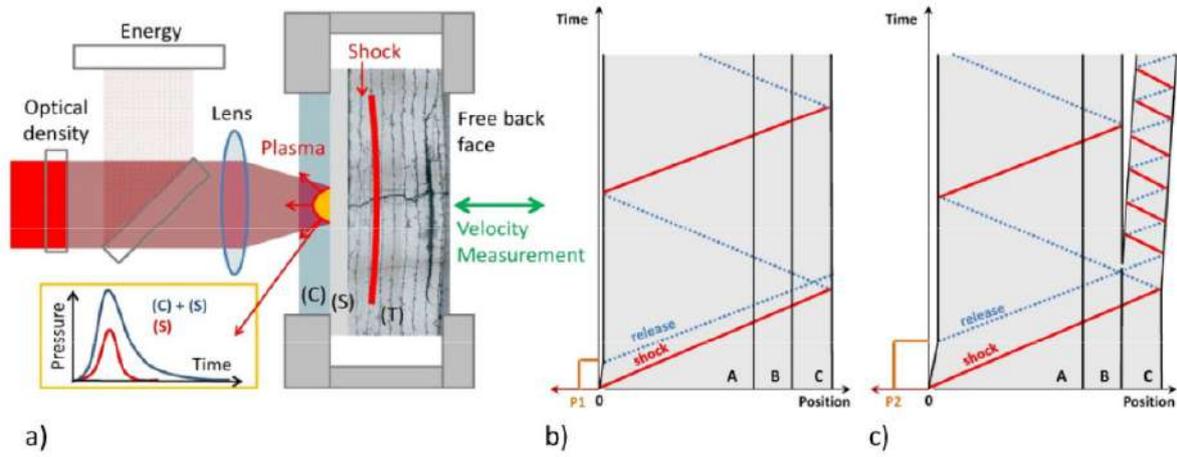


FIGURE 1.8 – (a) Schéma de l'interaction laser-matière pour générer une onde de choc dans un assemblage collé. (b) Diagramme temps-position représentant la propagation unidimensionnelle d'une onde de choc laser dans le cas d'un joint collé avec sollicitation au niveau d'un adhérent. (c) Même diagramme lorsque la sollicitation est créée au niveau de l'interface [49].

une comparaison entre signaux expérimentaux et signaux simulés. Les simulations reposent sur des modèles décrivant à la fois les matériaux et l'adhésion entre les couches. L'adhésion est alors modélisée à l'aide de modèles rhéologiques que nous présentons dans le paragraphe suivant, avant de passer à l'exposé des méthodes de CND exploitant l'acoustique linéaire.

### Les modèles rhéologiques

Une structure tricouches collée peut être modélisée de différentes façons. Sous hypothèse d'interfaces parfaites colle/substrat et en l'absence de dissipation, on trouve par exemple le modèle représenté figure 1.9b dans lequel il y a continuité des contraintes et déformations aux interfaces. Lorsque la colle est d'épaisseur faible devant la longueur d'onde de contrôle, Jones a proposé un modèle rhéologique (voir figure 1.9a), dans lequel une distribution surfacique de ressorts (avec ou sans masse) est insérée entre les deux substrats. Un modèle rhéologique décrivant plus finement la colle et ses interphases a été proposé par JIAO et ROSE [35], cf. figure 1.9c. Ces deux modèles rhéologiques ont été longuement étudiés et validés par le passé (voir par exemple [51, 52]).

Dans le modèle de JIAO et ROSE, les interphases sont modélisées par une distribution surfacique de ressorts. Ces couches d'interphases sont supposées isotropes, et caractérisées par deux raideurs d'interface respectivement longitudinale et transversale notées  $k_L$  et  $k_T$ . Le comportement visco-élastique des interphases peut être également modélisé en introduisant une partie imaginaire à ces raideurs, prenant ainsi en compte les dissipations d'énergie interfaciales, ce qui n'est pas représenté figure 1.9. Les contraintes sont continues aux interfaces, mais lorsqu'une onde franchit une interface colle/substrat, un saut de déplacement apparaît alors. Les contraintes sont notées  $\sigma_{11}$  et  $\sigma_{12}$ , et les déplacements à l'interface supérieure (respectivement inférieure) sont notés  $u_1^+, u_2^+$  (respectivement  $u_1^-, u_2^-$ ), selon les directions  $x_1$  ou  $x_2$ . Alors nous pouvons écrire que ce modèle de ressorts lie les contraintes avec les raideurs d'interface de la façon suivante :

$$\begin{cases} \sigma_{11}^+ = \sigma_{11}^- = \pm k_L |u_1^+ - u_1^-| \\ \sigma_{12}^+ = \sigma_{12}^- = \pm k_T |u_2^+ - u_2^-| \end{cases} \quad (1.1)$$

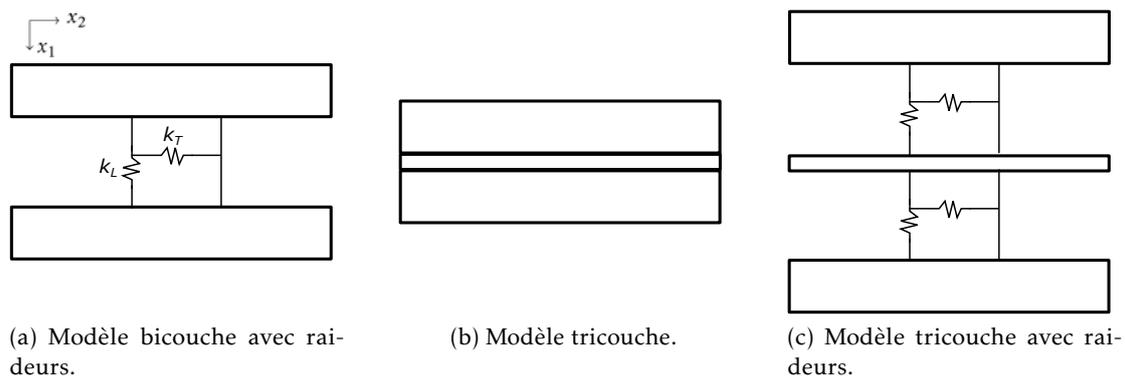


FIGURE 1.9 – Différents schémas de modélisation d'un assemblage collé : bicouche avec raideurs, tricouche parfait, tricouche avec raideurs.

De ces équations découlent les cas particuliers : si  $k_L$  et  $k_T$  tendent vers l'infini, le collage est parfait, l'inverse correspond en revanche à un décollement total. Les raideurs d'interface donnent ainsi une information sur l'état de santé de la structure contrôlée. Nous allons maintenant nous intéresser aux méthodes développées pour mesurer les raideurs interfaciales.

### Méthodes de contrôle par ondes de volume

Dans le cadre de méthode de contrôle par ondes de volume d'assemblages collés, on peut citer notamment les travaux de LAVRENTYEV et ROKHLIN. Dans une expérimentation de contrôle en immersion [53], ils remontent par inversion aux paramètres matériaux : module élastique, atténuation, épaisseur et densité d'un matériau isotrope entre deux couches de matériaux connus. Pour ce faire, ils analysent le spectre du coefficient de réflexion mesuré par onde de volume sous incidence normale et oblique. Le dispositif de mesure est présenté Figure 1.10a. Un dispositif analogue a été étudié [54], dans lequel des mesures en ondes de volume sous incidence normale sont réalisées pour analyser soit l'influence de la présence d'une unique interface (deux blocs en contact direct), soit de deux interfaces distinctes (les blocs sont collés). Les variations des minima du coefficient de réflexion en fonction de la pression de contact et de différents traitements de surface sont étudiées, ce qui permet de remonter aux raideurs d'interface ( $k_L$  et  $k_T$ ). NAGY a étudié de façon théorique l'impact de diverses interfaces imparfaites sur les coefficients de transmission et de réflexion [55].

De la même manière, BROTHERHOOD ET AL. ont travaillé sur un procédé d'analyse du coefficient de réflexion d'une interface consistant en une mise sous pression d'un adhésif sur un substrat en aluminium [34]. Ils ont testé trois méthodes expérimentales basées sur l'emploi : d'ondes longitudinales, d'ondes transversales, et d'acoustique haute puissance. Ces méthodes sont sensibles à différents états de surface et de pression de contact. Néanmoins les adhésifs doivent être suffisamment épais (dans ce cas 2mm) pour pouvoir séparer les réflexions aux différentes interfaces. NDIAYE ET AL. ont pu détecter des décollements aux interfaces d'assemblages collés de matériaux composites en nid d'abeilles [56]. Plus récemment, SIRYABE ET AL. ont développé une méthode sans contact utilisant des traducteurs en immersion de grandes dimensions, émettant une onde plane qui insonifie une grande partie de l'échantillon, comme représenté sur la figure 1.10b [23]. Ils ont d'abord procédé à une inversion des raideurs d'interface (modèle tricouche avec raideurs, figure 1.9c), avec l'hypothèse d'une connaissance au préalable des constantes élastiques et de l'épaisseur des adhérents et de l'adhésif. La diminution des raideurs d'interfaces ainsi obtenues est corrélée à une baisse de la résistance mécanique cette dernière étant mesurée par un essai mécanique en cisaillement. Puis ils ont considéré un modèle tricouche (adhésion parfaite, figure 1.9b) pour réaliser une inversion des constantes élastiques de

l'adhésif. Dans cette configuration, une anisotropie apparente est mesurée lorsque les interphases sont dégradées.

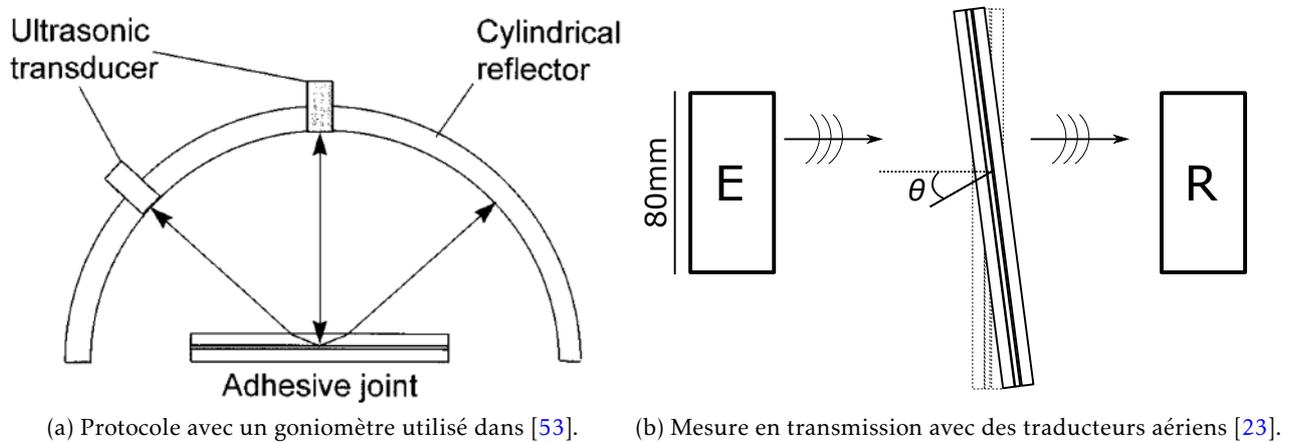


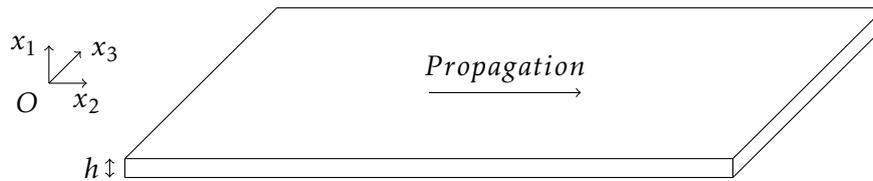
FIGURE 1.10 – Exemples de protocoles utilisés pour faire de l'inversion de raideurs d'interfaces à l'aide de mesures en ondes de volume dans un assemblage collé.

Il semble donc possible de détecter à l'aide d'ondes de volume des défauts, qu'ils soient présents au cœur de l'adhésif ou encore à l'interface adhésif/substrat. L'adhésion d'échantillons avec une épaisseur d'adhésif millimétrique est ainsi contrôlable par cette méthode [9]. On peut noter que les raideurs d'interface sont calculées par inversion en supposant que l'épaisseur de la colle et des substrats est constante (faces parfaitement parallèles) et connue, ainsi que les constantes élastiques des substrats et de la colle (ou mesurées au préalable).

### Méthodes de contrôle par ondes guidées

Lorsque des ondes de volume se propagent dans une plaque mince, elles subissent des réflexions successives au niveau des deux frontières du guide, les ondes longitudinales et transversales se couplent alors pour engendrer des ondes guidées (cf. chapitre 2 pour plus de détails). Dans une plaque, il existe en général deux types d'ondes guidées : les ondes de *Lamb* et les ondes *SH* (Shear Horizontal). Les ondes de *Lamb* sont polarisées dans le plan de propagation contenant la normale à la plaque et la direction de propagation (cf. le plan  $(O, x_1, x_2)$  figure 1.11). La plaque est donc déformée suivant toute son épaisseur au passage de l'onde guidée. Pour une fréquence et une épaisseur données, il existe un nombre fini de modes guidés propagatifs ainsi que des modes évanescents. Dans notre étude, seuls les modes propagatifs sont considérés. Ces ondes guidées bénéficient d'une faible atténuation géométrique comparées aux ondes de volume, ce qui permet de réaliser une inspection sur des distances importantes. Lors d'une mise en vibration d'une plaque, plusieurs modes guidés se propagent, chacun avec ses caractéristiques propres (vitesse, atténuation, distribution dans l'épaisseur du guide du champ de déplacement, de contrainte ou d'énergie). Ces modes sont donc propres à l'échantillon inspecté et peuvent fournir des informations sur l'état de santé du matériau. Selon que le déplacement engendré dans la direction perpendiculaire à celle de propagation soit symétrique ou antisymétrique par rapport au plan médian de la plaque, les modes sont dits symétriques (*S*) ou antisymétriques (*A*). Le signal mesuré au niveau du récepteur peut donc être complexe avec un entremêlement de plusieurs modes, ce qui rend parfois difficile la caractérisation ou la détection des défauts.

L'application des ondes de *Lamb* à la caractérisation d'interface a été étudiée depuis une trentaine d'années par différentes équipes. L'avantage des ondes guidées est leur sensibilité à l'ensemble des

FIGURE 1.11 – Schéma tridimensionnel d'une plaque d'épaisseur  $h$ .

caractéristiques mécaniques (constantes élastiques et raideurs d'interfaces telles que définies dans le modèle de Jones) et géométrique (épaisseur) du joint collé. Comme expliqué plus haut, chaque mode présente un profil de déplacement qui lui est propre dans un assemblage collé. Certains modes présentent une certaine sensibilité à l'adhésif. L'étude du choix des modes les plus adaptés au contrôle d'un défaut d'interface est primordiale. ROKHLIN [57], et PILARSKI et ROSE [58] discutent du choix du mode en fonction de son profil de déplacement dans l'épaisseur, qui doit présenter un saut de déplacement au niveau de l'interface afin de solliciter cette dernière en cisaillement ou en traction.

Le contrôle des assemblages collés par ondes guidées est appliqué en particulier à des assemblages de type lapjoint (joint à recouvrement partiel), un exemple de dispositif de contrôle est présenté figure 1.12. Les transducteurs employés pour émettre et recevoir les OG peuvent être de différentes natures, qu'il s'agisse de transducteurs aériens [9] ou de transducteurs EMAT (Electromagnetic acoustic transducer) [59].

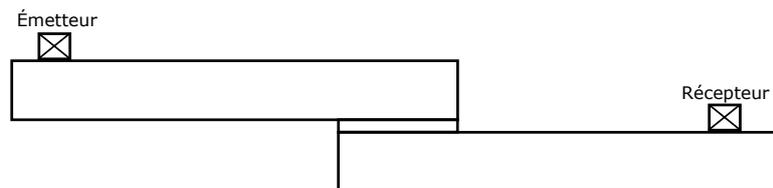


FIGURE 1.12 – Exemple de dispositif de contrôle par OG d'un assemblage collé présentant une géométrie lapjoint.

Les ondes SH ont montré une sensibilité aux propriétés adhésives et ont été exploitées pour le contrôle du collage. CASTAINGS dans [59] se base sur des mesures du mode  $SH_0$  à travers des échantillons d'aluminium ayant subi différents traitements de surfaces. Il est possible de faire de l'inversion des raideurs d'interface en comparant des simulations par éléments finis aux mesures expérimentales. Néanmoins des hypothèses sont nécessaires pour l'inversion, comme l'uniformité de l'épaisseur de l'adhésif ou du substrat à l'échelle de la distance parcourue par les ondes, mais aussi la connaissance précise de l'atténuation des ondes ultrasonores au niveau de l'interface et dans la colle. Une étude dans [15] a été réalisée sur l'adhésion de patches composites avec une comparaison à des simulations exploitant la méthode SAFE (Semi-Analytical Finite Element); la sensibilité de différents paramètres comme l'épaisseur de la colle ou encore les constantes élastiques sur les ondes SH y a été étudiée. L'inversion est réalisée dans ce cas sur le module de cisaillement du joint de colle, et elle n'est possible qu'en supposant connues les propriétés viscoélastiques des substrats, ainsi que les épaisseurs de chaque élément constitutif de l'assemblage collé.

Une autre méthode exploite les ondes de Lamb dans un guide immergé ou en contact avec un solide [60] : les ondes de Lamb fuyantes. Un exemple de contrôle par ondes de Lamb fuyante est présenté Figure 1.13. Le procédé consiste en l'insonification de l'assemblage sous incidence oblique, en immersion ou au contact, puis la mesure des modes guidés rayonnés. Les ondes de Lamb fuyantes

ont été mesurées en immersion dans [60]. Les échantillons étudiés sont inspectés avant et après dégradation thermique, qui est supposé dégrader uniquement la colle et conserver les interphases inchangées. Le module de Young et le module de cisaillement de la colle sont retrouvés par une technique d'inversion, et présentent une diminution après la dégradation thermique. Néanmoins, NAGY et ADLER montrent que les ondes de Lamb fuyantes sont plus sensibles aux propriétés mécaniques (constantes élastiques) et géométriques (épaisseur) des substrats qu'aux dégradations de l'interface ou de la colle [43]. Le contrôle par ondes de Lamb fuyantes présente l'avantage de permettre une mesure locale. Les mêmes conclusions sont obtenues par LOWE et CAWLEY [61].

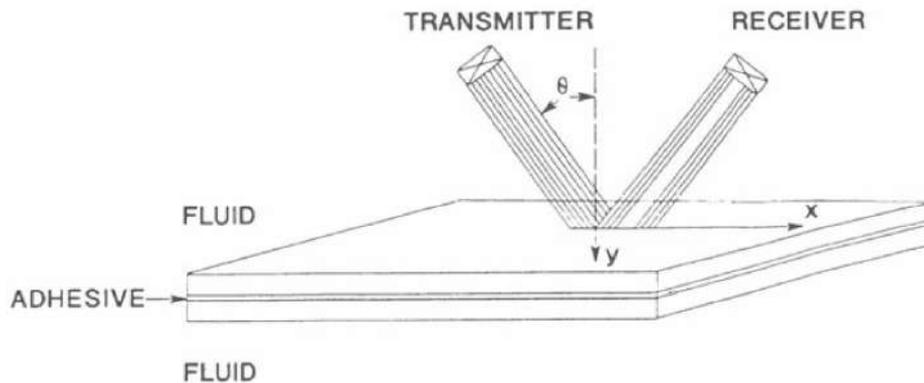


FIGURE 1.13 – Procédé de contrôle d'un assemblage collé par ondes de Lamb fuyantes [62].

Des méthodes de contrôle par ultrasons lasers ont été développées notamment par HELLER ET AL., pour caractériser les propriétés de l'adhésion en utilisant des ondes de Lamb [63]. Une TF-2D (Transformée de Fourier bi-dimensionnelle) est utilisée pour obtenir les courbes de dispersion, lesquelles sont comparées à celles calculées théoriquement à l'aide d'un modèle analytique à ressorts. Les échantillons sont dégradés de façon thermique, et leurs courbes de dispersion comparées, confirmant une fois de plus la sensibilité des ondes guidées à ce type de défaut.

#### *Modes à vitesse de groupe nulle (ZGV) :*

La méthode de contrôle par Zero Group Velocity (ZGV) des modes de Lamb se base sur l'exploitation d'un des minima de ses courbes de dispersion. En effet, en ce point précis, la vitesse de groupe (définie par  $v_g = d\omega/dk$ ) est nulle tandis que la vitesse de phase est finie. L'énergie ne peut se propager et est localisée sous la source : il y a résonance locale. La génération d'un tel mode se fait sans contact par laser ou traducteurs aériens, et nécessite une superposition des spots d'émission et de réception. La figure 1.14 représente un exemple de courbes de dispersion calculées dans une plaque de duraluminium d'épaisseur 1.5mm, de densité  $\rho = 2795 \text{ kg/m}^3$ , de vitesse longitudinale  $v_L = 6.398 \text{ mm}/\mu\text{s}$  et transversale  $v_T = 3.122 \text{ mm}/\mu\text{s}$ . Cette simulation est issue des données de [22]. On observe que le mode  $S_1$  admet un minimum local exploitable pour réaliser le procédé. Il a été montré que cette fréquence dépend de l'épaisseur locale des couches d'un assemblage collé.

De plus, des variations faibles de cette fréquence sont observées localement lors du passage au-dessus d'un défaut de type Scotch collé sur de la Lucite [64] ( $\sim 1\%$  de l'épaisseur), ou téflon inséré dans du plastique à renfort en fibre de carbone. On retrouve dans [65] une utilisation de cette méthode pour déterminer les constantes élastiques du matériau par inversion.

Les conditions, relatives au coefficient de Poisson, conduisant à l'apparition de modes de vitesse de groupe nulle sont décrites par PRADA ET AL. [66]. L'épaisseur de colle d'un assemblage duralu-

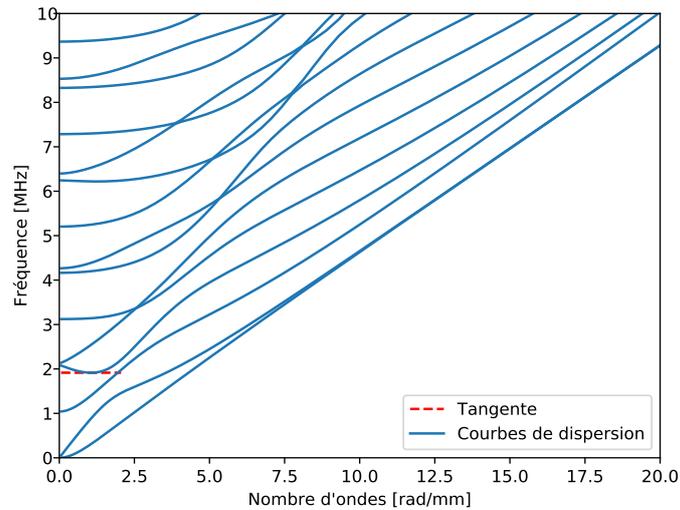


FIGURE 1.14 – Les courbes de dispersion d'une plaque de Duralium d'épaisseur 1.5mm.

minium/époxy/verre a pu être ainsi mesurée. Plus récemment, les raideurs d'interface ont pu être estimées à partir de mesures de modes à vitesse de groupe nulle sur un assemblage tricouche, sous l'hypothèse d'une symétrie de l'échantillon par rapport au plan médian de la couche de colle, et de la connaissance des constantes élastiques et épaisseurs de la colle et des substrats [67].

Nous pouvons donc conclure que les ondes ultrasonores guidées et les ondes ultrasonores de volume (linéaires) ont été utilisées avec succès pour remonter à la qualité d'adhésion telle que définie dans le modèle de Jones (raideurs d'interface). Néanmoins, l'inversion repose sur la connaissance *a priori* des constantes élastiques et des épaisseurs des matériaux constitutifs de l'assemblage collé. Une autre voie plus récente et qui est *a priori* moins contraignante est celle de l'acoustique non linéaire.

### 1.3.3 Méthodes de contrôle par onde ultrasonore non linéaire

Dans un système linéaire, lorsqu'on injecte un signal à une fréquence donnée, le signal de sortie restera à la même fréquence. Dans un système non linéaire, en revanche, le signal de sortie présentera des harmoniques (fréquences de multiples entiers de celle du signal d'entrée) ou des sous-harmoniques (fréquences égales à une fraction entière de celle du signal d'entrée). Il existe trois types de non-linéarités : les non-linéarités intrinsèques au matériau, celles de contact appelés CAN (Contact Acoustic Nonlinearity), et enfin celles dites géométriques [68]. La non-linéarité du matériau se traduit par une relation entre les contraintes et les déformations, appelée loi de comportement, non-linéaire. Cette propriété est utilisée pour réaliser de l'imagerie harmonique, dans le domaine de l'imagerie médicale [69, 70] par exemple ou pour caractériser le vieillissement d'un matériau [71]. Les non-linéarités géométriques sont typiques de structures minces soumises à des déplacements d'amplitude de l'ordre de leur épaisseur. Les non-linéarités géométriques concernent les grandes déformations et sont par conséquent hors de notre domaine d'études. Les non-linéarités qui vont nous intéresser sont celles dites de contact, et plus particulièrement les non-linéarités éventuelles des interfaces. Différents procédés de contrôle non-destructif exploitent ces phénomènes de non-linéarité acoustique ; ils sont regroupés sous le terme NEWS (Spectroscopie non-linéaire par ondes élastiques, Nonlinear Elastic Wave Spectroscopy en anglais).

### Génération d'harmoniques

Un des comportements non-linéaires possibles d'un matériau ou d'un défaut est la génération d'harmoniques. Il a été montré que plus un matériau est soumis à des cycles de fatigue au cours du temps, plus l'amplitude des harmoniques générées suite à une sollicitation par une onde ultrasonore de forte amplitude sera élevée [72]. Un paramètre dit *non-linéaire* noté  $\beta$  peut être alors défini comme le ratio entre l'amplitude de l'harmonique ( $A_2$ ) et de la fondamentale ( $A_1$ ) au carré. Ce paramètre est défini équation (1.2) [73], où  $k$  est le nombre d'onde et  $x_1$  la coordonnée dans la direction de propagation. Lors des mesures, le nombre d'onde et la position de mesure sont fixes, il est alors possible de simplifier l'équation pour conserver uniquement le ratio des amplitudes.

$$\beta = \frac{8A_2}{A_1^2 k^2 x_1} \quad (1.2)$$

KIM ET AL. ont pu mesurer l'accroissement de  $\beta$  en fonction du nombre de cycles de fatigues dans un super-alliage à base de nickel [74]. Les harmoniques sont difficilement observables car leur amplitude est très faible, c'est pour cela que généralement seul le deuxième harmonique est mesuré. JHANG a pu mesurer aussi une augmentation du paramètre non-linéaire sur des échantillons métalliques en fonction d'une dégradation réalisée mécaniquement [73].

Ainsi, un endommagement volumique (distribution de microfissures) peut être détecté par ultrasons non-linéaires; cette technique a également été appliquée au contrôle de défauts d'interfaces. Ainsi, SOLODOV a mesuré expérimentalement des harmoniques lors du contrôle par ultrasons de forte amplitude de différentes surfaces en contact, en contrôlant la pression de contact [75]. Il serait donc intéressant de transposer cette méthode au contrôle d'assemblages collés. YAN ET AL. présentent une expérience similaire du contrôle de trois échantillons cylindriques d'aluminium [76]. Il est particulièrement intéressant de noter que l'article étudie les autres sources de non-linéarité liées au dispositif comme la fonction de transfert du transducteur ou encore l'épaisseur d'eau traversée. Ceci constitue en effet le problème majeur de toute mesure ultrasonore non-linéaire, à savoir que l'équipement électronique et tous les matériaux traversés par le signal ou l'onde peuvent entraîner l'apparition de non-linéarités. Il faut donc séparer les non-linéarités générées lors de l'interaction avec le défaut ou de l'interface des autres sources de non-linéarités. Figure également dans les travaux de LIU ET AL. l'influence de divers paramètres de la chaîne de mesure sur la génération des harmoniques dans un matériau [77]. SAIDOUNE a pu également mesurer des harmoniques lors du contrôle de fissures réelles sur des échantillons CT, lors d'une acquisition au contact par onde longitudinale sous incidence normale [78]. La croissance du paramètre non-linéaire en fonction du nombre de cycles de fatigue auxquels sont soumis des assemblages collés a été étudiée par SHUI [79], permettant d'estimer la taille de fissure par comparaison à des modèles théoriques.

Notons également que des sous-harmoniques peuvent apparaître lors de l'interaction entre l'onde et un défaut de type fissure. Une sous-harmonique est un signal de fréquence égale à la fréquence incidente divisée par un entier. OHARA [80] contrôle ainsi des fissures dans des alliages d'aluminium à la fois par l'émission d'ultrasons de forte amplitude, et en soumettant l'échantillon à une charge mécanique statique. Le ratio entre amplitudes des harmoniques et amplitude à la fondamentale augmente avec la tension d'excitation des traducteurs. Là encore, un modèle de ressorts non-linéaires issus de [81] est utilisé pour comparer les mesures aux simulations.

### Spectroscopie non-linéaire par modulation d'ondes

La Spectroscopie non-linéaire par modulation d'ondes (NWMS : Nonlinear Wave Modulation Spectroscopy en anglais) est une méthode faisant partie de la famille de NEWS. Ce procédé repose

sur l'émission de deux ondes : un signal haute fréquence ( $f_1$ , de l'ordre du kilo ou méga Hertz) et un signal basse fréquence ( $f_2$ , de l'ordre du Hertz au kilo Hz), qui vont être émis au même moment. En raison du caractère non-linéaire, de l'interface des fréquences  $f_{1-2}$  et  $f_{1+2}$  sont générées avec  $f_{1-2}=f_1-f_2$  et  $f_{1+2}=f_1+f_2$ . Un des mécanismes pouvant expliquer ce phénomène est le *clapping* d'une fissure. Le *clapping* apparaît lorsque l'amplitude de l'onde pompe ( $f_2$ ) est suffisante pour ouvrir (et fermer respectivement) la fissure lors des phases de traction (respectivement compression). Lorsque la fissure s'ouvre, l'onde sonde ( $f_1$ ) n'est plus transmise localement et engendre une diminution de son amplitude. Ce phénomène va donc moduler l'onde transmise comme représenté figure 1.15.

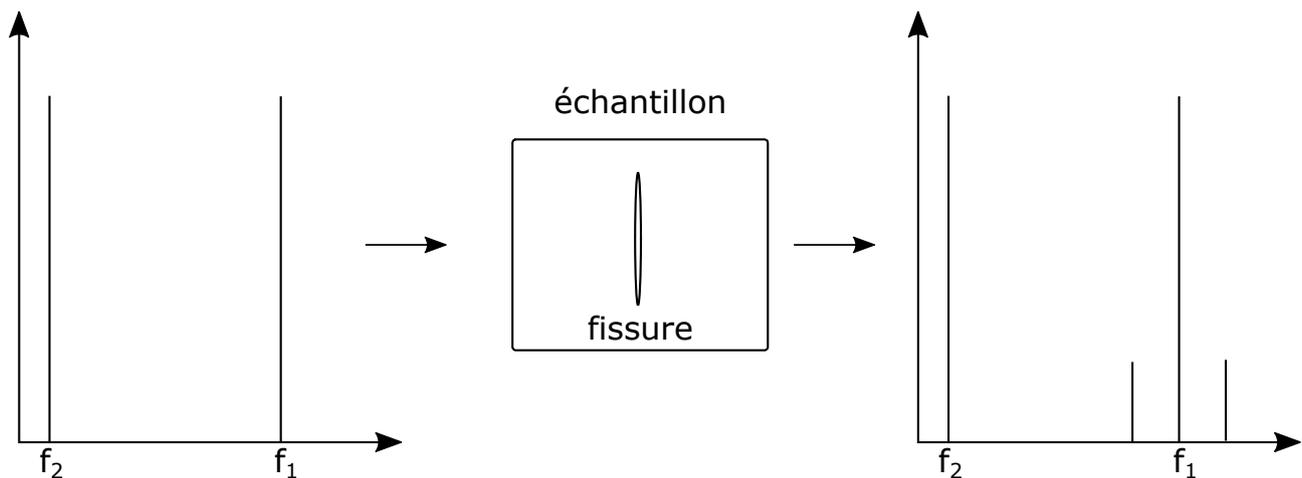


FIGURE 1.15 – Schéma de principe de la NWMS.

Ce procédé a été employé de nombreuses fois. On peut citer par exemple VAN DEN ABBEELE ET AL. qui ont utilisé ce procédé pour le contrôle d'une fissure de 50 mm de longueur dans une plaque de Plexiglas, et dans du grès [82]. Ils montrent que l'amplitude des harmoniques de modulation générées par interaction avec la fissure augmente linéairement avec l'amplitude du signal basse fréquence ( $f_2$ ). Cette méthode a aussi été appliquée à la détection de délaminages dans des plaques de composites [83].

La Spectroscopie non-linéaire par modulation d'ondes a également été appliquée au contrôle d'assemblages de composites collés en géométrie de type lapjoint, le décollement étant simulé par l'introduction d'une plaque de téflon dans la colle, l'émission est réalisée par des transducteur piézoélectriques collés à l'échantillon [84]. CHEN ET AL. ont aussi étudié cette méthode dans une configuration en ondes guidées basse fréquence (100kHz) lors du contrôle d'un assemblage de composites collés avec de l'époxy, un délaminage étant simulé via l'insertion d'une feuille de  $18\mu\text{m}$  d'épaisseur de téflon [29]. De plus, un défaut de type kissing bond est simulé en dégradant le procédé de collage (absence de mélange de l'époxy avec le durcisseur) sur une zone définie. Des phénomènes non-linéaires sont observés lors du contrôle de ces défauts par NWMS; néanmoins les défauts générés ne sont pas représentatifs d'un cas industriel et il n'a pas été démontré que ces défauts ne sont pas détectables par contrôle classique par ultrasons linéaires.

### Spectroscopie par résonance non-linéaire

Un procédé appelé spectroscopie par résonance non-linéaire (ou Nonlinear Resonance Ultrasound Spectroscopy - NRUS en anglais) exploite un autre phénomène non-linéaire qui a pour effet de modifier les fréquences de résonance d'un échantillon soumis à des vibrations très basses fréquences

(de l'ordre de la dizaine ou centaine de Hertz). Concrètement, la fréquence de résonance varie alors avec l'amplitude de l'excitation. Généralement, un signal d'excitation balaie une certaine bande de fréquences autour de la fréquence de résonance d'un échantillon, et ceci pour différentes amplitudes. La figure 1.16 illustre le contrôle d'un échantillon de composite sain comparé à celui d'un échantillon endommagé. Ce phénomène de résonance est directement dépendant des hétérogénéités présentes dans le matériau et peut donc être utilisé comme moyen de quantifier le niveau d'endommagement de l'échantillon testé. MEO ET AL. ont étudié la pente de variation de résonance dans le cas de composites avec différents degrés de dégradation réalisés par impact [85]. Ils ont montré la forte corrélation entre le coefficient de la pente de variation de fréquence de résonance mesuré et la sévérité de l'endommagement.

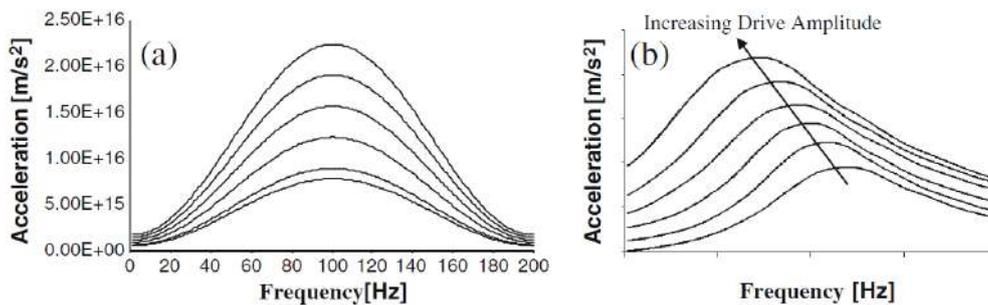


FIGURE 1.16 – La fréquence de résonance en fonction de différents niveau d'excitation dans le cas d'un composite intact (à gauche) ou endommagé (à droite) [85].

Une étude similaire [86] a été réalisée pour contrôler des plaques d'ardoise de 4mm d'épaisseur soumises à des impacts créant ainsi des défauts de type délaminage. La fréquence de résonance croît avec le nombre de coups subis par la plaque. De plus, le second et le troisième harmonique sont également mesurés ; leur amplitude est également corrélée à l'endommagement. Un modèle analytique a aussi été développé pour l'analyse de ces phénomènes physiques [87, 88]. Ce procédé d'étude de variation de fréquence de résonance a aussi été utilisé dans le domaine médical avec les travaux de MULLER ET AL. (mesure sur l'os) [89]. L'inconvénient majeur de ces procédés exploitant les fréquences de résonances est la mise en œuvre, les vibrations propres sont sensibles à la géométrie et conditions aux limites de l'échantillon inspecté.

### Mixage d'ondes non-colinéaires

Le mixage d'ondes non-colinéaires est un phénomène d'interaction non-linéaire de deux ondes de volume non-colinéaires dans les solides. Il a été initialement mis en évidence théoriquement par JONES ET AL. [90] et expérimentalement par ROLLINS [91]. Deux ondes non-colinéaires, transversales ou longitudinales, possédant des fréquences différentes peuvent interagir pour former une troisième onde ayant une troisième fréquence propre. La génération de cette troisième onde n'a lieu que sous certaines conditions (angles d'incidence et fréquences des deux ondes non-colinéaires). L'intérêt de cette méthode comparée à la génération des harmoniques est la possibilité de s'affranchir de certaines non-linéarités non désirées liées au matériau et à l'équipement.

Malgré les difficultés de réalisation pratique, certaines expérimentations ont été mises en place. Par exemple, CROXFORD ET AL. [92] ont évalué la déformation plastique et la fatigue d'un échantillon d'aluminium, en générant des ondes transversales non-colinéaires interagissant pour former une onde longitudinale. Le protocole correspondant est présenté sur la partie a de la Figure 1.17, l'émission et la réception des ondes se faisant du même côté. Un paramètre nonlinéaire  $\chi$  est alors défini comme le

ratio de l'amplitude de l'onde L ainsi générée par le produit des amplitudes de deux ondes T incidentes. Il est observé que le degré de fatigue et de plasticité sont corrélés au paramètre non-linéaire. Par ailleurs DEMCENKO ET AL. [93] ont utilisé ce protocole pour réaliser un monitoring de deux échantillons de plastiques et d'un collage époxy pendant la réticulation de l'adhésif. Les plastiques présentent une augmentation de leur non-linéarité avec la fatigue thermique. Le contrôle de la colle est réalisé lors de sa polymérisation à deux températures, la variation des amplitudes est bien moins nette comparée au cas précédent. Lors d'une expérience de mixage d'ondes non-colinéaires sur un assemblage collé, l'interaction des ondes peut se faire à trois niveaux : dans le premier substrat, dans la colle ou encore dans le deuxième substrat. Dans chaque cas, il y aura de nouvelles conditions de générations en terme d'angles et fréquences des ondes incidentes. Un autre élément qu'il est impératif de prendre en considération est l'épaisseur minimale de l'échantillon qui doit être respectée pour obtenir des interactions d'ondes planes.

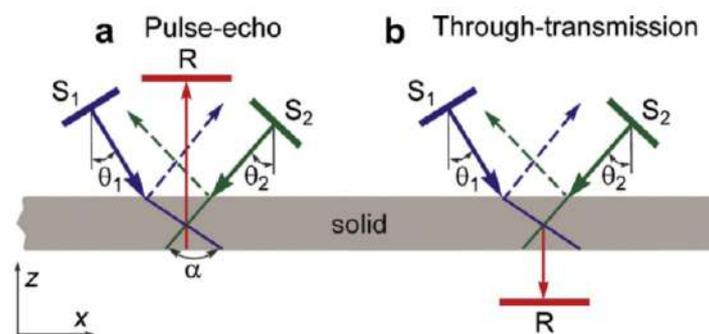


FIGURE 1.17 – Les deux différentes acquisitions possibles pour l'interaction non-colinéaire [93].

En résumé, le tableau 1.1 rappelle quelques propriétés des principales méthodes de CND sollicitant mécaniquement le joint permettant de choisir la plus adaptée à notre cas d'étude. Nous nous intéressons à des échantillons industriels (épaisseur fine d'adhésif) et souhaitons une méthode de contrôle qui soit simple à mettre en œuvre pour être transposée hors du laboratoire. Ainsi les méthodes de contrôle par ondes guidées paraissent réunir tous les critères. En effet, ces méthodes ont pu montrer par le passé leur sensibilité à des défauts d'adhésion, et certaines techniques expérimentales développées permettent des acquisitions unilatérales sur l'échantillon. On considère qu'une acquisition en transmission n'est pas toujours possible dans un contexte industriel et il est donc nécessaire de réaliser un contrôle avec un accès d'un unique côté de l'échantillon. Par ailleurs, l'objectif fixé est de développer une méthode capable de détecter des défauts d'adhésion faible. Les méthodes de contrôle par ultrasons non-linéaires pourraient répondre également à ce besoin, sans nécessiter d'hypothèses au préalable mais n'ont jamais encore été appliquées au contrôle de défaut d'adhésion faible.

## 1.4 Conclusion

Après avoir rappelé l'intérêt du collage structural comme solution d'assemblage dans un contexte d'allègement des structures, la nature et la structure d'une interface adhésive ont été discutées. La présentation des différentes étapes permettant le collage de deux substrats a également permis de décrire les différents types de défaut qui peuvent être introduits au cours de ce processus et leur influence sur la tenue mécanique de la liaison. Dans ce cadre, disposer d'une technique de contrôle non destructif efficace pour détecter voire quantifier ces défauts est nécessaire pour garantir la robustesse de l'assemblage. En particulier, il convient de mettre au point une/des techniques de détection des défauts de surface liés à des préparations de surface impropres voire à des pollutions, ce pour quoi

Méthodes	Avantages	Inconvénients
Ondes Guidées	-Sensible à la qualité d'adhésion -Inspection à distance	-Connaissances des matériaux (constantes élastiques et épaisseurs)
ZGV	-Sensible à la qualité d'adhésion -Mesure locale	-Connaissances des matériaux (constantes élastiques et épaisseurs) -Mise en œuvre et coût des lasers
Ondes de volume	-Sensible à la qualité d'adhésion	-Connaissances des matériaux (constantes élastiques et épaisseurs) -Épaisseur de l'adhésif
LASAT	-Sensible à la qualité d'adhésion	-Connaissances des matériaux (constantes élastiques et épaisseurs) -Coût des lasers et sécurité
Méthodes non-linéaires	-Défauts de contact (décollement, insert)	-Mise en œuvre

TABLEAU 1.1 – Récapitulatif des avantages et inconvénients des méthodes récentes par rapport à la sensibilité aux défauts d'adhésion dans un assemblage collé ; la connaissance des matériaux correspondant ici à la nécessité de connaître les constantes élastiques et l'épaisseur des adhérents, voire aussi de l'adhésif pour réaliser l'inversion des raideurs d'interface.

aucune solution satisfaisante n'a été proposée. Un bilan aussi exhaustif que possible a été proposé, présentant les méthodes de CND existantes dans la littérature, en particulier celles mettant en jeu des ondes mécaniques. Il a été constaté qu'un certain nombre de méthodes ultrasonores semblaient capables de détecter des défauts, adhésifs ou cohésifs notamment celles reposant sur des mesures d'onde de Lamb ou encore celles exploitant une interaction non linéaire d'ondes élastiques avec les défauts.

Fort de ces résultats, ces deux approches seront évaluées dans ce manuscrit. Des échantillons représentatifs d'applications aéronautiques seront étudiés ici puisque des collages aluminium/aluminium et titane/titane assemblés au moyen d'adhésif en film serviront de support à ce travail et seront caractérisés au moyen de techniques linéaire et non linéaire sur échantillons sains et avec défauts. Ces mêmes échantillons seront testés mécaniquement pour constater la nature adhésive des ruptures et corréliser les faciès de rupture observés aux signatures acoustiques relevées.

La configuration étudiée dans le cadre de cette thèse est représentative d'un assemblage collé utilisé dans l'industrie aéronautique : les adhérents sont métalliques, l'adhésif a une épaisseur de l'ordre de 0.1-0.2mm ; cette configuration se prête particulièrement à un contrôle par ondes guidées linéaires. Or nous avons vu dans notre étude bibliographique à quel point ces méthodes de CND sont sensibles aux caractéristiques géométriques et élastiques du joint collé. Nous devons donc vérifier expérimentalement si nous sommes sensibles à une dégradation de la qualité d'adhésion, en vue d'une inversion des raideurs d'interface et si cela est applicable sur des échantillons dont les épaisseurs des adhérents peuvent varier le long du joint ; ceci est étudié dans le chapitre 2. Enfin, il a été constaté que peu d'études dans la littérature comparent les essais destructifs et les mesures ultrasonores, ce que nous souhaitons mettre en œuvre dans cette thèse pour valider notre méthode.

# Contrôle par ondes guidées linéaires d'un assemblage collé

## Sommaire du chapitre

<b>2.1 Ondes élastiques guidées</b> . . . . .	26
<b>2.2 Méthodes d'imagerie de courbes de dispersion existantes</b> . . . . .	27
<b>2.3 MUSIC multi-émetteurs pour l'imagerie de courbes de dispersion</b> . . . . .	31
2.3.1 Influence du nombre de sources sélectionnées . . . . .	34
2.3.2 De l'importance du nombre de valeurs propres . . . . .	36
2.3.3 Choix d'une méthode de projection . . . . .	37
<b>2.4 Application de la méthode MUSIC à plusieurs émetteurs au contrôle d'échantillons collés</b> . . . . .	37
2.4.1 Expériences sur des échantillons tricouches Al/Ep/Al . . . . .	37
2.4.2 Expériences sur des échantillons tricouches Ti/Ep/Ti . . . . .	37
<b>2.5 Étude par simulation des courbes de dispersion d'assemblages collés de faible épaisseur</b> . . . . .	39
2.5.1 La méthode SAFE . . . . .	40
2.5.2 Application de la méthode SAFE à la simulation de courbes de dispersion de joints collés . . . . .	41
<b>2.6 Conclusion</b> . . . . .	47

Nous avons vu au chapitre 1 que les méthodes de CND de structures collées mettant en œuvre des ondes guidées linéaires ont démontré par le passé leur efficacité pour l'évaluation de la qualité des collages. L'objectif du travail présenté dans ce mémoire est de développer une méthode de contrôle acoustique exploitable industriellement, ce qui nécessite souvent un accès unilatéral à la zone d'inspection, ce que permettent généralement les contrôles par ondes guidées. GAUTHIER [16] a étudié l'influence de défaut de collage en particulier interfaciques sur l'évolution des courbes de dispersion des ondes de Lamb. Ainsi, la sensibilité de nombreux modes à une dégradation des raideurs interfaciales a été mise en évidence. Cependant, l'épaisseur de la couche de colle dans les échantillons étudiés était plus importante ( $500\mu\text{m}$ ) que celle utilisée ici ( $100\mu\text{m}$ ), les adhésifs employés sont également différents. Il convient donc de vérifier si les courbes de dispersion du système présentent une sensibilité suffisante aux caractéristiques de l'interface.

Au préalable, nous rappelons les concepts de base de la propagation des ondes guidées dans les structures planes et multicouche. Une étude de sensibilité des courbes de dispersion à l'interface de la couche de colle et aux raideurs d'interface colle/substrat est ensuite réalisée. Un algorithme de

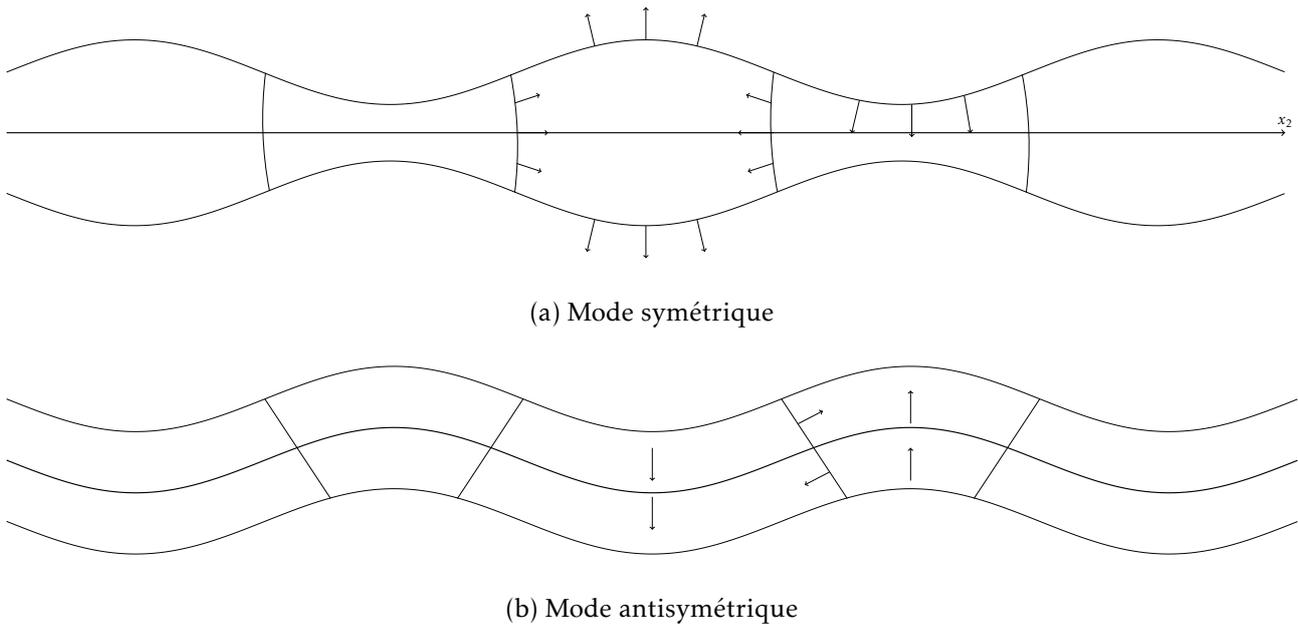


FIGURE 2.1 – Ondes de Lamb a) symétriques et b) antisymétriques.

traitement des signaux acoustique inspirée de techniques employées dans l'analyse de radiofréquence (MUSIC) est proposé pour améliorer la qualité de la reconstruction des courbes de dispersion. Les limites de la méthode sont décrites. Puis, les outils permettant de déterminer par simulation les courbes de dispersion théoriques de nos assemblages collés (tricouche substrat/adhésif/substrat) sont présentés. Ils reposent sur la méthode dénommée SAFE (Semi-Analytical Finite Element), qui permet d'introduire différents types de modèles rhéologiques pour décrire le comportement des couches et interfaces.

## 2.1 Ondes élastiques guidées

Qu'il s'agisse d'ondes acoustiques, élastiques ou électromagnétiques, on appelle guide d'ondes un milieu délimité par des frontières imposant aux ondes de se propager selon une unique ou un ensemble de directions définies. Dans le cas de structures solides, la propagation d'onde élastique est donc régie par les équations du mouvement auxquelles s'ajoutent des conditions aux limites. Si on considère une plaque plane, homogène et isotrope où les bords sont libres, les ondes de volume longitudinales et les ondes transverses verticales se couplent alors aux interfaces pour former des ondes de Lamb. Ces ondes sont polarisées dans le plan de propagation contenant la normale à la plaque et la direction de propagation. Selon que le déplacement engendré dans la direction perpendiculaire à celle de propagation est symétrique ou antisymétrique par rapport au plan médian de la plaque, les modes sont dits symétriques *S* ou antisymétriques *A*. La figure 2.1 représente un exemple de ces deux familles de modes pour une plaque dans le cas d'une propagation selon la direction  $x_2$ . Ainsi, à une fréquence donnée, il existe un nombre fini de modes propagatifs associés à des nombres d'onde réels en l'absence de dissipation. L'ensemble des évolutions de ces nombres d'onde en fonction de la fréquence pour une épaisseur et un guide donnés forme les courbes de dispersion. Ces courbes sont dépendantes de la géométrie du système, mais aussi de ses propriétés mécaniques. Dans le cas d'un plaque plane libre homogène et isotrope, ces nombres d'ondes sont obtenus en résolvant les équations de dispersion des ondes de Lamb [94].

En 2D, tous les déplacements des ondes de Lamb en dehors du plan sagittal (plan  $(O, x_1, x_2)$ ) de la

figure 1.11) sont nuls. Ce type d'onde est défini ici pour une plaque homogène, mais cette description est généralisable au cas de plaque multicouche [95].

À titre d'exemple, sont présentées sur la figure 2.2 les courbes de dispersion théoriques associées à un assemblage collé composé de deux substrats en aluminium de 2 mm d'épaisseur liés par une couche de colle de 100  $\mu\text{m}$  d'épaisseur. Les constantes élastiques des matériaux utilisés pour le calcul sont indiquées dans le Tableau 2.1. Ces courbes sont obtenues au moyen de la méthode semi-analytique SAFE (Semi-Analytical Finite Element) qui est décrite plus en détails dans la section 2.5. Ces courbes de dispersion peuvent être employées pour déterminer par identification inverse les caractéristiques du milieu. Ainsi, dans le cas d'une structure multicouche, les raideurs d'interface peuvent être identifiées ainsi que proposé par GAUTHIER [16] dans le cas de plaques d'aluminium assemblées au moyen d'une couche de résine époxy d'épaisseur 0.5mm. L'identification est jugée correcte lorsqu'une superposition satisfaisante des courbes de dispersion théoriques et expérimentales est obtenue. Compte tenu du nombre de paramètres importants, il convient cependant de caractériser au préalable au moyen de mesures ultrasonores ou autres le maximum de paramètres (ici épaisseur et vitesse de propagation dans les matériaux isolés) pour n'identifier qu'un nombre limité de paramètres restant (ici les raideurs d'interface). Dans ce chapitre, nous nous sommes intéressés à cette démarche d'identification des raideurs d'interface à partir de mesures des courbes de dispersion de plaques multicouches, ces quantités étant généralement considérées comme indicateur de la qualité de l'adhésion colle/substrat. Il convient en premier lieu de vérifier que les raideurs d'interface peuvent être déterminées sur notre système avec une incertitude raisonnable qui permette effectivement une corrélation avec la qualité de l'adhésion. Cette démarche d'identification inverse nécessite d'une part de simuler les courbes de dispersion en un temps suffisant court pour appliquer des algorithmes d'identification itératifs et d'autre part de déterminer ces courbes avec un niveau de détail suffisant pour minimiser les incertitudes expérimentales et optimiser la qualité de l'identification. C'est ce second point que nous étudions plus particulièrement dans ce chapitre. Les méthodes permettant la reconstruction des courbes de dispersion sont présentées dans les sections 2.2 à 2.4, les méthodes de calcul de ces courbes sont présentées dans la section 2.5.

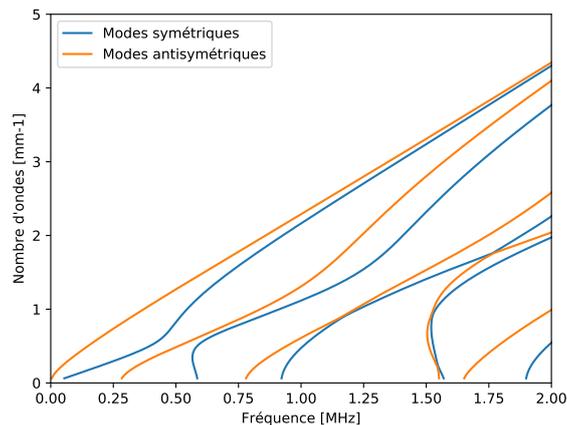


FIGURE 2.2 – Courbes de dispersion simulées d'une structure tricouche collée (2mm ; 0.1mm ; 2mm).

## 2.2 Méthodes d'imagerie de courbes de dispersion existantes

Nous nous intéressons ici à comparer les performances de diverses méthodes de reconstruction des courbes de dispersion. Différents algorithmes sont appliqués pour analyser des mesures réalisées

sur un assemblage collé constitué de substrats de titane Ta6V) d'épaisseur 1.6mm liés par un adhésif en film (AF191-U, 3M) d'épaisseur 100 $\mu$ m.

