Thèse de doctorat

Pour obtenir le grade de Docteur de

l'UNIVERSITÉ POLYTECHNIQUE HAUTS-DE-France,

l'INSA HAUTS-DE-FRANCE

et l'Université Libanaise

Spécialité :

Micro et Nanotechnologies

Présentée et soutenue par Hala EL RAMMOUZ.

Le 26/02/2021, à Beyrouth

Ecole doctorale :

Sciences Pour l'Ingénieur (ED SPI 072)

Equipe de recherche, Laboratoire :

Institut d'Electronique de Microélectronique et de Nanotechnologie - Département Opto-Acousto-Electronique (IEMN DOAE – UMR 8520)

Réalisation de matrices de micro-transducteurs acoustiques : application au contrôle santé intégré

JURY

Président du jury

- Vigneras, Valerie. Professeur, Université de Bordeaux. France.

Rapporteurs

- Benech, Philippe. Professeur, Université Grenoble-Alpes. France.
- Abboud, Maria. Professeur, Université Saint Joseph. Liban.

Examinateur

- Rahmé, Kamil. Maître de conférences, Université Notre Dame. Liban.

Co-directeurs de thèse

-Assaad, Jamal. Professeur, Université Polytechnique Haut-de-France. France.
-Zaatar, Youssef. Professeur, Université Libanaise. Liban.

Co-encadrants

-Benmeddour, Farouk. Maître de conférences, HDR, Université Polytechnique Haut-de-France. France.
-Herro, Ziad. Professeur, Université Libanaise. Liban.

REMERCIEMENTS

Les travaux présentés dans ce manuscrit de thèse ont été effectués en collaboration entre le laboratoire *IEMN-DOAE* au sein de l'Université Polytechnique des Hauts-de-France (UPHF) et le Laboratoire de Physique Appliquée (*LPA*) au sein de l'Université Libanaise (UL).

Tout d'abord, je tiens à remercier mes co-directeurs de thèse Jamal ASSAAD (UPHF) et Youssef ZAATAR (UL) de m'avoir donner l'opportunité d'entreprendre ce projet dans les bonnes conditions. Je suis également reconnaissante pour leurs supports tout au long du chemin. Un grand merci également à mon encadrant Ziad HERRO (UL) pour son soutient et son encouragement.

Je souhaite exprimer ma profonde gratitude à mon co-encadrant Farouk Benmeddour (UPHF) pour son soutient, sa patience et ses bonnes qualités humaines. Un grand merci pour toutes les discussions, les conseils et pour tout le temps consacré au suivi de mes travaux malgré les circonstances difficiles de la cotutelle.

J'adresse mes sincères remerciements aux membres du jury d'avoir accepter de juger ces travaux de recherche. Un grand merci pour l'intérêt qu'ils ont montré pour cette thèse et pour les remarques pertinentes pour l'améliorer.

Mes remerciements vont aussi à tous les membres du groupe TPIA et de l'IEMN-DOAE de

Valenciennes pour leur disponibilité et leur assistance, en particulier : Nikolay SMAGIN, Emmanuel MOULIN, Lynda CHEHAMI et Lucie DUPONT. Je remercie vivement tous les collègues et les amis en France et au Liban pour leur énorme support et encouragement : Laure, Sandrine, Tonia-Maria, Hassan, Marwa, Dany, Rawad, Anthony, Salah et Rudy.

Au dessus de tout, j'adresse mes profondes gratitudes à toute ma famille. Mes chers parents, ma sœur et mon frère qui étaient toujours à mes cotés, mes meilleures cousines Dalida et Théa pour leur amour et soutien inconditionnel. A mon grand ami, mon compagnon, Aziz, pour son amour inestimable, sa patience et son support.

Enfin, je tiens à remercier le Ministère de l'Europe et des Affaires Étrangères, la région Haut-de-France, France, l'Agence Universitaire de la Francophonie et le Conseil National de Recherche Scientifiques,Liban pour le soutien financier apporté à la réalisation de cette thèse.

Hala EL RAMMOUZ

Table des matières

Table des matières **I**

Table des figures **III**

Liste des tableaux **IX**

INTRODUCTION GÉNÉRALE **1**

1 GÉNÉRALITÉS SUR LES RÉSEAUX DE MICRO-TRANSDUCTEURS ACOUSTIQUES **5**

1.1 Introduction 7

1.2 Contrôle santé intégré des structures par ondes guidées ultrasonores 8

1.3 Matériaux piézoélectriques et applications ultrasonores 16

1.4 État de l'art sur les réseaux de transducteurs et de micro-transducteurs acoustiques 25

1.5 Conclusions 29

2 RÉALISATION ET CARACTÉRISATION DE MATRICES DE MICRO-TRANSDUCTEURS ACOUSTIQUES **31**

2.1 Introduction 33

2.2 Conception et réalisation des matrices de micro-transducteurs acoustiques 33

2.3 Caractérisation des matrices de micro-transducteurs 40

2.4 Détection et identification des modes de Lamb par la matrice de micro-transducteurs 47
2.5 Application de la matrice dans la gamme (50 kHz - 1 MHz) 53
2.6 Conclusions 59

3 IDENTIFICATION DES MODES GUIDÉS DANS UN CYLINDRE PLEIN ISOTROPE 61

3.1 Introduction 63
3.2 Identification des modes générés par une pastille piézocéramique 63
3.3 Sélection et génération du mode F(1,1) 72
3.4 Détection du mode F(1,1) par la matrice de μTs 77
3.5 Conclusions 82

4 APPLICATION DES MICRO-TRANSDUCTEURS À LA CARACTÉRISATION D'UN CYLINDRE 83

4.1 Introduction 84
4.2 Étude de l'interaction du mode F(1,1) avec un trou 84
4.3 Caractérisation d'un cylindre plein en aluminium par la matrice de μT 92
4.4 Conclusions 103

CONCLUSION GÉNÉRALE ET PERSPECTIVES 105

Annexes iii

A Analyse de la sensibilité du mode F(1,1) à un trou en calculant les coefficients de corrélation v

Bibliographie xi

Table des figures

1.1 Déformée modale des modes de Lamb. 11

1.2 Courbes de dispersion dans un cylindre plein isotrope. 12

1.3 Champs de déplacement des différents modes guidés dans un cylindre plein en aluminium à la fréquence de 100 kHz. 13

1.4 Organisation des différentes classes cristallines. 17

1.5 Représentation schématique de la manifestation de l'effet piézoélectrique 18

1.6 Modes de déformation d'un disque circulaire piézoélectrique. 19

1.7 Structure cristalline du Niobate de Lithium 22

1.8 **(a)** Schéma de la technique de croissance Czochralski et **(b)** Cristal de $LiNbO_3$ obtenu. 23

2.1 Schéma représentant les dimensions du motif. 35

2.2 Conception du masque (a) Schéma et (b) Photographie du masque réalisé. 35

2.3 Étapes de fabrication des matrices de micro-transducteurs. 37

2.4 Technique de centrifugation 38

2.5 Matrices de micro-transducteurs découpées ayant un diamètre de **(a)** 1.5 mm et **(b)** 1 mm. 39

2.6 Schéma de la PFM en mode contact 41

2.7 Dispositif expérimental pour la mesure de l'impédance électrique des micro-transducteurs **(a)** Schéma et **(b)** photographie. 42

2.8 **(a)** Schéma représentant le numéro de référence pour chaque micro-transducteur et **(b)** Photographie réelle de la matrice libre. 42

2.9 **(a)** Variation de l'impédance électrique en fonction de la fréquence pour les μTs 8 et 13 ayant une épaisseur de 500,44 μm et **(b)** Un agrandissement autour de la fréquence de résonance. 43

2.10 43

2.11 **(a)** Variation de l'impédance électrique en fonction de la fréquence pour les μTs 8 et 13 ayant une épaisseur de 350,44 μm et **(b)** Un agrandissement autour de la fréquence de résonance. 43

2.12 Variation de l'impédance dans la zone de la fréquence de résonance des 25 μTs ayant (a) 500 μm et (b) 350 μm d'épaisseur. 44

2.13 Visualisation par microscopie optique (a) de la matrice globale de micro-transducteur, (b) d'un micro-transducteur agrandi et (c) des pistes de connections pour un échantillon de 500 μm d'épaisseur. 45

2.14 Visualisation par microscopie optique (a) de la matrice globale de micro-transducteur, (b) d'un micro-transducteur agrandi et (c) des pistes de connections pour un échantillon de 350 μm d'épaisseur. 45

2.15 Résonances électriques faibles des μTs ayant (a) 500,44 μm et (b) 350,44 μm d'épaisseur dans la gamme des basses fréquences (<1 MHz). 45

2.16 **(a)** Schéma représentant le choix des micro-transducteurs de la matrice collée et **(b)** Variation de l'impédance électrique en fonction de la fréquence pour la matrice de 500,44 μm d'épaisseur collée sur une plaque de 6 mm. 46

2.17 Dispositif expérimental SABL pour la détermination des courbes de dispersion **(a)** Schéma et **(b)** photographie. 48

2.18 Signal temporel d'excitation pour un nombre de cycle égal 1 et **(a)** f_c = 200 kHz, **(b)** f_c = 500 kHz et **(c)**, **(d)** leur transformée de Fourier, respectivement. 49

2.19 Courbes de dispersion en nombre d'onde pour une fréquence centrale d'excitation de **(a)** 200 kHz et **(b)** 500 kHz. 49

2.20 **(a)** Dispositif expérimental pour la visualisation de la propagation d'onde dans une plaque d'aluminium et **(b)** Photographie de la matrice collée sur la plaque. 50

2.21 Visualisation de la propagation du mode **(a)** S_0 et **(b)** A_0 sur une plaque d'aluminium à travers une matrice de micro-transducteurs. 51

2.22 Déformée modale expérimentale du mode **(a)** S_0 et **(b)** A_0. 52

2.23 Représentation schématique de la détermination de *H(f)* pour chaque μT 54

2.24 Représentation schématique du dispositif expérimentale pour l'acquisition des signaux électriques ainsi que les déplacements normaux de la vibration des micro-transducteurs collés sur un bloc de 10 cm d'épaisseur. 55

2.25 **(a)** Signal d'excitation Chirp *e(t)* et **(b)** sa transformée de Fourier. 56

2.26 Signaux temporels *s(t)* mesurés par laser et pointes, respectivement sur le micro-transducteur numéro 3 de la matrice fixée sur un bloc de 10 cm d'épaisseur. . . . 57

2.27 Variation de H^L et H^E dans la gamme fréquentielle (50kHz - 1MHz) pour le micro-transducteur numéro 3. 57

2.28 Variation du coefficient R pour le μT numéro 3 dans la gamme fréquentielle **(a)** (50 kHz - 1 MHz) et **(b)** (60 - 120 kHz). 58

3.1 Pastille piézocéramique utilisée pour émettre des ondes ultrasonores dans le cylindre **(a)** Schéma représentant ses dimensions latérales et **(b)** Photographie. 64

3.2 Courbes de dispersion expérimentales et numériques du nombre d'onde en fonction de la fréquence (f_c = 100 kHz, 7 cycles). 65

3.3 Dispositif expérimental pour la mesure des déplacements normaux de la vibration de la section du cylindre par LDV **(a)** Schéma, **(b)** Photographie et **(c)** Un agrandissement de la section du cylindre balayée par le laser. 66

3.4 Grille représentant les points de mesure par LDV sur la section du cylindre. 66

3.5 Déformées modales expérimentales du mode **(a)** L(0,1) et **(b)** F(1,1) pour une f_c = 100 kHz. 67

3.6 **(a)** Signaux temporels acquis sur deux points de mesure opposés et **(b)** Courbes de dispersion numériques de la vitesse de groupe en fonction de la fréquence[1]. . . 68

3.7 Matrice de micro-transducteurs collée sur la section du cylindre **(a)** Schéma et **(b)** Photographie. 69

3.8 Grille représentant les points de mesure LDV sur la matrice. 69

3.9 Déformées modales détectées par LDV sur la matrice de micro-transducteurs à deux différents instants pour f_c = 100 kHz **(a)** L(0,1) et **(b)** F(1,1). 70

3.10 Signaux temporels acquis sur deux points de mesure opposés de la matrice **(a)** Paquet correspondant au mode L(0,1) et **(b)** Paquet correspondant au mode F(1,1). 70

3.11 La moitié d'une pastille piézoélectrique collée sur la section du cylindre : **(a)** Schéma représentant les dimensions et **(b)** Photographie 72

3.12 Courbes de dispersion du nombre d'onde en fonction de la fréquence (f_c= 100 kHz, 7 cycles). 73

3.13 Signaux temporels acquis sur le 30ième point de mesure de la section pour différents émetteurs **(a)** f_c = 60 kHz et **(b)** f_c = 100 kHz. 74

3.14 Émetteur composé de deux demi-pastilles collées séparément sur la section du cylindre **(a)** Schéma et **(b)** Photographie. 74

3.15 Courbes de dispersion du nombre d'onde pour une f_c de **(a)** 60 kHz et **(b)** 120 kHz. 75

3.16 Déformée modale expérimentale pour f_c = 60 kHz du mode **(a)** L(0,1) et **(b)** F(1,1). 76

3.17 Signaux temporels mesurés par LDV en utilisant différents émetteurs **(a)** f_c = 60 kHz et **(b)** f_c = 120 kHz. 76

3.18 **(a)** Schéma du dispositif expérimental pour la mesure des signaux optiques et électriques sur les μTs et **(b)** Matrice de μTs collée sur la section du cylindre. 78

3.19 Déformées modales du mode F(1, 1) pour une fréquence d'excitation de 60 kHz à différents instants : **(a)** 342 μs, **(b)** 350 μs. 79

3.20 Signaux temporels mesurés par LDV sur les micro-transducteurs numéro 3 et 23 pour **(a)** f_c = 60 kHz et **(b)** f_c = 70 kHz. 80

3.21 Déformées modales du mode F(1,1) pour une f_c = 60 kHz à **(a)** 342 μs et **(b)** 350 μs. 80

3.22 Signaux électriques acquis sur les micro-transducteurs numéro 3 et 23 pour **(a)** f_c = 60 kHz et **(b)** f_c = 70 kHz. 81

4.1 Photographie annotée du dispositif expérimental pour l'usinage de défauts au laboratoire IEMN-DOAE. 85

4.2 Représentation schématique de trous usinés. 85

4.3 Séparation des points de mesures de part et d'autre d'un plan médian de la section du cylindre. 86

4.4 Comparaison entre la somme (- -, en bleue) et la difference (-, en rouge) de S^h et S^b pour $a = 162°$. 87

4.5 Comparaison entre la somme (- -) et la différence (-) de S^h et S^b pour $a = 80°$. . . 88

4.6 Variation de E^S (o) et et E^D (x) en fonction de l'angle d'inclinaison de la ligne médiane. 88

4.7 Exemple d'un signal $\bar{D}(t)$ et de son enveloppe (- -)pour un trou ($D = 1$ mm, $p = 3$ mm). 89

4.8 Représentation des enveloppes normalisées des signaux acquis : sans défaut(.), $p = 2$ mm (–), $D = 2{,}5$ mm (-.) et $D = 6$mm (-). 90

4.9 Représentation 3D de la variation des enveloppes calculées pour chaque dimension du trou. 90

4.10 Dispositif expérimental pour l'acquisition des signaux électriques sur un μT de la matrice pour différentes positions de l'obstacle. 92

4.11 Représentation spatio-temporelle des signaux différentiels, Δs_i. 94

4.12 TF-2D des Δs_i **(a)** Avant filtrage et **(b)** Après filtrage passe-bande. 94

4.13 Representation spatio-temporelle des Δs_i après filtrage en f et k. 95

4.14 Représentation schématique des trajets E-obstacle-E et R-obstacle-R dans le cas des autocorrélations. 96

4.15 Représentation spatio-temporelle des autocorrélations des Δs_i après filtrage en f et k **(a)** signaux bruts et **(b)** enveloppes. 97

4.16 Représentation (x,t) des enveloppes des autocorrélations après filtrage (226 m$^{-1}\leq$ k, $\leq$ 402 m^{-1}). 99

4.17 Un zoom de la représentation (x,t) des autocorrélations après filtrage en k et f. . . 100

4.18 Représentation (x,t) des enveloppes des autocorrélations après filtrage en k et f. . 101

4.19 Variation du nombre d'onde théorique (*) et du nombre d'onde identifié (-) en fonction de la fréquence. 102

A.1 Représentation des C_T^N et C_T^{NN} pour chaque perçage (D,p), respectivement. vi

A.2 **(a)** Représentation des signaux r_i et r_p pour un perçage (1 mm, 4 mm) et **(b)** Variation de C_T^N et C_T^{NN} fenêtrés. viii

A.3 **(a)** Représentation des signaux r_i et r_p pour un perçage (6.5 mm, 13 mm) et **(b)** Variation de C_T^N et C_T^{NN} fenêtrés. ix

A.4 Représentation 3D de la variation de C_T^{NN} en fonction du perçage (D, p). x

Liste des tableaux

2.1 Fréquences de résonance et d'anti-résonance mesurées pour les micro-transducteurs 8 et 13 ayant une épaisseur de (a) 500,44 μm et (b) 350 μm 43

INTRODUCTION GÉNÉRALE

Contexte

Le Contrôle Santé Intégré des structures (CSI ou encore connue en anglais par *SHM : Structural Health Monitoring*), permet de surveiller une structure en cours de service. Ceci, afin d'évaluer son état de santé et signaler tout type de défaillances et/ou d'endommagements qui peuvent affecter leur fonctionnement. Le CSI consiste à intégrer, dans la structure ou à coller sur sa surface, un système d'inspection automatique ou de contrôle non destructif (CND). Dans cette thèse on s'intéresse au CND par ondes guidées ultrasonores. Ces dernières sont très intéressantes puisqu'elles peuvent se propager sur de longues distances sans être significativement atténuées. En revanche, ces ondes sont complexes puisque leurs propriétés mécaniques varient en fonction de la fréquence et des dimensions de la structure dans laquelle elles se propagent. Pour cela, il faut utiliser des techniques avancées de traitement de signal pour analyser leurs interactions avec une hétérogénéité présente dans la structure.

Le CND par ondes guidées ultrasonores repose sur l'étude de l'interaction des modes guidés avec les éventuelles hétérogénéités dans la structure étudiée. Ces modes peuvent être générés et détectés par des transducteurs piézoélectriques. Dans le cadre de cette thèse, un réseaux de micro-transducteurs est développé et utilisé afin d'étudier la propagation et l'interaction de ces modes avec des endommagements. En effet, l'utilisation d'un réseau de micro-transducteurs per-

met d'avoir plusieurs signaux en même temps sans effectuer un balayage spatial. Dans le but de simplifier cette étude, les basses fréquences, inférieures à 1 MHz, sont privilégiées afin de réduire le nombre de modes susceptibles de se propager dans la structure. Dans la littérature, plusieurs systèmes sont mis en œuvre afin de générer un mode unique dans des structures de type plaques ou tubes[2–5].

Depuis les années quarante, le développement des matériaux piézoélectriques occupe une place importante. Ces matériaux, possédant des propriétés électromécaniques et thermiques attrayantes, forment la base des transducteurs piézoélectriques utilisés dans le CSI des structures. Les premiers matériaux développés contiennent du Plomb dont le plus connu est le Titano-Zirconate de Plomb (PZT). Bien que ces matériaux présentent des caractéristiques intéressantes, les réglementations internationales de santé limite leur utilisation. Pour cela, les chercheurs se sont orientés vers l'utilisation des matériaux dépourvus du Plomb.

Le Niobate de Lithium est l'un des matériaux piézoélectriques les plus utilisés pour des applications dans le domaine du CND. Celui-ci, ayant une capacité d'opération à hautes fréquences (gamme des MHz) et à hautes températures (> 400 °C)[6–8]. Le Niobate de Lithium est un cristal appartenant à la famille des perovskites. Il a été synthétisé pour la première fois en 1967 et ses propriétés physiques varient en fonction de la coupe choisie[9]. À partir du 21ème siècle, l'élimination du Plomb dans les applications piézoélectriques est devenue un défi. Plusieurs matériaux sans Plomb sont toujours en cours de développement sous forme de : céramique, film mince, monocristal et nanostructure[10].

Objectifs et contribution de la thèse

Depuis une vingtaine d'année, le groupe de recherche TPIA (*"Transduction, Propagation et Imagerie Acoustique"*) au sein du laboratoire IEMN-DOAE mène des activités sur le développement des outils d'analyse expérimentaux et numériques pour l'inspection des structures planaires, cylindriques et à section arbitraire.

On peut citer notamment les travaux de Benmeddour[11] qui ont permis de comprendre le com-

portement des ondes de Lamb dans des plaques d'aluminium en présence d'endommagements tout en procurant une méthode d'analyse hybride et un système expérimental. Moulin[12] à son tour a travaillé sur l'intégration des transducteurs miniatures dans les structures dans le but d'effectuer un contrôle permanent. Chehami et al.[13] ont localisé les défauts dans des plaques réverbérantes en exploitant les méthodes passives basées sur la corrélation de bruit ambiant. Hourany[14] a travaillé sur l'exploitation du bruit ambiant pour le CSI passif des barres et des tubes. Enfin, Hebaz[15] a développé une méthode de calcul hybride pour la détermination des caractéristiques de dispersion des ondes se propageant dans différents types de structures.

Le but de tous ces travaux est d'assurer un contrôle permanent des structures en développant des outils d'analyse et de traitement de signal adapté. Dans ce contexte, cette thèse vise à présenter un modèle bi-dimensionnel de matrice de micro-transducteurs acoustiques à base de Niobate de Lithium. Cette matrice a le rôle de détecter et d'identifier les modes guidés dans les structures, en particulier les cylindres pleins ou les barres, afin de pouvoir les caractériser. La principale contribution de cette thèse est le développement d'un récepteur miniature multi-éléments qui peut être intégré facilement à la structure et sans influencer la propagation des ondes. De plus, cette matrice permettra de caractériser la structure dans la gamme des basses fréquences (< 1 MHz) malgré sa faible épaisseur. En outre, la matrice de micro-transducteurs a le privilège d'identifier le mode de flexion fondamental F(1,1) expérimentalement. Ce dernier se présente comme un bon candidat pour le CND des structures.

Méthodologie et organisation

Ce projet de thèse se divise en trois parties. Dans un premier temps, l'étude est focalisée sur la conception, la réalisation et la caractérisation d'une matrice de micro-transducteurs. En deuxième temps, l'étude est menée afin de sélectionner et de générer un mode de flexion unique dans la structure. Enfin, la troisième partie de ce projet porte sur l'application de la matrice de micro-transducteurs au CSI des structures, en particulier des structures cylindriques tout en privilégiant la propagation du mode F(1,1).

Partant de cette méthodologie, ce rapport de thèse est organisé comme suit : Le premier cha-

pitre présentera des notions générales sur le CSI et le CND par ondes guidées ultrasonores. Des généralités sur la piézoélectricité et le Niobate de Lithium sont rappelées. Celles-ci sont suivies d'un état de l'art sur les matériaux piézoélectriques afin de justifier le choix du Niobate de Lithium pour la réalisation des matrices. Enfin, l'état de l'art portant sur le développement des réseaux de transducteurs et de micro-transducteurs pour le CND des structures est présenté.

Le deuxième chapitre porte sur la présentation du modèle des matrices conçues ainsi que les étapes de réalisation détaillées de celles-ci. Ensuite, les méthodes de caractérisation de ces matrices seront présentées. Celles-ci ont pour objectifs de montrer dans un premier temps que tous les micro-transducteurs d'une matrice sont fonctionnels et ne présentent aucun défaut de fabrication. Dans un deuxième temps, les caractérisations montreront la capacité de la matrice à opérer dans la gamme fréquentielle inférieure à 1 MHz.

Dans le troisième chapitre, la matrice de micro-transducteurs est utilisée pour détecter les modes guidés dans un cylindre plein en aluminium. Ensuite une méthode pour favoriser la sélection et la génération du mode F(1,1) dans la structure est présentée. Ces travaux démontrent la capacité de la matrice à détecter les modes guidés dans les cylindres pleins, en particulier le mode F(1,1) et d'identifier ses déformées modales.

Dans le quatrième chapitre la sensibilité du mode F(1,1) à des défauts de différentes profondeurs et diamètres, respectivement crées dans le cylindre est démontrée. En particulier, la mesure de la longueur d'une barre et la détermination de ses propriétés dispersives ainsi que son module de Young.

CHAPITRE 1

GÉNÉRALITÉS SUR LES RÉSEAUX DE MICRO-TRANSDUCTEURS ACOUSTIQUES POUR LE CONTRÔLE SANTÉ INTÉGRÉ DES STRUCTURES

Sommaire

1.1 Introduction 7

1.2 Contrôle santé intégré des structures par ondes guidées ultrasonores 8

1.2.1 Introduction 8

1.2.2 Les ondes guidées ultrasonores 9

1.2.3 État de l'art sur l'interaction ondes guidées-endommagements 13

1.2.4 Conclusion 16

1.3 Matériaux piézoélectriques et applications ultrasonores 16

1.3.1 Introduction 16

1.3.2 Principes fondamentaux de la piézoélectricité 17

1.3.3 État de l'art sur les matériaux piézoélectriques 19

1.3.4 Conclusion 24

1.4 État de l'art sur les réseaux de transducteurs et de micro-transducteurs acoustiques 25

1.4.1 Introduction 25
1.4.2 Réseaux de transducteurs 25
1.4.3 Réseaux de micro-transducteurs 27
1.4.4 Conclusion 28
1.5 Conclusions 29

1.1 Introduction

Depuis une dizaine d'années les recherches ne cessent d'évoluer dans le domaine du contrôle non destructif (CND) des structures de transport, spécialement le contrôle de l'état de santé des matériaux métalliques ou composites qui les forment. Quand un système de CND est développé, il doit être intégré à l'intérieur de la structure pour surveiller son état . Ce dispositif est connu sous le nom de contrôle santé intégré (CSI). Le système de CSI doit traiter les informations acquises à chaque instant et signaler toutes les anomalies en temps réel. En outre, les matériaux piézoélectriques, les transducteurs ultrasonores et les ondes guidées ultrasonores ont toujours été des sujets de recherches intéressants pour le développement du CND et du CSI.

L'objectif de ce chapitre est de rappeler le contexte et les objectifs des travaux de cette thèse. La première section présente des notions de base concernant le CND et le CSI par ondes guidées ultrasonores dans les structures. Ainsi que l'état de l'art sur l'interaction ondes-endommagements dans les plaques et les cylindres.

La deuxième section présente les principes fondamentaux de la piézoélectricité ainsi que l'état de l'art sur les matériaux piézoélectriques et leurs applications dans le domaine de la transduction ultrasonore. Des études récentes sur le développement des matériaux piézoélectriques dépourvus du plomb sont montrées. D'après ces études, le choix c'est porté sur le Niobate de Lithium comme matériau de base pour la réalisation des matrices de micro-transducteurs acoustiques avec des applications dans le domaine du CSI des structures. Enfin, des notions générales concernant la synthèse et les caractéristiques du Niobate de Lithium sont présentées.

La troisième section est consacrée à l'étude bibliographique portant sur le développement des réseaux de micro-transducteurs pour différentes applications. Celle-ci présente les travaux effectués concernant la conception, la réalisation et l'application de ces réseaux.

1.2 Contrôle santé intégré des structures par ondes guidées ultrasonores

1.2.1 Introduction

Depuis le vingtième siècle, la technologie ne cesse d'évoluer surtout dans le domaine des structures de transport automobiles, aéronautiques, ferroviaires, etc. Ces structures sont influencées par plusieurs conditions environnementales qui peuvent mener à de sérieux endommagements et provoquer de graves défaillances de fonctionnement[11]. Il est donc indispensable de concevoir un système de CND basé sur l'étude de l'interaction des ondes guidées ultrasonores avec des défauts et des endommagements .

Le but du CND est de vérifier l'intégrité d'une structure à l'intérieur de laquelle d'éventuels endommagements peuvent apparaître durant son cycle de vie. Il existe de nombreuses techniques d'évaluation CND. On peut citer la radiographie X et γ, la magnétoscopie, les ultrasons (en transmission ou en réflexion).

Le CND par ultrasons est une méthode non intrusive d'inspection de pièces ou d'assemblages mécaniques. La méthodologie classique consiste à utiliser des transducteurs qui balayent la surface de la pièce. Des ondes élastiques sont émises et le signal réfléchi est enregistré. Ce phénomène permet d'accéder à des informations sur la présence, la localisation et la forme d'éventuels hétérogénéités à l'intérieur de la pièce[16]. Les transducteurs piézoélectriques et les ondes guidées acoustiques constituent la base du CND par ultrasons, qui peut être utilisé par deux modes différents : actif ou passif. Le contrôle actif nécessitent l'utilisation d'une source d'émission piézoélectrique contrôlée. Par contre, le contrôle passif repose sur l'utilisation des récepteurs uniquement afin d'exploiter le champ réverbérant d'un bruit ambiant dans la structure[13].

Le fonctionnement de toute machine est lié fortement à l'état de santé des matériaux qui la composent. Dans cet objectif, il est primordial de concevoir un système fiable de CSI. Ce dernier vise à caractériser en temps réel les performances des matériaux constituant la structure afin

d'améliorer sa sécurité. Parallèlement, le CSI vise également à réduire d'une manière significative les coûts d'exploitation en raison d'une détection précoce de la maintenance[17;18]. Le CSI consiste à intégrer un CND directement dans la structure. Néanmoins, ce système ne jouera pas le rôle d'une substitution totale de la maintenance mais sonnera l'alarme pour un contrôle plus performant. Dans le but de répondre aux besoins des industriels, de nombreux travaux sont effectués durant la dernière décennie dans le domaine de la surveillance et le CSI des structures. Pour les secteurs aéronautique et ferroviaire, la majorité des capteurs et émetteurs utilisés sont des transducteurs piézoélectriques. Dans cet objectif, les chercheurs ne cessent de développer de nouveaux modèles permettant la miniaturisation et le choix des fréquences de travail spécifiques de ces transducteurs.

Cette section porte sur l'interaction ondes-endommagements dans les structures planes et cylindriques en utilisant les ondes guidées ultrasonores. Ces ondes sont appelées : les ondes de Lamb et de Pochhammer-Chree, respectivement. L'état de l'art présenté à la fin de cette section motive la conception de nouvelle matrice de micro-transducteurs pour la détection des défauts dans les structures, notamment les cylindres.

1.2.2 Les ondes guidées ultrasonores

2.A Introduction

En 1883, des recherches ont été menées par Galton[19], un physiologiste anglais, qui ont mis en évidence l'existence des ultrasons. La génération des premiers ultrasons à permis la découverte de la piézoélectricité en 1880 par les frères Curie[20]. Celle-ci est observée dans certains cristaux qui sont la base des premiers systèmes ultrasonores développés afin de détecter les sous-marins. En 1917, Paul Langevin a eu l'idée d'utiliser le quartz pour émettre et recevoir des ondes ultrasonores. Celui-ci a permis le développement du sonar utilisé dans la première guerre mondiale. Bien que la piézoélectricité est le moyen le plus répandu pour la génération des ondes ultrasonores, cependant d'autres moyens peuvent aussi les générer par les effets photothermique et électromagnétique[21], par exemple.

Les ondes ultrasonores sont utilisées pour détecter et évaluer des objets dans les milieux : so-

lide, liquide ou gazeux. En effet, ces ondes ne se propagent pas dans le vide. Toutefois, les ultrasons étaient un outil pratique et puissant surtout pour le diagnostic médical et le CND dans le domaine industriel. Par contre les ondes électromagnétiques s'atténuent dans le corps humain et les objets métalliques. D'un point de vue santé, les ultrasons ne sont pas nocifs contrairement à l'utilisation des rayons X.

2.B Ondes de volume et Ondes guidées

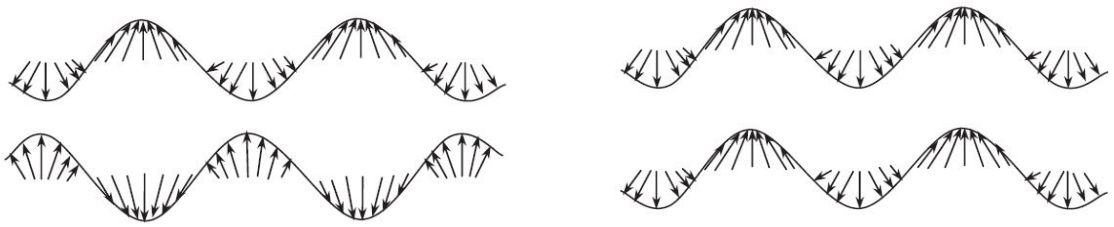
Quand un milieu de propagation est borné ou fini, des ondes particulières résultent des multiples réflexions des ondes de volume sur les interfaces, celles-ci sont appelées ondes guidées. Contrairement aux ondes de volume, elles sont multimodales et dispersives. Elles engendrent de multiple modes de résonance qui dépendent de la géométrie du guide d'onde et du matériau qui le constitue et dont la vitesse change en fonction de la fréquence.

Les ondes de volume et guidées sont gouvernées par la même série d'équation différentielle[22] (seuls les conditions aux limites changent). Pour les ondes de volume, ces conditions sont négligées puisqu'elles se propagent à l'intérieur d'un volume infini loin des interfaces. Dans le cas des ondes guidées, les conditions aux limites interviennent puisque celles-ci sont générées par l'interaction des ondes, longitudinale et transversale, avec les interfaces de la structure. Cela mènent aux différents phénomènes tels que la réflexion et la conversion de modes.

2.C Les ondes guidées dans les plaques

Découvertes par Sir Horance lamb en 1917[23], les ondes de Lamb se propagent dans des plaques avec des limites parallèles infinies. La théorie concernant ce type d'onde a été établie par Mindlin en 1950[24] parallèlement avec une étude expérimentale conduite par Schoch en 1952 et Frederick en 1962[25]. En 1961 Worlton[26] a introduit les ondes de Lamb en termes de détection des endommagements. Tous ces travaux ont permis d'établir les fondements d'utilisation de ces ondes dans le contrôle non destructif et le contrôle santé intégré.

En général, ces ondes sont caractérisées par plusieurs paramètres[27] tels que : la fréquence, le nombre d'onde, la vitesse de phase, la longueur d'onde et la vitesse de groupe. Contrairement à d'autres types d'ondes ultrasonores (onde de volume ou onde de Rayleigh), les ondes de Lamb peuvent se propager sur de longues distances. Elles existent traditionnellement sous deux formes : les modes symétriques et les modes antisymétriques. Lorsque les déformations d'une structure sont symétriques par rapport à son plan médian, les modes sont dits «symétriques», et lorsque ces déformations sont antisymétriques, on parle alors de modes «antisymétriques»[11].



(a) (b)

FIGURE 1.1 – Déformée modale des modes de Lamb **(a)** symétrique et **(b)** antisymétrique[28].

Les figures 1.1a et 1.1b présentent la déformée modale de chacun des deux modes symétrique et antisymétrique, respectivement. Les équations qui permettent l'obtention de ces déformées modales peuvent être trouvées dans la référence[29].

2.D Les ondes guidées dans les cylindres

La compréhension du problème des ondes guidées dans les cylindres a commencé avec les études de Pochhammer (1876)[30] et Chree (1886)[31]. Ils ont présentés des approches analytiques pour l'analyse de la propagation des ondes dans un cylindre droit, homogène et isotrope, plein et de longueur infinie. Lorsque le guide d'onde est un cylindre infini dans la direction axiale, la superposition des ondes longitudinales et transversales donne naissance à des ondes guidées selon l'axe du cylindre, appelées ondes de Pochhammer-Chree. Ces ondes sont connues par leur nature dispersive et multi-modales. Elles présentent des similitudes avec les ondes de Lamb, sauf que la fermeture de la section engendre un couplage avec les ondes transversales horizontales et créent un mouvement de torsion. Ainsi, les modes guidés dans les cylindres peuvent être classés en trois catégories : les modes longitudinales de compression (L), les modes de flexion (F) et les modes de torsion (T).

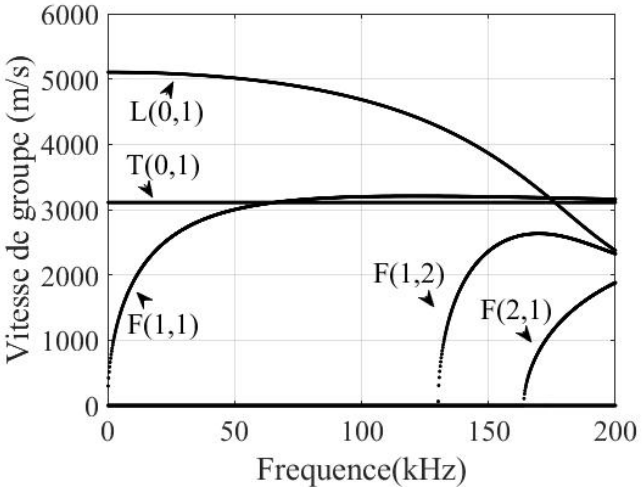
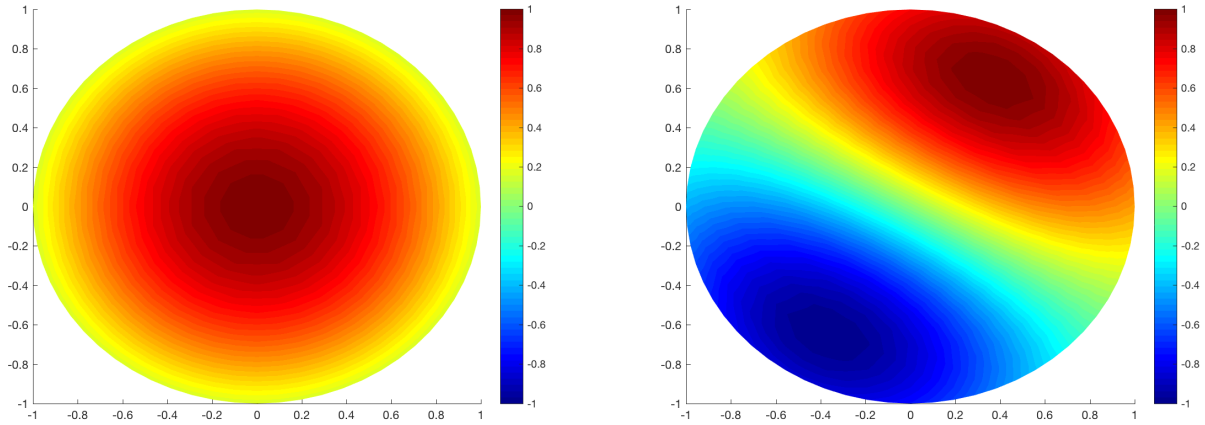
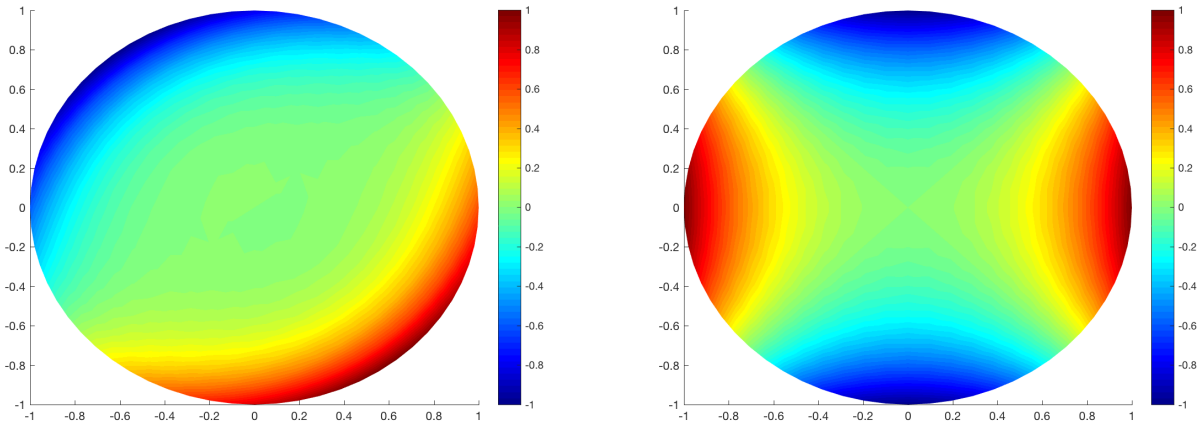


FIGURE 1.2 – Courbes de dispersion de la vitesse de groupe en fonction de la fréquence dans un cylindre plein isotrope en aluminium[32].