La méthode la plus simple et intuitive pour extraire de mesures de propagation ultrasonore les courbes de dispersion caractéristiques des ondes qui se propagent dans le système consiste à appliquer une double transformée de Fourier (TF-2D) aux données acquises en mode B-scan (émetteur fixe, et réception successive en  $N$  points équidistants). Cette transformée de Fourier s'écrit en fonction des signaux mesurés aux  $N$  points selon l'équation 2.1 [96], où  $T$  est le nombre d'échantillons temporels,  $\Delta x$  la distance entre deux récepteurs, et  $\Delta t$  le pas de temps. Lorsque l'acquisition est réalisée au moyen d'un capteur multi-éléments linéaire en contact avec une plaque, l'acquisition se fait avec un unique émetteur et les signaux propagés dans la plaque sont enregistrés par chaque élément. Ainsi, les courbes de dispersion sont calculées à partir de ces acquisitions avec un traducteur multiéléments (128 voies) de fréquence centrale 15 MHz et de bande-passante (largeur à mi-hauteur) 60% de sa fréquence centrale. La distance entre les centres de deux éléments contigus; aussi appelée pitch, est de 0.2mm. Le traducteur est alors posé sur l'assemblage collé en intercalant un couplant entre capteur et pièce (cf. figure 2.3a). Notons qu'un mode de forte amplitude est observé à basse fréquence qui marque une propagation d'onde non pas dans la plaque mais dans le couplant. Ces signaux parasites peuvent être filtrés par simple fenêtrage temporel appliqué sur les signaux bruts avant application de la TF-2D.

$$D(k, \omega) = \sum_{n=0}^{(N-1)} \sum_{m=0}^{(T-1)} g(n\Delta x, m\Delta t).e^{-i(kn\Delta x + \omega m\Delta t)} \quad (2.1)$$

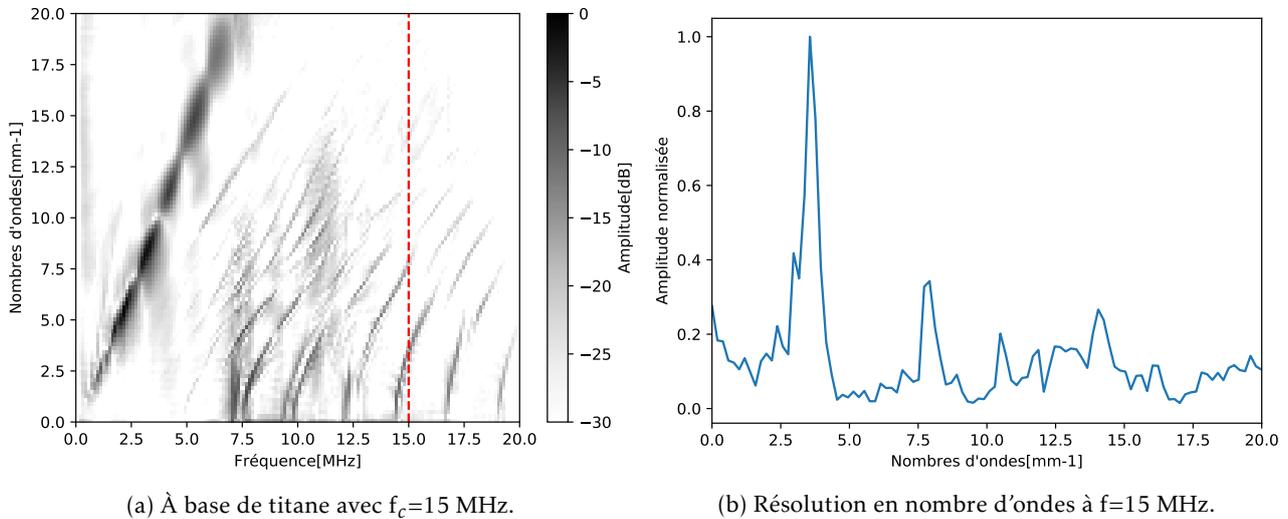


FIGURE 2.3 – Courbes de dispersion issues de la TF-2D d'une acquisition sur un joint de titane collé, et vue en coupe selon l'axe des fréquences à la fréquence centrale du traducteur (15 MHz).

Expérimentalement, plusieurs critères permettent de comparer les méthodes d'imagerie de courbes de dispersion existantes, comme le pouvoir de séparation de modes proches, mais aussi le RSB (Rapport Signal sur Bruit) observé qualitativement sur l'image. Un autre élément est la taille des pixels de l'image elle-même. Le nombre d'éléments en réception  $N$  et le pitch sont liés à la taille de pixel selon l'axe des nombres d'ondes comme indiqué par l'équation 2.2.

$$\Delta k = \frac{2\pi}{pitch.N} \quad (2.2)$$

Cette méthode permet de révéler rapidement les courbes de dispersion mais offre un rapport signal à bruit de mauvaise qualité. Des bruits parasites gênent la mise en évidence des modes de faible amplitude et les courbes de dispersion s'étalent sur plusieurs pixels, ce qui rend complexe la différenciation entre deux modes proches nécessaire à l'inversion qui permet l'identification des raideurs d'interface. La résolution en nombre d'ondes à la fréquence centrale du traducteur (15MHz) est présentée figure 2.3b, illustrant la complexité de distinguer les pics marquant la présence d'un mode guidé du bruit. L'ensemble de ces problèmes est aggravé significativement dans le cas de matériaux atténuants ou complexes [97]. C'est pourquoi, depuis quelques années, ont été développées de nouvelles méthodes d'extraction des courbes de dispersion. On citera par exemple en géophysique l'utilisation d'une méthode passive de haute résolution se basant sur la transformée de Radon [98, 99], ou dans le domaine médical une technique n'utilisant qu'un unique émetteur pour le contrôle des os [100]. Plus récemment, une méthode utilisant plusieurs émetteurs et plusieurs récepteurs nous est parvenue du domaine de l'imagerie médicale [97], pour le contrôle de l'épaisseur des os. Cette méthode permet un gain d'information, de résolution et une augmentation du RSB qualitatif (Rapport Signal sur Bruit) comparée à la TF-2D. Le protocole d'acquisition est représenté sur la figure 2.4 : une barrette linéaire est posée sur une plaque en contact avec du couplant. Un groupe de  $M$  éléments attenants est utilisé comme émetteurs et un groupe de  $N$  éléments attenants comme récepteurs,  $d$  éléments sont laissés inactifs entre émetteurs et récepteurs.

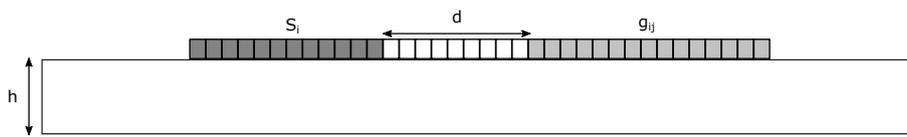


FIGURE 2.4 – Dispositif expérimental en vue de réaliser une image des courbes de dispersion par la méthode dite *SVD* : capteur multi-éléments posé sur un échantillon à faces parallèles.

Chaque élément émetteur émet successivement une impulsion, et les ondes ainsi créées sont mesurées après propagation dans l'échantillon par chacun des éléments récepteurs. Les signaux émis sont notés  $s_i$ , les signaux mesurés par l'élément  $j$  lors d'une émission par l'élément émetteur  $i$  sont notés  $g_{ij}$ , et la réponse impulsionnelle entre chaque couple est notée  $h_{ij}$  avec  $i \in [1, M]$  et  $j \in [1, N]$ . On a ainsi :

$$g_{ij}(t) = h_{ij}(t) \otimes s_i(t) \quad (2.3)$$

où  $t$  désigne le temps. Si on note  $G(f)$ ,  $H(f)$  et  $S(f)$  respectivement les transformées de Fourier de  $g$ ,  $h$  et  $s$ , la matrice  $G$  peut s'écrire sous la forme :

$$G_{ij}(f) = H_{ij}(f)S_i(f) \quad (2.4)$$

Une SVD (Décomposition en Valeurs Singulières) est alors appliquée à chaque fréquence notée  $f_e$  à la matrice  $G$  [101], cf. équation 2.5 [102],  $U$  et  $V$  sont alors de dimensions respectives  $N \times N$  et  $M \times M$ .

$$G(f_e) = USV^H \quad (2.5)$$

Les colonnes des matrices forment une base orthogonale de vecteurs singuliers. La matrice diagonale  $S$  contient l'ensemble des valeurs singulières à une fréquence donnée. La matrice  $U$  contient l'ensemble des vecteurs singuliers de la matrice des réponses impulsionnelles en fréquence. Chaque vecteur donne des informations de dispersion [103], il faut néanmoins distinguer les signaux dits "utiles" et les signaux correspondant au bruit. Ce choix est donc primordial et sera explicité Section 2.3.2.

On définit  $p$  comme étant le nombre de vecteurs singuliers utiles, on calcule ensuite les fonctions dites "Norme" de projection associées aux couples  $(k_q, f_e)$ , cf. équation 2.6 [97, 103]. La valeur de  $U_j(k_q)$  est définie comme le  $q$ -élément du  $j$ -ième vecteur singulier, et  $|\cdot|$  correspond au module du scalaire. Si un mode guidé existe,  $Norme(k, f)$  va tendre vers 1, sinon cette valeur est proche de zéro.

$$Norme(k_q, f_e) = \sum_{j=1}^{p(f_e)} |U_j(k_q)|^2 \quad (2.6)$$

Les résultats obtenus au moyen de cette méthode furent comparés à ceux obtenus au moyen de TF-2D ou encore de la transformée de Radon [104], et se sont révélés de bien meilleure qualité en terme de résolution et détection de modes faiblement énergétiques. Figure 2.5, sont présentées les courbes de dispersion reconstruites au moyen de la méthode SVD à partir des mêmes données expérimentales présentées précédemment. La distance  $d$  séparant émetteurs et récepteurs est nulle ici. Trois cas sont représentés pour lesquels 10, 20 et 40 émetteurs sont utilisés. Pour assurer la détection de l'ensemble des modes présents, il est nécessaire d'employer un nombre de sources supérieur au nombre de modes présents dans la bande de fréquence d'intérêt. Ainsi qu'observé sur la figure 2.5, le nombre de modes détectés augmente avec le nombre de sources utilisées. Cependant, les courbes sont qualitativement plus bruitées lorsque le nombre de sources augmente.

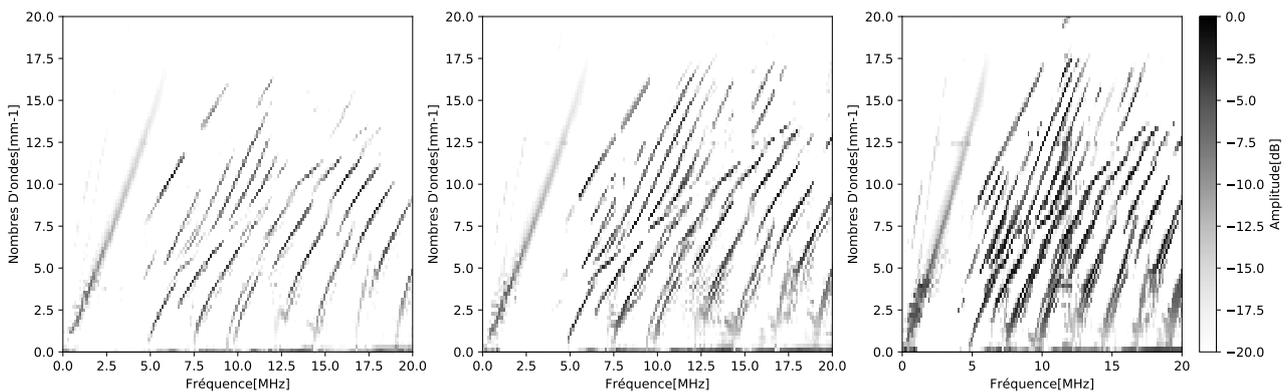


FIGURE 2.5 – Courbes de dispersion extraites en utilisant la méthode SVD sur l'assemblage collé à base de titane pour trois différents nombre d'émetteur respectivement de gauche à droite : 10,20 et 40.

La résolution en nombre d'ondes bien que meilleure qu'avec une TF-2D reste limitée. Ainsi, pour améliorer ces résultats, MINONZIO ET AL. se sont penchés sur l'étude d'une minimisation parcimonieuse, méthode alors appelée *S-SVD* (pour *Sparse-SVD*) [101]. Les détails de cette méthode ne seront pas explicités ici, mais on retiendra que deux paramètres heuristiques doivent être déterminés par essai/erreur. L'application de la méthode *S-SVD* est présentée pour la même configuration que celle basée sur la SVD, figure 2.6. Nous avons utilisé la norme  $l1$  et les paramètres heuristiques tels que définis dans l'article [101]  $\mu=0.01$  et  $\sigma=1$ . Suite à analyse, le bruit apparaît effectivement considérablement réduit en comparaison de celui observé avec la méthode SVD de MINONZIO.

Un choix est fait pour la suite de se concentrer sur une configuration à 20 émetteurs, qui offre un bon compromis entre la quantité d'information et le niveau de bruit observable. La résolution en nombre d'ondes est comparée pour les trois méthodes précédentes (TF-2D, SVD et *S-SVD*) à 2 fréquences choisies arbitrairement : 10 et 15 MHz. Les résultats sont présentés figure 2.7, on peut noter que la méthode *Sparse-SVD* réduit le bruit et améliore la résolution en nombre d'ondes des modes détectés. Des modes non détectés initialement sont même révélés (cf. à 15 MHz autour de  $15\text{mm}^{-1}$ ). Les largeurs à mi-hauteur des deux premiers modes à 10 MHz valent respectivement  $0.65\text{mm}^{-1}$ ,  $0.72\text{mm}^{-1}$

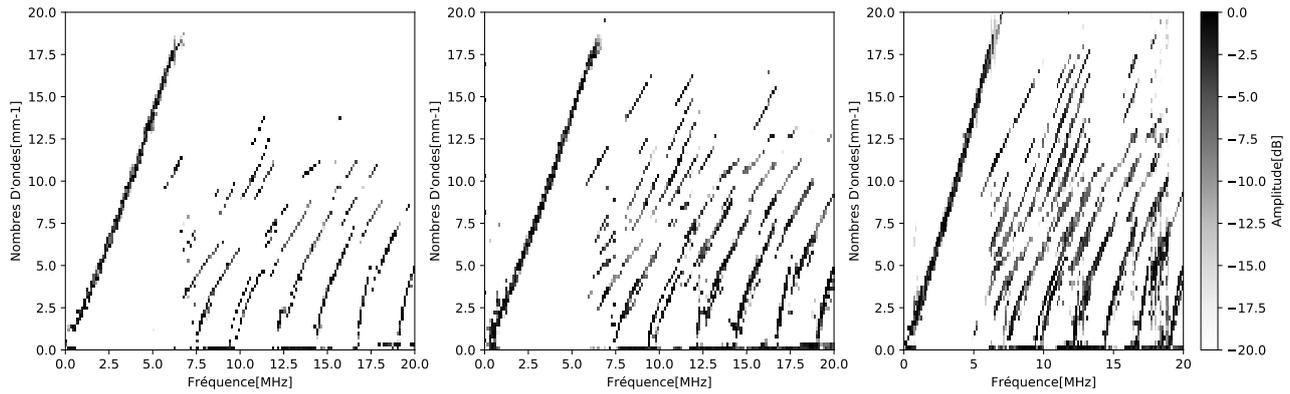


FIGURE 2.6 – Courbes de dispersion extraites en utilisant la méthode S-SVD sur l'assemblage collé à base de titane pour trois différents nombre d'émetteurs respectivement de gauche à droite : 10, 20 et 40.

pour la TF-2D, et seulement  $0.6\text{mm}^{-1}$ ,  $0.51\text{mm}^{-1}$  pour la S-SVD. Cependant, certains modes peuvent disparaître (i.e. à 10MHz autour de  $12.5\text{mm}^{-1}$ ) sur les courbes de dispersion extraites avec la méthode basée sur Sparse SVD. Varier les critères heuristiques et la norme choisie permet d'optimiser le résultat. Cependant, cela dépend fortement de la configuration utilisée [101], et aucun critère ne permet de déterminer *a priori* les paramètres heuristiques adéquats.

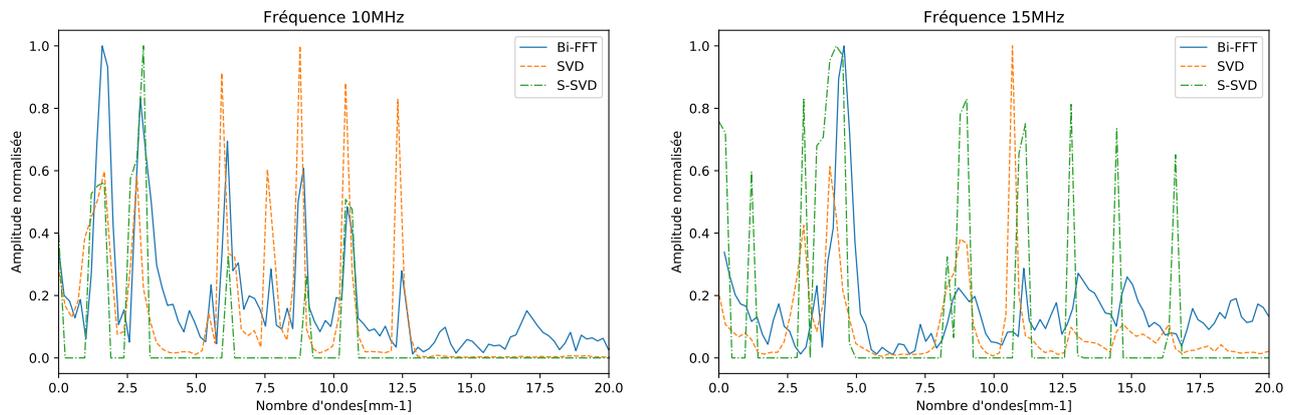


FIGURE 2.7 – Vue en coupe des courbes de dispersion à fréquence fixée lors d'une mesure avec un transducteur linéaire 15 MHz à 128 éléments sur un assemblage collé à base de titane, obtenus par trois post-traitements différents : bi-fft, SVD, et S-SVD.

Compte tenu du caractère arbitraire du choix des paramètres d'analyse qui sont pourtant de nature à faire apparaître ou disparaître des modes utiles à l'identification des propriétés d'interface, nous nous sommes attachés à proposer une technique d'exploitation des signaux acoustiques issus de multiples sources émettrices, et ne nécessitant pas l'emploi de paramètres heuristiques.

## 2.3 MUSIC multi-émetteurs pour l'imagerie de courbes de dispersion

La méthode Multiple Signal Classification (MUSIC) est issue du secteur des télécommunications et a été développée dans l'objectif de détecter des sources multiples [2]. Elle est couramment employée pour estimer les DOA (Direction d'arrivée) [105], mais aussi également dans le domaine

du contrôle non-destructif pour imager des défauts au moyen d'ondes de volume [106, 107, 108]. Plus récemment, cet algorithme a été adapté à la reconstruction de courbes de dispersion en exploitant des mesures sismiques passives au moyen de plusieurs récepteurs [109]. Puis il fut étendu au contrôle santé intégré pour exploiter un unique émetteur [110]. Nous nous intéressons ici à l'optimisation de cette méthode pour extraire des mesures ultrasonores effectuées au moyen d'un traducteur multi-éléments les courbes de dispersion d'une structure plane. Nous proposons ainsi une extension multi-émetteurs/multi-récepteurs de la méthode MUSIC.

La même configuration expérimentale présentée section 2.2 est employée ici, une barrette linéaire est placée au contact de l'échantillon. Une transformée de Fourier temporelle est tout d'abord appliquée à la matrice des réponses impulsionnelles, de façon à obtenir l'équation 2.4. Chaque terme de cette matrice peut être développé de façon plus explicite selon la relation [103] :

$$G_{ij}(f) = \sum_{p=1}^{P_{\text{modes}}} \eta_p \cdot e^{-\alpha_p(f)d_{ij}} \cdot e^{ik_p(f)d_{ij}} ; \quad (2.7)$$

où  $P$  désigne le nombre de modes,  $d_{ij}$  la distance entre l'émetteur  $i$  et le récepteur  $j$ ,  $k_p(f)$  et  $\alpha_p(f)$  les nombres d'onde réel et imaginaire du  $p$ -ième mode guidé d'amplitude modale associée  $\eta_p$ .

Le problème considéré correspond alors à réaliser de l'estimation des composantes (ici de nombres d'onde) dans des signaux bruités, ce qui est une problématique récurrente du domaine des traitements des signaux (détection de contenu fréquentiel) [111, 112]. L'objectif est d'estimer les nombres d'ondes des modes guidés présents dans les signaux à chaque fréquence d'intérêt. Pour cela, on calcule la matrice d'autocorrélation des réponses impulsionnelles à chaque fréquence, notée  $R_{xx}(f)$  et présentée à l'équation 2.8, avec  $H$  la transformée Hermitienne de la matrice, de taille  $N^*N$ .

$$R_{xx}(f) = G(f)G(f)^H \quad (2.8)$$

La matrice d'autocorrélation est une matrice Hermitienne qui peut donc se décomposer en valeurs propres de la forme :  $R_{xx}(f) = P^{-1}DP$ . La matrice  $P$  contient l'ensemble des vecteurs propres  $v$  à une fréquence spécifique, et la matrice diagonale  $D$  contient l'ensemble des valeurs propres  $\lambda$  de la matrice  $R_{xx}(f)$ . Ces vecteurs propres peuvent être divisés en deux sous-espaces : l'un correspondant aux signaux, et l'autre correspondant au bruit (cf. équation 2.9). Les modes guidés sont décorrélés du bruit supposé gaussien, et donc leurs vecteurs propres sont orthogonaux à ceux du bruit. Dans ce cas, le nombre de vecteurs propres  $p$  associés aux signaux représente le nombre de modes à une fréquence spécifique dans la plaque [103]. Comme pour les méthodes SVD et Sparse-SVD, la difficulté principale est que le nombre de modes n'est *a priori* pas connu à chaque fréquence de sorte qu'une méthode doit être définie pour déterminer  $p$  ainsi que présenté au paragraphe 2.3.2.

$$\sum_{n=1}^N \lambda_n(f)v_n(f) = \sum_{n=1}^p \lambda_n(f)v_n(f) + \sum_{n=p+1}^N \lambda_n(f)v_n(f) \quad (2.9)$$

Les vecteurs propres associés aux modes ayant préalablement été isolés, on exploite tout d'abord les  $N-p$  vecteurs propres du sous-espace bruit en les projetant dans l'espace des modes guidés. On définit alors le pseudo-spectre par l'équation 2.10 (où  $e_k$  est un projecteur, correspondant dans ce cas à une transformée de Fourier) où les pics indiquent la position des modes guidés. Cette projection est équivalente à une simple transformée de Fourier lorsque les distances entre les récepteurs sont égales et si ces derniers sont alignés. Du fait de la propriété d'orthogonalité des vecteurs, pour chaque fréquence considérée, le pseudo-spectre contiendra  $p$ -pics correspondant aux  $p$ -modes car la projection des vecteurs de bruit dans le sous-espace signal tend vers 0; ce qui donne une information

précise sur la présence des modes guidés détectés mais pas sur l'énergie modale. Il est néanmoins possible à partir de MUSIC d'extraire une information énergétique (cf. annexe A), mais nous ne l'utilisons pas dans la suite.

$$P_{mu}(f) = \frac{1}{\sum_{n=p+1}^N |e_k v_n(f)|^2} \quad (2.10)$$

La méthode MUSIC est tout d'abord appliquée aux données expérimentales obtenues sur l'échantillon tricouche collé à base de titane, voir Figure 2.8, avec le même nombre d'émetteurs que pour la SVD à savoir 20. On observe une diminution du bruit comparativement aux niveaux relevés sur l'image obtenue par SVD (figure 2.5). En effet, en conservant uniquement les 10dB par rapport à l'amplitude maximale à chaque fréquence, l'image obtenue est binaire, les modes sont représentés par un pixel unique par fréquence. Grâce à la méthode MUSIC, nous parvenons également à détecter des modes de faible énergie, qui n'étaient pas visibles avec les méthodes SVD ou S-SVD, notamment ceux situés autour de 5 MHz.

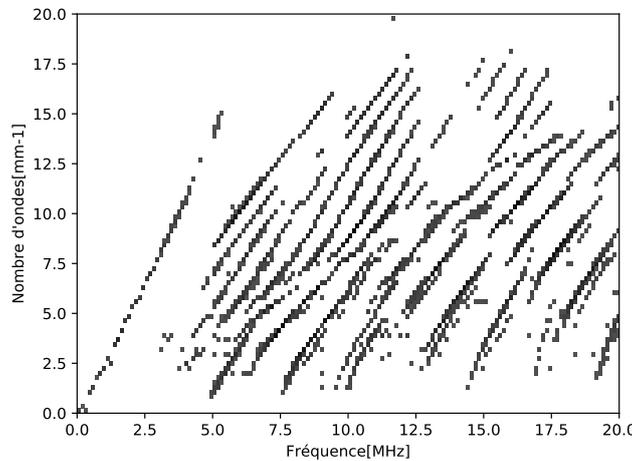


FIGURE 2.8 – Courbes de dispersion expérimentales obtenues avec l'algorithme MUSIC avec 20 émetteurs sur l'assemblage collé à base de titane.

À fréquence fixe la résolution en nombre d'ondes est améliorée (cf. figure 2.9). Ainsi, MUSIC permet non seulement d'accroître la détection de certains modes, mais aussi d'obtenir une détection plus affinée que celle obtenue avec la méthode SVD.

Dans le cas d'échantillons multicouches hétérogènes et anisotropes dans lesquels les ultrasons sont fortement atténués comme le composite, l'extraction des courbes de dispersion est complexe car le rapport signal sur bruit des signaux temporels bruts est faible. Nous avons alors voulu comparer les différentes méthodes d'analyse proposées ici en exploitant des acquisitions réalisées sur des échantillons collés de substrats composites, mis à disposition dans le cadre d'un projet européen *ComBoNDT*. Les échantillons sont de dimension (200\*200mm<sup>2</sup>), les épaisseurs des substrats et de l'adhésif valent respectivement 2mm et 0.2mm. Les plaques composites assemblées sont constituées de 8 plis carbone/epoxy dont la stratification est définie par les orientations : [0, 0, 45, -45, -45, 45, 0, 0]° [113].

Des mesures sont réalisées au moyen d'une barrette linéaire de 64 éléments, d'espace inter-éléments de 0.8mm, de fréquence centrale 2 MHz et de bande-passante 60% de la fréquence centrale. Sont représentés sur la figure 2.10 les résultats obtenus avec les méthodes SVD et MUSIC en utilisant le même nombre d'émetteurs (8). Là encore, la reconstruction effectuée au moyen de MUSIC permet d'obtenir un gain d'information et une réduction significative du niveau de bruit. On parvient ainsi à

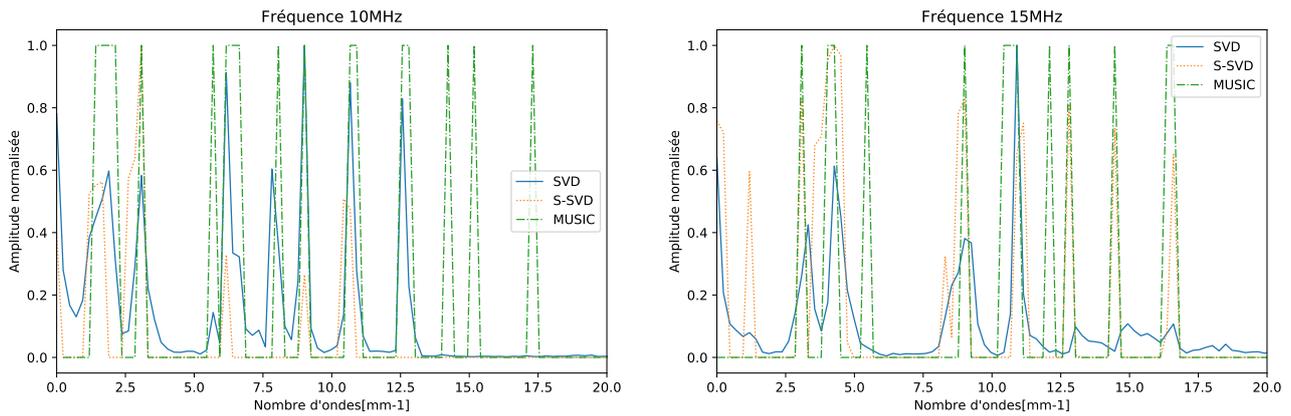


FIGURE 2.9 – Vue en coupe des courbes de dispersion en nombre d'ondes en fonction de la méthode d'imagerie à deux fréquences fixes sur l'assemblage collé de titane.

séparer plus aisément des modes qui étaient proches et qui semblaient alors n'en former qu'un.

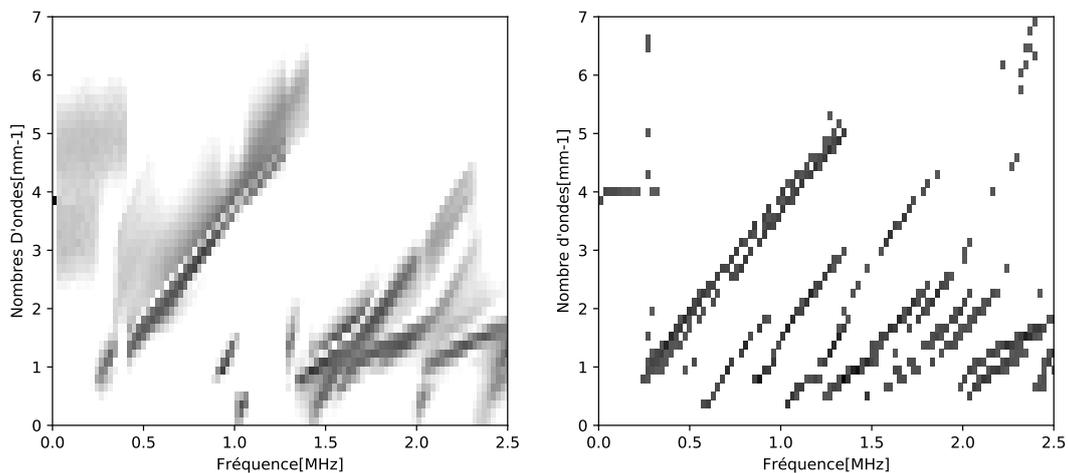


FIGURE 2.10 – Courbes de dispersion dans le cas d'un assemblage collé à base de composite, obtenues à gauche par la méthode SVD (amplitude allant jusqu'à -30dB), et à droite par l'algorithme MUSIC étendu.

Des vues en coupe des graphiques 2.10 pour deux longueurs d'onde sont présentées sur la figure 2.11. Alors qu'une simple transformation de Fourier bi-dimensionnelle ne permet pas d'identifier certains modes, SVD et MUSIC permettent de les extraire avec un bon rapport signal/bruit. La technique MUSIC apporte une capacité de filtrage supplémentaire qui permet de distinguer des modes proches.

### 2.3.1 Influence du nombre de sources sélectionnées

Pour une estimation de direction d'arrivée standard exploitant l'algorithme MUSIC, il est nécessaire que le nombre de récepteurs soit plus important que le nombre de sources [2]. Dans notre cas, pour détecter l'ensemble des modes il faut donc que le nombre de récepteurs soit plus important que le nombre maximum de modes présents dans la bande-passante des traducteurs. Nous nous intéressons ici à l'optimisation du choix du nombre de récepteurs (et donc de façon équivalente au nombre

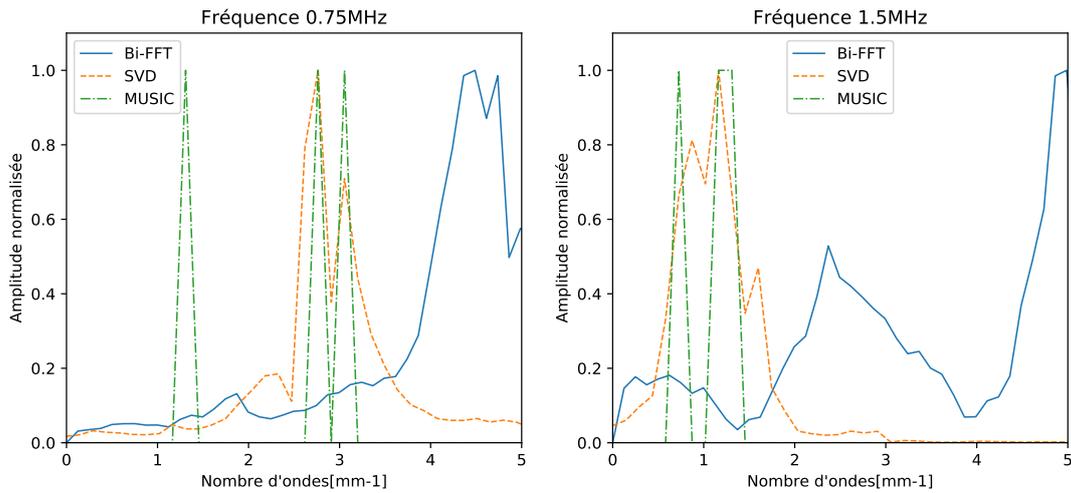


FIGURE 2.11 – Résolution en nombre d'ondes à deux fréquences données en fonction de la méthode d'imagerie sur un assemblage collé à base de composites.

d'émetteurs). Précédemment, le nombre d'émetteurs était choisi pour maximiser qualitativement la quantité d'information sur chaque image afin d'obtenir la résolution et un RSB élevés. Pour les méthodes SVD et MUSIC, une augmentation du nombre d'émetteurs diminue la résolution en nombre d'ondes car cela réduit le nombre de récepteurs.

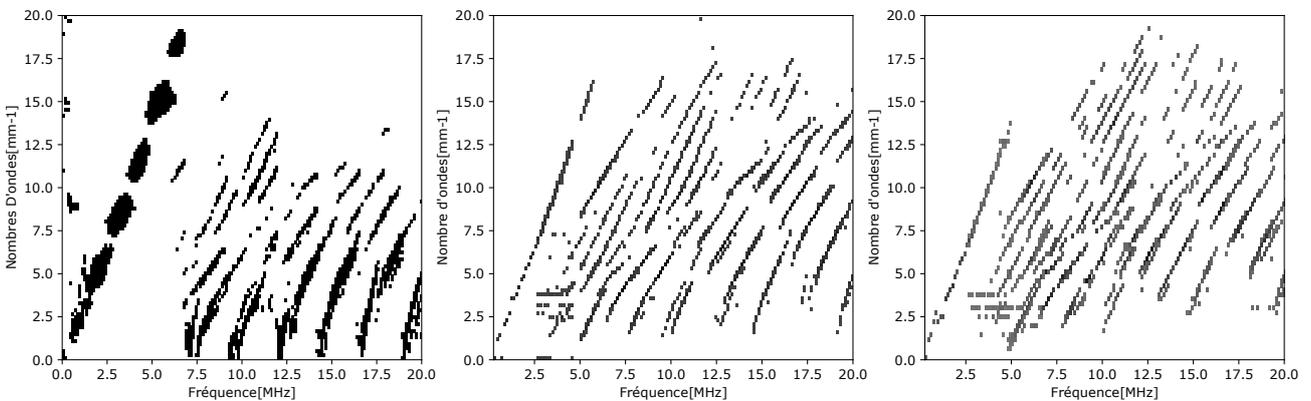


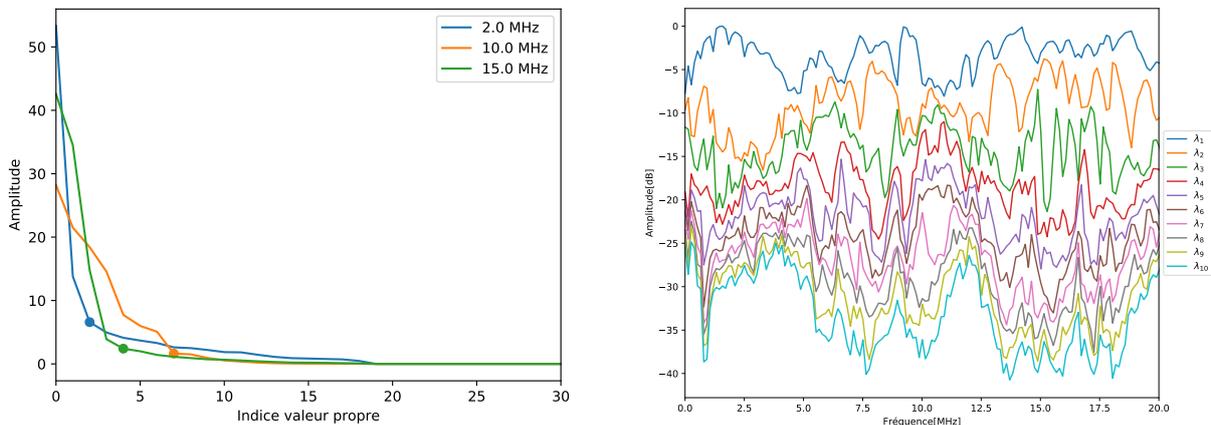
FIGURE 2.12 – Courbes de dispersion calculées avec l'algorithme MUSIC sur l'assemblage collé à base de titane avec trois cas présents, de gauche à droite : 1, 10 et 30 émetteurs.

Comme indiqué section 2.2 dans le cas de la méthode SVD, utiliser un nombre d'émetteurs plus important permet de disposer d'un plus grand volume d'information mais cela entraîne dans le même temps une augmentation du bruit. L'influence du nombre d'émetteurs sur la qualité de la reconstruction des courbes de dispersion est également étudiée dans le cas de la méthode MUSIC. Trois mesures ont été réalisées sur l'assemblage titane/titane en utilisant respectivement un unique émetteur, 10 puis 30 émetteurs, cf. 2.12 (avec à chaque fois un nombre de récepteurs égal à 128-le nombre d'émetteurs). Bien qu'un unique émetteur soit employé, les courbes de dispersion obtenues avec MUSIC, selon la méthode présentée dans [110], sont visiblement moins bruitées que celles obtenues avec une transformation de Fourier 2D (figure 2.3). Cependant, le mode se propageant dans le couplant est tellement énergétique qu'il masque les modes présents dans la même plage fréquentielle (cf. <7MHz). Dans les deux autres cas, les courbes de dispersion obtenues sont similaires bien qu'on

observe qu'en utilisant 30 émetteurs, plus de points dans le plan (nombre d'onde, fréquence) marquant la présence de modes sont révélés sans que ces derniers ne semblent s'apparenter à du bruit.

### 2.3.2 De l'importance du nombre de valeurs propres

Quelle que soit la technique d'analyse employée, la qualité de la reconstruction des courbes de dispersion dépend directement du nombre de valeurs propres (ou singulières) associées au signal retenu. S'agissant de la méthode MUSIC, le nombre de mode recherché pour chaque fréquence n'est a priori pas connu et doit être déterminé au moyen d'un critère objectif. Les valeurs propres de la matrice  $D$  sont classées par amplitude décroissante. Elles sont représentées sur la figure 2.13a, pour une acquisition à 20 émetteurs et 108 récepteurs sur échantillon collé à base de titane, pour trois fréquences distinctes. Clairement, les premières valeurs propres sont plus importantes que celles associées à la plupart des vecteurs propres qui ne sont associés à aucun mode. On s'intéresse donc aux valeurs propres et on cherche à différencier celles correspondant au sous-espace bruit de celles associées aux modes soit au signal utile. Il a été montré qu'un seuil correspondant à un point d'inflexion sépare ces deux espaces [112, 111]. La problématique de la détection des points d'inflexion pour les valeurs propres (mais aussi des valeurs singulières [97]) est présente dans de nombreux domaines, et a été par exemple étudiée dans le cadre de l'imagerie de défauts par ondes de volume par méthode DORT ([114]). Pour déterminer ce point, un grand nombre de méthodes a été utilisé, qu'il s'agisse d'un simple seuil par rapport à la valeur propre maximale [97], ou de tests statistiques [112]. Ce sont ces derniers qui sont les plus courants dans la littérature dédiée aux traitements des signaux. On peut par exemple noter le test Akaike Information Criteria (AIC), la longueur de description minimale (LDM), ou encore de fit exponentiel [115, 116]. Nous choisissons ici une méthode de fit pour séparer cette fonction en deux régimes de décroissance, comme dans [117]. Puis, la dérivée est analysée pour faciliter la détection du point d'inflexion, délimitant ces deux régimes.



(a) Évolution des valeurs propres pour différentes fréquences, avec les points d'inflexion associés.

(b) Amplitude des 10 premières valeurs propres.

FIGURE 2.13 – Valeurs propres de la matrice de covariance dans le cas d'une acquisition à 20 émetteurs (108 récepteurs) pour l'assemblage collé à base de titane.

Les points d'inflexion ainsi déterminés sont représentés sur la figure 2.13a. La figure 2.13b représente les 10 premières valeurs propres dans la bande-passante d'intérêt. Notons que la prédominance du mode du couplant à basse-fréquence (<5MHz) se traduit ici par la présence d'une valeur propre nettement plus forte que les suivantes.

### 2.3.3 Choix d'une méthode de projection

D'autres méthodes que MUSIC ont été proposées dans la littérature et seraient applicables dans notre cas pour extraire les courbes de dispersion de notre système. Nous citerons par exemple, la méthode du maximum de vraisemblance, appliquée à la méthode DORT [106]. Un algorithme MUSIC amélioré reposant sur une résolution de polynômes, intitulé root-MUSIC [118, 119], est également applicable ici.

Enfin, une méthode exploitant l'invariance rotationnelle de l'espace des signaux définie par ROY et KAILATH [120] et intitulée ESPRIT (Estimation of Signal Parameters via rotational invariance techniques), a été développée pour des problématiques de DOA (Direction d'arrivée) de signaux sur un réseau d'antennes. Ces trois méthodes ont également été employées pour traiter les signaux acquis au moyen d'un traducteur linéaire multiéléments au contact (voir annexe B). Dans tous les cas testés, l'algorithme MUSIC à plusieurs sources a permis d'obtenir les courbes de dispersion les moins bruitées et les plus riches (en terme de nombre de modes identifiés).

## 2.4 Application de la méthode MUSIC à plusieurs émetteurs au contrôle d'échantillons collés

Nous avons appliqué la méthode MUSIC multi-émetteurs à des mesures ultrasonores effectuées sur deux échantillons de nature différente : collage aluminium/aluminium avec et sans polluant déposé avant collage ; titane/titane avec défaut d'adhésion ou variation de l'épaisseur de l'adhésif.

### 2.4.1 Expériences sur des échantillons tricouches Al/Ep/Al

Des acquisitions ont été réalisées sur des assemblages collés constitués de deux substrats aluminium (série 5000) d'épaisseur 2 mm assemblés par un film de colle époxy d'épaisseur 100 $\mu$ m. La dimension de l'assemblage est 200x200mm<sup>2</sup>. Avant application du film de colle, la surface a été polluée en déposant, sur une bande de 20mm de large, du lubrifiant sec contenant des particules de PTFE. Un masque est placé sur la plaque pour contrôler l'extension de ce défaut. Le protocole de fabrication est décrit plus en détail au chapitre 4. Deux acquisitions ont été effectuées : la première avec une barrette linéaire de 64 éléments, de fréquence centrale 1 MHz avec une bande-passante à 60% de la fréquence centrale (figure 2.14a) ; la seconde avec une barrette linéaire de 128 éléments, une distance inter-éléments de 0.35mm et une fréquence centrale à 10MHz (figure 2.14b). Les courbes de dispersion de l'échantillon sain sont représentées en rouge. Sur les mêmes figures sont reportées en bleu celles obtenues sur l'échantillon contenant le défaut d'adhésion. La méthode MUSIC est employée dans tous les cas pour reconstruire ces courbes de dispersion.

Il est difficile de distinguer les deux familles de courbes. Ainsi, les courbes de dispersion n'offrent pas de signature spécifique permettant de détecter le défaut introduit ici. Aucun mode, y compris à haute fréquence où le nombre de modes et la quantité d'information sont importants, ne permet de détecter une faiblesse de l'interface.

### 2.4.2 Expériences sur des échantillons tricouches Ti/Ep/Ti

Ces mesures ont été reproduites sur des assemblages collés constitués de deux plaques de titane d'épaisseur 1.6mm assemblées par le même film d'adhésif d'épaisseur 100 $\mu$ m. La surface des substrats a été préalablement décapée au moyen d'une solution d'acide Nitrique et d'acide fluorhydrique. Deux échantillons sont produits, après décapage, du lubrifiant sec a été à nouveau déposé à la surface d'un des substrats de l'un des deux échantillons. Deux acquisitions ont été réalisées : une à 2 MHz avec un

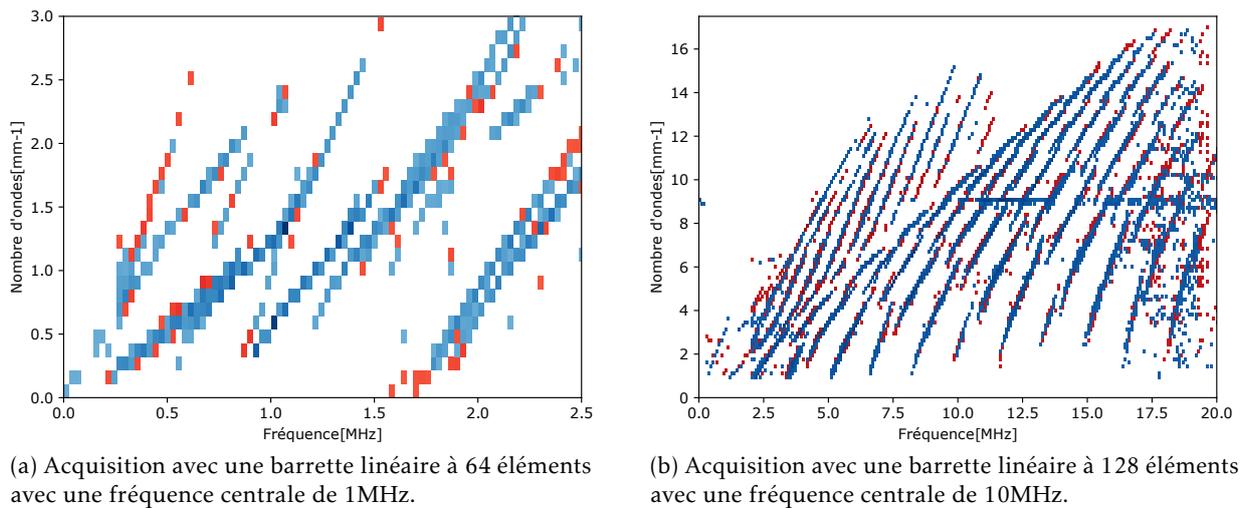


FIGURE 2.14 – Comparaison des courbes de dispersion obtenues par MUSIC multi-émetteurs lors d'une acquisition sur deux assemblages collés à base d'aluminium : cas référent (*rouge*) et cas avec un défaut d'adhésion (*bleu*).

traducteur 128 éléments, une bande-passante de 60% de la fréquence centrale et un pitch de 0.8mm (cf. figure 2.15a), et l'autre 10 MHz avec 128 éléments, une bande-passante de 60% de la fréquence centrale, et un espace inter-éléments de 0.35mm (cf. figure 2.15b). A nouveau, aucune différence notable n'est observable entre les courbes de dispersion obtenues sur ces deux échantillons. Aucune variation significative attribuable à une modification de l'adhésion entre ces deux échantillons n'est détectable.

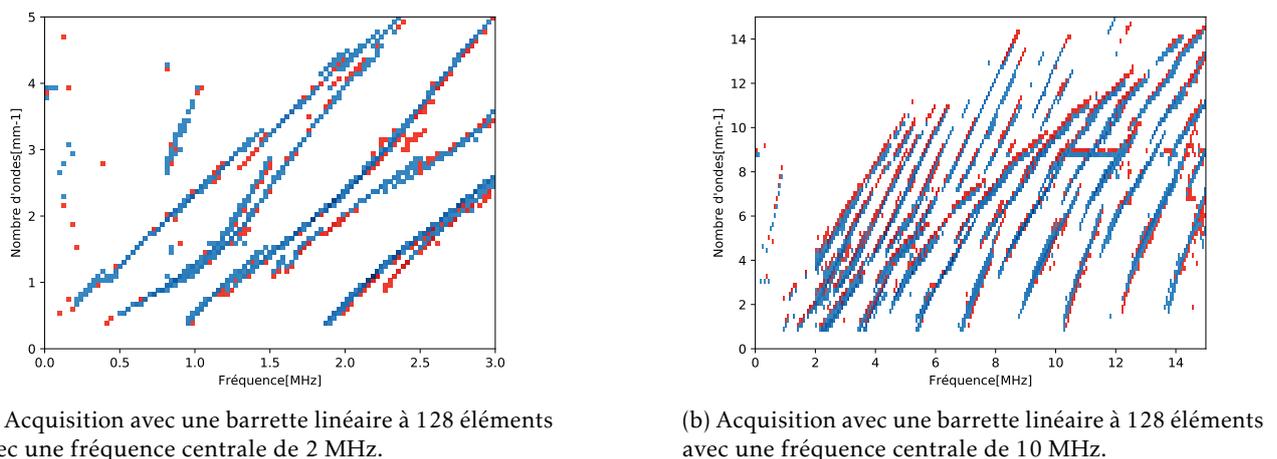


FIGURE 2.15 – Comparaison des courbes de dispersion obtenues par MUSIC multi-émetteurs lors d'une acquisition sur deux assemblages collés à base de titane : cas référent (*rouge*) et cas avec un défaut d'adhésion (*bleu*).

Un autre cas d'application a été celui d'un collage de substrats en titane avec une colle de type AF191, réalisé avec 2 épaisseurs d'adhésif, allant du simple (140 $\mu$ m) au double (280 $\mu$ m). La longueur et la largeur restreintes de ces deux échantillons ne permettaient pas de réaliser la mesure avec

des traducteurs à basse fréquence. Dans ce cas, le traducteur utilisé est une barrette linéaire avec une fréquence centrale à 15 MHz, et une bande-passante relative de 60% de la fréquence centrale, avec 128 éléments. Presque tous les modes se superposent comme représenté Figure 2.16. L'unique différence visible qui peut être due à la variation d'épaisseur est un léger décalage de certains modes visibles à partir de 17MHz.

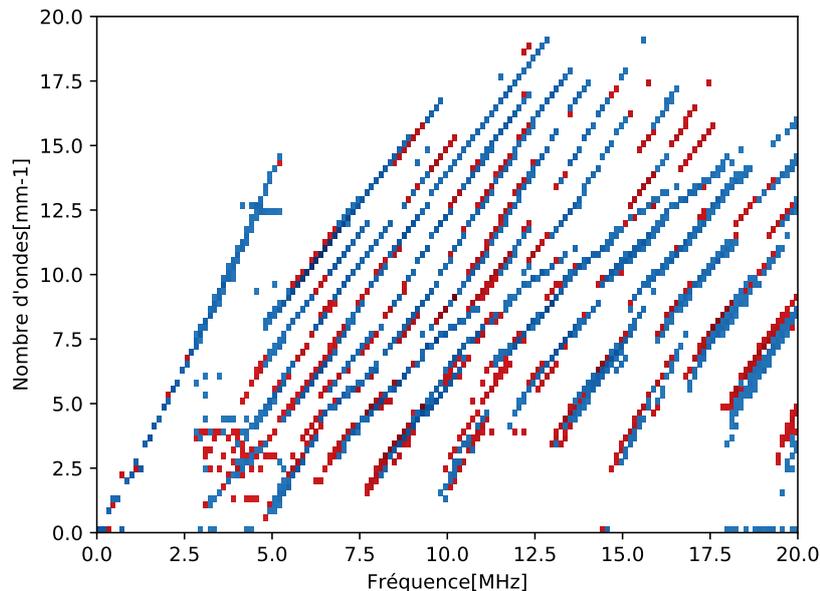


FIGURE 2.16 – Comparaison des courbes de dispersion obtenues avec l'algorithme MUSIC sur données expérimentales obtenues sur des échantillons collés à base de titane avec deux épaisseurs d'adhésif différentes :  $140\mu\text{m}$  (rouge) et  $280\mu\text{m}$  (bleu).

## 2.5 Étude par simulation des courbes de dispersion d'assemblages collés de faible épaisseur

Malgré une technique de reconstruction des courbes de dispersion plus fine que celles utilisées par ailleurs, aucune signature liée à la présence d'un défaut d'adhésion matérialisé ici par une pollution de surface n'a pu être détecté sur la série de mesure effectuée. Pour analyser ces résultats, nous évaluons par simulation la sensibilité des ondes guidées aux modifications des caractéristiques de l'interface collée modélisée comme une couche élastique liée aux substrats par l'intermédiaire de

ressorts linéaires.

### 2.5.1 La méthode SAFE

L'objectif est alors de calculer les courbes de dispersion théoriques et les profils de déplacements correspondants. De nombreuses méthodes ont été développées pour réaliser ce type de simulation dans un milieu multicouche, comme par exemple la méthode matricielle [121]. Sa mise en œuvre reste cependant assez lourde. Pour cette raison, une méthode numérique alternative plus performante et flexible a été retenue ici : la méthode SAFE (Semi-Analytical Finite Element) [122]. Elle permet de prendre en compte les caractéristiques géométriques et mécaniques (épaisseur, masse volumique, vitesses longitudinale et transversale) des échantillons. La méthode SAFE consiste à résoudre numériquement un problème aux valeurs propres par l'intermédiaire d'un modèle éléments finis, où la direction de propagation des ondes est connue et où seule la section droite du guide est discrétisée. La méthode SAFE a l'avantage de modéliser la propagation dans des guides de section arbitraire. Enfin, les modèles basés sur la méthode des éléments finis permettent de simuler des variations de propriétés mécaniques dans la section ou encore des défauts localisés (notamment aux interfaces). Dans le cas des plaques collées étudiées, l'utilisation de cette méthode est restreinte aux guides d'ondes bidimensionnels, nous étudions ainsi uniquement la section dans l'épaisseur de la plaque, avec des conditions de contraintes nulles aux deux surfaces externes. Le but est alors de déterminer les nombres d'onde des modes, solutions de l'équation de propagation dans le guide dont l'épaisseur est discrétisée.

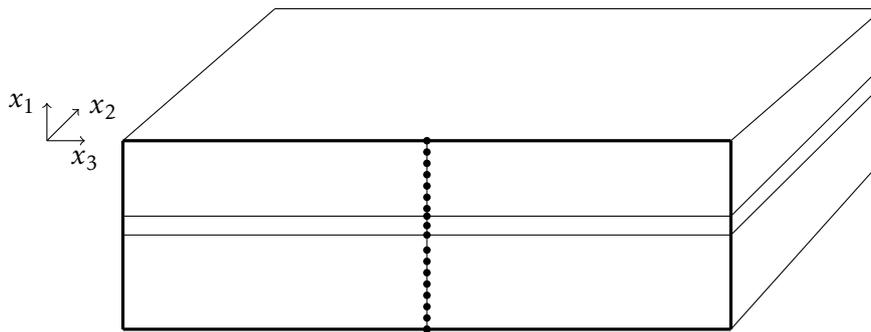


FIGURE 2.17 – Maillage avec SAFE d'un assemblage collé.

Un exemple de discrétisation SAFE est présenté dans le cas d'un assemblage collé Figure 2.17. Cette méthode nous permet de calculer à la fois les modes de Lamb, mais les aussi les modes SH qui se propagent dans l'assemblage collé. Les différents modèles rhéologiques employés pour décrire le comportement des interfaces collées ont été présentés dans le paragraphe 1.3.2. Dans le cas présent, nous souhaitons introduire des paramètres décrivant le comportement des interfaces adhésif/substrat que l'on puisse distinguer du comportement de la couche d'adhésif. L'interface collée est donc modélisée ainsi que représenté sur la figure 2.18, l'adhésif étant décrit comme une couche homogène isotrope élastique, et les interphases décrites par des ressorts linéaires introduisant des complaisances en tension et cisaillement distinctes. Nous avons regroupé l'ensemble des propriétés mécaniques utilisées dans nos simulations dans le Tableau 2.1 ; celles de l'adhésif sont typiques d'une colle epoxy [123]. Nous avons considéré dans cette étude uniquement des matériaux isotropes avec des raideurs d'interface réelles mais il est également possible de prendre en compte la visco-élasticité dans ce type de simulation.

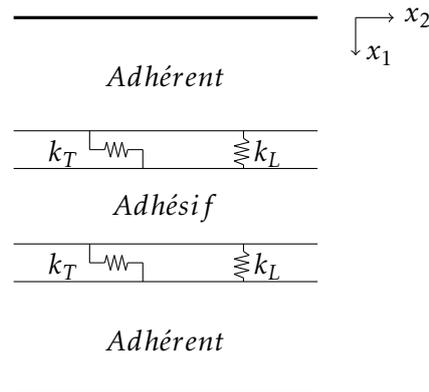


FIGURE 2.18 – Modèle rhéologique de la colle avec distribution surfacique des ressorts au niveau des interfaces, utilisé pour les simulations SAFE.