La figure 1.2 montre le nature dispersive et multi-modales des ondes de Pochhammer-Chree dans un cylindre plein isotrope. Trois modes fondamentaux sont observés : T(0,1) qui est le seul mode non dispersif car sa vitesse est constante en fonction de la fréquence. Ensuite le premier mode de flexion F(1,1) qui présente une vitesse nulle pour une fréquence nulle. Enfin, le premier mode de compression L(0,1) qui tend vers une valeur non nulle et initialement le mode le plus rapide. En augmentant la fréquence, les courbes de dispersion deviennent plus complexes et plusieurs modes de compression et de flexion d'ordre supérieur apparaissent.



(a) (b)



(c) (d)

FIGURE 1.3 – Champs de déplacement des différents modes guidés dans un cylindre plein en aluminium à la fréquence de 100 kHz (E = 70.213 GPa, ν = 0.3468, D = 14 mm) **(a)** L(0,1), **(b)** F(1,1), **(c)** F(1,2) et **(d)** F(2,1)[1].

Les figures 1.3a, 1.3b, 1.3c et 1.3d présentent le champ de déplacement – dans la direction de propagation – du premier mode de compression ainsi que les trois premiers modes de flexion se propageant dans un cylindre plein en aluminium à la fréquence de 100 kHz, respectivement. Ceux-ci sont calculés numériquement par la méthode Semi-Analytique Éléments Finis (SAFE).

1.2.3 État de l'art sur l'interaction ondes guidées-endommagements

Les ondes guidées ultrasonores ont fait l'objet de plusieurs études dans le domaine du contrôle non destructif et de santé intégré. Des études analytiques[33;34], numériques[2–4;35] et expérimentales[36;37] sont menées afin d'étudier l'interaction des ondes guidées avec des endommagements dans les plaques et les cylindres.

Lorsqu'une onde guidée incidente rencontre un endommagement, non seulement le même type d'onde est réfléchi et transmis, mais aussi une éventuelle conversion de mode se produit aux discontinuités. En plus de la réflexion et la transmission, la conversion de mode est quantifiée en termes de coefficients de réflexion et de transmission ou encore de diffusion[38]. Deux méthodes principales sont utilisés pour le CND et le CSI des structures. La première est connue sous le nom "pulse-echo" où l'émetteur joue également le rôle de récepteur de l'onde réfléchis. La deuxième méthode est appelée "pitch and catch" où l'émetteur et le récepteur sont deux unités différentes.

Cette méthode est largement utilisée pour l'inspection des structures cylindriques puisque l'onde peut être émise et reçue suivant un angle bien précis.

Dans cette section, les travaux effectués au courant de ces dernières années dans les domaines du contrôle non destructif et de santé intégré sont présentés.

3.A Interaction onde-endommagement dans les plaques

Les études concernant l'interaction des modes fondamentaux de Lamb, S_0 et A_0, avec des endommagements sont nombreuses. Le Clézio et al.[39] ont étudié l'interaction du mode S_0 avec des fissures verticales. Lowe et al. quant à eux, ont traité l'interaction des modes A_0[40] et S_0[36] suite à leur interaction avec des encoches rectangulaires dans une plaque isotrope. Les résultats numériques et expérimentaux ont montré la sensibilité de ces modes à ce type de défauts. Castaings et al.[41] ont proposé une méthode de décomposition modale pour étudier l'interaction des modes de Lamb avec des fissures. Celle-ci est validée avec la méthode classique d'éléments finis ainsi qu'avec une étude expérimentale.

D'autres études numériques sont menées afin d'étudier l'interaction des modes fondamentaux de Lamb avec différents types d'endommagements dans les plaques isotropes tels que les travaux de Benmeddour et al.[2;3] et ceux de Terrien et al.[42]. Également, on peut citer les travaux de Gravenkamp et al.[43] qui ont développé une méthode numérique basée sur les éléments de frontières pour la simulation des ondes de Lamb dans une plaque contenant des fissures. Toujours dans le même contexte, les travaux effectués récemment par Soleimanpour et Ng[44] ont permis d'étudier numériquement l'interaction du mode antisymétrique avec différents types d'encoches à l'intérieur d'une plaque d'aluminium. D'autres études sont menées concernant l'interaction des ondes de Lamb avec les endommagements dans des structures métalliques multi-couches[45;46] ou dans les matériaux à gradient fonctionnel[47].

3.B Interaction onde-endommagement dans les cylindres

Les premières études concernant la propagation d'ondes guidées dans les structures cylindriques se sont focalisées sur les cylindres pleins isotropes. Ensuite, des études visant la propagation d'ondes guidées dans les cylindres creux sont développées. Ces cylindres sont utilisés dans

l'industrie nucléaire et le transport des fluides tels que l'eau et le pétrole. On peut notamment citer les travaux de Ditri et Rose[48] et ceux de Shin et Rose[49] pour la génération des ondes guidées dans les cylindres creux. D'autres travaux théoriques et numériques ont étudié l'interaction des ondes guidées avec des endommagements dans les tubes[50–54].

Parallèlement, des études expérimentales sont menées tels que les travaux de Lowe et al.[4]. Les auteurs ont généré le mode L(0,2) dans des tubes de différentes dimensions. Ce mode est facile à générer et possède un comportement non dispersif autour de 70 kHz. Cette étude a montré l'interaction du mode L(0,2) avec deux types d'endommagement : des encoches circonférentielles et des encoches en épaisseur du tube. Ce dernier engendre une conversion du mode L(0,2) en F(1,3). Les coefficients de réflexion de ces deux modes ont montré une variation linéaire. Djili et al[5] ont récemment étudié l'interaction du mode L(0,2) avec différents types d'encoches dans un tube immergé dans l'eau.

D'autres études concernant l'interaction des modes guidés avec les défauts dans les cylindres creux sont résumées dans la référence[55]. Celles-ci ont montré que les modes guidés les plus utilisés pour l'inspection des tubes sont : L(0,1), L(0,2) et T(0,1). Ce dernier mode est non dispersif et sa propagation n'est pas affectée par la présence d'un liquide à l'intérieur du tube[56]. Tandis que les modes L(0,1) et L(0,2) se convertissent en un ou plusieurs modes de flexion. Cela met en valeur la capacité des modes de flexion à détecter différents types d'endommagements et de défauts. De plus, les modes de flexion sont peu utilisés pour l'inspection des cylindres en émission car ils sont difficiles à observer.

Concernant les cylindres pleins isotropes, des études numériques sont conduites par Benmeddour et al.[32] afin de prédire le comportement des trois modes fondamentaux (L(0,1), F(1,1) et T(0,1)) d'ondes guidées lors de leurs interactions avec des endommagements. L'étude a montré la sensibilité de ces modes à différents types d'hétérogénéités tels que les discontinuités verticales et les fissures. De plus, elle a montré la manifestation du mode de flexion par un mouvement de rotation, ce qui permet de couvrir la totalité de la circonférence du cylindre. Cela est intéressant pour l'étude expérimentale de la détection d'un endommagement en utilisant ce mode.

1.2.4 Conclusion

Dans cette section, le contrôle santé intégré par ondes guidées ultrasonores est présenté. Ces ondes sont utilisées pour l'inspection des structures sous forme de guide. De plus, les ultrasons sont faciles à générer et ne présentent aucun risque de santé pour l'être humain. Plusieurs travaux sont menés pour l'étude de la propagation de ces ondes dans les structures telles que les plaques et les cylindres. D'autres études plus poussées ont montré la capacité des ondes guidées à détecter les endommagements. Bien que l'étude des ondes guidées dans les structures est complexe due à leur nature dispersive et multi-modale, des modes bien spécifiques peuvent être générés afin d'étudier leur interaction avec des endommagements et des défauts. Les modes L(0,1), L(0,2) et T(0,1) sont les plus utilisés. Néanmoins, les modes de flexion offrent un réel potentiel de sensibilité à différents types d'endommagements, ce qui encourage leur utilisation.

1.3 Matériaux piézoélectriques et applications ultrasonores

1.3.1 Introduction

Les matériaux piézoélectriques sont couramment utilisés dans les technologies de transducteurs en raison de leur capacité à coupler les déplacements électriques et mécaniques. Les transducteurs piézoélectriques présentent l'avantage de jouer à la fois le rôle d'émetteur et de récepteur du fait des deux effets piézoélectriques direct et inverse. Leur composant principal est un élément piézoélectrique (lame mince pour les transducteurs dans la gamme du Mégahertz et au-dessus). À l'émission, l'élément piézoélectrique est mis en vibration par un signal électrique. À la réception, la vibration ultrasonore crée un champ électrique détecté sur des électrodes situées de part et d'autre de la lame.

Dans la littérature, plusieurs matériaux piézoélectriques sont développés dans le but d'améliorer les caractéristiques des transducteurs ultrasonores. Suivant l'application souhaitée, le type et l'épaisseur du matériau piézoélectrique sont choisis. Les applications médicales (imagerie, détection des tumeurs cancéreuses, etc...) ou le contrôle non destructif des matériaux composites par ondes de volume ou de surface, exigent des images à hautes résolutions donc à hautes fréquences.

Par contre, la détection des objets et d'endommagement nécessitent des longueurs d'onde millimétriques ce qui exige l'utilisation des basses fréquences. En outre, dans les cas des ondes guidées, ceci permet de réduire le nombre de mode susceptible de se propager dans la structure.

Dans cette section, les principes fondamentaux de la piézoélectricité seront présentés brièvement. Dans un premier temps, les matériaux piézoélectriques développés avec du Plomb tel que le PZT sont présentés. Ensuite, les matériaux sans Plomb, tel que le Niobate de Lithium et l'Oxyde de Zinc seront détaillés ainsi que leurs différentes applications.

1.3.2 Principes fondamentaux de la piézoélectricité

L'observation qualitative de l'effet piézoélectrique a été réalisée par un minéralogiste français, l'Abbé R. Haüy en 1817. Cependant, la validation expérimentale de cet effet direct a été faite par les frères Jaques et Pierre Curie en 1880. L'effet piézoélectrique traduit le couplage entre les effets mécaniques et électriques. Les frères Curie ont observé l'effet piézoélectrique direct dans un grand nombre de cristaux tels que le quartz, la tourmaline et le sel de Rochelle. L'existence de l'effet inverse fut suggérée par Lippmann l'année suivante et vérifiée par les frères Curie en 1881[57].

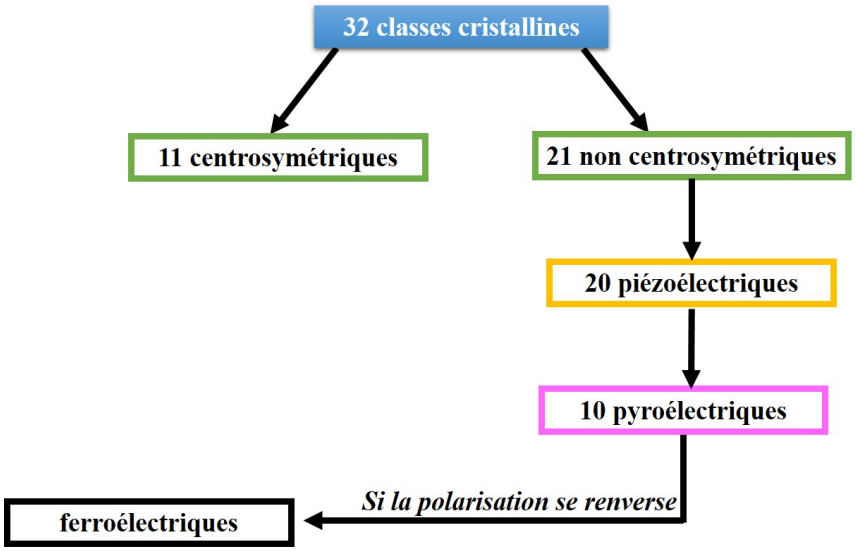


FIGURE 1.4 – Organisation des différentes classes cristallines.

Il existe 32 classes cristallines[58], la figure 1.4 montre la répartition de ces classes en matériaux piézoélectriques, pyroélectriques et ferroélectriques. 20 classes de matériaux possédant une structure non centrosymétrique révèlent l'effet piézoélectrique. Les matériaux pyroélectriques forment

une sous classe issues de la classe des piézoélectriques. Ils possèdent une polarisation naturelle suivant au moins une seule direction. L'importance de cette polarisation dépend de la température d'où leur dénomination. Les matériaux ferroélectriques forment un sous-groupe des pyroélectriques et peuvent se polariser suivant deux axes ou plus, d'une façon équiprobable. Par application d'un champ électrique, la polarisation se bascule d'un axe à un autre. Ce basculement modifie localement la structure cristalline et rend l'effet piézoélectrique plus important. Cela explique pourquoi seuls les ferroélectriques sont utilisés comme actionneurs.

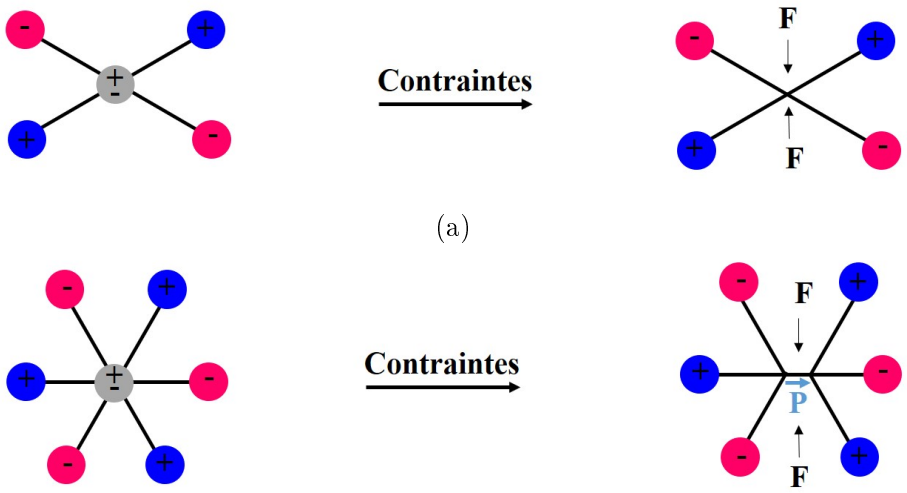
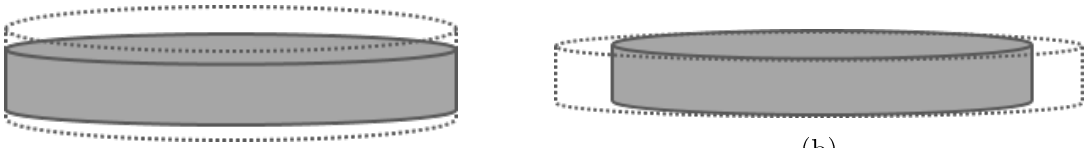


FIGURE 1.5 – Représentation schématique de la manifestation de l'effet piézoélectrique dans une maille (a) centrosymétrique et (b) non centrosymétrique.

L'effet piézoélectrique s'observe dans certains corps non-conducteurs, possédant une anisotropie cristalline. Ainsi, le déplacement des charges a lieu dans une direction privilégiée sous les efforts de traction ou de compression . À l'échelle cristalline, la piézoélectricité se traduit par une polarisation de la maille. Celle-ci résulte de la création de dipôles internes suite à la séparation des centres de gravité des charges positives et négatives, respectivement. Cette séparation est le résultat des contraintes appliquées sur le matériaux. Pour cela, le corps révélant cet effet doit être non centrosymétrique. Les figures 1.5a et 1.5b présentent le comportement de la maille cristalline sous l'effet de contraintes pour un matériau centrosymétrique et non centrosymétrique, respectivement.

Plusieurs matériaux piézoélectriques, présentent une polarisation spontanée grâce à la séparation des centres de charges positives et négatives dans l'unité de maille cristallographique. Un

exemple d'une structure qui expose une polarisation spontanée : la structure pérovskite ABO_3. Celle-ci peut subir plusieurs transitions de phase. Elle peut éventuellement se transformer en structures tétragonale, rhomboédrique, orthorhombique ou monoclinique à différentes transitions de phase.



(a) (b)

FIGURE 1.6 – Modes de déformation d'un disque circulaire piézoélectrique **(a)** Épaisseur et **(b)** Radial

.

Un matériau piézoélectrique peut avoir plusieurs fréquences de résonance bien spécifiques dont chacune est associée à un mode de vibration qui dépend des dimensions géométriques, de la direction du champ E et de la polarisation[59]. Dans le cas d'un disque circulaire, les caractéristiques de la vibration peuvent être très compliquées et dépendent de plusieurs paramètres tels que l'épaisseur (T) et le diamètre (D). Si le rapport D/T est très large, le disque vibre en mode épaisseur[60] (figure 1.6a). D'autres modes de vibration peuvent exister tel que le mode radial (figure 1.6b).

1.3.3 État de l'art sur les matériaux piézoélectriques

3.A Matériaux piézoélectriques à base de Plomb

La recherche dans le domaine de la piézoélectricité s'est d'abord développée autour du quartz qui est un cristal naturellement piézoélectrique. Il a fallu attendre la découverte des matériaux céramiques ferroélectriques pour obtenir les propriétés nécessaires à la transduction électromécanique[61]. Gray[62] est le premier à développer un transducteur piezocéramique à base de Titane de Baryum en 1946 . La nécessité d'améliorer la stabilité et les caractéristiques des transducteurs a permis la découverte des matériaux à base de Plomb dont ont peut citer le Titane de Plomb ($PbTiO_3$) et le Titano-Zirconate de Plomb (PZT)[63;64].

Les transducteurs à base de PZT sont souvent utilisés pour la génération et la détection des ondes guidées[65]. On peut citer les travaux de Lu et al.[66], qui ont étudié l'identification des fissures

dans des plaques d'aluminium. Ostachowicz et al.[67], ont étudié l'interaction des ondes guidées dans les plaques avec les défauts. A leur tour Kim et al.[68], ont développé des transducteurs ultrasonores à base de Niobate de Plomb-Magnésium - Titanate de plomb (PMN-PT) mais aussi à base de PZT pour des applications dans le domaine du CND. Enfin, les travaux de Santos et al.[69] ont permis l'évaluation des défauts dans un matériau composite en utilisant également des capteurs PZT.

Comme évoqué précédemment, un système de CSI doit être intégré dans la structure pour assurer un contrôle continu. Pour cette raison, les chercheurs se sont orientés vers la synthèse de transducteurs sur substrat appelés "PWAS" (Piezoelectric Wafer Active Sensors)[70]. De tels transducteurs, fabriqués à base de PZT, peuvent être intégré d'une manière facile à l'intérieur de la structure. Cependant, en plus de la toxicité du plomb qui forme 50% de sa composition[71–73], le PZT présente d'autres inconvénients tel que, le changement considérable de ses propriétés en s'approchant de la température de Curie (193 - 490°C)[74]. Pour cette raison les recherches se sont orientées vers le développement de matériaux sans Plomb.

3.B Matériaux piézoélectriques sans Plomb

Depuis des dizaines d'années, le Niobate de Lithium ($LiNbO_3$) est un matériau trés convoité surtout pour les applications hautes fréquences[75–77] ayant une capacité de couplage électromécanique et electro-optique importantes. En le comparant avec le PZT, le $LiNbO_3$ dans sa coupe Y-36° présente une vitesse longitudinale du son (c_p = 7340 m/s) et une température de Curie (T_c = 1150°C) plus importantes[78;79]. Parallèlement, le $LiNbO_3$ possède un coefficient de couplage électromécanique proche (k_t = 0.49) de celui du PZT, surtout à haute fréquence. Ce coefficient varie selon la forme, la dimension et l'épaisseur du matériau[6]. Le $LiNbO_3$ possède aussi un coefficient piézoélectrique d_{33}, en mode épaisseur, compris entre 6 et 20 pm/V.[80].

Le monocristal $LiNbO_3$ est utilisé pour la conception et la fabrication de transducteurs ultrasonores pour des applications dans les domaines de l'imagerie médicale hautes fréquences dont on peut citer les travaux de Snook et al.[81]. Les auteurs ont travaillé sur la conception et la fabrication

d'un transducteur mono-élement à base de $LiNbO_3$. Celui-ci est comparé avec un même transducteur à base de $PbTiO_3$ et les deux ont montrés d'excellents résultats à haute fréquence. Cannata et al.[82], ont développé des transducteurs ultrasonores ayant des fréquences centrales comprises entre 20 et 80 MHz en changeant l'épaisseur du matériau. Ces derniers ont montré une excellente sensibilité, ce qui est essentiel pour l'imagerie médicale haute résolution. Zhou et al[76] ont développé des transducteurs ultrasonores à base de $LiNbO_3$ avec une couche d'inversion. Cette couche est obtenue en effectuant un traitement thermique du matériau à une haute température inférieure à la température de Curie[83]. Cette technique a permis l'obtention de transducteurs de fréquence centrale (60 MHz maximum) qui varient en fonction de l'épaisseur de la couche d'inversion.

Un grand nombre d'applications dans le domaine du CND nécessitent l'utilisation des transducteurs qui peuvent supporter des hautes températures tels que l'industrie aéronautique, automobile et nucléaire. Pour cette raison le $LiNbO_3$ se présente comme étant un matériau de base pour la conception des transducteurs ultrasonores hautes températures. On peut citer les travaux de Baba et al.[84], qui ont étudié l'efficacité d'un transducteur ultrasonore collé sur une plaque en acier à 1000°C. Ce dernier a montré l'acquisition stable des signaux réfléchis depuis le substrat. Enfin, en se basant sur les travaux précédents Amini et al.[85] ont développé un nouveau transducteur ultrasonore haute température pour une application dans le domaine du CND.

Le Nitrate d'Aluminium (AlN), étant aussi un piézocristal sans Plomb, présentant un grand potentiel d'application comme capteur piézoélectrique[86]. Ce dernier peut être synthétisé en couches minces suivant différentes méthodes chimiques[87] et possède des valeurs de constantes piézoélectriques presque égales à celles du $LiNbO_3$ dans son état mono-cristallin traditionnel.

L'Oxyde de Zinc (ZnO), fait aussi partie des matériaux sans Plomb. Il est utilisé pour des applications en imagerie médicale nécessitant de travailler à hautes fréquences. Dans cette objectif de petites épaisseurs de l'ordre du nanomètre sont nécessaires. Pour cette raison, les chercheurs ont synthétisé des couches minces de ZnO[88]. Notons que ce dernier est étudié dans un premier temps, pour des applications à basse fréquence[89]. Cependant, le ZnO présente des propriétés piézoélectriques relativement faibles et le coefficient de couplage électromécanique en mode épaisseur

k_t obtenu est de l'ordre de 28%. De plus, sa permittivité diélectrique est très faible ($\epsilon_r = 8$), d'où des difficultés liées à l'adaptation électrique du capteur dans la chaîne de mesure[90].

D'autres matériaux sans plomb ayant une structure pérovskite sont toujours en cours d'étude tels que : le Niobate de Potassium-Sodium (KNN), le Titane de Barium (BT), le Titanate de Bismuth de Sodium (BNT) et la Ferrite de Bismuth (BFO). Les références[10;79] présentent chacune d'elles une revue résumant les travaux effectués sur le développement de ces matériaux. Ceux-ci présentent actuellement des points de faiblesse au niveau de la température de Curie (BT), la dépolarisation sous l'effet de quelques températures (BNT), une croissance difficile (KNN) et la limitation en couches minces (BFO).

3.C Généralités sur le Niobate de Lithium

Le Niobate de Lithium ($LiNbO_3$) est un cristal synthétique qui ne peut se trouver dans la nature, il est alors élaboré d'une manière artificielle. Il a été découvert initialement en 1967[9] dans les laboratoires de Bell. Yamada et al.[91], ont étudié les propriétés élastiques et piézoélectriques du $LiNbO_3$ entre 20 et 200 °C. En 1971, Smith et al.[92], ont étudié la dépendance de la température, des constantes évoquées précédemment et des constantes diélectriques dans l'intervalle 0-110 °C. En 1985, Weis[80] a présenté un résumé sur toutes les propriétés du $LiNbO_3$. Il a réalisé les corrections nécessaires sur les valeurs de toutes les constantes étudiées précédemment. Le $LiNbO_3$ est aussi connu pour ses propriétés optiques qui sont présentées par plusieurs chercheurs[93;94].

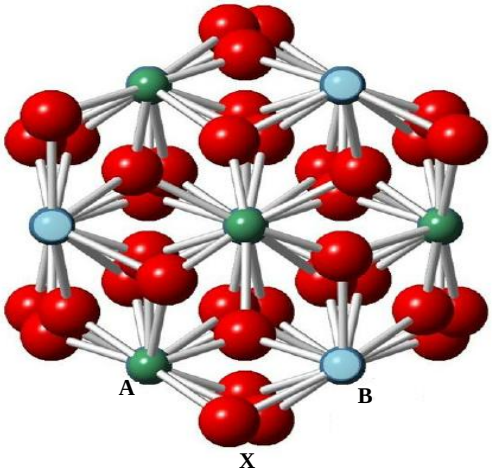
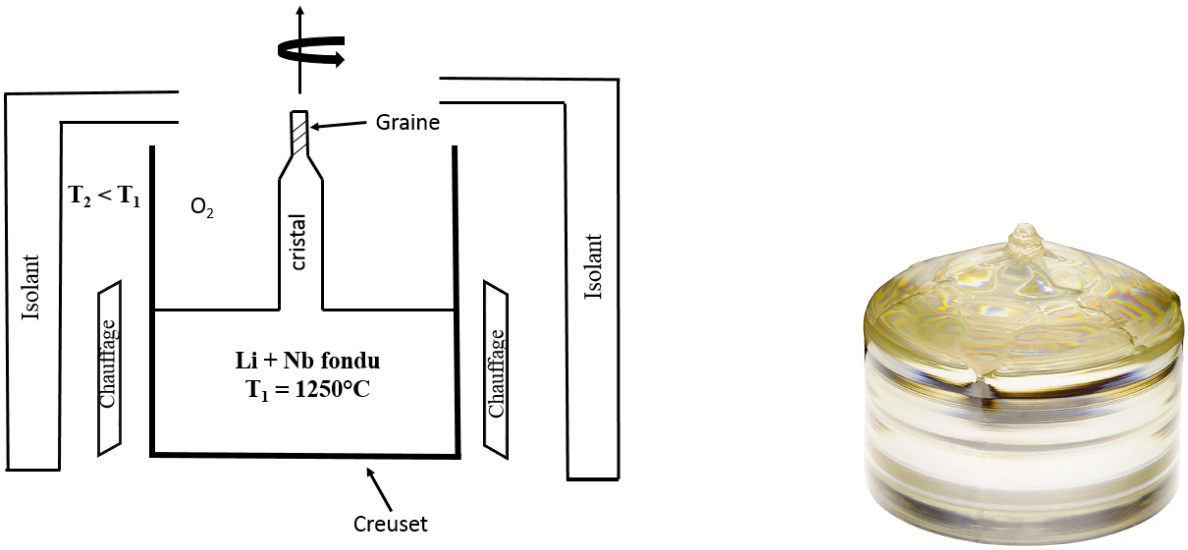


FIGURE 1.7 – Structure cristalline du Niobate de Lithium[95]

Le $LiNbO_3$ appartient à la classe cristallographique 3m. Il s'agit d'une structure pérovskite ABX_3 présentée dans la figure 1.7. Dans cette figure, A qui désigne l'atome de Lithium (Li) est l'atome central de la maille. B désigne le Niobate (Nb). Les deux cations Li et Nb sont liés entre eux par les atomes X qui indiquent dans ce cas là les atomes d'oxygène. Cette structure est à l'origine de l'effet piézoélectrique, mais aussi à l'origine des effets pyroélectriques et électro-optiques. Dans sa forme ferroélectrique (et donc piézoélectrique), tous les atomes de Lithium se trouvent du même côté de la maille, ce qui confère une polarisation au matériau[96].



(a) (b)

FIGURE 1.8 – **(a)** Schéma de la technique de croissance Czochralski et **(b)** Cristal de $LiNbO_3$ obtenu.

La croissance de ce cristal est réalisée pour la première fois en 1960 en utilisant la technique Czochralski[97] (Figure 1.8a). D'autres techniques de croissance peuvent être utilisées telles que Verneuil, flux, Bridgman ou Stepanov[98]. Initialement, la croissance du $LiNbO_3$ s'effectue suite à un mélange stoechiométrique (un rapport molaire Li/Nb = 1). La croissance est normalement initiée suivant l'axe Z, mais elle peut être faite suivant une autre orientation en fournissant une graine (Figure 1.8a) suivant la bonne orientation (X ou Y), c'est ce qu'on appelle coupe ou "cut". Un mélange stœchiométrique de Lithium et du Niobate est placé dans un creuset à une température de 1250°C afin d'avoir un mélange fondu. La graine est tirée depuis son point de contact avec le mélange avec une vitesse de rotation bien précise. La différence de température à l'intérieur de

la machine aboutit à la formation du cristal (Figure 1.8b). Après séchage, le cristal de $LiNbO_3$ obtenu est découpé sous forme de substrats de différentes épaisseurs. La nature de la coupe et la direction de polarisation du substrat définissent le type d'onde générée[98].

Bien que le monocristal de $LiNbO_3$ est synthétisé par croissance Czochralski, ce matériau peut être déposé sous forme de couche mince. Depuis 1985, différentes méthodes sont utilisées, tel que l'épitaxie par jet moléculaire[99] pour des applications dans le domaine des guides d'onde optiques et l'ablation laser[100] pour des applications à ondes acoustiques de surface. D'autres techniques peuvent être citées : le procédé sol-gel[101] et la pulvérisation cathodique[102].

1.3.4 Conclusion

Dans cette section, les matériaux piézoélectriques les plus utilisés dans le domaine de la transduction ultrasonore pour le contrôle non destructif et le contrôle santé intégré des structures sont présentés. Les matériaux piézoélectriques à base de Plomb tel que le PZT sont largement utilisés pour la fabrication des transducteurs ultrasonores. Ceux-ci présentent des propriétés électromécaniques très intéressantes. Cependant, leur composition en Plomb les rendent nocifs à l'environnement. Pour cette raison, il est souhaitable de les remplacer par d'autres matériaux dépourvus du Plomb. De plus, il est à noter que de tels matériaux ne peuvent pas supporter les hautes températures.

Le Niobate de Lithium se pose comme un bon candidat pour remplacer le PZT. La coupe Y-36° du $LiNbO_3$ présente un couplage électromécanique voisin de celui du PZT et peut supporter des températures relativement hautes. En revanche, presque toutes les applications du $LiNbO_3$ sont à hautes fréquences et donc une des originalités de ce travail est d'utiliser ce matériau pour des applications basses fréquences. De plus, ce matériau peut être trouvé sous forme de substrat de différentes épaisseurs. Ceci permet de simplifier le procédé de fabrication des micro-transducteurs car la déposition du matériau en couches minces est couteuse et complexe. Pour les raisons évoquées ci-dessus, le $LiNbO_3$ est choisi comme étant le matériau de base pour la fabrication de matrices de micro-transducteurs acoustiques.

1.4 Les réseaux de transducteurs et de micro-transducteurs acoustiques

1.4.1 Introduction

Les réseaux de transducteurs ultrasonores sont utilisés dans un grand nombre d'application telles que le radar, le sonar et l'imagerie médicale. Cependant, l'utilisation de ces réseaux dans le domaine du CND devient très repandue. Ces derniers offrent plusieurs avantages par rapport à un transducteur mono-élément[103]. Premièrement, ils sont capables d'inspecter toute la structure à partir d'un seul point. Deuxièmement, ils peuvent produire des images 2D ou 3D de la structure entière. Ceci permet une visualisation globale de la structure étudiée sans effectuer un balayage mécanique. A cet égard, les modèles et les techniques de fabrication des transducteurs ultrasonores ne cessent d'évoluer. En outre, les exigences du CSI des structures ainsi que ceux du secteur médical en ce qui concerne l'utilisation d'une gamme de fréquence bien définie et de miniaturisation ont poussé les recherches vers le développement des réseaux satisfaisant ces critères.

Dans ce qui suit, une étude bibliographique concernant le développement des réseaux de transducteurs et de micro-transducteurs est présentée. Celle-ci est focalisée sur l'avancement des études concernant ces réseaux pour des applications dans le domaine du CND et du CSI des structures.

1.4.2 Réseaux de transducteurs

Dans la littérature, on peut trouver des travaux récents concernant la conception, la modélisation et la fabrication des réseaux de transducteurs pour le contrôle non destructif et le contrôle santé intégré. On peut citer les travaux de Akhnak et al.[104] qui ont développé un réseau annulaire et segmenté comportant 64 éléments opérant à haute fréquence (1.6 MHz). Ce réseau est fabriqué en utilisant le PZT souple (Pz27). Les résultats ont montré que le réseau conçu est bien adapté pour des images hautes résolutions dans les matériaux métalliques. Des travaux plus poussés sont présentés par Martinez et al.[105]. Ils ont comparé ce réseau annulaire avec un autre de forme carré. Les résultats ont montré l'efficacité du réseau annulaire concernant la focalisation et la qualité de l'image volumétrique d'un matériau solide.

Drinkwater et Wilcox[103] ont, quant à eux, résumé tous les travaux effectués dans le domaine du développement des réseaux de transducteurs ultrasonores pour le CND par ondes de volume. Ces réseaux initialement fabriqués avec des matériaux piézocéramiques tels que le Titano-Zirconate de Plomb souple (PZT-5H). Ceux-ci possèdent une impédance acoustique élevée ce qui les rend inefficaces dans l'eau. Et donc cela a conduit vers le développement des piézocomposites. Un piézocomposite possède une impédance acoustique légère ; ce qui correspond bien aux applications aquatiques. Également, les monocristaux ont attiré les chercheurs pour la conception des réseaux de transducteurs tels que le Titano Niobate de Plomb. De plus, la revue a présenté les différentes méthodes développées concernant l'imagerie acoustique pour le CND des structures par ondes de volume ainsi que des méthodes de modélisation afin de sélectionner les différents paramètres formant le réseau tels que la dimension, la forme et l'espacement entre les éléments.

D'autres travaux sont menés sur le développement des techniques d'inspection des plaques en utilisant des transducteurs multi-élements pour générer et/ou détecter des ondes guidées. On peut citer notamment les travaux de Yu et Giurgiutiu[106] qui ont étudié la localisation des défauts dans les plaques en utilisant différentes configurations de réseaux bi-dimensionnels rectangulaires. Les études expérimentales sont menées avec des PWAS circulaires de PZT. Une étude théorique a montré la relation entre le choix de la fréquence et de la dimension du PWAS pour la génération des modes de Lamb fondamentaux. Parallèlement, une étude expérimentale a permis de détecter des endommagements se trouvant dans une plaque en utilisant les modes de Lamb S_0 et A_0. Cette étude a montré qu'un réseau ayant le même nombre d'éléments en largeur et en longueur est le plus approprié pour la détection des endommagements relativement petits à 360°.

D'autres études sont développées pour l'inspection des plaques avec différentes configurations de réseau de transducteurs. Malinowski et al[107] ont présenté une nouvelle méthode pour la détection des endommagements dans les plaques en utilisant un réseau de transducteurs en forme d'étoile et dont les éléments sont circulaires et à base de PZT. L'étude numérique est menée par la méthode d'éléments finis spectral et est suivie d'une étude expérimentale. Celles-ci ont montré la capacité d'un tel réseau à détecter les endommagements dans les plaques. Une étude plus dévelop-

pée est faite par Ambrozinski et al.[108]. L'étude comprend deux parties : un modèle de simulation basé sur la méthode de fonction de transfert d'un système dépendant de la fréquence et une étude expérimentale. Ces études ont permis d'évaluer la capacité de plusieurs configurations de réseaux de transducteurs à identifier les endommagements à l'intérieur des plaques isotropes. Dans le même contexte, Liu et al.[109] ont développé deux algorithmes pour la détection des endommagements en utilisant un réseau rectangulaires de transducteurs comportant 16 éléments. Ce réseau a montré la capacité de localiser et détecter plusieurs types d'endommagements dans des structures planes.

Concernant les structures cylindriques creuses, les réseaux de transducteurs à éléments déphasés sont largement utilisés pour la génération d'un seul mode. L'interaction de ce mode avec un endommagement est donc détectée par le même réseau. On peut notamment citer les travaux de Li et Rose[110–112] qui ont proposé un système pour la génération d'ondes guidées dans les tubes. Le système permet d'exciter chaque élément du réseau avec des signaux déphasés . La génération des modes L(0,1) et L(0,2) est étudiée théoriquement et validée expérimentalement en utilisant un réseau formé de 4, 8 et 40 éléments. Davies et Cawley[113] ont proposé une technique pour la localisation et l'identification des fissures circonférentielles dans les tubes. Cette technique est appliquée sur un réseau de transducteurs circonférentiel afin de générer un faisceau d'onde guidée avec un seul mode. Des études récentes sur le développement de techniques pour la génération d'ondes guidées ultrasonores dans les cylindres creux peuvent être trouvées dans ces références[114–117].

Enfin, il est noté que les réseaux de transducteurs ultrasonores sont largement utilisés pour l'inspection des structures planes et cylindriques. Néanmoins, les transducteurs employés ont une taille de l'ordre de la dizaine de millimètres ce qui les rends relativement grand. Et de ce fait, limite le nombre de transducteurs dans le réseau. Dans la section suivante, les travaux concernant le développement des réseaux de micro-transducteurs sont présentés.

1.4.3 Réseaux de micro-transducteurs

Les exigences du contrôle santé intégré en termes de miniaturisation et d'intégration ont poussé les chercheurs vers la conception de nouveaux types de réseaux de micro-transducteurs. Parmi

ceux-ci on peut citer les transducteurs ultrasonores micro-usinés PMUT (*'Piezoelectric Micro-Machined Ultrasonic Transducer'*). Une couche mince du matériau piézoélectrique est déposée sur une membrane de silicium. L'onde ultrasonore est générée à partir de la flexion de la membrane couplée à la déformation du film piézoélectrique. Deux concepts sont étudiés : la vibration en mode d_{33} et d_{31}, qui définissent la vibration en mode épaisseur et latéral, respectivement[118]. On peut citer les travaux de Akasheh et al.[119]. Ces derniers ont travaillé sur le développement des PMUTs basés sur des couches minces en PZT, de quelques dizaines de micromètres. Ces réseaux offrent plusieurs avantages tels que la miniaturisation, une faible impédance acoustique, un couplage électromécanique important ainsi que des fréquences de résonance qui changent en fonction de l'épaisseur du matériau piézoélectrique. Les inconvénients des structures PMUT résident dans la complexité de la fabrication. D'autre travaux sur le développement des réseaux de PMUT peuvent être trouvés dans la littérature[120]. D'autres chercheurs, ont étudié la génération d'ondes ultrasonores par des réseaux de micro-transducteurs dont le mode de vibration est de type d_{36}. Récemment, Zhou et al.[121] ont développé un réseau de micro-transducteurs à base de PMNT (Pb(MgNb)O3). Ce dernier est composé de 8 substrats de PMNT de $7 \times 7 \times 0.5$ mm chacun. Celui-ci est étudié théoriquement et expérimentalement pour la génération et la détection du mode de torsion T(0,1) dans les tubes.

Dans la littérature, peu de travaux existent dans le domaine du CND et du CSI en utilisant des réseaux de micro-transducteurs de $LiNbO_3$. On peut particulièrement cité les travaux de Saalbach et al.[122]. Ces derniers ont étudié la distribution des matériaux dans une section cylindrique hybride. L'étude a porté sur le calcul du temps de vol de l'onde générée dans la structure. Pour cela, un réseau formé de quatre micro-transducteurs en forme de carrée de dimension $5 \times 5 \times 0.5$ mm chacun est utilisé pour la réception des signaux. Il est à noter que la coupe de $LiNbO_3$ utilisée est Y-36°. Les résultats de mesures effectuées à 1 MHz ont montré la faisabilité de cette technique de mesure pour l'identification des différents types de matériaux dans une structure hybride.

1.4.4 Conclusion

Les réseaux de transducteurs dans leurs différents modèles sont utilisés pour générer et détecter des ondes ultrasonores. La nature de ces ondes diffère selon la nature de l'application : on peut

trouver des réseaux conçus pour la génération et la détection des ondes de volume ou guidées (ondes de surface ou de Lamb). Ces réseaux peuvent générer les ondes ultrasonores d'une manière synchronisée ou encore d'une manière déphasée. Ils sont généralement utilisés afin de générer des faisceaux d'ondes dans la structure à inspecter. Généralement, ces transducteurs sont grands et ne peuvent pas être intégrés facilement.

Récemment, le développement de nouvelles technologies a permis aux chercheurs la conception et la réalisation des réseaux de micro-transducteurs. Ceux-ci offrent plusieurs avantages tels que leur taille qui permet de les intégrer facilement à l'intérieur des structures. De plus, la miniaturisation permet l'augmentation du nombre d'éléments formant le réseau. Le matériau piézoélectrique le plus utilisé pour la fabrication des micro-transducteurs est le PZT. Cependant, d'autres matériaux sont utilisés tels que le PMNT et le $LiNbO_3$ pour des applications dans le CND et le CSI.

Concernant les structures cylindriques et dans la plupart des études, le réseau de transducteurs ou de micro-transducteurs est fixé tout au long de la structure ou bien autour de la circonférence[115;123]. Dans ce travail de recherche, une autre méthode sera proposée afin de détecter les modes guidés dans un cylindre plein en aluminium. Dans celle-ci, la matrice de micro-transducteurs réalisée est fixée sur la section du cylindre et est utilisée uniquement comme récepteur.

1.5 Conclusions

Dans ce chapitre, l'intérêt des ondes guidées pour l'inspection des structures est rappelé. Dans un premier temps, l'état de l'art sur l'interaction ondes-endommagements dans les structures planes et cylindriques est donné. Dans un deuxième temps, les principes fondamentaux de la piézoélectricité ainsi que l'état de l'art sur les matériaux piézoélectriques développés pour des applications dans le domaine de la transduction ultrasonore sont présentés. Dans un troisième temps, l'état de l'art sur les réseaux de transducteurs et de micro-transducteurs développés pour la génération et la détection des ondes guidées dans les structures est détaillé.

Au vu de l'analyse effectuée, les conclusions sont les suivantes. En premier, les ondes guidées ultrasonores sont largement utilisées pour le contrôle non destructif et le contrôle santé intégré des

structures. Pour l'inspection des plaques les modes les plus utilisés sont les modes fondamentaux S_0 et A_0. Tandis que, pour les structures cylindriques, généralement les tubes, 3 modes sont utilisés afin d'étudier leurs interactions avec des endommagements : les modes longitudinaux L(0,1) et L(0,2) et le mode de torsion non dispersif T(0,1). Cependant, l'interaction des modes longitudinaux avec des endommagements engendrent une conversion des modes longitudinaux vers des modes de flexion. Ces derniers ont montré une sensibilité pour différents types d'endommagements. De plus, les études analytiques et numériques menées sur les cylindres pleins isotropes ont montré la capacité du mode de flexion à interagir avec des endommagements et des défauts.

Les ondes guidées peuvent être générées et détectées par des transducteurs piézoélectriques basés sur des matériaux piézoélectriques. L'étude bibliographique a montré que les matériaux à base de Plomb, tel que le PZT, sont les plus utilisés. En revanche, d'autres matériaux sans Plomb peuvent les remplacer tel que le Niobate de Lithium. Ce dernier, dans sa coupe Y-36°, possède des propriétés électromécaniques attrayantes. Enfin, les réseaux de micro-transducteurs sont présentés pour des applications dans le domaine du contrôle santé intégré puisqu'ils peuvent être intégrés dans les structures. De plus, ils offrent la possibilité d'inspecter la structure entière depuis une position fixe. Ces derniers sont largement utilisés pour des applications hautes fréquences.

Dans ce qui suit, des matrices de micro-transducteurs réalisées à base de Niobate de Lithium sont présentées. Celles-ci sont conçues et fabriquées afin de détecter le mode F(1,1) dans la gamme des basses fréquences. Pour cela, les matrices sont caractérisées par différentes techniques et testées sur différentes structures dans le domaine des basses fréquences. Ce domaine nous intéresse puisque le nombre de modes guidés est réduit ce qui facilite l'analyse de leurs interactions avec des endommagements.

CHAPITRE 2

RÉALISATION ET CARACTÉRISATION DE MATRICES DE MICRO-TRANSDUCTEURS ACOUSTIQUES : APPLICATION AU CONTRÔLE SANTÉ INTÉGRÉ

Sommaire

2.1 Introduction 33

2.2 Conception et réalisation des matrices de micro-transducteurs acoustiques 33

2.2.1 Introduction 34

2.2.2 Conception du masque optique 34

2.2.3 Processus de fabrication des micro-transducteurs 36

2.2.4 Conclusion 39

2.3 Caractérisation des matrices de micro-transducteurs 40

2.3.1 Introduction 40

2.3.2 Caractérisation par microscopie à force piézoélectrique 40

2.3.3 Caractérisation par un analyseur de réseau 41

2.3.4 Conclusion 47

2.4 Détection et identification des modes de Lamb par la matrice de micro-transducteurs 47

2.4.1 Introduction 47

2.4.2 Identification des modes de Lamb 48

2.4.3 Étude de la sensibilité de la matrice aux ondes de Lamb 50

2.4.4 Conclusion 53

2.5 Application de la matrice dans la gamme (50 kHz - 1 MHz) 53

2.5.1 Introduction 53

2.5.2 Détermination du coefficient de conversion du déplacement normal . . . 53

2.5.3 Dispositif expérimental pour la détermination du coefficient R 55

2.5.4 Résultats obtenus pour la variation de R 56

2.5.5 Conclusion 58

2.6 Conclusions 59

2.1 Introduction

Dans ce chapitre, la réalisation et la caractérisation de matrices de micro-transducteurs (μTs) à base du monocristal $LiNbO_3$ Y-36° sont présentées afin de répondre au besoin de leur intégration dans les structures. En général, les μTs sont utilisés pour la caractérisation et la détection d'endommagements à hautes fréquences ($>$ 1 MHz). En revanche, dans le cas du CSI par ondes guidées ultrasonores les basses fréquences ($<$ 1 MHz) sont privilégiées afin de limiter le nombre de modes guidés générés dans la structure. L'objectif est donc d'utiliser les techniques de fabrication micro-électroniques afin de réaliser des μTs pour le CSI par ondes guidées ultrasonores des cylindres pleins. De plus, cette matrice sera utilisée pour la détection du mode F(1,1) entre 60 kHz et 120 kHz en plus des deux modes fondamentaux L(0,1) et F(1,1).

La section 2.2 présente la conception et la réalisation du masque optique nécessaire pour la photolithographie. Ensuite, le processus de réalisation des matrices de μTs est détaillé. La section 2.3 présente les différentes méthodes de caractérisation afin de mesurer le coefficient piézoélectrique en mode épaisseur et de déterminer la fréquence de résonance des μTs. Les mesures électriques sont effectuées en utilisant la technique de la microscopie à force piézoelectrique et un analyseur de réseau, respectivement. La section 2.4 présente dans un premier temps l'identification des modes de Lamb. Dans un deuxième temps, la détection des modes de Lamb par la matrice de μTs ainsi que la sensibilité de celle-ci à la propagation des ondes guidées dans une plaque sont étudiées. Enfin, la détermination du coefficient de conversion du déplacement normal en tension est présentée en section 2.5. Celui-ci permet de déterminer la sensibilité de la matrice de μTs dans l'intervalle [50 kHz - 1 MHz].

2.2 Conception et réalisation des matrices de micro-transducteurs acoustiques

2.2.1 Introduction

Comme évoqué dans l'état de l'art, le $LiNbO_3$ est l'un des cristaux possédant des propriétés électriques et mécaniques intéressantes[80]. Dans ce qui suit, le processus de fabrication des matrices de μTs à base de $LiNbO_3$ est présenté. Les substrats de ce monocristal utilisés ont une coupe Y-36°(rotation de 36° autour de l'axe Y). Cette coupe est choisie pour ses propriétés attrayantes[82] et sa sensibilité aux ondes de surface[124]. Les substrats sont fabriqués par Neyco s.a VACCUM and MATERIALS- France.

2.2.2 Conception du masque optique

La conception du masque optique est une étape importante pour la réalisation des matrices de μTs. Ce dernier, définit le motif souhaité sur le substrat. Le masque optique est généralement une plaque de quartz ou de verre. Une couche de chrome entre 80 et 200 nm est déposée dessus et une lithographie par faisceau d'électrons est effectuée. Celle-ci définit le motif en chrome sur la plaque. Il existe deux types de masque : positif et négatif (ceci impose l'utilisation d'une résine positive ou négative, respectivement). La résine est un polymère organique qui, suite à une exposition au rayonnement ultraviolet (UV), change de composition chimique. Dans le cas de la résine positive, la partie insolée est dissoute, inversement pour le cas de la résine négative. Cette dernière technique est beaucoup moins chère que la résine positive mais elle présente une résolution inférieure car la partie non insolée risque de gonfler en effectuant le développement ce qui entraine le changement du motif. Cela s'applique généralement pour une largeur de résine inférieure à 3 μm[125]. Dans le cas où les composantes du motif ont des dimensions inférieures à 3 μm, il faut donc utiliser un masque positif (à noter qu'initialement le masque est schématisé dans un logiciel dédié). Le masque utilisé dans ce travail est conçu en utilisant le logiciel "*Layout Editor*". Le masque est réalisé au sein du Laboratoire Central de l'IEMN (LCI) à Villeneuve d'Ascq.

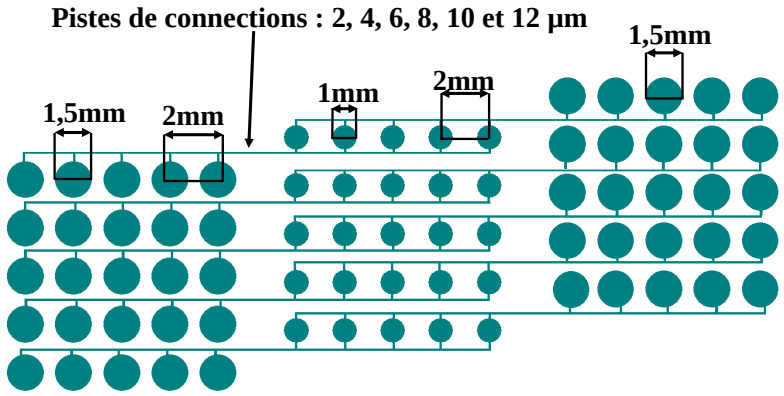
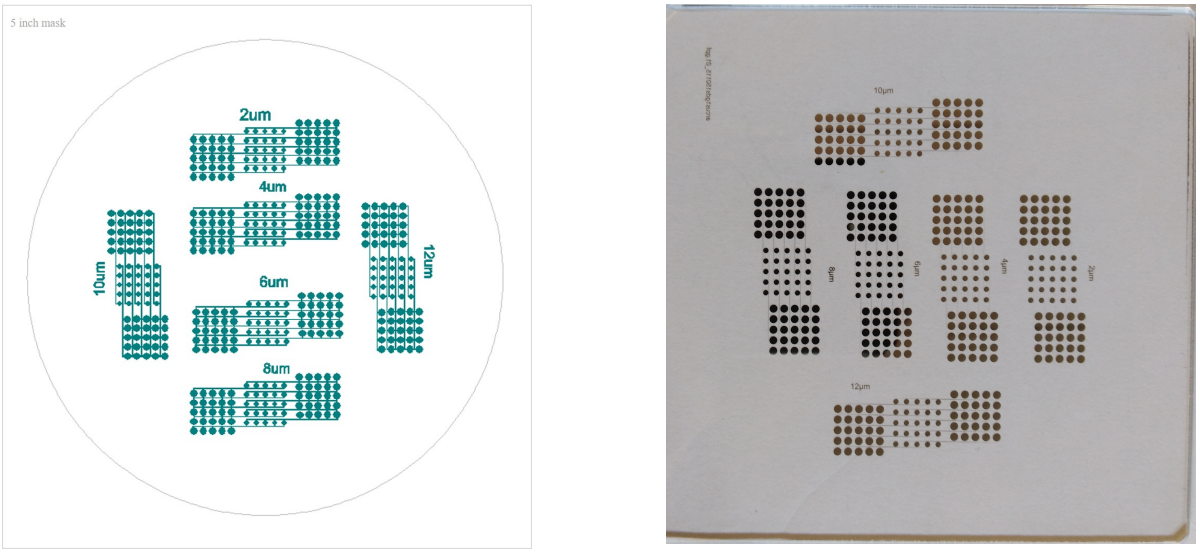


FIGURE 2.1 – Schéma représentant les dimensions du motif.



(a) (b)

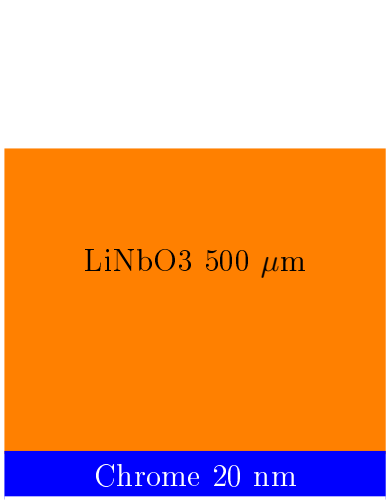
FIGURE 2.2 – Conception du masque (a) Schéma et (b) Photographie du masque réalisé.

Le réseau de μTs est formé de trois matrices connectées entre elles via une métallisation. La figure 2.1 présente les dimensions de ce réseau. Chaque matrice est constituée de 25 μTs circulaires. Les μTs de la matrice centrale ont un diamètre de 1 mm. Alors que ce diamètre est de 1.5 mm pour les deux matrices adjacentes. Cette configuration est utilisée dans le cas où l'une des matrices n'est plus accessible pour acquérir les signaux. En revanche, chaque matrice peut être utilisée seule. Un substrat de $LiNbO_3$ peut contenir six réseaux (voir figure 2.2). Plusieurs largeurs de lignes sont choisies : 2, 4, 6, 8, 10 et 12 μm. La valeur la plus faible est la meilleure car elle permet de minimiser les signaux parasites issus de la vibration de la matrice. Par contre, sa réalisation est

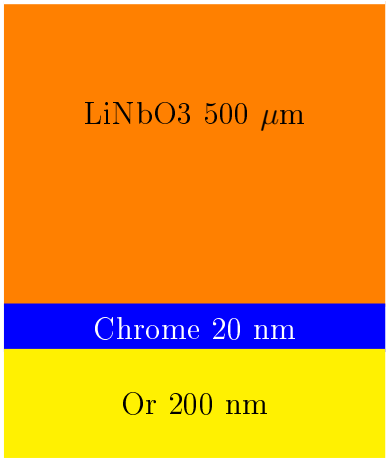
plus difficile ce qui explique le choix de ces valeurs. L'entraxe de centre à centre de deux μTs est de 2 mm (Figure 2.1). Dans ce qui suit, chaque matrice est découpée et est utilisée seule.

2.2.3 Processus de fabrication des micro-transducteurs

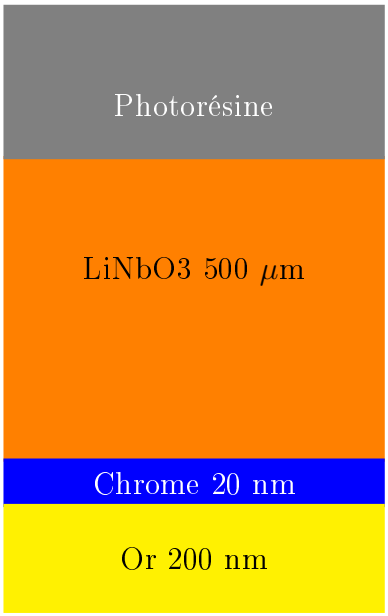
Dans cette partie le processus de réalisation des matrices de μTs sur un substrat de $LiNbO_3$ au sein du LCI est détaillé. Un substrat de $LiNbO_3$ monocristallin 36° coupe Y de 3"(76 mm) de diamètre et 500 μm (ou 350 μm) d'épaisseur avec méplat - deux faces polies Ra ("*Roughness average*") $<$ 0,7 nm – qualité SAW (Surface Acoustic Wave) est utilisé. Les figures 2.3a-2.3g présentent les étapes de fabrication détaillées de ces matrices. Concernant la métallisation, les chercheurs recommandent la déposition de l'or sur le $LiNbO_3$ [126]. Celui-ci est un bon conducteur électrique, résistant et peut se souder facilement à lui-même.



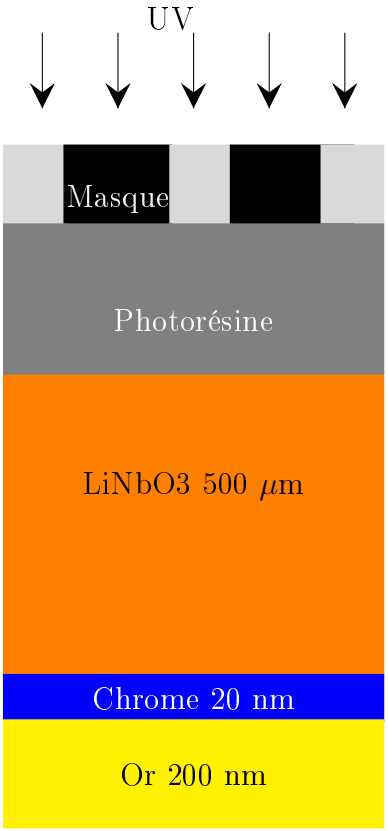
(a) Dépôt d'une couche intermédiaire



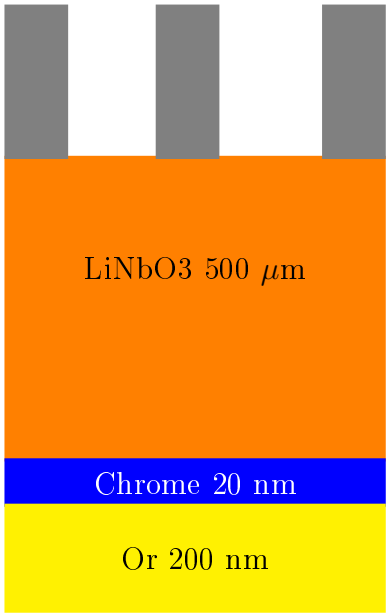
(b) Métallisation de la face inférieure



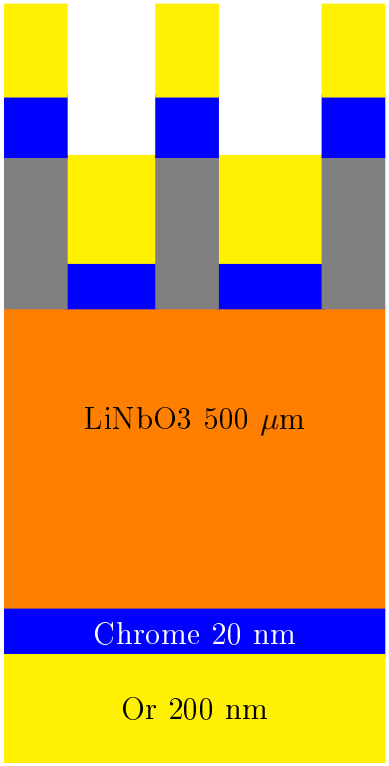
(c) Dépôt de photorésine



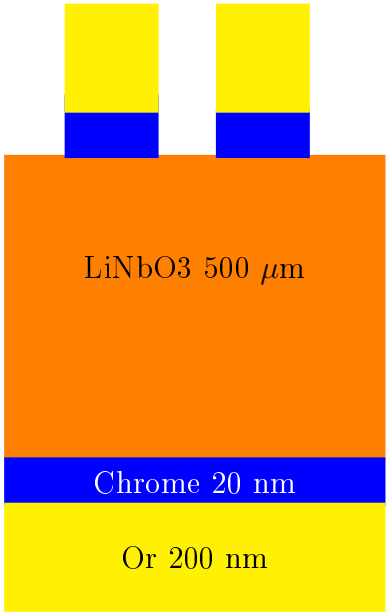
(d) Exposition UV



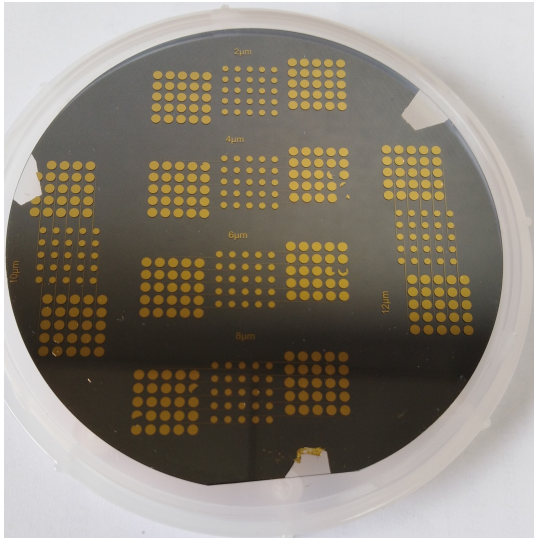
(e) Développement de la photorésine



(f) Métallisation de la face supérieure



(g) Lift off



(h) Photo du substrat

FIGURE 2.3 – Étapes de fabrication des matrices de micro-transducteurs.

La première étape consiste à déposer l'électrode commune (la masse) de tous les μTs ce qui

implique la métallisation de la face dite inférieure du substrat avec de l'or (figure 2.3b). L'épaisseur de cette couche d'or est de 200 nm. Une couche d'accroche en chrome est nécessaire pour assurer une bonne adhésion sur le substrat (figure 2.3a). Celle-ci a une épaisseur de 20 nm est déposée par évaporation.

En ce qui concerne la face supérieure, sa surface doit être conditionnée avant le dépôt de la photorésine. En effet, le substrat est posé sur une plaque chauffante à 110°C pendant 5 minutes pour assurer la déshydratation. Ensuite, une solution chimique appelée HMDS (hexaméthyldisilazane) est utilisée pour le nettoyage. Celle-ci est déposée par centrifugation ou "spin coating" (figure 2.4) afin d'améliorer l'adhésion de la photorésine. Ensuite, une couche de résine négative de type AZ nLOF2020 d'environs 2 μm d'épaisseur est déposée par centrifugation avec une vitesse de rotation de 2800 rotations par minute pendant 20 s (figure 2.3c). Le dépôt est suivi immédiatement d'un recuit thermique à 110°C pendant 90 s pour renforcer les liaisons entre les molécules de la résine.

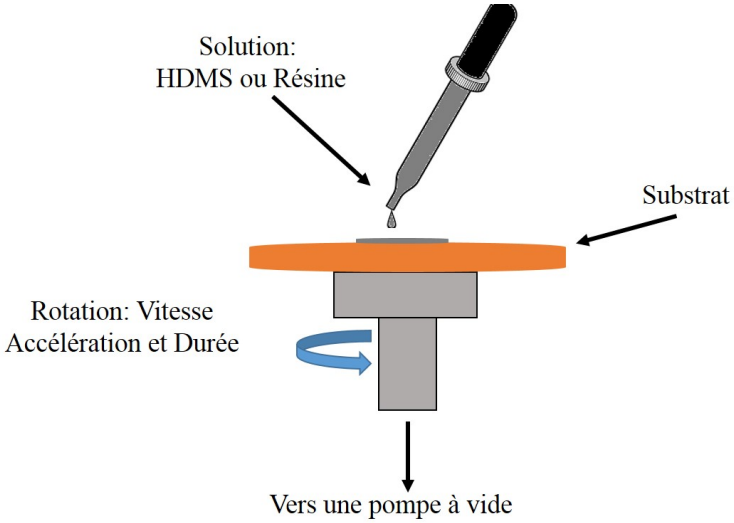
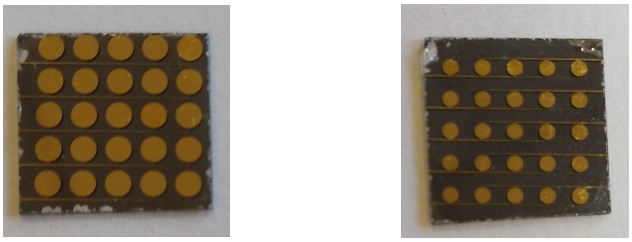


FIGURE 2.4 – Technique de centrifugation[127].

L'étape suivante est appelée photolithographie : une exposition au rayonnement ultraviolet (UV) de type 'Hard' est appliquée pendant 7s. Par la suite, un recuit thermique à 110°C pendant 90 s est appliqué afin d'amplifier le développement et renforcer les liaisons de la photorésine exposée. Ensuite, la résine est développée pour éliminer la partie non insolée (figure 2.3e). Pour cela, le substrat est placé dans une solution basique de type A326 pendant 90 s. Enfin, le substrat est

immédiatement placé dans l'eau pendant 30 s pour le nettoyer.

En ce qui concerne les électrodes dites supérieures, une couche d'accroche de 20 nm de chrome et une couche d'or de 200 nm sont déposées successivement (figure 2.3f). Enfin, la couche de résine est enlevée ainsi que le métal déposé en surface "Lift off" (figure 2.3g). Celui-ci est effectué avec un solvant de type "remover SVC". En effet, le substrat est plongé dans le solvant chauffé à 65 °C pendant quelques heures.



(a) (b)

FIGURE 2.5 – Matrices de micro-transducteurs découpées ayant un diamètre de **(a)** 1.5 mm et **(b)** 1 mm.

Cependant, certains problèmes d'adhérence sont susceptibles de se produire. La figure 2.3h montre l'absence d'or sur certains plots. Cela est dû essentiellement aux impuretés telle que la poussière. Pour résoudre ce problème, le substrat peut être nettoyé en le plaçant dans un plasma d'oxygène. Les figures 2.5a et 2.5b montrent les matrices du substrat découpées ayant des μTs de diamètre 1.5 mm et 1 mm, respectivement.

2.2.4 Conclusion

Dans cette section, le processus de fabrication des matrices de μTs sur des substrats de $LiNbO_3$ est présenté. Celui-ci est décomposé en quatre étapes principales : la métallisation de la face inférieure, la photolithographie, la métallisation et le lift-off de la face supérieure. Le temps et le type de l'exposition UV sont deux facteurs importants pour la réalisation du motif. De plus, le nettoyage du substrat est une étape primordiale. Celle-ci permet d'aboutir à une bonne adhérence de la photorésine sur le substrat. Enfin, plusieurs matrices sont réalisées de 500,44 μm et 350,44 μm d'épaisseur, respectivement. Celles-ci seront caractérisées et utilisées dans les sections suivantes.

2.3 Caractérisation des matrices de micro-transducteurs

2.3.1 Introduction

La constante piézoélectrique de charge, notée d_{33}, est l'une des constantes les plus mesurées afin de caractériser un matériau piézoélectrique. Celle-ci quantifie le changement de volume quand le matériau piézoélectrique est soumis à un champ électrique ou bien le changement de la polarisation quand celui-ci est soumis à une contrainte. Dans ce qui suit, la mesure du coefficient d_{33} du $LiNbO_3$ Y-36° est présentée. Celle-ci est effectuée en utilisant la technique de la microscopie à force piézoélectrique (PFM :*"Piezoelectric Force Microscopy"*).

Une autre technique utilisée souvent pour caractériser les transducteurs acoustiques est la mesure de leurs impédances électriques. Les mesures sont initialement effectuées sur les 25 μTs de deux matrices ayant chacune une épaisseur de 500,44 μm et 350,44 μm. Les μTs des matrices choisies ont un diamètre de 1.5 mm. Celles-ci ont permis d'identifier leurs fréquences de résonance et d'anti-résonance.

2.3.2 Caractérisation par microscopie à force piézoélectrique

L'approche de la PFM est basée sur le fort couplage entre la polarisation et le déplacement du matériau. La PFM, détecte la déformation piézoélectrique d'un échantillon. Celle-ci est causée par l'application d'un champ électrique à partir d'une pointe conductrice. La PFM est capable de mesurer les déformations à l'échelle du picomètres. Elle peut aussi donner la cartographie présentant le modèle des domaines ferroélectriques avec une résolution latérale de quelques nanomètres.

La figure 2.6 présente le dispositif expérimental de la PFM. Une tension alternative V_{AC} (V, f) est appliquée à la pointe et les oscillations du levier sont détectées par une photodiode. Cette dernière détecte la réflexion du faisceau laser suivant le mouvement du levier. Pour une opération standard de PFM, la fréquence f de la tension alternative V_{AC} est choisie entre 10 kHz et 100 kHz et l'amplitude de la tension V entre 1 V et 10 V[128].

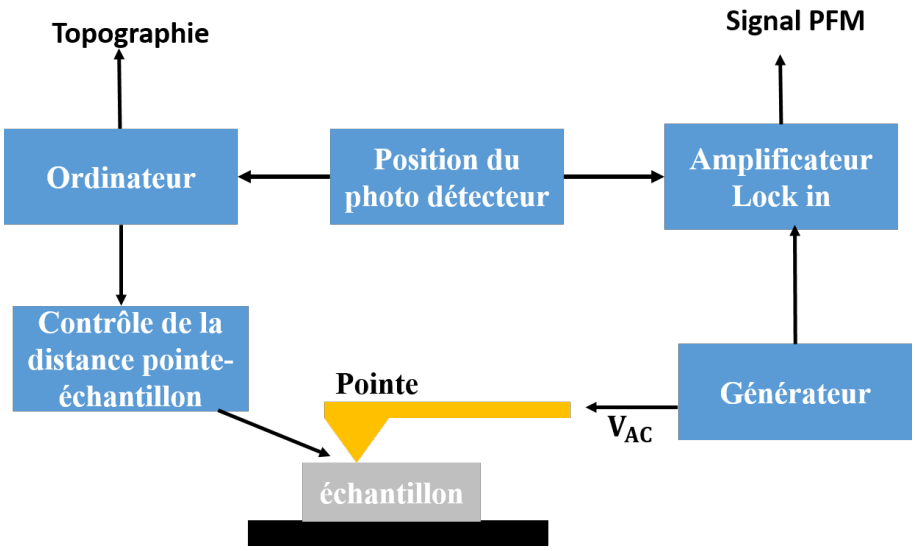


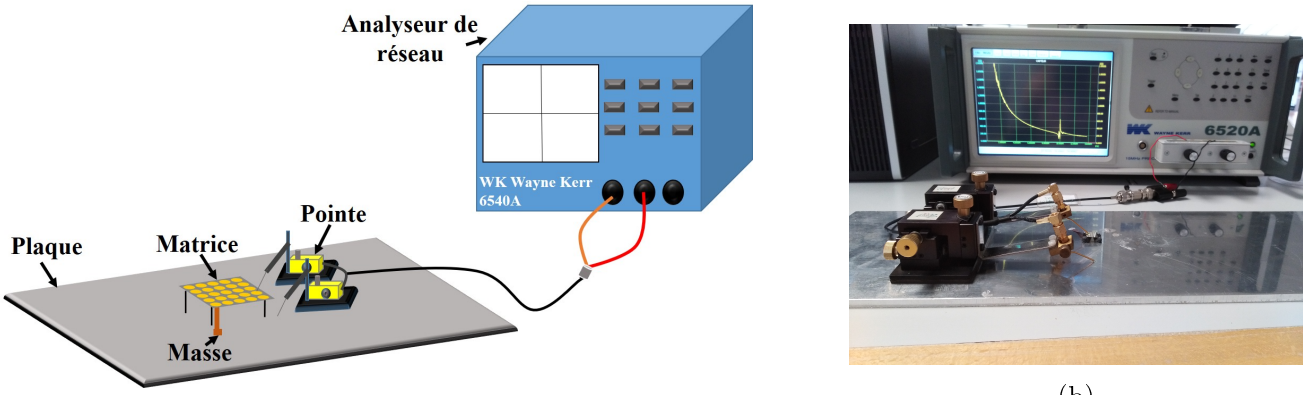
FIGURE 2.6 – Schéma de la PFM en mode contact[128].

Généralement, le levier peut subir trois types de déplacements[129] : une flexion verticale résultante des forces hors plan. Ces forces permettent la mesure du coefficient d_{33}, une torsion qui représente le coefficient de cisaillement d_{15} et une déformation due à la force de compression agissante sur la surface. Ce type de déformation est produit quand une force dans le plan agit tout au long de l'axe du levier.

Le premier type de déformation est appelé mesure hors plan ou PFM verticale. Dans ce qui suit, cette mesure est effectuée afin de déterminer le coefficient piézoélectrique d_{33} en mode épaisseur du $LiNbO_3$ Y-36°. La tension alternative appliquée à la pointe a une fréquence de 15 kHz et une amplitude de 3 V. La sensibilité de mesure est de 54 nm/V. Le déplacement de l'échantillon est de 0,75 pm. Ceci correspond à un déplacement réel égal au produit sensibilité-déplacement.

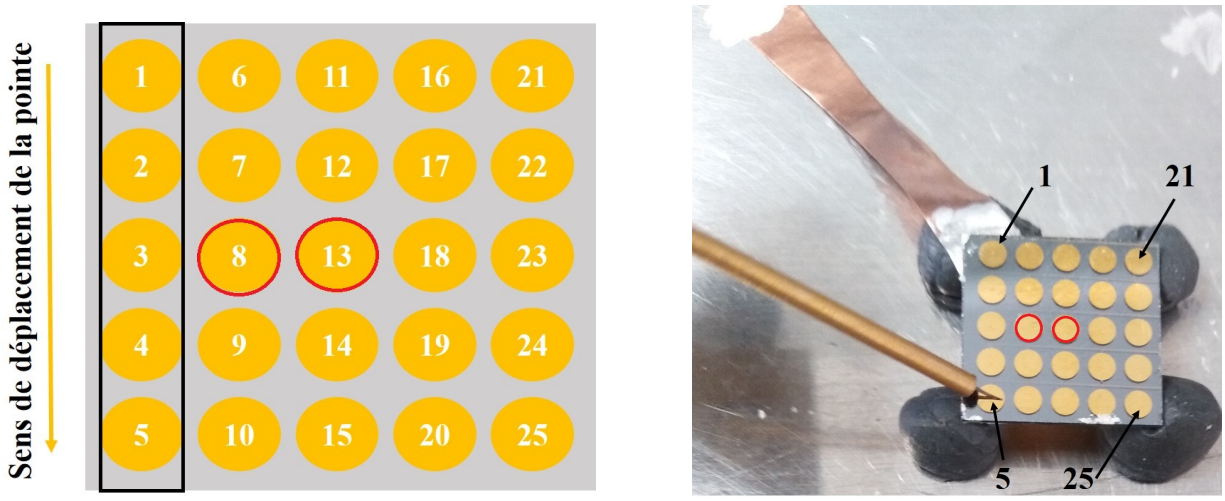
Soit dZ = 40.6 pm/V pour 3V. Et donc, d_{33} = 13.5 pm/V (dZ/3). En comparant ces résultats avec ceux de la littérature[80;92], la valeur du d_{33} est comprise entre 6×10^{-12} C/N et 16 $\times10^{-12}$ C/N. La valeur de 10^{-12} C/N est équivalente à 1 pm/V. La valeur du d_{33} estimée par les mesures PFM se trouve dans cette intervalle.

2.3.3 Caractérisation par un analyseur de réseau



(a) (b)

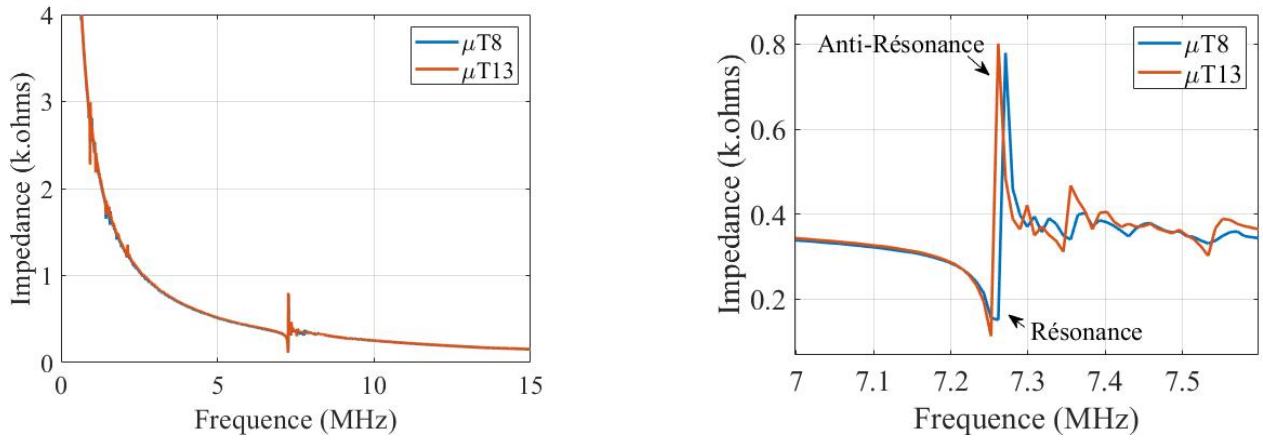
FIGURE 2.7 – Dispositif expérimental pour la mesure de l'impédance électrique des micro-transducteurs **(a)** Schéma et **(b)** photographie.



(a) (b)

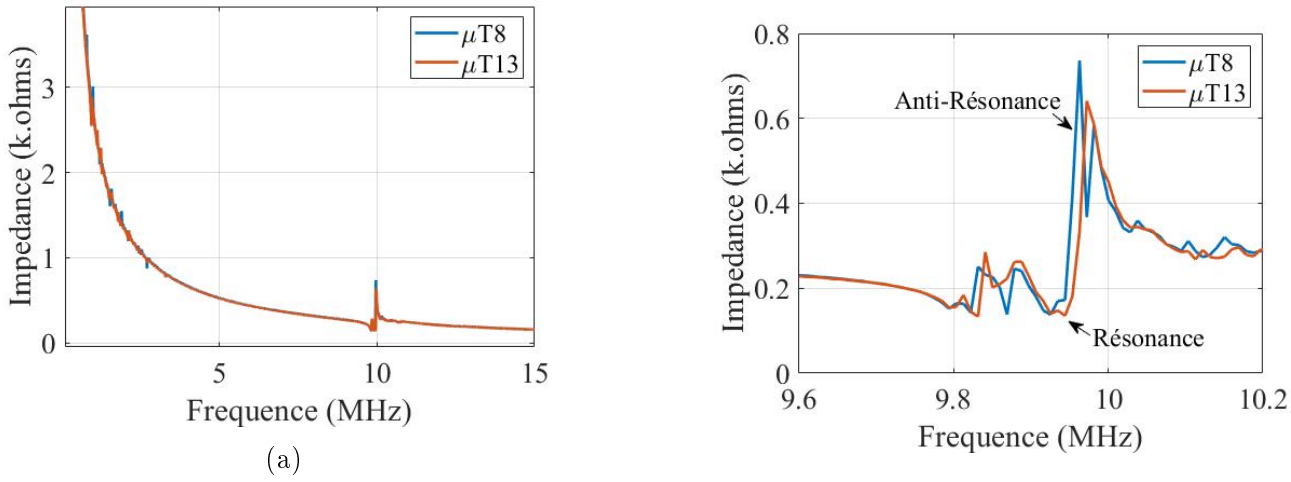
FIGURE 2.8 – **(a)** Schéma représentant le numéro de référence pour chaque micro-transducteur et **(b)** Photographie réelle de la matrice libre.