Matériau	Densité( $\text{g}\cdot\text{cm}^{-3}$ )	$v_L(\text{mm}\cdot\mu\text{s}^{-1})$	$v_T(\text{mm}\cdot\mu\text{s}^{-1})$
Aluminium	2.7	6.36	3.14
Titane	4.5	6.07	3.31
Adhésif	1.23	2.488	1.134

TABLEAU 2.1 – Propriétés mécaniques des matériaux utilisés dans les simulations avec SAFE.

## 2.5.2 Application de la méthode SAFE à la simulation de courbes de dispersion de joints collés

Les outils de simulation SAFE ont été appliqués aux deux cas d'étude, à savoir des assemblages de plaques de titane de 1.6mm d'épaisseur, et d'aluminium de 2mm. Pour plus de clarté, les deux cas sont présentés séparément. Les courbes de dispersion sont calculées pour les modes de Lamb et pour les modes SH. En effet, ces derniers sont de plus en plus exploités dans la littérature car dans certaines configurations, ces modes sont sensibles aux raideurs d'interface [124, 9].

### Assemblage de substrats aluminium

Les courbes de dispersion sont simulées par la méthode SAFE dans le cas d'un tricouche symétrique constitué de deux substrats d'aluminium d'épaisseur 2mm, liés par une colle (époxy) d'épaisseur  $100\mu\text{m}$ . Le premier paramètre étudié est l'influence de l'épaisseur de différentes couches sur les courbes de dispersion. Ainsi, la Figure 2.19 représente les courbes de dispersion des modes de Lamb pour une variation de 5% de l'épaisseur de l'adhérent supérieur, soit une variation de 0.1 mm, et pour une variation de 10% de l'épaisseur de la couche d'adhésif soit 0.01 mm. Ces ordres de grandeur de variation ont été choisis car on considère qu'industriellement, en raison d'usure des composants ou incertitude lors de la fabrication, une variation d'épaisseur d'adhérent de 0.1 mm et une variation d'épaisseur d'adhésif de 0.01 mm peuvent être rencontrées. Dans cette gamme de fréquence, les modes de Lamb sont peu sensibles aux variations d'épaisseur d'adhésif. En revanche des variations significatives croissant avec la fréquence sont observées lorsque l'épaisseur d'un substrat varie.

L'étude des courbes de dispersion des modes SH est aussi réalisée dans cette gamme de fréquence. La figure 2.20 représente les courbes de dispersion dans ce cas, conduisant aux mêmes conclusions que précédemment. Là encore, dans cette bande-passante, les modes SH sont peu sensibles aux faibles variations d'épaisseur de l'adhésif, mais des variations significatives, outre les premiers modes, sont observées vis-à-vis de l'épaisseur des substrats.

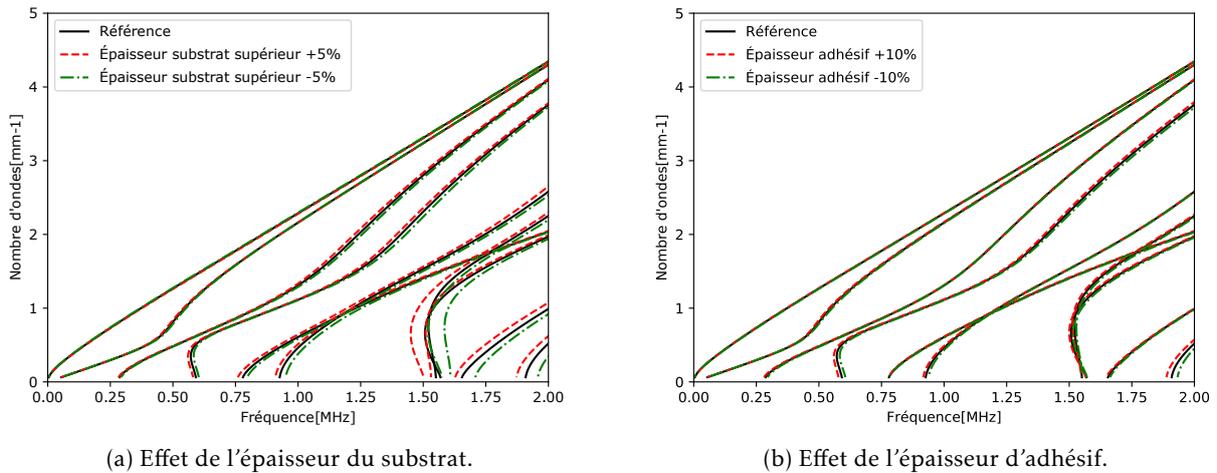


FIGURE 2.19 – Courbes de dispersion (ondes de Lamb) simulées dans le cas des échantillons à base d'aluminium pour différentes épaisseurs d'adhérent (à gauche) et d'adhésif (à droite).

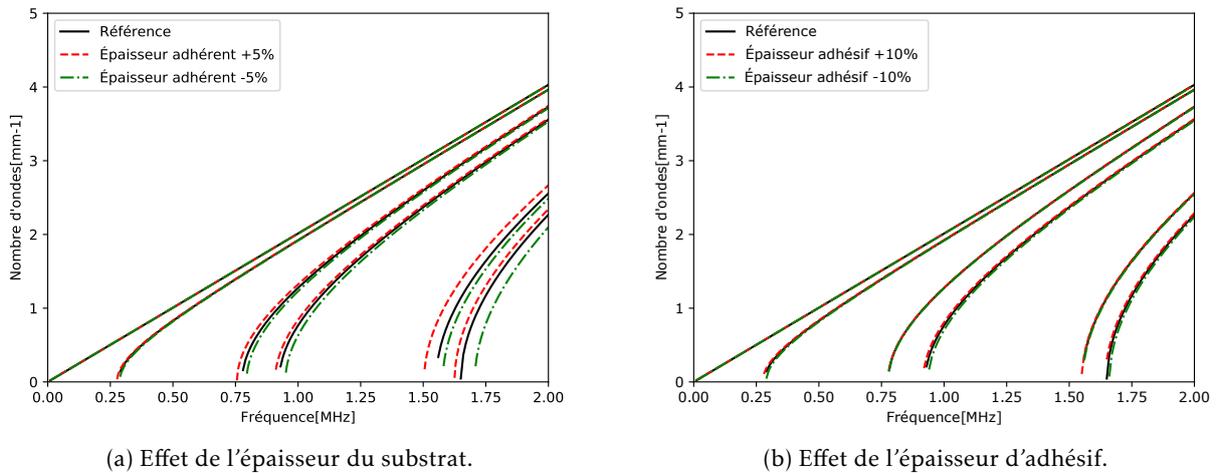


FIGURE 2.20 – Courbes de dispersion simulées sur des assemblages collés à base d'aluminium (modes SH) pour différentes épaisseurs de substrat (à gauche) et d'adhésif (à droite).

Dans [23], trois couples  $(k_L, k_T)$  de raideurs d'interface ont pu être déterminés à partir de mesures ultrasonores en transmission sur assemblages collés sur lesquels ont été effectués différents traitements de surface avant collage. Pour ceux conférant à l'assemblage une adhésion faible, les raideurs d'interface mesurées n'atteignaient que 4% et 1.5% des raideurs mesurées sur le collage nominal.

Bien que les configurations soient différentes, les raideurs mesurées peuvent être introduites dans les simulations SAFE pour évaluer dans quelle mesure les courbes de dispersion sont sensibles à la qualité de l'adhésion matérialisée ici par des ressorts élastiques. Dans nos configurations expérimentales, une seule surface a été polluée avant encollage, l'interphase inférieure (adhésif/adhérent inférieur) est donc supposée parfaite et la raideur de l'interphase supérieure (adhérent supérieur/adhésif) est dégra-

dée. Pour simplifier l'étude, les raideurs longitudinale et transversale sont supposées égales. Le cas nominal est défini par  $k_L=k_T=10\text{PPa}\cdot\text{m}^{-1}$ , un couple d'adhésion faible correspond à  $k_L=k_T=0.5\text{PPa}\cdot\text{m}^{-1}$ , et un couple d'adhésion encore plus faible  $k_L=k_T=0.1\text{PPa}\cdot\text{m}^{-1}$ . Des variations dans les courbes de dispersion théoriques par rapport au cas nominal sont observables uniquement lorsque les raideurs sont inférieures à  $1\text{PPa}\cdot\text{m}^{-1}$ . Une comparaison est réalisée figure 2.21 entre les trois différents couples de raideurs d'interface, et ce pour deux bande-passantes différentes [0;2]MHz et [4;6]MHz.

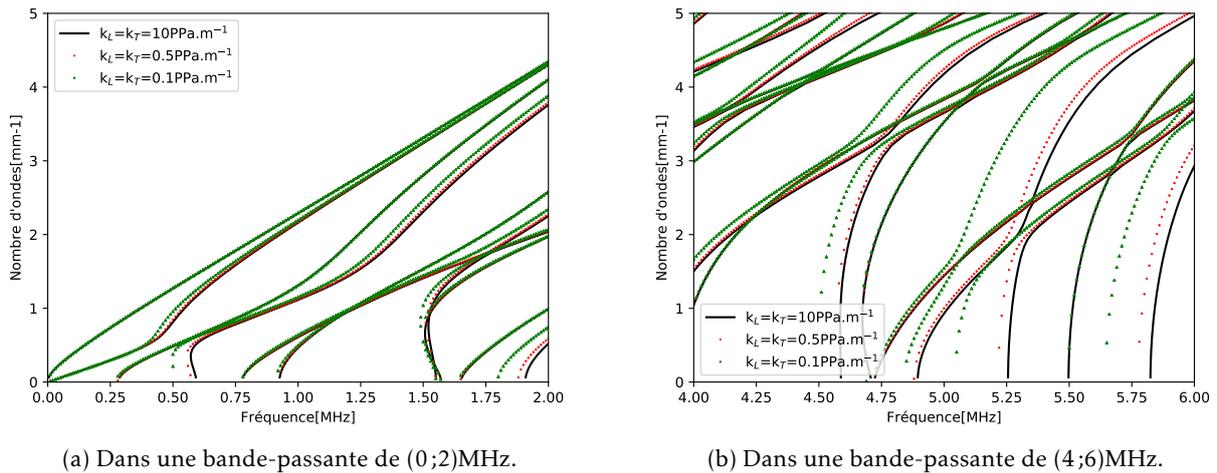


FIGURE 2.21 – Courbes de dispersion de modes de Lamb simulées dans le cas des échantillons à base d'aluminium pour un échantillon référent, et deux échantillons avec dégradation de l'adhésion au niveau de l'interface supérieure, dans deux bande-passantes différentes.

Les écarts entre courbes de dispersion simulées sur échantillon de référence et celles simulées avec des valeurs de raideurs de  $0.5\text{PPa}\cdot\text{m}^{-1}$  sont faibles, et il est nécessaire d'augmenter la fréquence pour détecter un écart entre les modes. Lorsque la dégradation des interfaces est plus importante (soit des raideurs de  $0.1\text{PPa}\cdot\text{m}^{-1}$ ), un écart est visible dès les basses fréquences notamment sur les modes symétriques, et le décalage induit par cette dégradation d'interface sur la position des modes croît globalement avec la fréquence (cf. courbes dans la bande-passante 4-6MHz versus 0-2MHz); ce qui est également observé lorsque l'épaisseur de l'adhérent est modifiée. Les courbes de dispersion des modes SH sont aussi représentées figure 2.22 pour ces mêmes raideurs d'interface. Les fluctuations entre les modes à cette bande passante sont encore plus faibles que pour les modes de Lamb, et surtout sont plus faibles que celles induites par des fluctuations d'épaisseur des adhérents ou adhésif (cf. figure 2.20).

## Discussion

Pour étudier plus en détails la sensibilité des courbes de dispersion aux défauts d'adhésion, un paramètre  $\delta k$  est défini qui correspond à la distance estimée par simulation SAFE entre deux modes (en nombre d'ondes, à  $\omega$  fixé). Ce paramètre est un indicateur de précision qui doit être mis en regard de la taille du pixel sur les courbes de dispersion obtenues avec MUSIC. L'ensemble des valeurs calculées sont indiquées dans le tableau 2.2 pour différentes bandes de fréquence et types d'assemblage collé reprenant l'ensemble des configurations étudiées ici. Ces valeurs sont à mettre en regard avec les tailles des pixels des images MUSIC obtenues expérimentalement. Ces dernières sont respectivement

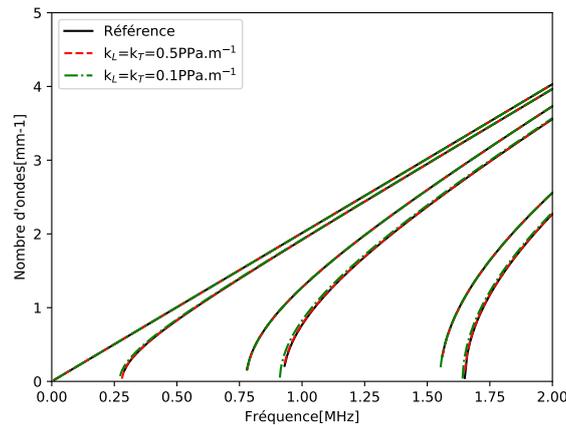


FIGURE 2.22 – Courbes de dispersion (modes SH) simulées dans le cas des échantillons à base d'aluminium pour un échantillon référent, et deux échantillons avec dégradation de l'interface supérieure.

égales à  $0.083 \text{ mm}^{-1}$  avec le capteur à 1MHz (pitch de 1.35mm avec 8 émetteurs et 56 récepteurs),  $0.166 \text{ mm}^{-1}$  avec le capteur à 10MHz (pitch 0.35mm, 20 émetteurs et 108 récepteurs), et à  $0.073 \text{ mm}^{-1}$  avec le capteur à 2MHz (pitch 0.8 mm, 20 émetteurs et 108 récepteurs).

Un décalage des courbes de dispersion lié à une dégradation d'adhésion (les raideurs passant de la valeur de référence à  $0.5 \text{ PPa} \cdot \text{m}^{-1}$ ) serait en théorie observable sur des courbes de dispersion mesurées avec MUSIC à des fréquences plutôt élevées (environ 2MHz) sous réserve qu'un mode soit imagé à une fréquence donnée par un unique pixel (ce qui est le cas sur les images figure 2.14). Mais dans cette gamme de fréquence, la dépendance des modes à la variation d'épaisseur d'adhésif considérée est aussi importante que vis-à-vis de la dégradation d'adhésion.

A basse fréquence (environ 500kHz), seule une forte dégradation de l'adhésion ( $0.1 \text{ PPa} \cdot \text{m}^{-1}$ ) pourrait être donc être observée sur les courbes de dispersion mesurées avec MUSIC. Cependant, notre objectif est de disposer d'une méthode capable de mesurer différents niveaux d'adhésion faible, et donc cette méthode (par mesure des courbes de dispersion basée sur MUSIC) ne permet pas de répondre à ce besoin.

Notons que les méthodes de mesure de raideurs d'interface basées sur une expérience dans laquelle un mode guidé particulier est sélectionné et interagit avec le joint [9] pourraient être utilisées ici (en choisissant les modes les plus sensibles à l'adhésion et les moins sensibles aux variations d'épaisseur) sans cependant lever les contraintes. Ainsi, les modes les plus adaptés (i.e. symétriques, notamment  $S_0$ ) présentent une sensibilité équivalente à une variation d'épaisseur de l'ordre de 0.1mm. L'inversion ne pourrait se faire qu'à condition de 1) connaître parfaitement l'épaisseur (à moins de 0.1mm près) (ainsi que les vitesses des matériaux, etc), et surtout à condition que cette épaisseur soit homogène à l'échelle de la propagation des ondes. A 500kHz, la longueur d'onde des modes symétriques est de 7.73mm, ce qui implique une homogénéité sur une relativement grande distance, que nous considérons ici être un frein à une application industrielle. Cependant, les méthodes d'inspection basées sur la mesure des modes à vitesse de groupe nulle (cf chapitre 1) présentent une contrainte d'homogénéité d'épaisseur moins forte, car uniquement à l'échelle du spot laser. Elle implique néanmoins à ce jour la connaissance a priori des épaisseurs et des constantes élastiques des différentes couches de l'assemblage collé [67]. Ne disposant pas des moyens expérimentaux lasers permettant de réaliser des mesures ZGV durant cette thèse, cette méthode n'a pas été étudiée plus avant.

Paramètres	Bande Passante			
	<500kHz	[1,2]MHz	[4,6]MHz	[9,11]MHz
$k_L=k_T=0.5\text{PPa}\cdot\text{m}^{-1}$	0.021	0.17	1.16	2.39
$k_L=k_T=0.1\text{PPa}\cdot\text{m}^{-1}$	0.45	0.36	2.7	3.92
Épaisseur adhérent (+5%)	0.03	0.47	1.57	3.35
Épaisseur adhésif (+10%)	0.03	0.12	0.97	2.05

TABLEAU 2.2 – La distance théorique (estimée par calcul SAFE) entre deux modes ( $\delta k[\text{mm}^{-1}]$ ) en nombre d'ondes pour mesurer des variations dans les courbes de dispersion (modes de Lamb) entre un échantillon référence et un échantillon avec différentes caractéristiques : présence d'un défaut d'adhésion faible à une interface, un échantillon avec une épaisseur adhérent +5% et un avec une épaisseur d'adhésif +10%.

### Assemblages de plaques de titane

La même étude a été réalisée dans des configurations représentatives des assemblages titane précédemment étudiés. Comme attendu, au vu de la similitude de l'assemblage (ordre de grandeur des épaisseurs et vitesses des matériaux), les conclusions sont les mêmes que pour les assemblage aluminium. Nous formulons l'hypothèse de l'isotropie de l'alliage de titane (TA6V) pour cette étude, bien qu'il ait été montré qu'il peut être anisotrope [125]. Pour rappel, les substrats ont une épaisseur de 1.6 mm et l'adhésif de 0.1 mm. Les courbes de dispersion des modes de Lamb calculées par SAFE sont représentées figure 2.24a. La variation de 5% des épaisseurs d'adhérent correspond dans ce cas à une variation de  $80\mu\text{m}$ , et comme précédemment l'épaisseur de colle varie de 10% ( $10\mu\text{m}$ ). L'adhérent supérieur a une influence significative sur les courbes de dispersion à partir de 1 MHz, et ce pour tous les modes, contrairement à l'épaisseur d'adhésif.

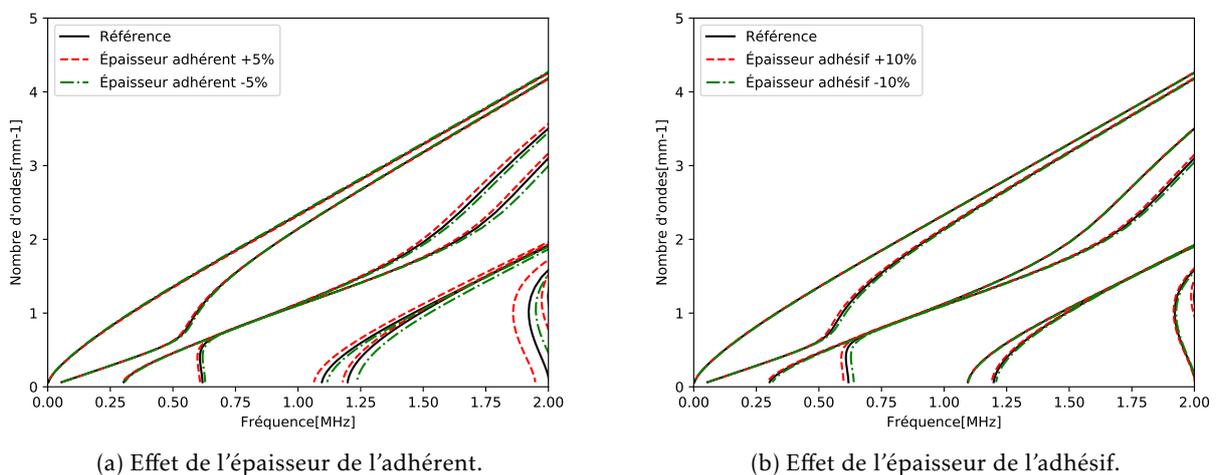


FIGURE 2.23 – Courbes de dispersion simulées dans le cas des échantillons à base de titane pour différentes épaisseurs d'adhérent (à gauche) et d'adhésif (à droite).

Les valeurs utilisées pour les raideurs d'interface sont identiques à celles utilisées précédemment. A nouveau, les modes guidés sont aussi sensibles à la présence d'une diminution de la raideur d'interface qu'à une variation d'épaisseur des substrats. Seule une adhésion très faible de  $0.1\text{PPa}\cdot\text{m}^{-1}$  entraîne sur le mode  $S_0$  en particulier (vers 500kHz) une variation de position de la courbe de disper-

sion suffisamment plus grande pour être distinguée. Nous en concluons que l'utilisation des ondes guidées linéaires ne répond pas à notre exigence en terme de sensibilité pour des échantillons aussi fins que les nôtres. De la même manière, nous avons représenté les courbes de dispersion pour une bande-passante plus élevée, centrée sur 5MHz. Les modes guidés sont bien plus sensibles aux défauts d'adhésion à ces fréquences, avec une distance de modes théoriques plus élevée que pour l'aluminium, cependant le décalage observé sur les courbes en présence d'adhésion faible est du même ordre de grandeur que celui induit par une variation d'épaisseur des substrats. Notons également que toute incertitude sur les vitesses de propagation dans les différents matériaux constitutifs de l'assemblage se traduirait également par une modification des courbes de dispersion, rendant impossible l'inversion des raideurs à partir de courbes expérimentales sous hypothèse de non connaissance parfaite des épaisseurs d'adhérent/adhésif et des vitesses de propagation des ondes. Si nous revenons aux résultats expérimentaux présentés au 2.5.2, aucune différence n'avait été mesurée entre plusieurs échantillons avec défaut d'adhésion ou non. A la lumière de l'analyse effectuée par simulation SAFE, cette absence de différence pourrait avoir pour origine le fait que la perte d'adhésion n'est pas suffisamment faible pour être détectée.

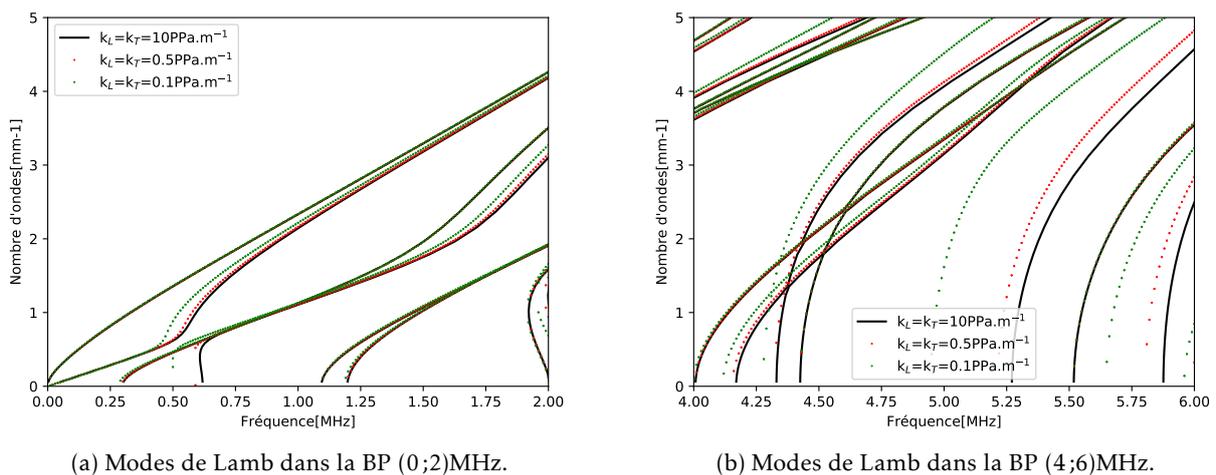


FIGURE 2.24 – Courbes de dispersion simulées dans le cas des échantillons à base de titane pour un échantillon référent, et deux échantillons avec dégradation de l'interface supérieure à deux bandes-passantes différentes.

Les courbes de dispersion simulées correspondant aux modes SH pour les mêmes valeurs des raideurs d'interfaces et pour des assemblages de plaques titane sont présentées figure 2.25. Là encore, les modes SH apparaissent comme qualitativement moins sensibles que les modes de Lamb aux propriétés interfaciales de l'assemblage collé.

Ainsi, nous avons fait le choix de ne pas investiguer plus avant l'utilisation des ondes de Lamb pour détecter la présence de défauts d'adhésion. En effet, nous souhaitons détecter des défauts d'adhésion faible sans nécessairement connaître précisément l'ensemble des caractéristiques géométriques des couches collées. Nous considérons comme acceptable une incertitude sur l'épaisseur ou des constantes élastiques des différents matériaux de l'assemblage collé. Comme énoncé dans le chapitre 1, la famille de méthodes de CND qui permet une détection sans inversion (celle-ci reposant sur la connaissance de propriétés matériaux (constantes élastiques) ou géométriques (épaisseur)) est l'acoustique non-linéaire.

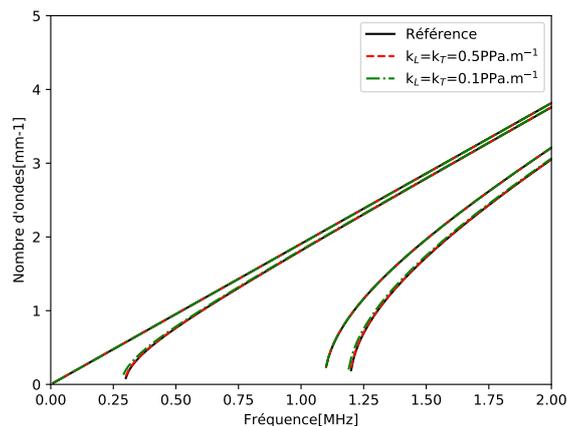


FIGURE 2.25 – Courbes de dispersion (modes SH) simulées dans le cas des échantillons à base de titane pour un échantillon référent, et deux échantillons avec dégradation de l’interface supérieure.

## 2.6 Conclusion

Les méthodes de contrôle par ondes guidées ont été largement étudiées par le passé pour le contrôle du collage. L’élément important à retenir de ces méthodes est la nécessité de comparer les mesures aux modèles, notamment pour les mesures d’épaisseurs et des raideurs d’interface. Nous avons vu que les caractéristiques des ondes guidées présentaient une sensibilité à l’ensemble des caractéristiques géométriques et mécaniques de l’assemblage de sorte qu’il est difficile de distinguer une signature liée à une faiblesse de l’interface de celle liée à une variation d’épaisseur de l’une des couches. Nous avons développé des outils d’imagerie précis des courbes de dispersion pour améliorer la qualité de la reconstruction des courbes de dispersion. Cependant, malgré les améliorations apportées, il n’a pas été possible de détecter de modification des courbes de dispersion suffisamment importante en présence de défaut d’adhésion sur nos résultats expérimentaux. De plus, une analyse de sensibilité systématique menée au moyen de simulations numériques par la méthode SAFE a montré que les variations induites par un défaut d’adhésion faible étaient peu significatives et de même ordre de grandeur que celles induites par des variations de l’épaisseur de l’adhérent représentatives de celles acceptées industriellement. Par ailleurs, ces mesures sont impactées par toute incertitude sur une des caractéristiques du système (constantes élastiques et/ou épaisseur). Nous faisons alors le choix de nous orienter vers une autre méthode moins contraignante car ne nécessitant pas a priori une connaissance précise des caractéristiques du système. Nous avons donc opté pour l’acoustique non-linéaire. Cependant nous avons mis en évidence dans le Chapitre 1 que la mise en place des expérimentations est complexe en particulier pour s’affranchir des non-linéarités intrinsèques des systèmes de mesure. Nous nous attachons donc dans le chapitre suivant à développer un dispositif permettant de lever ce verrou.



# Vers l'acoustique non-linéaire : optimisation d'une cavité chaotique

## Sommaire du chapitre

<b>3.1</b>	<b>Rappels sur le principe de Retournement Temporel en milieu réverbérant</b>	<b>50</b>
3.1.1	Retournement temporel en milieu ouvert	50
3.1.2	Retournement temporel en milieu réverbérant	51
<b>3.2</b>	<b>Utilisation d'une cavité chaotique en contrôle non destructif</b>	<b>54</b>
<b>3.3</b>	<b>Optimisations existantes du retournement temporel dans une cavité chaotique</b>	<b>55</b>
3.3.1	Critères de quantification de la qualité du Retournement Temporel	55
3.3.2	Procédé expérimental pour évaluation de l'efficacité des différentes optimisations du RT	56
3.3.3	Optimisation du contraste temporel et spatial	57
3.3.4	Amélioration de l'amplitude de focalisation	59
<b>3.4</b>	<b>Optimisation du RT par amélioration de la mesure de réponses impulsionnelles</b>	<b>60</b>
<b>3.5</b>	<b>Étude comparative de l'efficacité de la MLS et d'autres signaux codés</b>	<b>62</b>
3.5.1	Étude par simulation du RT dans une cavité chaotique 2D	63
3.5.2	Mise en œuvre expérimentale : RT dans une cavité chaotique, influence de la méthode d'apprentissage des réponses impulsionnelles	65
3.5.3	Résultat annexe : mesure d'une réponse impulsionnelle sur un échantillon composite	72
<b>3.6</b>	<b>Effet de l'emploi de la MLS sur la refocalisation avec différentes techniques (FI, 1-bit etc.)</b>	<b>73</b>
<b>3.7</b>	<b>Conclusion</b>	<b>74</b>

Le développement des techniques de contrôle non destructif ultrasonores reposant sur la détection de phénomènes non-linéaires donne lieu à une activité de recherche nourrie dans de nombreux domaines d'application y compris pour la détection de défaut de collage. La principale difficulté commune à ces techniques réside dans la difficulté à s'affranchir de la non linéarité propre du système d'acquisition. En effet, les phénomènes non linéaires détectés sont souvent produits en propageant dans le système des ondes ultrasonores de forte amplitude générées au moyen d'amplificateurs de haute puissance dont les tensions peuvent atteindre quelques centaines voire millier de volts [74], pour alimenter les transducteurs ultrasonores. A ces niveaux, ces systèmes sont connus pour engendrer eux-mêmes des réponses non-linéaires. Dans ce chapitre, nous proposons un dispositif permettant de s'affranchir de ce type d'instrumentation au profit d'amplificateurs conventionnels. Ce dispositif est constitué d'une cavité chaotique qui peut être utilisée comme un émetteur multi-éléments virtuel de

forte puissance. Pour cela, la cavité doit être excitée au moyen de signaux complexes préalablement déterminés durant une phase d'étalonnage exploitant le principe de retournement temporel. Dans ce chapitre, différentes méthodes de traitement des signaux sont employées pour optimiser la qualité de cette phase d'étalonnage. Dans ce cadre, on se propose d'utiliser des signaux codés en phase d'apprentissage des réponses impulsionnelles (i.e. première étape du RT). Cette méthode est validée en observant la qualité de la génération obtenue après rétro-propagation (i.e. deuxième étape du RT).

### 3.1 Rappels sur le principe de Retournement Temporel en milieu réverbérant

#### 3.1.1 Retournement temporel en milieu ouvert

Le principe du Retournement Temporel (RT) est une technique permettant de focaliser une onde dans l'espace et dans le temps. Ce procédé repose sur l'invariance de l'équation de propagation des ondes par renversement du temps et a été appliqué dans de nombreux domaines : mécanique, acoustique et électromagnétique. Pour décrire ce phénomène, nous nous intéressons à l'équation de propagation d'une onde acoustique dans un milieu fluide non dissipatif qui se présente sous la forme [126] :

$$\rho_0(\vec{r}) \operatorname{div} \left( \frac{1}{\rho_0(\vec{r})} \operatorname{grad}(\Phi(\vec{r}, t)) \right) - \frac{1}{c_0(\vec{r})} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \Phi(\vec{r}, t) = 0 \quad (3.1)$$

où  $\Phi(\vec{r}, t)$  représente le potentiel scalaire de l'onde en fonction du temps et de son vecteur position  $\vec{r}$ ,  $c_0$  et  $\rho_0$  représentent respectivement les distributions spatiales de vitesse de propagation du son et de densité du milieu au repos.

Du fait de l'absence de dérivée impaire par rapport au temps si  $\Phi(\vec{r}, t)$  est une solution de l'équation 3.1 alors  $\Phi(\vec{r}, -t)$  l'est également. Grâce au théorème de Helmholtz-Kirchhoff, CASSEREAU et FINK ont alors défini le concept de cavité à retournement temporel [127]. Celui-ci permet d'exprimer le champ acoustique dans tout un volume à partir uniquement de la connaissance du champ et de sa dérivée en tout point d'une surface entourant ce volume, selon l'équation suivante :

$$\Phi(\vec{r}, t) = \iint_S \left( G(\vec{r}_s, \vec{r}, t) \otimes \frac{\partial(\Phi(\vec{r}_s, t))}{\partial n_s} - \frac{G(\vec{r}_s, \vec{r}, t)}{\partial n_s} \otimes \Phi(\vec{r}_s, t) \right) dS \quad (3.2)$$

où  $G(\vec{r}_s, \vec{r}, t)$  représente la fonction de Green du milieu de propagation reliant le champ acoustique du point  $\vec{r}$  et du point source  $\vec{r}_s$ ,  $n_s$  est la normale à la surface orientée vers l'extérieur. Si on note  $x(t)$  le signal émis initialement par une source placée en  $\vec{r}_s$ , le champ obtenu après retournement temporel est alors :

$$\Phi_{RT}(\vec{r}, t) = G(\vec{r}, \vec{r}_s, -t) \otimes x(-t) - G(\vec{r}, \vec{r}_s, t) \otimes x(-t) \quad (3.3)$$

Une expérience de retournement temporel comporte deux étapes, décrites sur le schéma 3.1. La première (a) consiste à émettre une onde sphérique en un point (qui traverse alors le milieu potentiellement hétérogène), et à mesurer le champ  $\Phi(t)$  à l'aide de traducteurs ultrasonores. En théorie, les traducteurs doivent enregistrer et réémettre le champ ainsi que sa dérivée normale, mais en pratique, ils enregistrent une combinaison limitée des 2 ce qui permet encore une refocalisation satisfaisante (on parle alors de RT monopolaire). Nous utiliserons cette démarche dans l'ensemble des méthodes présentées par la suite. Les traducteurs sont placés sur une surface entourant totalement le volume de propagation. Les signaux enregistrés correspondent aux réponses impulsionnelles entre point source et chacun des traducteurs. Dans une seconde étape (b), ces traducteurs génèrent le champ

$\Phi(-t)$  ce qui conduit à une focalisation au niveau du point source initial avec une tache focale de l'ordre de la demi-longueur d'onde.

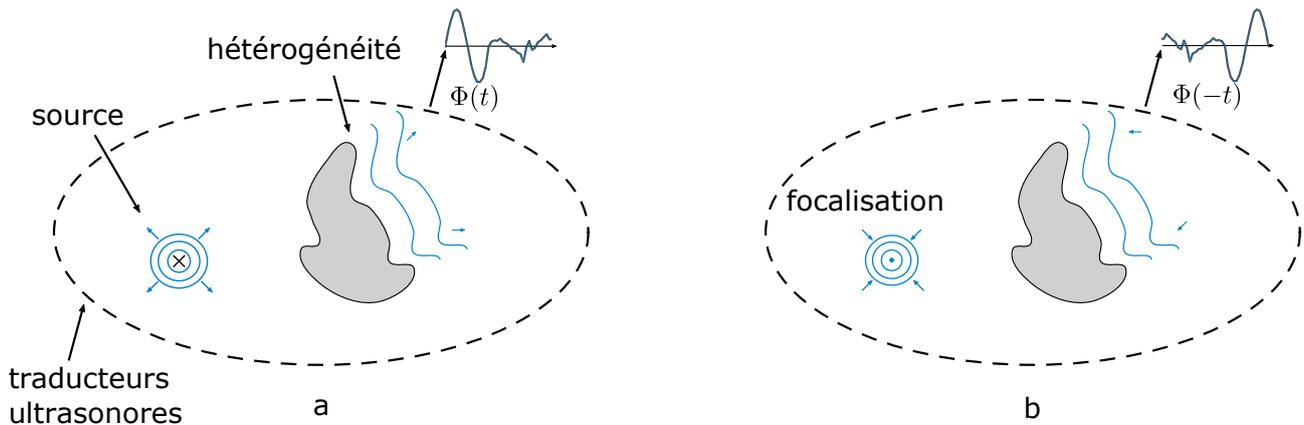


FIGURE 3.1 – Schéma du principe de retournement temporel avec a) la première étape de l'opération avec émission au niveau du point source, b) l'étape de focalisation au niveau du point source.

En théorie, les transducteurs utilisés en réception doivent respecter le critère de Shannon, à savoir être espacés d'une distance maximale égale à la demi-longueur d'onde. En pratique, le nombre de transducteurs et leur ouverture totale sont limités [128, 129], comme illustré figure 3.2. La réduction de l'ouverture a pour conséquence une augmentation de la taille de la tache focale, qui est alors proche de la valeur  $\lambda F/D$ , où  $F$  est la distance entre le point source et l'ensemble des transducteurs appelé miroir à retournement temporel, et  $D$  l'ouverture de ce dernier.

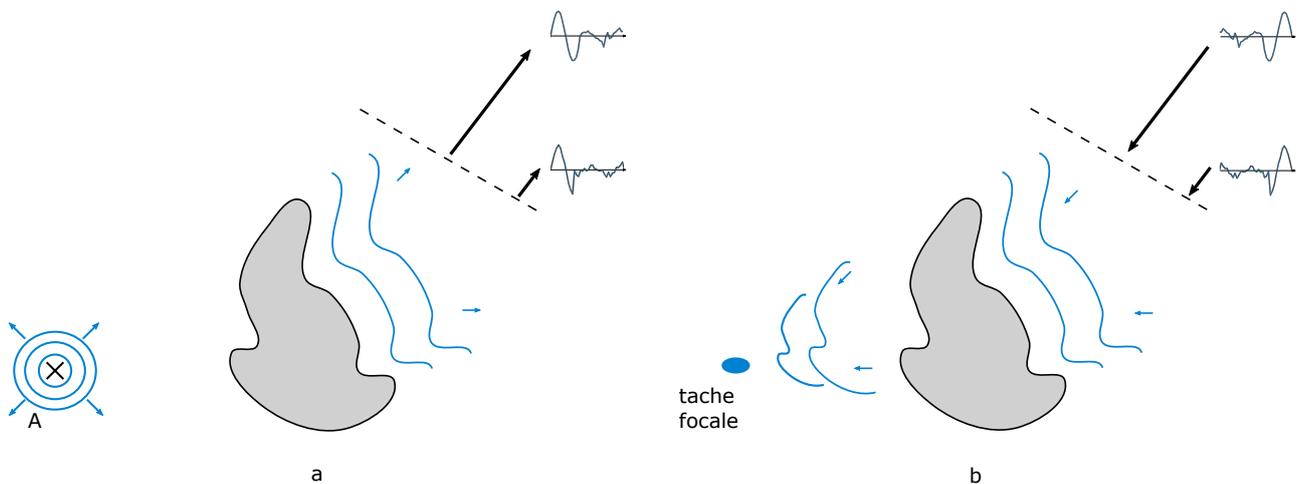


FIGURE 3.2 – Schéma du principe de retournement temporel à l'aide de miroirs à retournement temporel avec a) la première étape d'émission par un point source A, b) l'étape de focalisation au niveau du point source.

### 3.1.2 Retournement temporel en milieu réverbérant

La focalisation est améliorée lorsque l'ouverture apparente du Miroir à Retournement Temporel (MRT) est augmentée, que ce soit en raison de la présence de diffuseurs ou encore de parois réfléchissantes [128]. Dans le cas d'un objet solide réverbérant placé dans l'air, les parois externes sont réfléchissantes : les ondes alors émises dans l'objet sont réfléchies de nombreuses fois, et le champ

mesuré en un point sera de longue durée (relativement à la période du signal) et forme ce qu'on appelle la *coda*. La réponse impulsionnelle peut alors se décomposer en la superposition d'impulsions provenant de sources virtuelles associées à chaque réflexion de l'onde acoustique, ce qui permet de se rapprocher du cas idéal répondant au critère de Shannon. Ainsi, il a été montré que plus le temps de réverbération est élevé, meilleure sera la focalisation par retournement temporel [130]. Par ailleurs, les géométries des cavités à RT utilisées dans la littérature s'apparentent à celle d'un billard chaotique [131]. En effet, une focalisation optimale n'est possible qu'en exploitant la propriété d'ergodicité [130] de la cavité, engendrée par sa géométrie. Une cavité ergodique permet à l'énergie d'une onde provenant d'un point source de se répartir de façon homogène dans le volume (le champ étant alors diffus). Une mesure de la coda en un unique point de la cavité contient dès lors toute l'information nécessaire pour réaliser un RT idéal (équivalent au RT obtenu à l'aide d'un MRT complet).

Le caractère réverbérant de la cavité est caractérisé par le temps de réverbération (temps nécessaire, après extinction de la source, pour que l'amplitude de l'onde diminue de 60dB). De ce fait, de nombreuses géométries ont été étudiées (demi-cylindre [132, 133], cavité parallélépipédique rectangulaire tronquée par une portion de sphère [134]...).

Selon le théorème de réciprocité spatiale, il est possible de refocaliser l'énergie sur le récepteur utilisé dans la première étape ainsi qu'illustré sur la figure 3.3 dans le cas d'une cavité prenant la forme d'un demi-disque. Les signaux présentés ont été obtenus par simulation d'une cavité en aluminium, qui est un matériau peu atténuant et dont la rupture d'impédance avec l'air est suffisante pour que l'onde subisse de très nombreuses réflexions avant que les pertes par rayonnement ne fassent significativement diminuer son amplitude. Dans cet exemple, un transducteur ( $A$ ) est collé et émet une impulsion gaussienne, la mesure de  $\Phi$  (le potentiel scalaire de l'onde) est réalisée au point  $B$ . Ceci constitue la première étape du procédé, que nous appellerons apprentissage de la réponse impulsionnelle (RI). Dans la seconde étape, au lieu d'utiliser  $B$  comme source, le point  $A$  reste notre émetteur. Après rétro-propagation, et grâce à la réciprocité spatiale du milieu, l'énergie est alors focalisée au point  $B$ .

Pour illustrer ce phénomène, une simulation en 2D est réalisée en utilisant le logiciel COMSOL Multiphysics™. La géométrie utilisée, un disque tronqué, est largement présente dans la littérature [135, 130, 133, 132] car elle est simple et permet d'assurer la propriété d'ergodicité. Le milieu d'étude correspond à un demi-disque d'aluminium de 25 mm de rayon et à bords libres, sans dissipation. La source  $A$  est une impulsion gaussienne centrée sur 500 kHz avec une bande-passante de 60% de la fréquence centrale (voir figure 3.3). L'étape de focalisation est représentée figure 3.4 à trois instants différents, sachant que dans ce cas précis  $t=0\mu\text{s}$  correspond à l'instant de focalisation. Une concentration de l'énergie est alors observée au niveau du point  $B$  (défini sur le schéma de la figure 3.3). Ce système permet alors de focaliser à un instant et à un endroit donnés une énergie importante.

Lorsqu'une onde est émise dans la cavité, certains modes propres de résonance de la cavité sont excités. À chaque fréquence propre de la cavité correspond un motif de vibration comportant des

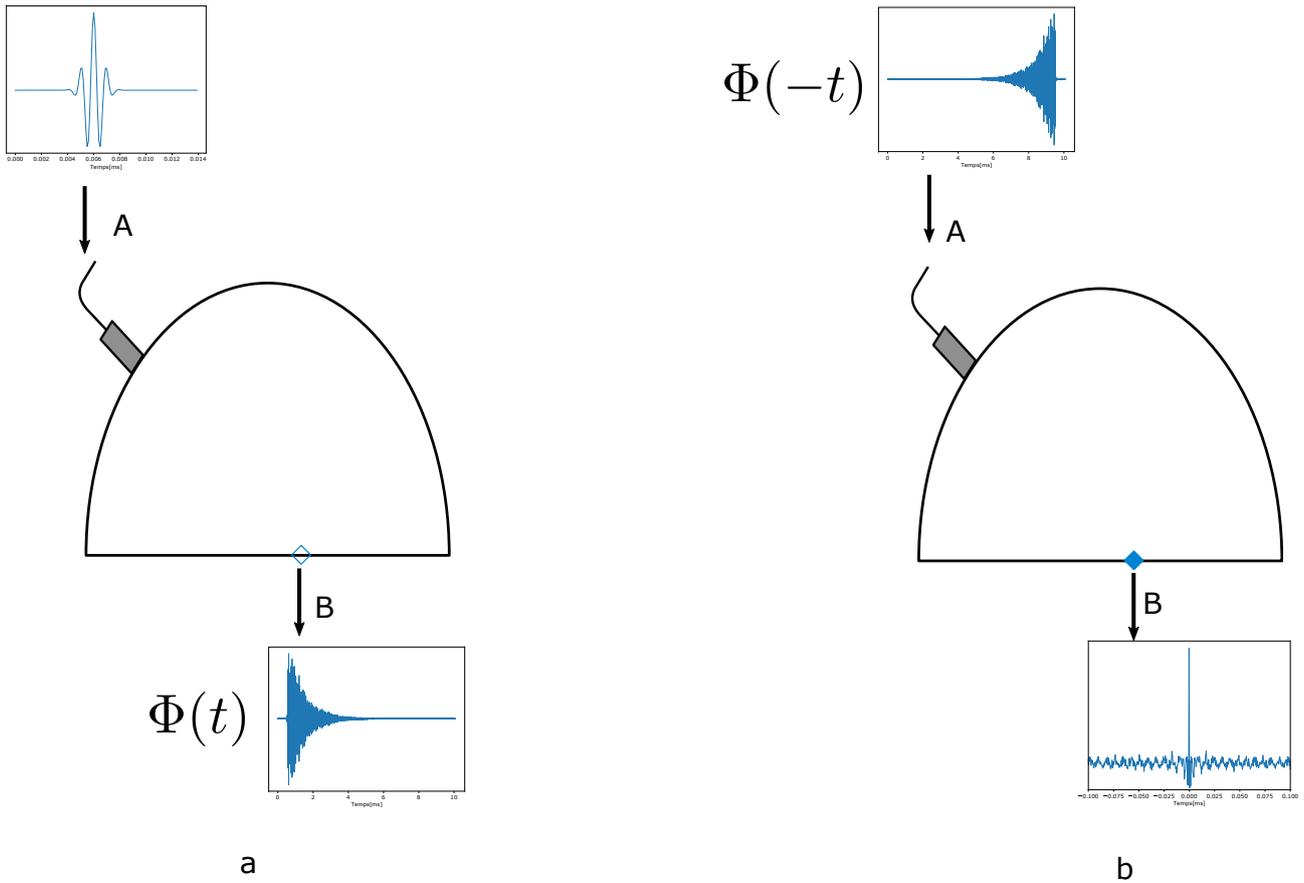


FIGURE 3.3 – Schéma du principe de retournement temporel dans une cavité chaotique avec a) première étape de l’opération avec l’émission au niveau du point source A, b) l’étape de focalisation au niveau du point de réception B.

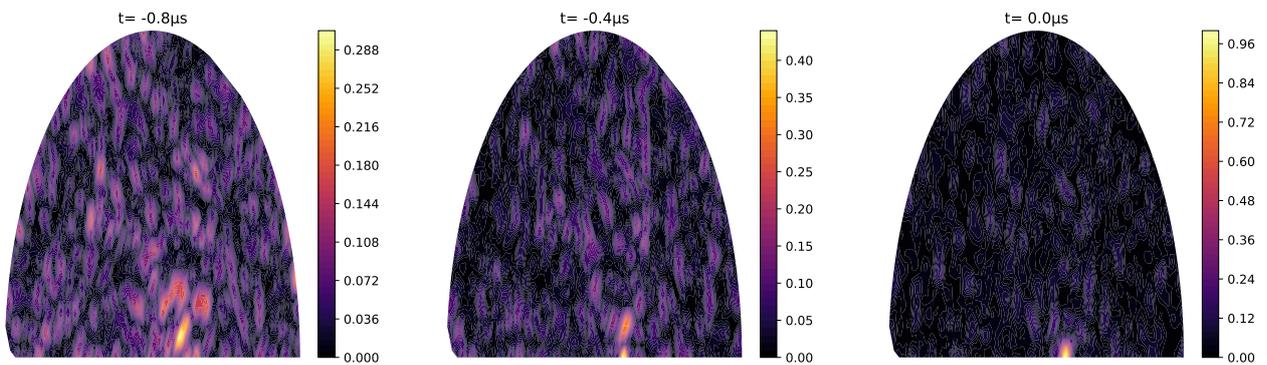


FIGURE 3.4 – Amplitude normalisée par rapport au maximum au temps de focalisation du déplacement normal dans un demi-cylindre d’aluminium à trois instants différents, avec  $t=0\mu s$  correspondant au temps de focalisation.

ventres et des nœuds, comme illustré 3.5. Expérimentalement, pour une cavité de type demi-disque de duraluminium, QUIEFFIN [136] a montré que plus le nombre de modes de vibration de la cavité dans la plage fréquentielle d’intérêt est grand, meilleure sera la focalisation après RT.

Le nombre de mode  $N$  d’une cavité chaotique dépend de son volume  $V$ , de la surface de ses parois

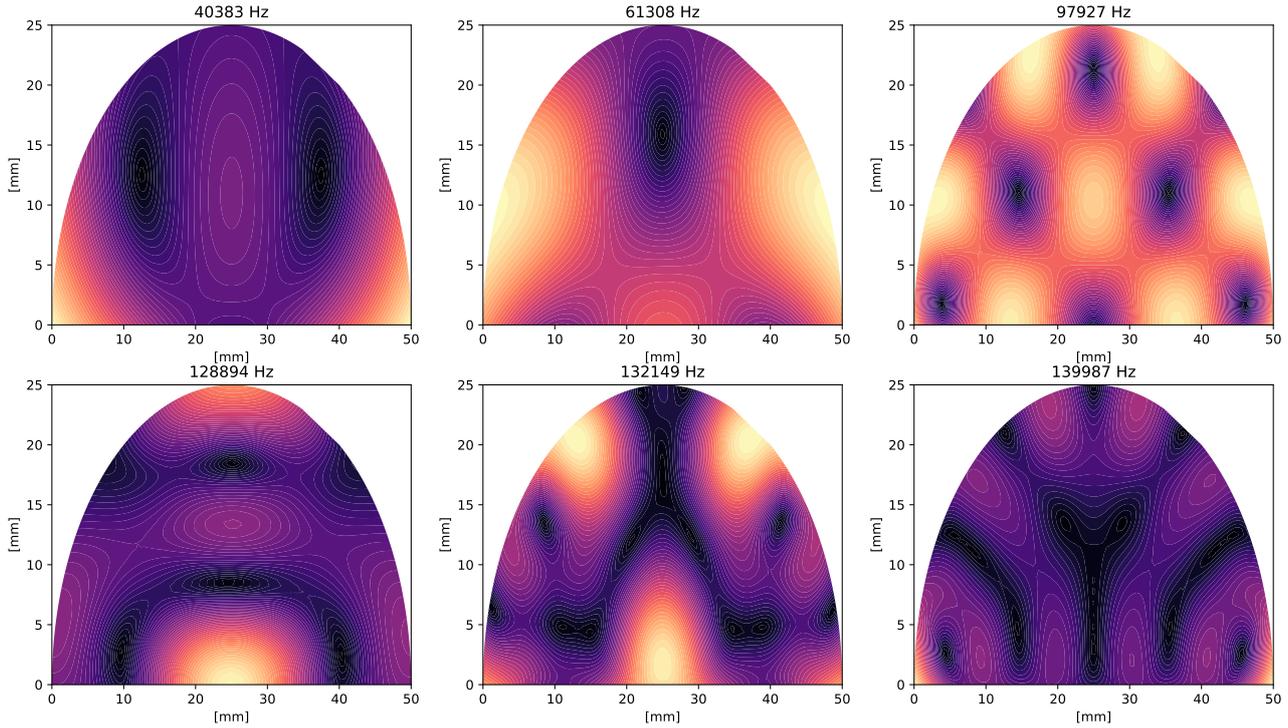


FIGURE 3.5 – Six modes propres de vibration d'un demi-cylindre d'aluminium (l'amplitude de vibration est représentée en couleur).

$S$ , et également des vitesses de propagation des ondes longitudinale ( $c_L$ ) et transversale ( $c_T$ ) [132] :

$$N(\omega) = \frac{4\pi V}{3} \left( \frac{2}{c_T^3} + \frac{1}{c_L^2} \right) \left( \frac{\omega}{2\pi} \right)^3 + \frac{\pi S}{4} \frac{2 - 3 \left( \frac{c_L}{c_T} \right)^2 + 3 \left( \frac{c_L}{c_T} \right)^4}{c_L^2 \left[ \left( \frac{c_L}{c_T} \right)^2 - 1 \right]} \left( \frac{\omega}{2\pi} \right)^2 \quad (3.4)$$

Dans le cas d'une cavité réverbérante dont l'atténuation est suffisamment faible, le temps de Heisenberg est le temps au-delà duquel les modes propres de vibration sont résolus dans le spectre de la réponse impulsionnelle. Le temps de Heisenberg est alors égal à la densité de modes théorique de la cavité  $n_0$ . Il est donc possible d'évaluer au préalable la qualité d'une cavité chaotique pour le Retournement Temporel (RT) connaissant  $n_0$ . Ce temps peut s'écrire alors sous la forme :

$$t_H = \frac{2\pi}{\langle \omega \rangle} = 2\pi n_0 \quad (3.5)$$

### 3.2 Utilisation d'une cavité chaotique en contrôle non destructif

Les cavités chaotiques ont été initialement étudiées dans le domaine médical (en thérapie ultrasonore) pour générer des pressions acoustiques importantes [137]. Plus récemment, une technique intitulée retournement temporel d'ondes élastiques non-linéaires a été développée pour le CND [138]. Cette méthode est utilisée pour appliquer ce principe de retournement temporel à des mesures effectuées directement sur l'échantillon à contrôler (la phase d'apprentissage des réponses impulsionnelles se faisant sur l'échantillon à contrôler), et mesurer des caractéristiques non-linéaires de fissures. Une amélioration a été proposée par BOU MATAR ET AL. [133], avec une cavité chaotique collée à la surface d'une plaque en acier. Le procédé de retournement temporel est appliqué sur plusieurs points de

la surface de la plaque, et conduit à la détection de fissures de fatigue. Cette technique n'est pas contrainte au contrôle d'échantillons réverbérants, en effet la propriété réverbérante de la cavité était suffisante pour focaliser l'énergie sur une plaque épaisse de composite non-réverbérant. Cependant cette méthode est possible uniquement si 1) le temps de réverbération de l'échantillon ou de la cavité est suffisamment long, et 2) s'il n'y a pas de variation du dispositif dans le temps pour ne pas perturber l'opération de retournement temporel. L'étape de mesures des réponses impulsionnelles doit donc être réalisée à chaque nouvel échantillon à contrôler.

[139] et [140] ont étudié un dispositif différent, où la cavité chaotique est utilisée comme un traducteur à part entière. Dans le premier cas le concept est évalué par simulation numérique, dans le second travail il est évalué expérimentalement à des fins d'imagerie par ondes de volume. L'apprentissage des réponses impulsionnelles est réalisé une unique fois sur la cavité elle-même, puis cette dernière est collée à un échantillon à contrôler et utilisée comme une source indépendante. Cette cavité est donc équivalente à un traducteur multi-éléments virtuel [139].

Dans cette thèse, nous étudions un dispositif proche de [139] et [140] afin de générer des ondes avec un fort déplacement qui permettraient d'activer des réponses non-linéaires révélant la présence de défauts. Un à deux traducteurs piézo-électriques sont alors collés sur la cavité et excités avec des signaux électriques dont la tension maximale est compatible avec les amplificateurs conventionnels utilisés en CND (soit environ 70V maximum) de façon à ce que les amplitudes de déplacement particulière des ondes dans la cavité soient suffisamment faibles pour ne pas générer de non-linéarité de volume (telle que définie au 1.3.3) et que l'électronique elle-même ne produise pas de réponse non linéaire. Les éventuelles non-linéarités détectées ne pourront être attribuées qu'à la présence de défaut. De plus, en changeant de capteurs piézo-électriques, la même cavité peut servir à générer des signaux de contenu fréquentiel varié. Enfin, nous considérons une cavité couplée à la pièce à contrôler avec un couplant de type gel échographique, assurant ainsi une facilité d'usage en milieu industriel.

### 3.3 Optimisations existantes du retournement temporel dans une cavité chaotique par action sur les signaux réémis

La qualité de la refocalisation est en partie liée à celle de l'apprentissage des réponses de la cavité chaotique. Nous évaluons ici expérimentalement les performances des différentes méthodes aujourd'hui proposées à cet effet (voir section 3.3.1). On distinguera les méthodes visant à optimiser la focalisation spatio-temporelle de celles développées pour maximiser l'amplitude de la génération ultrasonore.