Le dispositif expérimental consiste en un analyseur de réseau WK Wayner Kerr 6540A connecté à deux pointes de contact métallique Quarter A-20338. La première est en contact avec un μT de la matrice, tandis que l'autre est en contact avec la masse. La matrice est placée d'une façon à être libre et sans contact avec la structure (figures 2.7a et 2.7b). La tension appliquée aux bornes du μT est de 1 V. Un balayage fréquentiel de 1 kHz jusqu'à 15 MHz est effectué sur deux μTs du centre : μT numéro 8 et 13 (voir les μTs marqués par un cercle rouge sur les figures 2.8a 2.8b) afin de déterminer leur fréquence de résonance.



(a) (b)

FIGURE 2.9 – **(a)** Variation de l'impédance électrique en fonction de la fréquence pour les μTs 8 et 13 ayant une épaisseur de 500,44 μm et **(b)** Un agrandissement autour de la fréquence de résonance.



(a)

FIGURE 2.10

FIGURE 2.11 – **(a)** Variation de l'impédance électrique en fonction de la fréquence pour les μTs 8 et 13 ayant une épaisseur de 350,44 μm et **(b)** Un agrandissement autour de la fréquence de résonance.

μT	F_r (MHz)	F_a(MHz)
8	7,252	7,261
13	7,261	7,271

(a)

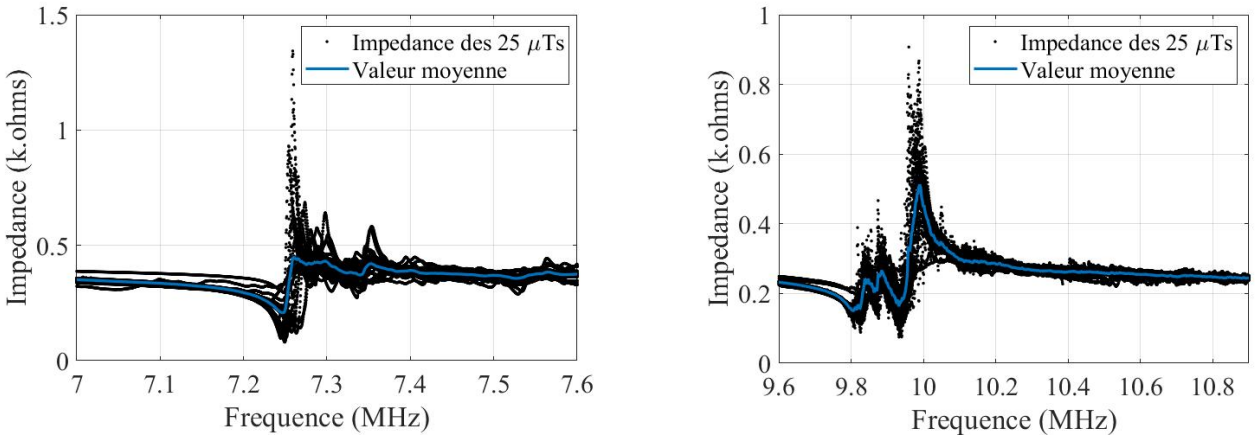
μT	F_r (MHz)	F_a(MHz)
8	9,925	9,935
13	9,963	9,972

(b)

TABLEAU 2.1 – Fréquences de résonance et d'anti-résonance mesurées pour les micro-transducteurs 8 et 13 ayant une épaisseur de (a) 500,44 μm et (b) 350 μm

La figure 2.9 représente la variation de l'impédance électrique en fonction de la fréquence pour les μTs 8 et 13 situés au centre de la matrice ayant une épaisseur de 500,44 μm. Ces courbes, présen-

tant la même allure, permettent de déterminer la valeur de la fréquence de résonance (f_r). Celles-ci sont situées entre 7,252 MHz et 7,261 MHz, respectivement. Les fréquences d'anti-résonance (f_a) correspondantes à chacune de ces deux valeurs sont 7,261 et 7,271 MHz, respectivement. La figure 2.11 représente les courbes d'impédance des μTs 8 et 13 ayant une épaisseur de 350,44 μm. Leurs f_r sont localisées entre 9,925 MHz et 9,935 MHz. Les fréquences f_a correspondantes sont 9.963 MHz et 9.972 MHz, respectivement. Les tableaux 2.1a et 2.1b résument les valeurs de f_r et f_a mesurées pour les μTs 8 et 13 ayant une épaisseur de 500,44 μm et 350,44 μm, respectivement.



(a) (b)

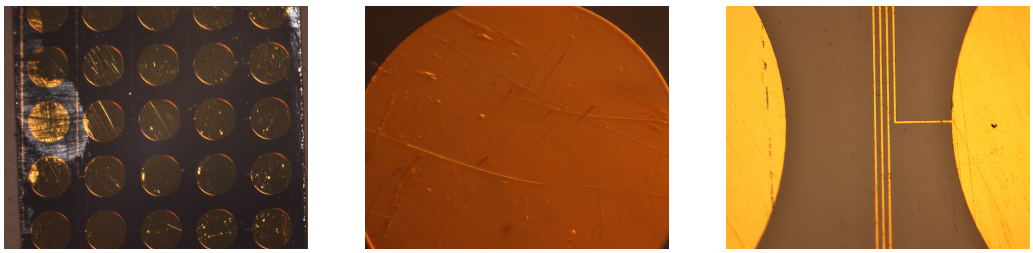
FIGURE 2.12 – Variation de l'impédance dans la zone de la fréquence de résonance des 25 μTs ayant (a) 500 μm et (b) 350 μm d'épaisseur.

La fréquence de résonance mécanique f dépend fortement de l'épaisseur du matériau piézoélectrique et peut être calculée théoriquement selon l'équation suivante[130] :

$$T = \lambda/2 = \frac{c_L}{2f}, \tag{2.1}$$

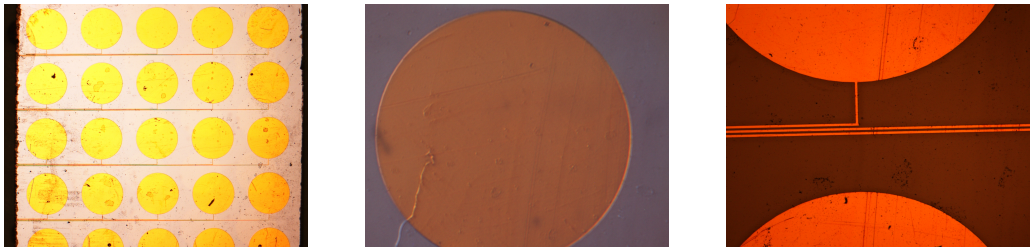
où T désigne l'épaisseur du matériau et $c_L = 7340$ m/s (voir la référence[82]) est la vitesse de l'onde longitudinale dans le $LiNbO_3$ Y-36° . Ce qui donne des valeurs de f égales à 7,340 MHz et 10,486 MHz pour les μTs de 500,44 μm et 350.44 μm d'épaisseur, respectivement. Les valeurs calculées sont relativement proches des f_r électriques mesurées. Les mesures sont ensuite menées sur les 25 μTs de 500,44 μm et 350,44 μm d'épaisseur . Les mesures sont effectuées dans la plage des fréquences de résonances : entre 7,0 MHz et 7,6 MHz pour les μTs de 500,44 μm d'épaisseur et 9,6 MHz et 10,2 MHz pour les μTs de 350,44 μm d'épaisseur. Les figures 2.12a et 2.12b montrent

la variation de l'impédance électrique en fonction de la fréquence pour les 25 μTs de la matrice de 500 et 350 μm, respectivement. La courbe bleue représente la valeur moyenne d'impédance.



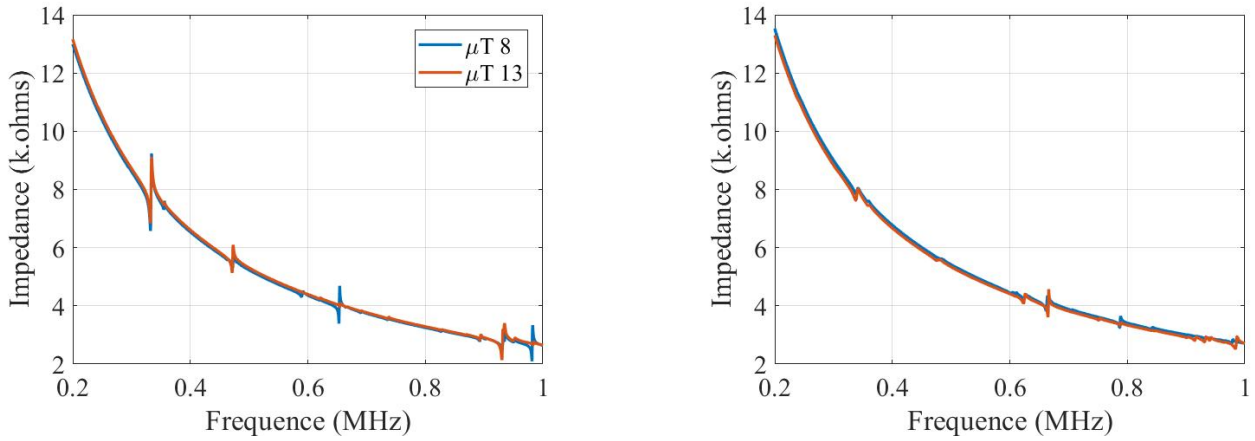
(a) (b) (c)

FIGURE 2.13 – Visualisation par microscopie optique (a) de la matrice globale de micro-transducteur, (b) d'un micro-transducteur agrandi et (c) des pistes de connections pour un échantillon de 500 μm d'épaisseur.



(a) (b) (c)

FIGURE 2.14 – Visualisation par microscopie optique (a) de la matrice globale de micro-transducteur, (b) d'un micro-transducteur agrandi et (c) des pistes de connections pour un échantillon de 350 μm d'épaisseur.



(a) (b)

FIGURE 2.15 – Résonances électriques faibles des μTs ayant (a) 500,44 μm et (b) 350,44 μm d'épaisseur dans la gamme des basses fréquences (<1 MHz).

Les courbes d'impédance des 25 μTs présentent la même allure, mais les amplitudes des impédances ainsi que les fréquences de résonance et d'anti-résonance varient légèrement d'un μT à l'autre. Cela peut être due à la force de pression appliquée par la pointe sur chaque μT. Cette force est incontrôlable et varie d'une mesure à une autre. En revanche, des rayures sont observées sur quelques μTs. Celles-ci sont visualisées à l'aide d'un microscope optique Nikon AZ100. De plus, la vibration des pistes de connections (figures 2.13c et 2.14c) peut engendrer des signaux parasites et influencer les mesures. Enfin, les résultats de mesure montrent que tous les μTs fonctionnent normalement. Il est à noter que de faibles fréquences de résonances sont détectées en dessous de 0,9 MHz. Puisque cette gamme de fréquence nous intéresse pour les applications de ces matrices dans le domaine du CSI, des mesures sont effectuées sur quelques μTs localisés au centre de la matrice (loin des frontières) entre 50 kHz et 1 MHz. Les figures 2.15a et 2.15b montrent des résonances faibles autour de 300, 400, 600 et 900 kHz.

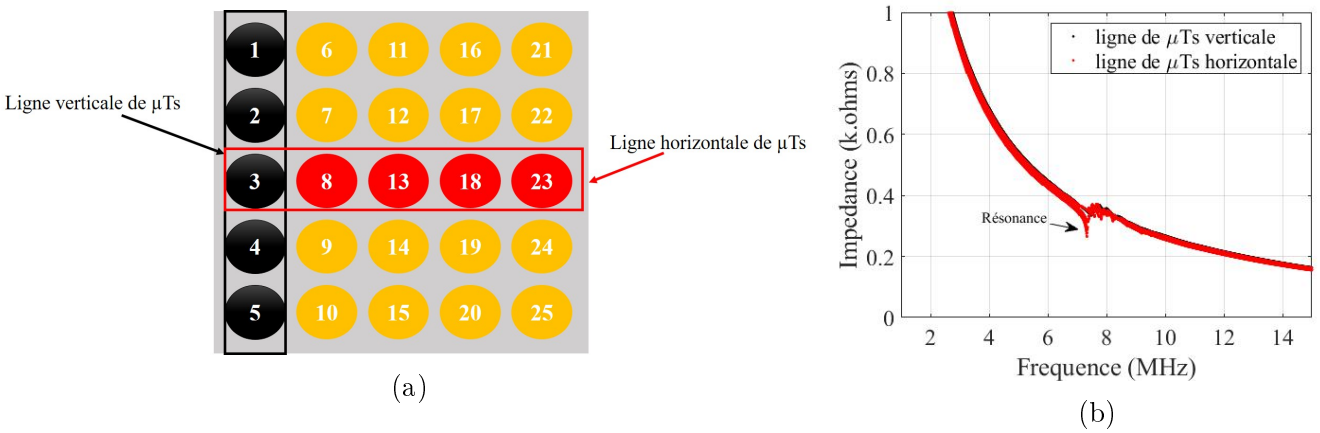


FIGURE 2.16 – **(a)** Schéma représentant le choix des micro-transducteurs de la matrice collée et **(b)** Variation de l'impédance électrique en fonction de la fréquence pour la matrice de 500,44 μm d'épaisseur collée sur une plaque de 6 mm.

Une dernière série de mesures d'impédance électrique est effectuée sur les μTs de la matrice présentés dans la figure 2.16a en rouge et noir. La matrice est fixée sur une plaque de 6 mm d'épaisseur en utilisant de la colle acrylique. Les mesures ont montré que la fréquence de résonance est toujours autour de 7,3 MHz (figure 2.16b). Dans ce cas là, les faibles résonances en dessous de 0,8 MHz sont fortement atténuées. Ceci est dû à l'épaisseur de la colle acrylique utilisée pour la fixation de la matrice.

2.3.4 Conclusion

Dans cette section, les différentes caractérisations de la matrice de μTs sont présentées. Premièrement, le coefficient piézoélectrique de charge d_{33} est mesuré en utilisant la technique de la PFM. La mesure a montré une bonne concordance avec les résultats de la littérature. Deuxièmement, les mesures effectuées en utilisant un analyseur de réseau ont permis de déterminer la valeur des fréquences de résonance des matrices réalisées de 500,44 μm et 350,44 μm d'épaisseurs. Les résultats ont montré que tous les μTs des deux matrices fonctionnent normalement. En revanche, ces mesures varient légèrement d'un μT à l'autre. Cela est dû à la force de pression appliquée par les pointes métalliques sur ceux-ci. Dans ce qui suit, des études expérimentales sont présentées afin de montrer la capacité de ces matrices de μTs à détecter et à identifier les modes guidés dans les plaques.

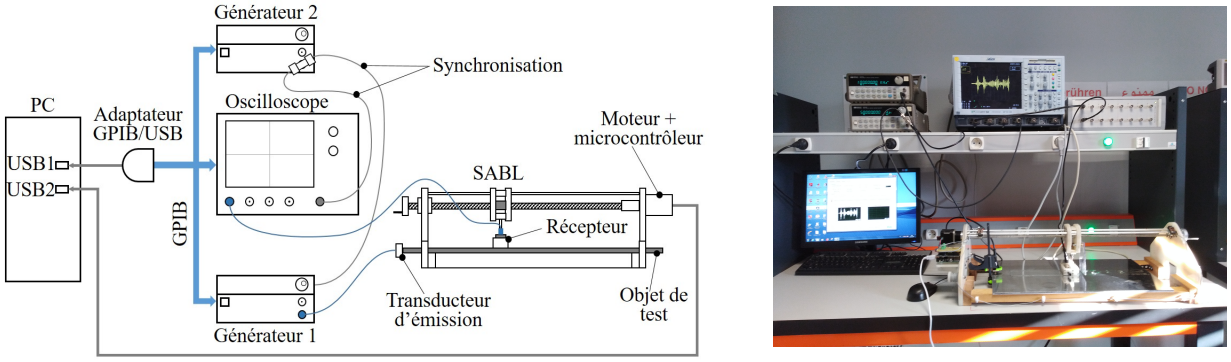
2.4 Détection et identification des modes de Lamb par la matrice de micro-transducteurs

2.4.1 Introduction

La matrice de μTs réalisée est utilisée pour le contrôle santé intégré des structures par ondes guidées ultrasonores. La propagation de ces ondes dans les structures, telles que les plaques et les cylindres est complexe à cause de leur nature dispersive et multi-modales. Il est donc primordiale de travailler dans l'intervalle des basses fréquences, là où les modes générés dans la structure ne sont pas nombreux. L'objectif de cette section est de montrer la capacité de la matrice à détecter et identifier les modes guidés pour une fréquence centrale d'excitation de 200 kHz. Pour cela, des tests expérimentaux sont menés sur une plaque. Dans un premier temps, les courbes de dispersion expérimentales sur une plaque d'aluminium de 6 mm sont présentées. Ces résultats montrent les modes guidés générés par l'émetteur. Dans un deuxième temps, des mesures optiques par vibrométrie laser (*Laser Doppler Vibrometer*, noté LDV) et des mesures électriques, respectivement sont effectuées afin de montrer la sensibilité de la matrice aux ondes de Lamb.

2.4.2 Identification des modes de Lamb

Le but de cette section est de déterminer les modes guidés générés par un transducteur Panametrics A413S 0.5/0.5X1.0 dans une plaque d'aluminium de 6 mm d'épaisseur. Cet émetteur a une fréquence de résonance centrale de 500 kHz. Deux mesures sont effectuées afin de tracer les courbes de dispersion des ondes de Lamb. Un dispositif de mesure appelé Système Automatique de Balayage Linéaire (SABL) mis en œuvre à l'IEMN-DOAE est utilisé.



(a) (b)

FIGURE 2.17 – Dispositif expérimental SABL pour la détermination des courbes de dispersion **(a)** Schéma et **(b)** photographie.

Le dispositif SABL (Figure 2.17) est un système qui déplace un récepteur ultrasonore, Panametrics A413S 0.5/0.5X1.0, tout au long d'une ligne et effectue l'enregistrement du signal électrique pour chaque point d'arrêt. Le signal d'excitation est une sinusoïde avec un cycle, une fréquence de 200 et 500 kHz, respectivement (Figure 2.18) et est généré par un générateur Hewlett Packard 33120 A. Il est fenêtré par une fenêtre de Hanning et a une amplitude de 10 V crête à crête. Un oscilloscope LeCroy Wave Runner 960 est utilisé pour visualiser les signaux acquis par le récepteur.

Afin d'identifier les modes de Lamb, une Transformée de Fourier à Deux dimensions (TF-2D) est appliquée aux signaux spatiaux temporels en post-traitement :

$$S(k,f) = \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} s(x,t) \exp^{-j(\omega t + kx)} \, dtdx, \tag{2.2}$$

où x est la position, t le temps, k représente le nombre d'onde, f la fréquence et $s(x,t)$ définit le signal spatio-temporel mesuré.

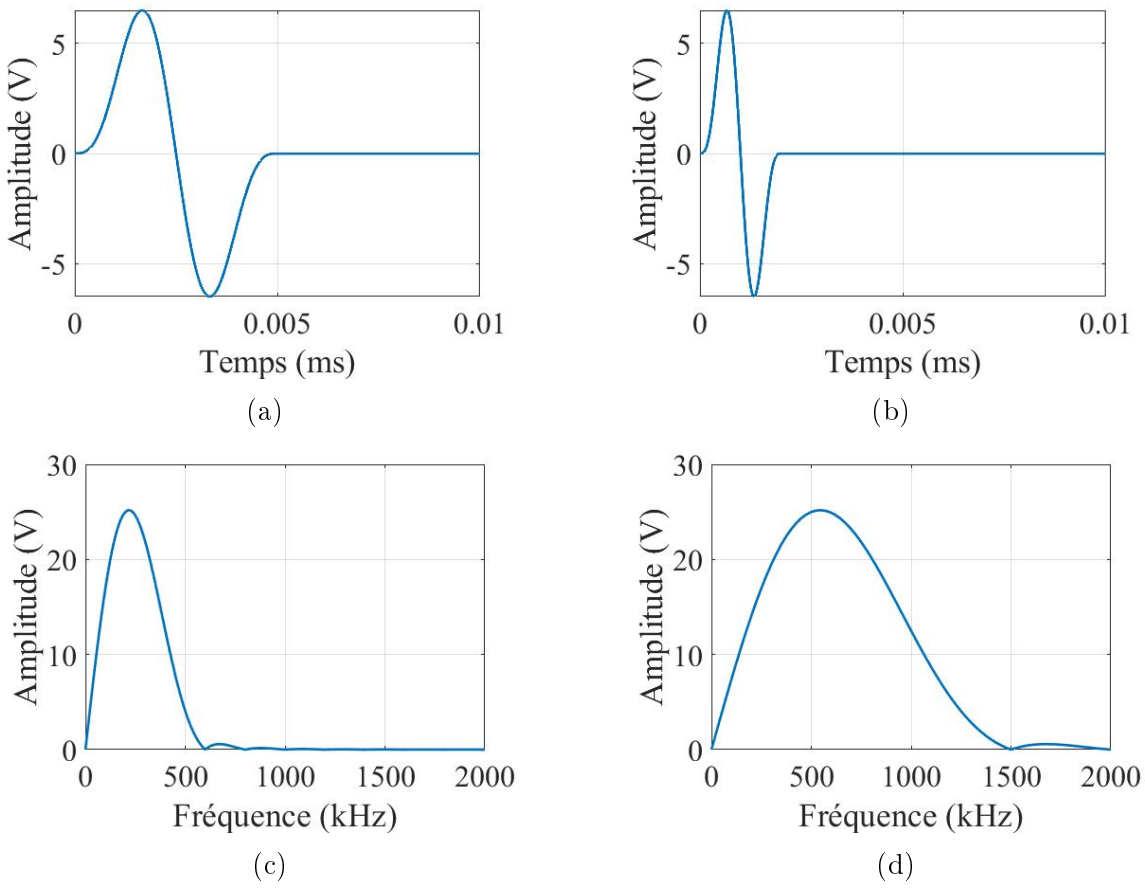


FIGURE 2.18 – Signal temporel d'excitation pour un nombre de cycle égal 1 et **(a)** f_c = 200 kHz, **(b)** f_c = 500 kHz et **(c)**, **(d)** leur transformée de Fourier, respectivement.

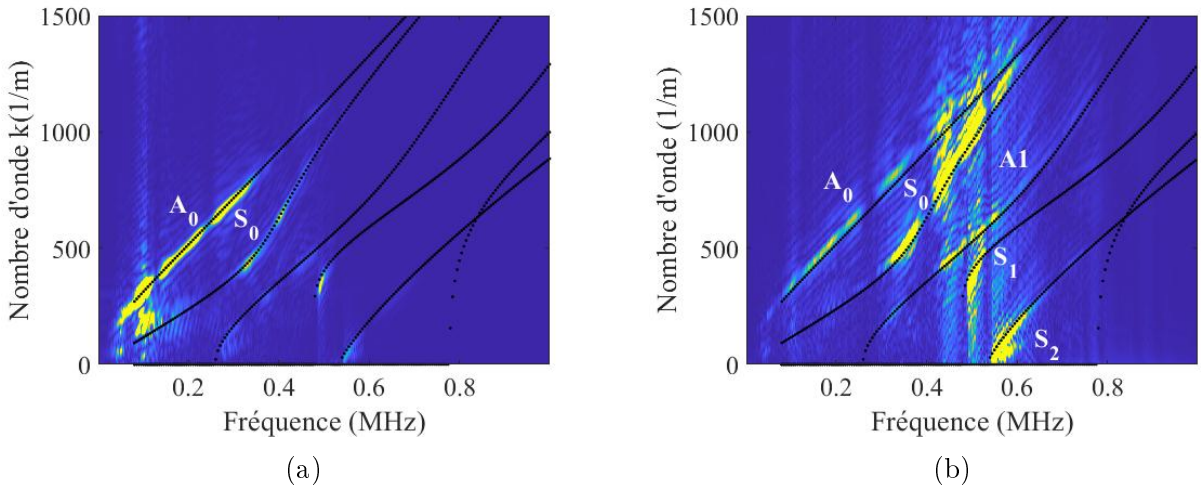


FIGURE 2.19 – Courbes de dispersion en nombre d'onde pour une fréquence centrale d'excitation de **(a)** 200 kHz et **(b)** 500 kHz.

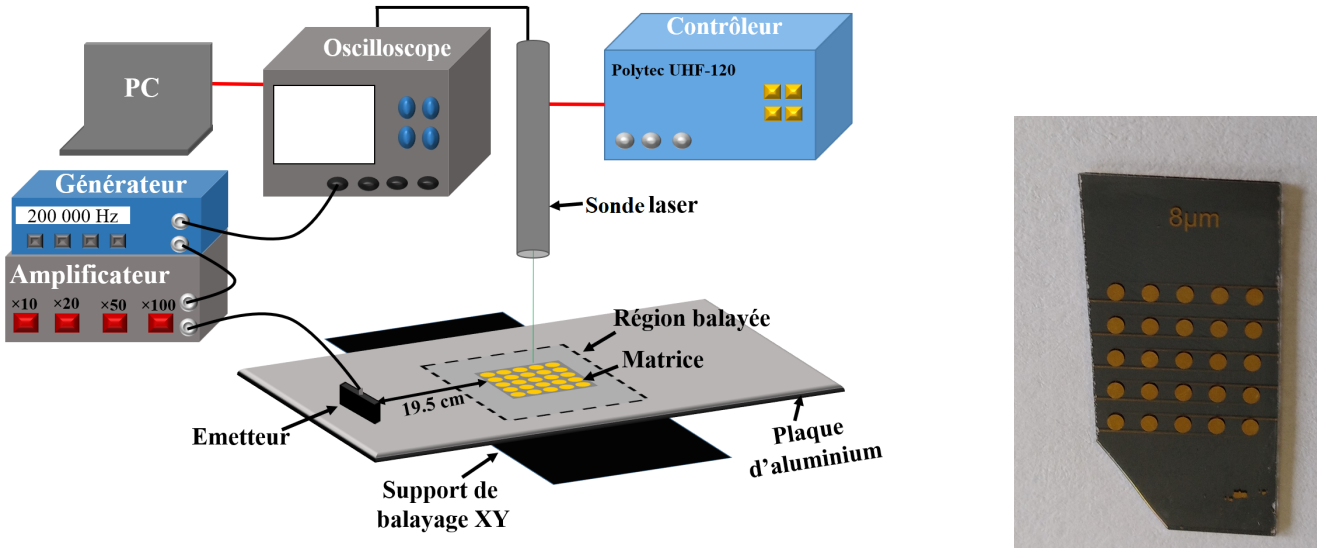
Les figures 2.19a et 2.19b représentent le résultat de la TF-2D pour les fréquences d'excitation de 200 kHz et 500 kHz, respectivement. La TF-2D est appliquée sur 200 signaux spatiaux-

temporels. L'acquisition de chacun des signaux est effectuée avec une fréquence d'échantillonnage de 10 MHz et un pas spatial de 1 mm. Dans la figure 2.19, l'axe des abscisses représente la fréquence, l'axe des ordonnées correspond au nombre d'onde et l'intensité des couleurs représente l'amplitude. De plus, sur ces deux graphes, les résultats numériques des courbes de dispersion en nombre d'onde calculés par la méthode semi-analytique d'éléments finis[32] sont superposés. Une bonne concordance est observée entre les résultats.

Sur la figure 2.19a, les modes fondamentaux symétrique (S_0) et anti-symétrique (A_0) sont clairement identifiés. En revanche, le mode S_0 est faiblement généré. En outre, des modes symétriques et anti-symétriques d'ordre supérieure sont également observés. La figure 2.19b montre 5 modes de Lamb (A_0, S_0, A_1, S_1 et S_2) qui se propage pour une fréquence d'excitation de 500 kHz. Celle-ci correspond à la fréquence de résonance de l'émetteur. Dans ce qui suit un test expérimental est effectué sur la plaque et la matrice de μTs couplée afin de vérifier si celle-ci est capable de détecter les ondes de Lamb.

2.4.3 Étude de la sensibilité de la matrice de micro-transducteurs aux ondes de Lamb

3.A Mesures des déplacements normaux par LDV

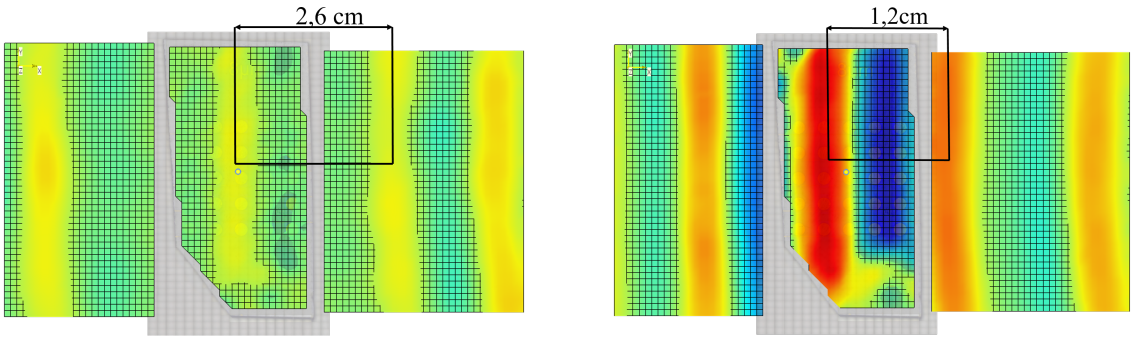


(a) (b)

FIGURE 2.20 – **(a)** Dispositif expérimental pour la visualisation de la propagation d'onde dans une plaque d'aluminium et **(b)** Photographie de la matrice collée sur la plaque.

Le but de cette section est de montrer la sensibilité de la matrice de μTs aux ondes de Lamb à basses fréquences. Pour cela, les déplacements normaux de la vibration de la plaque ainsi que ceux de la matrice sont mesurés à l'aide d'un LDV (Polytec, UHF-120). Dans le dispositif expérimental de la figure 2.20a, la matrice de μTs (voir figure 2.20b) est placée sur une plaque d'aluminium ($500 \times 150 \times 6$ mm^3) à une distance de 19.5 cm de l'émetteur. Afin d'assurer un bon couplage, une couche mince de pétrole est utilisée. La plaque est placée sur le support de balayage XY. Les ondes guidées ultrasonores sont excitées en utilisant un transducteur Panametrics A413S 0.5/0.5X1.0. Le signal d'excitation appliqué par un générateur Tektronix 7051, est défini par une sinusoïde avec un cycle, une fréquence de 200 kHz et une amplitude de 7 V crête à crête. Les signaux reçus sur chaque point de mesure sont acquis par la photodiode (2 GHz) du LDV et visualisés par un oscilloscope LeCroy 725Zi-A. Les signaux sont ensuite transmis vers un ordinateur (PC) via une liaison série.

La région inspectée par le laser comprend la matrice et deux parties de part et d'autre de celle-ci (voir figure 2.20a). Les signaux sont acquis sur 1963 points avec une résolution spatiale définie par $\Delta x \times \Delta y = 0.5 \times 0.5$ mm^2.



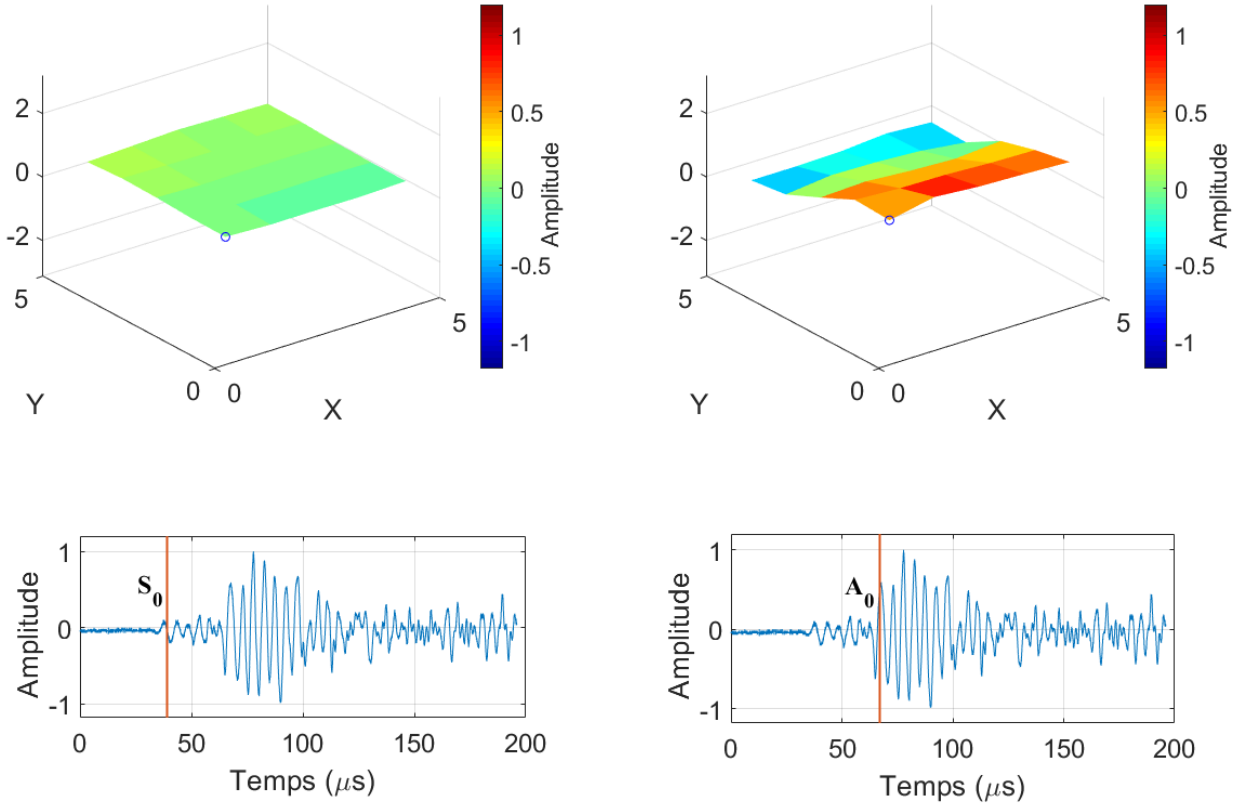
(a) (b)

FIGURE 2.21 – Visualisation de la propagation du mode **(a)** S_0 et **(b)** A_0 sur une plaque d'aluminium à travers une matrice de micro-transducteurs.

La propagation des modes de Lamb fondamentaux, symétrique et anti-symétrique d'ordre zéro, sont montrés sur la figure 2.21a et 2.21b, respectivement. Ceux-ci sont identifiés en mesurant la longueur d'onde qui correspond à 2,6 cm et 1,2 cm, respectivement. Il faut noter ici, l'absence d'onde réfléchie – de la composante hors plan – par la matrice de μTs. En effet, la faible épaisseur des μTs les rend quasi-transparents vis-à-vis des ondes. Cela permet de les utiliser dans les appli-

cations CSI.

3.B Mesure des signaux électriques reçus par les micro-transducteurs



(a) (b)

FIGURE 2.22 – Déformée modale expérimentale du mode **(a)** S_0 et **(b)** A_0.

Des mesures électriques sont effectuées sur les μTs de la matrice. Les signaux électriques sont acquis, sur les 25 μTs, à l'aide des pointes métalliques Quarter A-20338. Un exemple de résultats de mesure pour une fréquence d'excitation de 200 kHz est montré sur la figure 2.22. Sur celle-ci, le passage des ondes S_0 et A_0 est identifié à différents instants t. Cette identification est basée sur le calcul des temps de vol (t) des deux modes en utilisant : $t = D/v_g$ où D est la distance entre l'émetteur et la matrice et v_g la vitesse de groupe théorique du mode S_0 et A_0, respectivement à 200 kHz. On obtient alors, un temps de vol égal à 39 μs et 60 μs pour les modes S_0 et A_0, respectivement. Cela correspond bien aux temps d'arrivée des modes visualisés sur la figure 2.22. Ceci permet de montrer la capacité des μTs à récupérer la vibration des ondes guidées en basses fréquences par rapport à leur fréquence de résonance élevée.

2.4.4 Conclusion

Dans cette section, les modes générés par un émetteur Panametrics dans une plaque d'aluminium sont montrés. Cela a permis d'identifier les modes de Lamb fondamentaux, symétrique et anti-symétrique détectés par la matrice. De plus, la matrice de μTs ayant une faible épaisseur, n'influence pas la propagation des ondes de Lamb dans la plaque. En effet, le vibromètre laser n'a pas détecté d'onde réfléchie (composante hors plan). Ceci permet de montrer la sensibilité des μTs aux ondes de Lamb pour une fréquence centrale d'excitation de 200 kHz. En outre, la matrice a montré un comportement quasi-transparent par rapport aux ondes guidées.

2.5 Application de la matrice dans la gamme de fréquences (50 kHz - 1 MHz)

2.5.1 Introduction

Le but de cette section est de montrer la sensibilité de la matrice de μTs dans la gamme fréquentielle située entre 50 kHz et 1 MHz. Pour cela, le coefficient de conversion du déplacement normal en tension, noté R, est déterminé expérimentalement. Premièrement, la fonction de transfert ($H(f)$) de chaque μT est déterminée par la méthode de filtre inverse (inverse matched filtering)[131] en utilisant les signaux de sortie issues des mesures optiques et électriques, respectivement. Deuxièmement, la variation du coefficient R en fonction de la fréquence est présentée.

2.5.2 Détermination du coefficient de conversion du déplacement normal

La réponse impulsionnelle ($h(t)$) et sa transformée de Fourier associée, connue par la fonction de transfert ($H(f)$), décrivent les propriétés de transmission linéaire de tout système capable de transporter ou de transformer de l'énergie dans une certaine plage de fréquence. $h(t)$ et $H(f)$ sont déterminées selon les équations :

$$s(t) = h(t) * e(t), \tag{2.3}$$

$$H(f) = \frac{S(f)}{E(f)}, \tag{2.4}$$

où *s(t)* est le signal de sortie, *e(t)* le signal d'entrée. $(*)$ représente le produit de convolution. $S(f)$ et *E(f)* sont la transformée de Fourier du signal temporel de sortie et d'entrée, respectivement.

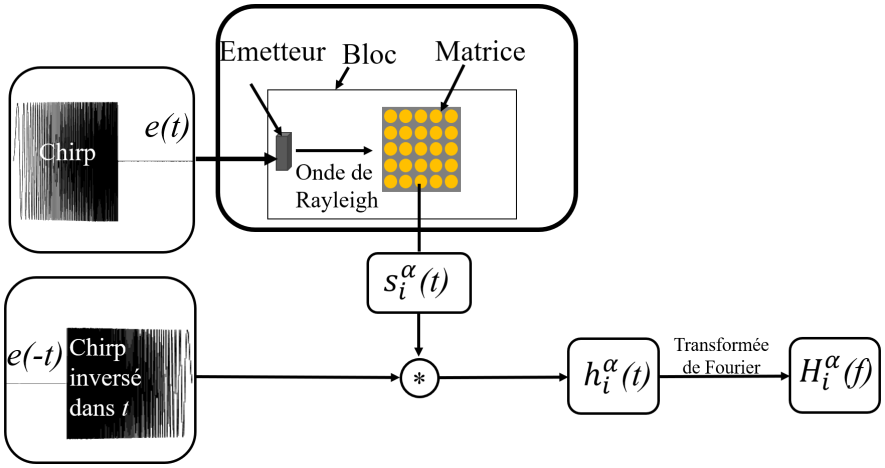


FIGURE 2.23 – Représentation schématique de la détermination de *H(f)* pour chaque μT

La figure 2.23 montre un schéma simplifié du dispositif expérimental utilisé pour la détermination de *H(f)*. Le signal d'entrée (*e(t)*) est un Chirp linéaire. La matrice est considérée comme un système linéaire. Les signaux de sortie, notés $s_i^\alpha(t)$, sont acquis. L'exposant α dénote le type de mesure effectuée : mesure du déplacement normal de la vibration du μT ($\alpha = L$) par LDV et mesure électrique ($\alpha = E$) par pointes métalliques. L'indice, i, représente le numéro du μT (i = 1,2,...,25). *h(t)* est donnée par l'équation suivante[131] :

$$\begin{aligned} s_i^\alpha * e(-t) &= h_i^\alpha(t) * e(t) * e(-t), \\ &= h_i^\alpha(t) * \delta(t) = h_i^\alpha(t), \end{aligned} \tag{2.5}$$

où $\delta(t)$ est la fonction de Dirac. *H(f)* est déterminée en appliquant la transformée de Fourier à *h(t)*. $H_i^L(f)$ et $H_i^E(f)$ sont obtenues pour chaque μT. Ces dernières sont influencées par la fonction de transfer de l'émetteur et celle du bloc d'Aluminium notées *T(f)* et *A(f)*, respectivement :

$$H_i^\alpha(f) = H_{\mu T}^\alpha(f).T(f).A(f), \tag{2.6}$$

où $H_{\mu T}^\alpha(f)$ est la *H(f)* du μT.

Le coefficient R est déterminé selon l'équation suivante :

$$R_i = \frac{H_i^E(f)}{H_i^L(f)}, \tag{2.7}$$

Ce coefficient montre la sensibilité de la matrice de μTs en fonction de la fréquence indépendamment de l'émetteur et du bloc.

2.5.3 Dispositif expérimental pour la détermination du coefficient R

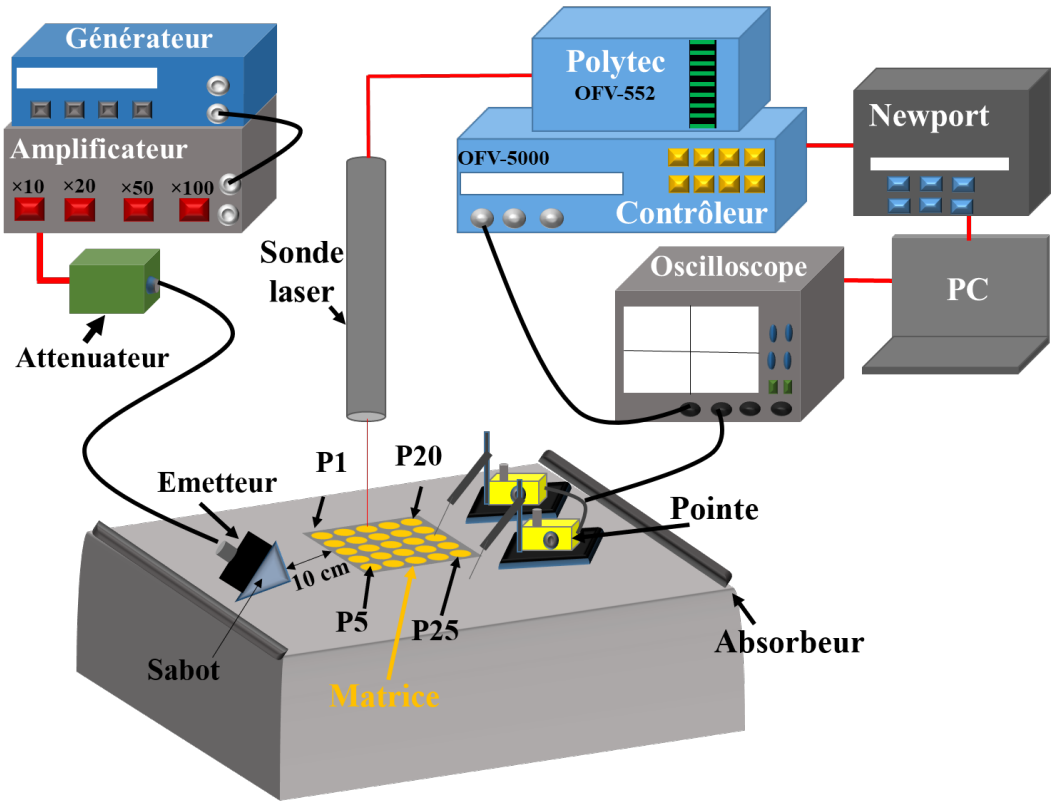


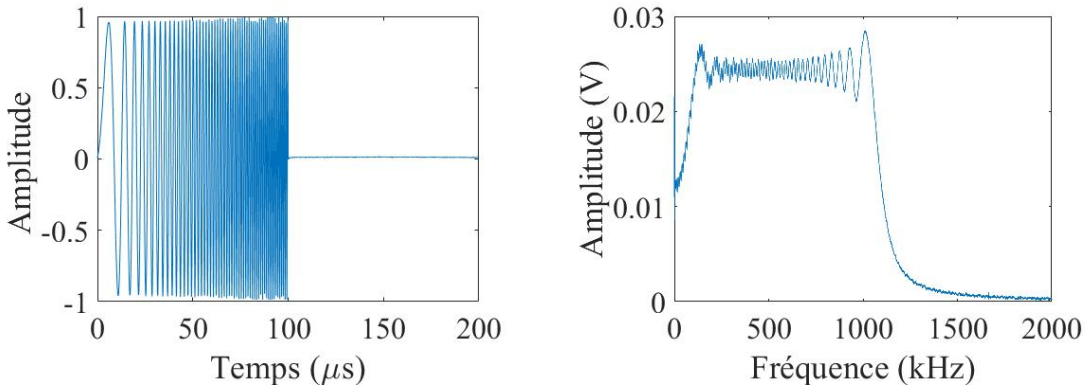
FIGURE 2.24 – Représentation schématique du dispositif expérimentale pour l'acquisition des signaux électriques ainsi que les déplacements normaux de la vibration des micro-transducteurs collés sur un bloc de 10 cm d'épaisseur.

Dans cette section, le dispositif expérimental, mis en œuvre pour la détermination du coefficient R, est détaillé dans le schéma de la figure 2.24. Les ondes de Rayleigh sont générées à la surface d'un bloc en aluminium ($32 \times 12 \times 10$ cm^3) en utilisant un transducteur Panametrics A413S 0,5 / 0,5X1,0. L'émetteur est placé sur un sabot en Pléxiglass (PMMA) à angle variable. L'angle de

Rayleigh est calculé selon l'équation suivante :

$$\theta_R = sin^{-1}(\frac{c_L}{c_R})^{29}, \tag{2.8}$$

où c_L est la célérité de l'onde longitudinale dans le sabot et c_R est celle de l'onde de Rayleigh dans l'aluminium. Soit $\theta_R = 42°$. Le signal d'entrée est un Chirp linéaire qui varie entre 50 kHz et 1 MHz (figures 2.25a et 2.25b) avec une durée de 100 μs, généré par un générateur Agilent 33250A et amplifié par un amplificateur NF4055. L'entrée d'un atténuateur de 3 dB est connectée à l'amplificateur, afin d'améliorer l'adaptation électrique avec l'émetteur et protéger l'amplificateur de courants élevés, tandis que sa sortie est connectée à l'émetteur. La matrice de μTs est fixée sur la plaque d'aluminium à l'aide de la colle cyanoacrylate.



(a) (b)

FIGURE 2.25 – **(a)** Signal d'excitation Chirp *e(t)* et **(b)** sa transformée de Fourier.

La distance entre la matrice et l'émetteur est de 10 cm. Les signaux électriques sont acquis sur les 25 μTs à l'aide des pointes métalliques Quarter A-20338. Le déplacement normal de la vibration de chaque μT est mesuré par un LDV Polytec OFV-552. Le décodeur DD-300 de déplacement est choisi avec une sensibilité égale à 50 nm/V. Le mouvement de la sonde laser est contrôlé par un contrôleur Newport motion controller connecté à un PC. Les signaux acquis sont visualisés par un oscilloscope LeCroy 64Xi et enregistrés et traités par un ordinateur.

2.5.4 Résultats obtenus pour la variation de R

Cette section, présente les résultats expérimentaux obtenus pour la détermination du coefficient R. La figure 2.26 montre un exemple de deux signaux temporels obtenus par mesure LDV et pointe,

respectivement acquis sur le μT numéro 3. La première arrivée correspond à l'onde de Rayleigh. Cela peut être vérifié en calculant le temps de vol de l'onde (c_R = 2800 m/s). Un retard temporel de 1,2 μs est observé entre les deux mesures. Ce dernier est lié au dispositif expérimental car le déplacement normal de la vibration du μT est traité par le démodulateur du LDV.

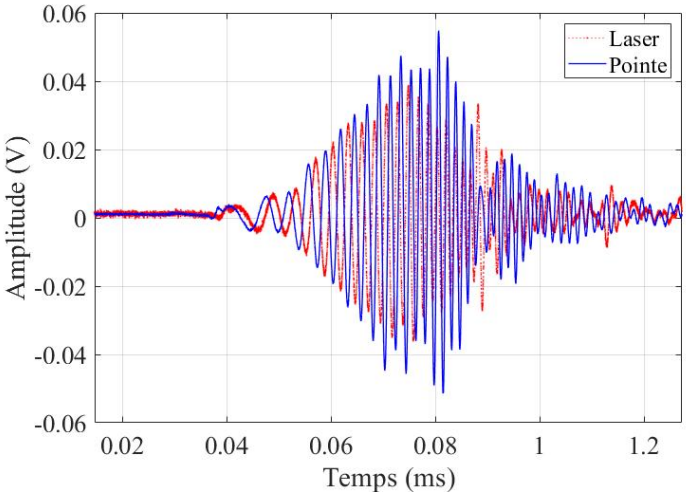


FIGURE 2.26 – Signaux temporels *s(t)* mesurés par laser et pointes, respectivement sur le micro-transducteur numéro 3 de la matrice fixée sur un bloc de 10 cm d'épaisseur.

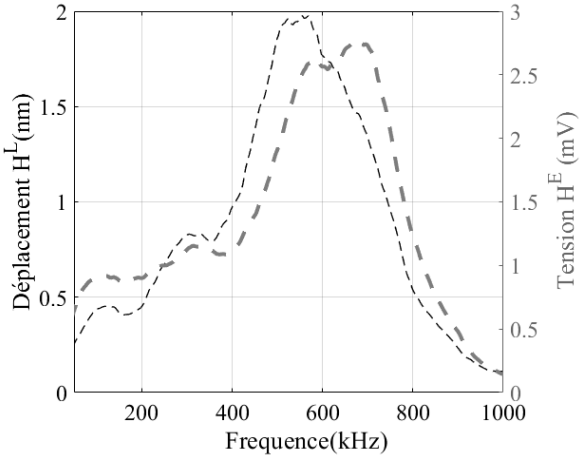


FIGURE 2.27 – Variation de H^L et H^E dans la gamme fréquentielle (50kHz - 1MHz) pour le micro-transducteur numéro 3.

La figure 2.27 présente les transformée de Fourier $H^L(f)$ et $H^E(f)$ de la mesure optique et électrique, respectivement sur le μT numéro 3. Il est important de noter que ces deux fonctions ont un maximum autour de 500 kHz. Celui-ci n'est autre que la fréquence de résonance de l'émetteur. Pour cela le coefficient R doit être déterminé afin d'exclure $T(f)$.

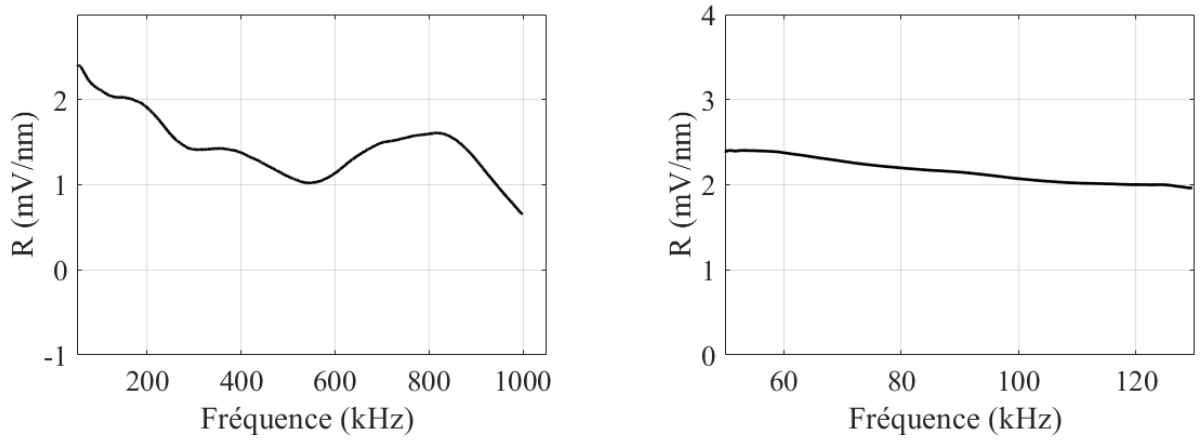


FIGURE 2.28 – Variation du coefficient R pour le μT numéro 3 dans la gamme fréquentielle **(a)** (50 kHz - 1 MHz) et **(b)** (60 - 120 kHz).

La figure 2.28a montre la variation du coefficient R pour le μT numéro 3 en fonction de la fréquence. Sur toute la gamme des fréquences (50 kHz - 1 MHz), il n'existe aucune valeur nulle. De plus, la courbe ne montre aucun pic de résonance ce qui confirme la sensibilité assez uniforme de la matrice dans la totalité de la bande fréquentielle étudiée. Cette particularité de R est importante puisqu'elle démontre que pendant la détection des signaux, aucune fréquence ne sera ni favorisée ni discriminée dans la gamme considérée. En outre, la figure 2.28b représente la variation du coefficient R entre 60 kHz et 120 kHz. Cet intervalle est considéré ici en particulier car le mode F(1,1) est susceptible d'être sélectionné et généré dans le cas d'un cylindre de 1 m de long et ayant une section de 14 mm de diamètre (voir figure 1.2). Le coefficient R montre une variation quasi-constante dans l'intervalle (60 - 120 kHz) ce qui est encourageant pour la détection du mode F(1,1).

2.5.5 Conclusion

Cette section a présenté l'approche expérimentale utilisée pour démontrer l'applicabilité de la matrice de μTs dans la gamme fréquentielle (50 kHz - 1 MHz). Pour cela, le coefficient de conversion du déplacement normal en tension est déterminé. Les mesures optiques et électriques ont permis de déterminer deux fonctions de transfert pour chaque μT par la méthode du filtre inverse. Les résultats obtenus ont montré la sensibilité de la matrice dans toute la gamme de fréquences étudiée. En particulier, le coefficient R a montré un comportement quasi-constant entre 60 kHz et 120 kHz. Ces résultats sont encourageants car, dans cette gamme de fréquences,

le nombre de modes guidés dans un cylindre plein en aluminium de 14 mm de diamètre ne sont pas nombreux. Ceci va permettre de sélectionner et de générer le mode F(1,1).

2.6 Conclusions

Dans ce chapitre, les étapes de réalisation de la matrice de μTs sont détaillées. Des matrices de 500,44 μm et 350,44 μm d'épaisseurs sont réalisées. Celles-ci sont caractérisées par différentes méthodes. Le coefficient de charge piézoélectrique de la matrice est mesuré par la méthode PFM. Les résultats ont montré une concordance avec ceux trouvés dans la littérature. Ensuite, les éléments de cette matrice sont caractérisés par un analyseur d'impédance. Les résultats ont montré une reproductibilité de la fréquence de résonance ainsi qu'une bonne concordance avec la fréquence de résonance mécanique calculée théoriquement. Malgré sa faible épaisseur et sa fréquence de résonance autour de 7,4 MHz, la matrice a montré une capacité à la détection des ondes de Lamb dans la gamme des basses fréquences. Les longueurs d'onde des modes fondamentaux sont mesurées par LDV. De plus, cette mesure a montré le comportement quasi-transparent de la matrice de μTs vis-à-vis de la propagation d'onde dans la structure. Enfin, la détermination du coefficient de conversion du déplacement normal en tension d'un micro-transducteur de la matrice a montré sa sensibilité dans la gamme de fréquences située entre (50 kHz - 1 MHz) et dans l'intervalle [60 - 120] kHz. Les résultats obtenus permettront d'utiliser cette matrice pour le contrôle non destructif des structures cylindriques qui fera l'objet de la section suivante.

CHAPITRE 3

IDENTIFICATION DES MODES GUIDÉS DANS UN CYLINDRE PLEIN ISOTROPE PAR UNE MATRICE DE MICRO-TRANSDUCTEURS

Sommaire

3.1 Introduction 63

3.2 Identification des modes générés par une pastille piézocéramique . . . 63

3.2.1 Introduction 63

3.2.2 Détermination des courbes de dispersion expérimentales 64

3.2.3 Détermination des déformées modales expérimentales par LDV 65

3.2.4 Conclusion 71

3.3 Sélection et génération du mode F(1,1) 72

3.3.1 Introduction 72

3.3.2 Identification des modes générés par une demi-pastille piézocéramique . 72

3.3.3 Identification des modes générés par deux demi-pastilles 74

3.3.4 Conclusion 77

3.4 Détection du mode F(1,1) par la matrice de μTs 77

3.4.1 Introduction 77

3.4.2 Dispositif expérimental pour l'acquisition des signaux électriques et optiques 78
3.4.3 Mesures des déplacements normaux de la vibration de la matrice 79
3.4.4 Acquisition des signaux électriques 80
3.5 Conclusions 82

3.1 Introduction

L'état de l'art a montré que les ondes guidées ultrasonores sont un outil intéressant pour la détection des hétérogénéités dans les structures cylindriques. Afin de simplifier l'analyse de l'interaction ondes-endommagements, les chercheurs ont eu recours à des méthodes numériques et expérimentales pour la sélection et la génération d'un seul mode[55]. En particulier, les modes L(0,2)[4;5], T(0,1)[56] et L(0,1)[132]. Cependant, la génération du mode F(1,1) reste peu étudiée dans la littérature. En même temps, les études numériques[32] ont montré sa capacité à détecter des endommagements qui s'étendent sur la circonférence dû à son mouvement rotatif.

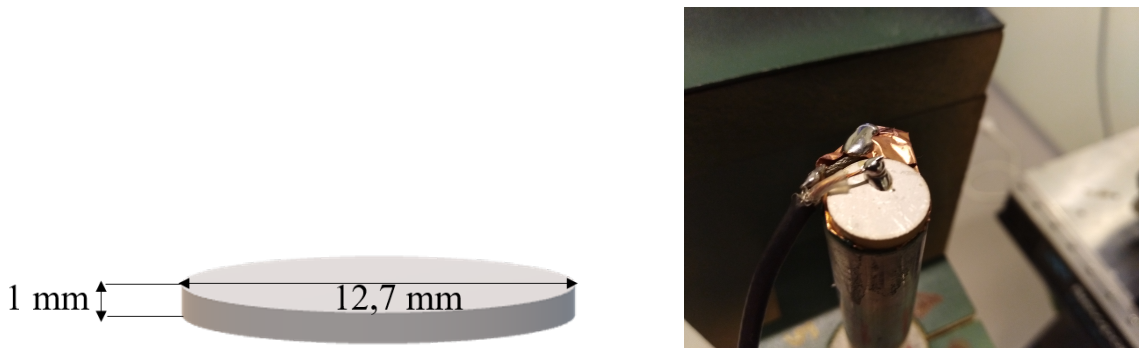
Ce chapitre est consacré à l'identification des modes guidés, en particulier, le mode F(1,1), dans un cylindre plein isotrope de 1 m de longueur (L = 1m) et 14 mm de diamètre (d = 14 mm) en utilisant la matrice de micro-transducteurs développée en chapitre 2. Les résultats obtenus sont synthétisés dans la section 3.2. Pour cela, les courbes de dispersion ainsi que les déformées modales expérimentales des ondes guidées dans le cylindre plein isotrope sont déterminées. La section 3.3 traite les méthodes expérimentales utilisées afin de sélectionner et de générer le mode F(1,1). Enfin, la section 3.4 montre la détection du mode F(1,1), par la matrice de micro-transducteurs, en utilisant des mesures électriques et optiques.

3.2 Identification des modes générés par une pastille piézocéramique dans un cylindre

3.2.1 Introduction

Cette section présente les travaux préliminaires effectués afin d'identifier les modes guidés susceptibles de se propager dans le cylindre (L = 1m et d = 14mm) en utilisant une pastille piézocéramique comme émetteur. Cette dernière est collée sur la section de l'une des extrémités du cylindre comme le montre la figure 3.1b. Dans un premier temps, les courbes de dispersion expérimentales sont tracées en utilisant le système de balayage linéaire motorisé, SABL, décrit dans la section 2.4.2 du chapitre 2. Ensuite, les déformées modales des modes guidés détectés par

vibromètre laser (LDV) sur la section du cylindre sont montrées. Enfin, les déformées modales des modes détectés par la matrice sont exploitées.



(a) (b)

FIGURE 3.1 – Pastille piézocéramique utilisée pour émettre des ondes ultrasonores dans le cylindre **(a)** Schéma représentant ses dimensions latérales et **(b)** Photographie.

3.2.2 Détermination des courbes de dispersion expérimentales par le dispositif SABL

Dans le but d'identifier la nature des modes guidés dans le cylindre (L = 1 m, d = 14 mm), des signaux temporels sont acquis tout au long de celui-ci en utilisant le dispositif SABL schématisé dans la section 2.4.2 (voir figure 2.17).

Dans ce qui suit, une pastille piézocéramique Pz27 ayant un diamètre de 12,7 mm et une épaisseur de 1 mm (figure 3.1a) collée sur la section du cylindre (figure 3.1b) est utilisée pour générer des ondes ultrasonores dans la structure. Un signal sinusoïdal de 7 cycles et une fréquence centrale d'excitation, f_c, de 100 kHz est appliqué à celle-ci. Les courbes de dispersion expérimentales sont tracées en appliquant une TF-2D sur 500 signaux temporels mesurés par le dispositif SABL avec un pas spatial de 1 mm et une fréquence d'échantillonnage de 10 MHz.

Les courbes de dispersion numériques du nombre d'onde sont superposées aux courbes expérimentales sur la figure 3.2 afin d'identifier les modes guidés. Sur celle-ci, les deux modes fondamentaux de compression L(0,1) et de flexion F(1,1) sont clairement identifiés.

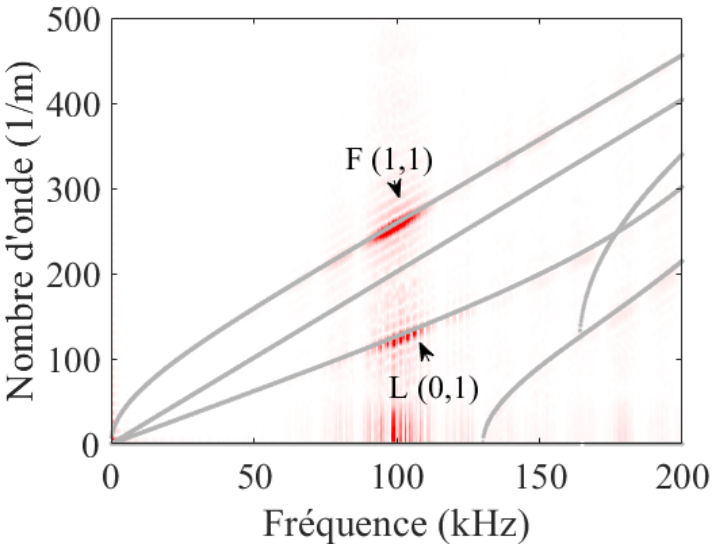
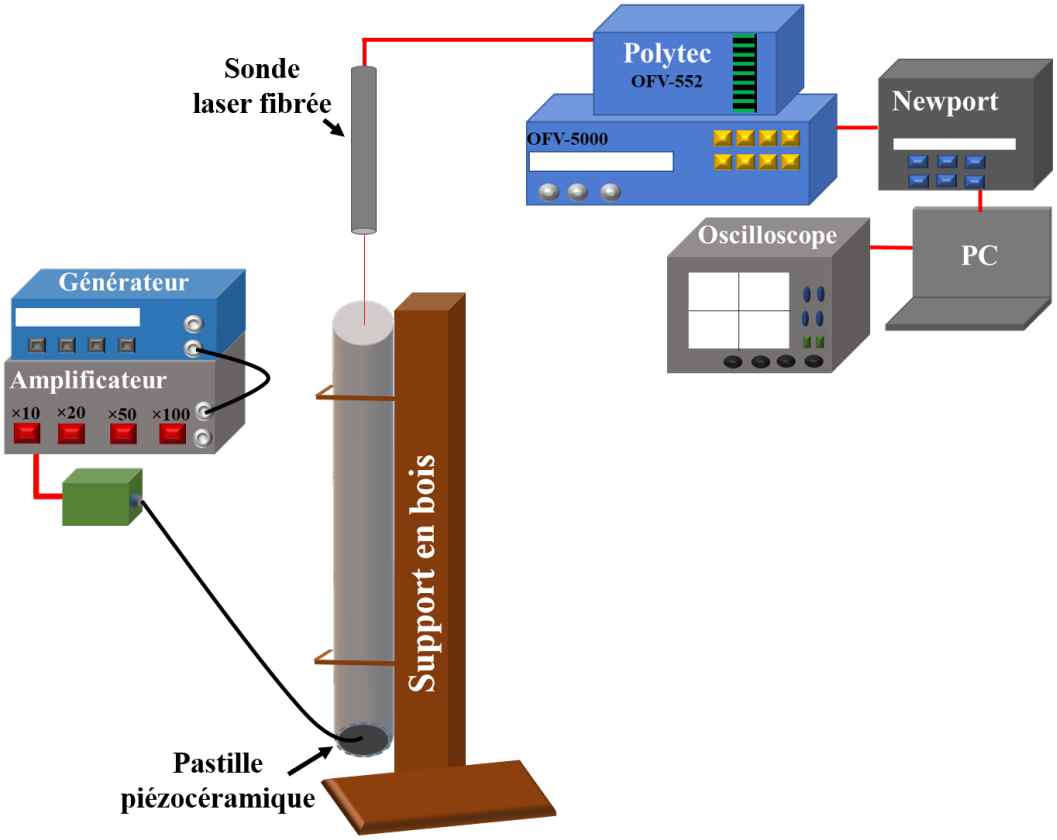


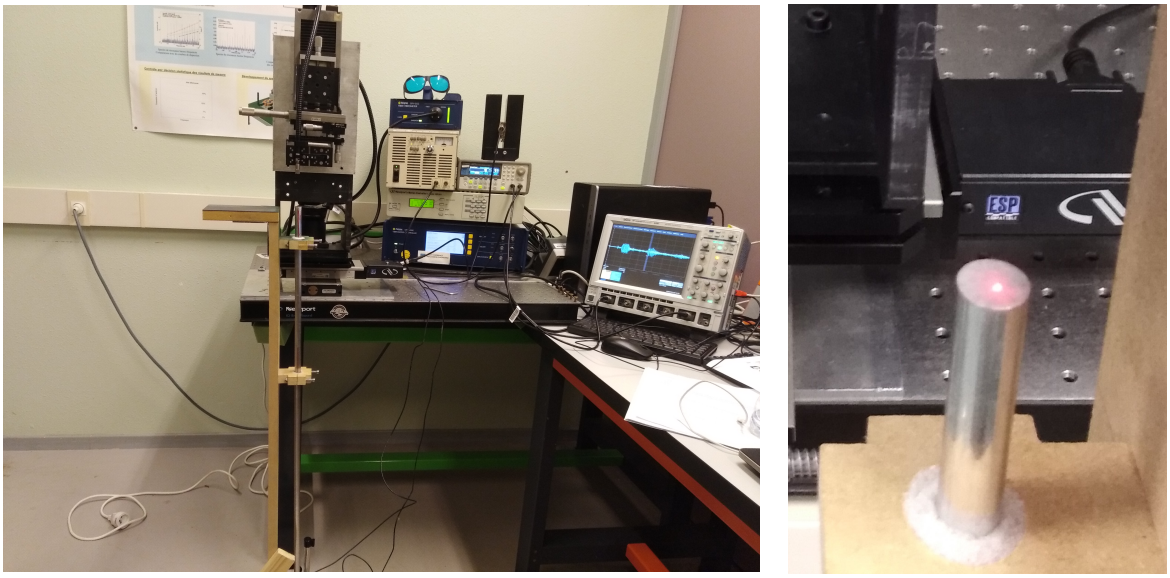
FIGURE 3.2 – Courbes de dispersion expérimentales et numériques du nombre d'onde en fonction de la fréquence (f_c = 100 kHz, 7 cycles).

3.2.3 Détermination des déformées modales expérimentales par LDV

3.A Mesure des déplacements normaux de la vibration sur la section du cylindre



(a)



(b) (c)

FIGURE 3.3 – Dispositif expérimental pour la mesure des déplacements normaux de la vibration de la section du cylindre par LDV **(a)** Schéma, **(b)** Photographie et **(c)** Un agrandissement de la section du cylindre balayée par le laser.

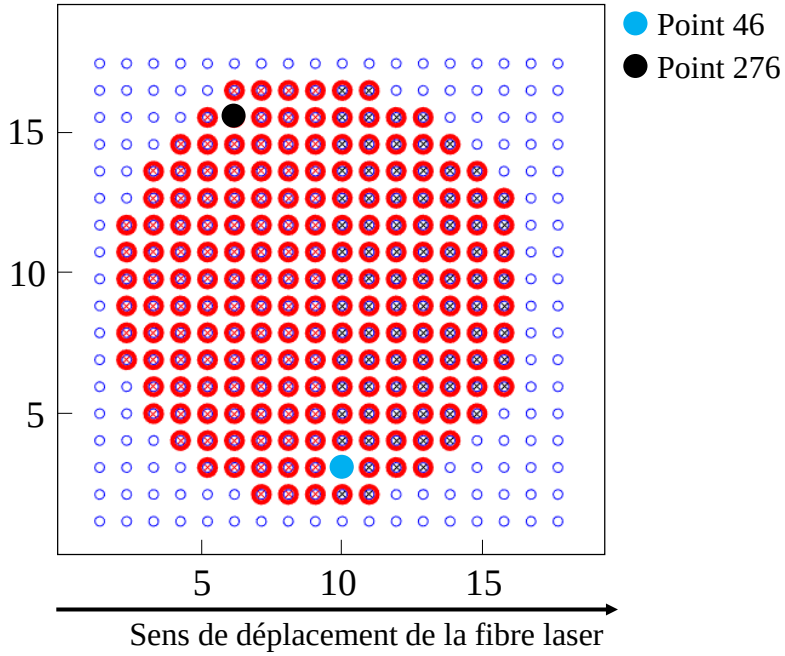
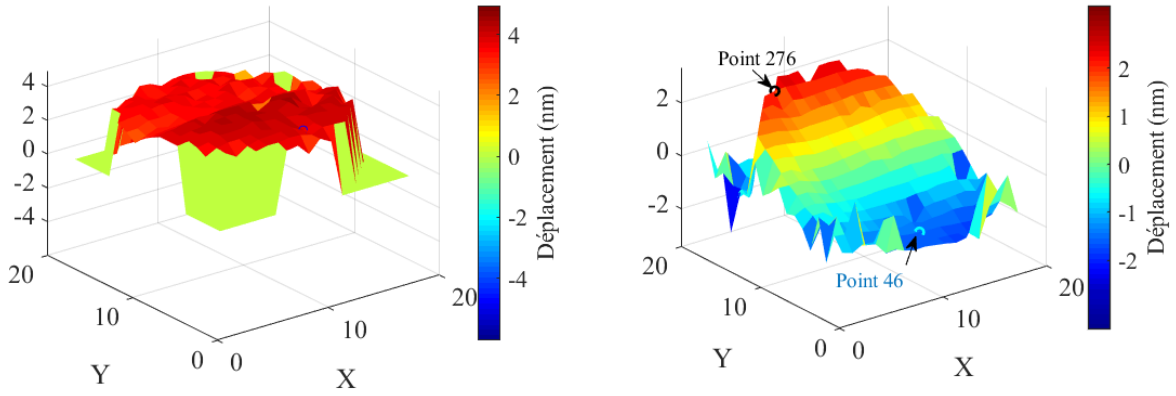


FIGURE 3.4 – Grille représentant les points de mesure par LDV sur la section du cylindre.

Le LDV polytec OFV-552 est utilisé pour identifier les modes générés dans le cylindre. La figure 3.3a montre le dispositif expérimental. Dans celui-ci, le cylindre est fixé sur un support en bois. Ce dernier est excité par une sinusoïde de 7 cycles et une amplitude de 25 V crête à crête en utilisant un générateur Agilent 33250A et amplifiée à l'aide d'un amplificateur NF 4055. L'entrée d'un atténuateur de 3 dB est connectée à l'amplificateur, afin de protéger l'amplificateur en cas

d'une forte désadaptation d'impédances électriques, tandis que sa sortie est connectée à l'émetteur. Un balayage fréquentiel est effectué dans l'intervalle [20 - 200] kHz avec un pas de 2 kHz. Le déplacement spatial de la sonde laser est assuré par un contrôleur de déplacement Newport ESP301. La figure 3.3b montre une photographie du dispositif expérimental mis en place pour la mesure des déplacements normaux de la vibration. Ceux-ci sont mesurés sur un ensemble de 18×18 points de la section du cylindre (figure 3.4), soit 324 points avec un pas spatial de 800 μm. Les signaux temporels sont visualisés par un oscilloscope LeCroy 64Xi et sont enregistrés et traités par un ordinateur (PC).

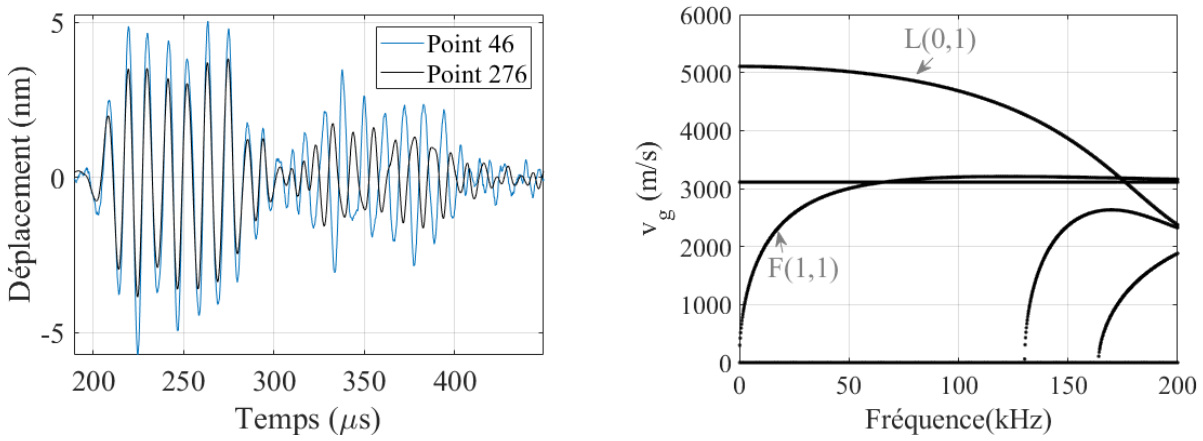


(a) (b)

FIGURE 3.5 – Déformées modales expérimentales du mode **(a)** L(0,1) et **(b)** F(1,1) pour une $f_c = 100$ kHz.

Les figures 3.5a et 3.5b présentent les déplacements normaux de la vibration de la section du cylindre aux instants $t = 220$ μs et $t = 342$ μs, respectivement. Dans ces deux figures, les axes X et Y représentent le repère spatial du balayage (18×18 points). L'intensité des couleurs montre la variation de l'amplitude du déplacement mesuré. Le mode de compression se manifeste par un déplacement symétrique de la vibration, tandis que le mode de flexion vibre d'une manière anti-symétrique par rapport au plan médian. Ces deux figures montrent que le mode L(0,1) est favorisé par rapport au mode F(1,1) et possède une valeur du déplacement normal maximale autour de 5 nm contre 2 nm pour le mode F(1,1).

La figure 3.6a montre un signal temporel acquis par le LDV sur le 46ème point de mesure et le 276ème point qui lui est opposé (voir figure 3.4). Ces signaux présentent deux paquets d'onde.



(a) (b)

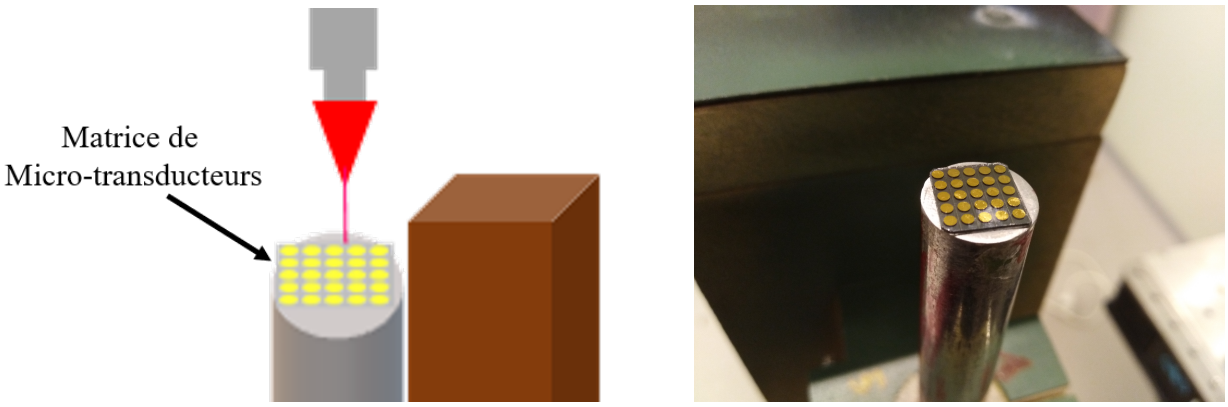
FIGURE 3.6 – **(a)** Signaux temporels acquis sur deux points de mesure opposés et **(b)** Courbes de dispersion numériques de la vitesse de groupe en fonction de la fréquence[1].

Le premier correspond au mode L(0,1) et le deuxième au mode F(1,1). Ces derniers sont identifiés en calculant le temps de vol. Ces temps sont calculés en connaissant les valeurs de la vitesse de groupe pour la fréquence d'excitation. D'après les courbes de dispersion de la vitesse de groupe (v_g) calculées numériquement (figure 3.6b), les temps de vol des modes guidés peuvent être calculés pour une f_c égale à 100 kHz et une distance parcourue de 1 m. Le mode L(0,1) est le plus rapide et a un temps de vol égal à 213.51 μs. Ce dernier est suivi par le premier mode de flexion F(1,1) qui arrive à l'instant $t = 318.79$ μs. Les valeurs temporelles, estimées théoriquement correspondent à celles calculées expérimentalement (voir figure 3.6a).

De plus, en exploitant les deux signaux temporels des points 46 et 276, respectivement il est claire que les premiers paquets d'onde sont en phase. Par contre, les deuxièmes paquets d'onde sont en opposition de phase. Cela confirme la détection des modes L(0,1), vibrant en symétrie et F(1,1) vibrant en anti-symétrie.