#### 3.3.1 Critères de quantification de la qualité du Retournement Temporel

La qualité du RT peut se mesurer principalement selon quatre critères : le gain défini comme le rapport entre amplitude maximale du signal émis et amplitude maximale au point focal, la largeur à mi-hauteur de la tache focale, l'amplitude maximale des lobes secondaires spatiaux relativement au lobe principal, et enfin le contraste temporel. Ce dernier est défini selon QUIEFFIN [132] par :

$$C = \frac{I_{pic}}{I_{bruit}} = \frac{|s(t=0)|^2}{\int_{t \neq 0} |s(t)|^2 dt} \quad (3.6)$$

Le contraste est donc évalué comme le rapport entre l'énergie du pic de refocalisation et l'énergie du bruit. Cette dernière est calculée en excluant la fenêtre temporelle dans laquelle le train d'onde

refocalisé apparaît. Une évolution temporelle typique des signaux enregistrés au voisinage de la refocalisation est présentée sur la figure 3.6. Le pic de refocalisation ressort clairement du signal de fond lié à la propagation des ondes au sein de la cavité et qui apparaît ici du point de vu de la mesure comme un bruit de fond.

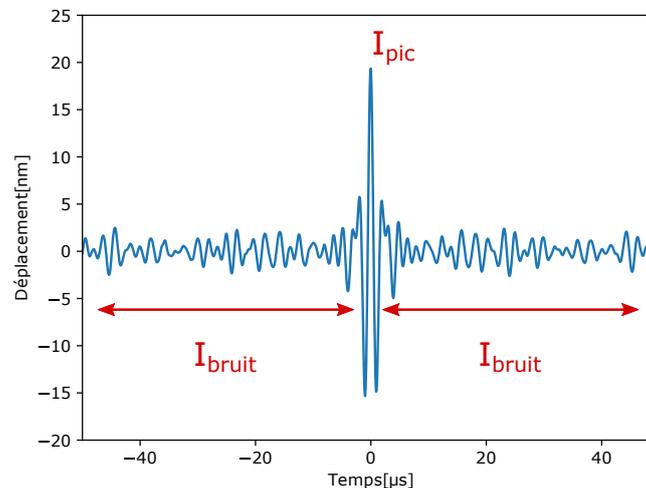


FIGURE 3.6 – Mesure du contraste temporel lors de l'étape de focalisation.

### 3.3.2 Procédé expérimental pour évaluation de l'efficacité des différentes optimisations du RT

Pour comparer l'efficacité des différentes techniques permettant de caractériser la réponse d'une cavité chaotique (phase d'apprentissage) en vue de définir le signal à appliquer pour obtenir une focalisation temporelle et spatiale optimale (phase rétro-propagation) nous avons mis en place le dispositif expérimental présenté figure 3.7. Pour rester dans le domaine de fonctionnement linéaire du système, et en particulier de celui de l'électronique, les transducteurs collés sur la cavité sont excités avec une tension maximale de 60 Vpp, correspondant à des niveaux couramment employés dans les divers procédés de CND par ultrasons linéaires. Un transducteur de fréquence centrale 500 kHz est exploité en émission (Sofranel<sup>TM</sup> PSLM50) collé au Salol [141] à la cavité, et un interféromètre laser (Polytec<sup>TM</sup> OFV-534) mesure le déplacement normal sur l'une des faces de la cavité. Un générateur de fonctions arbitraire (Keysight<sup>TM</sup> 33500B) est utilisé pour émettre les signaux désirés, avec une tension de 3 Vpp, amplifiée pour atteindre 60 Vpp au moyen d'un amplificateur (NF<sup>TM</sup> HSA 4101). La géométrie de la cavité est inspirée de celle proposée dans [137]. Elle consiste en un bloc d'aluminium cubique de 5 cm de côté dont un coin a été usiné pour obtenir une portion sphérique concave. Pour diffuser plus encore les ondes se propageant dans la cavité, 40 perçages cylindriques dont les diamètres varient de 1 à 3 mm et dont les positions ont été définies aléatoirement sont usinés au voisinage de la surface de contrôle.

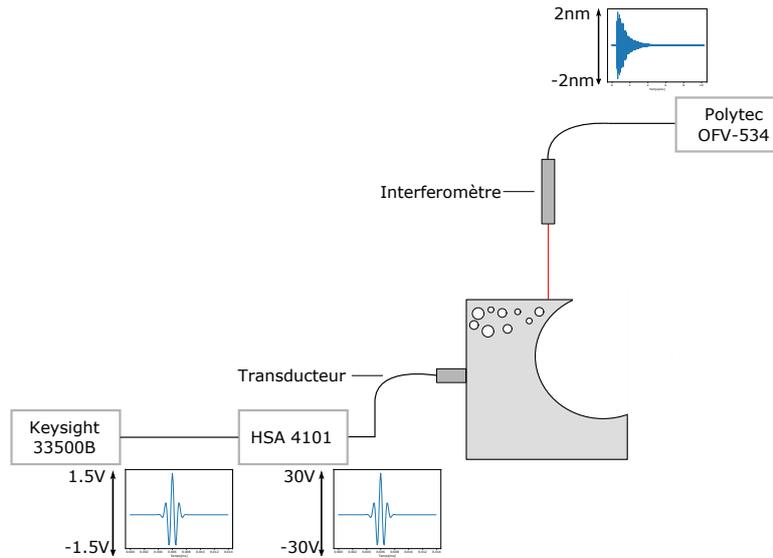


FIGURE 3.7 – Dispositif expérimental utilisé pour l'évaluation de l'efficacité des différentes optimisations du RT.

### 3.3.3 Optimisation du contraste temporel et spatial

Les techniques d'améliorations de la focalisation visent à optimiser la détection et l'excitation des modes propres de la cavité, soit en passant par une augmentation du nombre de traducteurs (émetteurs ou récepteurs), soit en post-traitement pour réaliser un équilibrage synthétique de l'énergie des différents modes propres [132]. TANTER ET AL. [142] ont développé un filtre inverse spatio-temporel exploitant plusieurs traducteurs en réception combinés à des sources multiples en émission. Pour chaque source  $i$  et chaque récepteur  $j$ , la réponse impulsionnelle  $h_{ij}$  est mesurée. Alors, on obtient une matrice de réponses impulsionnelles  $H$  dans le domaine fréquentiel, en fonction des matrices d'émission  $S$  (ensemble des signaux émis par les émetteurs) et de réception  $G$  (ensemble des signaux reçus par les récepteurs), soit  $G=H*S$ . La forme spatio-temporelle de l'onde que l'on souhaite obtenir après rétropropagation étant connue, il suffit dès lors de calculer les signaux  $G$  qui excitent le système au moyen de l'équation 3.7.  $G$  est défini le plus souvent par un simple Dirac spatio-temporel.

Une décomposition en valeurs singulières est réalisée afin d'inverser la matrice  $H$ , les valeurs singulières sont alors triées ainsi que présenté au chapitre précédent pour isoler le contenu lié aux modes propres de la cavité [142] du bruit de mesure. Les deux étapes de cette méthode sont présentées sur la figure 3.8. Cette méthode offre une grande qualité de focalisation mais est coûteuse car il est nécessaire d'employer une électronique programmable multi-voies associée à une instrumentation multi-émetteurs multi-récepteurs. Ne disposant pas d'un tel équipement, nous n'avons pas pu employer cette approche. Ceci nous a amené à une technique alternative qui présentera un coût moindre et sera plus simple à déployer en environnement industriel.

$$S = H^{-1}G \quad (3.7)$$

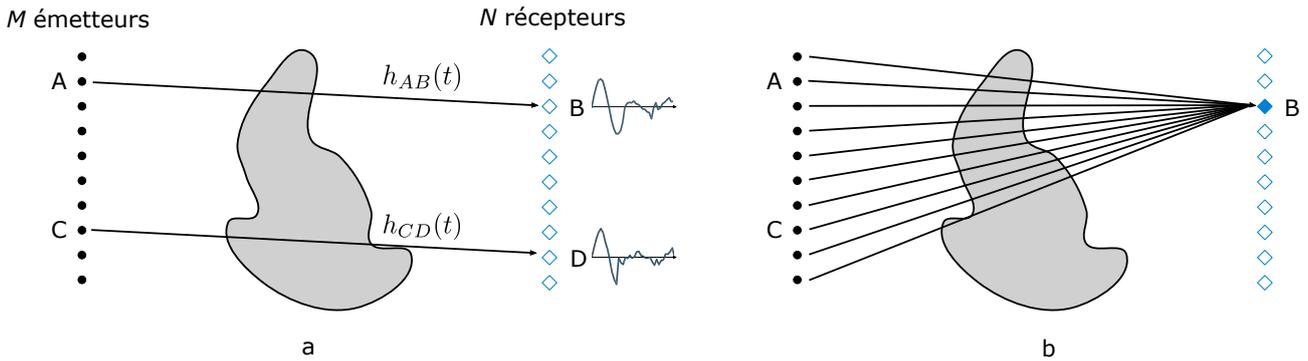


FIGURE 3.8 – Schéma du procédé de filtre inverse spatio-temporel (à  $M$  sources et  $N$  récepteurs).

Dans ce contexte, QUIEFFIN a développé un filtre inverse n'exploitant qu'une unique source [132], en conservant  $N$  récepteurs. Le principe est similaire, la matrice des réponses impulsionnelles  $H$  se réduit à un vecteur. Dans ce cas, une inversion au sens des moindres carrés de  $H$  est réalisée :

$$S = \frac{H^H G}{|H|^2} \quad (3.8)$$

Là encore,  $G$  correspond à la transformée de Fourier de la réponse spatio-temporelle désirée. L'objectif de ce filtre inverse est d'équilibrer les énergies des modes mesurés, de façon à ce que l'ensemble des modes participent à la rétro-propagation avec le même poids. Les modes les plus énergétiques sont diminués avant émission, alors que les plus faibles sont amplifiés. Ceci a pour conséquence d'améliorer la focalisation spatiale et le contraste temporel. Pour illustrer ce phénomène, une série de mesures est réalisée sur une matrice de 100 points répartis selon une grille carrée de dimensions 10mm\*10mm et espacés de 1 mm et à la surface de la cavité (cf. figure 3.7). On compare alors les transformées de Fourier temporelles calculées respectivement dans le cas d'un signal à ré-émettre par un unique émetteur pour focaliser au centre du carré dans le cas d'une opération de retournement temporel au sens classique du terme, à celui obtenu au moyen du filtre inverse (filtre inverse à une unique source et 100 points récepteurs). Ces transformées de Fourier sont représentées sur la figure 3.9. Les modes les plus énergétiques autour de la fréquence centrale (500kHz) sont diminués, et les modes les plus faibles notamment aux extrémités de la bande-passante sont en retour amplifiés.

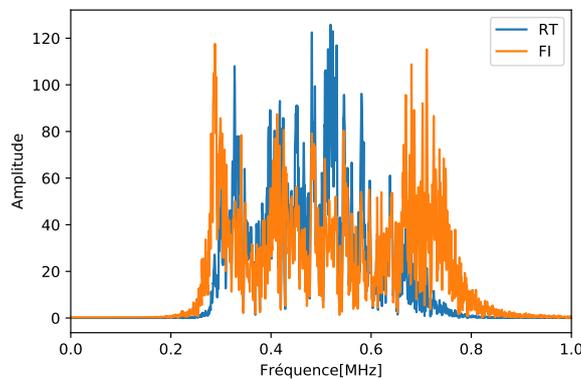


FIGURE 3.9 – Exemple de signaux émis lors de l'étape de refocalisation pour un procédé de Retournement Temporel ou pour du Filtre Inverse, dans le domaine fréquentiel.

Plus récemment, un filtre inverse exploitant une seule source et un unique récepteur a été développé par ANDERSON ET AL. [143], intitulé retournement temporel par déconvolution. Le signal à réémettre est défini par  $\epsilon = \gamma^*(h_{AB}(\omega)^2)$  :

$$s(\omega) = \frac{1}{h_{AB}(\omega)} = \frac{h_{AB}^H(\omega)}{|h_{AB}(\omega)|^2 + \epsilon} \quad (3.9)$$

où  $\bar{h}$  où  $h$  représente la moyenne de  $h$  et  $\gamma$  un paramètre heuristique.

Une autre technique exploitant un filtre à une source a été développée par RUPIN ET AL. permettant d'améliorer la focalisation spatiale (largeur à mi-hauteur et lobes secondaires) dans un milieu réverbérant non chaotique, en manipulant des sources virtuelles [144]. En contre-partie, une dégradation du contraste temporel en dehors de la fenêtre d'optimisation visée est cependant observée. Cette méthode a été proposée pour une cavité au sein de laquelle un unique type d'onde (i.e. caractérisé par une seule vitesse de propagation) se propage ce qui permet une correspondance entre position d'une fenêtre temporelle dans la réponse impulsionnelle et groupe de sources virtuelles. Dans le cas présent cette technique n'est pas adaptée puisque nous utilisons une cavité solide chaotique siège de nombreuses conversions de modes  $L-T$  qui se propagent à des vitesses différentes.

Le tableau 3.1 présente les principaux critères de qualité de la focalisation mesurés expérimentalement à l'aide du dispositif décrit figure 3.7 après rétro-propagation, en exploitant les différentes méthodes d'optimisation décrites dans ce paragraphe (restreintes aux méthodes n'exploitant qu'un unique émetteur collé sur la cavité). Notons que la technique de déconvolution est utilisée avec la même valeur du paramètre heuristique que dans [143], à savoir  $\gamma=0.9$ , sans qu'une recherche n'ait été conduite pour optimiser ce paramètre. Plus précisément, on reporte l'amplitude du déplacement normal à la surface à l'instant de la focalisation temporelle où l'amplitude maximale est atteinte, pour un même signal d'excitation d'amplitude maximale 60V. Sont également indiqués le contraste temporel, la largeur à mi-hauteur, et enfin l'amplitude maximale du lobe secondaire spatial le plus énergétique. Ainsi, comme attendu, les méthodes de Filtre inverse, à un seul point en réception ou plusieurs, permettent d'améliorer la focalisation temporelle et spatiale. En retour, l'amplitude du déplacement apparaît cependant légèrement réduite. Or nous souhaitons obtenir la génération la plus énergétique possible et avons opté pour une technique alternative.

Méthode	Déplacement[nm]	Contraste[dB]	Lobes Secondaires[dB]	Largeur à mi-hauteur[mm]
RT	8.5	36.8	-13.0	2.87
FI à une source et 100 récepteurs	8.15	<b>38.3</b>	<b>-21.5</b>	<b>2.83</b>
RT Déconvolution	8.2	37.5	-18.9	2.84
RT 1-Bit	<b>35.1</b>	36.0	-15.7	3.03
RT Clipping	13.6	36.2	-13.9	2.9

TABLEAU 3.1 – Évaluation des diverses méthodes d'optimisations de l'opération de retournement temporel sur notre cavité chaotique.

### 3.3.4 Amélioration de l'amplitude de focalisation

Des méthodes ont été développées pour maximiser l'énergie de l'onde focalisée en modifiant le signal réémis dans la seconde étape du RT dans un contexte médical de thérapie par ondes de choc [145, 137]. Ainsi, DERODE ET AL. [146] ont développé un procédé de retournement temporel à un bit, qui permet de conserver les informations de phase tout en augmentant l'énergie du signal ré-émis, ce qui conduit à augmenter l'amplitude au point focal souhaité. Le signal à ré-émettre est alors défini en fonction de la réponse impulsionnelle retournée temporellement  $y[n]$ , par [147] :

$$s[n] = \begin{cases} 1 & \text{si } y[n] > 0 \\ -1 & \text{si } y[n] \leq 0 \end{cases} \quad (3.10)$$

Plus récemment, une méthode proche appelée "clipping" a été introduite [148], elle consiste à conserver une partie de l'information d'amplitude sous un certain seuil de la façon suivante :

$$s[n] = \begin{cases} 1 & \text{si } y[n] > \epsilon \\ -1 & \text{si } y[n] \leq -\epsilon \\ y[n] & \text{sinon} \end{cases} \quad (3.11)$$

Là encore, un paramètre heuristique noté  $\epsilon$  est employé. Le choix du paramètre est arbitraire, avec  $\epsilon=0.3$  comme dans l'article cité, qui avait été défini pour maximiser l'amplitude de focalisation. L'apport de ces deux techniques est à nouveau évalué expérimentalement, en mesurant la qualité de la focalisation, cf. le tableau 3.1.

En complément, les cartographies d'amplitude mesurées lors de la focalisation obtenue en émettant les signaux définis au moyen des différentes techniques (retournement temporel simple, retournement temporel à un bit, et le filtre inverse à une source et 100 récepteurs) sont présentées sur la figure 3.10. Les méthodes de retournement temporel à un bit et avec clipping permettent d'augmenter significativement l'amplitude du déplacement généré au point focal mais au prix d'une dégradation du contraste temporel et d'une augmentation de l'amplitude des lobes secondaires. A contrario, les méthodes de Filtre inverse à une ou plusieurs voies permettent d'optimiser la focalisation spatio-temporelle mais en réduisant l'amplitude maximale émise.

En conclusion, le procédé qui permet d'obtenir l'amplitude la plus importante est le retournement temporel à un bit, et nous l'emploierons par la suite.

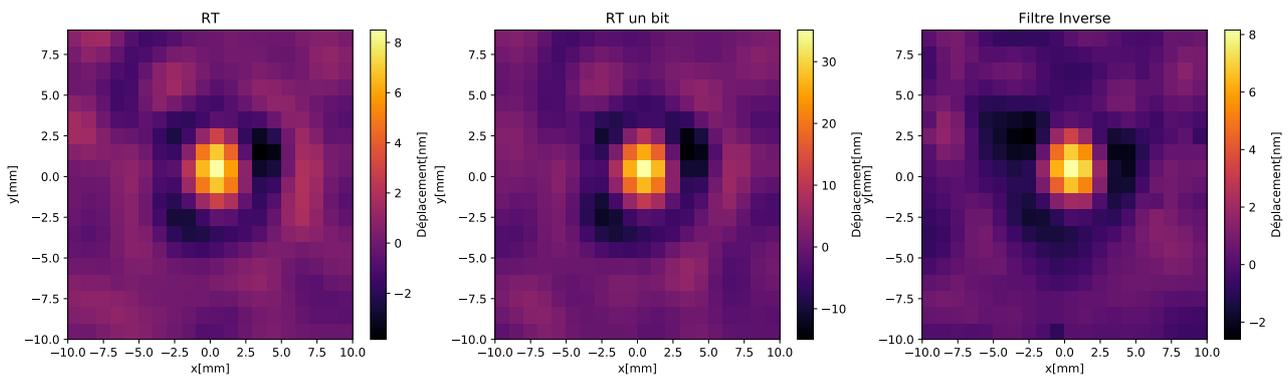


FIGURE 3.10 – Cartographies du déplacement normal mesuré par laser après soit RT standard, soit RT à un bit, soit filtre inverse.

### 3.4 Optimisation du RT par amélioration de la mesure de réponses impulsionnelles : utilisation de signaux codés

Les signaux employés traditionnellement en phase d'apprentissage des réponses impulsionnelles (RI) d'une cavité chaotique sont des impulsions gaussiennes ou des chirps. Une évaluation précise des réponses impulsionnelles est primordiale pour maximiser ensuite la qualité de la focalisation.

Ainsi, un apprentissage réalisé au moyen d'un chirp linéaire plutôt qu'une impulsion gaussienne [133] permet presque de doubler l'amplitude de focalisation. Plus récemment, la fonction chirp logarithmique a été utilisée en émission durant la phase d'apprentissage [148]. Le chirp linéaire, qu'on peut retrouver sous le nom de sweep, est un signal dont la fréquence augmente linéairement, de la fréquence  $f_0$  à  $f_1$ , cf. équation 3.12. Une fois la mesure effectuée à partir d'un chirp linéaire émis, une inter-corrélation entre le signal émis et le signal mesuré est effectuée afin de d'obtenir la réponse impulsionnelle du système. On exploite en cela les propriétés d'autocorrélation du chirp linéaire, dont le résultat est d'autant plus proche d'une impulsion gaussienne que la bande passante du chirp (et du signal mesuré après émission du chirp) est large [149]. La méthode exploitant un chirp logarithmique (ou de façon alternative exponentiel) a été développée par Farina dans le domaine de l'acoustique audible [150]. Un avantage par rapport à un chirp linéaire est qu'elle permet de mesurer à la fois la réponse impulsionnelle du système et ses éventuelles non-linéarités. Le contenu fréquentiel du signal augmente exponentiellement et est défini par l'équation 3.13. Pour remonter à la réponse impulsionnelle, un filtre inverse  $f(t)$  est calculé et appliqué au signal mesuré tel que  $x(t) \otimes f(t) = \delta(t)$ , et correspond généralement au signal émis renversé temporellement  $x(-t)$  [151].

$$x(t) = \sin\left(2\pi\left(f_0t + \frac{f_1 - f_0}{2T}t^2\right)\right) \quad (3.12)$$

$$x(t) = \sin\left(\frac{2\pi f_0 T}{\ln\left(\frac{f_0}{f_1}\right)} \cdot \left(e^{\frac{t}{T} \cdot \ln\left(\frac{f_0}{f_1}\right)} - 1\right)\right) \quad (3.13)$$

Dans le domaine de l'acoustique audible, il est aussi nécessaire de mesurer les fonctions de transfert, par exemple pour obtenir les réponses impulsionnelles d'une salle ou d'un microphone [152, 151] ou encore pour effectuer des mesures binaurales [153]. Ainsi, on recense de nombreuses études d'optimisation de méthodes de mesures de réponses impulsionnelles d'un système linéaire [150, 151, 154, 155]. La séquence M (ou MLS : Maximum Length Sequence), correspond à une séquence binaire pseudo-aléatoire, et est considérée comme le signal le plus pertinent pour mesurer une fonction de transfert si aucune distorsion non-linéaire de la réponse des équipements ne vient perturber l'apprentissage. L'utilisation de ce signal a été intégrée dans la norme de mesures de caractérisation des chambres réverbérantes, comme indiqué par l'ISO (*International Organization for Standardization*) [156]. La mesure de fonction de transfert n'est pas un domaine spécifique à l'acoustique. Nous pouvons notamment mentionner le diagnostic filaire, où différents signaux et séquences pseudo-aléatoires (Barker, Golay et MLS) ont été comparés [157]. Il a été montré que le signal MLS possède des propriétés intéressantes, notamment une forte immunité au bruit. Par ailleurs, il existe de nombreuses méthodes pour générer des MLS mais nous utiliserons par la suite des fonctions intégrées (python) reproduisant la méthode des registres à décalage à rétroaction linéaire [155].

Le signal MLS présente un spectre constant, et sa fonction d'autocorrélation est proche de la fonction Dirac (cf. figure 3.11). On note  $m$  l'ordre de la MLS telle que la longueur de la séquence est définie par  $N=2^m-1$ , et sa fonction d'auto-corrélation obéit à l'équation 3.14. Ainsi, plus  $N$  est grand (i.e. plus l'ordre  $m$  est grand) et plus l'autocorrélation se rapproche du Dirac. À titre d'exemple, la figure 3.11 présente l'auto-corrélation d'une MLS d'ordre 4 ( $N=15$ ). Notons que la MLS doit avoir une durée plus importante que la réponse impulsionnelle que l'on souhaite mesurer, c'est à dire dans notre cas une durée plus importante que le temps de réverbération de la cavité [156].

$$R_{xx}[n] = \begin{cases} 1 & \text{si } n = 0 \\ \frac{-1}{N} & \text{sinon} \end{cases} \quad (3.14)$$

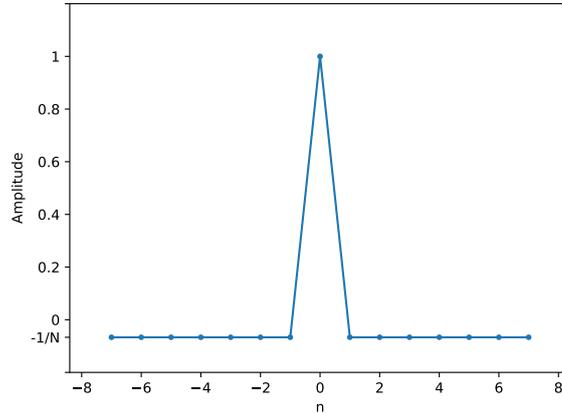


FIGURE 3.11 – Autocorrélation d'un signal MLS d'ordre 4.

Selon la théorie des systèmes linéaires, le signal mesuré au point B suite à une émission  $x(t)$  au point A est le produit de convolution entre la réponse impulsionnelle  $h_{AB}(t)$  et  $x(t)$ . En présence de bruit, le signal mesuré discrétisé  $y[n]$  s'écrit :

$$y[n] = x[n] \otimes h_{AB}[n] + noise[n] \quad (3.15)$$

Ainsi, si on émet au point A un signal  $x(t)$  sous la forme d'une MLS, et si l'on calcule l'intercorrélacion entre  $x[n]$  et  $y[n]$  (signal mesuré en B) alors on obtient l'équation 3.16. Grâce aux propriétés de la MLS, à savoir que d'une part l'inter-corrélation d'une MLS avec un bruit blanc tend vers 0 quand  $N$  tend vers l'infini, et que d'autre part, comme vu précédemment, plus le signal a une longueur  $N$  importante plus son auto-corrélation  $R_{xx}$  tend vers une fonction de Dirac,  $y[n]$  tend vers la réponse impulsionnelle  $h_{AB}(t)$  quand  $N$  tend vers l'infini.

$$\begin{aligned} R_{xy}[n] &= x[n] \otimes (x[n] \otimes h_{AB}[n] + noise[n]) \\ R_{xy}[n] &\simeq h_{AB}[n] \end{aligned} \quad (3.16)$$

Un autre avantage de la MLS est qu'elle peut être convoluée avec d'autres signaux (cf. [157], méthode nommée SSTDR (Spread Spectrume Time Domain Reflectometry) dans le domaine du diagnostic filaire). Nous pouvons ainsi contrôler exactement sa bande-passante et l'adapter aux besoins de l'expérience.

### 3.5 Étude comparative de l'efficacité de la MLS et d'autres signaux codés pour l'apprentissage des réponses impulsionnelles appliqués au RT dans une cavité chaotique

Nous nous intéressons dès lors à l'efficacité de cette méthode d'apprentissage des réponses impulsionnelles reposant sur l'émission de séquences M en observant la qualité de la focalisation obtenue ensuite par RT dans une cavité chaotique. Seul la méthode de retournement temporel simple est appliqué car si l'apprentissage est de meilleure qualité, les procédés de renversement du temps seront aussi améliorés [133, 148], comme nous le verrons section 3.6.

### 3.5.1 Étude par simulation du RT dans une cavité chaotique 2D

Les simulations de la propagation des ondes élastiques dans la cavité chaotique ont été réalisées avec SimSonic, un code développé par le *Laboratoire d'Imagerie Paramétrique* [158], qui est basé sur une méthode de différences finies en 2D.

#### Configuration utilisée pour les simulations

La cavité chaotique simulée correspond à un demi-disque d'aluminium de 2 cm de diamètre, une surface plate est ménagée sur le côté de façon à positionner la source ultrasonore. Cette configuration est représentée figure 3.12, le point rouge correspondant au point de réception choisi de manière arbitraire. La source a une largeur de 6.35 mm ; cette taille est équivalente à une dimension standard de transducteur ultrasonore à 1 MHz. La cavité est en immersion dans l'air, et la zone grisée de la figure représente les PML (Perfectly Matched Layers). Les paramètres des matériaux sont les suivants : pour l'aluminium,  $v_L=6360m.s^{-1}$ ,  $v_T=3140m.s^{-1}$ , et  $\rho=2.7g.cm^{-3}$  ; pour l'air,  $v=331.2m.s^{-1}$  et  $\rho=1.225mg.cm^{-3}$ .

Une vitesse particulière normale est imposée par la source correspondant à l'un des signaux suivants : une impulsion gaussienne centrée sur une fréquence de 1 MHz ou une MLS d'ordre 14 corrélée à l'impulsion gaussienne, les deux signaux émis sont donc caractérisés par une même bande spectrale dont la largeur vaut 60% de la fréquence centrale. La durée de la MLS vaut ici  $400\mu s$ . Le calcul est effectué pour simuler la propagation ultrasonores sur une durée de 1 ms supérieure au temps de réverbération de cette cavité 2D.

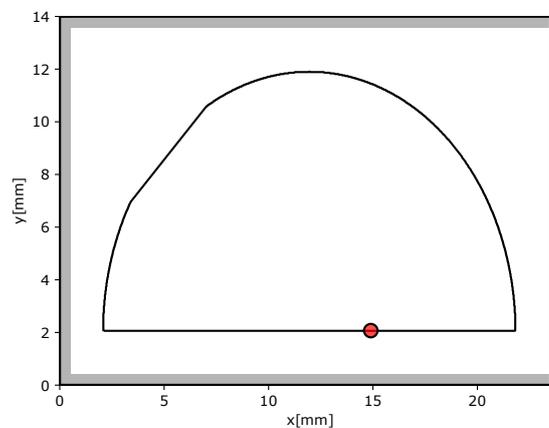


FIGURE 3.12 – Configuration simulée (SimSonic) : demi-disque en aluminium de 2cm de diamètre, le point rouge correspondant au point de réception et les zones grisées aux PML.

La figure 3.13 représente les transformées de Fourier des différents signaux émis pour la simulation de l'apprentissage des réponses impulsionnelles.

#### Résultats de simulation

Selon les résultats établis dans le domaine de l'acoustique audible et architecturale [151], l'apprentissage de la réponse impulsionnelle par MLS conduit à des résultats bien plus intéressants que les autres méthodes, notamment dans des environnements bruyants ou atténuants. Ces premières simulations sont ici effectuées sans ajout de bruit en entrée ou sortie de chaîne, mais les bénéfices

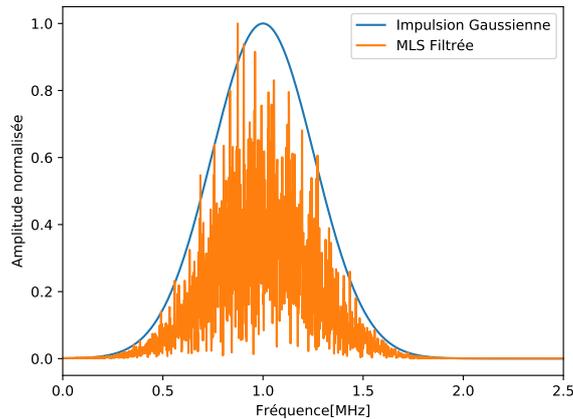


FIGURE 3.13 – Différents signaux utilisés (configuration à 1MHz) pour mesurer la réponse impulsionnelle de la cavité, dans le domaine fréquentiel.

sont observables même sur ces simulations. L'amplitude de focalisation n'est pas significativement modifiée, avec un gain de seulement 1.26dB comparé au retournement temporel lorsqu'une impulsion gaussienne est utilisée dans la phase d'apprentissage. Mais comme représenté sur la figure 3.14, la MLS permet d'atteindre un meilleur contraste temporel, avec un gain de 5.8dB comparé à une impulsion gaussienne.

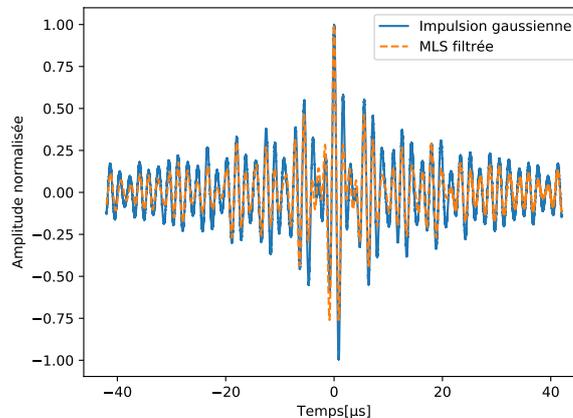


FIGURE 3.14 – Amplitude du déplacement simulé après RT, l'apprentissage ayant été réalisé avec une impulsion gaussienne et une MLS. Le signal est simulé au niveau du point *B* comme indiqué sur la figure 3.13.

La figure 3.15 représente la ligne de coupe en  $x$  passant par le point focal (rouge) du champ simulé au temps de focalisation de la deuxième étape. Les largeurs à mi-hauteur sont similaires, environ 3.25 mm, cependant les signaux extraits après apprentissage avec la MLS présentent de plus faibles lobes secondaires que ceux observés lorsqu'une gaussienne est utilisée (différence de 2.1dB).

La sensibilité au bruit de la MLS est ensuite testée. En effet, les simulations ne reproduisent pas le bruit électronique qui est rencontré expérimentalement et qui gêne l'apprentissage des réponses

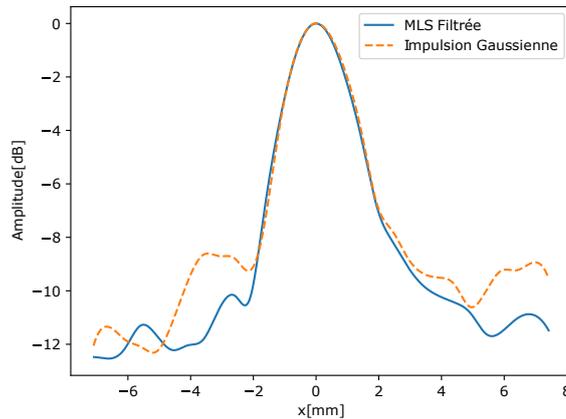


FIGURE 3.15 – Coupe en  $x$  du déplacement simulé au temps de la focalisation en utilisant deux signaux différents à l'apprentissage.

impulsionnelles ; elles sont quasiment exemptes de bruit (à l'exception du bruit numérique). Du bruit blanc est donc ajouté ici à la réponse impulsionnelle simulée et avant la rétro-propagation numérique, pour que le RSB (défini par l'équation 3.17, avec  $P$  correspondant à la puissance) du bruit soit compris entre -20 et -3dB. Comme cela peut être observé figure 3.16, les amplitudes maximales et contraste temporel obtenus après rétropropagation lorsque l'impulsion a été utilisée dans la première étape sont constants jusqu'à un RSB de -20dB. Lorsque le RSB décroît encore, ils diminuent rapidement. En revanche, ces deux quantités sont quasi-constantes quel que soit le RSB lorsque la MLS est exploitée pour apprendre les réponses impulsionnelles, ce qui confirme son immunité au bruit.

$$SNR = \frac{P_{signal}}{P_{noise}} \quad (3.17)$$

### 3.5.2 Mise en œuvre expérimentale : RT dans une cavité chaotique, influence de la méthode d'apprentissage des réponses impulsionnelles

Pour valider expérimentalement les résultats obtenus précédemment en simulation, des mesures ont été réalisées en exploitant le même dispositif expérimental que celui présenté dans le paragraphe 3.3.2. Deux fréquences centrales de travail sont étudiées : 500kHz et 1MHz ; et quatre signaux différents sont utilisés en phase d'apprentissage des réponses impulsionnelles : une impulsion gaussienne avec une bande-passante de 60% de la fréquence centrale, un chirp linéaire, un chirp exponentiel, et enfin une MLS d'ordre 18. Tous ces signaux présentent la même bande-passante (donc un filtre est appliqué à la MLS à cet effet), représentés sur la figure 3.13 pour la configuration exploitant une fréquence centrale à 1MHz. L'ordre de la MLS est choisi afin que la longueur de la MLS soit supérieure au temps de réverbération de la cavité (ici 3D). Les mesures par interférométrie laser sont réalisées en utilisant 1000 moyennes pour augmenter le RSB, et ce pour les deux étapes du RT. Nous obtenons ici des résultats similaires en utilisant les chirps linéaire et exponentiel (représentés figure 3.17 pour la configuration à 1 MHz), n'est donc présenté par la suite que l'apprentissage au moyen d'un chirp linéaire.

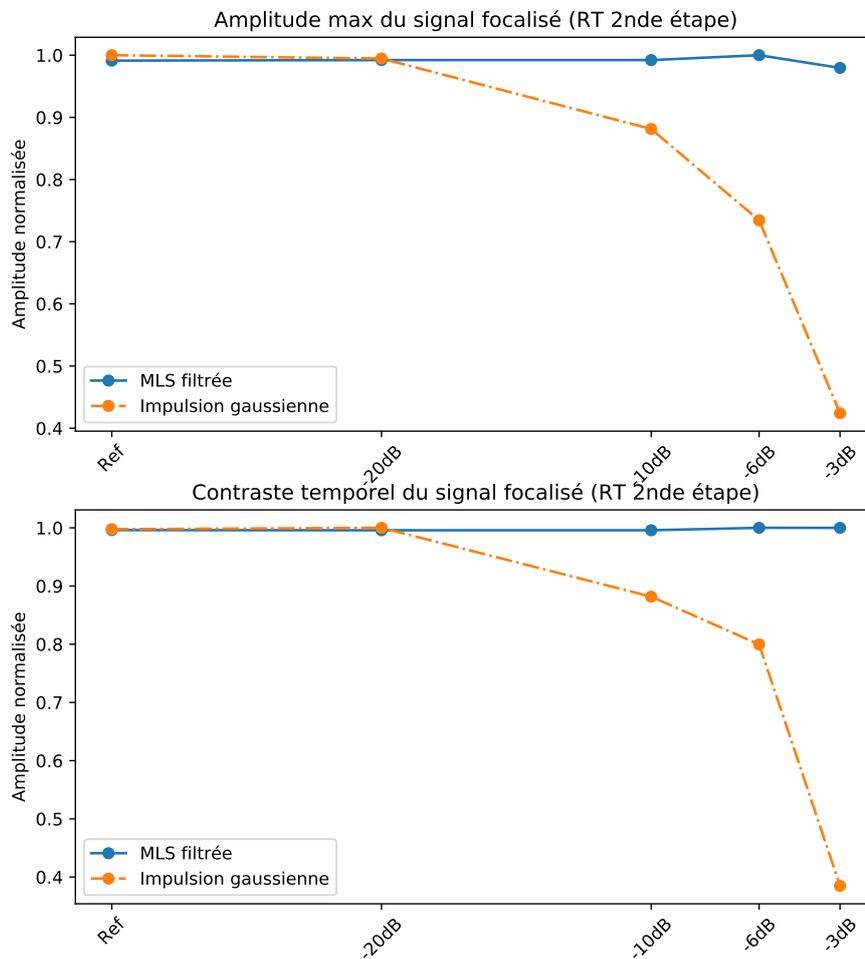


FIGURE 3.16 – Résultats de simulation 2D-FDTD sans atténuation. Influence du bruit blanc ajouté artificiellement sur les réponses impulsionnelles mesurées à la première étape du retournement temporel : l'amplitude maximum à la focalisation est présentée sur l'image du dessus (RT deuxième étape); l'image du bas correspond au contraste temporel de ces mêmes signaux focalisés.

### Résultats expérimentaux à 500kHz

La figure 3.18 représente les trois signaux mesurés sur la surface de la cavité après focalisation (deuxième étape du RT). Le déplacement le plus élevé est obtenu lorsque le signal MLS a été utilisé lors de l'étape d'apprentissage (50.5 nm), alors que le déplacement atteint 40.9 nm pour une impulsion gaussienne, et 41.9 nm dans la configuration avec le chirp. Le contraste est à nouveau calculé en utilisant la relation 3.6. Il augmente de 4 dB lorsque la MLS est employée en phase d'apprentissage par rapport à l'impulsion gaussienne, et augmente de 2.8 dB relativement au cas où le chirp est employé.

Les transformées de Fourier des réponses impulsionnelles sont représentées sur la figure 3.19. On observe qu'un nombre plus important de modes est présent dans la même bande passante lorsque la réponse impulsionnelle a été mesurée à l'aide d'une MLS filtrée plutôt qu'à l'aide d'une simple

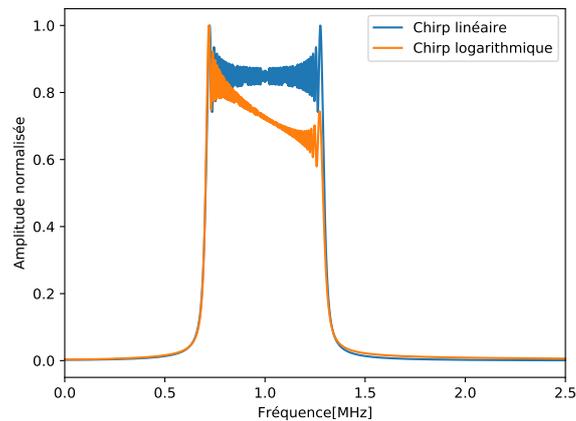


FIGURE 3.17 – Spectre d'amplitude des chirps linéaire et logarithmique utilisés pour la mesure des réponses impulsionnelles.

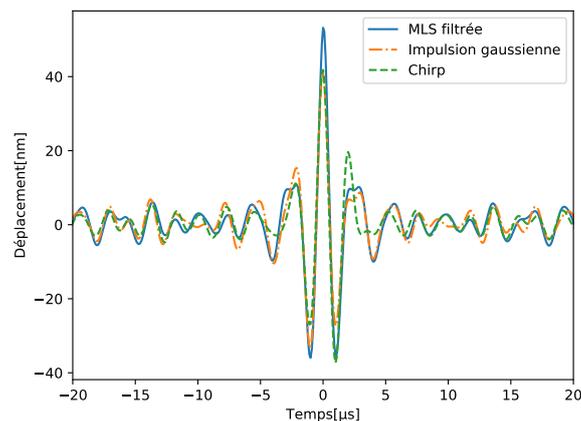


FIGURE 3.18 – Mesures du déplacement normal à la surface de la cavité chaotique après RT avec un capteur à 500kHz pour trois différents signaux employés à l'étape de l'apprentissage des réponses impulsionnelles. Les maxima sont de 40.9 nm pour l'impulsion gaussienne, 41.9 nm pour le chirp et 50.5 nm pour la MLS filtrée.

impulsion gaussienne. Ce nombre de modes de cavité est directement corrélé à la qualité de focalisation de l'onde [132]. Les modes sont comptés à l'aide d'une détection de maxima dépassant un seuil en amplitude choisi arbitrairement à  $-20$ dB de l'amplitude maximale; 324 modes propres sont détectés avec le signal MLS, alors que seuls 287 modes sont révélés avec une impulsion gaussienne.

La figure 3.20 représente l'image bidimensionnelle du champ d'onde au temps de focalisation pour les mêmes signaux que précédemment. La surface de la cavité est à nouveau scannée avec un pas de 1 mm dans les deux directions avec le vibromètre laser. On observe que la largeur à mi-hauteur de la tache focale est similaire dans tous les cas (2.66 mm). Cependant l'utilisation d'une impulsion gaussienne ou d'un chirp ( $-12.7$ dB et  $-13.55$ dB) conduit à des lobes latéraux un peu plus élevés (respectivement  $-12.7$ dB et  $-13.55$ dB) comparés à une MLS ( $-14.2$ dB).

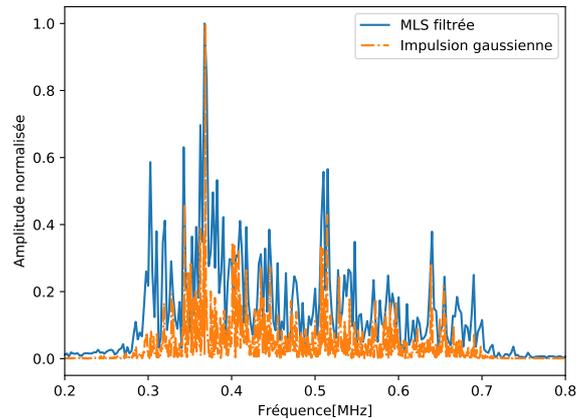


FIGURE 3.19 – Mesures à 500 kHz : le module des transformées de Fourier mesurées avec l'emploi d'une impulsion gaussienne ou d'une MLS filtrée.

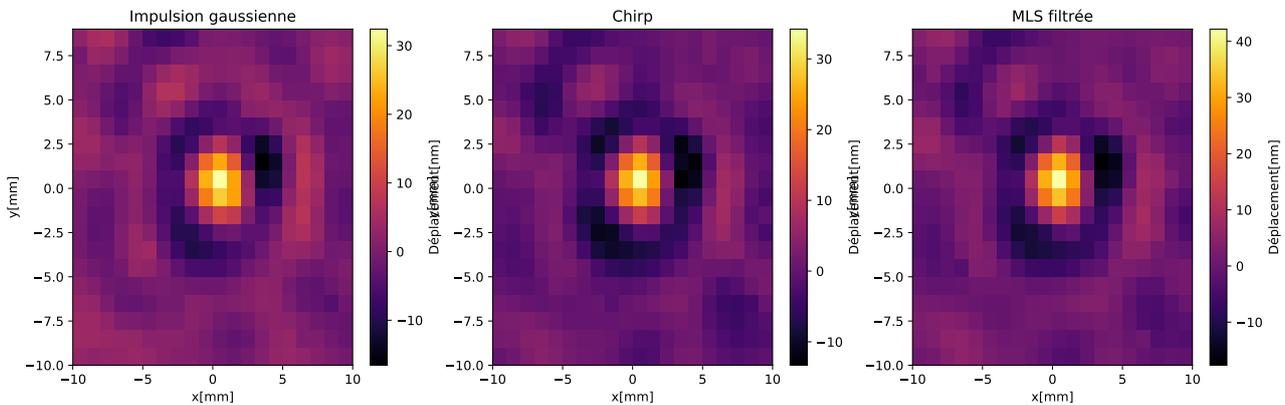


FIGURE 3.20 – Mesures à 500 kHz du champ mesuré au temps de focalisation avec trois signaux différents utilisés dans la phase d'apprentissage.

### Résultats expérimentaux à 1 MHz

Afin d'étudier d'une part l'apport de la MLS dans l'apprentissage des réponses impulsionnelles en fonction de la gamme de fréquence, et d'autre part afin d'aider au choix de la fréquence de travail pour l'application visée (i.e. contrôle de joints collés avec la plus forte amplitude particulière), nous réitérons ces mesures avec un capteur de fréquence centrale 1 MHz placé sur la cavité. La figure 3.21 représente les déplacements mesurés par interféromètre laser au point focal à la seconde étape du RT. Le déplacement le plus élevé est obtenu lorsque le signal MLS a été exploité dans l'étape d'apprentissage (64.4 nm), plus du double de celui mesuré lors de l'apprentissage par l'impulsion gaussienne (30.3 nm). Le contraste temporel est aussi supérieur de 6.7 dB en utilisant la MLS par rapport à l'impulsion gaussienne, et de 2.7 dB supérieur à celui obtenu avec le chirp.

La figure 3.22 représente l'image bidimensionnelle du champ d'onde au moment de la focalisation après une phase d'apprentissage exploitant les mêmes signaux que précédemment. La surface de la cavité a été scannée avec un vibromètre laser pendant l'étape de focalisation. A nouveau, l'utilisation de la MLS réduit notablement les lobes spatiaux et le bruit environnant. La largeur à mi-hauteur de la tache focale est approximativement la même dans tous les cas (1.42 mm), cependant les signaux focalisés obtenus en utilisant une impulsion gaussienne et un chirp présentent des lobes latéraux

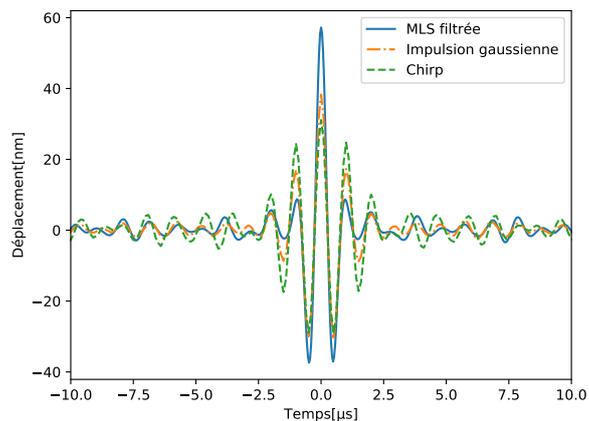


FIGURE 3.21 – Mesures du déplacement normal à 1 MHz pour trois signaux employés à l'étape de l'apprentissage des réponses impulsionnelles; les maxima sont de 30.3 nm pour l'impulsion gaussienne, 39.2 nm pour le chirp et 64.4 nm pour la MLS filtrée.

spatiaux de plus grande amplitude (-12.3 dB pour l'impulsion gaussienne, -15.6 dB pour le chirp) que ceux obtenus avec la MLS (-20.1 dB).

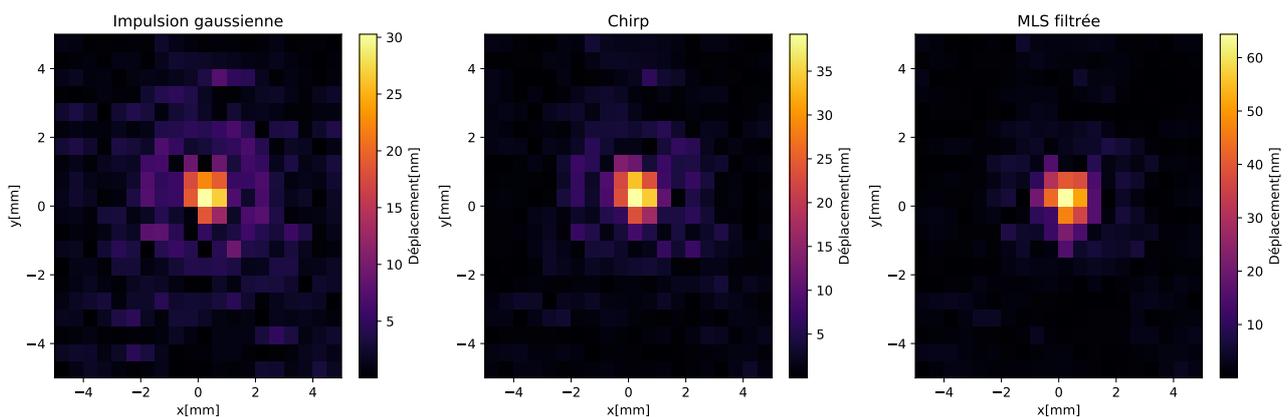


FIGURE 3.22 – Mesures à 1 MHz du champ au temps de focalisation pour trois signaux différents exploités dans la phase d'apprentissage.

### Quantification de l'amélioration de la précision de l'apprentissage des réponses impulsionnelles à 1MHz

Il existe diverses méthodes pour quantifier la qualité des différentes mesures de réponse impulsionnelle. L'utilisation d'une MLS engendre une énergie de réponse impulsionnelle mesurée plus élevée et moins de bruit que l'utilisation de l'impulsion gaussienne, comme représenté sur la figure 3.23. Pour caractériser ces différences après le processus d'apprentissage, différentes techniques sont disponibles.

Ainsi, dans le domaine de l'acoustique architecturale, on utilise le temps de réverbération, noté  $T_{60}$  [148], déterminé au moyen de la formule de Sabine et qui caractérise le temps mis par un son pour voir son amplitude décroître de 60 dB après interruption de la source dans une salle réverbérante

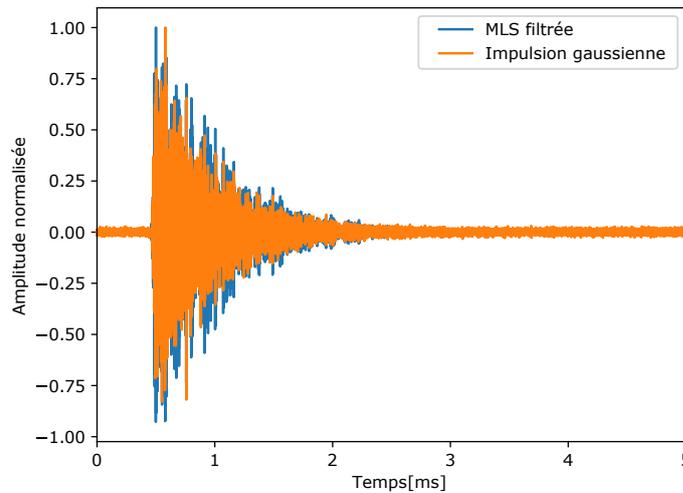


FIGURE 3.23 – Les réponses impulsionnelles mesurées à partir de deux signaux différents : une impulsion Gaussienne et une MLS filtrée.

[159]. Malheureusement, toutes les mesures ne peuvent pas bénéficier d'une telle différence entre le signal et le bruit. Par conséquent, des paramètres similaires tels que  $T_{10}$  ou  $T_{20}$  sont généralement employés. Pour déterminer ces paramètres, l'intégrale inverse de SCHROEDER est calculée selon la relation :

$$R = \int_t^{\infty} h^2(\tau) d\tau \quad (3.18)$$

où  $h$  désigne la réponse impulsionnelle mesurée. L'intégrale inverse de Schroeder est une fonction du temps sur laquelle trois zones distinctes peuvent être analysées : d'abord un plateau d'énergie maximale (correspondant à l'émission de la source), puis une courbe de décroissance lors de l'interruption de l'émission, et enfin une zone palier correspondant au bruit de fond électronique et environnemental. Ce calcul est donc appliqué aux réponses impulsionnelles expérimentales obtenues à partir des différents signaux émis en phase d'apprentissage. Le bruit de fond calculé est supérieur de 20 dB sur la réponse impulsionnelle apprise avec une impulsion gaussienne par rapport à celle mesurée par MLS, comme représenté sur la figure 3.24. Les deux courbes sont presque identiques jusqu'à environ 1 ms, puis elles divergent.

L'influence du nombre de moyennes dans la mesure de la réponse impulsionnelle sur l'intégration inverse de Schroeder a également été étudiée pour la MLS : le bruit de fond reste pratiquement inchangé entre 100 et 1000 moyennes. Dans les deux cas, ce palier est près de 20 dB inférieur au bruit de fond calculé sur la réponse impulsionnelle mesurée à l'aide d'une impulsion gaussienne à 1000 moyennes. Sur la même figure, les points d'inflexion des courbes d'intégration inverse de Schroeder sont également indiqués (points sur la courbe) ; cette indication donne la longueur du signal utile dans la réponse impulsionnelle pour l'opération de retournement temporel.

Lorsqu'une impulsion gaussienne est utilisée pour mesurer la réponse impulsionnelle, les informations utiles sont noyées dans le bruit à partir de 1.34 ms, tandis qu'avec la MLS de l'information est présente jusqu'à 2.46 ms, soit une durée presque 1.8 fois plus longue.

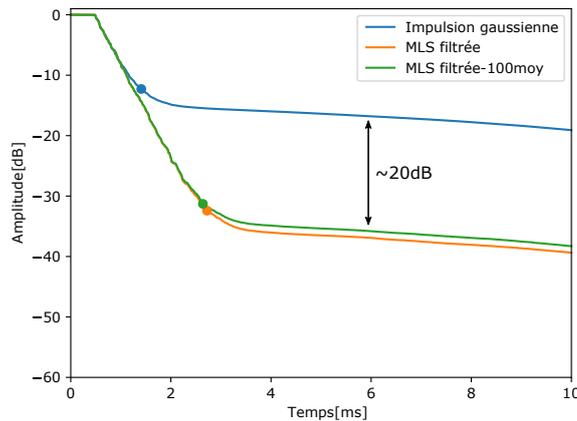


FIGURE 3.24 – Intégration inverse de Schroeder sur trois réponses impulsionnelles mesurées avec : soit une impulsion gaussienne, soit avec une MLS filtrée avec 100 moyennes, soit avec une MLS filtrée avec 1000 moyennes.

La même amélioration est également constatée sur le contraste temporel du signal mesuré lors de la seconde étape du RT : en utilisant l'impulsion gaussienne, le contraste temporel est de 810 contre 2147 pour la MLS. Comme décrit par ailleurs [132, 133], le contraste temporel dépend de plusieurs paramètres : la bande passante de fréquence  $\Delta\omega$ , la longueur du signal réémis  $\Delta T$ , le temps de Heisenberg  $t_H$  et le temps d'atténuation  $\alpha$ . Pour une bande passante limitée et à condition que le temps d'atténuation ne soit pas plus court que le temps Heisenberg, le contraste augmente linéairement avec  $\Delta T$  jusqu'à atteindre un plateau. Dans ces expériences, le seul paramètre variable est la longueur du signal réémis en raison de la qualité accrue des mesures de réponse impulsionnelle. C'est pourquoi une augmentation du contraste est observable lors de l'utilisation de MLS plutôt qu'avec l'emploi d'une impulsion gaussienne.

Comme observé en simulation, l'immunité d'une MLS filtrée au bruit est évaluée expérimentalement. Un bruit blanc est ajouté à la réponse impulsionnelle mesurée à l'aide de l'équation 3.17, dans une plage de -30 dB à 0 dB, précédant la seconde étape de retournement temporel. Comme on peut l'observer sur la figure 3.25, après rétro-propagation, lorsque le bruit blanc augmente, l'amplitude maximale focalisée et le contraste temporel obtenus avec une impulsion gaussienne diminuent linéairement à partir de -10 dB, alors que l'utilisation d'une MLS filtrée permet de conserver des amplitudes quasiment constantes malgré l'ajout de bruit.

L'impact du nombre de moyennes utilisées dans la phase d'apprentissage est étudié à la fois sur le contraste et le déplacement maximal au temps de focalisation, une fois de plus en exploitant la MLS filtrée ou l'impulsion gaussienne, avec un nombre de moyennes allant de 1 à 1000. L'amplitude maximale focalisée double lorsque 1000 moyennes sont utilisées dans la première étape de RT avec une impulsion gaussienne, comparé à une acquisition unique. En effet, le contraste temporel et l'amplitude focalisée maximale atteignent un plateau autour de 100 moyennes. En utilisant une MLS, le déplacement maximum et le contraste temporel augmentent à peine avec le nombre de moyennes. Par conséquent, il est possible d'effectuer une mesure plus rapide en utilisant moins de moyennes avec une MLS filtrée.

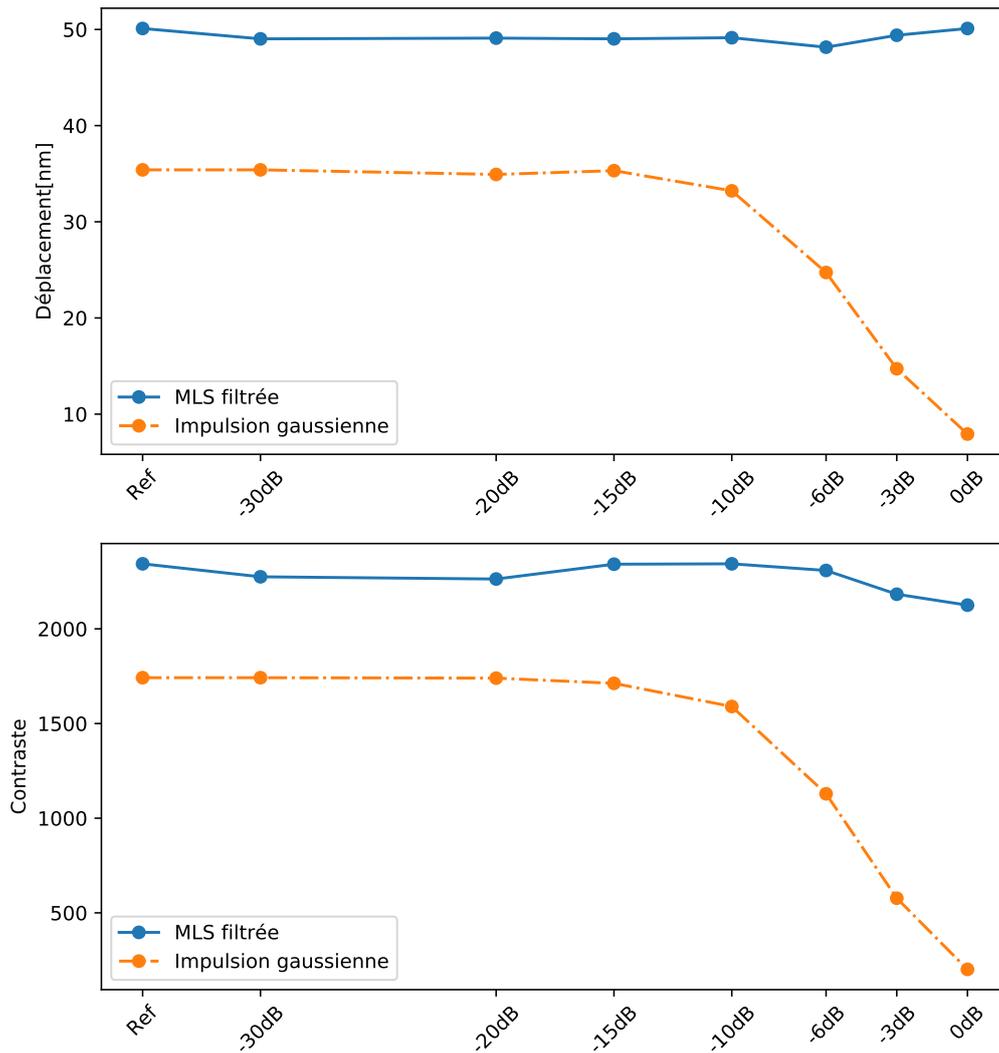


FIGURE 3.25 – Expériences de RT à 1MHz : influence de l'ajout d'un bruit blanc sur les signaux mesurés dans la phase d'apprentissage.

### 3.5.3 Résultat annexe : mesure d'une réponse impulsionnelle sur un échantillon composite

Une dernière expérience est réalisée pour évaluer la capacité d'une MLS à apprendre des réponses impulsionnelles dans un cas différent : un milieu hautement atténuant et non réverbérant, qui ne servira donc pas dans le cadre de cette thèse mais peut avoir des applications intéressantes que ce soit pour caractériser ces matériaux ou pour contrôler des structures composites. Cette expérience a été réalisée sur une plaque composite d'épaisseur moyenne 2 cm. Le montage expérimental diffère de celui utilisé précédemment par le fait que le transducteur est cette fois collé directement sur la plaque avec du salol (on n'utilise pas de cavité chaotique) et l'onde transmise est mesurée à l'aide de l'interféromètre laser en un point situé du même côté de la plaque, à trois centimètres du transducteur (enregistrant ainsi les ondes guidées se propageant dans la plaque). La réponse impulsionnelle est apprise avec successivement chacun des signaux utilisés au 3.5.2. En raison de l'atténuation et du bruit d'acquisition élevés, l'impulsion gaussienne n'a pas permis de sortir la réponse impulsionnelle du bruit, ce résultat n'est donc pas représenté sur les figures suivantes. Comme on peut l'observer sur la

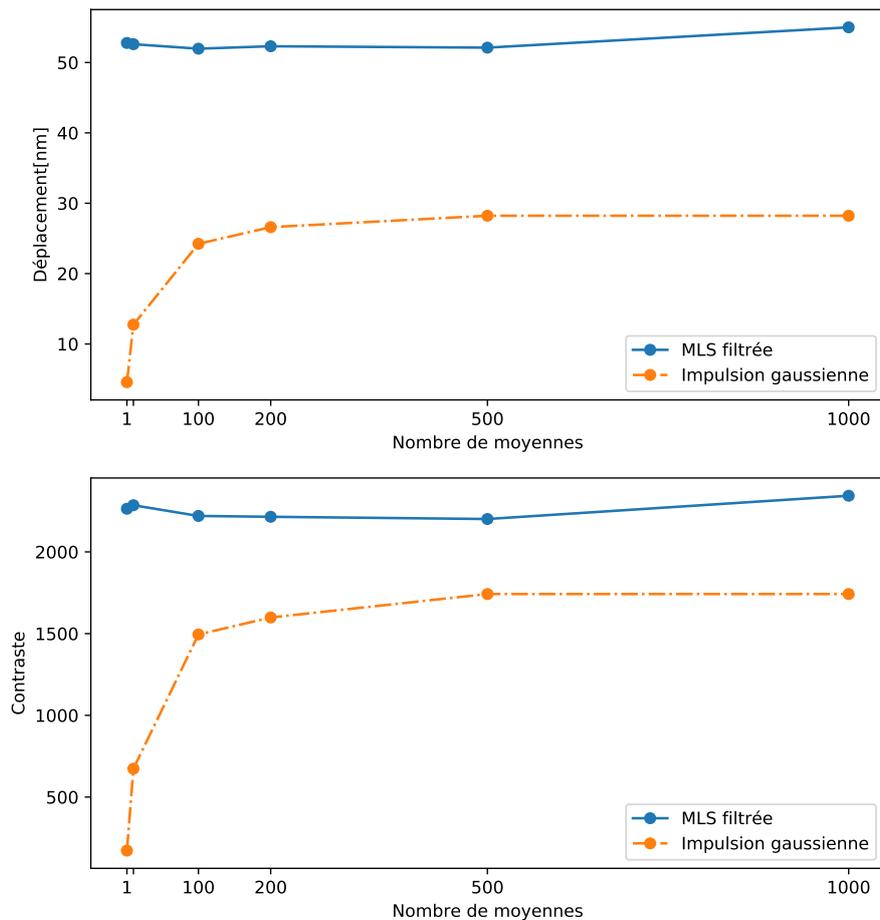


FIGURE 3.26 – Mesures à 1MHz : influence du nombre de moyennes dans la phase d'apprentissage des réponses impulsionnelles sur la seconde étape de l'opération de retournement temporel.

figure 3.27, la réponse impulsionnelle mesurée à l'aide d'une MLS est correctement récupérée, avec un RSB de 25 dB, alors que celle mesurée avec le chirp affiche un très faible RSB (6.2 dB).

### 3.6 Effet de l'emploi de la MLS sur la refocalisation avec différentes techniques (FI, 1-bit etc.)

On vérifie ici que l'apprentissage par MLS (dont on a vu qu'il optimisait la refocalisation lors du RT 'standard') permet également d'optimiser la qualité de la refocalisation lorsque les techniques présentées au paragraphe 3.3.1 sont utilisées. Un meilleur apprentissage des réponses impulsionnelles permet d'optimiser l'ensemble des divers procédés de renversement temporel. Nous reprenons à titre d'exemple certains procédés pour les comparer au tableau 3.1, lorsque l'étape d'apprentissage est réalisée avec une impulsion gaussienne. Ainsi, lorsque nous sommes dans la même bande-passante, nous obtenons de meilleurs résultats sur les 3 paramètres qui nous intéressent particulièrement : l'amplitude de déplacement au temps de focalisation, le contraste temporel et les lobes secondaires (spatialement). Comme avec l'impulsion gaussienne, le passage du simple retournement temporel au retournement temporel à un bit permet de multiplier par 5 l'amplitude au temps de focalisation. Ici, le déplacement normal dépasse alors 100nm.

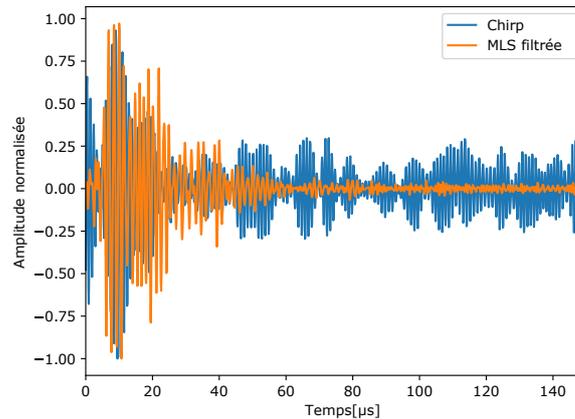


FIGURE 3.27 – Réponses impulsionnelles mesurées sur une plaque composite avec un chirp (linéaire) et une MLS filtrée.

Méthode	Déplacement[nm]	Contraste[dB]	Lobes Secondaires[dB]
RT	19.4	38.5	-23.3
FI à une source et 100 récepteurs	8.15	<b>40.2</b>	<b>-25.5</b>
RT Déconvolution	17.7	39.4	-24.8
RT 1-Bit	<b>105.7</b>	37.9	-22.8

TABLEAU 3.2 – Les diverses optimisations de l'opération de retournement temporel sur une cavité chaotique en fonction de leur amplitude et d'un critère spatial et temporel, avec une MLS comme signal d'apprentissage à 500kHz.

En conclusion, utiliser les MLS pour apprendre les réponses impulsionnelles s'avère plus efficace que d'utiliser une impulsion gaussienne ou un chirp, le gain est d'autant plus notable dans le cas de milieu atténuant et non-réverbérant ou d'environnement bruyant. En effet, dans nos expériences de RT dans une cavité chaotique, le gain était relativement faible à 500 kHz mais significatif à 1 MHz (on double l'amplitude de l'onde focalisée). De plus, dans un matériau à forte atténuation tel que le composite, la MLS a permis de récupérer une réponse impulsionnelle entre deux points sur une plaque à haute fréquence alors que les autres méthodes échouaient.

### 3.7 Conclusion

Dans ce chapitre nous avons mis en place des protocoles de caractérisation de cavités chaotiques pour parvenir par application du principe de retournement temporel à obtenir à un instant donné et en un point donné un déplacement particulière ultrasonore important. Ce résultat est obtenu sans pour autant utiliser des électroniques de puissance susceptibles d'introduire une nonlinéarité liée à l'instrumentation. En utilisant une MLS pour l'apprentissage des réponses impulsionnelles plutôt que les signaux usuels (impulsion Gaussienne, chirp), une amplitude plus importante est mesurée, et une meilleure focalisation spatio-temporelle accompagnée d'une amélioration du contraste et d'une réduction des lobes secondaires sont obtenues. Un autre avantage primordial dans une expérience non-linéaire est le fait de contrôler exactement la bande-passante du signal émis. La chaîne d'acquisition étant maintenant au point, il convient de la mettre en œuvre pour tenter détecter des défauts au sein d'interface collées.

# Contrôle non-destructif d'assemblages collés : réponses non-linéaires de défauts d'adhésion et corrélation avec des tests mécaniques

## Sommaire du chapitre

<b>4.1 Fabrication des échantillons : traitement de surface et encollage</b> . . . . .	<b>76</b>
<b>4.2 Mesures mécaniques : Tests DCB</b> . . . . .	<b>81</b>
<b>4.3 Adaptation du dispositif d'inspection en vue d'une mesure de non-linéarités de défaut d'adhésion</b> . . . . .	<b>84</b>
4.3.1 Émission d'une onde localement plane . . . . .	85
4.3.2 Autres adaptations du procédé d'inspection pour réaliser une cartographie de défauts d'adhésion . . . . .	88
<b>4.4 Application à des assemblages collés</b> . . . . .	<b>92</b>
4.4.1 Assemblages collés à base d'aluminium . . . . .	93
4.4.2 Assemblages collés à base de titane . . . . .	101
<b>4.5 Analyse numérique de l'interaction entre une onde plane et une interface de contact</b>	<b>104</b>
<b>4.6 Conclusion</b> . . . . .	<b>106</b>

Dans le Chapitre 3, un dispositif permettant de générer des impulsions de forte amplitude résolues temporellement et spatialement a été mis au point. Cette génération est obtenue par retournement temporel, ce qui implique l'utilisation d'un générateur de signaux arbitraires amplifiés au moyen d'un amplificateur basse tension, et non d'amplificateur de puissance qui produit souvent des réponses non-linéaires aux consignes appliquées. Dans ce chapitre, ce dispositif est employé pour sonder la qualité d'une interface collée et en particulier pour révéler la présence de défaut d'adhésion à l'interface substrat/adhésif via la détection d'une interaction non-linéaire entre onde ultrasonore et défaut. Dans un premier temps, nous présentons les protocoles de fabrication des échantillons étudiés. Nous mesurons ensuite les caractéristiques de l'onde transmise à travers un assemblage sain avant de présenter les résultats obtenus sur des échantillons sur lesquels ont été créés des défauts d'adhésion localisés. Enfin, ces échantillons ont été rompus de façon à mettre en évidence l'affaiblissement de l'interface via la transition d'une rupture cohésive vers une rupture adhésive.

## 4.1 Fabrication des échantillons : traitement de surface et encollage

Les échantillons étudiés dans un premier temps sont constitués de deux substrats en aluminium de type Al7075 T651 d'épaisseur 5mm et assemblés au moyen d'un adhésif époxy en film de type AF191-U (3M). La gamme de collage se décompose selon les étapes décrites ci-dessous.

Ces échantillons sont collés avec de l'adhésif AF191 ; le protocole de collage de ce dernier a été défini par TALEB ALI [160] (cf. préparation dite P2, détaillée ci-après). Ce traitement ne correspond pas à celui recommandé par le fabricant 3M, car celui-ci est à base de chrome qui est une substance toxique illégale depuis peu en Europe pour des raisons environnementales (législation REACH [161]). Le procédé se déroule en plusieurs étapes qui doivent être suivies scrupuleusement afin de garantir une reproductibilité de la fabrication.

### Dégraissage et sablage

Les substrats sont en premier lieu nettoyés soigneusement pour limiter la présence de produits organiques et polluants (cf. graisse ...). Ils sont pour cela placés dans un bécher contenant de l'acétone lui-même placé dans un bain ultrason réglé à 30°C pendant 10 minutes. Certains substrats ont été récupérés sur de précédents échantillons rompus. Dans ce cas, ils subissent en premier lieu une opération de ponçage et sablage de façon à retirer toute trace d'adhésif résiduel avant nettoyage.

### Décapage (Soude)

La surface des substrats ayant été préalablement nettoyée, les substrats sont plongés dans une solution de soude obtenue en diluant 40g de pastille de soude (NaOH) dans 500mL d'eau distillée. Au préalable, la solution est mélangée au moyen d'un agitateur magnétique qui permet également de chauffer le bain à 40°C. Une fois la température atteinte, les substrats sont plongés dans le bain durant 10min. Les dépôts organiques de surface résiduels sont saponifiés ou émulsifiés. La couche d'alumine superficielle est remplacée par une couche d'oxyde noire. Ce dépôt de tetrahydroxyaluminate de sodium  $\text{Na}[\text{Al}(\text{OH})_4]$  se forme par la réaction de l'hydroxyde d'aluminium  $\text{Al}(\text{OH})_3$  avec la soude.

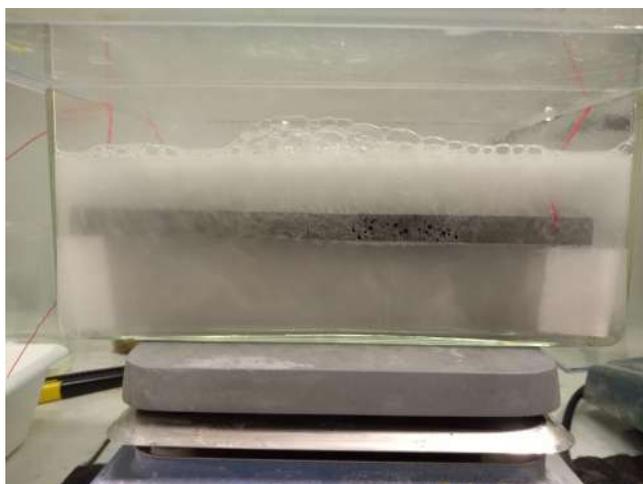


FIGURE 4.1 – La réaction d'oxydation de la soude sur l'aluminium.

Ce dépôt est friable et donc non propice à un bon collage. Les substrats sortis du bain sont rincés puis séchés. La couche d'oxyde est enlevée en versant de l'acide nitrique (concentration 65%) sur les substrats, cf. figure 4.2. Enfin, ils sont rincés à l'eau déminéralisée et séchés au moyen d'un décapeur thermique.



FIGURE 4.2 – L'acide nitrique est versé sur les échantillons pour dissoudre la couche noire oxydée.

### Décapage (P2)

La surface des substrats subit alors un second décapage dans une solution (P2) constituée d'acide sulfurique (135mL) mélangé à du sulfate de fer (82g) et diluée dans de l'eau déminéralisée (500mL). Ce bain de décapage est mélangé au moyen d'un agitateur magnétique et porté à une température de 65°C. Les substrats sont immergés dans ce bain également pendant 10 minutes.



FIGURE 4.3 – Les échantillons trempent dans la solution pendant 10min.

Ce décapage a pour effet de texturer la surface, cette dernière présentant ensuite un aspect

cratérisé qui favorise l'accroche mécanique et permet la formation d'une couche d'oxyde de quelques dizaines de nanomètres contenant les éléments C, O, S et Fe [162]. Suite à cette phase de décapage, les échantillons sont rincés à l'eau déminéralisée et séchés à nouveau. A l'issue de ces différentes étapes, les surfaces sont aptes au collage et sont donc réactives de sorte qu'elles sont sensibles à la contamination. Le collage est réalisé suivant ces étapes, la qualification du temps ouvert n'ayant pas été effectuée. Pour mettre en évidence l'influence de la préparation de surface sur sa réactivité et son affinité vis-à-vis d'une opération de collage ultérieure des mesures d'angle de contact ont été réalisées ainsi que représenté ci-dessous, y compris sur des surfaces ayant subi une pollution volontaire.

### Pollution de surfaces

Plusieurs types de défauts ont été introduits au sein de l'interface; ils sont représentatifs de défauts observés en production. Ainsi, les surfaces ont été contaminées dans certains cas au moyen de différents produits utilisés en atelier collage ou composite (cf. figure 4.4). En particulier, un lubrifiant sec contenant des particules de PTFE, un produit de démoulage, des traces de doigts ou de feutres ont été utilisés. De même, des morceaux de séparateur ont été intégrés en différents endroits. Ces séparateurs sont placés de part et d'autre du film d'adhésif et sont théoriquement enlevés lorsque le film est appliqué sur les substrats. Après application, ces défauts sont visibles à la surface des substrats, et impactent significativement la réactivité des surface. Des mesures d'angle de contact permettent de mettre en évidence cette dégradation de la surface.



(a) Défauts de téflon localisés de longueur 5mm.



(b) Les défauts sont deux traces de doigts et des traces de feutres.



(c) Les films séparateurs d'adhésif sont oubliés volontairement avant encollage.



(d) Deux traces de pouce.

FIGURE 4.4 – Les pollutions de surface de différents adhérents.

### Vérification du traitement de surface : test de mouillage

Ces mesures sont réalisées au moyen de la 'méthode de la goutte posée' en utilisant un goniomètre (Kruss DSA30). Le liquide de test est de l'eau déminéralisée. Dans la configuration de référence (i.e. traitement de surface parfait sans pollution), l'angle de contact n'est pas mesurable car on observe un étalement rapide et total du liquide, ce qui confirme la qualité de la préparation de surface. L'application d'un polluant dégrade visiblement la préparation de surface; en effet, un angle de  $91.6^\circ$  est mesuré sur une surface dégradée par une trace de doigt, et des angles de respectivement  $76.6^\circ$  et  $105^\circ$  sont mesurés lors d'une pollution respectivement faible et forte au lubrifiant sec.

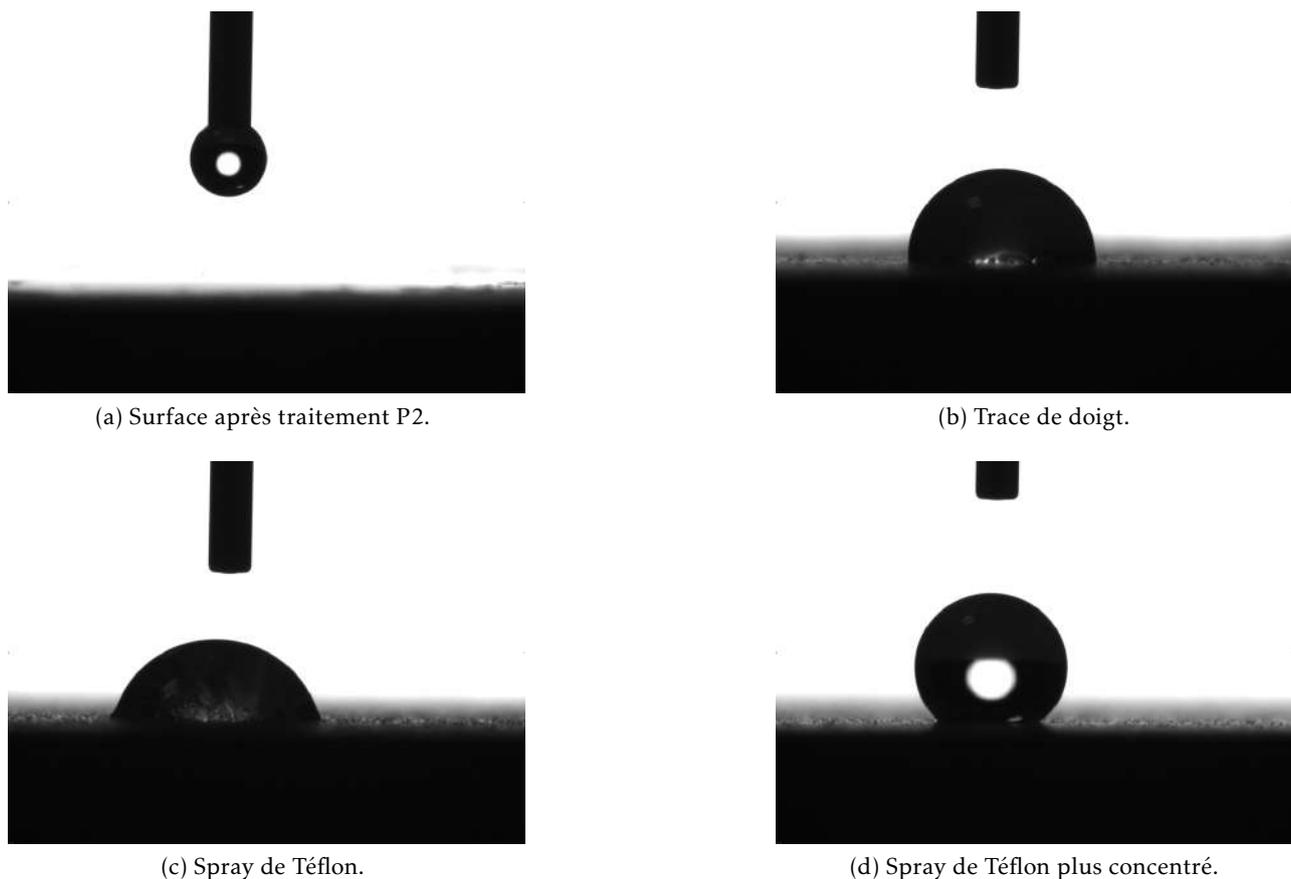


FIGURE 4.5 – Résultats du test du mouillage pour différentes qualités de surface.

### Encollage

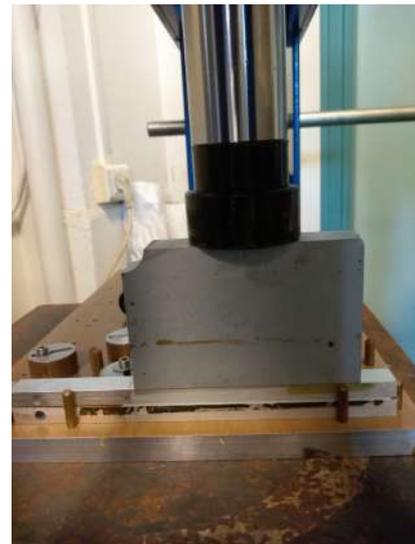
L'adhésif est appliqué immédiatement à la suite de la préparation surfaces pour éviter toute contamination non désirée. Au préalable, un masque de tissu de verre téflonné adhésif est placé à la surface des substrats [160]. Ce masque assure plusieurs fonctions importantes. Il délimite la zone collée et fait office d'amorce de fissure pour la réalisation des essais destructifs présentés plus loin. Également, l'insert permet de contrôler l'épaisseur du joint de colle et, dans le cas de l'adhésif AF191-U, permet de limiter la porosité que peut générer le cycle de cuisson. Dans le cas présent, l'insert permet d'obtenir une interface de  $100\mu\text{m}$ . Sur les échantillons de référence (i.e. sans défaut), la dimension de la zone collée est de  $140\text{mm} \times 20\text{mm}$ . L'adhésif est appliqué manuellement en s'assurant de ne pas emprisonner de bulle d'air grâce à un compactage réalisé au moyen d'une spatule. Après accostage réalisé dans un montage de positionnement, les échantillons sont placés sous presse pour exercer une pression comprise entre 50 et 100bars pendant une minute comme illustré sur la figure 4.6b pour compacter l'interface.

### Cuisson des échantillons

Les échantillons sont laissés en place dans le montage de positionnement pendant le cycle de cuisson qui est réalisé en autoclave. L'ensemble est placé dans une bache à vide, comme présenté 4.7b. Les caractéristiques du cycle de cuisson sont précisées sur la figure 4.8. Une température de  $180^\circ$  est appliquée pendant une heure sous 3 bar de pression, un vide de 300mBar étant imposé dans la bache à vide (une pression supérieure dans la bache conduirait à une interface poreuse du fait d'un



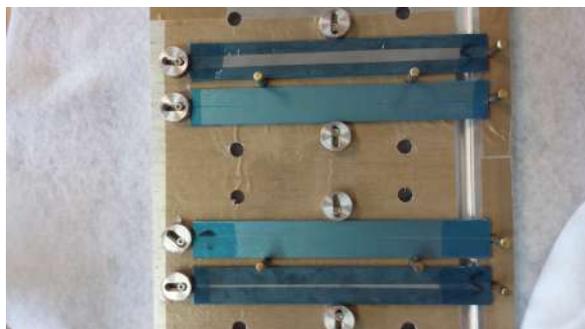
(a) Les masquages de téflon utilisés pour les différents substrats.



(b) La mise sous presse.

FIGURE 4.6 – L'étape d'encollage pour les différents substrats : découpe des masques de téflon, dépôt de films d'adhésif et mise sous presse.

phénomène de moussage de l'adhésif, cf. figure 4.9).



(a) Les échantillons sont placés sur la maquette avant cuisson, entourés de scotch thermique.



(b) La mise sous vide du montage avant cuisson.

FIGURE 4.7 – Préparation des substrats avant la cuisson.

De nombreux essais de collage ont été réalisés pour parvenir à une qualité satisfaisante. Une vingtaine d'échantillons ont été produits in fine, et sont employés par la suite. Différents types de défaut de collage y ont été introduits.

Ainsi, des plaques de 2mm d'épaisseur et de dimensions 200mm\*200mm ont été utilisées pour produire les échantillons étudiés au chapitre 2.

Ce même cycle autoclave a été employé pour coller les substrats titane, bien que dans ce cas d'autres préparations de surface aient été utilisées (cf. annexe D). Les mesures destructives et non destructives présentées dans ce chapitre sont réalisées sur des géométries d'éprouvette utilisées pour les essais de fissuration de type DCB. Les dimensions des substrats sont les suivantes : épaisseur de 5mm, longueur de 200mm et largeur de 25mm. Les dimensions sont les mêmes pour les échantillons

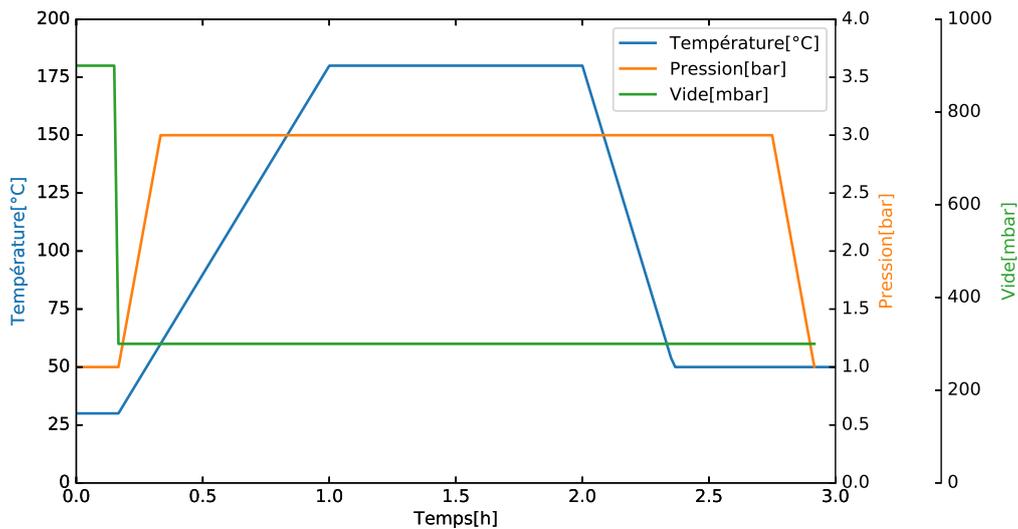


FIGURE 4.8 – Le cycle autoclave réalisé pour l'AF191.

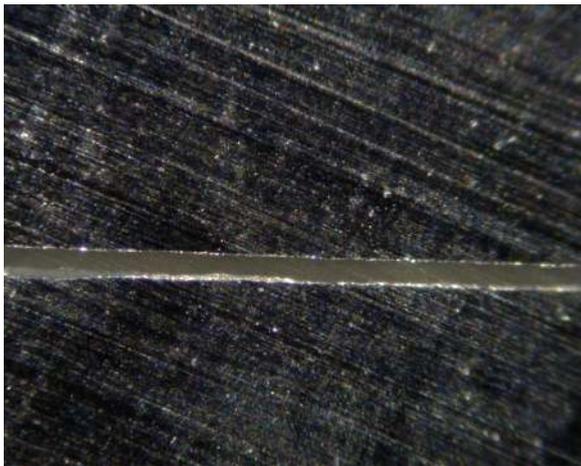


FIGURE 4.9 – Faciès des substrats après test DCB, sur échantillon mal collé (mauvaise mise sous contrainte, à gauche) et échantillon bien collé (bonne mise sous contrainte, à droite).

de titane mais avec une épaisseur de 1.6mm. Le collage est réalisé sur une zone (centrée en largeur et longueur) de dimension 20mmx150mm.

## 4.2 Mesures mécaniques : Tests DCB

Pour qualifier mécaniquement tant qualitativement que quantitativement la qualité des collages réalisés (et en particulier observer l'impact des défauts intégrés sur la dégradation de la résistance des échantillons collés), des tests destructifs sont réalisés à l'issue des contrôles ultrasonores. Parmi l'ensemble des tests destructifs proposés pour caractériser le comportement des collages, nous avons retenu l'essai de traction sur éprouvette DCB (Double Cantilever Beam [163]). Il permet de caractériser la résistance à la propagation de fissure selon un critère énergétique au moyen d'un paramètre appelé taux de restitution d'énergie exprimé en  $J/m^2$ . Ce test est effectué sur chaque échantillon pour



(a) Bonne cuisson.



(b) Mauvaise cuisson, des porosités apparaissent.

FIGURE 4.10 – Observations microscopiques des tranches des assemblages collés.

mesurer le taux de restitution d'énergie critique. Ce test est présenté sur la figure 1.7a ; il correspond à une sollicitation en mode 1, soit un test de clivage. Ainsi une force est appliquée des deux côtés de l'échantillon pour pouvoir le séparer, et différents paramètres physiques sont observés comme l'évolution de la longueur apparente de fissure ( $a_{eff}$ ) ou encore le taux de restitution d'énergie critique ( $G_c$ ). La photographie 4.11 présente le dispositif employé pour réaliser un test DCB : une machine d'essais bi-axes avec deux vérins électromécaniques montés en opposition avec une force maximale de 1kN.

Des photographies sont prises pour réaliser de la corrélation d'image lors du test mécanique. Quelques photographies macroscopiques sont représentées figure 4.13 à trois instants différents pendant le test.

Le résultat du test dépend de la géométrie de l'assemblage et des matériaux des constituants ; si on note  $t$  l'épaisseur d'un adhérent,  $P$  la force appliquée,  $\Delta$  l'écartement entre les deux adhérents et  $a$  la longueur de fissure, nous pouvons remonter au taux de restitution de l'énergie :

$$G_c = \frac{P^2}{2t} \frac{dC(a)}{da} \quad (4.1)$$

où la complaisance  $C$  est définie par  $C = \Delta/P$ . L'énergie se dissipe à travers le volume de la colle si le faciès de rupture est cohésif, tandis qu'en présence d'un défaut adhésif, la dissipation d'énergie est réalisée de façon surfacique ce qui dégrade lourdement l'intégrité de l'assemblage collé.

Deux échantillons de référence sont tout d'abord testés. Les substrats ont donc subi un décapage P2 sans aucune pollution, et sont liés par un film AF191-U d'épaisseur  $100\mu\text{m}$  (cf. figure 4.14). Les courbes mesurées lors de ces deux tests sont reproductibles mais ne reproduisent pas l'évolution attendue et donnée par la relation 4.1. En effet, une succession de propagations brutales suivies de phase de rechargement est observée. Ceci marque la présence d'un phénomène de stick-slip / ou instabilité de propagation qui peut être lié au caractère visqueux de l'interface (dépendance de  $G_c$  à la vitesse de propagation qui diminue généralement quand cette dernière augmente) mais qui est également lié et/ou peut être accentué par la complaisance du banc d'essai et des outillages d'amarrage. En effet, sous l'effet du chargement, le banc d'essai se déforme également, la détente progressive de la

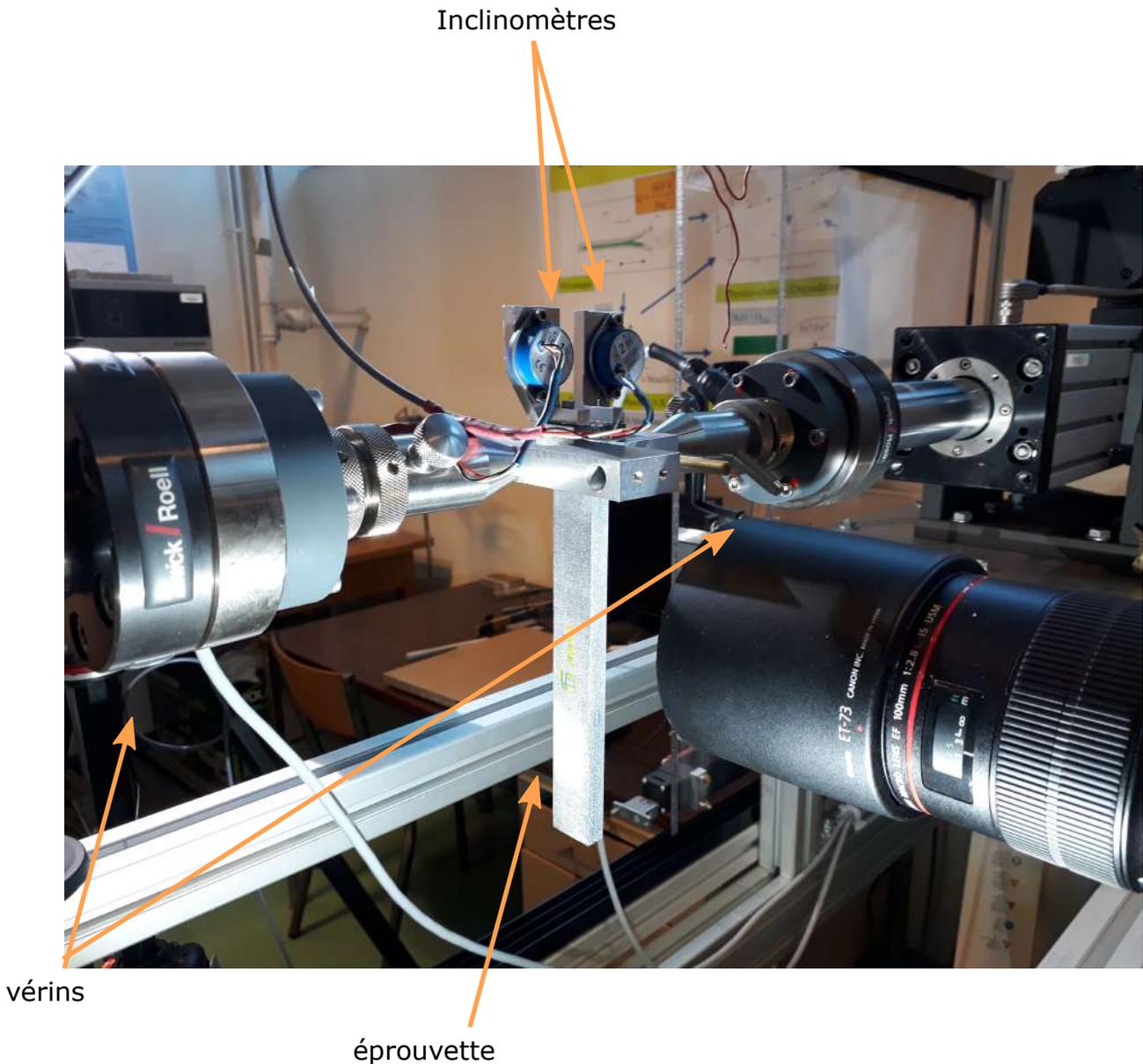


FIGURE 4.11 – Machine d'essais bi-axes.

machine pendant la propagation de la fissure entretient alors la propagation en maintenant le niveau d'effort. Compte tenu des différences de comportement observées entre échantillons aluminium et titane (vu plus loin), il est clair que la complaisance machine impacte la nature stable ou progressive de la propagation.

Comme on peut le voir sur les courbes présentant la force en fonction du déplacement (cf. figure 4.14a), les courbes se superposent de façon satisfaisante. Nous pouvons alors calculer le taux de restitution d'énergie le long de la zone collée pour ces échantillons (cf. figure 4.14b), nous obtenons une moyenne aux alentours de  $1800 J.m^{-2}$ . Ces valeurs étant suffisamment proches, nous pouvons considérer que le traitement de surface des adhérents employé et la cuisson des échantillons sont reproductibles.

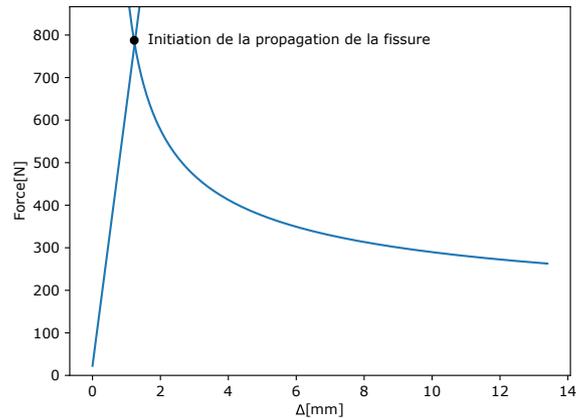


FIGURE 4.12 – Réponse théorique d'un essai DCB d'une éprouvette.

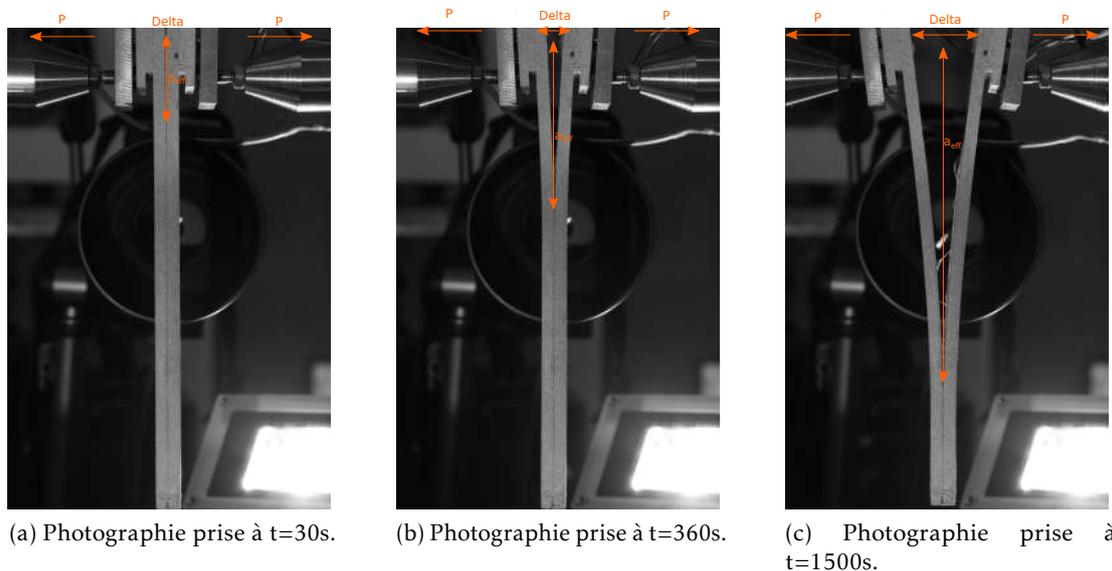
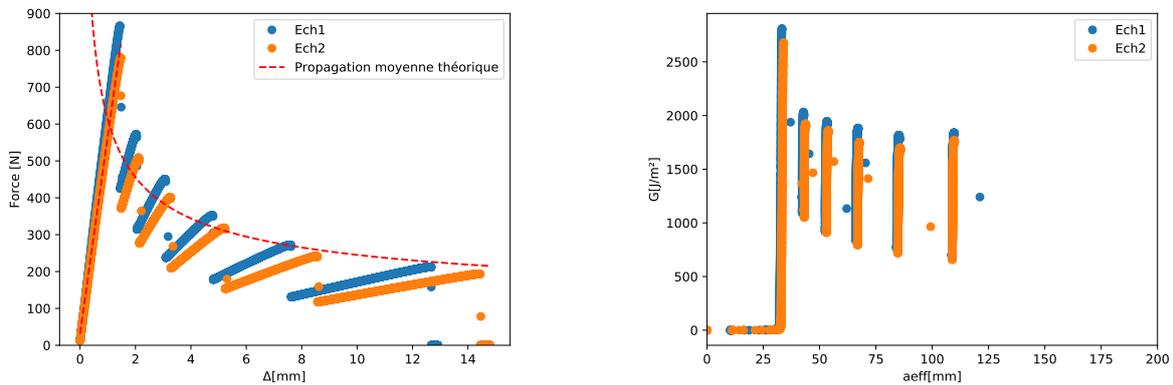
(a) Photographie prise à  $t=30s$ .(b) Photographie prise à  $t=360s$ .(c) Photographie prise à  $t=1500s$ .

FIGURE 4.13 – Trois photographies à des temps différents d'un test DCB d'un assemblage collé d'aluminium.

### 4.3 Adaptation du dispositif d'inspection en vue d'une mesure de non-linéarités de défaut d'adhésion : émission d'une onde localement plane

Le dispositif expérimental présenté au chapitre 3 ayant été optimisé en terme de focalisation spatiale et temporelle et permettant de générer des amplitudes de déplacement particulière importantes, nous souhaitons le mettre en œuvre pour activer des interactions non-linéaires avec les défauts présents dans le joint de colle et aux interfaces adhésif/substrat. Des travaux antérieurs suggèrent que des non-linéarités sont créées par interaction d'une onde plane de volume de forte amplitude avec une interface de contact supposée représentative d'une fissure dans un milieu infini [164, 165]. Nous cherchons donc à reproduire cette configuration. Après propagation de l'onde émise par la cavité chaotique au travers de l'échantillon, on mesure la composante normale du déplacement de l'onde transmise par interférométrie laser. Pour faciliter la détection des non linéarités, un train d'onde de bande passante restreinte est émis ; ainsi, dans le spectre du signal mesuré, les éventuelles

### 4.3. Adaptation du dispositif d'inspection en vue d'une mesure de non-linéarités de défaut d'adhésion<sup>85</sup>



(a) Les courbes force/déplacement issus d'un test DCB pour deux échantillons référents.

(b) Taux de restitution d'énergie le long de la zone collée pour deux échantillons référents.

FIGURE 4.14 – Les courbes issues d'un test DCB sur des échantillons collés référents à base d'aluminium (substrat d'épaisseur 5mm).



(a) Photo de l'échantillon 1.



(b) Photo de l'échantillon 2.

FIGURE 4.15 – Photographies d'échantillons référents des assemblages collés à base d'aluminium après tests DCB.

composantes harmoniques créées par interaction avec un défaut seront isolées (voir 4.3.2).

#### 4.3.1 Émission d'une onde localement plane

Une méthode d'apprentissage optimisée de la réponse impulsionnelle en un point a été décrite dans le chapitre précédent ; on étend ici le procédé à la génération d'ondes de volume localement planes sur une surface d'étendue contrôlée. Ainsi, la surface émettrice visée est cette fois-ci une zone carrée de 10mm de côté discrétisé en 100 points où sont caractérisées les réponses impulsionnelles. On applique la méthode du filtre inverse à une source telle que définie par QUIEFFIN, cf. équation 3.8.

Dans le cas présent, la matrice objectif (notée  $G$ ), correspond à un Dirac temporel que multiplie une fonction porte spatiale à deux dimensions. Le pas de discrétisation spatial de la surface émettrice est choisi égal à 1mm soit 1.5 fois moins que la largeur de tache focale mesurée lors de la phase de focalisation en un unique point.

Le procédé est présenté figure 4.16 et se décompose (comme pour chaque procédé de retournement temporel) en deux étapes : la première est l'apprentissage des réponses impulsionnelles aux différents points de la future surface émettrice définis précédemment (4.16a); la seconde étape consiste ensuite en la rétropropagation (réémission après retournement temporel des signaux acquis, en fonction de l'objectif désiré), de sorte qu'une onde de volume longitudinale localement plane soit émise à la surface de la cavité (4.16b). A la différence de la configuration présentée au chapitre 3, nous utilisons cette fois une configuration à deux émetteurs. Ceci doit permettre de doubler l'intensité de la génération ultrasonore.

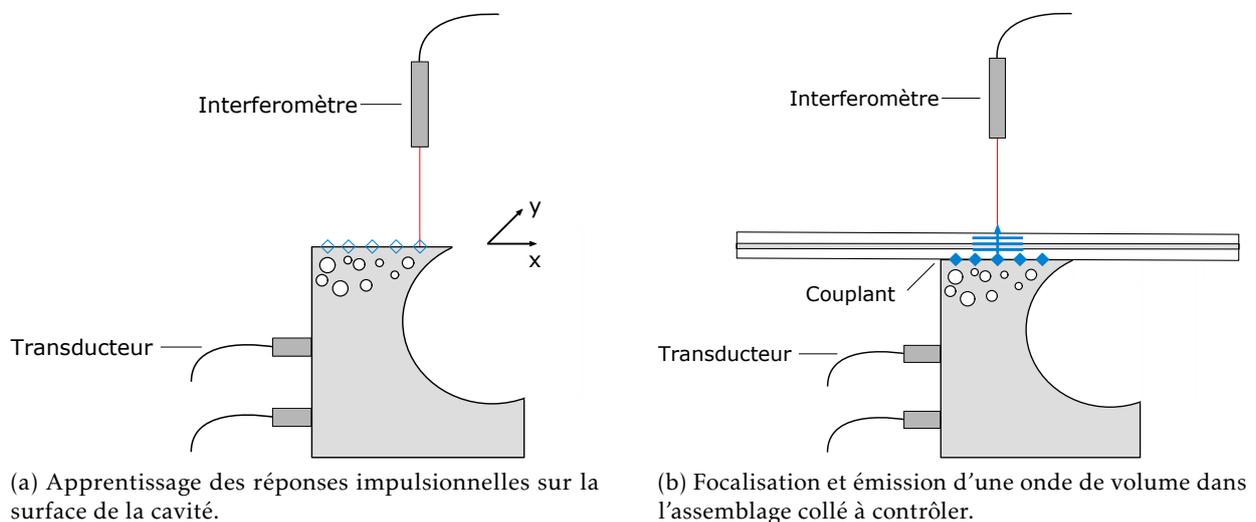


FIGURE 4.16 – Le procédé de contrôle non-destructif proposé se basant sur une cavité chaotique et le principe de retournement temporel pour émettre une onde de volume de forte amplitude dans un assemblage collé, avec un interféromètre laser pour mesurer d'éventuelles signatures non-linéaires.

Les différentes étapes nécessaires à la calibration du système et à la réalisation du contrôle sont présentées sur la figure 4.17 ; elles sont au nombre de 4 :

1. Apprentissage des RI entre chacun des deux traducteurs collés sur la cavité et les  $N$  points définissant la surface de génération (points bleus sur la figure 4.16a) par émission d'une MLS
2. Extraction des RI pour chaque réponse apprise (inter-corrélation du signal émis avec le signal reçu)
3. Calcul du signal  $s_{intermédiaire}(t)$  à ré-émettre par le traducteur de façon à refocaliser une onde plane en surface de la cavité, à l'aide de la technique de filtre inverse à une source et  $N$  récepteurs ; définition d'une fonction objectif de retournement temporel désirée, de largeur à mi-hauteur contrôlée ; puis transformation du  $s_{intermédiaire}(t)$  en un signal codé sur 1-bit pour permettre d'atteindre des déplacements plus importants. Ce signal 1-bit est toutefois filtré (à l'aide d'un filtre passe-bas) pour supprimer les composantes haute fréquence du signal.
4. Étape de rétro-propagation qui a lieu en plaçant la cavité directement sur l'assemblage collé

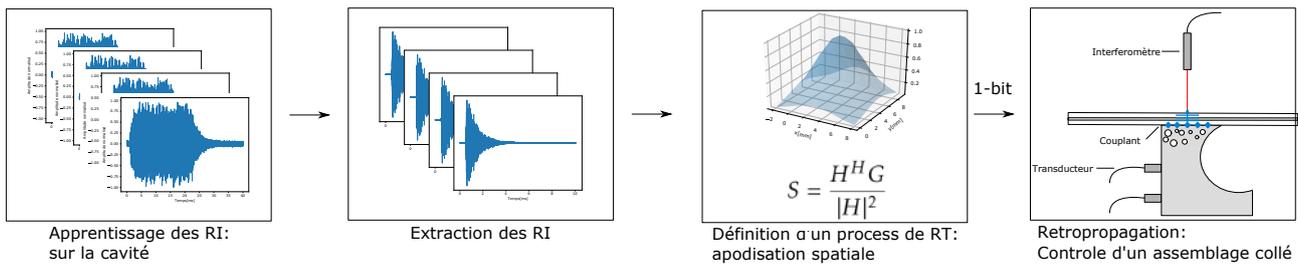


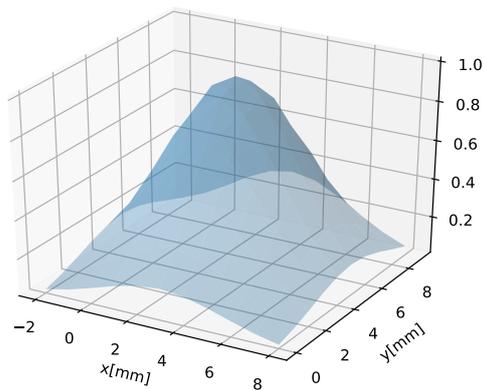
FIGURE 4.17 – Déroulement du procédé de contrôle d'un assemblage collé : de l'apprentissage des RI à la rétro-propagation.

Plutôt qu'une fonction porte, il est plus raisonnable de produire une fonction gaussienne suivant les directions  $x$  et  $y$  (cf. figure 4.17), comme représenté sur la figure 4.18a. La largeur à mi-hauteur de cet objectif est de 6.3mm. L'apprentissage est réalisé sur une grille carrée de 10mm par 10mm avec un pas spatial de 1mm dans les deux directions, le signal employé pour l'apprentissage est une MLS filtrée avec une bande-passante de 60% de la fréquence centrale. Cette fonction objectif est bien respectée, comme illustré sur la figure 4.18b. Si la fonction objectif est temporellement une impulsion gaussienne de bande-passante [200kHz, 800kHz], le maximum de déplacement à l'instant de focalisation atteint 98.7nm. L'amplitude de déplacement obtenue ainsi (avec donc deux transducteurs collés sur la cavité) au temps de focalisation est similaire à celle obtenue lors d'une focalisation en un point avec un unique transducteur (cf. chapitre 3), mais l'énergie se répartit cette fois sur une surface plus large, ce qui doit permettre la génération d'une onde localement plane. Pour quantifier la qualité de reproduction de l'objectif spatial visé, l'erreur  $I_2$  est calculée entre la surface d'amplitude normalisée du déplacement mesuré au temps de refocalisation et la même surface théorique. La figure 4.18c représente cette erreur, ainsi malgré un effet de bords (aux niveaux des coins avec  $x=-2$ ), l'écart maximal est inférieur à 10%. D'autres types de fonctions objectifs ont été testés mais sans permettre d'améliorer la qualité de la focalisation, que ce soit en terme d'amplitude de focalisation et contraste temporel, ou en terme de qualité de reproduction de l'objectif spatial visé.

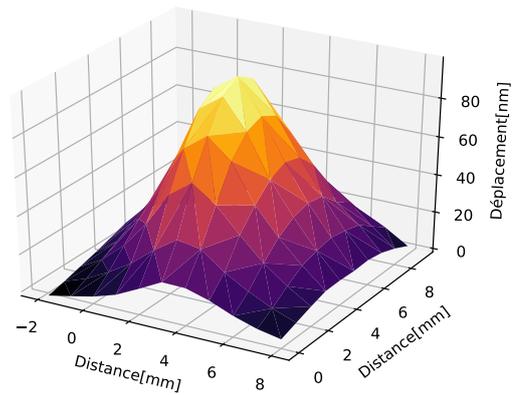
L'onde ultrasonore mesurée en surface de la cavité par interféromètre laser est présentée figure 4.19 à l'instant de focalisation pour visualiser l'amplitude à la focalisation. L'émission de forte amplitude est courte et l'onde émise est localement-plane (cf fronts d'ondes localement plans).