La mesure des déplacements normaux de la vibration de la section entière du cylindre a permis d'identifier les deux modes fondamentaux, L(0,1) et F(1,1), générés par une pastille piézocéramique. Ce résultat confirme les résultats obtenus dans la section 3.2.2 et permet par la suite de démontrer la capacité de la matrice à détecter et séparer les déformées modales de ces deux modes.

3.B Mesures des déplacements normaux de la vibration de la matrice de micro-transducteurs



(a) (b)

FIGURE 3.7 – Matrice de micro-transducteurs collée sur la section du cylindre **(a)** Schéma et **(b)** Photographie.

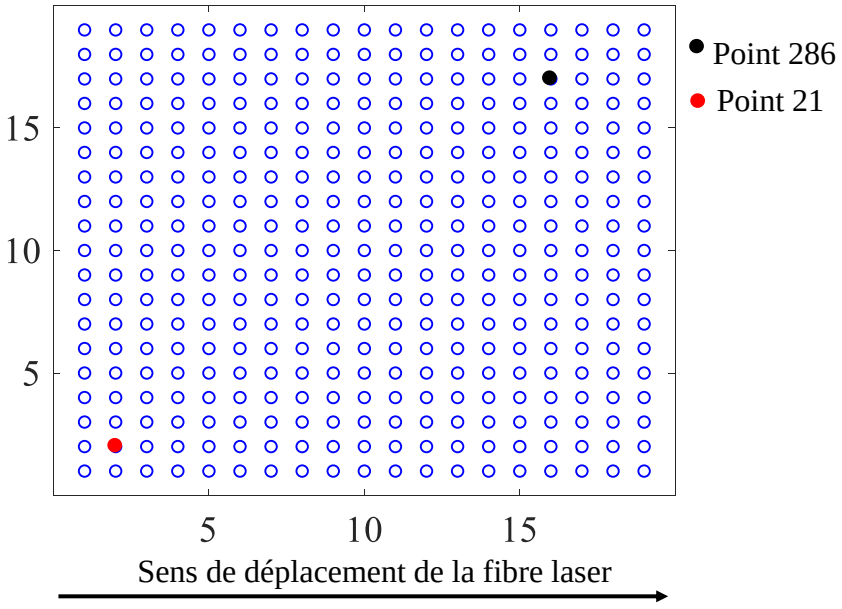
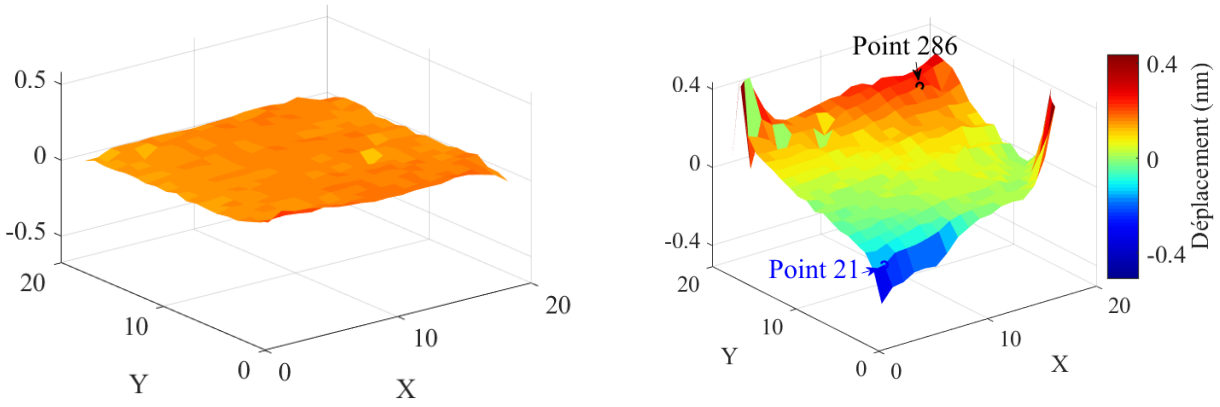


FIGURE 3.8 – Grille représentant les points de mesure LDV sur la matrice.

Afin d'étudier le comportement de la matrice vis-à-vis des modes fondamentaux L(0,1) et F(1,1), les déplacements normaux de la vibration de celle-ci sont mesurés par LDV. Pour cela, une matrice de 500 μm d'épaisseur comportant 25 micro-transducteurs de 1.5 mm de diamètre est fixée sur la section du cylindre à l'aide de la colle Cyanoacrylate comme le montre la figure 3.7. Le dispositif expérimental décrit dans la section 3.A est utilisé. Un balayage spatial de 19 $\times$ 19

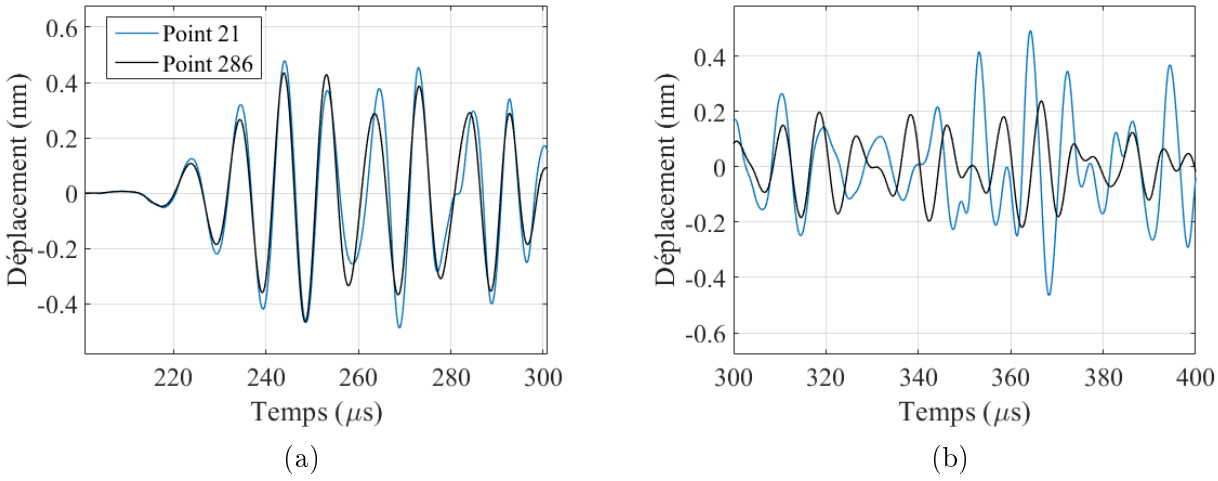
points est effectué sur la surface de la matrice (voir figure 3.8). Soit 361 points de mesures avec un pas spatial de 555 μm.



(a) (b)

FIGURE 3.9 – Déformées modales détectées par LDV sur la matrice de micro-transducteurs à deux différents instants pour f_c = 100 kHz **(a)** L(0,1) et **(b)** F(1,1).

La figure 3.9a montre un déplacement symétrique par rapport à un plan médian de la section. Ce dernier défini la déformée modale du mode longitudinale. La figure 3.9b présente un déplacement anti-symétrique. Ceci correspond à la déformée modale du mode de flexion. Les déplacements normaux de la vibration de la matrice possèdent une valeur maximale autour de 0.5 nm. Cette valeur est inférieure à celle mesurée dans le cas de la section vide (5 nm). Cette diminution peut être expliquée par l'épaisseur de la colle Cyanoacrylate qui amortisse la vibration de la matrice.



(a) (b)

FIGURE 3.10 – Signaux temporels acquis sur deux points de mesure opposés de la matrice **(a)** Paquet correspondant au mode L(0,1) et **(b)** Paquet correspondant au mode F(1,1).

La figure 3.10a représente les premiers paquets d'onde des signaux temporels acquis sur le 21ème et le 286ième points de mesure qui sont en phase. Cela démontre la vibration symétrique des deux points de mesure appartenant à la matrice et opposés (voir figure 3.8). De plus, le temps d'arrivée est autour de 212 μs ce qui correspond au temps d'arrivée calculé par les courbes de dispersion numériques dans la section 3.A. De la même manière, la figure 3.10b montre le deuxième paquet d'onde des deux signaux temporels acquis sur les mêmes points de mesure, respectivement. Ces derniers ne sont pas en phase ni en opposition de phase. Par contre, le temps d'arrivée correspond au mode F(1,1) et est autour de 320 μs ce qui correspond à la valeur estimée théoriquement. Il faut noter que la forme perturbée des signaux sur la figure 3.10b est probablement due à l'imperfection du collage.

Enfin, les mesures des déplacements normaux de la vibration de la matrice ont montré la sensibilité de celle-ci aux modes guidés fondamentaux dans le cylindre plein isotrope (L = 1 m, d = 14 mm). En particulier, les modes L(0,1) et F(1,1). De plus, ces deux modes sont identifiés simultanément en calculant leurs temps de vol et en comparant les signaux temporels acquis sur deux points opposés par rapport au plan médian. Il est à noter que l'épaisseur de la colle est un facteur important à prendre en considération puisque celui-ci affecte les mesures. Dans ce qui suit, on essayera de contrôler l'épaisseur de la colle et d'étaler une couche très fine uniforme en-dessous de toute la matrice.

3.2.4 Conclusion

Dans cette section, les modes guidés fondamentaux de compression et de flexion dans un cylindre plein isotrope en excitant une pastille piezocéramique collée sur une section du cylindre sont montrés. Dans un premier temps, des mesures sont effectuées par le dispositif SABL tout au long du cylindre et les courbes de dispersion expérimentales sont tracées et superposées aux courbes numériques. Les résultats ont montré la propagation des deux modes L(0,1) et F(1,1). Les mesures des déplacements normaux de la vibration de la section du cylindre par vibrométrie laser ont confirmé la génération de ces deux modes.

Une fois les modes guidés générés dans le cylindre sont identifiés, des mesures préliminaires

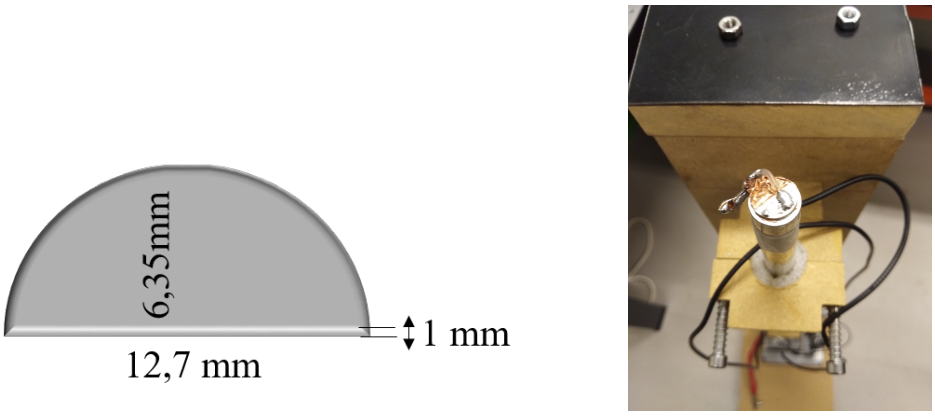
des déplacements normaux de la vibration de la matrice sont faites. Les résultats ont montrés la capacité de la matrice à détecter les deux types de modes, L et F, se propageant dans le cylindre. En revanche, la qualité du collage s'est révélée comme étant un paramètre important qui peut affecter la qualité des signaux acquis. Après avoir démontré la sensibilité de la matrice au mode de flexion, la section suivante est dédiée à la sélection et la génération de celui-ci.

3.3 Sélection et génération du mode F(1,1)

3.3.1 Introduction

Cette section est dédiée à la sélection et la génération du mode F(1,1) dans un cylindre plein en aluminium. Dans un premier temps, une demi-pastille piézocéramique est collée sur une partie de la section. Les courbes de dispersion expérimentales sont tracées. De plus, des mesures par LDV sur la section du cylindre sont réalisées afin d'identifier les modes guidés dans la structure. Dans un deuxième temps, deux demi-pastilles sont collées séparément sur la section et sont excitées en opposition de phase. Les courbes de dispersion ainsi que les déformées modales sont déterminées.

3.3.2 Identification des modes générés par une demi-pastille piézocéramique



(a) (b)

FIGURE 3.11 – La moitié d'une pastille piézoélectrique collée sur la section du cylindre : **(a)** Schéma représentant les dimensions et **(b)** Photographie .

Une demi-pastille piézocéramique est utilisée afin de favoriser la génération du mode F(1,1) dans le cylindre plein en aluminium. Pour cela, une pastille piézocéramique de type Pz27 ayant un diamètre de 12,7 mm et une épaisseur de 1 mm est découpée en deux (figure 3.11a). La demi-pastille est collée sur une moitié de la section (voir figure 3.11b). Les ondes ultrasonores sont générées dans le cylindre en appliquant sur l'émetteur une sinusoïde de 7 cycles ayant une f_c égale à 100 kHz et une amplitude de 10 V crête à crête.

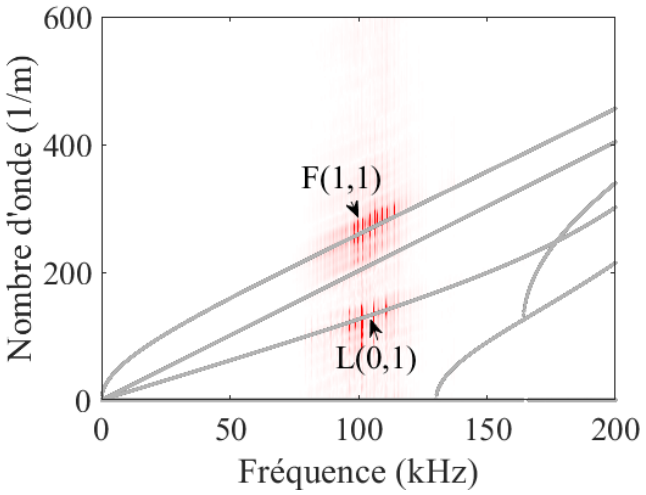
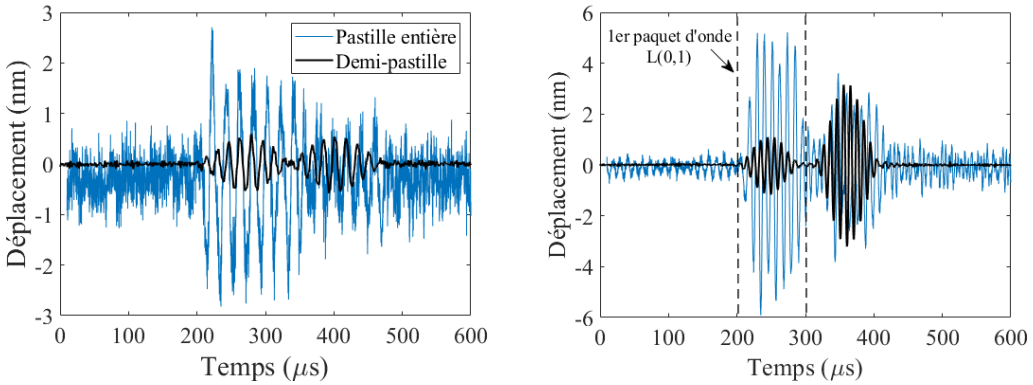


FIGURE 3.12 – Courbes de dispersion du nombre d'onde en fonction de la fréquence (f_c= 100 kHz, 7 cycles).

La figure 3.12 montre le résultat de la TF-2D appliquée sur 500 signaux temporels acquis par le dispositif SABL. Les deux modes fondamentaux L(0,1) et F(1,1) sont identifiés. L'intensité des couleurs montre que le mode de flexion est favorisé.

Les déplacements normaux de la vibration de la section sont mesurés par LDV afin d'identifier les modes générés par la demi-pastille. Le dispositif expérimental de la figure 3.3 est utilisé. Un balayage spatial est effectué sur 324 points de mesures sur la section du cylindre avec un pas spatial de 800 μm. Le signal d'excitation est fenêtré par une fenêtre de Hanning et un balayage fréquentiel est réalisé dans l'intervalle [50 - 130] kHz avec un pas de 2 kHz.



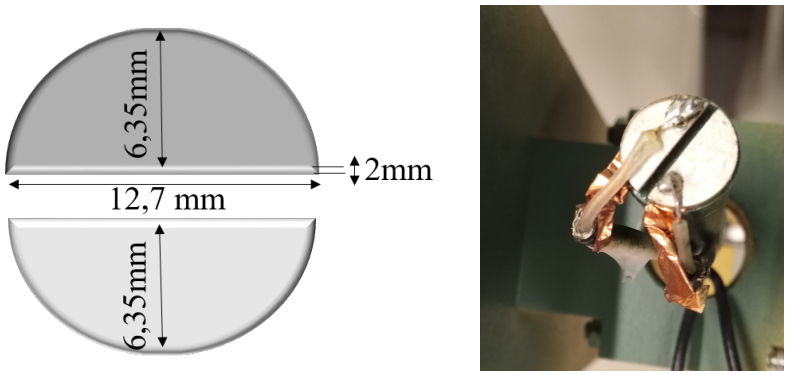
(a) (b)

FIGURE 3.13 – Signaux temporels acquis sur le 30ième point de mesure de la section pour différents émetteurs **(a)** $f_c = 60$ kHz et **(b)** $f_c = 100$ kHz.

Les figures 3.13a et 3.13b présentent deux signaux temporels mesurés pour une f_c égale à 60 kHz et 100 kHz, respectivement sur un point de mesure de la section pour deux différents émetteurs : une pastille entière et une demi-pastille. Les deux premiers paquets d'onde correspondent aux modes L(0,1) et F(1,1). Il est claire que le mode de compression L(0,1) est atténué. Par contre, les deuxièmes paquets d'onde correspondant au mode F(1,1) ont quasiment la même valeur, autour de 2 nm pour $f_c = 100$ kHz.

Ce résultat encourage l'utilisation de deux demi-pastilles afin de favoriser la sélection et l'émission du mode F(1,1).

3.3.3 Identification des modes générés par deux demi-pastilles



(a) (b)

FIGURE 3.14 – Émetteur composé de deux demi-pastilles collées séparément sur la section du cylindre **(a)** Schéma et **(b)** Photographie.

Dans cette section une autre technique est proposée afin de sélectionner et générer le mode

F(1,1) uniquement dans le cylindre. Pour cela, une pastille de 2 mm d'épaisseur et 12,7 mm de diamètre est découpée en deux (Figure 3.14a). Ensuite les deux parties sont collées séparément sur la section du cylindre (Figure 3.14b). Une des demi-pastilles est collée inversement à son sens de polarisation. Alors, les deux pastilles peuvent être excitées par une seule sortie du générateur-amplificateur ce qui rend le dispositif expérimental plus simple.

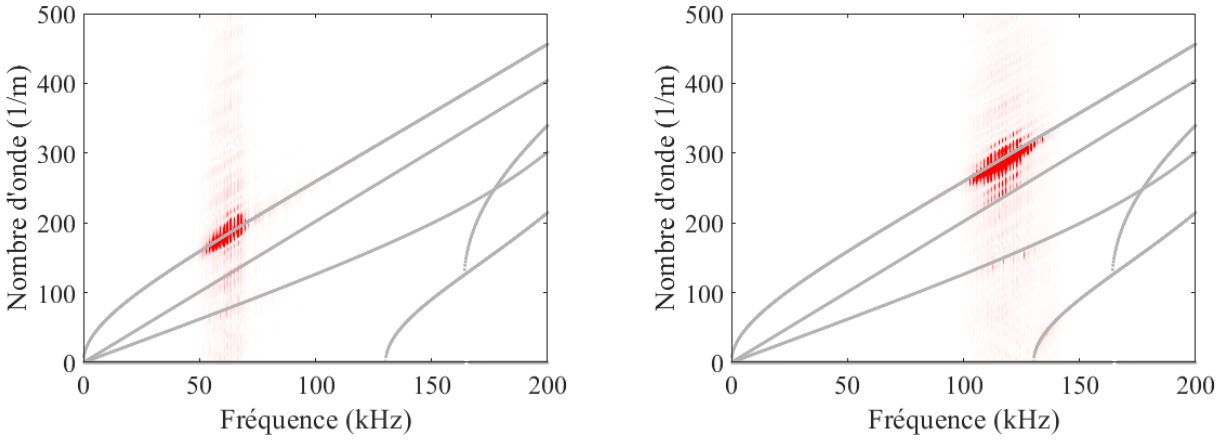
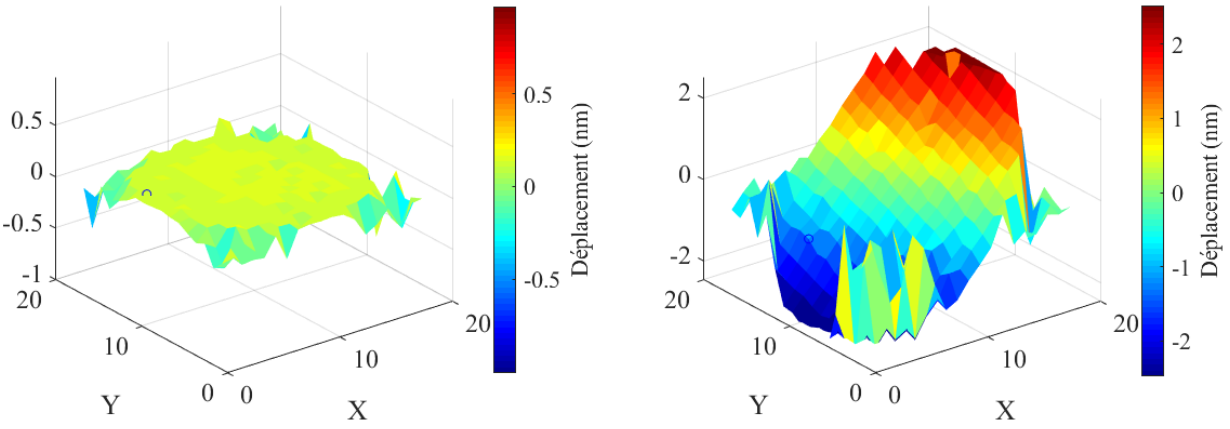


FIGURE 3.15 – Courbes de dispersion du nombre d'onde pour une f_c de **(a)** 60 kHz et **(b)** 120 kHz.

Les figures 3.15a et 3.15b présentent les courbes de dispersion expérimentales du nombre d'onde pour une f_c de 60 kHz et 120 kHz, respectivement. Ces dernières sont le résultat d'une TF-2D appliquée sur 500 signaux temporels mesurés par le dispositif SABL (figure 2.17). Ces figures montrent la propagation du mode F(1,1) uniquement pour une fréquence de 60 kHz. Cependant, dans le cas d'une excitation à 120 kHz, le mode L(0,1) est détecté. Ces résultats montrent la sélection du mode F(1,1) dans la gamme des basses fréquences de 60 à 120 kHz. Il faut noter que cette dernière définie une fréquence de coupure (voir figure 1.2).

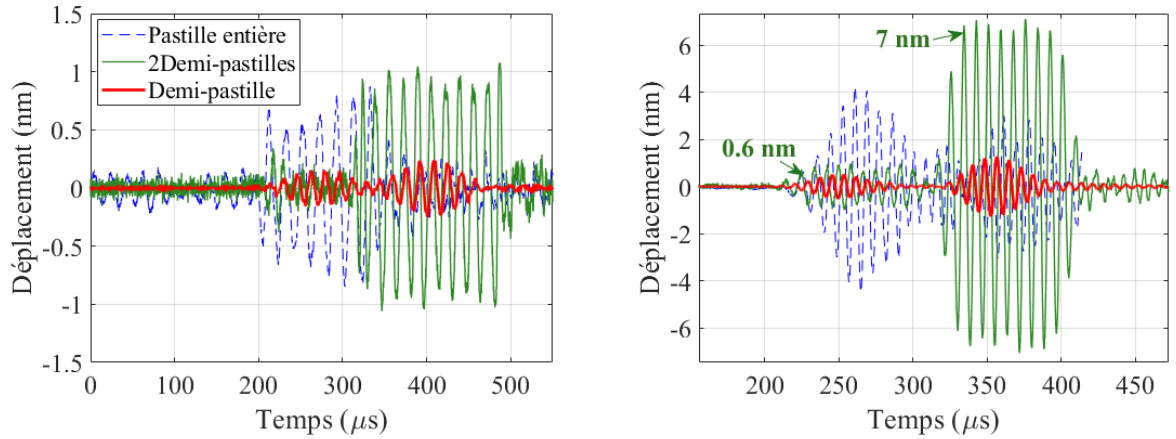
Les déplacements normaux de la vibration de la section du cylindre sont mesurés par LDV. Le dispositif expérimental de la figure 3.3 est appliqué et un balayage spatial est effectué sur la section du cylindre. Les figures 3.16a et 3.16b montrent les déformées modales des modes L(0,1) et F(1,1) se propageant dans le cylindre pour une f_c de 60 kHz, respectivement. Celles-ci présentent un déplacement normal très faible de la vibration du mode longitudinal. Par contre, le mode de flexion possède un déplacement maximale autour de 2 nm. Celui-ci a un temps de vol égal à 320 μs qui correspond au temps calculé théoriquement (318 μs). De plus, ce mode se manifeste avec un

mouvement de rotation asymétrique.



(a) (b)

FIGURE 3.16 – Déformée modale expérimentale pour $f_c = 60$ kHz du mode **(a)** L(0,1) et **(b)** F(1,1).



(a) (b)

FIGURE 3.17 – Signaux temporels mesurés par LDV en utilisant différents émetteurs **(a)** $f_c = 60$ kHz et **(b)** $f_c = 120$ kHz.

La figure 3.17a montre une comparaison entre les signaux temporels mesurés par LDV pour $f_c = 60$ kHz en utilisant trois différents émetteurs : une pastille piézocéramique complète, une demi-pastille et deux demi-pastilles, respectivement. Celle-ci montre une légère composante normale du mode L(0,1) arrivant à l'instant $t = 212$ μs en utilisant un émetteur composé de deux demi-pastilles. La figure 3.17b montre les signaux temporels acquis pour les différents émetteurs pour une f_c égale à 120 kHz. Il est remarquable que l'amplitude du déplacement normal du mode F(1,1) a augmenté. Concernant le mode L(0,1), sa composante hors plan est détectée mais celle-ci

demeure faible en comparaison avec celle du mode F(1,1).

L'utilisation d'un émetteur composé de deux demi-pastilles piézocéramiques, excitées en opposition de phase en utilisant un même générateur, permet de sélectionner le mode de flexion fondamental F(1,1) dans la gamme des basses fréquences, particulièrement dans l'intervalle [60 - 120] kHz. Il faut noter qu'une faible composante hors plan du mode L(0,1) est détectée. Celle-ci possède une amplitude maximale de 0,6 nm (voir figure 3.17b). Par contre celle du mode F(1,1) varie, en fonction de f_c, entre 2 nm et 7 nm.

La dernière section de ce chapitre va traiter la détection de ce mode dans la gamme fréquentielle [60 - 70] kHz en utilisant la matrice de μTs.

3.3.4 Conclusion

Dans cette section, deux méthodes sont présentées afin de sélectionner et de générer le mode de flexion fondamental F(1,1) dans la gamme des basses fréquences entre 60 kHz et 120 kHz. Dans un premier temps, une demi-pastille piezocéramique est collée sur la moitié de la section d'un cylindre plein en aluminium. Dans ce cas, le mode L(0,1) est faiblement généré par rapport à une pastille entière. Dans un deuxième temps, deux demi-pastilles sont collées séparément sur la section du cylindre et sont excitées en opposition de phase. Les résultats ont montré la sélection du mode F(1,1) dans la gamme des basses fréquences. Pour une f_c = 120 kHz, il est claire que le mode F(1,1) est toujours favorisé par rapport à l'utilisation d'une pastille entière. Il est à noter que le mode L(0,1) est légèrement détecté avec une valeur de déplacement normal égal à 0.4 nm. Dans ce qui suit, la capacité de la matrice à détecter le mode de flexion F(1,1) ainsi que sa capacité à séparer les déformations anti-symétriques de ce mode sont détaillées.

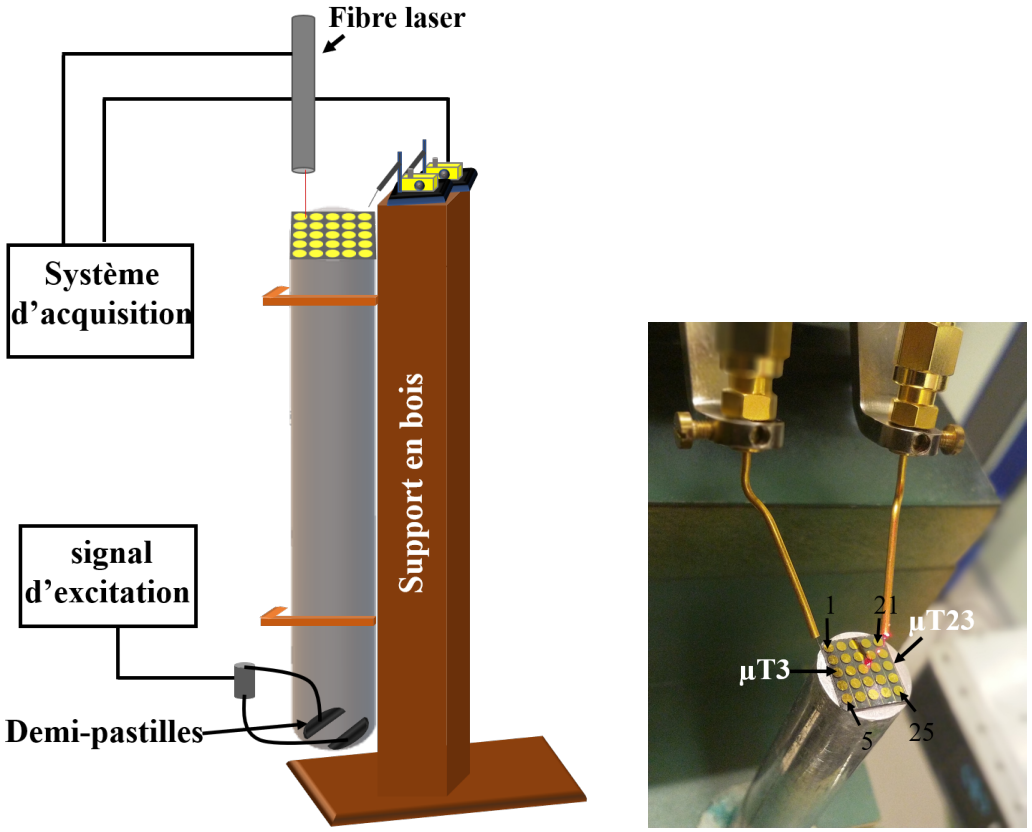
3.4 Détection du mode F(1,1) par la matrice de μTs

3.4.1 Introduction

Afin de montrer la capacité de la matrice à séparer les déformées modales du mode F(1,1), des mesures optiques et électriques sont effectuées sur chaque micro-transducteurs. Premièrement, le

dispositif expérimental utilisé est décrit, ensuite les résultats de mesures sont présentés.

3.4.2 Dispositif expérimental pour l'acquisition des signaux électriques et optiques sur les μTs



(a) (b)

FIGURE 3.18 – **(a)** Schéma du dispositif expérimental pour la mesure des signaux optiques et électriques sur les μTs et **(b)** Matrice de μTs collée sur la section du cylindre.

La matrice de micro-transducteurs est fixée sur la section du cylindre en appliquant une couche fine de colle Cyanoacrylate. Le dispositif expérimental utilisé est montré sur la figure 3.18a. Le signal d'excitation appliqué aux bornes des émetteurs est une sinusoïde de 10 cycles qui a une amplitude de 15 V crête à crête. Un balayage fréquentiel est effectué entre 50 et 130 kHz avec un pas de 2 kHz. Les signaux électriques, mesurés à l'aide des pointes métalliques Quarter XYZ 300 TL ainsi que les signaux optiques, mesurés par LDV, sur les 25 μTs (voir figure 3.18b) sont visualisés, respectivement par un oscilloscope avec une fréquence d'échantillonnage de 5 MHz.

3.4.3 Mesures des déplacements normaux par LDV

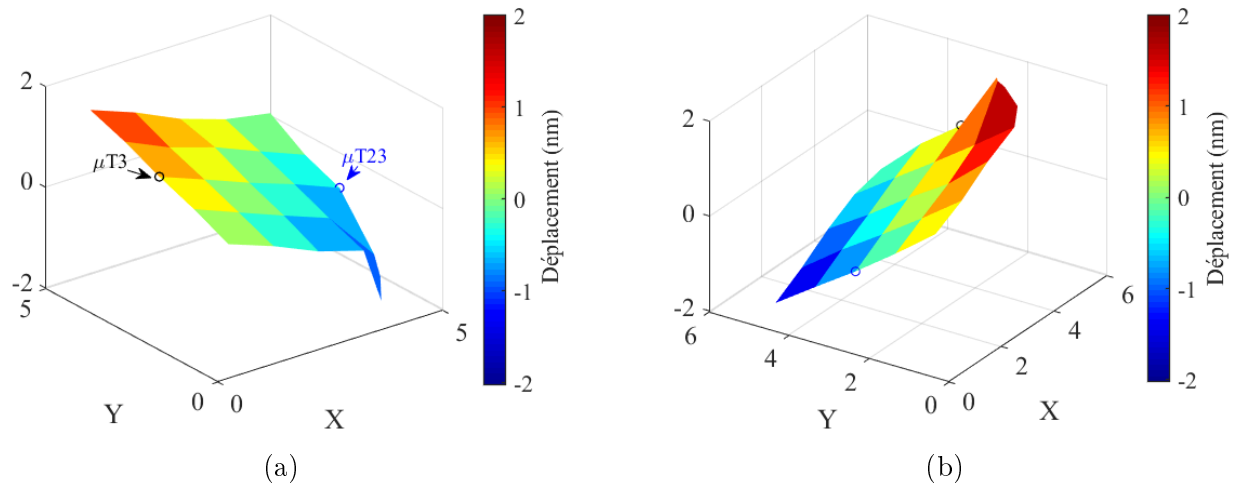


FIGURE 3.19 – Déformées modales du mode F(1, 1) pour une fréquence d'excitation de 60 kHz à différents instants : **(a)** 342 μs, **(b)** 350 μs.

Les résultats de mesures des déplacements normaux de la vibration de chacun des 25 μTs de la matrice sont représentés sur les figures 3.19a et 3.19b à deux différents instants. Dans ces deux figures, les déformées modales du mode F(1,1) sont montrées. Les axes X et Y représentent le numéro du μT dans le repère spatial (5 $\times$ 5 points de mesure). L'intensité des couleurs montre la variation de la valeur de l'amplitude mesurée sur chaque μT. La vibration anti-symetrique du mode F(1,1) par rapport à un plan médian de la section du cylindre est clairement identifiée. En exploitant deux μTs opposés (voir figure 3.19a), il est remarquable que le μT3 et le μT23 possède des valeurs du déplacement normal opposés à l'instant t = 342 μs. De plus, sur la figure 3.19b l'aspect rotatif du mode F(1,1) est mis en évidence puisque le μT3 et le μT23 ont toujours la même valeur d'amplitude à t = 342 μs et t = 350 μs mais la position de la vibration change dans le repère spatial.

Les signaux temporels acquis sur le μT3 et le μT23 sont représentés sur la figure 3.20a pour une f_c = 60 kHz. Quelques fluctuations sont observées à l'instant t = 212 μs. Celles-ci correspondent à la détection de la composante normale du mode L(0,1). Pour une f_c = 60 kHz ce mode est très faible par rapport au mode F(1,1). Ce dernier est détecté à l'instant t = 318 μs. Les temps de vol calculés expérimentalement correspondent à ceux calculés à partir des courbes de dispersion numériques. De plus, ces deux signaux sont en phase entre 200 μs et 300 μs ce qui confirme la

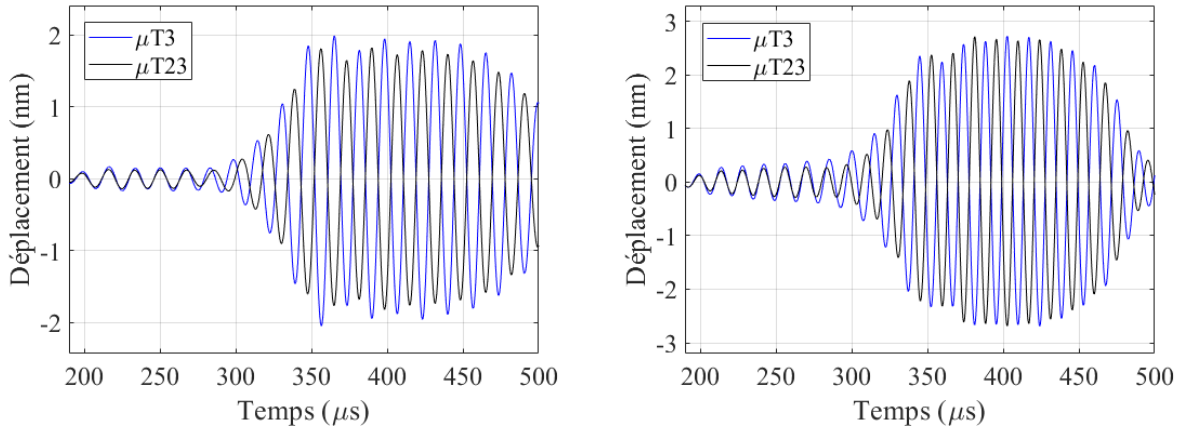


FIGURE 3.20 – Signaux temporels mesurés par LDV sur les micro-transducteurs numéro 3 et 23 pour **(a)** $f_c = 60$ kHz et **(b)** $f_c = 70$ kHz.

détection du mode L(0,1) qui vibre d'une manière symétrique. Entre 300 μs et 500 μs, les signaux sont en opposition de phase ce qui confirme la détection du mode F(1,1) et met en évidence sa vibration anti-symétrique. En outre, la figure 3.20b montre les signaux temporels acquis sur les mêmes μTs pour une $f_c = 70$ kHz. Dans ce cas là, les conclusions sont similaires à ceux pour $f_c = 60$ kHz.