La cavité est ensuite utilisée comme un émetteur à part entière générant une onde longitudinale qui se propage dans l'échantillon collé. Un assemblage collé, constitué de plaques d'aluminium de 2mm d'épaisseur, est posé sur la surface de cavité (surface agissant comme source) et couplée avec un gel standard. Ceci a pour effet de changer les conditions de bord d'un côté de la cavité, et dégrade nécessairement la qualité de la focalisation. En effet, l'invariance spatiale entre l'apprentissage des RI et la phase de rétro-propagation n'est plus respectée, car le parcours de l'onde est modifié par la présence du couplant et de l'échantillon. Cependant, la rupture d'impédance forte entre cavité en aluminium et couplant (à base d'eau) permet de maintenir une réverbération suffisante pour que le RT soit efficace. La figure 4.20a présente la mesure du déplacement normal (par interféromètre laser) au temps de focalisation après transmission dans un assemblage collé d'aluminium ; le déplacement normal atteint 13.9nm. L'amplitude de focalisation est significativement diminuée, ainsi que le contraste temporel (en particulier près des bords), cf. figure 4.20b.

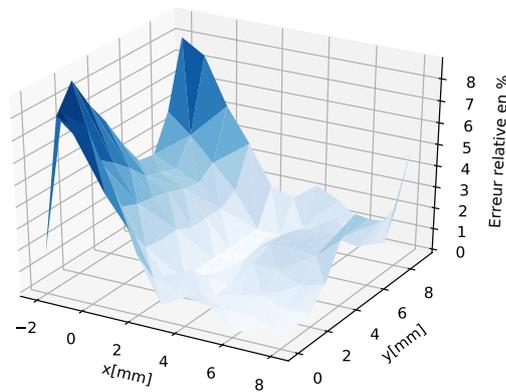
L'amplitude du champ de déplacement (normal), mesuré à l'instant de refocalisation selon les directions  $x$  et  $y$  (telles que définies figure 4.16) à la surface de la cavité, est présenté figure 4.21, validant le faible écart entre l'objectif imposé et les mesures. Cette onde de volume permet d'insonifier un échantillon collé avec un déplacement particulière élevé, suffisant d'après la littérature [78] pour



(a) La fonction objectif pour émettre une onde de volume avec une largeur à mi-hauteur contrôlée.



(b) Mesure du déplacement au temps de focalisation sur la cavité (RT à 1-bit).



(c) Erreur  $l_2$  de la forme de l'onde générée par rapport à son objectif initial.

FIGURE 4.18 – Émission d'une onde de volume en exploitant une cavité chaotique.

détecter des défauts de contact.

### 4.3.2 Autres adaptations du procédé d'inspection pour réaliser une cartographie de défauts d'adhésion

Le procédé expérimental présenté dans la section 4.3 est adapté en vue du contrôle des échantillons collés. Tout d'abord, un apprentissage des RI est réalisé sur une surface de 10mm\*10mm sur la cavité. Cependant le signal utilisé dans cette première phase correspond à un signal MLS qui est, ici, filtré à 500kHz avec une bande-passante de 200kHz, comme représenté figure 4.22. Ce signal est donc utilisé en phase d'apprentissage pour imposer une bande-passante étroite, ainsi aucune composante fréquentielle n'est émise aux fréquences harmoniques de celles définies par la bande passante. L'apprentissage est réalisé pour les deux transducteurs indépendamment. Puis les assemblages collés sont posés sur la cavité et couplés avec un gel standard.

De même qu'au 4.3.1, on refocalise par filtre inverse et procédé 1-bit une onde longitudinale quasi-plane, et un filtre passe-bas est appliqué (avec une fréquence de coupure à 700kHz) pour s'assurer de ne rien émettre dans la bande de fréquences dans laquelle des harmoniques pourraient apparaître

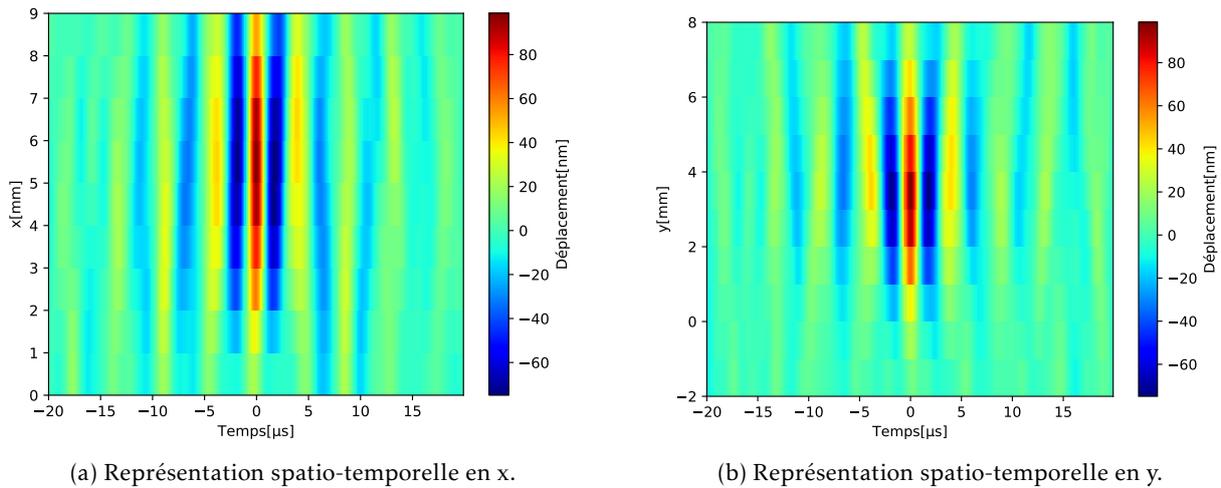


FIGURE 4.19 – Représentation spatio-temporelle en x et y des signaux retournés temporellement sur la cavité.

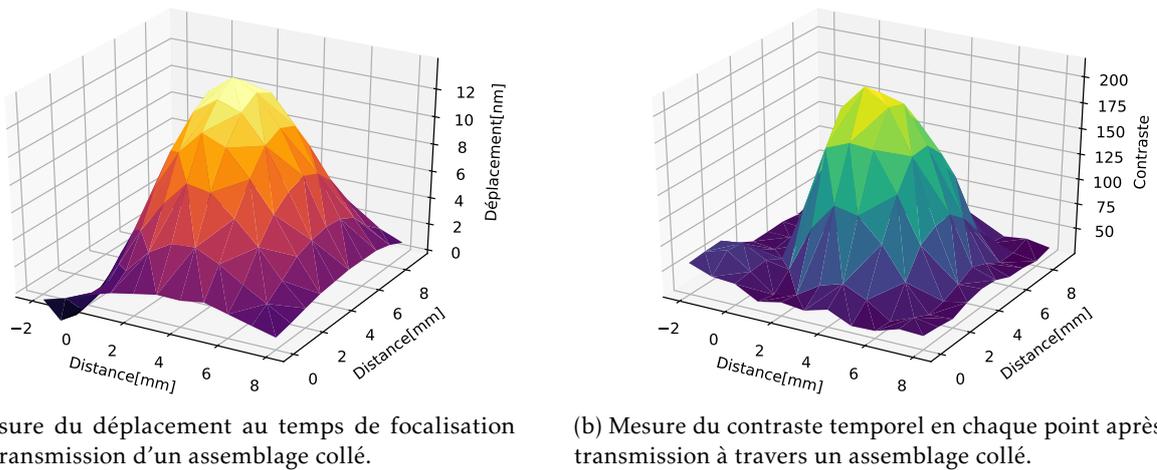


FIGURE 4.20 – Mesures du déplacement normal à l'instant de focalisation, et son contraste après transmission d'un assemblage collé en exploitant le procédé de retournement temporel à 1-bit.

soit [800kHz-1.2MHz]. Le spectre du signal envoyé au transducteur dans cette phase de refocalisation présente ainsi une différence d'environ 60dB entre l'amplitude maximale relevée dans la bande de fréquence [400kHz-600kHz] et celle relevée dans la bande de fréquence [800kHz-1.2MHz]. Le contenu fréquentiel du signal est vérifié en sortie du générateur, et après focalisation directement sur la cavité, et aucune composante harmonique n'est présente.

Puis, un procédé couramment employé dans le domaine de l'acoustique non-linéaire, l'inversion de pulse, est utilisé [166]. Ce procédé consiste, en chaque point d'inspection, à réaliser deux acquisitions successives. La première avec un signal émis de référence, la seconde en appliquant son opposé. Les signaux mesurés sont ensuite sommés de sorte que les réponses linéaires du système s'annulent par sommation, tandis que les réponses non-linéaires s'additionnent. Ce procédé est exploité depuis une vingtaine d'années, notamment dans le domaine de l'imagerie médicale [167, 137]. La possibilité d'émettre un signal et son inverse constitue un autre avantage de la cavité chaotique, relativement

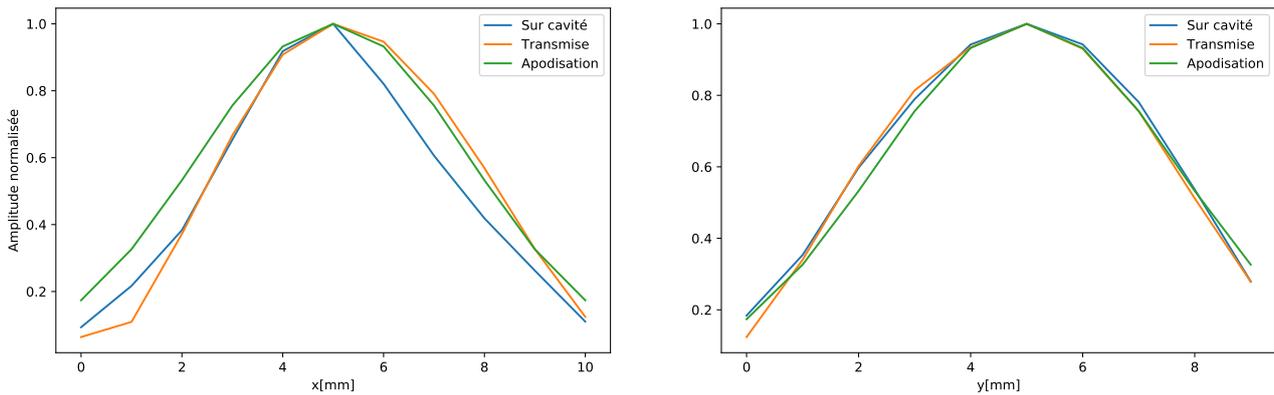


FIGURE 4.21 – Coupe uni-dimensionnelle respectivement en  $y=4$ , et  $x=4$ , du déplacement au temps de focalisation sur la cavité et après transmission d'un assemblage collé.

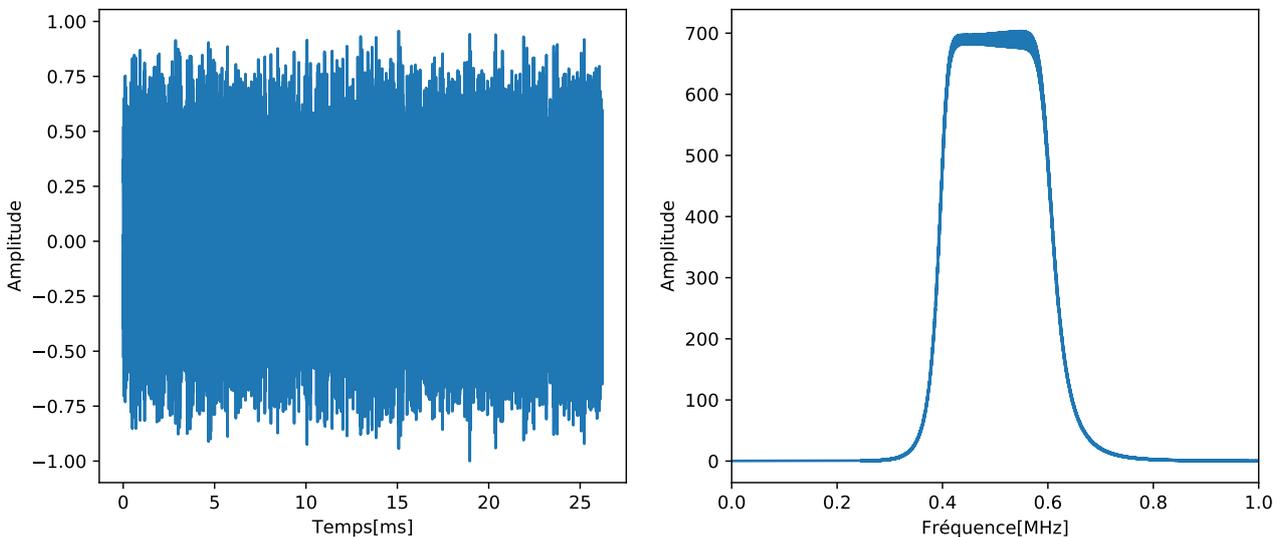


FIGURE 4.22 – Représentation temporelle et fréquentielle du signal MLS utilisé dans l'apprentissage.

aux méthodes de CND par ultrasons non linéaires exploitant des transducteurs piézoélectriques. Ces derniers sont en effet polarisés et ne peuvent recevoir de tensions très importantes que négatives. Ainsi la durée du signal utile vaut ici environ  $10\mu s$  (cf. figure 4.23), et on somme donc les signaux dans cette fenêtre pour mettre en évidence d'éventuelles harmoniques générées par le milieu inspecté.

Deux configurations sont testées : dans la première, tout le dispositif est fixe, et on réalise un scan en déplaçant la position de la surface émettrice (la taille du scan est donc limitée par les dimensions de la face de la cavité en contact avec l'échantillon à inspecter). Dans une seconde configuration (utilisée au 4.4), pour permettre un scan sur une plus grande surface, l'échantillon à contrôler est fixé à un banc moteur, permettant ainsi de le déplacer et de réaliser un scan bidimensionnel ; la cavité chaotique et l'interféromètre laser sont alors fixes, seul l'échantillon est mobile.

Ce procédé de contrôle est appliqué ici aux deux échantillons étudiés dans le chapitre 2 (un échantillon collé sans pollution d'interface constitué de deux plaques d'aluminium de 2mm d'épaisseur, et un échantillon identique mais avec une pollution de particules de PTFE avant encollage), dans la première configuration (tout le dispositif est fixe). Dans le cas où l'échantillon est sain, le signal

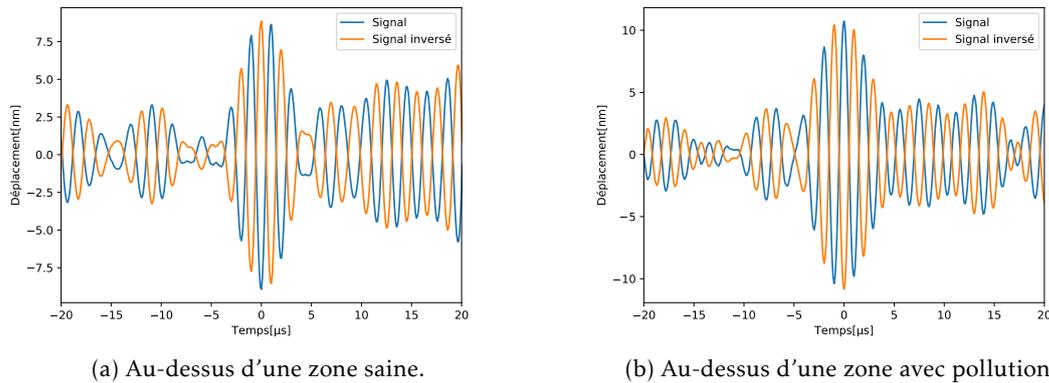


FIGURE 4.23 – Déplacements mesurés pour réaliser de l'inversion de pulse pour deux points d'acquisition.

résiduel après inversion de pulse présente une composante fréquentielle résiduelle à la fondamentale (cf. la figure 4.24b). En présence de défaut (mesure au-dessus de la zone polluée par le spray de téflon), le signal résiduel temporel tend vers une forme en dent de scie (figure 4.24a) avec un déplacement atteignant les 3nm. Sa transformée de Fourier laisse apparaître une composante harmonique (figure 4.24b).

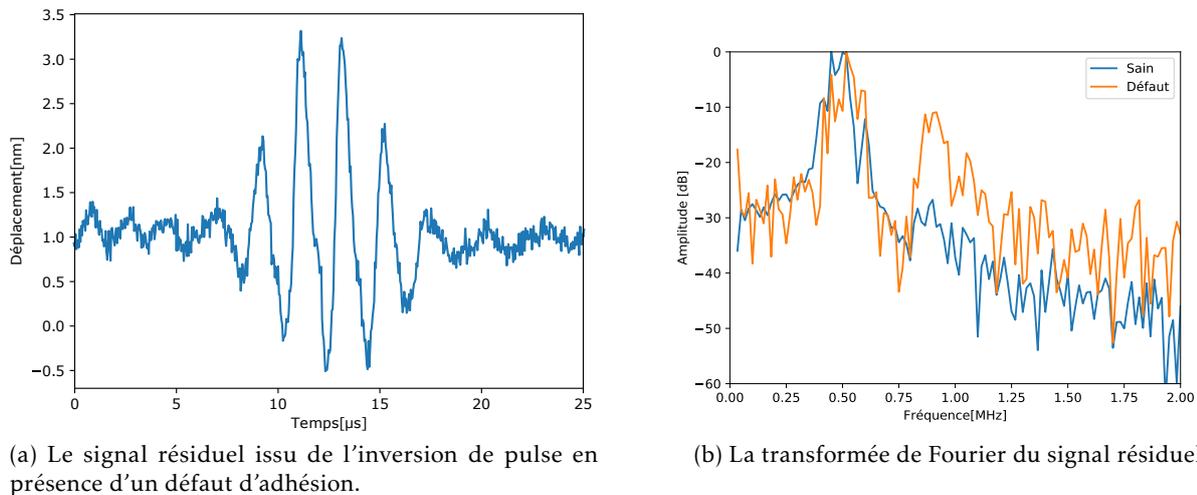


FIGURE 4.24 – Mesures du signal résiduel après inversion de pulse en temporel et fréquentiel.

Pour quantifier la non-linéarité de la réponse, nous définissons un paramètre, noté  $\beta$ , qui est ici calculé comme le rapport entre d'une part l'amplitude maximum de la transformée de Fourier du signal résiduel (après inversion de pulse), relevée dans la bande de fréquence [800-1200]kHz (notée  $A_2$ ), et d'autre part l'amplitude maximum de la transformée de Fourier d'un des signaux mesurés (donc avant sommation pour inversion de pulse), relevée dans la bande de fréquence [400,600]kHz (notée  $A_1$ ). Notons que nous ne relevons pas ces amplitudes maximales précisément à la fréquence centrale et au double de celle-ci. En effet, l'utilisation d'une cavité chaotique implique que le contenu fréquentiel du signal mesuré lors du contrôle de la cavité présente des pics d'amplitude au niveau de ses modes propres, nous ne pouvons donc pas nous baser sur une mesure arbitraire à 500kHz car cela peut ne pas correspondre à un mode propre de la cavité (et donc correspondre à du bruit).

$$\beta = \frac{A_2}{A_1} \quad (4.2)$$

Le paramètre  $\beta$  ainsi défini dépend de l'amplitude de la fondamentale, ce qui peut se vérifier en observant son évolution en fonction de la tension d'excitation appliquée aux traducteurs collés sur la cavité lors de la deuxième étape du RT. Le paramètre non-linéaire est mesuré entre 20 et 70 Vpp d'excitation (cf. figure 4.25). La non-linéarité augmente avec la tension d'entrée en présence d'un défaut d'adhésion faible correspondant à un dépôt de lubrifiant sec, mais reste à un niveau faible (<6%) dans le cas d'un échantillon sain. Dans tout ce qui suit, la tension appliquée à chacun des traducteurs lors de l'étape de refocalisation par RT est fixée à 70Vpp.

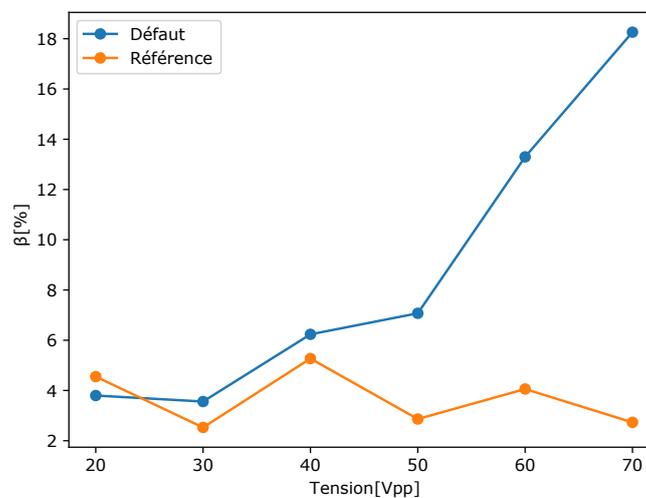


FIGURE 4.25 – Comparaison de  $\beta$  en fonction de la tension pour deux échantillons différents : un sain et un contenant un défaut d'adhésion faible (PTFE) (joints collés constitué de plaques d'aluminium de 2mm d'épaisseur).

Un dernier paramètre à considérer est l'influence de la porte temporelle sur cette mesure de  $\beta$ . En effet, comme vu sur la figure 4.24a, le signal focalisé a une durée d'environ  $10\mu s$ . Lorsque la fenêtre devient plus large, les contributions résiduelles linéaires (présentes dans le signal à tout instant) prennent le pas sur la contribution non-linéaire (qui n'est présente que sur une durée courte proche du temps de refocalisation), avec pour conséquence une chute de l'amplitude de  $\beta$  en fonction de la longueur de la porte temporelle, visible à partir d'environ  $30\mu s$ . Par la suite, une fenêtre temporelle de  $20\mu s$  centrée sur le temps de focalisation est utilisée.

Ainsi, nous venons de valider la capacité de la méthode à détecter une interface faible (due à un spray de téflon) qui n'avait pas été détectée par des méthodes de contrôle par ultrasons linéaires.

#### 4.4 Application à des assemblages collés

Nous employons la démarche présentée précédemment pour détecter des défauts d'adhésion au sein des autres éprouvettes préparées pour les besoins de ce travail. Il s'agit d'assemblages collés de substrats soit d'aluminium (avec substrats de 5mm) soit de titane. Sauf mention contraire, l'ensemble des acquisitions présentées ici sont réalisées à l'aide de la seconde configuration expérimentale telle que décrite au 4.3.2, dans laquelle l'échantillon est mobile, la cavité et l'interféromètre étant fixes.

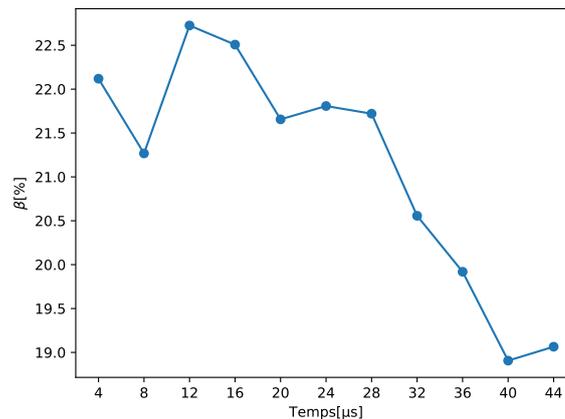


FIGURE 4.26 – Influence de la taille de la fenêtre temporelle sur la valeur de  $\beta$  pour l'échantillon contenant un défaut d'adhésion faible (PTFE) (joints collés constitués d'aluminium de 2 mm d'épaisseur).

#### 4.4.1 Assemblages collés à base d'aluminium

##### Avec adhésif AF191

Dans cette section, nous étudions les échantillons réalisés au moyen de substrats d'épaisseur 5mm. Tout d'abord, un échantillon collé de référence est comparé à un échantillon dans lequel un défaut a été introduit avant collage par projection de lubrifiant sec. La figure 4.27a représente la mesure du paramètre non-linéaire sur une zone de 100mm\*15mm avec un pas de 1mm dans les deux directions, résultant en une valeur moyenne de 3.5% et un écart type de 1.3% sur l'échantillon de référence. Le paramètre mesuré dans la zone du défaut de l'échantillon dégradé, présente une moyenne de 12.7% avec un écart-type de 3.4%. Ainsi, l'écart entre les deux échantillons est suffisamment important pour pouvoir faire la distinction entre bon et mauvais collage. Dans les deux cas, on observe une certaine variabilité du paramètre non-linéaire, due principalement à deux phénomènes : l'amplitude de la génération n'est pas toujours la même lorsque le scan est réalisé, en effet l'échantillon étant en contact et se déplaçant en surface de la cavité, une certaine variabilité est présente ; et dans le cas de l'échantillon avec défaut, on observe un écart type plus important probablement lié à la nature non uniforme du dépôt de lubrifiant (au moyen d'une bombe aérosol). Un second échantillon de référence a fait l'objet d'une investigation sur une surface de dimension 5mm par 70mm (soit 350 points de mesure). Dans ce cas, le paramètre beta atteint la valeur moyenne de 2.95%, avec un écart type de 2.13%, confirmant la reproductibilité du protocole et semblant indiquer que les deux états de surface peuvent être distingués.

##### Défauts localisés

Au 4.3.2, nous avons pu détecter des signatures non-linéaires d'une interface faible de grande étendue (bande de 20mm de long sur 200mm) obtenue par un spray de téflon à l'interface d'un assemblage collé dont les substrats font 2mm d'épaisseur. Pour la suite, des défauts de dimensions plus faibles ont été réalisés pour vérifier la capacité de localisation de ce procédé de CND. Dans 4.1, les moyens mis en œuvre pour introduire des défauts d'adhésion, sans modifier la cohésion de la colle, ont été définis. Il est possible à l'aide de masquage de contrôler les dimensions des interfaces faibles

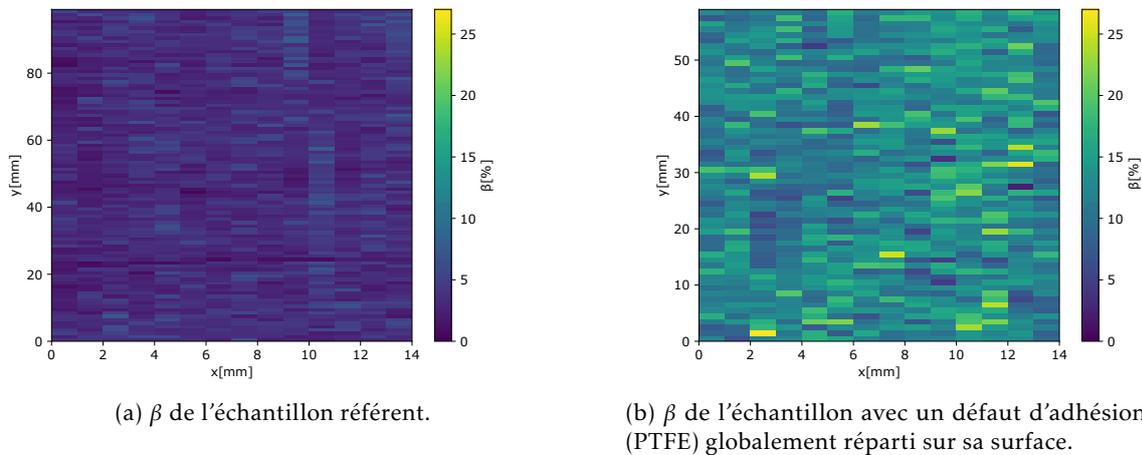


FIGURE 4.27 – Mesures du paramètre d'acoustique non-linéaire dans le cas d'un échantillon référent et en présence d'un défaut d'adhésion faible.

obtenues par un spray de téflon (cf. figure 4.4a).

Tout d'abord, nous étudions une configuration dans laquelle la surface d'un substrat a été dégradé sur une demie longueur, l'autre moitié étant protégée par le masque durant l'application du lubrifiant. La cartographie du paramètre  $\beta$  obtenue sur une zone 20mm par 25mm avec un pas de 1mm dans les deux directions et centrée sur la zone de transition entre les deux états de surface est présentée sur la figure 4.28. On observe une nette transition, qui correspond à l'observation visuelle avant collage des substrats. Ce résultat suggère à nouveau que la mesure du paramètre  $\beta$  peut être utilisée comme indicateur de la qualité de la préparation de surface. Cependant, on observe que la valeur mesurée dans la zone polluée n'est pas uniforme, ce qui peut être attribué à une dégradation variable de l'adhésion à la surface liée à un procédé peu reproductible car très opérateur dépendant, ou propre à cette pollution. Cependant, la transition nette observée tend à qualifier ce type de défaut modèle puisque l'opération de collage ne semble pas avoir modifié les caractéristiques dimensionnelles du défaut par étalement du polluant durant la cuisson par exemple.

Dans un second temps, nous comparons les réponses au test DCB de cet échantillon et d'un échantillon de référence. Ainsi, dans le premier cas, la surface non polluée présente une adhésion forte. La surface est masquée sur une longueur de 60mm avant dépôt du lubrifiant sec. Lors de l'essai de fissuration, la fissure se propage donc en premier lieu dans une zone de forte adhésion puis de faible adhésion jusqu'à la rupture complète.

Les faciès de rupture des surfaces observées après essais sont présentés sur la figure 4.30. Les deux zones sont clairement identifiables. La première moitié de l'échantillon n'ayant pas subi de pollution présente une rupture parfaitement cohésive, tandis qu'en présence de pollution le faciès de rupture devient adhésif. De même, les réponses forces/déplacement observées restent cohérentes avec les mesures ultrasonores réalisées précédemment. Les pics d'effort marquant le déclenchement de la rupture dynamique sont observés aux mêmes instants et positions que pour le référent la propagation de la fissure. Dès lors que l'interface est sollicitée dans la zone de faible adhésion, une rupture prématurée est observée accompagnée d'une propagation stable de la fissure associée à une valeur faible du taux de restitution d'énergie.

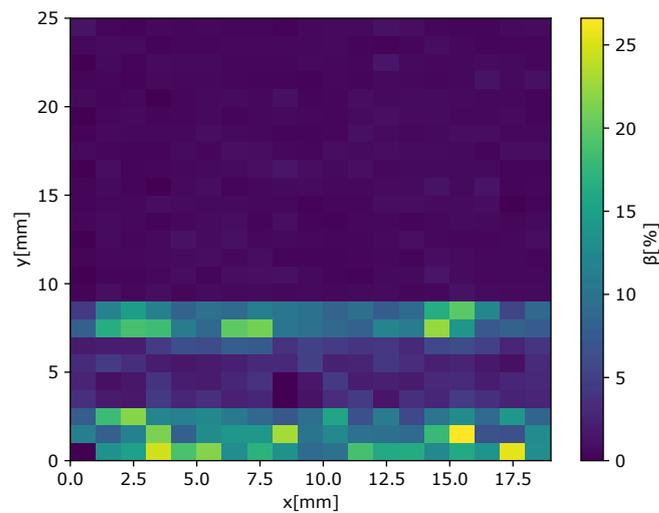
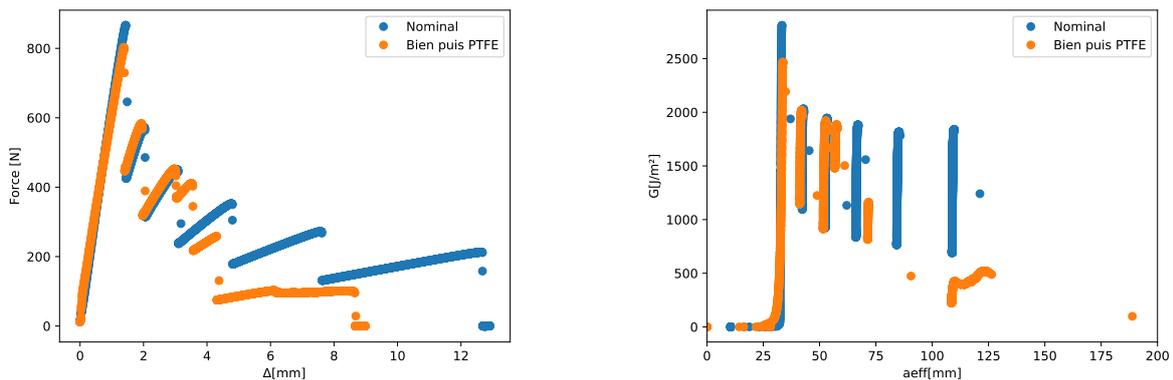


FIGURE 4.28 –  $\beta$  au-dessus d'un défaut d'adhésion : l'échantillon est au-dessus collé sans aucune pollution, et sur sa seconde moitié il est pollué.



(a) Les courbes force/déplacement issus d'un test DCB pour un échantillon référent et un échantillon avec une pollution sur sa seconde moitié.

(b) Taux de restitution d'énergie le long de la zone collée pour un échantillon référent et un échantillon avec une pollution sur sa seconde moitié.

FIGURE 4.29 – Les courbes issues d'un test DCB sur des échantillons collés à base d'aluminium d'épaisseur 5mm, un assemblage collé nominal et un assemblage avec une seconde moitié polluée.

Ces expériences sont reproduites sur des échantillons présentant des bandes de pollution de largeur finie placées le long du trajet de propagation selon le même protocole, c'est-à-dire en appliquant le même traitement de surface aux deux substrats puis en polluant une partie de la surface par dépôt de particules de lubrifiant sec après masquage des surfaces. Ainsi, sur un premier échantillon, des bandes de pollution de largeur 10mm sont appliquées, distantes de 50mm ; sur le second échantillon, la pollution est déposée sur des bandes de 20mm distantes de 40mm. Les résultats obtenus à l'issue des essais DCB sont présentés sur la figure 4.30. En première analyse, la présence des défauts n'impacte pas la réponse force déplacement bien que la présence des pollutions soit clairement observables sur les faciès de rupture. Des alternances de ruptures cohésive/adhésive marquent à nouveau clairement

les zones polluées. Cependant les niveaux d'efforts enregistrés ici semblent similaires à ceux observés lors des essais sur échantillons sains. En pratique la diminution des taux de restitution d'énergie nécessaire à la propagation dans la zone polluée n'impacte pas le seuil de déclenchement de la fissuration puisque celle-ci se produit dans les zones de forte adhésion. Cette dernière impacte néanmoins l'avancée de la fissure en régime dynamique. Lorsqu'elle rencontre une zone de faible adhésion, la fissure consomme moins d'énergie et se propage donc sur une distance plus importante ainsi que le révèle la comparaison entre faciès de rupture sur éprouvette saine et polluée.



FIGURE 4.30 – Substrats après test DCB appliqué à un assemblage collé contenant sur une moitié de sa surface une pollution au PTFE.

Si une quantification de l'abattement de l'énergie consommée lié à la présence de défaut d'adhésion est délicate à partir de ces tests avec défauts de dimension finie, on peut néanmoins conclure que les pollutions ont significativement dégradé la qualité du collage de façon locale et sans impacter la qualité des zones non polluées.

Des mesures non-linéaires supplémentaires de validation sont ensuite conduites sur deux échantillons au sein desquels des pollutions ont été introduites sur la largeur de l'échantillon (25mm de large) mais de longueur 5mm pour le premier cas et 10mm dans le second cas. Les défauts sont séparés d'une distance de 55mm dans le premier cas et de 50mm pour le deuxième échantillon. Ces défauts d'interface sont à nouveau correctement détectés et localisés par la mesure du paramètre  $\beta$ . Dans les deux cas, une sur-évaluation de la largeur des défauts est observée. On mesure respectivement des extensions de 8mm et 9mm pour des défauts de 5mm de largeur théorique, et 16mm pour ceux de 10mm de largeur théorique. La largeur mesurée a été calculée à partir de l'évolution moyenne de  $\beta$  selon  $x$ . Le défaut est supposé détecté si l'amplitude du paramètre dépasse -30dB de la valeur maximale détectée.

Plusieurs explications peuvent être avancées face à ces résultats : tout d'abord la génération ultrasonore est réalisée sur une surface étendue, avec une largeur à mi-hauteur de 6.3mm ainsi que déterminé au paragraphe 4.3 et l'épaisseur des substrats est importante. Si la détection peut être

considérée plus ponctuelle, des effets de convolution liés à la taille de la source et au rayonnement du champ non linéaire sont attendus, se traduisant par un élargissement apparent du défaut.

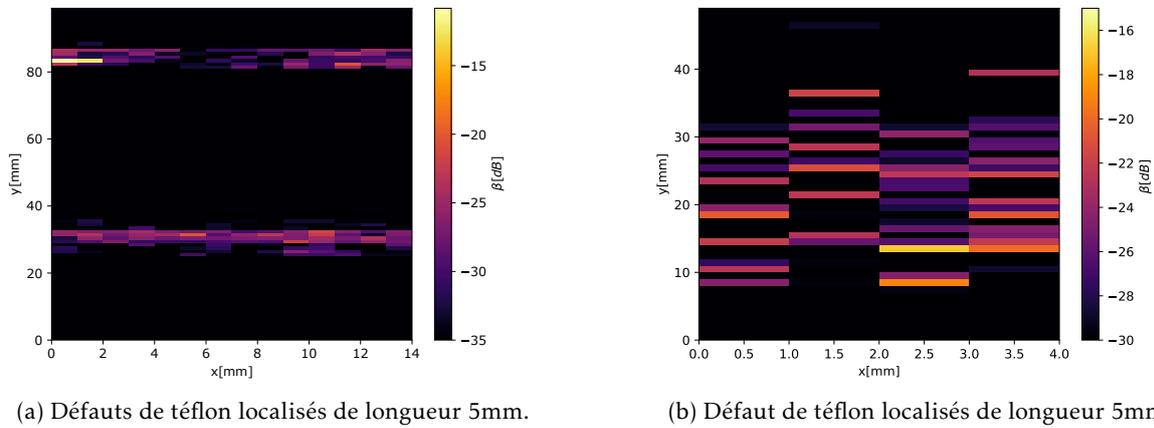


FIGURE 4.31 – Comparaison des transformées de Fourier des signaux résiduels pour l'échantillon avec un défaut de démoulant localisé pour un assemblage collé à base d'aluminium.

Cependant, l'explication la plus probable dans ce cas reste un défaut mal défini lors de la pollution des substrats. Le masque a pu bouger durant l'application et si ce dernier est mal plaqué à la surface du substrat des particules de PTFE ont pu se déposer au voisinage de l'ouverture du masque.

Pour juger de la qualité de la dégradation de l'interface, seul le test réalisé sur échantillon contenant une longueur polluée significative est exploitable. Dans cette zone, l'énergie de rupture est évaluée entre 300 et 500 J/m<sup>2</sup> ce qui correspond à une pollution forte. Cette valeur est cohérente avec celle mesurée dans des conditions similaires par [160], une quantité importante de lubrifiant ayant été déposée dans les deux cas.

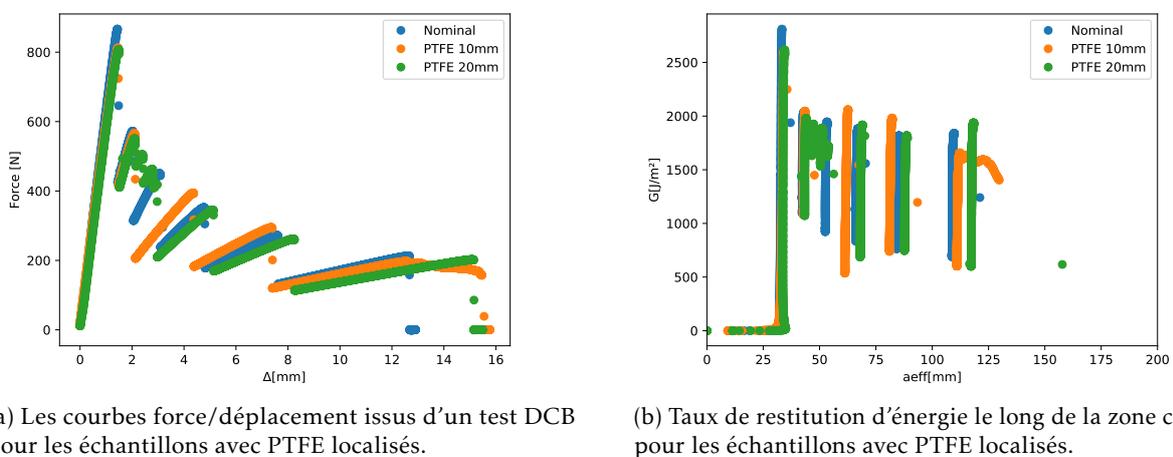


FIGURE 4.32 – Les courbes issues d'un test DCB sur des échantillons collés à base d'aluminium d'épaisseur 5mm contenant des interfaces faible de 10mm et 20mm de longueur.

Les photos des échantillons post-test sont présentées figure 4.33. Une fois de plus, les différents types de rupture sont clairement observables sur les substrats. De plus, on retrouve ces sauts de rupture pour l'échantillon contenant un défaut de PTFE sur une bande de 20mm. Les tailles de défauts sont bien conservées.

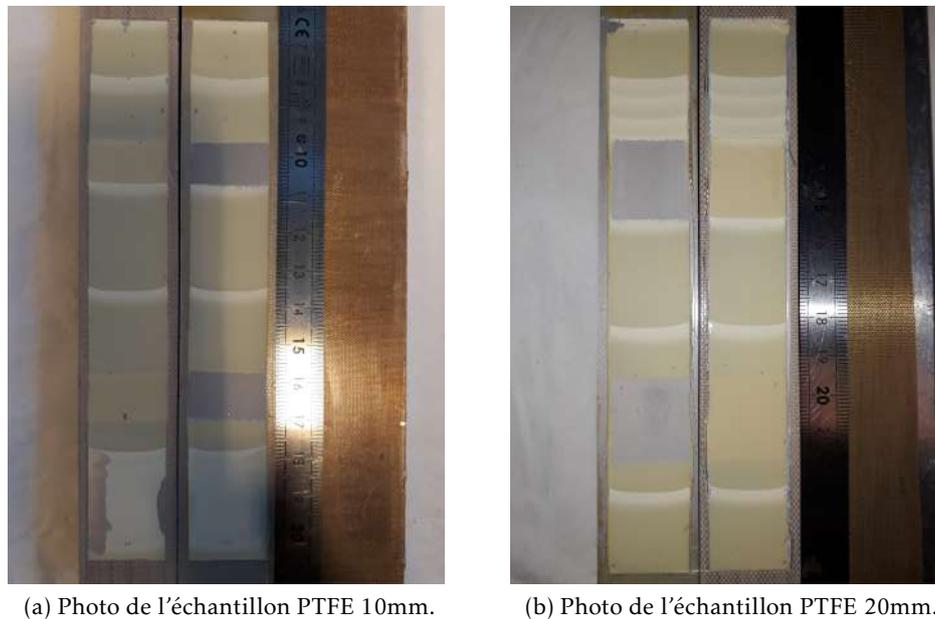
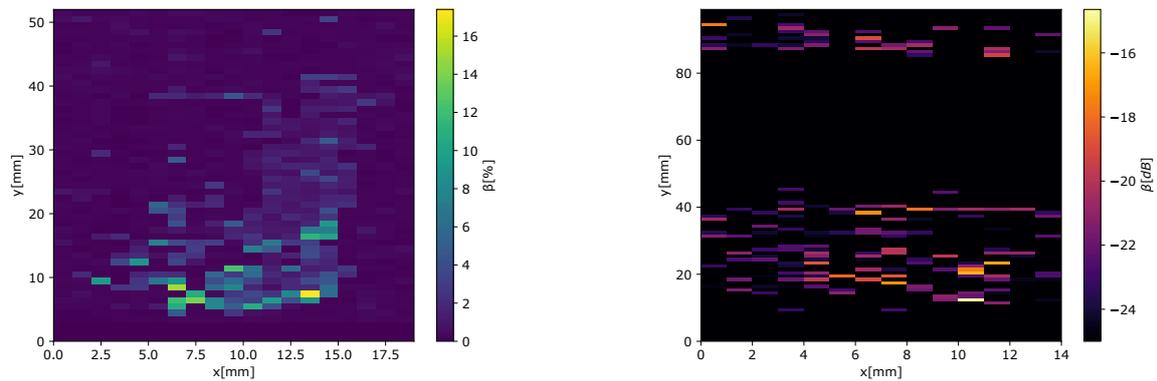


FIGURE 4.33 – Photographies des assemblages collés à base d'aluminium après tests DCB contenant des défauts localisés de téflon.

### Pollution par une trace de doigt/inserts

Pour étudier des configurations plus réalistes, nous avons marqué la surface d'un substrat d'une trace de doigt en y pressant un pouce. Ce cas est représentatif d'une mauvaise manipulation d'un opérateur. Ce défaut a été appliqué sur deux échantillons ainsi que présenté sur la figure 4.4b et la présence éventuelle d'un défaut de collage a été sondée au moyen du même protocole utilisé précédemment, en mesurant l'amplitude du paramètre  $\beta$  sur une zone de 20m\*55mm comprenant la trace de doigt. La présence de non linéarité est effectivement détectée bien que l'amplitude de ces dernières soit visiblement plus faible que dans le cas d'une pollution au lubrifiant (particules de PTFE (maximum à 17%, plus de 10% de moins que pour le téflon). La taille de la zone où une interaction est attribuée à la présence d'un défaut correspond approximativement à celle de la trace de pouce. L'amplitude plus faible du paramètre  $\beta$  est également cohérente avec une dégradation moins marquée de la préparation de surface relativement au dépôt de lubrifiant sec.

Pour valider la reproductibilité de la méthode, un deuxième échantillon comportant deux traces de doigts et deux traces de feutre a été réalisé; les défauts sont visibles en surface de l'adhérent avant encollage figure 4.4b. Les deux traces de doigts sont détectées figure 4.34b, les dimensions et positions des signatures acoustiques semblent conformes aux défauts introduits. Les traces de feutre n'ont pas été détectées mais l'impact de cette pollution introduite en guise de test sur la dégradation du mouillage, n'avait pas été évaluée au préalable et peut être faible voire inexistante. De même, aucune signature acoustique non linéaire n'a été détectée sur les échantillons réalisés en intégrant des bandes



(a)  $\beta$  au-dessus d'un défaut d'adhésion : Trace de doigt avant encollage.

(b)  $\beta$  (en dB) au-dessus de défauts d'adhésion : Traces de doigts et feutres avant encollage.

FIGURE 4.34 – Comparaison des paramètres non-linéaires pour les échantillons contenant des traces de doigts, assemblages collés à base d'aluminium.

de séparateur au sein de l'adhésif.

### Pollution avec un produit démoulant

Par ailleurs, un autre type de pollution de surface a été considéré. Un produit de démoulage en aérosol (type SANSIL SF 772) a été appliqué plutôt que du lubrifiant sec, ce type de produit étant plus représentatif de ceux trouvés dans un environnement atelier collage/composite.

Pour résumer les résultats obtenus lors de cette campagne de mesure, sont présentées spectres du signal résiduel issu de l'inversion de pulse sur trois échantillons les plus représentatifs : (collage nominal, pollution PTFE et démoulant) (cf. figure 4.35). L'amplitude brute de cette signature non linéaire (paramètre  $\beta$ ) semble corrélée à l'importance de la pollution telle que mise en évidence au moyen de test de mouillage. Ceci ne constitue par une quantification de la dégradation mécanique de l'interface qui ne peut être obtenue qu'au moyen d'un test mécanique destructif.

### Avec adhésif ElectRelease

L'adhésif ElectRelease<sup>TM</sup> a été utilisé pour la fabrication d'assemblages collés d'aluminium, avec des substrats de 5mm d'épaisseur, 200mm de longueur et 25mm de largeur. Le protocole expérimental correspond à la première configuration, i.e. l'ensemble du dispositif (cavité échantillon) est fixe, seule la localisation de l'onde quasi-plane varie avec la position de l'interféromètre laser. L'acquisition est réalisée sur 10 points alignés selon la longueur de l'échantillon, avec un pas de 1mm entre chaque et 1000 moyennes à chaque point pour augmenter le RSB. Après chaque acquisition de B-scan, une tension de 5V est appliquée pendant différentes durées (cf. figure 4.36) pour dégrader une interface de l'assemblage collé. Le paramètre  $\beta$  moyenné sur les 10 points est représenté en fonction du temps de mise sous tension sur la figure 4.36. La non-linéarité est directement corrélée à la dégradation de l'interface, elle croît en fonction du temps sous tension, atteignant son maximum au bout de 2min avant d'être constante.

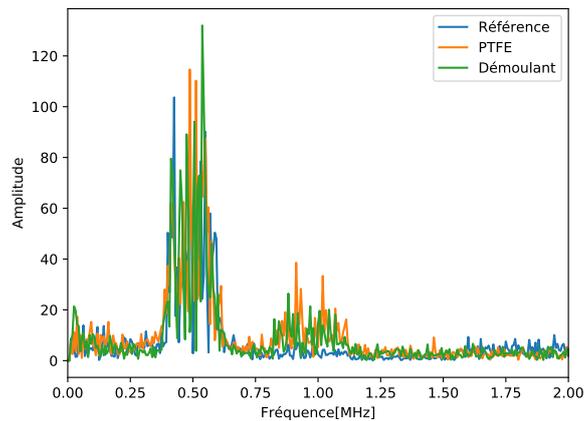


FIGURE 4.35 – Comparaison des non-linéarités pour un échantillon : bien collé (référence), comportant un défaut de type PTFE, ou encore comportant un défaut de type démoulant.

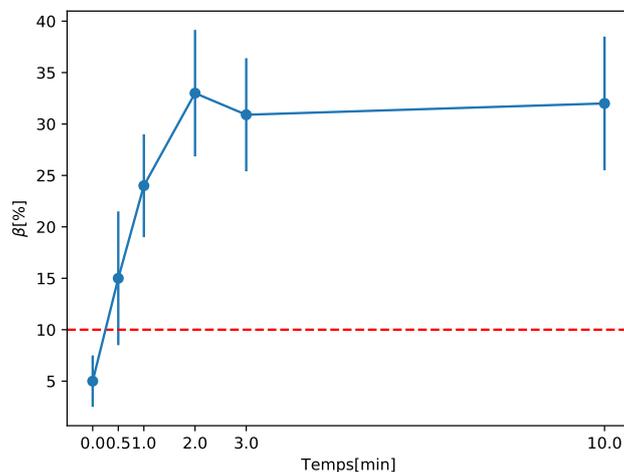
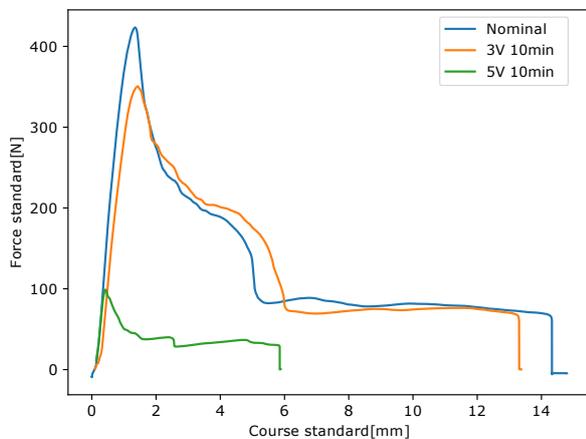


FIGURE 4.36 – Évolution du paramètre non-linéaire en fonction du temps de mise sous tension (à 5 V) pour un assemblage collé avec un adhésif de type ElectRelease™.

Nous venons de voir qu'il était possible d'exploiter les mesures de non-linéarités de défaut d'adhésion faible pour détecter et localiser un défaut. De plus le paramètre non-linéaire croît en fonction du taux d'endommagement, comme illustré par la figure 4.36.

Des tests dcb ont ensuite été réalisés sur trois échantillons : un échantillon nominal sans application de tension, un échantillon auquel une tension de 3V est appliquée pendant 10min; et un échantillon auquel une tension de 5V est appliquée pendant la même durée. La figure 4.37a représente la force appliquée en fonction du déplacement pour les trois échantillons. L'énergie de rupture de l'échantillon légèrement dégradé (3V pendant 10min) correspond à environ 80% de la valeur nominale obtenue sur un échantillon sain ( $780\text{J}/\text{m}^2$ ). En revanche, dans le cas de l'échantillon qui a été fortement dégradé (5V pendant 10min), une importante variation de l'énergie de rupture est mesurée pour atteindre seulement  $47\text{J}/\text{m}^2$ , soit 5% de l'énergie correspondant au collage sain. Une photographie des échantillons après rupture complète est présentée figure 4.37. L'échantillon de gauche correspond à une adhésion légèrement dégradée (3V pendant 10min), celui de droite à une adhésion très faible (5V pendant 10min). On constate ainsi le passage d'un défaut cohésif (de l'adhésif

reste réparti sur les deux adhérents) à un défaut entièrement adhésif avec une absence de colle sur une des interfaces de l'adhérent.



(a) La force en fonction du déplacement (test DCB).



(b) Photographie des échantillons après essai.

FIGURE 4.37 – Résultats de l'essai DCB sur les échantillons avec l'ElectRelease<sup>TM</sup> comme adhésif

#### 4.4.2 Assemblages collés à base de titane

La méthode de contrôle de la qualité de la préparation de surface a été établie et validée sur des échantillons « modèles » mais éloignés de situations industrielles. Pour qualifier la méthode sur des configurations plus réalistes, un collage de plaques de titane a été étudié ici. Les plaques sont assemblées au moyen du même adhésif et en suivant le même cycle de cuisson qu'étudié précédemment. En revanche, avant collage, les substrats ont subi une préparation de surface suivant un cycle industriel et réalisée par la société Protec. Elle consiste en une succession de bains de nettoyage décapage et conversion suivi du dépôt d'un primaire d'accrochage permettant de garantir la qualité de la préparation de surface sur une longue durée (> 6 mois). Cette préparation est couverte par le secret industriel et ne sera pas décrite plus en détail ici. Les dimensions des éprouvettes sont identiques à l'exception de l'épaisseur des substrats qui est égale ici à 1.6mm. Les mêmes masques sont utilisés pour contrôler l'épaisseur du joint de colle et délimiter la taille de la zone collée. Comme pour les éprouvettes en aluminium, divers types de défauts ont été introduits au sein de l'interface. A cette étape de l'analyse, seule la configuration nominale et deux types de pollution de surface ont été traités en détail. Suivant la démarche présentée précédemment, nous nous sommes d'abord assurés de la qualité de la génération ultrasonore (amplitude et focalisation temporelle et spatiale) obtenue au moyen du dispositif à cavité chaotique. L'utilisation de titane en faible épaisseur impacte grandement les conditions de mesure. Tout d'abord, les ruptures d'impédance successives (couplant/titane, titane/colle, colle/titane) sont plus élevées car l'impédance du titane est  $xx$  fois plus élevée que celle de l'aluminium. De plus, le titane est anisotrope et présente une atténuation et un bruit de structure plus élevés que dans l'aluminium [125]. Les signaux temporels mesurés en réception en face arrière de l'échantillon sont présentés sur la figure 4.38 dans le cas de l'émission des signaux nominaux et inverses. L'amplitude du déplacement mesuré ici est de 6nm soit 2 fois plus faible que dans le cas des échantillons en aluminium. En conséquence, le contraste sur la composante non linéaire du signal est divisé de moitié.

Deux échantillons sur lesquels des pollutions localisées ont été appliquées sont ensuite étudiés. A nouveau on utilise du lubrifiant sec et un produit de démoulage en aérosol. Sur un même échantillon,

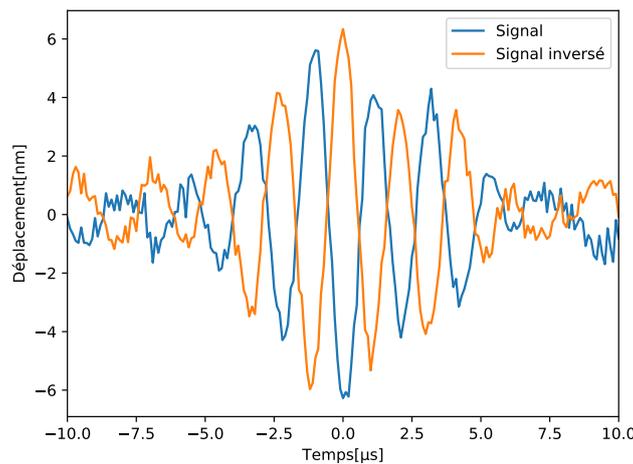
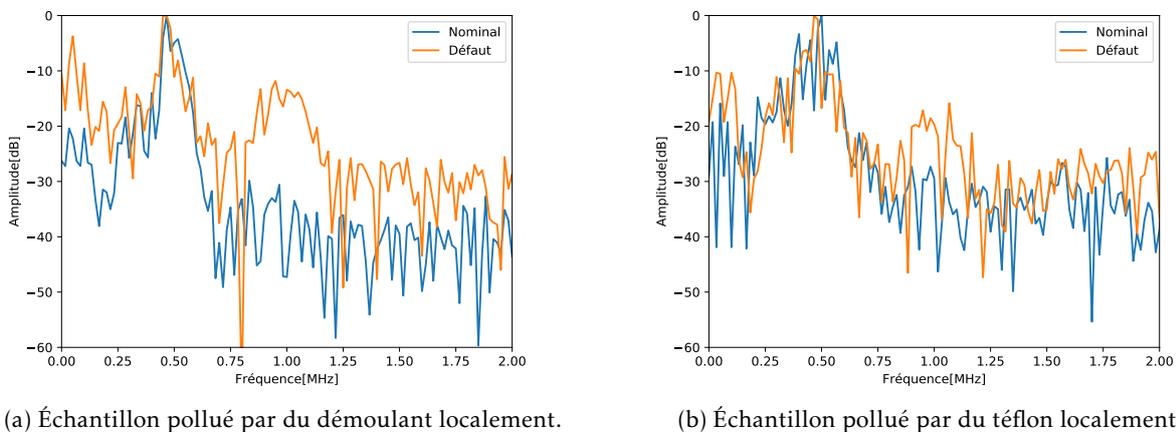


FIGURE 4.38 – Mesure en transmission sur un assemblage collé à base de titane : signaux refocalisés avant sommation.

nous pouvons comparer les zones polluées et les zones saines et comparer la signature sur zone saine à celle mesurée sur échantillon de référence. Une nette différence est observable sur les signaux résiduels de l'inversion de pulse dans le domaine fréquentiel, comme présenté sur les figures 4.39.