3.4.4 Acquisition des signaux électriques

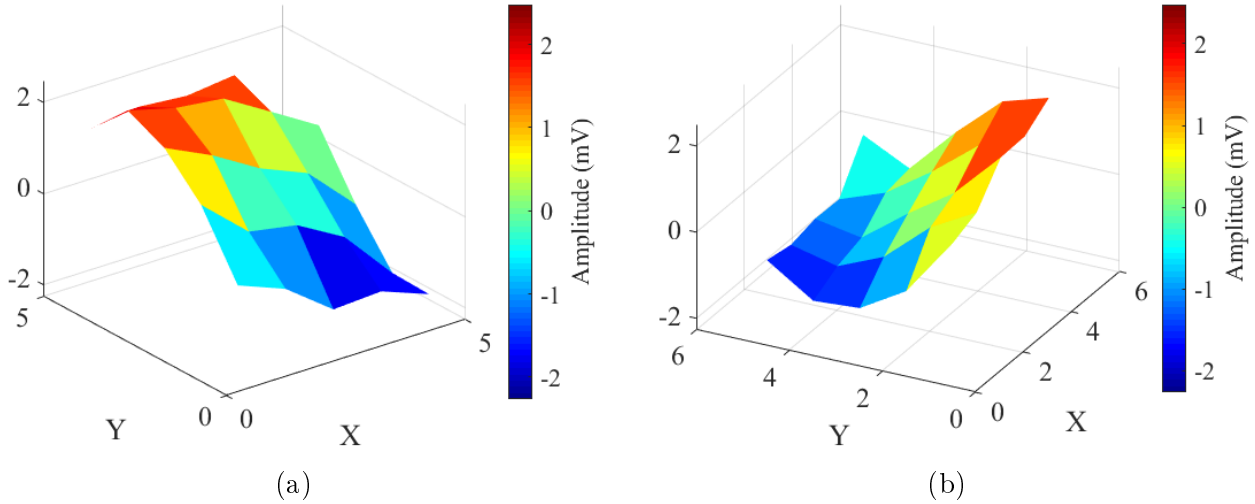
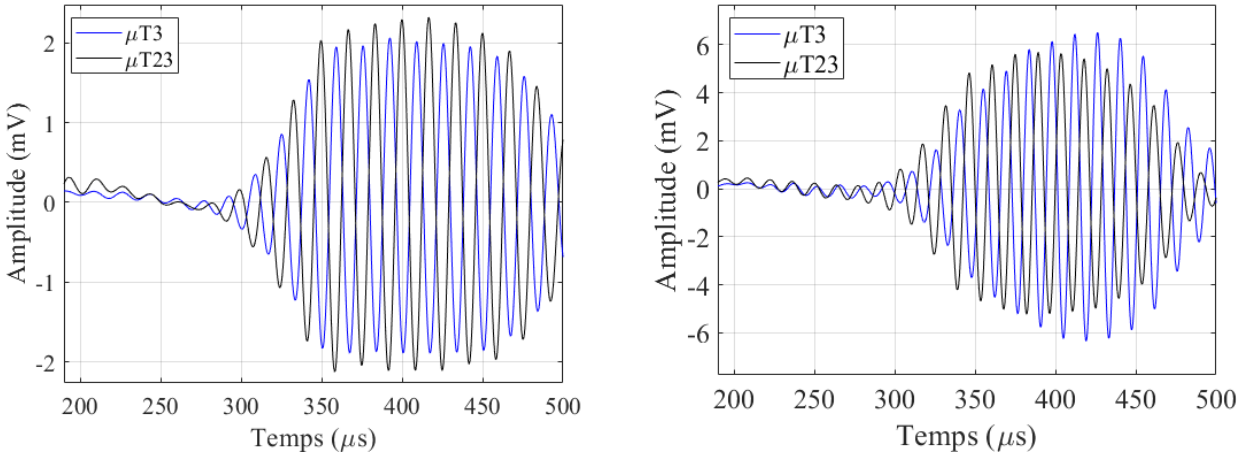


FIGURE 3.21 – Déformées modales du mode F(1,1) pour une $f_c = 60$ kHz à **(a)** 342 μs et **(b)** 350 μs.

Des mesures électriques sont effectuées afin d'acquérir les signaux temporels sur les 25 micro-

transducteurs de la matrice. Les figures 3.21a et 3.21b présentent les déformées modales de F(1,1) aux instants t = 342 μs et t = 350 μs, respectivement. Une valeur maximale de l'amplitude mesurée correspond à 2 mV. De plus, les figures montrent la vibration anti-symétrique de la matrice par rapport au plan médian de la section du cylindre.



(a) (b)

FIGURE 3.22 – Signaux électriques acquis sur les micro-transducteurs numéro 3 et 23 pour **(a)** f_c = 60 kHz et **(b)** f_c = 70 kHz.

La figure 3.22a montre que pour f_c = 60 kHz, le seul mode détecté par le μT3 et le μT23 est le mode F(1,1) à l'instant t = 316 μs. La section 3.4.3 a montré que la composante normale du mode L(0,1) est détectée avec une amplitude très faible. Par contre, dans le cas des mesures électriques, la composante tangentielle de ce mode n'est pas mesurée. Cela est due au fait que la couche de colle a absorbé cette composante. Pour une f_c = 70 kHz , le mode F(1,1) est toujours le mode favorisé et possède une valeur d'amplitude maximale supérieure à celle du mode F(1,1) pour f_c = 60 kHz.

L'acquisition des signaux électriques sur tous les micro-transducteurs de la matrice confirme les résultats obtenus dans la section 3.4.3. Le mode de flexion F(1,1) déjà sélectionné et généré dans l'intervalle [60 - 70] kHz est détecté et identifié par la matrice. De plus, les déformées modales du mode F(1,1) ont montré l'aspect anti-symétrique de sa vibration ainsi que son aspect rotatif.

3.5 Conclusions

Ce chapitre a présenté la détection et l'identification des modes guidés dans un cylindre plein isotrope, en particulier le mode de flexion fondamental F(1,1). Ceci est accompli en utilisant une matrice de micro-transducteurs à base de Niobate de Lithium Y-36° de 500 μm d'épaisseur.

Dans un premier temps, une pastille piézocéramique est utilisée afin de générer les ondes guidées ultrasonores dans le cylindre. Celles-ci sont identifiées en effectuant des mesures optiques par LDV sur la section du cylindre. Les mesures ont montré la génération des modes fondamentaux L(0,1) et F(1,1). Ensuite, la matrice de micro-transducteurs est collée sur la section du cylindre. Les déformées modales des modes L(0,1) et F(1,1) sont déterminées expérimentalement par LDV. Les mesures optiques ont démontré la capacité de la matrice à détecter les deux premiers modes fondamentaux se propageant dans un cylindre plein en aluminium.

Dans un deuxième temps, deux méthodes sont proposées afin de sélectionner et générer le mode F(1,1) uniquement. La première méthode consiste à utiliser une demi-pastille collée sur la moitié de la section du cylindre. Celle-ci a permis de favoriser le mode F(1,1). Ensuite, deux demi-pastilles séparées ont été collées sur la section du cylindre et excitées en opposition de phase. Ceci a le même effet que le 1er cas mais avec une détection préférentielle de F(1,1). Les résultats expérimentaux ont montré que le mode F(1,1) est privilégié entre 60 kHz et 120 kHz.

Dans la dernière partie, la matrice de micro-transducteurs est collée sur la section du cylindre afin de détecter le mode F(1,1) généré par les deux demi-pastilles. Des mesures optiques, par LDV, et électriques ont montré la détection du mode F(1,1), en particulier entre 60 kHz et 70 kHz. Ces résultats permettront d'étudier, par la suite, l'interaction de ce mode avec un défaut présent sur la circonférence du cylindre.

CHAPITRE 4

APPLICATION DES MICRO-TRANSDUCTEURS À LA CARACTÉRISATION D'UN CYLINDRE

Sommaire

4.1 Introduction 84

4.2 Étude de l'interaction du mode F(1,1) avec un trou 84

4.2.1 Introduction 84

4.2.2 Dispositif expérimental pour la détection des déplacements normaux par LDV 84

4.2.3 Analyse et traitement de données 86

4.2.4 Conclusion 91

4.3 Caractérisation d'un cylindre plein en aluminium par la matrice de μT 92

4.3.1 Introduction 92

4.3.2 Dispositif expérimental 92

4.3.3 Analyse des signaux temporels acquis 93

4.3.4 Exploitation des résultats 98

4.3.5 Conclusion 103

4.4 Conclusions 103

4.1 Introduction

Ce chapitre se divise en deux sections principales afin de caractériser un cylindre plein en aluminium par la matrice de μT en exploitant le mode F(1,1). Dans la section 4.2, la sensibilité de ce mode à un défaut usiné dans la structure est étudiée. Le dispositif expérimental mis en place ainsi que le post-traitement associé sont expliqués.

Dans la section 4.3, la capacité de la matrice de μT à caractériser un cylindre tout en favorisant la génération du mode F(1,1) est démontrée. Pour cela, le dispositif expérimental pour la détection des signaux ultrasonores est décrit. Ensuite, la méthode adoptée pour l'analyse des données expérimentales est expliquée. Celle-ci repose sur le calcul des autocorrélations des signaux différentiels et leurs enveloppes. Enfin, les résultats sont montrés.

4.2 Etude de l'interaction du mode F(1,1) avec un trou non traversant dans un cylindre plein

4.2.1 Introduction

Dans cette section, l'interaction du mode F(1,1) avec un trou non traversant dans un cylindre plein en aluminium est étudiée. Pour cela, un trou est usiné au centre du cylindre dans l'atelier mécanique du laboratoire IEMN-DOAE. Différentes profondeurs et diamètres sont analysés. Pour chaque dimension du trou, des mesures des déplacements normaux sur la section du cylindre sont réalisées par LDV. Ensuite, les signaux acquis sont analysés et traités par un ordinateur. Dans ce qui suit, les dispositifs de perçage et d'acquisition des signaux sont détaillés. Ensuite, la méthode d'analyse et de traitement des mesures est explicitée et les résultats obtenus sont présentés.

4.2.2 Dispositif expérimental pour la détection des déplacements normaux par LDV

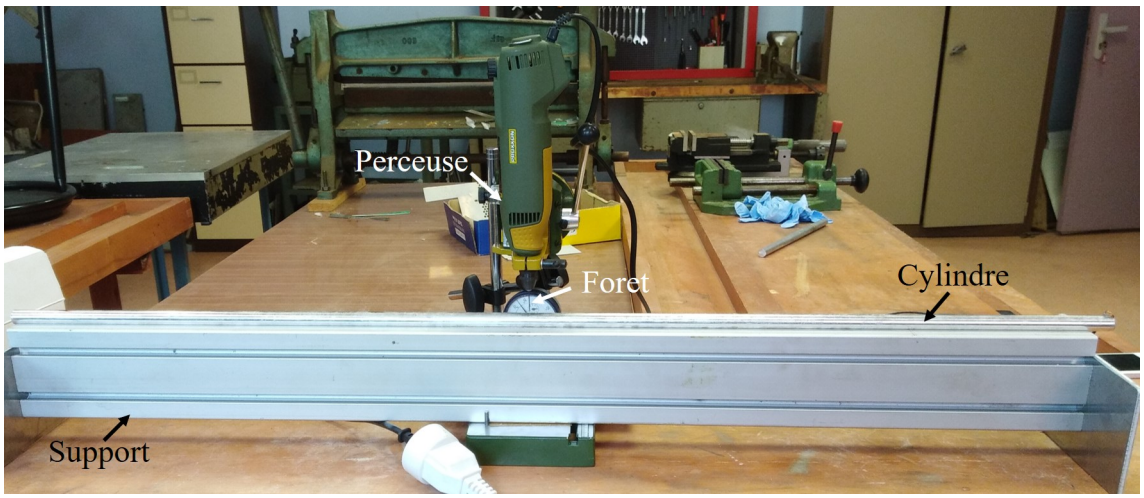


FIGURE 4.1 – Photographie annotée du dispositif expérimental pour l'usinage de défauts au laboratoire IEMN-DOAE.

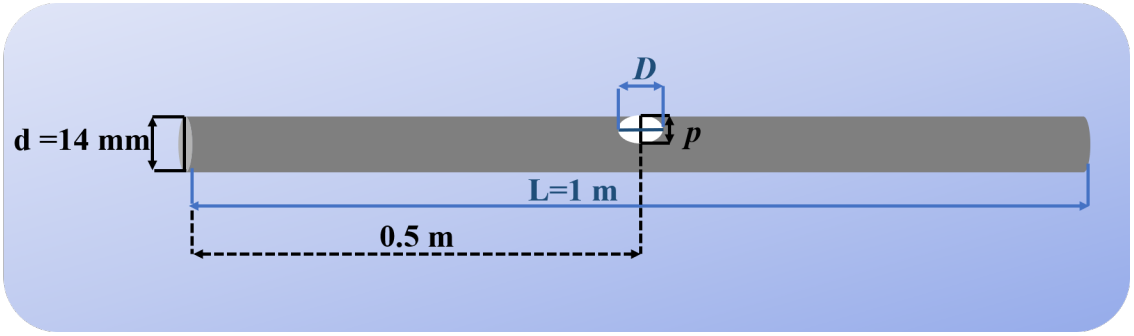


FIGURE 4.2 – Représentation schématique de trous usinés.

L'endommagement étudié dans cette section est un trou. Celui-ci est usiné par le moyen d'une perceuse au milieu du cylindre. Soit à 0.5 m des deux extrémités du cylindre. La figure 4.1 montre une photographie annotée du dispositif expérimental mis en place pour la réalisation de l'usinage de défauts. Dans un premier temps, les trous ont un diamètre (D) de 1 mm. En revanche, la profondeur (p) varie de 1 mm jusqu'à 13 mm avec un pas de 1 mm. Une fois la profondeur maximale de 13 mm est atteinte, le diamètre du trou est augmenté de 1 mm jusqu'à 8 mm avec un pas de 0.5 mm. Le schéma de la figure 4.2 illustre le trou ainsi que les dimensions du cylindre.

Le dispositif expérimental utilisé dans la section 3.A du chapitre 3 est utilisé. Une pastille piézocéramique Pz27, de 1 mm d'épaisseur et un diamètre de 12.7 mm (voir figure 3.1 du chapitre 3), est collée sur la section inférieure du cylindre. Un signal de 7 cycles sinusoïdaux de 20 V d'amplitude crête à crête est appliqué à l'émetteur. Un balayage fréquentiel est réalisé entre 80 kHz et 500 kHz avec un pas de 5 kHz. Pour chaque dimension du trou (D, p), des mesures du champ de vitesses, par LDV, sur la section sont effectuées sur un ensemble de 324 points avec un pas

spatial de 800 μm. Le décodeur vitesse VD-09 est utilisé avec une sensibilité de 20 mm/s/V. Ainsi les signaux peuvent être convertit en déplacement selon l'équation suivante :

$$Déplacement\ (m) = k/(2\pi f_c), \tag{4.1}$$

où k désigne la sensibilité du décodeur et f_c la fréquence centrale d'excitation en Hz de l'émetteur. Également, dans notre cas, les signaux peuvent être présentés en terme de tension. Il est à noter que les signaux, sont acquis avec une moyenne sur 64 signaux instantanés et suivi d'un post-traitement sous le logiciel *"Matlab"*.

4.2.3 Analyse et traitement de données

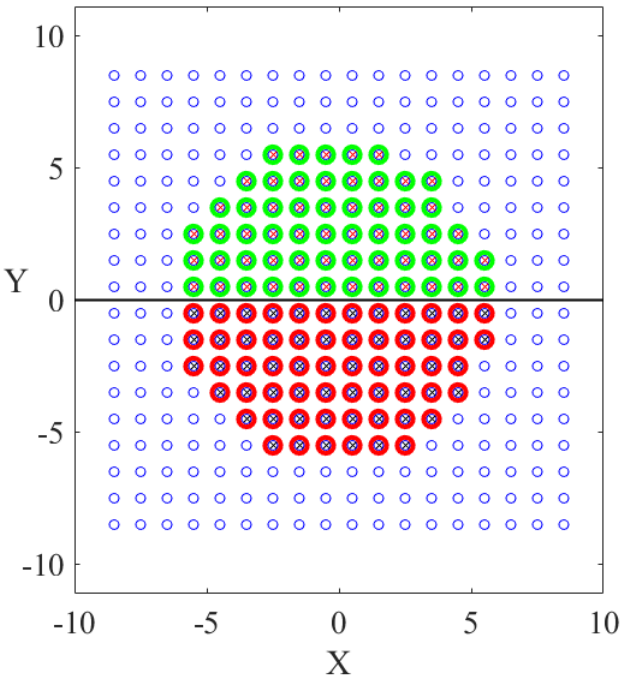


FIGURE 4.3 – Séparation des points de mesures de part et d'autre d'un plan médian de la section du cylindre.

Le balayage spatial est effectué sur une grille de 324 points spatiaux comme indiqué sur la figure 4.3. La première étape consiste à extraire les indices des points de mesure correspondant à ceux sur la section du cylindre (ici N = 116 points). Ceux-ci sont montrés sur la figure 4.3 sous forme de cercles en gras. Ainsi, la section est divisée en deux parties afin d'identifier les vibrations anti-symétriques. Les indices sont notés par I_i^α où l'exposant α peut être h ou b pour haut et bas, respectivement par rapport à la ligne médiane en noire. L'indice i représente le numéro du point

d'acquisition.

Tout d'abord, la position de la ligne médiane est considérée à 0°. Ensuite, son angle d'inclinaison, noté a, est varié de 0° à 180° avec un pas de 6°. Pour chaque angle, une moyenne des signaux temporels est appliquée sur les deux sous-ensembles ($s_i^h(t)$ et $s_i^b(t)$) de part-et-d'autre de la ligne médiane :

$$S^{\alpha}(t) = \sum_{i=1}^{N/2} s_i^{\alpha}(t); \tag{4.2}$$

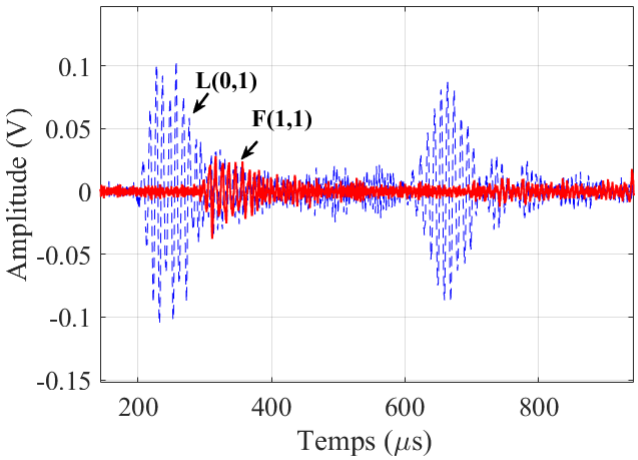


FIGURE 4.4 – Comparaison entre la somme (- -, en bleue) et la difference (-, en rouge) de S^h et S^b pour $a = 162°$.

La somme des deux signaux $S^h(t)$ et $S^b(t)$ noté $\bar{S}(t)$, pour chaque angle permet bien d'amplifier le mode L(0,1) car celui-ci vibre symétriquement. Par contre, le mode F(1,1) est atténué à cause de sa vibration anti-symétrique. En revanche, en appliquant une soustraction notée $\bar{D}(t)$, le mode F(1,1) est amplifié alors que le mode L(0,1) est atténué. Afin d'avoir une amplification maximale de F(1,1), il est important d'identifier le plan médian du mode F(1,1). La figure 4.4 montre un exemple de comparaison entre $\bar{S}(t)$ représenté en bleu (- -) et $\bar{D}(t)$ représenté en rouge (-) pour un angle $a = 162°$.

Afin d'identifier le plan médian, l'énergie, E_j (j = 1,...,30) de chaque signal $\bar{S}_j(t)$ et $\bar{D}_j(t)$ est calculée.

$$E_j^{\beta} = \int_{-\infty}^{+\infty} |x_j(t)|^2 \, dt, \tag{4.3}$$

où x désigne $\bar{S}(t)$ ou $\bar{D}(t)$ et j correspond à un angle donné. β = S pour l'énergie de $\bar{S}(t)$ ou β = D pour l'énergie de $\bar{D}(t)$.

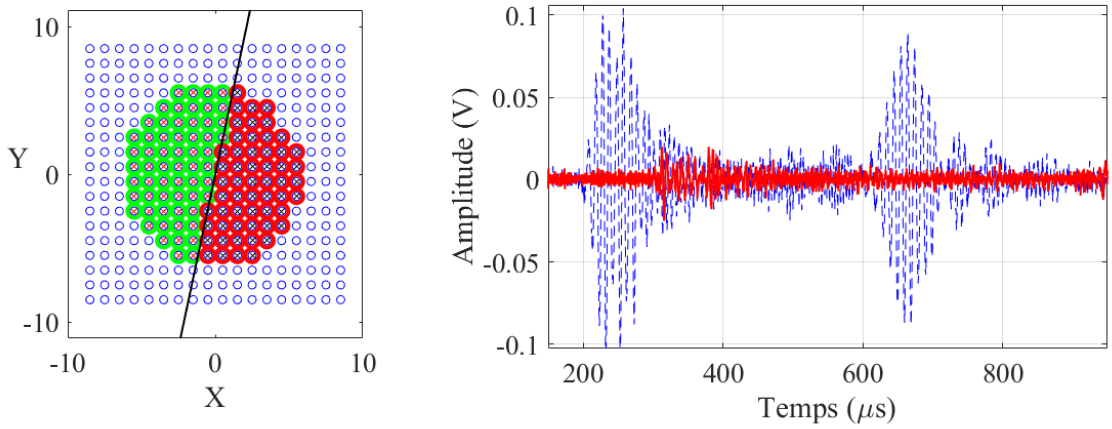


FIGURE 4.5 – Comparaison entre la somme (- -) et la différence (-) de S^h et S^b pour $a = 80°$.

La figure 4.5 montre un exemple $\bar{S}(t)$ et $\bar{D}(t)$ pour a= 80°. Il est claire que cet angle ne représente pas le plan médian car le mode F(1,1) est également atténué.

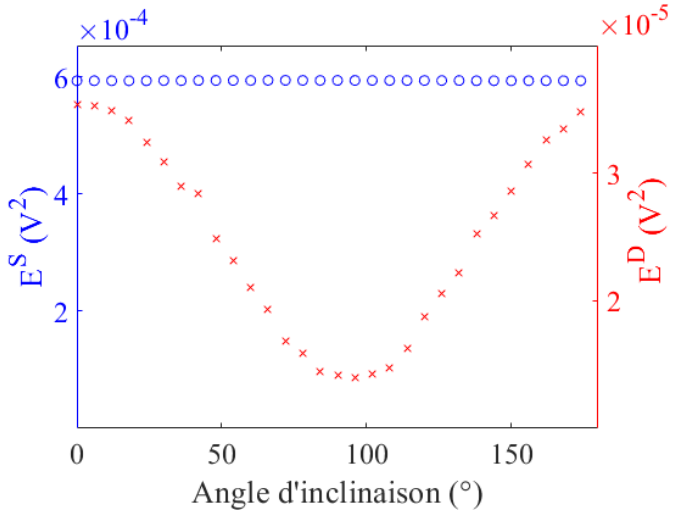


FIGURE 4.6 – Variation de E^S (o) et et E^D (x) en fonction de l'angle d'inclinaison de la ligne médiane.

La figure 4.6 montre la variation des énergies E_j^S et E_j^D en fonction de l'angle d'inclinaison de la ligne médiane. Il est évident que E_j^S a une valeur constante. Cela est dû au fait que la séparation n'affecte pas le mode L(0,1) puisque celui-ci vibre symétriquement par rapport à la ligne médiane de la section du cylindre. En revanche, E_j^D change en fonction de l'angle a. Par exemple, pour les valeurs $a = 162°$ et $a = 168°$, E^D est maximale. Pour des valeurs d'angles situées entre 72° et 78°,

la valeur de E^D est minimale.

Après avoir identifié la valeur de l'angle de séparation la plus appropriée, située entre 162° et 168°, permettant d'avoir une amplitude maximale du mode F(1,1) pour une f_c = 100 kHz, le même traitement est appliqué pour toutes les mesures effectuées pour chaque dimension du trou. Dans ce qui suit, une analyse basée sur le calcul des enveloppes est présentée.

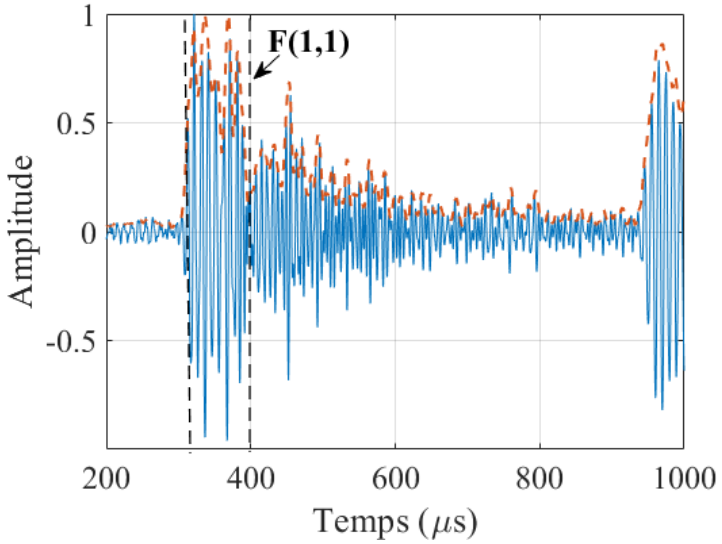


FIGURE 4.7 – Exemple d'un signal $\bar{D}(t)$ et de son enveloppe (- -)pour un trou (D = 1 mm, p = 3 mm).

Cette méthode repose sur le calcul des enveloppes des signaux $\bar{D}(t)$ (pour a = 162°) pour chaque (D, p) à partir de la transformée d'Hilbert. La figure 4.7 montre un exemple du signal $\bar{D}(t)$ maximal normalisé pour un trou de D=1 mm et p= 3 mm et son enveloppe .

La figure 4.8 représente une comparaison entre l'enveloppe normalisée d'un signal acquis sans défaut (.) avec trois différentes dimensions de trous : p = 2 mm (–), D = 2,5 mm (-.) et D = 6mm (-). Sur celle-ci, la première arrivée du mode F(1,1) est signalée autour de 318 μs. Entre 500 μs et 900 μs, des réflexions multiples apparaissent. Celles-ci ont une valeur significative quand le diamètre du trou augmente (pour D = 2,5 mm et D = 6 mm). Par contre, pour le cas du cylindre sain et un trou de p = 3 mm, les amplitudes de ces réflexions sont quasiment nulles. La réflexion du mode F(1,1) du bord du cylindre se produit à l'instant, t = 966 μs. Cette réflexion est atténuée en augmentant le diamètre du trou.

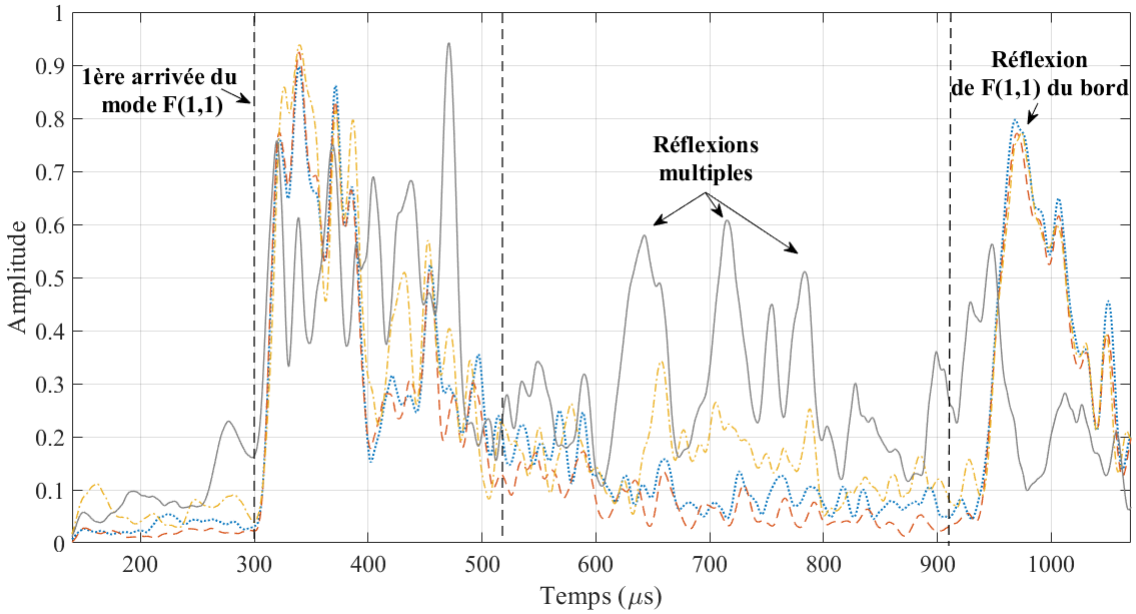


FIGURE 4.8 – Représentation des enveloppes normalisées des signaux acquis : sans défaut(.), p = 2 mm (–), D = 2,5 mm (-.) et D = 6mm (-).

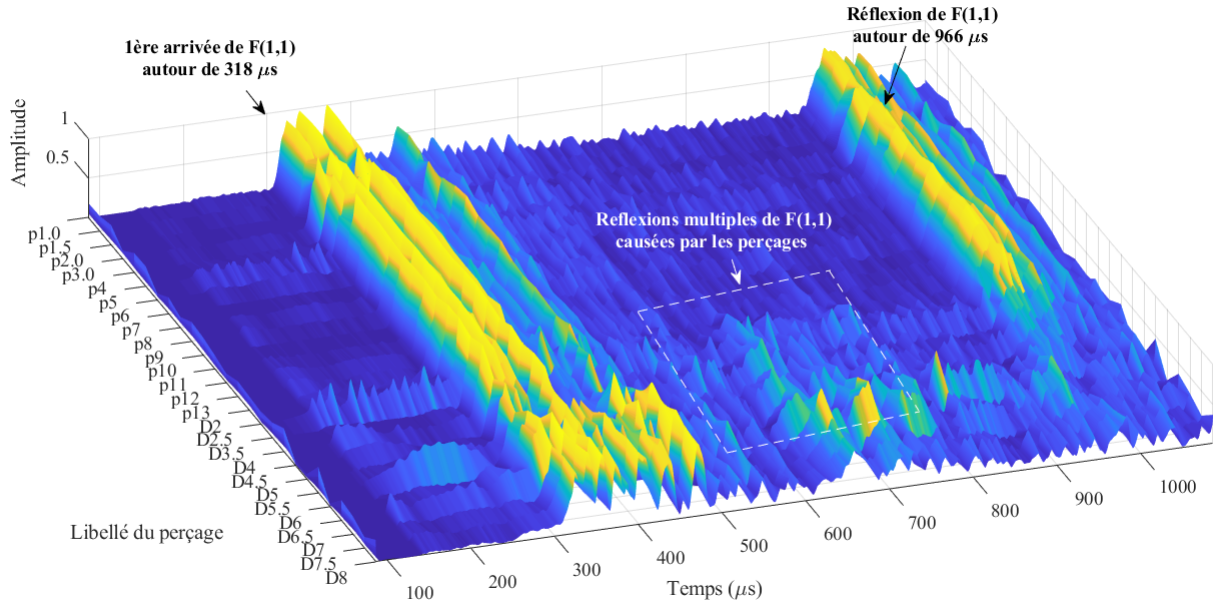


FIGURE 4.9 – Représentation 3D de la variation des enveloppes calculées pour chaque dimension du trou.

La figure 4.9 montre une représentation en trois dimensions (3D) de la variation des amplitudes des enveloppes calculées en fonction du trou (D, p). Sur celle-ci l'axe des X représente le libellé du défaut créé dans le cylindre : les nombres de 1 jusqu'à 13 précédés de la lettre p désignent la profondeur du trou en mm et de 2 à 8 précédés de la lettre D désignent le diamètre du perçage en mm. L'axe des Y désigne le temps et l'axe des Z représente l'amplitude normalisée des enveloppes.

Sur la figure 4.9, le mode F(1,1) arrive à l'instant t $\simeq$ 318 μs. À 966 μs, on peut observer la première réflexion du mode F(1,1) par l'extrémité du cylindre. Il est à noter qu'à partir d'un trou de D=4.5 mm, p=13 mm, libellé D4.5, cette réflexion est affectée par les multiples réflexions qui se produisent sur le trou à partir d'un diamètre de 2.5 mm, libellé D2.5. En effet, la position sur l'axe de temps, des premières réflexions intermédiaires correspond quasiment à la position du trou (au milieu du cylindre). Ceci montre la sensibilité de ce mode aux trous ayant un diamètre supérieur ou égale à 2.5 mm. Ce résultat est très cohérent avec la longueur d'onde du mode F(1,1) pour f_c = 100 kHz qui est de 2 mm. Néanmoins, une deuxième méthode d'analyse reposant sur le calcul des coefficients de corrélation peut démontrer une plus haute sensibilité aux réflexions causées par le trou à partir de D = 2 mm. Celle-ci est présentée dans l'annexe A.

4.2.4 Conclusion

Dans cette section, une méthode de traitement des données expérimentales est présentée afin de montrer la sensibilité du mode F(1,1) à un éventuel endommagement présent dans un cylindre plein en aluminium. Cette méthode repose sur l'atténuation du mode L(0,1) dans le but de donner plus d'énergie au mode F(1,1). Dans un premier temps, les mesures effectuées sur la section du cylindre, loin des frontières sont choisies. Ensuite, le meilleur angle d'inclinaison (a = 162°) séparant la vibration anti-symétrique de la section est déterminé. Enfin, la différence entre les signaux de part et d'autre de la ligne médiane est calculée. Celle-ci permet l'amplification du mode F(1,1) et l'atténuation du mode L(0,1).

Dans un second temps, le calcul des enveloppes des signaux $\bar{D}(t)$ a montré la sensibilité de F(1,1) aux trous dont la profondeur est de p = 13 mm et un diamètre supérieur ou égale à 2.5 mm. Cette sensibilité ce manifeste par l'apparition des réflexions multiples situées entre la première arrivée du mode F(1,1) et sa première réflexion par l'extrémité du cylindre. Ces résultats sont très encourageant et ouvrent la voie vers la caractérisation des structures cylindriques en utilisant la matrice de μT.

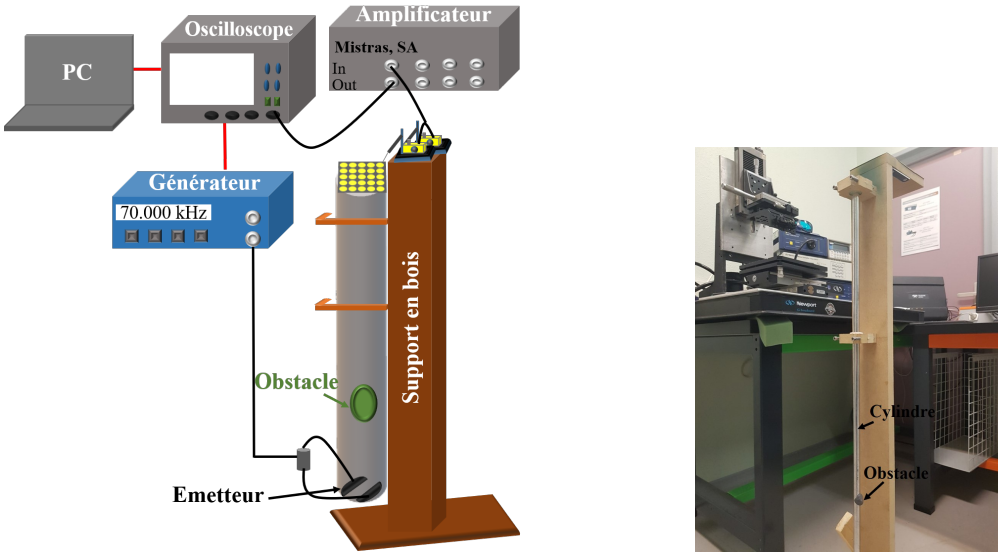
4.3 Caractérisation d'un cylindre plein en aluminium par la matrice de μT

4.3.1 Introduction

Dans la section 4.2, la sensibilité du mode F(1,1) à un trou a été montrée. En outre, l'étude bibliographique présentée dans la section 3.B du chapitre 1 a mis le point, sur la capacité du mode F(1,1) à détecter les hétérogénéités dans un cylindre plein dû à son mouvement rotatif. Dans cette section on s'intéresse à la caractérisation d'un cylindre plein en aluminium à l'aide d'un μT de la matrice.

Dans cette section, la première partie décrit le dispositif expérimental mis en place pour la détection des signaux ultrasonores. La deuxième partie porte sur l'analyse des signaux temporels acquis par la matrice de μT en proposant une méthode originale. Dans la troisième partie, on s'intéresse à l'exploitation des résultats notamment à l'estimation des caractéristiques géométriques et dispersives de la structure.

4.3.2 Dispositif expérimental pour l'acquisition des signaux électriques



(a) (b)

FIGURE 4.10 – Dispositif expérimental pour l'acquisition des signaux électriques sur un μT de la matrice pour différentes positions de l'obstacle **(a)** Schéma et **(b)** Photographie.

Dans le dispositif expérimental de la figure 4.10a, un cylindre en aluminium de dimensions L = 1 m et d = 14 mm est fixé sur un support en bois. Sur la section inférieure, les deux demi-pastilles (voir figure 3.14) sont collées et excitées en opposition de phase par un signal sinusoïdale de 10 cycles et une amplitude de 10 V crête à crête appliqué par un générateur Agilent 33250A. La fréquence centrale d'excitation (f_c) est de 70 kHz. Cette f_c est choisie car le mode F(1,1) est privilégié. Le défaut est simulé par une pâte à modeler déplacé au long du cylindre avec un pas spatial de 5 mm depuis l'émetteur considéré. Sur l'autre section, la matrice de μT est collée à l'aide d'une colle acrylique. Les signaux électriques, noté $s_i(t)$, sont acquis sur un μT de la matrice pour les 80 positions de l'hétérogénéité (x_i). Chaque $s_i(t)$ varie temporellement en fonction de la ième position de l'obstacle. D'où $s_i(t) = s(x_i, t)$. Ces signaux sont amplifiés par un amplificateur Mistras Group, SA et visualisés par un oscilloscope LeCroy 64Xi avec une fréquence d'échantillonnage de 10 MS/s. Un ordinateur (PC) est connecté à l'oscilloscope via une connexion série afin de sauvegarder, traiter et analyser les signaux temporels acquis.

4.3.3 Analyse des signaux temporels acquis

3.A Introduction

Afin d'analyser les signaux, plusieurs étapes sont appliquées sur les signaux différentiels : le calcul de leurs transformées de Fourier à deux dimensions, un filtrage passe-bande en nombre d'onde et fréquence, le calcul des auto-corrélations des signaux différentiels filtrés et leurs enveloppes. Dans ce qui suit, la méthode d'analyse est détaillée et les résultats sont présentés.

3.B Etapes du traitement réalisés

La première étape consiste à calculer les signaux différentiels, notés Δs_i (t), où l'indice i représente la ième position du défaut par rapport à l'émetteur. Soit i = 1,...,80. Δs_i est alors la soustraction de $s_i(t)$ avec la moyenne de toutes les acquisitions. Ils sont calculés pour éliminer la partie non propagative, selon l'équation 4.4 :

$$\Delta s_i = s_i(t) - \frac{1}{N}\sum_{i=1}^{N} s_i(t), \tag{4.4}$$

où $s_i(t)$ représente le signal temporel acquis pour la ième position de l'obstacle. N défini le nombre total d'acquisition (ici N = 80).