(a) Échantillon pollué par du démolant localement.

(b) Échantillon pollué par du téflon localement.

FIGURE 4.39 – Comparaison des transformées de Fourier (en dB) des signaux résiduels pour l'échantillon avec un défaut de démolant localisé pour un assemblage collé à base de titane.

Les mêmes acquisitions sont réalisées en différents points distants de 1mm sur une longueur de 10mm, 1000 acquisitions sont effectuées à chaque position pour moyennage. Le paramètre  $\beta$  mesuré dans les trois configurations (tel que défini au paragraphe 4.4) est représenté figure 4.40. Si l'intensité de la réponse non linéaire est moindre, le paramètre  $\beta$  reste mesurable et permet clairement de distinguer les trois états de surface considérés.

Les courbes force/déplacement obtenues lors d'essais DCB sur ces trois échantillons sont présentées sur la figure 4.41. Les résultats sont très clairement différents de ceux observés au paragraphe précédent dédié aux échantillons d'aluminium. En effet, dans le cas présent, une progression stable et progressive de la fissure est observée sans phénomène de stick-slip. Ainsi que discuté précédemment,

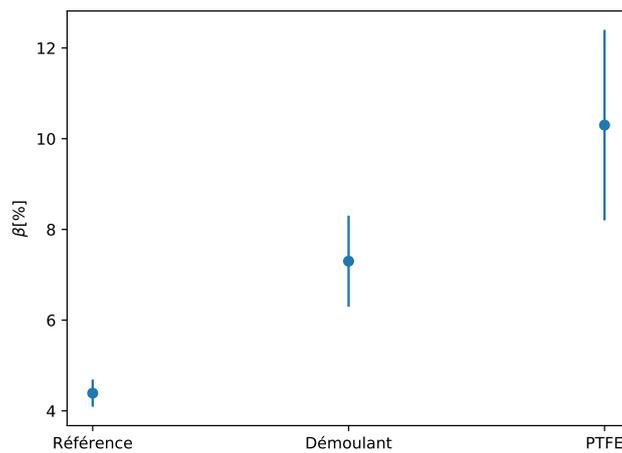
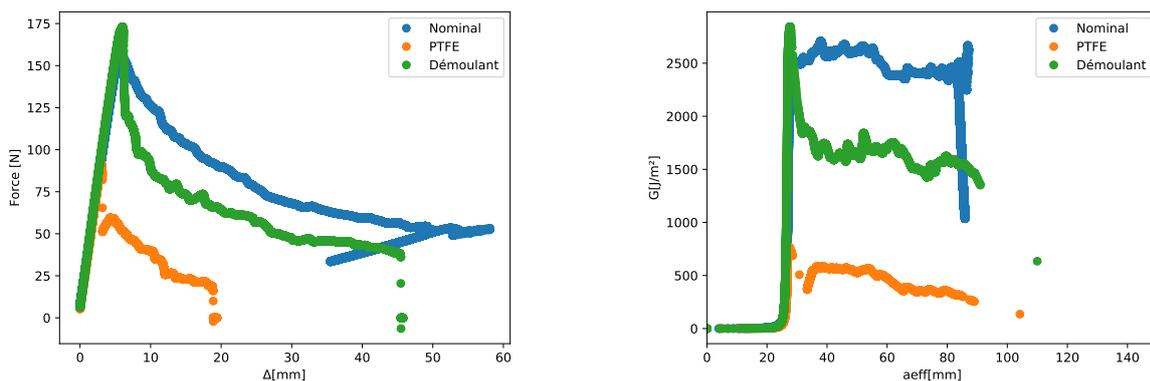


FIGURE 4.40 – Comparaison du niveau de non-linéarités dans le cas d’assemblages collés à base de titane pour un échantillon nominal, un avec un défaut de type démoulant, et un avec du PTFE.

ce résultat est dû à la complaisance de l’éprouvette d’essai qui est significativement plus faible que dans le cas des éprouvettes en aluminium. A module équivalent et pour une même longueur de fissure, la complaisance est proportionnelle au cube de l’épaisseur de l’éprouvette (notée  $t$ ), de sorte que la raideur de l’éprouvette est ici diminuée d’un facteur 10. Cette simple analyse ne suffit pas à justifier totalement la différence de comportement lié à un ensemble de phénomènes tous assez complexes. Il est néanmoins important de noter ici que la rigidité en flexion impacte également l’extension de la zone sollicitée en pointe de fissure, qui pour une même interface et un substrat de même nature évolue proportionnellement à  $t^{3/4}$ . La taille de la zone affectée par la sollicitation mécanique est donc ici divisée par 2 ce qui stabilise également l’essai.



(a) Les courbes force/déplacement issues d’un test DCB.

(b) Taux de restitution d’énergie le long de la zone collée.

FIGURE 4.41 – Les courbes issues d’un test DCB sur des échantillons collés à base de titane d’épaisseur 1.6mm avec trois différentes conditions surfaciques : un nominal, un échantillon avec une de ses interfaces polluées par du PTFE, et un échantillon pollué par du démoulant.

Les essais permettent dès lors de constater que la pollution introduite à la surface des substrats engendre une modification des faciès de rupture. La préparation de surface qualifiée industriellement permet effectivement d’obtenir une rupture cohésive tandis que les pollutions introduites conduisent

à une rupture adhésive. Cette fois, la quantification des énergies de rupture est plus aisée, puisque l'analyse des réponses force/ouverture enregistrées en cours d'essai indique une énergie de rupture de  $2500\text{J/m}^2$  pour la configuration nominale et un abattement de 25% et 80% pour les pollutions au démoulant et au lubrifiant respectivement.



FIGURE 4.42 – Photo des échantillons d'assemblages collés après test DCB avec respectivement de gauche à droit : le cas nominal (sans pollution), l'échantillon avec une interface polluée au PTFE, et le dernier étant l'échantillon avec l'interface polluée au démoulant.

#### 4.5 Analyse numérique de l'interaction entre une onde plane et une interface de contact

Le travail mené ici est essentiellement de nature expérimentale et comprenant un volet développement instrumental fort. Néanmoins, nous avons cherché à quantifier d'un point de vue théorique comment exploiter l'interaction acoustique non linéaire d'une onde plane de forte intensité avec une interface présentant un comportement non-linéaire indicateur d'un possible défaut d'adhésion. Ce type de modélisation fait l'objet d'un travail nourri dans la communauté des acousticiens et différentes approches ont été proposées pour modéliser ces interactions et proposer des schémas de résolution numériques. Ainsi, DELRUE ET AL. ont exploité un modèle de raideurs d'interfaces non-linéaires pour décrire un phénomène de contact intermittent de surface qui est attendu en présence d'un délaminage dans un matériau composite [168]. D'autres travaux ont eu pour objet la simulation d'interaction non-linéaire de fissures planes [78], et plus récemment rugueuses [168].

Le modèle retenu ici est un modèle à une dimension développé par YAN ET AL. spécifiquement pour rendre compte de l'interaction non-linéaire d'une onde ultrasonore avec une interface de collage imparfaite. Il est résolu par la méthode FDTD (Finite Difference Time-Domain) [169]. La configuration étudiée est celle de l'assemblage collé composé de deux substrats aluminium (5mm d'épaisseur) liés par une couche d'adhésif AF191 de  $100\mu\text{m}$  d'épaisseur, les constantes élastiques ( $c, \rho$ ) utilisées dans ce modèles sont les mêmes que celles indiquées dans le le tableau 2.1 (cf. chapitre 2). On suppose ici que

l'interface est soumise à une pression statique  $P_0$  de refermeture. Le comportement non linéaire est décrit par celui d'une interphase de dimension finie (épaisseur  $h$ ).

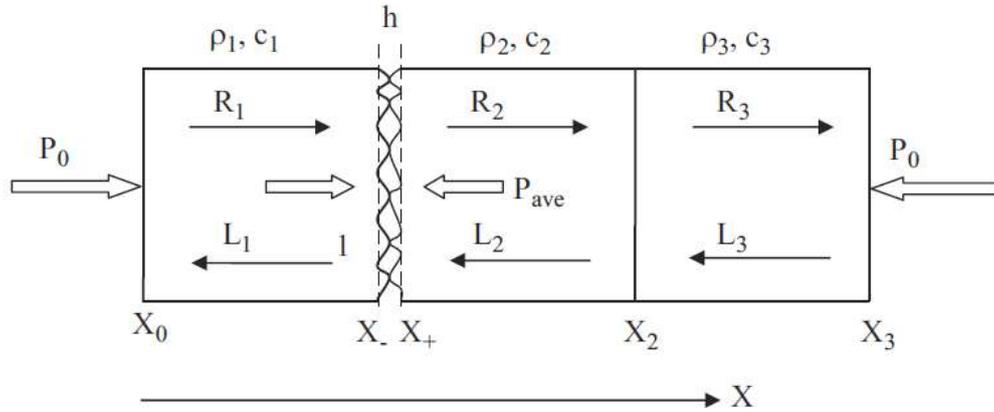


FIGURE 4.43 – Schéma du modèle unidimensionnel d'un tricouche contenant une interface non-linéaire (au niveau de  $X_-$  et  $X_+$ ) et une interface linéaire (au niveau de  $X_2$ ) [169].

Dans ce modèle l'interaction non linéaire relie les déplacements et pressions imposés aux frontières de l'interface au moyen des relations :

$$h(t) = h_0 - u(X_-, t) + u(X_+, t) \quad (4.3)$$

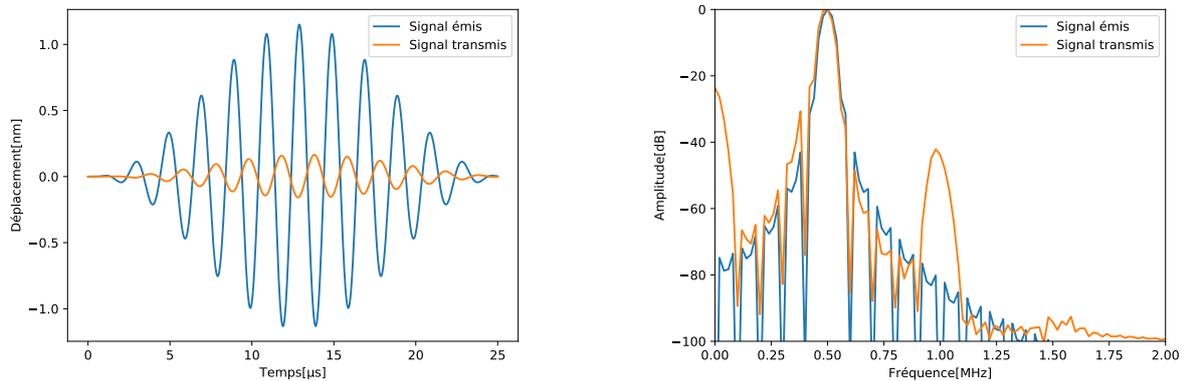
Il a été employé par le passé pour décrire de façon phénoménologique l'influence de la précontrainte sur la génération des harmoniques en présence d'une interaction non linéaire [165] :

$$P(X_-, t) = P(X_+, t) = P_{ave}(h(t)) = \begin{cases} [P_0^{1-m} - (1-m)C(h-h_0)]^{\frac{1}{1-m}} & m \neq 1 \\ P_0 \exp[-C(h-h_0)] & m = 1 \end{cases} \quad (4.4)$$

$C$  et  $m$  sont des paramètres déterminés par inversion à partir de résultats expérimentaux [169], et sont respectivement égaux à  $1.15 \cdot 10^{11}$  et  $m=0.4539$ . Plus de détails sur le modèle, et son implémentation, sont disponibles dans [169]. Dans le cas présent, nous avons implémenté ce modèle pour mener une étude paramétrique sur l'influence de l'épaisseur des différentes couches sur l'amplitude de l'harmonique générée. Le modèle étant phénoménologique, il ne fournit aucune indication quant au mécanisme impliqué dans la génération de ces nonlinéarités.

Nous utilisons ici les valeurs caractéristiques de la non linéarité d'interface utilisées dans [169] (épaisseur d'interphase  $h_0 = 0.1 \text{ nm}$ ,  $P_0 = 0.16 \text{ MPa}$ , et l'amplitude de déplacement source initial maximum  $u_i = 1.15 \text{ nm}$ ). Nous avons en revanche adapté le modèle à notre fréquence centrale de travail (500kHz, contre 3.5MHz) et l'épaisseur de colle est 20 fois plus petite (0.1mm, au lieu de 2mm). De même que lors de nos expériences, les signaux ont une bande passante de 200kHz, et le signal émis et le signal transmis sont représentés temporellement figure 4.44a.

Cette simulation permet de calculer les amplitudes mesurées sur les spectres des signaux théoriques transmis à la fréquence fondamentale et à la première harmonique associée à la génération de nonlinéarités. L'évolution de l'amplitude de cette réponse non linéaire en fonction de l'épaisseur des différentes couches peut alors être évaluée numériquement, pour vérifier dans quelle mesure le passage d'une onde ultrasonore fait effectivement travailler cette interphase et active une réponse non



(a) Représentation temporelle des signaux avant et après transmission.

(b) Représentation fréquentielle des signaux avant et après transmission.

FIGURE 4.44 – Simulation d'une onde plane avant et après transmission d'un assemblage collé à base d'aluminium avec  $P_0=0.16$  MPa.

linéaire. Les résultats sont présentés sur la figure 4.45 en terme d'évolutions brutes des amplitudes  $A_1$  et  $A_2$  ainsi que du paramètre non-linéaire  $A_2/A_1$ . L'épaisseur de la colle dans nos assemblages collés est bien plus faible que la longueur d'onde des ondes longitudinales qui sont susceptibles de se propager dans l'adhésif si celui-ci est considéré comme massif ( $\approx 5$  mm à 500 kHz soit 50 fois plus petite). La déformation dans l'adhésif peut donc être considérée comme uniforme. Les premiers phénomènes de résonance importants se situent autour de  $0.3\lambda$ ,  $0.85\lambda$  et  $0.93\lambda$ . En conclusion, à la fréquence de travail de 500 kHz, et pour l'ordre de grandeur des épaisseurs de colle des échantillons à inspecter, le rapport  $A_2/A_1$  est indépendant de l'épaisseur puisqu'aucun phénomène de type cavité résonnante n'est attendu.

## 4.6 Conclusion

Des échantillons représentatifs d'assemblages structuraux contenant différents types de pollution de surface ont été réalisés et caractérisés au moyen d'essais destructifs. Deux lots d'échantillons ont été réalisés garantissant pour chaque lot une même qualité de collage en condition nominale. Des pollutions de dimension finie ont été déposées à la surface des substrats qui ont donné lieu lors des essais destructifs à une rupture adhésive plutôt que cohésive marquant la faiblesse locale de l'interface. Avant essai destructif permettant de constater la dégradation des performances mécaniques de l'interface adhésive, les échantillons ont fait l'objet de contrôle ultrasonore selon la méthode présentée au chapitre 3. Des mesures attestent la possibilité de détecter des signatures non-linéaires issues de défauts d'adhésion faible. Un paramètre non-linéaire  $\beta$  a été défini permettant de caractériser le taux de non-linéarité localement d'un échantillon. Ce paramètre s'est révélé corrélé à une énergie de rupture.

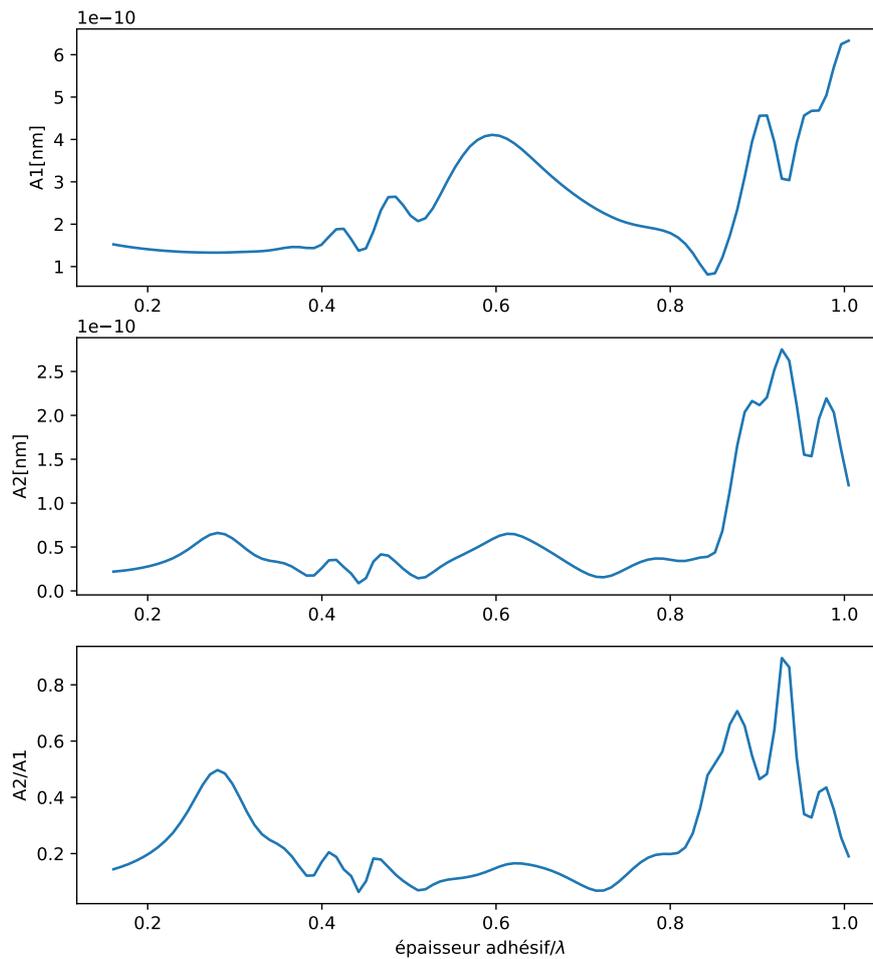


FIGURE 4.45 – Simulation d’une onde plane après transmission d’un assemblage collé à base d’aluminium avec  $P_0=0.16$  MPa pour différentes épaisseurs d’adhésif.



# Conclusion

L'objectif du travail décrit dans ce mémoire consistait à proposer une méthode de contrôle non-destructif de la qualité d'adhésion de structures collées et à développer l'instrumentation associée. Ce choix de stratégie de contrôle est guidé par un ensemble de contraintes liées aux caractéristiques du système étudié, ainsi qu'à l'environnement industriel dans lequel doit être effectué le contrôle. Ainsi, nous étudions ici des collages de pièces métalliques fines liées avec un film adhésif utilisé dans l'industrie aéronautique et de faible épaisseur. Les substrats sont constitués d'alliages aéronautiques aluminium 7065 T651 ou titane Ta6V. Des traitements de surface spécifiques ont été appliqués aux substrats pour garantir un état de surface nominal reproductible avec une bonne adhésion conduisant à une rupture cohésive de la colle lors d'essais mécaniques. Le contrôle non destructif des échantillons est réalisé au moyen de techniques acoustiques ; en effet, sonder le milieu au moyen d'ondes ultrasonores semble la voie la plus prometteuse pour obtenir une information quantitative sur le comportement mécanique des interfaces.

Dans un premier temps, une méthode d'inspection exploitant la sensibilité des courbes de dispersion d'ondes ultrasonores guidées aux interfaces collées est étudiée expérimentalement. Des méthodes d'imagerie des dites courbes de dispersion des acquisitions réalisées sur divers assemblages collés métalliques, avec ou sans défaut d'adhésion. Pour repousser les limites de ces méthodes (que ce soit en terme de résolution des courbes reconstruites ou quantité d'information disponible), une méthode issue des télécommunications intitulée MUSIC (MUltichannel Signal Classification) est adaptée. Elle permet de reconstruire les courbes de dispersion à partir d'une acquisition en configuration multi-émetteurs/multi-récepteurs. La quantité d'information présente sur les courbes de dispersion ainsi que la résolution des dites courbes est alors significativement améliorée par rapport aux méthodes précédentes. Cependant, l'application de cette méthode à la détection de défauts d'adhésion ne s'est pas révélée probante. En effet, les courbes de dispersion alors reconstruites à partir de données expérimentales sur échantillons avec ou sans défaut d'adhésion se superposent de manière quasiment parfaites, ce qui ne permettrait pas de réaliser une inversion pour remonter aux raideurs d'interface (nécessaire à la caractérisation de l'adhésion). De plus, une analyse de sensibilité systématique menée au moyen de simulations numériques par la méthode SAFE a montré que les variations induites par un défaut d'adhésion faible étaient peu significatives et de même ordre de grandeur que celles induites par des variations de l'épaisseur de l'adhérent représentatives de celles acceptées industriellement. Par ailleurs, ces mesures sont impactées par toute incertitude sur une des caractéristiques du système (constantes élastiques et/ou épaisseur). Nous avons alors fait le choix de nous orienter vers une autre méthode moins contraignante car ne nécessitant pas a priori une connaissance précise des caractéristiques du système.

Nous nous sommes alors intéressés aux développements d'une méthode de contrôle non-destructif pour la mesure d'éventuelles signatures non-linéaires de défauts d'adhésion. Pour cela, il faut être capable de générer des ondes avec un déplacement important pour solliciter fortement les interfaces, sans toutefois les dégrader. Les problèmes liés à une électronique haute puissance (sécurité, distorsions

etc.) traditionnellement utilisée dans ce type d'expérimentation sont contournés en exploitant une cavité réverbérante à retournement temporel. Cette dernière permet de focaliser en un point de sa surface une énergie ultrasonore importante. En mobilisant les connaissances issues du domaine de l'acoustique audible, des signaux codés sont exploités pour la mesure des réponses impulsionnelles entre quelques transducteurs collés sur la cavité et divers points de la surface de cette dernière servant alors d'émetteur lors de l'étape de rétropropagation du retournement temporel. L'emploi de ces signaux codés permet l'activation d'un plus grand nombre de modes propres de résonance de la cavité, ce qui est connu pour améliorer la refocalisation, avec notamment un gain en terme d'amplitude du déplacement de l'onde au point focal.

Une onde élastique localement plane est ainsi créée en surface de la cavité. Cette dernière est alors utilisée comme un transducteur pour le contrôle d'échantillons collés, dans un dispositif en transmission (avec réception par interférométrie laser). Des signatures non-linéaires d'interfaces ont alors été mesurées sous la forme d'apparition de composantes harmoniques, et ce pour différents types de défauts d'interface : spray de téflon et de démoulant, et traces de doigts. Un paramètre non-linéaire intitulé  $\beta$  est défini comme le ratio de l'amplitude de l'harmonique par rapport à la fondamentale ; des cartographies de ce paramètre réalisées sur la surface des échantillons permettent de localiser des interfaces faibles et de quantifier la dégradation de l'adhésion adhésif/substrat. Des tests destructifs du type DCB sont alors réalisés pour confirmer que les signatures détectées sont bien associées à une dégradation de l'interface.

De nombreux axes de travail peuvent être proposés suite à ces travaux, d'une part pour améliorer le dispositif proposé, et d'autre part pour qualifier le procédé ou encore investiguer le comportement des interfaces adhésives. Tout d'abord, dans la partie imagerie des courbes de dispersion d'ondes guidées (linéaires), il serait intéressant de réaliser une comparaison plus approfondie des nombreuses méthodes d'imagerie existantes avec celles développées dans ces travaux (MUSIC, root-MUSIC et ESPRIT). En effet, les comparaisons étaient ici principalement qualitatives, mais on pourrait réaliser des comparaisons à partir de simulations Monte-Carlo pour comparer ces méthodes, ou alors en comparant les performances de ces différentes techniques sur des objets de différentes natures (autres matériaux, géométries différentes). La qualité de l'inversion des réponses impulsionnelle en fonction des systèmes étudiés serait ainsi évaluée pour les différents algorithmes d'imagerie utilisés.

La cavité chaotique est aussi améliorable.. Du fait de l'instrumentation disponible pour ce travail nous nous sommes limité à des fréquences de travail de 500kHz. L'utilisation de fréquences plus importantes permettrait de viser une résolution spatio-temporelle accrue afin de mieux localiser et caractériser les défauts détectés. De plus, il serait intéressant de comparer les différents changements de conditions de bord/ruptures d'impédances avec les échantillons contrôlés pour s'assurer d'émettre suffisamment d'énergie au niveau de l'interface. Nous n'avons pas pu effectuer ce travail nécessitant un investissement important pour intégrer les modifications des conditions au bord, et surtout une meilleure prise en compte de l'atténuation des matériaux. Ceci n'était pas possible sans développements spécifiques sur les logiciels utilisés dans ces travaux (COMSOL et SimSonic).

Les perspectives les plus intéressantes portent sur l'amélioration et l'exploitation de l'ensemble du protocole expérimental permettant de détecter de façon quantitative et indiscutable une signature acoustique non linéaire dont la source ne peut être liée qu'à la présence du défaut. Ainsi, la rupture d'impédance peut être telle que le pic de refocalisation de l'onde transmise est complexe à identifier. Ajouter d'autres transducteurs semblent la solution la plus appropriée pour émettre une énergie plus importante . Il est aussi nécessaire de trouver un moyen pour que la même énergie soit mesurée en transmission à chaque point d'acquisition. Pour l'instant, comme le dispositif est mobile les mesures

ne sont pas parfaites et des fluctuations non négligeables sont mesurées de sorte que le paramètre  $\beta$  est un paramètre relatif. Puis, il serait intéressant d'exploiter ce protocole pour des acquisitions sur des assemblages collés de composite. Un dernier moyen serait de réaliser du retournement temporel synthétique pour focaliser directement l'énergie à l'interface substrat/adhésif. Il est aussi nécessaire que les contraintes au niveau des interfaces dues au passage de l'onde plane ne soient pas suffisamment importantes pour dégrader l'adhésion, de la même façon que le choc laser.

Ce protocole présumait un accès des deux côtés de l'échantillon, mais dans un contexte industriel cela n'est pas toujours possible. D'autres méthodes sont à étudier pour l'application d'une cavité chaotique pour le contrôle de structure collée avec un accès unilatéral, soit en utilisant la cavité en mode pulse-écho, soit en travaillant en ondes guidées, comme proposé partiellement en annexe.

Les travaux présentés dans ce mémoire offrent une preuve de concept convaincante de la capacité des interactions nonlinéaires ondes ultrasonores/défaut à révéler la présence de défaut de collage. Une validation plus poussée de la méthode doit maintenant être conduite pour qualifier les performances du protocole dans le domaine du CND. Ceci nécessite un passage en revue plus systématique des types de défauts pouvant être rencontrés (défauts d'interface, voire aux traitements de surface, absence de colle) pour identifier les dimensions minimales et dégradation minimale qui peuvent être détectées. Ainsi la campagne effectuée sur les échantillons titane doit être poursuivie car les difficultés rencontrées sont représentatives de celles rencontrées en situation réelle (substrats minces, absorbant...). En contrepartie, ces éprouvettes permettent une caractérisation mécanique plus résolue des propriétés de l'interface, permettant d'établir une corrélation plus fine avec les mesures ultrasonores. Enfin, ce travail expérimental mériterait de s'appuyer sur un support théorique pour décrire de façon plus réaliste le comportement des interfaces collées aux petites échelles, que ce soit pour décrire la rupture de l'interface ou décrire les interactions d'une onde ultrasonore de forte amplitude avec les défauts, et ce afin d'exploiter et interpréter ces signatures acoustiques non-linéaires de façon moins phénoménologique.



# Bibliographie

- [1] G GARDINER. « Certification of bonded composite primary structures ». In : *High-Performance Composites* (2014), p. 50-57.
- [2] Ralph SCHMIDT. « Multiple emitter location and signal parameter estimation ». In : *IEEE transactions on antennas and propagation* 34.3 (1986), p. 276-280.
- [3] HG TATTERSALL. « The ultrasonic pulse-echo technique as applied to adhesion testing ». In : *Journal of Physics D : Applied Physics* 6.7 (1973), p. 819.
- [4] SI ROKHLIN et M ROSEN. « An ultrasonic method for the evaluation of interface elastic properties ». In : *Thin solid films* 89.2 (1982), p. 143-148.
- [5] David Ernest PACKHAM. *Handbook of adhesion*. John Wiley & Sons, 2006.
- [6] Philippe COGNARD. « Collage des métaux : Généralités. Caractéristiques ». In : *Techniques de l'ingénieur. L'Entreprise industrielle* 4.BM7620 (2003), BM7620-1.
- [7] Jacques COGNARD. *Science et technologie du collage*. PPUR presses polytechniques, 2000.
- [8] Sébastien CHAUFFAILLE. « Durabilité des assemblages collés : aspects mécaniques et physico-chimiques ». Thèse de doct. Bordeaux 1, 2011.
- [9] Emmanuel SIRYABE. « Evaluation non destructive par ultrasons de l'adhésion aux interfaces de joints collés ». Thèse de doct. Université de Bordeaux, 2016.
- [10] Philippe COGNARD. « Collage des matériaux Caractéristiques, mise en oeuvre des colles ». In : *Techniques de l'ingénieur. Matériaux fonctionnels* 1.BM7616 (2002).
- [11] JW McBAIN et DG HOPKINS. « On adhesives and adhesive action ». In : *The Journal of Physical Chemistry* 29.2 (1925), p. 188-204.
- [12] RD ADAMS et PDRD CAWLEY. « A review of defect types and nondestructive testing techniques for composites and bonded joints ». In : *NDT international* 21.4 (1988), p. 208-222.
- [13] Nicolas TERRIEN. « Détection de défauts d'interfaces sur des structures aéronautiques par ondes guidées ». Thèse de doct. Paris 7, 2006.
- [14] Hugues LOURME. « Étude des assemblages collés par ondes guidées ultrasonores : étude expérimentale et modélisation par éléments finis ». Thèse de doct. Université Bordeaux 1, 2009.
- [15] Bénédicte LE CROM. « Évaluation ultrasonore des réparations de structures métalliques par collage de patches composites ». Thèse de doct. Université Bordeaux 1, 2010.
- [16] Camille GAUTHIER. « Analyse acoustique et physico-chimique du couplage de solides élastiques : étude de l'adhésion dans les collages structuraux ». Thèse de doct. Le Havre, 2016.
- [17] 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 ». Thèse de doct. Aix-Marseille, 2015.

- [18] Ludovic Cardin Foze NDJOMO. « Etude analytique, numérique et expérimentale des effets de rugosités d'interfaces dans une structure métal/colle/métal sur les ondes SH ». Thèse de doct. Université du Maine, 2015.
- [19] Francois BRUNO. « Optimisation des modes de Lamb à vitesse de groupe nulle engendrés par laser et évaluation locale des structures collées ». In : (2017).
- [20] Elena MAEVA et al. « Acoustical methods for the investigation of adhesively bonded structures : A review ». In : *Canadian Journal of Physics* 82.12 (2004), p. 981-1025.
- [21] Bastien EHRHART et al. « Methods for the quality assessment of adhesive bonded CFRP structures-a resumé ». In : *2nd International Symposium on NDT in Aerospace*. 2010.
- [22] Dominique CLORENNEC, Daniel ROYER et Claire PRADA. « Laser Generation and Detection of Zero-Group Velocity Lamb Modes, for Plate and Adhesive Disbond Characterization ». In : *Laser Ultrasonics* (2008).
- [23] Emmanuel SIRYABE et al. « Apparent anisotropy of adhesive bonds with weak adhesion and non-destructive evaluation of interfacial properties ». In : *Ultrasonics* 79 (2017), p. 34-51.
- [24] Timotius YONATHAN SUNARSA et al. « A Reference-Free and Non-Contact Method for Detecting and Imaging Damage in Adhesive-Bonded Structures Using Air-Coupled Ultrasonic Transducers ». In : *Materials* 10.12 (2017), p. 1402.
- [25] C JEENJITKAEW et FJ GUILD. « The analysis of kissing bonds in adhesive joints ». In : *International Journal of Adhesion and Adhesives* 75 (2017), p. 101-107.
- [26] D CERNIGLIA, N MONTINARO et V NIGRELLI. « Detection of disbonds in multi-layer structures by laser-based ultrasonic technique ». In : *The Journal of Adhesion* 84.10 (2008), p. 811-829.
- [27] Hideo CHO, Yudai YAGUCHI et Hiroaki ITO. « Characterization of the bond quality of adhesive plates utilizing zero-group-velocity Lamb waves measured by a laser ultrasonics technique ». In : *Mechanical Engineering Journal* 2.1 (2015), p. 14-00335.
- [28] CJ BROTHERHOOD, BW DRINKWATER et FJ GUILD. « The effect of compressive loading on the ultrasonic detectability of kissing bonds in adhesive joints ». In : *Journal of Nondestructive evaluation* 21.3 (2002), p. 95-104.
- [29] Bo-Yang CHEN et al. « A vibro-acoustic modulation method for the detection of delamination and kissing bond in composites ». In : *Journal of Composite Materials* 50.22 (2016), p. 3089-3104.
- [30] Shyh-Shiuh LIH, Ajit K MAL et Yoseph BAR-COHEN. « Ultrasonic Evaluation of Thermal Degradation in Adhesive Bonds ». In : *Review of Progress in Quantitative Nondestructive Evaluation*. Springer, 1995, p. 1489-1496.
- [31] Camille GAUTHIER et al. « Lamb waves characterization of adhesion levels in aluminum/epoxy bi-layers with different cohesive and adhesive properties ». In : *International Journal of Adhesion and Adhesives* 74 (2017), p. 15-20.
- [32] T KUNDU et al. « Detection of kissing bonds by Lamb waves ». In : *Ultrasonics* 35.8 (1998), p. 573-580.
- [33] Pierre Noël MARTY, N DESAI et J ANDERSSON. « NDT of kissing bond in aeronautical structures ». In : *16th World Conference on NDT*. 2004.
- [34] CJ BROTHERHOOD, BW DRINKWATER et S DIXON. « The detectability of kissing bonds in adhesive joints using ultrasonic techniques ». In : *Ultrasonics* 41.7 (2003), p. 521-529.
- [35] Dale JIAO et Joseph L ROSE. « An ultrasonic interface layer model for bond evaluation ». In : *Journal of Adhesion Science and Technology* 5.8 (1991), p. 631-646.

- [36] Jocelyne GALY et al. « Controlled reduced-strength epoxy-aluminium joints validated by ultrasonic and mechanical measurements ». In : *International Journal of Adhesion and Adhesives* 72 (2017), p. 139-146.
- [37] YY HUNG et al. « Review and comparison of shearography and pulsed thermography for adhesive bond evaluation ». In : *Optical engineering* 46.5 (2007), p. 051007.
- [38] Rubén USAMENTIAGA et al. « Infrared thermography for temperature measurement and non-destructive testing ». In : *Sensors* 14.7 (2014), p. 12305-12348.
- [39] JA SCHROEDER et al. « Non-destructive testing of structural composites and adhesively bonded composite joints : pulsed thermography ». In : *Composites Part A : Applied Science and Manufacturing* 33.11 (2002), p. 1511-1517.
- [40] M GENEST et al. « Pulsed thermography for non-destructive evaluation and damage growth monitoring of bonded repairs ». In : *Composite Structures* 88.1 (2009), p. 112-120.
- [41] Dale W WILSON et John A CHARLES. « Thermographic detection of adhesive-bond and interlaminar flaws in composites ». In : *Experimental Mechanics* 21.7 (1981), p. 276-280.
- [42] RL Vijaya KUMAR, MR BHAT et CRL MURTHY. « Evaluation of kissing bond in composite adhesive lap joints using digital image correlation : Preliminary studies ». In : *International Journal of Adhesion and Adhesives* 42 (2013), p. 60-68.
- [43] Peter B NAGY et Laszlo ADLER. « Adhesive joint characterization by leaky guided interface waves ». In : *Review of Progress in Quantitative Nondestructive Evaluation*. Springer, 1989, p. 1417-1424.
- [44] Rachael C TIGHE, Janice M DULIEU-BARTON et Simon QUINN. « Identification of kissing defects in adhesive bonds using infrared thermography ». In : *International Journal of Adhesion and Adhesives* 64 (2016), p. 168-178.
- [45] Hassan A JAMA, Esam MA HUSSEIN et Pearl LEE-SULLIVAN. « Detection of debonding in composite-aluminum joints using gamma-ray Compton scattering ». In : *NDT & E International* 31.2 (1998), p. 99-103.
- [46] Christian JANSEN et al. « Terahertz spectroscopy on adhesive bonds ». In : *Polymer Testing* 30.1 (2011), p. 150-154.
- [47] Simon BARDY. « Contrôle et optimisation du test d'adhérence par choc laser sur assemblages collés ». Thèse de doct. Paris, ENSAM, 2017.
- [48] M DUCOUSO et al. « Quantitative evaluation of the mechanical strength of titanium/composite bonding using laser-generated shock waves ». In : *Applied Physics Letters* 112.11 (2018), p. 111904.
- [49] R ECAULT et al. « Development of a laser shock wave adhesion test for the detection of weak composite bonds ». In : *5th International Symposium on NDT in Aerospace*. 2013, p. 13-15.
- [50] Maxime SAGNARD et al. « Etude des effets d'un choc laser symétrique sur des assemblages collés de composites dans le cas d'un joint faible ». In : *Journées Nationales sur les Composites 2017*. 2017.
- [51] Valentina VLASIE et Martine ROUSSEAU. « Acoustical validation of the rheological models for a structural bond ». In : *Wave motion* 37.4 (2003), p. 333-349.
- [52] Valentina VLASIE et al. « Mechanical and acoustical study of a structural bond : comparison theory/numerical simulations/experiment ». In : *European Journal of Mechanics-A/Solids* 25.3 (2006), p. 464-482.

- [53] Anton I LAVRENTYEV et Stanislav I ROKHLIN. « Determination of elastic moduli, density, attenuation, and thickness of a layer using ultrasonic spectroscopy at two angles ». In : *The Journal of the Acoustical Society of America* 102.6 (1997), p. 3467-3477.
- [54] Anton I LAVRENTYEV et SI ROKHLIN. « Ultrasonic spectroscopy of imperfect contact interfaces between a layer and two solids ». In : *The Journal of the Acoustical Society of America* 103.2 (1998), p. 657-664.
- [55] Peter B NAGY. « Ultrasonic classification of imperfect interfaces ». In : *Journal of Nondestructive evaluation* 11.3-4 (1992), p. 127-139.
- [56] Elhadji Barra NDIAYE, Pierre MARÉCHAL et Hugues DUFLO. « Adhesion characterization and defect sizing of sandwich honeycomb composites ». In : *Ultrasonics* 62 (2015), p. 103-111.
- [57] SI ROKHLIN. « Lamb wave interaction with lap-shear adhesive joints : Theory and experiment ». In : *The Journal of the Acoustical Society of America* 89.6 (1991), p. 2758-2765.
- [58] Aleksander PILARSKI et Joseph L ROSE. « Lamb wave mode selection concepts for interfacial weakness analysis ». In : *Journal of nondestructive evaluation* 11.3-4 (1992), p. 237-249.
- [59] Michel CASTAINGS. « SH ultrasonic guided waves for the evaluation of interfacial adhesion ». In : *Ultrasonics* 54.7 (2014), p. 1760-1775.
- [60] Shyh-Shiuh LIH, Ajit K MAL et Yoseph BAR-COHEN. *Ultrasonic Evaluation of Thermal Degradation in Adhesive Bonds*. Springer, 1995.
- [61] MJS LOWE et P CAWLEY. « The applicability of plate wave techniques for the inspection of adhesive and diffusion bonded joints ». In : *Journal of Nondestructive Evaluation* 13.4 (1994), p. 185-200.
- [62] Yoseph BAR-COHEN et Ajit K MAL. « Characterization of adhesive bonding using leaky Lamb waves ». In : *Review of Progress in Quantitative Nondestructive Evaluation*. Springer, 1990, p. 1271-1277.
- [63] K HELLER, LJ JACOBS et J QU. « Characterization of adhesive bond properties using Lamb waves ». In : *NDT & E International* 33.8 (2000), p. 555-563.
- [64] Stephen D HOLLAND et Dale E CHIMENTI. « High contrast air-coupled acoustic imaging with zero group velocity lamb modes ». In : *Ultrasonics* 42.1-9 (2004), p. 957-960.
- [65] Clemens GRÜNSTEIDL et al. « Inverse characterization of plates using zero group velocity Lamb modes ». In : *Ultrasonics* 65 (2016), p. 1-4.
- [66] Daniel ROYER, Dominique CLORENNEC et Claire PRADA. « Caractérisation de plaques et de tubes par modes de Lamb à vitesse de groupe nulle ». In : *I2M- Méthodes innovantes en CND* (2010).
- [67] Sylvain MEZIL et al. « Investigation of interfacial stiffnesses of a tri-layer using Zero-Group Velocity Lamb modes ». In : *The Journal of the Acoustical Society of America* 138.5 (2015), p. 3202-3209.
- [68] Lev D LANDAU et EM LIFSHITZ. « Theory of Elasticity, vol. 7 ». In : *Course of Theoretical Physics* 3 (1986), p. 109.
- [69] Pi Hsien CHANG et al. « Second harmonic imaging and harmonic Doppler measurements with Alunex ». In : *Ultrasonics, Ferroelectrics, and Frequency Control, IEEE Transactions on* 42.6 (1995), p. 1020-1027.
- [70] F TRANQUART et al. « Clinical use of ultrasound tissue harmonic imaging ». In : *Ultrasound in Medicine and Biology* 25.6 (1999), p. 889-894.
- [71] WL MORRIS, Otto BUCK et RV INMAN. « Acoustic harmonic generation due to fatigue damage in high-strength aluminum ». In : *Journal of Applied Physics* 50.11 (1979), p. 6737-6741.

- [72] John H CANTRELL et William T YOST. « Nonlinear ultrasonic characterization of fatigue microstructures ». In : *International Journal of fatigue* 23 (2001), p. 487-490.
- [73] Kyung-Young JHANG. « Applications of nonlinear ultrasonics to the NDE of material degradation ». In : *IEEE transactions on ultrasonics, ferroelectrics, and frequency control* 47.3 (2000), p. 540-548.
- [74] Jin-Yeon KIM et al. « Experimental characterization of fatigue damage in a nickel-base superalloy using nonlinear ultrasonic waves ». In : *The Journal of the Acoustical Society of America* 120.3 (2006), p. 1266-1273.
- [75] Igor Yu SOLODOV. « Ultrasonics of non-linear contacts : propagation, reflection and NDE-applications ». In : *Ultrasonics* 36.1-5 (1998), p. 383-390.
- [76] Dawei YAN, Bruce W DRINKWATER et Simon A NEILD. « Measurement of the ultrasonic nonlinearity of kissing bonds in adhesive joints ». In : *Ndt & E International* 42.5 (2009), p. 459-466.
- [77] Siming LIU et al. « Effects of experimental variables on the nonlinear harmonic generation technique ». In : *Ultrasonics, Ferroelectrics, and Frequency Control, IEEE Transactions on* 58.7 (2011), p. 1442-1451.
- [78] Abdelkrim SAIDOUN. « Analyse numérique et expérimentale de l'interaction non-linéaire onde/fissure de fatigue par la méthode de génération d'harmoniques ». Thèse de doct. Université de Bordeaux, 2017.
- [79] Guoshuang SHUI et al. « Nonlinear ultrasonic evaluation of the fatigue damage of adhesive joints ». In : *NDT & E International* 70 (2015), p. 9-15.
- [80] Yoshikazu OHARA, Tsuyoshi MIHARA et Kazushi YAMANAKA. « Effect of adhesion force between crack planes on subharmonic and DC responses in nonlinear ultrasound ». In : *Ultrasonics* 44.2 (2006), p. 194-199.
- [81] Kazushi YAMANAKA, Tsuyoshi MIHARA et Toshihiro TSUJI. « Evaluation of closed cracks by model analysis of subharmonic ultrasound ». In : *Japanese journal of applied physics* 43.5S (2004), p. 3082.
- [82] K. E.-A VAN DEN ABEELE, Paul A JOHNSON et Alexander SUTIN. « Nonlinear elastic wave spectroscopy (NEWS) techniques to discern material damage, part I : nonlinear wave modulation spectroscopy (NWMS) ». In : *Research in nondestructive evaluation* 12.1 (2000), p. 17-30.
- [83] A KLEPKA et al. « Nonlinear acoustics for fatigue crack detection—experimental investigations of vibro-acoustic wave modulations ». In : *Structural Health Monitoring* 11.2 (2012), p. 197-211.
- [84] AL ARAÚJO, CA Mota SOARES et al. « Kissing bonds monitoring using nonlinear vibro-acoustic wave modulations ». In : *SMART - ECCOMAS Thematic Conference on Smart Structures and Materials* (2015).
- [85] Michele MEO, Umberto POLIMENO et Giuseppe ZUMPANO. « Detecting damage in composite material using nonlinear elastic wave spectroscopy methods ». In : *Applied composite materials* 15.3 (2008), p. 115-126.
- [86] K. E.-A VAN DEN ABEELE et al. « Nonlinear elastic wave spectroscopy (NEWS) techniques to discern material damage, Part II : Single-mode nonlinear resonance acoustic spectroscopy ». In : *Journal of Research in Nondestructive Evaluation* 12.1 (2000), p. 31-42.
- [87] K. E.-A VAN DEN ABEELE et Filip WINDELS. « Characterization and imaging of microdamage using nonlinear resonance ultrasound spectroscopy (NRUS) : An analytical model ». In : *Universality of Nonclassical Nonlinearity*. Springer, 2006, p. 369-388.

- [88] K. E.-A VAN DEN ABBELE. « Multi-mode nonlinear resonance ultrasound spectroscopy for defect imaging : An analytical approach for the one-dimensional case ». In : *The Journal of the Acoustical Society of America* 122.1 (2007), p. 73-90.
- [89] Marie MULLER et al. « Nonlinear resonant ultrasound spectroscopy (NRUS) applied to damage assessment in bone ». In : *The Journal of the Acoustical Society of America* 118.6 (2005), p. 3946-3952.
- [90] Gerald Lee JONES et Donald R KOBETT. « Interaction of elastic waves in an isotropic solid ». In : *The Journal of the Acoustical society of America* 35.1 (1963), p. 5-10.
- [91] Fred R ROLLINS JR. « Interaction of ultrasonic waves in solid media ». In : *Applied Physics Letters* 2.8 (1963), p. 147-148.
- [92] Anthony J CROXFORD et al. « The use of non-collinear mixing for nonlinear ultrasonic detection of plasticity and fatigue ». In : *The Journal of the Acoustical Society of America* 126.5 (2009), EL117-EL122.
- [93] A DEMČENKO, V KOISSIN et VA KORNEEV. « Noncollinear wave mixing for measurement of dynamic processes in polymers : Physical ageing in thermoplastics and epoxy cure ». In : *Ultrasonics* 54.2 (2014), p. 684-693.
- [94] Daniel ROYER et Dieulesaint EUGÈNE. *Tome 1-Ondes élastiques dans les solides*. Masson, 1996.
- [95] Adnan H NAYFEH. *Wave propagation in layered anisotropic media : With application to composites*. T. 39. Elsevier, 1995.
- [96] D ALLEYNE et Peter CAWLEY. « A two-dimensional Fourier transform method for the measurement of propagating multimode signals ». In : *The Journal of the Acoustical Society of America* 89.3 (1991), p. 1159-1168.
- [97] Jean-Gabriel MINONZIO, Marilyne TALMANT et Pascal LAUGIER. « Guided wave phase velocity measurement using multi-emitter and multi-receiver arrays in the axial transmission configuration ». In : *The Journal of the Acoustical Society of America* 127.5 (2010), p. 2913-2919.
- [98] Yinhe LUO et al. « Rayleigh-wave mode separation by high-resolution linear Radon transform ». In : *Geophysical Journal International* 179.1 (2009), p. 254-264.
- [99] Yinhe LUO et al. « Rayleigh-wave dispersive energy imaging using a high-resolution linear Radon transform ». In : *Pure and Applied Geophysics* 165.5 (2008), p. 903-922.
- [100] Tho NHT TRAN et al. « Imaging ultrasonic dispersive guided wave energy in long bones using linear radon transform ». In : *Ultrasound in Medicine and Biology* 40.11 (2014), p. 2715-2727.
- [101] Kailiang Xu et al. « Sparse SVD method for high-resolution extraction of the dispersion curves of ultrasonic guided waves ». In : *IEEE transactions on ultrasonics, ferroelectrics, and frequency control* 63.10 (2016), p. 1514-1524.
- [102] Gene H GOLUB et Christian REINSCH. « Singular value decomposition and least squares solutions ». In : *Numerische mathematik* 14.5 (1970), p. 403-420.
- [103] Jean-Gabriel MINONZIO et al. « Impact of attenuation on guided mode wavenumber measurement in axial transmission on bone mimicking plates ». In : *The Journal of the Acoustical Society of America* 130.6 (2011), p. 3574-3582.
- [104] Kailiang Xu et al. « Multichannel processing for dispersion curves extraction of ultrasonic axial-transmission signals : Comparisons and case studies ». In : *The Journal of the Acoustical Society of America* 140.3 (2016), p. 1758-1770.
- [105] NP WAWERU, DBO KONDITI et PK LANGAT. « Performance analysis of MUSIC, root-MUSIC and ESPRIT DOA estimation algorithm ». In : *International Journal of Electrical, Computer, Energetic, Electronic and Communication Engineering* 8.1 (2014), p. 209-216.

- [106] Claire PRADA et Jean-Louis THOMAS. « Experimental subwavelength localization of scatterers by decomposition of the time reversal operator interpreted as a covariance matrix ». In : *The Journal of the Acoustical Society of America* 114.1 (2003), p. 235-243.
- [107] Matthieu DAVY et al. « Influence of noise on subwavelength imaging of two close scatterers using time reversal method : Theory and experiments ». In : *Progress In Electromagnetics Research* 98 (2009), p. 333-358.
- [108] Foroohar FOROOZAN et Shahram SHAHBAZPANAHI. « MUSIC-based array imaging in multi-modal ultrasonic non-destructive testing ». In : *Sensor Array and Multichannel Signal Processing Workshop (SAM), 2012 IEEE 7th*. IEEE. 2012, p. 529-532.
- [109] Kambiz IRANPOUR. *Parametric fk techniques for seismic applications*. US Patent 6,834,236. 2004.
- [110] L AMBROZINSKI et al. « Identification of material properties—efficient modelling approach based on guided wave propagation and spatial multiple signal classification ». In : *Structural Control and Health Monitoring* 22.7 (2015), p. 969-983.
- [111] Monson H HAYES. *Statistical digital signal processing and modeling*. John Wiley & Sons, 2009.
- [112] Petre STOICA, Randolph L MOSES et al. *Spectral analysis of signals*. T. 1. Pearson Prentice Hall Upper Saddle River, NJ, 2005.
- [113] I SOLODOV, D SÉGUR et M KREUTZBRUCK. « Recognition of bonding contamination in CFRP composite laminates by measurements of local vibration nonlinearity ». In : *Badania Nieniszczące i Diagnostyka* (2018).
- [114] Liliana BORCEA et al. « Imaging and time reversal in random media ». In : *Inverse Problems* 18.5 (2002), p. 1247.
- [115] Angela QUINLAN et al. « Model order selection for short data : An exponential fitting test (EFT) ». In : *EURASIP Journal on Applied Signal Processing* 2007.1 (2007), p. 201-201.
- [116] Pinyuen CHEN, T-J WU et J YANG. « A comparative study of model selection criteria for the number of signals ». In : *IET Radar, Sonar & Navigation* 2.3 (2008), p. 180-188.
- [117] Tom DRUET. « Tomographie passive par ondes guidées pour des applications de contrôle santé intégré ». Thèse de doct. Université de Valenciennes et du Hainaut-Cambresis, 2017.
- [118] Arthur BARABELL. « Improving the resolution performance of eigenstructure-based direction-finding algorithms ». In : *Acoustics, Speech, and Signal Processing, IEEE International Conference on ICASSP'83*. T. 8. Citeseer. 1983, p. 336-339.
- [119] Bhaskar D RAO et KV SI HARI. « Performance analysis of root-MUSIC ». In : *IEEE Transactions on Acoustics, Speech, and Signal Processing* 37.12 (1989), p. 1939-1949.
- [120] Richard ROY et Thomas KAILATH. « ESPRIT-estimation of signal parameters via rotational invariance techniques ». In : *IEEE Transactions on acoustics, speech, and signal processing* 37.7 (1989), p. 984-995.
- [121] Michael JS LOWE. « Matrix techniques for modeling ultrasonic waves in multilayered media ». In : *IEEE transactions on ultrasonics, ferroelectrics, and frequency control* 42.4 (1995), p. 525-542.
- [122] Karim JEZZINE. « Approche modale pour la simulation globale de contrôles non-destructifs par ondes élastiques guidées ». Thèse de doct. Bordeaux 1, 2006.
- [123] P CALMON et al. « CIVA : An expertise platform for simulation and processing NDT data ». In : *Ultrasonics* 44 (2006), e975-e979.
- [124] Bénédicte LE CROM et Michel CASTAINGS. « Shear horizontal guided wave modes to infer the shear stiffness of adhesive bond layers ». In : *The Journal of the Acoustical Society of America* 127.4 (2010), p. 2220-2230.

- [125] Aurélien BAELDE et al. « Effect of microstructural elongation on backscattered field : Intensity measurement and multiple scattering estimation with a linear transducer array ». In : *Ultrasonics* 82 (2018), p. 379-389.
- [126] Guillemette RIBAY. « Localisation de source en milieu réverbérant par Retournement Temporel ». Thèse de doct. Université Paris-Diderot-Paris VII, 2006.
- [127] Didier CASSEREAU et Mathias FINK. « Time-reversal of ultrasonic fields. III. Theory of the closed time-reversal cavity ». In : *IEEE transactions on ultrasonics, ferroelectrics, and frequency control* 39.5 (1992), p. 579-592.
- [128] Carsten DRAEGER, Jean-Christian AIME et Mathias FINK. « One-channel time-reversal in chaotic cavities : Experimental results ». In : *The Journal of the Acoustical Society of America* 105.2 (1999), p. 618-625.
- [129] Mathias FINK et al. « Time-reversed acoustics ». In : *Reports on progress in Physics* 63.12 (2000), p. 1933.
- [130] Carsten DRAEGER et Mathias FINK. « One-channel time-reversal in chaotic cavities : Theoretical limits ». In : *The Journal of the Acoustical Society of America* 105.2 (1999), p. 611-617.
- [131] Leonid A BUNIMOVICH. « On the ergodic properties of nowhere dispersing billiards ». In : *Communications in Mathematical Physics* 65.3 (1979), p. 295-312.
- [132] Nicolas QUIEFFIN. « Etude du rayonnement acoustique de structures solides : vers un système d'imagerie haute résolution. » Thèse de doct. Université Pierre et Marie Curie-Paris VI, 2004.
- [133] O Bou MATAR, YF LI et K. E.-A VAN DEN ABEELE. « On the use of a chaotic cavity transducer in nonlinear elastic imaging ». In : *Applied Physics Letters* 95.14 (2009), p. 141913.
- [134] C ELLEGAARD et al. « Spectral statistics of acoustic resonances in aluminum blocks ». In : *Physical review letters* 75.8 (1995), p. 1546.
- [135] Mathias FINK et Claire PRADA. « Acoustic time-reversal mirrors ». In : *Inverse problems* 17.1 (2001), R1.
- [136] Richard L WEAVER. « Spectral statistics in elastodynamics ». In : *The Journal of the Acoustical Society of America* 85.3 (1989), p. 1005-1013.
- [137] Gabriel MONTALDO et al. « Building three-dimensional images using a time-reversal chaotic cavity ». In : *Ultrasonics, Ferroelectrics, and Frequency Control, IEEE Transactions on* 52.9 (2005), p. 1489-1497.
- [138] TJ ULRICH et al. « The time reversed elastic nonlinearity diagnostic applied to evaluation of diffusion bonds ». In : *Applied Physics Letters* 93.15 (2008), p. 151914.
- [139] Steven DELRUE, K. E.-A VAN DEN ABEELE et Olivier Bou MATAR. « Simulation study of a chaotic cavity transducer based virtual phased array used for focusing in the bulk of a solid material ». In : *Ultrasonics* 67 (2016), p. 151-159.
- [140] Youngsoo CHOI et al. « Two-dimensional virtual array for ultrasonic nondestructive evaluation using a time-reversal chaotic cavity ». In : *The Journal of the Acoustical Society of America* 130.5 (2011), p. 2720-2727.
- [141] Hiroaki KAMIOKA. « Elastic behaviour of salol during melting and solidification processes ». In : *Japanese journal of applied physics* 32.5S (1993), p. 2216.
- [142] Mickaël TANTER, Jean-Louis THOMAS et Mathias FINK. « Time reversal and the inverse filter ». In : *The Journal of the Acoustical Society of America* 108.1 (2000), p. 223-234.
- [143] Brian E ANDERSON et al. « Improving spatio-temporal focusing and source reconstruction through deconvolution ». In : *Wave Motion* 52 (2015), p. 151-159.

- [144] Matthieu RUPIN, Philippe ROUX et Stefan CATHELIN. « One-channel inverse filter : Spatio-temporal control of a complex wave-field from a single point ». In : *Applied Physics Letters* 104.24 (2014), p. 244101.
- [145] Olivier VILLEMAIN et al. « Pulsed cavitation ultrasound softening : a new noninvasive therapeutic approach for calcified bioprosthetic valve stenosis ». In : *JACC : Basic to Translational Science* (2017), p. 127.
- [146] Arnaud DERODE, Arnaud TOURIN et Mathias FINK. « Ultrasonic pulse compression with one-bit time reversal through multiple scattering ». In : *Journal of applied physics* 85.9 (1999), p. 6343-6352.
- [147] Eric LAROSE et al. « Imaging from one-bit correlations of wideband diffuse wave fields ». In : *Journal of Applied Physics* 95.12 (2004), p. 8393-8399.
- [148] Christopher HEATON, Brian E ANDERSON et Sarah M YOUNG. « Time reversal focusing of elastic waves in plates for an educational demonstration ». In : *The Journal of the Acoustical Society of America* 141.2 (2017), p. 1084-1092.
- [149] Athanasios MISARIDIS. « Ultrasound imaging using coded signals ». Thèse de doct. Technical University of Denmark, Department of Electrical Engineering, 2001.
- [150] Angelo FARINA. « Simultaneous measurement of impulse response and distortion with a swept-sine technique ». In : *Audio Engineering Society Convention 108*. Audio Engineering Society. 2000.
- [151] Guy-Bart STAN, Jean-Jacques EMBRECHTS et Dominique ARCHAMBEAU. « Comparison of different impulse response measurement techniques ». In : *Journal of the Audio Engineering Society* 50.4 (2002), p. 249-262.
- [152] Douglas D RIFE et John VANDERKOOY. « Transfer-function measurement with maximum-length sequences ». In : *Journal of the Audio Engineering Society* 37.6 (1989), p. 419-444.
- [153] William G GARDNER et Keith D MARTIN. « HRTF measurements of a KEMAR ». In : *The Journal of the Acoustical Society of America* 97.6 (1995), p. 3907-3908.
- [154] Richard Y CHIAO et Xiaohui HAO. « Coded excitation for diagnostic ultrasound : A system developer's perspective ». In : *Ultrasonics, 2003 IEEE Symposium on*. T. 1. IEEE. 2003, p. 437-448.
- [155] Swen MÜLLER et Paulo MASSARANI. « Transfer-function measurement with sweeps ». In : *Journal of the Audio Engineering Society* 49.6 (2001), p. 443-471.
- [156] ISO NORM. « 3382 : Acoustics-measurement of the reverberation time of rooms with reference to other acoustical parameters ». In : *International Organization for Standardization (ISO), Geneva, Switzerland* (1997), p. 66-161.
- [157] Paul SMITH, Cynthia FURSE et Jacob GUNTHER. « Analysis of spread spectrum time domain reflectometry for wire fault location ». In : *IEEE Sensors Journal* 5.6 (2005), p. 1469-1478.
- [158] Emmanuel BOSSY, Maryline TALMANT et Pascal LAUGIER. « Three-dimensional simulations of ultrasonic axial transmission velocity measurement on cortical bone models ». In : *The Journal of the Acoustical Society of America* 115.5 (2004), p. 2314-2324.
- [159] Carl F EYRING. « Reverberation time in "dead" rooms ». In : *The Journal of the Acoustical Society of America* 1.2A (1930), p. 217-241.
- [160] Mahfoudh TALEB ALI. « Effets des défauts d'adhésion sur la résistance mécanique des assemblages collés ». Thèse de doct. Université de Bordeaux, 2018.

- [161] Thomas PETRY, Ruth KNOWLES et Richard MEADS. « An analysis of the proposed REACH regulation ». In : *Regulatory Toxicology and Pharmacology* 44.1 (2006), p. 24-32.
- [162] Gary W CRITCHLOW. « Pretreatments for metal-to-metal bonding ». Thèse de doct. © Gary Critchlow, 1997.
- [163] B BLACKMAN et al. « The calculation of adhesive fracture energies from double-cantilever beam test specimens ». In : *Journal of Materials Science Letters* 10.5 (1991), p. 253-256.
- [164] Claudio PECORARI. « Nonlinear interaction of plane ultrasonic waves with an interface between rough surfaces in contact ». In : *The Journal of the Acoustical Society of America* 113.6 (2003), p. 3065-3072.
- [165] S BIWA, S NAKAJIMA et N OHNO. « On the acoustic nonlinearity of solid-solid contact with pressure-dependent interface stiffness ». In : *Journal of applied mechanics* 71.4 (2004), p. 508-515.
- [166] David Hope SIMPSON et Peter N BURNS. « Pulse inversion Doppler : a new method for detecting nonlinear echoes from microbubble contrast agents ». In : *Ultrasonics Symposium, 1997. Proceedings., 1997 IEEE. T. 2. IEEE. 1997*, p. 1597-1600.
- [167] Che-Chou SHEN, Yi-Hong CHOU et Pai-Chi LI. « Pulse inversion techniques in ultrasonic nonlinear imaging ». In : *Journal of Medical Ultrasound* 13.1 (2005), p. 3-17.
- [168] Steven DELRUE et K. E.-A VAN DEN ABEELE. « Three-dimensional finite element simulation of closed delaminations in composite materials ». In : *Ultrasonics* 52.2 (2012), p. 315-324.
- [169] Dawei YAN, Simon A NEILD et Bruce W DRINKWATER. « Modelling and measurement of the nonlinear behaviour of kissing bonds in adhesive joints ». In : *NDT & E International* 47 (2012), p. 18-25.
- [170] Tukaram Baburao LAVATE, VK KOKATE et AM SAPKAL. « Performance analysis of MUSIC and ESPRIT DOA estimation algorithms for adaptive array smart antenna in mobile communication ». In : *Computer and Network Technology (ICCNT), 2010 Second International Conference on. IEEE. 2010*, p. 308-311.
- [171] Christoph PRUELL et al. « Evaluation of fatigue damage using nonlinear guided waves ». In : *Smart Materials and Structures* 18.3 (2009), p. 035003.
- [172] Mingxi DENG et Junfeng PEI. « Assessment of accumulated fatigue damage in solid plates using nonlinear Lamb wave approach ». In : *Applied physics letters* 90.12 (2007), p. 121902.
- [173] M RYLES et al. « Comparative study of nonlinear acoustic and Lamb wave techniques for fatigue crack detection in metallic structures ». In : *Fatigue & Fracture of Engineering Materials & Structures* 31.8 (2008), p. 674-683.
- [174] Nitesh P YELVE, Mira MITRA et PM MUJUMDAR. « Detection of stiffener disbonding in a stiffened aluminium panel using nonlinear Lamb wave ». In : *Applied Acoustics* 89 (2015), p. 267-272.
- [175] Nitesh P YELVE, Mira MITRA et PM MUJUMDAR. « Detection of delamination in composite laminates using Lamb wave based nonlinear method ». In : *Composite Structures* 159 (2017), p. 257-266.
- [176] Jian LI et Joseph L ROSE. « Implementing guided wave mode control by use of a phased transducer array ». In : *IEEE transactions on ultrasonics, ferroelectrics, and frequency control* 48.3 (2001), p. 761-768.
- [177] Alban LELEUX. « Contrôle non destructif de composites par ondes ultrasonores guidées, générées et détectées par multiéléments ». Thèse de doct. Bordeaux 1, 2012.

## Calcul de l'énergie des courbes de dispersion avec la méthode MUSIC

Le pseudospectre issu de MUSIC ne fournit qu'une information sur la position des courbes de dispersion mais ne fournit aucune information d'énergie ou d'amplitude pour chaque mode, or ceci peut être utile pour certaines applications de CND. Après avoir retrouvé les positions exactes de chaque mode, l'énergie peut être calculée. La décomposition en valeurs propres est rappelée à l'équation A.1. Si on note l'énergie des modes guidés  $E_u$  ( $u \in [1, p]$ , avec  $p$  étant le nombre de modes déterminé selon la méthode présentée au 2.3.2),  $\sigma_w$  correspond à la variance du bruit et que l'on peut considérer comme égale à la dernière et plus petite des valeurs propres [111]. Une nouvelle relation est trouvée équation A.2.

$$\forall n \in [1, p], \quad R_{xx}(f) \cdot v_n(f) = \lambda_n(f) \cdot v_n(f) \quad (\text{A.1})$$

$$\sum_{u=1}^p E_u(f) \cdot |e_u^H \cdot v_n(f)|^2 = \lambda_n(f) - \sigma_w^2 \quad (\text{A.2})$$

L'énergie peut être trouvée en résolvant l'équation A.3, dans laquelle  $e_u = \exp(jk_u x)$ ,  $k_u$  est le nombre d'onde du mode  $u$  et  $x$  le vecteur de position des récepteurs.

$$\begin{bmatrix} |e_1^H \cdot v_1(f)|^2 & \cdots & |e_p^H \cdot v_1(f)|^2 \\ \vdots & \ddots & \vdots \\ |e_1^H \cdot v_p(f)|^2 & \cdots & |e_p^H \cdot v_p(f)|^2 \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} E_1(f) \\ \vdots \\ E_p(f) \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \lambda_1(f) - \sigma_w^2 \\ \vdots \\ \lambda_p(f) - \sigma_w^2 \end{bmatrix} \quad (\text{A.3})$$

L'échantillon contrôlé correspond à l'assemblage collé de composites, présenté 2.3. Une mesure des réponses inter-éléments est réalisée avec une barrette linéaire de 64 éléments, de distance inter-éléments 0.8mm et de fréquence centrale 2 MHz avec une bande-passante à 60% de la fréquence centrale. La figure A.1b présente ainsi les valeurs  $E_u(f)$  calculées pour tout mode  $u$  et toute fréquence  $f$  (et donc tout nombre d'onde  $k$  associé tel que calculé à l'étape précédente). Figure A.1a, on rappelle les courbes de dispersion obtenues par une TF-2D. De nouveau, certains modes de faible énergie (-30dB comparé au mode le plus énergétique) sont détectables sur l'image MUSIC mais absents avec la simple TF-2D.

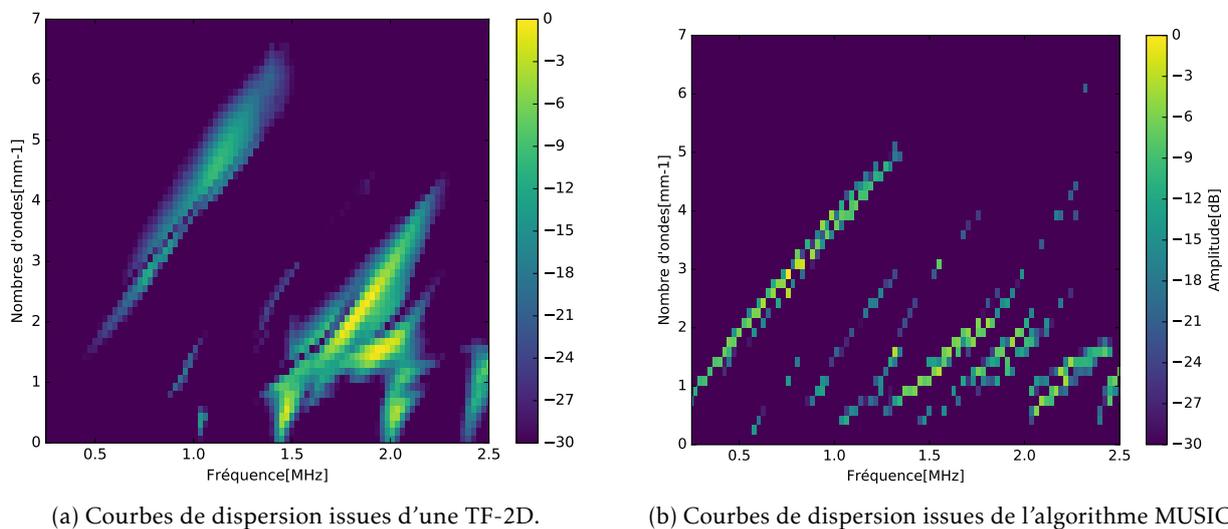


FIGURE A.1 – Courbes de dispersion avec l'information d'énergie apportée par deux méthodes différentes : une TF-2D et la méthode MUSIC avec 10 émetteurs pour un échantillon de composite collé.

## Comparaisons des méthodes : MUSIC, Root-MUSIC, maximum de vraisemblance et ESPRIT

L'algorithme MUSIC correspond à une méthode parmi d'autres permettant la détection de nombre d'ondes. Nous revenons ici sur les autres méthodes existantes et les comparons (voir [111]).

S'il n'est pas possible de déterminer précisément à une fréquence donnée le nombre de modes, ce qui peut être le cas dans les milieux bruités ou fortement atténuants, il est possible en revanche d'utiliser la méthode du maximum de vraisemblance [106]. Celle-ci exploite l'intégralité des vecteurs propres pondérés par leurs valeurs propres pour obtenir une estimation de l'amplitude des modes à  $(f,k)$  fixés, comme on peut le voir équation B.1. On obtient alors, dans le même cas qu'au chapitre 2 à savoir une acquisition avec 20 émetteurs à 15 MHz sur l'assemblage collé à base de titane, la figure B.1.

$$P_{mi}(f,k) = \frac{1}{\sum_{n=1}^N \frac{1}{\lambda_n} |e_k v_n(f)|^2} \quad (\text{B.1})$$

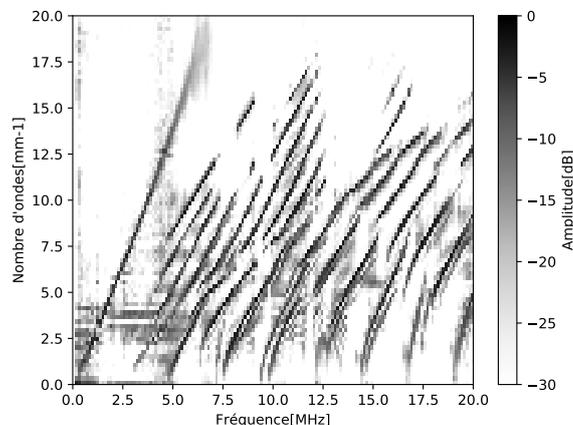


FIGURE B.1 – Les courbes de dispersion en utilisant la méthode du maximum de vraisemblance.

Une variation de MUSIC a été développée et est intitulée root-MUSIC (ou "racines MUSIC") [119]. Cette fois-ci nous nous concentrons sur une forme légèrement différente de l'équation 2.10, écrite sous la forme de l'équation B.2 où  $a$  est la somme des valeurs propres de la matrice Hermitienne  $A = GG^H$ , et  $G$  est la matrice de projection définie dans MUSIC. La méthode root-MUSIC consiste alors à résoudre cette équation en cherchant l'ensemble des solutions polynomiales. Les solutions données par l'équation B.3, nous permettent de déterminer la position des modes à chaque fréquence.

$$P_{root}(f, z) = a^H(z)GG^H a(z) \quad (\text{B.2})$$

$$z = e^{-2j\pi k/k_{max}} \quad (\text{B.3})$$

Une autre méthode nous vient de Roy : ESPRIT (Estimation of Signal Parameters via Rotational Invariance Techniques) [120]. En notant  $U$  la matrice contenant l'ensemble des vecteurs singuliers de la matrice d'autocorrélation de l'équation 2.8, on peut définir deux matrices  $U_1$  et  $U_2$  (voir équation B.4), où  $p$  est le nombre de vecteurs propres utiles, et  $I_p$  la matrice identité de dimension  $p \times p$ .

$$\begin{aligned} U_1 &= [I_p \quad 0]U \\ U_2 &= [0 \quad I_p]U \end{aligned} \quad (\text{B.4})$$

La méthode ESPRIT consiste à estimer l'ensemble des fréquences  $k_n$ , avec  $n \in [1, p]$  tel que  $-\arg(\delta_n)$ , correspondant aux valeurs propres de la matrice  $\Phi$  telle que définie par l'équation B.5. Il est possible de résoudre ce système avec l'équation B.6 et en utilisant une résolution au sens des moindres carrés [112].

$$\Phi = (U_1^H U_1)^{-1} U_1^H U_2 \quad (\text{B.5})$$

$$\Phi U_1 \simeq U_2 \quad (\text{B.6})$$

Nous avons réalisé le calcul des courbes de dispersion avec root-MUSIC et ESPRIT dans le même cas que précédemment (section 2.5.2), correspondant à une acquisition des réponses inter-éléments d'un capteur linéaire entre les 20 premiers éléments et les 108 derniers éléments, lors du contrôle d'un échantillon collé à base de titane. Les courbes de dispersion calculées par l'algorithme MUSIC (en rouge) et par root-MUSIC (en bleu) sont superposées sur la figure B.2a. La figure B.2b représente la comparaison entre MUSIC et ESPRIT (en bleu).

Dans les deux cas, nous faisons face à la même problématique que pour la SVD en basse fréquence (<7MHz), à savoir le mode qui se propage dans le couplant est suffisamment énergétique pour masquer les autres modes de plus faible amplitude. De plus, les méthodes exploitant root-MUSIC et ESPRIT sont limitées en nombre d'onde, c'est-à-dire qu'on ne peut mesurer les modes les plus hauts en nombre d'ondes. En revanche, la méthode d'imagerie ESPRIT permet de détecter, mieux que MUSIC les faibles nombres d'ondes (sur la figure entre 7.5 et 20MHz).

Notons qu'on retrouve dans la littérature des études dans lesquelles ces différentes méthodes ont été comparées, voire par exemple les travaux de WAWERU ET AL. [105]. Les méthodes basées sur MUSIC et ESPRIT y sont considérées comme les meilleures méthodes pour des applications de DOA (direction d'arrivée) avec quelques subtilités : un temps de calcul plus rapide pour ESPRIT mais MUSIC requière moins d'éléments en réception et elle est plus précise [170]. Dans notre configuration spécifique, la méthode basée sur MUSIC permet d'obtenir nettement plus d'informations que les autres méthodes,

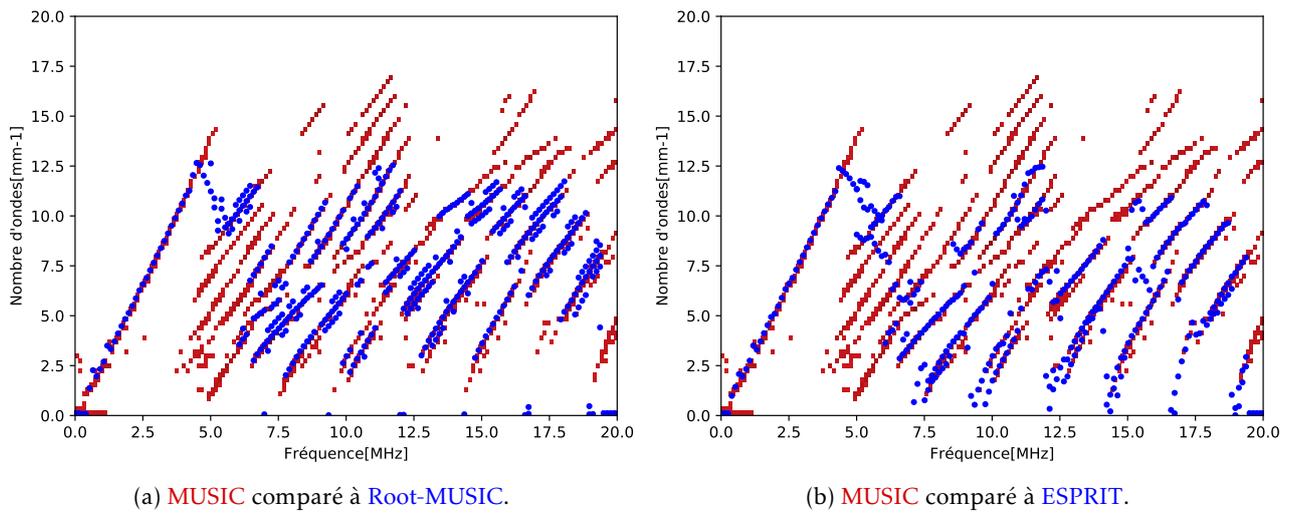


FIGURE B.2 – Application de trois méthodes d’imageries (MUSIC, root-MUSIC et ESPRIT) de courbes de dispersion sur un assemblage collé (acquisition exploitant 20 émetteurs et 108 récepteurs).

mais une étude plus approfondie serait nécessaire, notamment en évaluant la précision de détection relativement à des courbes théoriques.



# Réflexion sur une méthode CND unilatérale : Sélection de modes d'ondes guidées

Aux chapitres 2 et 4, un type d'utilisation de la cavité chaotique (génération d'ondes de volume ou d'ondes planes) a été étudié. Dans cette annexe, la cavité est appliquée à la sélection de modes d'ondes guidées. Une telle sélection de mode pourrait en effet trouver de nombreuses applications, que ce soit dans le cadre du CND par ondes guidées linéaires (sélection d'un mode particulièrement sensible à un type de défaut à contrôler), ou dans le cadre du CND par ondes guidées non linéaires, pourvu que l'amplitude de l'onde guidée émise soit suffisante. En effet, des méthodes exploitant des ondes guidées de fortes amplitudes ont permis d'évaluer l'endommagement de structures [171, 172], et de détecter des défauts localisés tels que des fissures ou des délaminages [173, 174, 175]. Ces méthodes reposent sur la sélection d'un mode guidé particulier dans une plage de fréquence restreinte, ce qui est obtenu à l'aide de transducteurs mono-éléments placés sur un sabot ; cependant, pour chaque nouveau mode à sélectionner, il est nécessaire de changer de sabot. Par ailleurs, parmi les méthodes de contrôle par OG linéaires, on retrouve une méthode capable de réaliser une sélection de mode à l'aide d'un transducteur multi-éléments associé à un algorithme développé dans ce but et intitulé 'Phased Array' [176, 177]. Dans cette annexe, nous montrons comment cet algorithme peut être employé avec une cavité chaotique, cette dernière pouvant en effet être considérée comme un transducteur multi-éléments virtuel.

## C.1 La méthode de sélection

Avant de procéder à la sélection proprement dite, il est nécessaire d'apprendre les réponses impulsionnelles (RI) entre un transducteur collé sur la cavité et un ensemble de points de la surface active visée. La sélection de mode se fait lors de la phase de rétropropagation, après post-traitement approprié des RI que nous détaillons plus loin ; dans cette étape, la plaque à contrôler est placée en contact avec la face active de la cavité avec un gel de couplage. Comme mentionné au chapitre 4, la présence de la plaque modifie les conditions aux limites sur cette interface de la cavité chaotique, ce qui réduit légèrement la qualité du processus d'inversion temporelle sans pour autant empêcher ce dernier. La sélection du mode à transmettre est réalisée par combinaison des RI à l'aide de l'algorithme phased array défini dans [176, 177]. Si on considère  $N$  sources virtuelles à la surface de la cavité d'indice  $n$ ,  $h_n$  la réponse impulsionnelle entre la première source virtuelle et la  $n$ -ème et notée  $h_n$ ,  $d_n$  est la distance entre la première source virtuelle et la  $n$ -ième,  $V_\phi(f)$  est la vitesse de phase du mode à sélectionner

à la fréquence  $f$ , et  $W_n$  est une apodisation spatiale correspondant à un filtre gaussien pouvant être utilisé pour éviter les lobes latéraux [177]. Le signal à émettre par le transducteur collé sur la cavité est alors le signal  $S(t)$  tel que défini dans l'équation C.1.

$$S(t) = \sum_{n=1}^N FT^{-1}(W_n e^{-j2\pi f \frac{d_n}{v_\phi(f)}}) FT(h_n(t)) \quad (C.1)$$

Enfin, après propagation dans la plaque, les modes guidés sont mesurés à l'aide d'un traducteur multi-éléments classique en contact avec la plaque à une certaine distance du transducteur à cavité chaotique, comme représenté figure C.1 par des points bleus).

## C.2 Simulation de sélection de modes d'ondes guidées dans une plaque

### C.2.1 Configuration pour la simulation

Le code de simulation 2D SimSonic est utilisé pour simuler successivement les deux étapes du RT, avec sélection du mode guidé dans la seconde. La géométrie considérée est la même que celle utilisée en simulation au chapitre 3 (soit une portion de disque de diamètre 3 cm). Dans la première étape du RT, une impulsion gaussienne centrée sur 1 MHz et de largeur de bande de 40% de la fréquence centrale est émise. Le signal calculé aux points  $N_S$  situés au bas de la cavité (figure C.1) et espacés d'une distance  $p_S$  est enregistré puis utilisé pour la sélection du mode. Dans la deuxième étape du RT, la cavité est placée sur une plaque d'aluminium de 2 mm d'épaisseur. La largeur utile de la face active de la cavité est limitée à 28 mm, un espace de 1 mm étant laissé volontairement vide entre les bordures et les première et dernière sources virtuelles. Un gel de couplage d'épaisseur fine (0.025 mm) est simulé entre eux, ce qui créera une rupture d'impédance représentative de celle qui s'est produite pendant les expériences. Des PML sont appliquées sur les bords gauche et droit de la plaque afin d'éviter les réflexions. La figure C.1 représente la configuration simulée dans la seconde étape du RT.

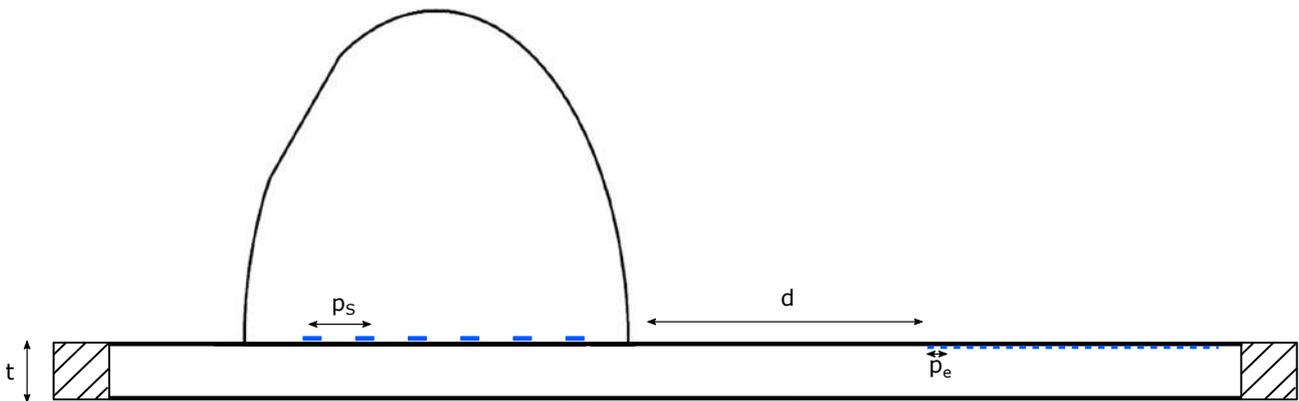


FIGURE C.1 – Configuration utilisée pour la sélection de mode de Lamb : la cavité chaotique est placée sur une plaque d'aluminium couplée par un gel,  $p_s$  est la distance entre les sources virtuelles et les ondes propagées sont enregistrées à une distance  $d$  de la cavité. Dans les simulations SimSonic, les ondes guidées propagées sont enregistrées à 100 points équidistants ( $p_e = 1$  mm) et les PML sont placées des deux côtés de la plaque.

Quatre simulations sont effectuées ; la première avec un sélection du mode  $A_0$ , la seconde avec sélection de mode  $A_1$ , puis sélection de mode  $S_0$  et enfin création d'une source ponctuelle. La sélection

de mode est testée dans un premier temps avec  $N = 11$  sources virtuelles distantes de  $p_s = 2.8$  mm. La distance entre la cavité et les 100 points récepteurs (représentant le réseau multi-éléments classique en réception) reste la même, soit  $d = 50$  mm ; la distance entre les points récepteurs est  $p_e = 1$  mm.

### C.2.2 Résultats numériques

Une TF-2D [96] est appliquée à l'ensemble des 100 signaux enregistrés aux points récepteurs, de façon à reconstruire les courbes de dispersion des modes se propageant dans la plaque. Les signaux sont fenêtrés temporellement afin qu'ils commencent au temps de refocalisation. La figure C.2 représente les courbes de dispersion calculées dans les 4 configurations avec 11 sources virtuelles. On observe une bonne sélection des modes  $A_0$  et  $S_0$ , avec une différence d'au moins 20dB entre leur amplitude sur ces courbes et les autres modes. En revanche, lorsque  $A_1$  est sélectionné, les deux autres modes sont présents avec une amplitude de 10dB relativement à celle du mode  $A_1$ .

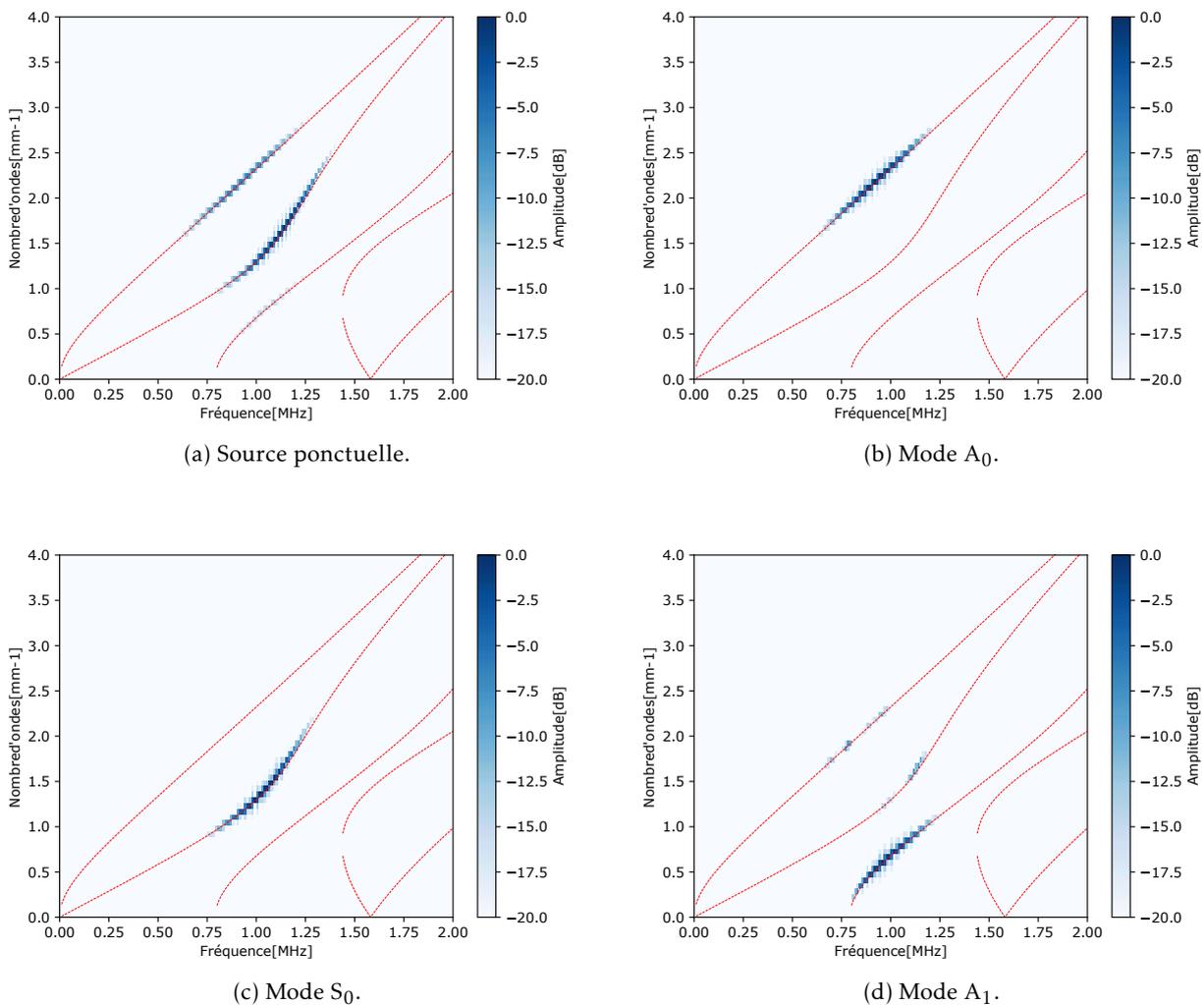


FIGURE C.2 – Les courbes de dispersion simulées en utilisant SimSonic en 2D et le procédé de RT pour différents modes, utilisant 11 sources virtuelles sur la cavité chaotique.

Dans un second temps, nous comparons les mêmes simulations en doublant le nombre de sources virtuelles, soit 22 tout en conservant la longueur totale pour obtenir une distance inter-éléments  $p_s=1.4$  mm. Comme prévu, l'augmentation du nombre de sources virtuelles à ouverture constante permet une meilleure sélection du mode  $A_1$ . Ainsi, figure C.3, l'amplitude du mode  $A_0$  est réduite de presque 10 dB. On note toutefois que  $S_0$  conserve la même amplitude, ce qui peut s'expliquer par le fait pour optimiser la sélection de modes, il faut que la distance inter-éléments soit supérieure ou égale à la demi-longueur d'onde des différents modes. Or la longueur d'onde du mode  $S_0$  à 1 MHz pour une plaque d'aluminium est de l'ordre de 4.8 mm, ainsi la configuration de 11 sources avec une distance de 2.8 mm est déjà optimal pour la suppression de ce mode. Alors que pour le mode  $A_1$  qui a une longueur d'onde de l'ordre de 2.8 mm, la configuration à 11 sources virtuelles n'est pas optimale ( $p_e > 1.4$  mm) mais elle est satisfaisante en doublant le nombre d'émetteurs ( $p_e = 1.4$  mm).

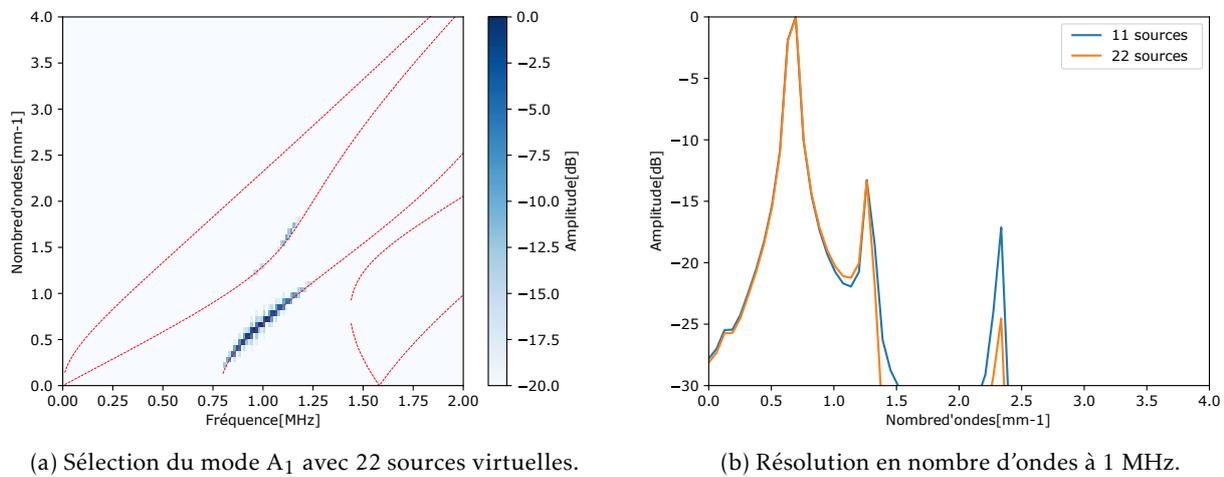


FIGURE C.3 – Courbes de dispersion calculées à partir d'une simulation Simsonic avec 22 sources virtuelles sur la cavité chaotique : sélection du mode  $A_1$ .

## C.3 Validation expérimentale

### C.3.1 Configuration expérimentale

La configuration expérimentale est la même que celle utilisée à la section 3.5.2 pour la mesure de la réponse impulsionnelle. Une séquence MLS centrée sur 1 MHz (et avec une bande passante de 60%) est émise, et le déplacement normal est mesuré avec un interféromètre laser à la surface de la cavité (première étape du RT), en tout point d'une grille de 10 mm de long et de 5 mm de large, avec un pas de 1 mm dans les deux directions. Les réponses impulsionnelles sont obtenues à nouveau par intercorrélacion avec la MLS initialement émise, puis inversées dans le temps, et enfin combinées (en utilisant l'équation C.1) pour former le signal à réémettre par le transducteur collé sur la cavité lors de cette deuxième étape du RT. La figure C.4 illustre les deux étapes de cette procédure. En réception, une sonde (Imasonic, Voray-sur-l'Ognon, France) est posée sur la plaque à une distance de 10 mm de la cavité. Cette sonde est un réseau linéaire de 64 éléments avec un pas de 1.4 mm ; la longueur et la largeur de chaque élément rectangulaire sont respectivement de 20 mm et 0.9 mm. La sonde est synchronisée de sorte qu'elle commence à enregistrer les signaux à partir de l'instant de refocalisation.

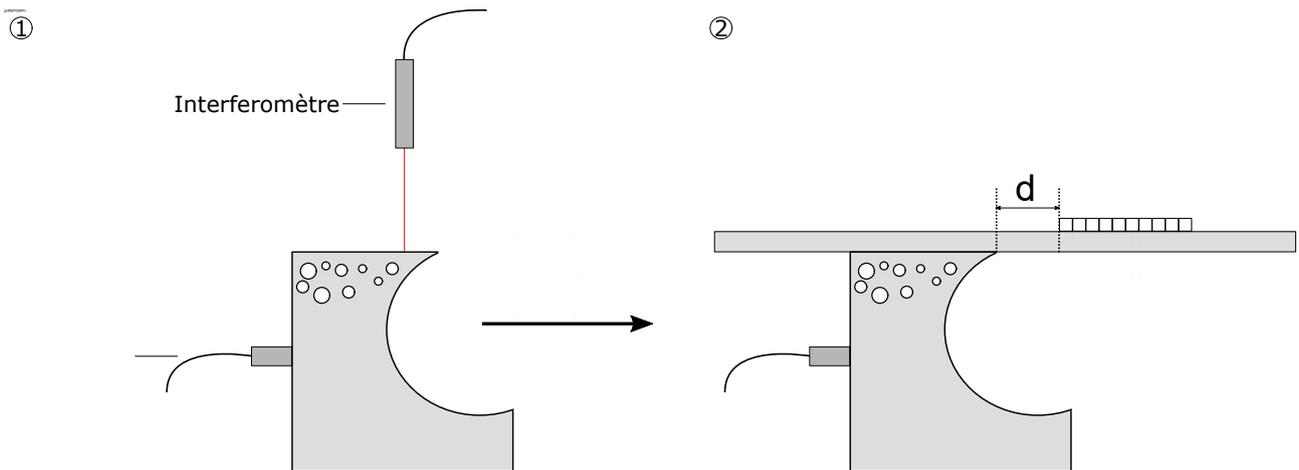


FIGURE C.4 – Les deux étapes pour la sélection en mode pur à l'aide du transducteur à cavité chaotique : dans le processus d'apprentissage (RT première étape), un interféromètre laser mesure toutes les réponses impulsionnelles, dans la deuxième étape, un multi-éléments en réception est placé sur la plaque à une distance  $d = 10$  mm.

### C.3.2 Résultats expérimentaux

Dans la deuxième étape du RT, deux signaux différents sont émis par le transducteur collé sur la cavité chaotique. Le premier signal est choisi pour obtenir à une focalisation en un seul point (créant ainsi une source virtuelle unique). La figure C.5a représente les courbes de dispersion des signaux mesurés dans ce cas. Comme on peut le voir, 5 modes sont excités autour de 1 MHz. Dans le second cas, un mode  $A_1$  est sélectionné, voir la figure C.5b. Comme on peut l'observer sur la 2D-FFT à droite,  $A_1$  correspond au mode excité avec la plus grande amplitude. Notons qu'en l'absence de sélection de mode,  $S_2$  était le mode d'amplitude le plus élevé; après sélection de  $A_1$ , l'amplitude du mode  $S_2$  est de  $-18$  dB par rapport à l'amplitude maximale du mode  $A_1$ . De même, l'amplitude du mode  $S_1$  est de  $-6.7$  dB/ $A_1$  hors sélection de mode, contre  $-10.7$  dB/ $A_1$  avec sélection de mode. Enfin, l'amplitude du mode  $A_0$  est inférieure à  $-20$  dB par rapport à l'amplitude du mode  $A_1$ .

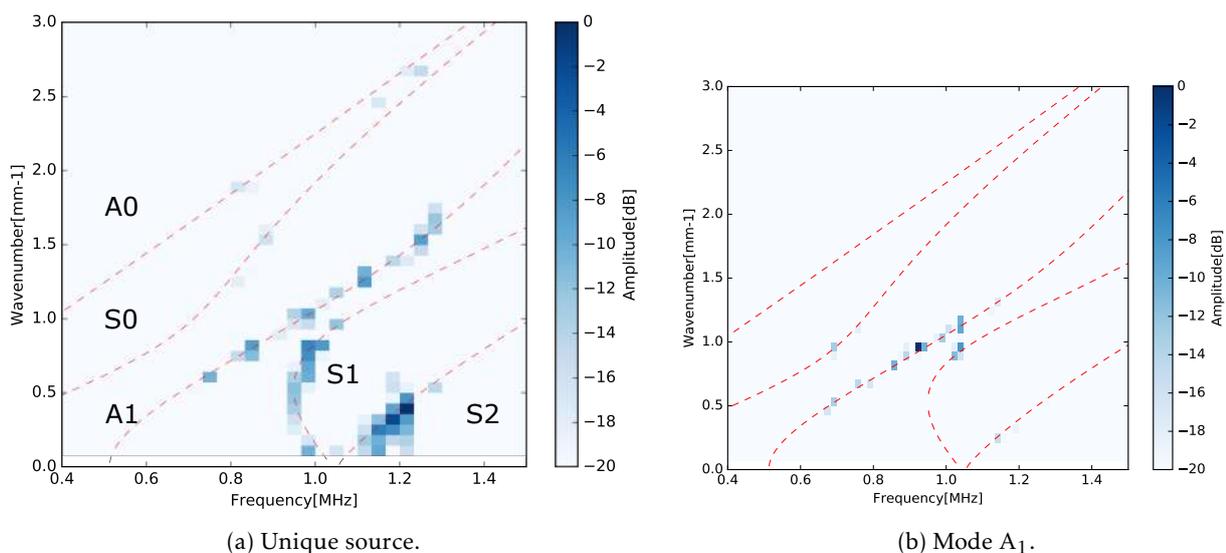


FIGURE C.5 – Courbes de dispersion calculées après l'expérience RT pour la sélection du mode  $A_1$ .



Annexe **D**

Rapport du traitement de surface des  
substrats de titane fourni par Protec

	SYSTÈME DE MANAGEMENT DE LA QUALITÉ				N° 335190.622468
	<b>RAPPORT DE CONTRÔLE RECHERCHE ET DEVELOPPEMENT</b>				
Auteur : F. BOUARD		Référence : CONT 09-02	Indice : B2	Date : 22/12/2014	Page 1 sur 2

NATURE DE L'ENVOI	IDENTIFICATION DU CONTRÔLE - DOCUMENT DE REFERENCE	IDENTIFICATION DU LOT
Produit de série	1 – Rapport dimensionnel - CONT 13	<u>Client</u> : ADERA <u>Quantité</u> : 60 <u>Désignation</u> : EPROUVETTES 200 X 25 X 2 <u>Référence</u> : EPROUVETTES - TA6V <u>Traitement</u> : 1. Décapage chimique du titane 2. Primaire de collage EC3918 <u>Gamme</u> : TIPN1700 indice 4 <u>BL n°</u> : 583432 du 26/06/2018
Produit modifié	X 2 – Mesure des épaisseurs - CONT 33	
Produit retouché	X 3 – Contrôle d'aspect - CONT 31	
Nouveau traitement	4 – Contrôle teinte - CONT 31	
Produit nouveau	5 – Contrôle adhérence - CONT 34	
1 <sup>ère</sup> présentation	6 – Contrôle passivation - CONT 17	
Échantillon modifié	7 – Contrôle endoscopique - CONT 31	
X Autre : essai R&D	8 – Test de corrosion - CONT 11	

RESULTATS DU CONTROLE				
N°	CARACTERISTIQUES CONTROLEES	MOYENS DE CONTRÔLE	RESULTATS	DECISION*
2	Mesure des épaisseurs 10% des éprouvettes	Dualscope CONT DUA 007	Moyenne = 1.98 µm Mini= 0.89 µm Maxi = 3.15 µm	C
3	Contrôle d'aspect 100% des éprouvettes	Visuel	L'aspect après décapage est celui attendu : aspect gris avec mise en évidence de la micro-structure du titane. Les éprouvettes sont homogènes.  L'aspect après primaire est conforme également. Les épaisseurs étant faibles, le primaire n'est pas couvrant : l'aspect est plus foncé mais le substrat reste visible en transparence sous le primaire.	C

\* C = conforme NC = non conforme AC = acceptation client

OBSERVATIONS	
Nous avons constaté sur un grand nombre d'éprouvettes à réception la présence de petits "grattons" (particules accrochant à l'angle en surface des éprouvettes). Dans la mesure du possible, nous avons privilégié l'application du primaire EC3918 sur la face qui n'était pas impactée par ces grattons.	
Nous certifions que les résultats sont conformes aux spécifications.	<b>IDENTIFICATION DU CONTROLEUR</b> Nom : Marion Gruson Visa : 5134

	SYSTÈME DE MANAGEMENT DE LA QUALITÉ				N° 335190.622468
	<b>RAPPORT DE CONTRÔLE RECHERCHE ET DEVELOPPEMENT</b>				
	Auteur : F. BOUARD	Référence : CONT 09-02	Indice : B2	Date : 22/12/2014	Page 2 sur 2

**Aspect des éprouvettes au contrôle après décapage chimique :**



**Aspect des éprouvettes au contrôle final :**





# Table des matières

<b>Résumé</b>	<b>vii</b>
<b>Sommaire</b>	<b>ix</b>
<b>Liste des tableaux</b>	<b>xi</b>
<b>Table des figures</b>	<b>xiii</b>
<b>Introduction</b>	<b>1</b>
<b>1 État de l'art du contrôle des assemblages collés</b>	<b>5</b>
1.1 Assemblage collé : généralités	5
1.1.1 Les étapes du collage	8
1.1.2 Les défauts possibles dans un assemblage collé	9
1.2 Échantillons étudiés dans le cadre de la thèse	11
1.3 Les méthodes de CND d'assemblage collé	12
1.3.1 Les méthodes n'exploitant pas l'acoustique pour le CND d'assemblage collé	12
1.3.2 Méthodes de CND acoustique (linéaire)	13
1.3.3 Méthodes de contrôle par onde ultrasonore non linéaire	19
1.4 Conclusion	23
<b>2 Contrôle par ondes guidées linéaires d'un assemblage collé</b>	<b>25</b>
2.1 Ondes élastiques guidées	26
2.2 Méthodes d'imagerie de courbes de dispersion existantes	27
2.3 MUSIC multi-émetteurs pour l'imagerie de courbes de dispersion	31
2.3.1 Influence du nombre de sources sélectionnées	34
2.3.2 De l'importance du nombre de valeurs propres	36
2.3.3 Choix d'une méthode de projection	37
2.4 Application de la méthode MUSIC à plusieurs émetteurs au contrôle d'échantillons collés	37
2.4.1 Expériences sur des échantillons tricouches Al/Ep/Al	37
2.4.2 Expériences sur des échantillons tricouches Ti/Ep/Ti	37
2.5 Étude par simulation des courbes de dispersion d'assemblages collés de faible épaisseur	39
2.5.1 La méthode SAFE	40
2.5.2 Application de la méthode SAFE à la simulation de courbes de dispersion de joints collés	41
2.6 Conclusion	47

<b>3</b>	<b>Vers l'acoustique non-linéaire : optimisation d'une cavité chaotique</b>	<b>49</b>
3.1	Rappels sur le principe de Retournement Temporel en milieu réverbérant . . . . .	50
3.1.1	Retournement temporel en milieu ouvert . . . . .	50
3.1.2	Retournement temporel en milieu réverbérant . . . . .	51
3.2	Utilisation d'une cavité chaotique en contrôle non destructif . . . . .	54
3.3	Optimisations existantes du retournement temporel dans une cavité chaotique . . . . .	55
3.3.1	Critères de quantification de la qualité du Retournement Temporel . . . . .	55
3.3.2	Procédé expérimental pour évaluation de l'efficacité des différentes optimisations du RT . . . . .	56
3.3.3	Optimisation du contraste temporel et spatial . . . . .	57
3.3.4	Amélioration de l'amplitude de focalisation . . . . .	59
3.4	Optimisation du RT par amélioration de la mesure de réponses impulsionnelles . . . . .	60
3.5	Étude comparative de l'efficacité de la MLS et d'autres signaux codés . . . . .	62
3.5.1	Étude par simulation du RT dans une cavité chaotique 2D . . . . .	63
3.5.2	Mise en œuvre expérimentale : RT dans une cavité chaotique, influence de la méthode d'apprentissage des réponses impulsionnelles . . . . .	65
3.5.3	Résultat annexe : mesure d'une réponse impulsionnelle sur un échantillon composite . . . . .	72
3.6	Effet de l'emploi de la MLS sur la refocalisation avec différentes techniques (FI, 1-bit etc.) . . . . .	73
3.7	Conclusion . . . . .	74
<b>4</b>	<b>Contrôle non-destructif d'assemblages collés et tests mécaniques</b>	<b>75</b>
4.1	Fabrication des échantillons : traitement de surface et collage . . . . .	76
4.2	Mesures mécaniques : Tests DCB . . . . .	81
4.3	Adaptation du dispositif d'inspection en vue d'une mesure de non-linéarités de défaut d'adhésion . . . . .	84
4.3.1	Émission d'une onde localement plane . . . . .	85
4.3.2	Autres adaptations du procédé d'inspection pour réaliser une cartographie de défauts d'adhésion . . . . .	88
4.4	Application à des assemblages collés . . . . .	92
4.4.1	Assemblages collés à base d'aluminium . . . . .	93
4.4.2	Assemblages collés à base de titane . . . . .	101
4.5	Analyse numérique de l'interaction entre une onde plane et une interface de contact . . . . .	104
4.6	Conclusion . . . . .	106
	<b>Conclusion</b>	<b>109</b>
	<b>Bibliographie</b>	<b>113</b>
<b>A</b>	<b>Calcul de l'énergie des courbes de dispersion avec la méthode MUSIC</b>	<b>123</b>
<b>B</b>	<b>Comparaisons des méthodes : MUSIC, Root-MUSIC, maximum de vraisemblance et ESPRIT</b>	<b>125</b>
<b>C</b>	<b>Réflexion sur une méthode CND unilatérale : Sélection de modes d'ondes guidées</b>	<b>129</b>
C.1	La méthode de sélection . . . . .	129
C.2	Simulation de sélection de modes d'ondes guidées dans une plaque . . . . .	130
C.2.1	Configuration pour la simulation . . . . .	130
C.2.2	Résultats numériques . . . . .	131

Table des matières	141
C.3 Validation expérimentale . . . . .	132
C.3.1 Configuration expérimentale . . . . .	132
C.3.2 Résultats expérimentaux . . . . .	133
<b>D Rapport du traitement de surface des substrats de titane fourni par Protec</b>	<b>135</b>
<b>Table des matières</b>	<b>139</b>





### Résumé

Le collage suscite un intérêt important pour remplacer les techniques traditionnelles d'assemblage, car il permet d'alléger les structures via une meilleure répartition des contraintes, et également de limiter les contraintes liées à l'assemblage de matériaux différents. Cependant, l'absence de technique de contrôle non destructive robuste de la qualité du collage et plus particulièrement de l'adhésion freine son développement en particulier dans le domaine aéronautique. Dans ce travail une méthode d'inspection ultrasonore d'interfaces collées qui doit révéler des défaut d'adhésion est proposée. Cette technique est validée sur un système représentatif d'applications industrielles, à savoir une liaison entre substrats métalliques liés par un adhésif époxy en film de faible épaisseur. Des défauts ont été introduits au sein de l'interface adhésive (dans l'adhésif ou à l'interface adhésif/substrat) de façon à simuler des défauts rencontrés en environnement industriel. Afin d'améliorer les capacités de détection des méthodes ultrasonores linéaires usuelles, des algorithmes de reconstruction des courbes de dispersion optimisés ont été développés. Cependant, les ondes guidées ne se sont pas montrées suffisamment sensibles à des interfaces faibles dans cette configuration, pour des adhésifs de faible épaisseur et lorsqu'une incertitude des épaisseurs des matériaux est tolérée. Dès lors, des méthodes de contrôle reposant sur l'interaction non-linéaire entre une onde ultrasonore de forte amplitude et un défaut sont proposées car moins système dépendant. Pour détecter et quantifier ces non-linéarités, des ultrasons suffisamment énergétiques doivent être générés, ce qui implique généralement l'usage de dispositifs électroniques de puissance potentiellement intrinsèquement non-linéaires. Pour contourner ces limitations technologiques, un dispositif dédié est proposé, utilisant des transducteurs alimentés sous tension faible et placés sur un objet réverbérant. L'émission de signaux complexes préalablement établis par étalonnage permet par retournement temporel de concentrer l'énergie acoustique temporellement et spatialement, pour générer des déplacements particulières ultrasonores de fortes amplitudes à la surface de l'échantillon contrôlé. Pour valider cette approche, le dispositif est utilisé pour contrôler des interfaces collées au sein desquelles différents types de défauts de collage ont été introduits : pollutions (particules de PTFE, démoulant, trace de doigt, etc.), insert. Les échantillons sont finalement testés mécaniquement pour évaluer la sensibilité de la résistance des interfaces à la présence de ces défauts.

**Mots clés :** cnd, acoustique, ondes guidées, non-linéaire, cavité chaotique

---

### Abstract

Bonding is of great interest to replace traditional assembly techniques, as it makes it possible to lighten structures, through a better distribution of stresses but also to limit the stresses associated with assembling different materials. However, the lack of a robust non-destructive control technique for bonding quality and more particularly adhesion slows down its development, particularly in the aeronautical field. In this work an ultrasonic inspection method of glued interfaces which should reveal defects in adhesion is proposed. This technique is validated on a system representative of industrial applications, metal substrates bonded by a thin film epoxy adhesive. Defects have been introduced into the adhesive interface (in the adhesive or at the adhesive/substrate interface) in order to simulate defects encountered in an industrial environment. In order to improve the detection capabilities of conventional linear ultrasonic guided waves methods, algorithms for reconstructing optimized dispersion curves have been developed. However, the guided waves were not sufficiently sensitive to low interfaces in this configuration, where adhesives are thin and an uncertainty of material thickness is tolerated. Therefore, control methods based on the non-linear interaction between a high amplitude ultrasonic wave and a defect are proposed. To detect and quantify these non-linearities, sufficiently energetic ultrasound must be generated, which generally involves the use of potentially intrinsically non-linear electronic power devices. To overcome these technological limitations, a dedicated device is proposed, using transducers powered under low voltage and placed on a reverberant object. The emission of complex signals previously established by calibration makes it possible to concentrate acoustic energy temporally and spatially, to generate after time reversal ultrasonic particle movements of high amplitude on the surface of the controlled sample. To validate this approach, the device is used to control glued interfaces in which different types of gluing defects have been introduced: pollution (PTFE particles, release agent, fingerprints, etc.), insert. The samples are finally mechanically tested to assess the sensitivity of the interface resistance to the presence of these defects.

**Keywords:** ndt, acoustic, guided waves, nonlinear, chaotic cavity

---