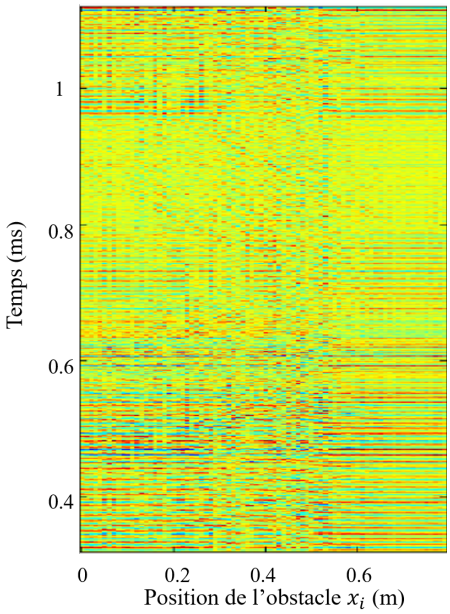
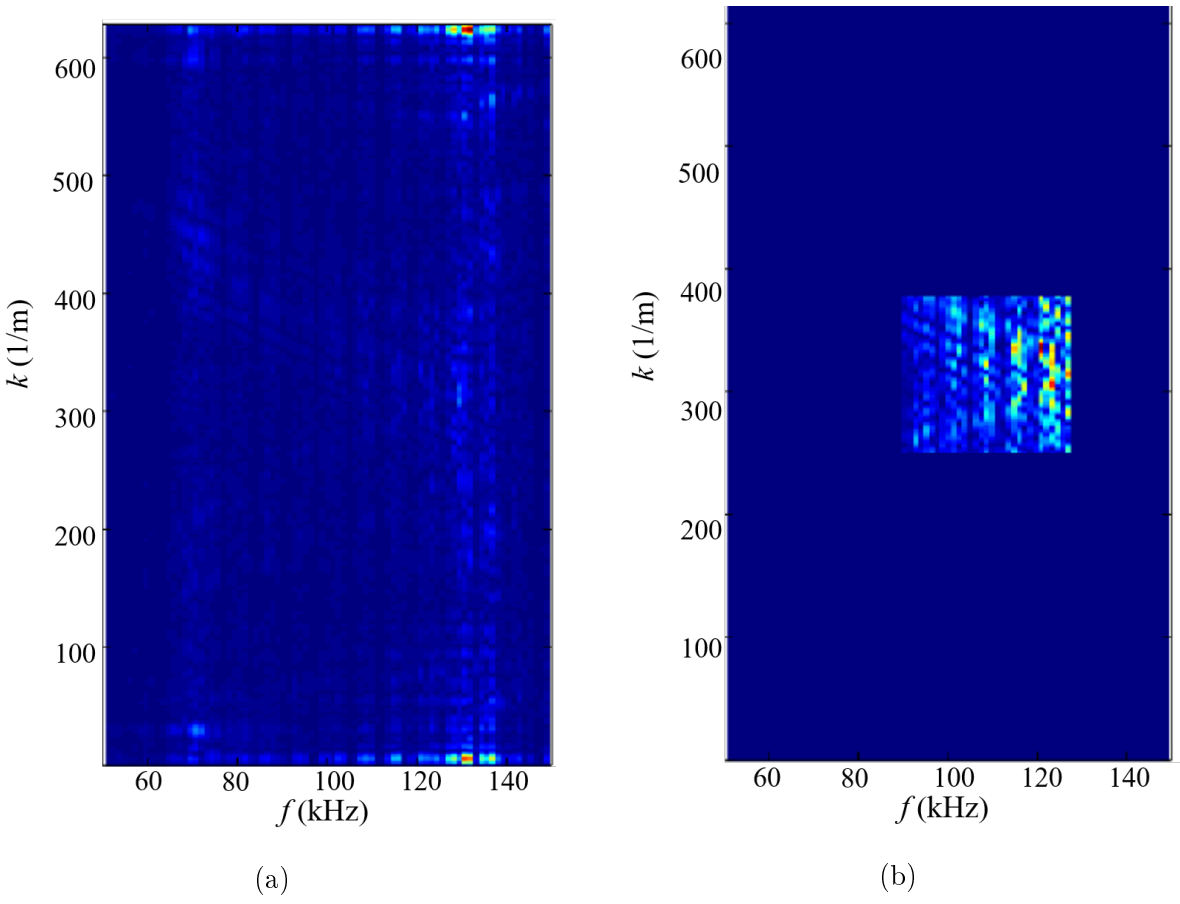


FIGURE 4.11 – Représentation spatio-temporelle des signaux différentiels, Δs_i.



(a) (b)

FIGURE 4.12 – TF-2D des Δs_i **(a)** Avant filtrage et **(b)** Après filtrage passe-bande.

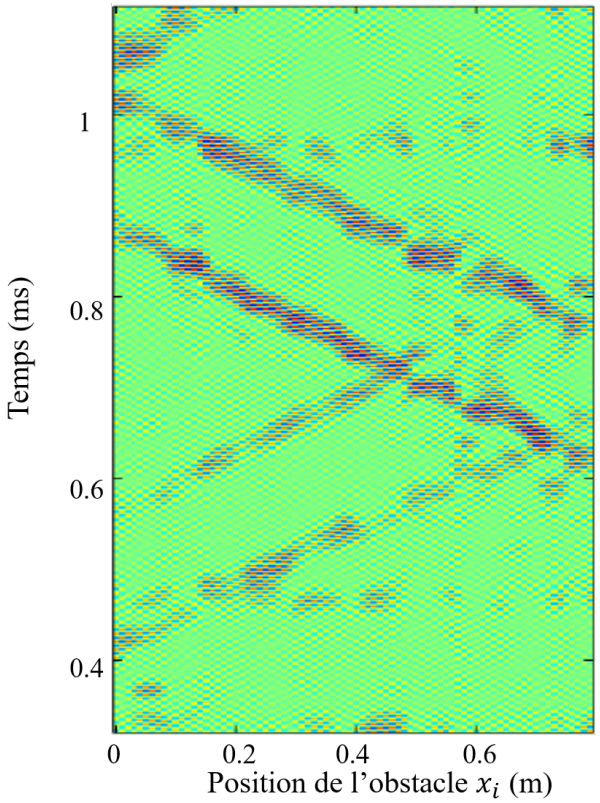


FIGURE 4.13 – Representation spatio-temporelle des Δs_i après filtrage en f et k.

La figure 4.11 montre une représentation spatio-temporelle des Δs_i. Afin d'obtenir les courbes de dispersion sans autant déplacer l'émetteur ou le récepteur, une méthode originale est proposée où le défaut est déplacé. La double transformé de Fourier (TF-2D) des signaux spatio-temporels est calculée et présentée sur la figure 4.12a. Les modes sont difficilement identifiés à cause des réflexions. Pour identifier ces modes, un filtrage passe-bande en fréquence (f) est appliqué dans la bande 90 kHz $\leq f \leq$ 130 kHz et en nombre d'onde (k) dans la bande 226 m$^{-1}\leq k\leq$ 402 m^{-1}. Dans notre cas, ce filtrage est tout simplement une remise à zéro.

La figure 4.12b montre la TF-2D en nombre d'onde après filtrage. L'opération de filtrage a permis de réduire considérablement tout ce qui est non propagatif. De plus, elle a permis d'éliminer les modes guidés non préférentiels comme le montre la figure 4.13 après retour dans le domaine spatio-temporel.

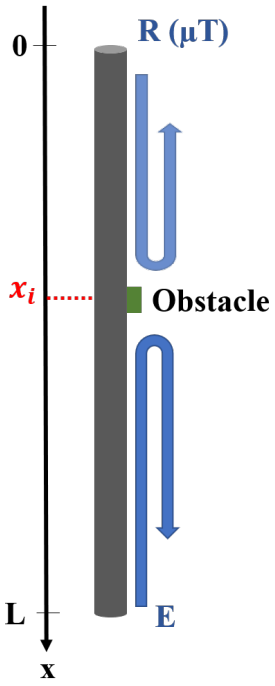


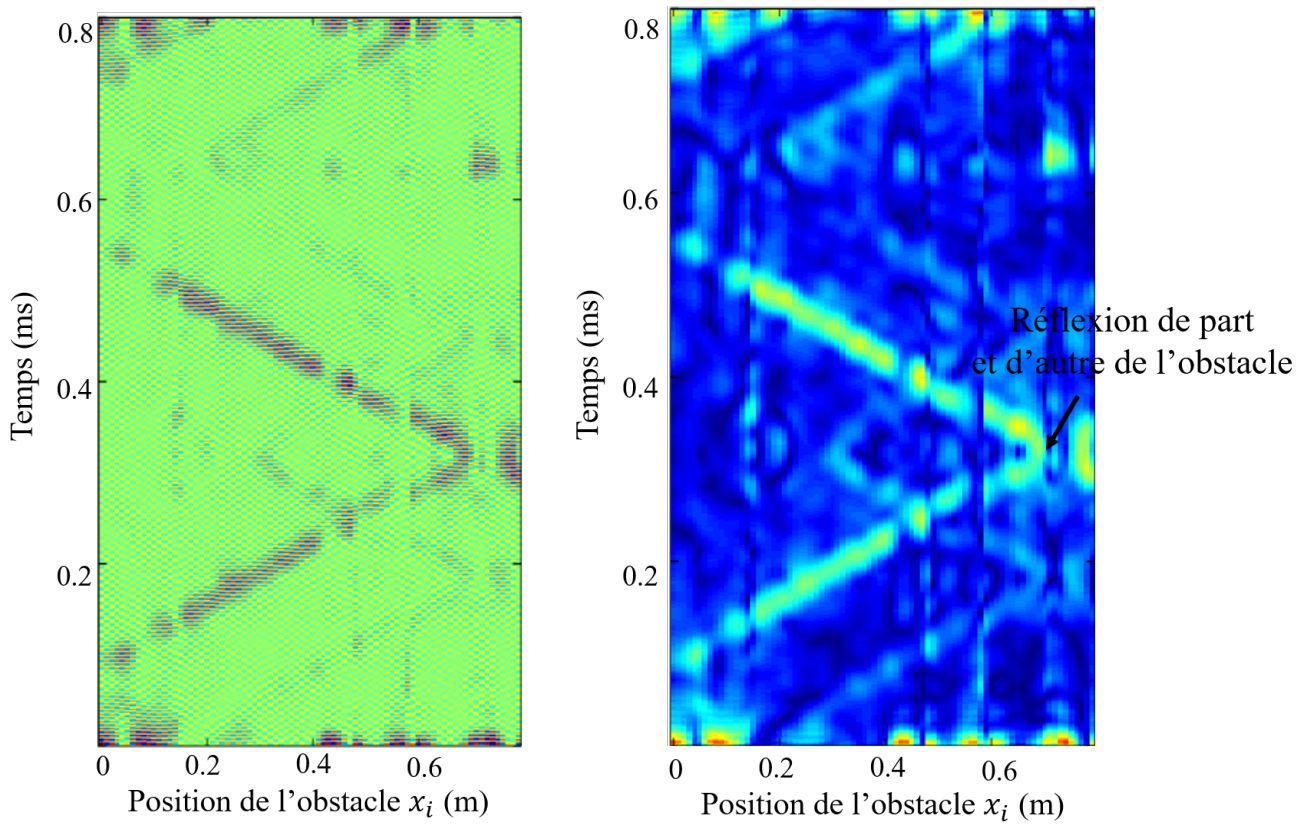
FIGURE 4.14 – Représentation schématique des trajets E-obstacle-E et R-obstacle-R dans le cas des autocorrélations.

Cependant, la multiplicité de ces fronts d'onde rend l'interprétation des résultats complexes dû aux réflexions, non seulement sur les extrémités mais aussi sur les supports tenant le cylindre ainsi que l'obstacle. En exploitant le schéma de la figure 4.14, on peut noter que le signal émis par l'émetteur (E) est, d'une part, réfléchi par l'obstacle se trouvant à la position x_i et d'autre part transmis vers le récepteur (R). Une fois l'onde arrivée vers (R) se trouvant à l'extrémité du cylindre, l'onde rebrousse chemin pour se réfléchir à nouveau en rencontrant l'obstacle. Cela fait du cylindre utilisé une structure réverbérante puisque l'onde se propageant dans celui-ci subit plusieurs réflexions.

Afin de réduire l'effet de ces réflexions et d'améliorer le rapport signal à bruit (RSB) par effet cumulatif en bénéficiant de la réverbération dans le cylindre, les auto-corrélations $C_x(\tau)$ des Δs_i sont calculées selon l'équation 4.5 suivante :

$$C_x(\tau) = \int_{-\infty}^{+\infty} \Delta s_i(t) \Delta s_i(t+\tau) dt, \tag{4.5}$$

Les figures 4.15a et 4.15b illustrent la représentation spatio-temporelle des autocorrélations des signaux Δs_i et leurs enveloppes calculées à partir de la transformée d'Hilbert, respectivement



(a) (b)

FIGURE 4.15 – Représentation spatio-temporelle des autocorrélations des Δs_i après filtrage en f et k **(a)** signaux bruts et **(b)** enveloppes.

après l'application du filtre passe-bas en k et f. Ces résultats permettent d'identifier clairement les fronts d'ondes. De plus, l'exploitation de ces figures montrent la réflexion des paquets d'ondes de part et d'autre de l'obstacle. Celle-ci se manifeste par l'intersection de la pente ascendante (entre t $\simeq$ 0.1 ms et t $\simeq$ 0.32 ms) et descendante (entre t $\simeq$ 0.32 ms et t $\simeq$ 0.52 ms) à t $\simeq$ 0.32 ms sur la figure 4.15b.

Pour conclure, dans cette section les étapes poursuivies afin d'analyser les signaux temporels acquis sur un μT de la matrice en variant la position de l'obstacle tout au long du cylindre sont présentées. Dans un premier temps, la représentation (x,t) des Δs_i sans filtrage a montré des fronts d'ondes non discernables. Dans un deuxième temps, la TF-2D et le filtrage passe-bande en k et f a permis d'identifier clairement les fronts d'ondes . Enfin, le calcul des auto-corrélations de ces signaux présente l'avantage de recaler temporellement par rapport au temps de propagation aller-retour micro-transducteur à micro-transducteur et par conséquent amélioration du RSB par

effet cumulatif bénéficiant de la réverbération dans le barreau. Cela, permet de se focaliser sur le mode préférentiel, F(1,1), afin d'expliciter les caractéristiques de la structure souhaitée.

4.3.4 Exploitation des résultats

4.A Estimation de la longueur d'un barreau

Dans cette section, l'estimation des relations liant les caractéristiques du matériaux telles que les caractéristiques de dispersion du mode préférentiel, F(1,1), et la longueur du cylindre utilisé sont explicitées.

Premièrement, le pas de déplacement spatial de l'obstacle noté Δx est supposé être connu. La représentation spatio-temporelle, (x,t), des enveloppes des autocorrélations (voir figure 4.15b) permet d'estimer la vitesse de groupe, c_g du mode F(1,1) considéré. Plus précisément, la pente ascendante sur le graphe (x,t) (voir figure 4.16) permet d'estimer c_g à la f_c selon l'équation 4.6 ci-dessous :

$$c_g = \frac{2\Delta x}{\Delta t_g} = \frac{\Delta X}{\Delta T_g}, \tag{4.6}$$

où Δt_g représente le décalage temporel de l'enveloppe du paquet d'onde pour un déplacement de l'obstacle de la valeur Δx. Le facteur de multiplication par 2 est lié au facteur allé-retour de l'onde réfléchie.

Connaissant c_g, il est alors possible de relier le temps de propagation t_1 relevé sur la première pente ascendante (figure 4.16) du graphe (x,t) à la distance d_1 correspondante selon :

$$d_1 = c_g t_1. \tag{4.7}$$

De même, le temps t_2 relevé sur la pente descendante pour la même valeur de position est relié à la distance d_2 correspondante selon :

$$d_2 = c_g t_2. \tag{4.8}$$

Or, pour une valeur déterminée de la position de l'obstacle, x, et en revenant vers le schéma de

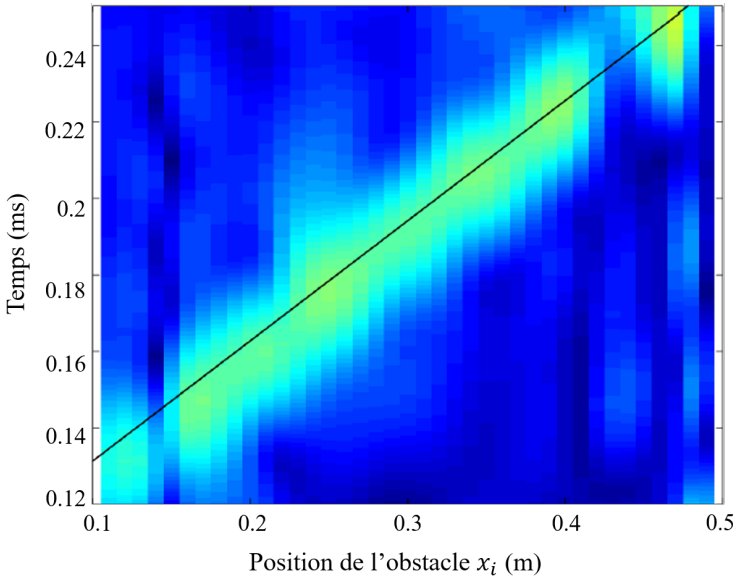


FIGURE 4.16 – Représentation (x,t) des enveloppes des autocorrélations après filtrage (226 $m^{-1} \leq k, \leq 402\ m^{-1}$).

la figure 4.14 ; d_1 et d_2 peuvent êtres écrites en fonction de x et la longueur, L, du cylindre selon les relations ci-dessous :

$$\begin{aligned} d_1 &= 2x, \\ d_2 &= 2(L - x), \end{aligned} \tag{4.9}$$

À partir de la relation 4.9 et en remplaçant d_1 et d_2 par leurs valeurs dans les relations 4.7et 4.8, respectivement la longueur du cylindre, L, peut être estimée en fonction de c_g, t_1 et t_2 selon la relation suivante :

$$L = c_g \frac{t_1 + t_2}{2}. \tag{4.10}$$

De la même manière, il est possible d'estimer la valeur de c_p en relevant sur le graphe (x,t) des autocorrélations (voir figure 4.15a) le décalage temporel Δt_p. En effet, c_p peut être calculée selon la relation suivante :

$$c_p = \frac{2\Delta x}{\Delta t_p} = \frac{\Delta X}{\Delta T_p}. \tag{4.11}$$

Les résultats expérimentaux obtenus avec les enveloppes des autocorrétations permettront d'estimer dans un premier temps la valeurs de c_g et c_p du mode considéré (le mode F(1,1)). Les valeurs approximatives de celles-ci sont calculées à partir des enveloppes des autocorrélations des signaux

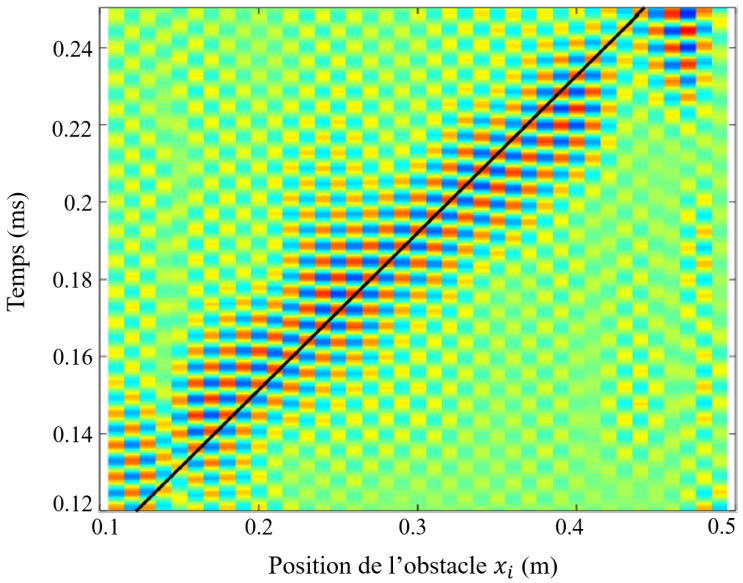


FIGURE 4.17 – Un zoom de la représentation (x,t) des autocorrélations après filtrage en k et f.

(c_g)et celles bruts des signaux (c_p), respectivement. En particulier, ces graphes donnent accès au décalage temporel Δt_g et Δt_p, respectivement pour une position bien définie de l'obstacle. Une fois c_g déterminée, les temps de propagation t_1 et t_2 peuvent être relevés en utilisant la courbe de pente ascendante et descendante, respectivement des enveloppes des autocorrélations des signaux. Ces deux temps peuvent donner une estimation de la longueur du cylindre utilisé.

En outre, une première approximation peut être appliquée afin de caractériser la variation du nombre d'onde k en fonction de la pulsation ω. La bande de fréquence considérée étant 90 kHz $\leq$ f $\leq$ 130 kHz, est centrée autour de la fréquence f_0 égale à 110 kHz. Dans cette bande de fréquence, le nombre d'onde du mode F(1,1) sera considéré en une première approximation comme étant linéairement dépendant de la pulsation selon la relation suivante :

$$k(w) = aw + b, \tag{4.12}$$

avec

$$\begin{cases} a = \dfrac{1}{c_g} \\ b = \omega_0 \left(\dfrac{1}{c_p} - \dfrac{1}{c_g} \right) \end{cases} \tag{4.13}$$

La connaissance de cette courbe k(ω) est une caractéristique propre au matériau et fournit donc des informations sur sa nature.

4.B Application au cas d'étude

En revenant vers la figure 4.16, la pente ascendante apparait clairement et permet de relever une valeur de Δt_g pour une valeur de $\Delta x = 0.2$ m. Parallèlement, la figure 4.17 montrant les autocorrélations des signaux permet d'extraire une valeur de Δt_p pour la même position Δx de l'obstacle. D'où $\Delta t_g \simeq 0.063$ ms et $\Delta t_p \simeq 0.08$ ms pour une valeur de $\Delta x = 0.2$ m. D'après les relations 4.6 et 4.11 les vitesses de groupe et de phase peuvent être estimées, respectivement. Ceci donne :

$$\begin{cases} c_g \simeq 3175 m/s, \\ c_p \simeq 2500 m/s. \end{cases} \tag{4.14}$$

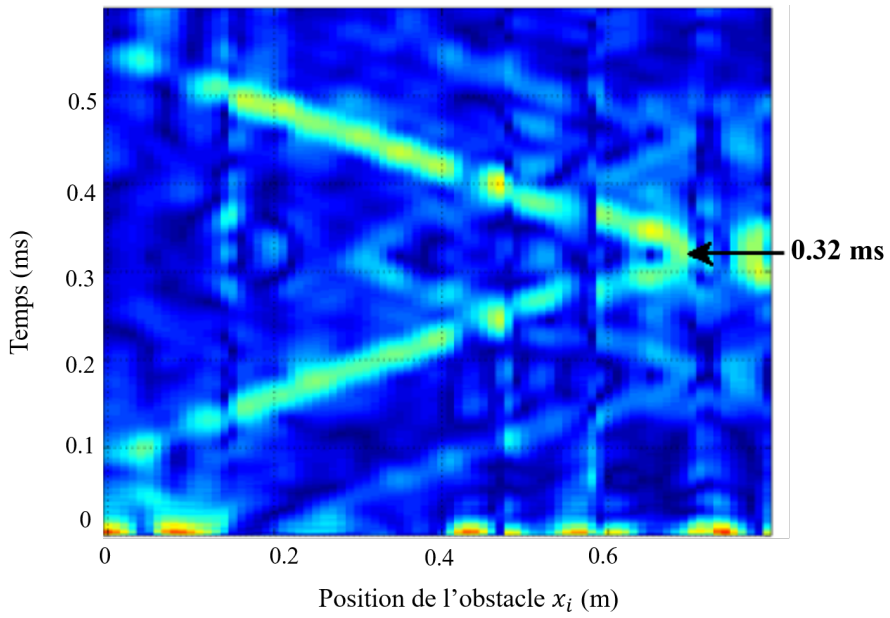


FIGURE 4.18 – Représentation (x,t) des enveloppes des autocorrélations après filtrage en k et f.

La figure 4.18 présentant les enveloppes des autocorrélations, montre l'intersection des pentes : ascendante et descendante. Comme déjà évoqué dans la section 3.B, cette intersection révèle la réflexion des paquets d'onde de part et d'autre de l'obstacle. Cela permet d'extraire le temps de vol au niveau de ce croisement, ce qui donne $t_1 = t_2 \simeq 0.32$ ms.

En utilisant la relation 4.10, une estimation de la longueur du cylindre utilisé dans la manipe peut être donnée :

$$L \simeq 1.016 \text{ m} \simeq L_{relle} \tag{4.15}$$

Sa longueur réel étant de 1 m, il est claire que l'estimation est très correcte.

Les relations 4.12 et 4.13, associées aux valeurs de vitesses estimées dans 4.14, permettent d'approximer la relation linéaire fréquence-nombre d'onde par :

$$k \simeq 1.98.10^{-3} f + 59. \tag{4.16}$$

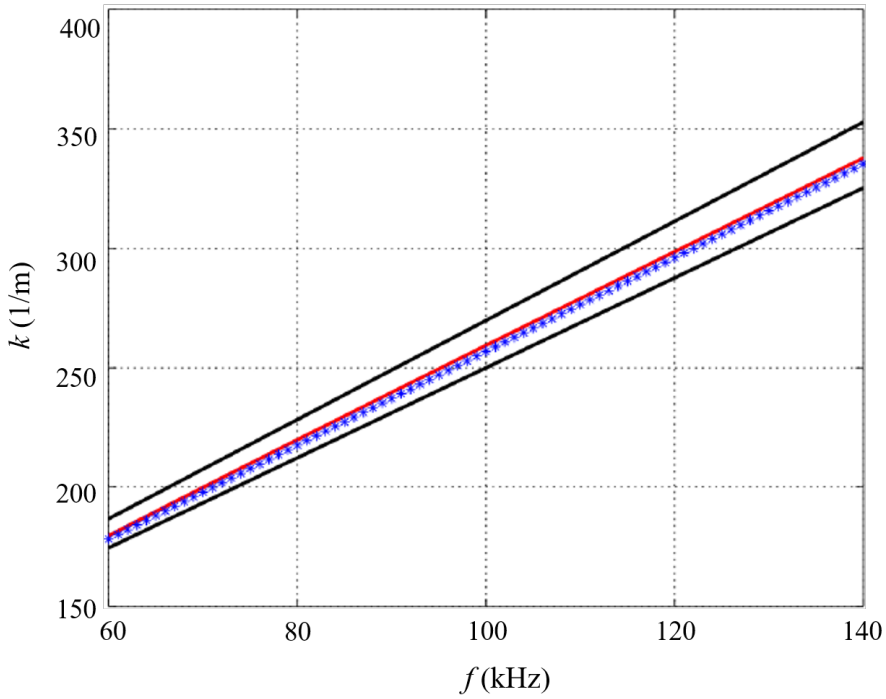


FIGURE 4.19 – Variation du nombre d'onde théorique (*) et du nombre d'onde identifié (-) en fonction de la fréquence.

Cette relation est représentée sur la figure 4.19 par les astérisques (*). Celle-ci peut être comparée à la courbe de dispersion théorique du mode F(1,1) se propageant dans le cylindre (L=1m, d=14 mm) tracée en rouge (-). La superposition de ces deux courbes appuie le fait que le mode identifié expérimentalement est celui du mode F(1,1). Ce dernier, dans notre cas, a un temps de vol théorique autour de 0.3 ms. Ceci a été vérifié expérimentalement où le temps de vol est égale à 0.32 ms.

De plus, sur cette figure les nombres d'onde théoriques du mode F(1,1) calculés pour des variations du module de Young (E) de plus ou moins 10 % de la valeur nominale de l'aluminium (E $\simeq$ 70 GPa) sont présentés en noir (-). Ceci donne une idée de la sensibilité de la courbe de dispersion

de ce mode vis a vis de la valeur du module d'Young. Il parait ainsi clairement possible d'ajuster la courbe théorique à la courbe estimée à partir des données expérimentales, afin d'obtenir une estimation du module d'Young avec une erreur inférieure à 10 %.

4.3.5 Conclusion

Cette section a été divisée en deux parties : les étapes de la technique utilisée pour traiter les données expérimentales et l'application de celles-ci à un cas concret pour la caractérisation de la structure souhaitée. Dans un premier lieu, les signaux différentiels sont utilisés pour effectuer l'analyse. Une TF-2D de ces signaux suivie d'un filtrage passe-bande dans la bande de fréquence (90 kHz $\leq f \leq$ 130 kHz) et la bande de nombre d'onde (226 m^{-}1 $\leq K \leq$ 420 m^{-}1) a permis de discerner clairement les fronts d'ondes. Ensuite les autocorrélations des signaux sont calculées et sont présentées sans enveloppes et avec enveloppes. Celles-ci ont éliminé les réflexions non désirables et ont montré la réflexions des paquets d'onde de part et d'autre de l'obstacle ce qui a permis de relever le temps de vol du mode F(1,1).

Dans un deuxième lieu, cette analyse a permis de relever les décalages temporels Δt_g et Δt_p et de calculer c_g et c_p, respectivement. L'extraction du temps de vol permet de déduire la longueur du cylindre utilisé. Enfin, une estimation linéaire de la variation du nombre d'onde en fonction de la fréquence a permis de construire la courbes de dispersion du mode F(1,1). Celle-ci correspond à la courbe théorique et est sensible au module d'Young.

4.4 Conclusions

Ce chapitre a été divisé en deux parties. D'une part la sensibilité du mode F(1,1) à un éventuel endommagement présent dans la structure est démontrée en effectuant des mesures par LDV sur la section du cylindre. D'autre part, la capacité d'un micro-transducteur de la matrice à caractériser une structure en utilisant le mode F(1,1) est montrée. Des résultats obtenus, on tire les conclusions suivantes : Premièrement, le mode F(1,1) se propageant dans un cylindre est sensible à un défaut présent dans la structure. En variant le diamètre du trou, F(1,1) devient plus sensible au défaut. Ceci a été démontré en calculant les enveloppes des $\bar{D}(t)$. Ces résultats sont très encourageants

puisqu'ils montrent la sensibilité du mode F(1,1) à un défaut tout en respectant sa longueur d'onde voisine de 2 mm pour une $f_c = 100$ kHz.

Deuxièmement, l'utilisation d'un micro-transducteur de la matrice, en tant que récepteur fixe, permet de caractériser une structure tout en proposant une méthode originale de traitement des données expérimentales. Les mesures sont faites tout en privilégiant la propagation du mode F(1,1) dans la structure. Les résultats ont permis d'estimer les caractéristiques géométriques de la structure, telle que sa longueur. Parallèlement, les propriétés de propagation du mode dominant tels que sa vitesse de groupe, sa vitesse de phase et les nombres d'onde sont estimés. Enfin, les propriétés du matériau, particulièrement son module d'Young peut être estimé en ajustant les courbes de dispersion, expérimentale et théorique, du mode F(1,1).

Enfin, les résultats expérimentaux présentés dans ce chapitre valide l'utilisation des micro-transducteurs de la matrice pour des applications dans le CSI ainsi que la caractérisation des structures tout en mettant une méthode originale pour extraire les informations utiles à partir des signaux électriques. Parallèlement, ces résultats ouvrent la voie à l'utilisation des modes de flexion, en particulier le mode F(1,1) pour le CND des structures.

CONCLUSION GÉNÉRALE ET PERSPECTIVES

Conclusion générale

Les travaux de cette thèse portaient sur la réalisation des matrices de micro-transducteurs acoustiques pour le contrôle santé intégré des structures à basses fréquences (60 kHz - 120 kHz). Les travaux expérimentaux ont été divisés en trois parties principales : 1) Conception, réalisation et caractérisation d'une matrice de micro-transducteurs acoustiques à base de Niobate de Lithium, 2) Détection des ondes guidées ultrasonores dans un cylindre isotrope, 3) Application de la matrice de micro-transducteurs au CSI des structures cylindriques.

Le premier chapitre a présenté dans un premier temps, le contexte de l'étude en rappelant l'importance du CSI par ondes guidées ultrasonores dans la surveillance en temps réel des structures planaires et cylindriques. Une étude bibliographique a été menée sur l'interaction des ondes guidées ultrasonores, sélectionnées et générées dans une structure, avec des défauts. Ensuite, un état de l'art sur les matériaux piézoélectriques développés pour la réception et la génération des ondes ultrasonores est synthétisé. Cela a appuyé notre choix porté sur le Niobate de Lithium. Enfin, un état de l'art sur les réseaux de micro-transducteurs développés pour le CSI et le CND des structures est présenté.

Au vue de l'analyse bibliographique effectuée, un travail est encore nécessaire afin de dévelop-

per un réseau de micro-transducteurs qui peut répondre aux exigences du contrôle santé intégré des structures cylindriques dans le domaine des transports. Pour cela, le travail c'est focalisé sur la réalisation d'une matrice de micro-transducteurs à base d'un matériau sans Plomb, de petite taille et opérant dans la gamme des basses fréquences. Le modèle de cette matrice a été conçu pour s'adapter à la section d'un cylindre plein ayant un diamètre de 14 mm.

Le deuxième chapitre a présenté la réalisation et la caractérisation de matrices de micro-transducteurs de 500,44 μm et 350,44 μm. Une fois la matrice réalisée, des caractérisations sont menées afin de déterminer sa fréquence de résonance et sa capacité à opérer dans la gamme des basses fréquences ($<$ 1 MHz). Les résultats ont montré l'habilité de la matrice à détecter les ondes de Lamb dans la gamme des basses fréquences même si sa fréquence de résonance est haute (7.2 MHz). De plus, la détermination expérimentale de la fonction de transfert a démontré que la matrice peut opérer particulièrement dans l'intervalle [60 - 120] kHz. Cet interval définit la gamme de fréquences où le mode de flexion fondamental F(1,1) peut être sélectionné et généré dans un cylindre plein isotrope.

Partant des conclusions du deuxième chapitre, le troisième a été consacré à l'identification du mode F(1,1) se propageant dans un cylindre plein en aluminium en utilisant la matrice de micro-transducteurs. Premièrement le mode F(1,1) est sélectionné et généré en utilisant deux demi-pastilles piézocéramiques collées séparément sur la section du cylindre et excitées en opposition de phase par un même générateur. Ensuite, l'étude expérimentale a été basée sur des mesures optiques, par interférométrie laser, et électriques sur l'ensemble des 25 micro-transducteurs formant la matrice. Les résultats ont montré que le mode F(1,1) est favorisé entre (60 - 120) kHz. En outre, la matrice de micro-transducteurs de 500,44 μm d'épaisseur a montré sa capacité à identifier ce mode. Ce dernier étant un mode prometteur pour la détection des défauts ainsi que la caractérisation des structures et il est peu utilisé dans la littérature pour le CND des structures vu sa difficulté de le générer dans un cylindre.

Enfin, le quatrième chapitre a présenté une application pour un micro-transducteur de la matrice à la caractérisation d'une structure. En particulier, la caractérisation d'un cylindre plein

en aluminium en privilégiant la génération du mode de flexion, F(1,1). Dans un premier lieu et partant des travaux présentés dans le troisième chapitre, la sensibilité du mode F(1,1) a un trou crée dans le cylindre est démontrée. Ce défaut, étant un trou non traversant, possède différentes profondeurs et diamètres. Il a été démontré que ce mode est sensible à ce type de défaut ayant une dimension du diamètre voisine à celle de la longueur d'onde du mode F(1,1) basé sur les enveloppes. Dans un deuxième lieu, une méthode originale de traitements des signaux ultrasonores détectés par un micro-transducteur de la matrice a permis de caractériser le cylindre et d'estimer différents paramètres. Ces résultats montrent la robustesse de la matrice de micro-transducteurs aux ondes de Lamb et les ondes de Pochammer-Chree. En outre, l'utilisation de la matrice en tant que recepteur permet d'estimer les caractéristiques d'une structure. En particulier, la longueur d'une barre, la vitesse de groupe et de phase du mode priviligié dans la structure (ici le mode F(1,1)) ainsi que le module de Young du matériau formant la structure étudiée.

Perspecitves

Les perspectives sont divisées en trois parties : court terme, moyen terme et long terme.

À court terme et partant des derniers résultats obtenus dans le chapitre 4, on compte élargir l'étude effectuée concernant la caractérisation d'un cylindre plein isotrope en utilisant la matrice de micro-transducteurs tout en proposant une méthode originale qui repose sur l'analyse des signaux temporels acquis non seulement par un micro-transducteurs mais sur tous les micro-transducteurs de la matrice. D'autre part, on peut étudier l'interaction du mode F(1,1) avec un défaut s'étendant sur la circonférence en utilisant la matrice de micro-transducteurs de 500μm d'épaisseur. En effet, l'étude numérique conduite par Benmeddour et al.[32] a démontré la sensibilité de ce mode à ce type de défaut. Dans ce cas, les résultats expérimentaux peuvent être comparé après traitement avec ces résultats numériques. Parallèlement, une modélisation numérique de la matrice de micro-transducteurs peut être conduite en se basant sur la méthode d'éléments finis. Cette étude numérique permet, d'une part, de montrer le comportement de la matrice vis-à-vis des modes guidés dans les structures de types plaque ou cylindre et d'autre part de valider les résultats expérimentaux obtenus dans les chapitres 2 et 3.

À moyen terme, les matrices de 350 μm d'épaisseur déjà réalisées peuvent être testées. En effet, le Niobate de Lithium a montré sa capacité à opérer dans la gamme des basses fréquences malgré sa haute fréquence de résonance liée à son épaisseur. Parallèlement, les résultats du chapitre 2 ont montré le comportement quasi-transparent de la matrice vis-à-vis de la propagation d'ondes guidées. Cela nous encourage à tester les matrices ayant une épaisseur plus fine ce qui sera plus fiable pour le CSI.

À long terme, deux perspectives peuvent être proposées. Premièrement, un nouveau modèle de matrice de micro-transducteurs peut être développé. Ce dernier sera conçu d'une manière a contenir un nombre maximale de micro-transducteurs. Ce qui implique des micro-transducteurs avec un diamètre plus petit. Néanmoins, l'augmentation du nombre d'éléments rend le processus d'acquisition plus compliqué. D'ici on peut proposer une deuxième perspective portant sur la

conception d'un circuit électronique imprimé afin de pouvoir récupérer les signaux électriques acquis par tous les micro-transducteurs de la matrice d'une façon plus pratique et sans l'utilisation des pointes de mesure.

Résumé

Les réseaux de micro-transducteurs connaissent un fort développement afin de répondre aux exigences du contrôle santé intégré des structures. Ce dernier permet d'évaluer en tout moment l'état de santé de la structure tout en intégrant un système de contrôle non destructif à celle-ci. En effet, un réseau de micro-transducteurs permet d'acquérir plusieurs signaux en même temps sans effectuer un balayage spatial permettant de caractériser la structure. Parallèlement, l'utilisation des ondes guidées ultrasonores fournit un outil efficace pour la caractérisation de celle-ci. Cependant, elles présentent des caractéristiques complexes qui rend l'analyse de leurs interactions avec des défauts compliquée. Pour cela, il est souhaitable de favoriser la propagation d'un mode unique dans la structure. Dans ce contexte, le but de cette thèse est de présenter un modèle de matrice de micro-transducteurs pour la réception des ondes guidées dans une structure cylindrique, en particulier, le mode de flexion F(1,1). Dans un premier temps, la réalisation et la caractérisation des matrices de micro-transducteurs sont présentées. Les résultats ont montré la capacité de celles-ci à opérer dans la gamme fréquentielle (60 kHz - 70 kHz) malgré sa haute fréquence de résonance. Dans un deuxième temps, les mesures optiques et électriques effectuées sur la matrice ont validé l'utilisation de celle-ci pour des applications dans le CSI et le CND des structures cylindriques tout en favorisant la propagation du mode F(1,1).

Mots-clés : Contrôle santé intégré, contrôle non destructif , matrice de micro-transducteurs, ondes guidées ultrasonores, structures cylindriques.

Summary

Micro-transducers networks are experiencing strong development in order to meet the requirements of Structural Health Monitoring (SHM). The latter makes it possible to assess at any time the state of health of the structure while integrating a Non-Destructive Evaluation (NDE) system therein. Indeed, a network of micro-transducers makes it possible to acquire several signals at the same time without carrying out a mechanical scanning making it possible to characterise the structure. At the same time, the use of ultrasonic guided waves provides an effective tool for the characterisation of structures. However, they have complex characteristics which make the analysis of their interactions with defects complicated. For this, it is desirable to promote the propagation of a single-mode in the structure. In this context, this thesis aims to present a model of a micro-transducers matrix for the reception of guided waves in a cylindrical structure, in particular, the flexural mode F(1,1). First, the realisation and characterisation of the micro-transducer matrices are presented. The results showed their ability to operate in the frequency range (60 kHz - 70 kHz) despite its high resonant frequency. Second, the optical and electrical measurements carried out on the matrix validated its use for applications in the SHM and the NDE of cylindrical structures while generating the F(1,1) mode.

Keywords : Structural Health Monitoring, ultrasonic nondestructive evaluation, micro-transducers matrix, ultrasonic guided waves, cylindrical structure.

Annexes

ANNEXE A

Analyse de la sensibilité du mode F(1,1) à un trou en calculant les coefficients de corrélation

Cette méthode d'analyse consiste à calculer les coefficients de corrélation fenêtrés entre le S^{Diff} maximal relatif au cylindre sain, noté r_s, et le S^{Diff} maximal relatif au cylindre défectueux, noté r_d . Ceux-ci sont calculés en suivant les considérations des références[133;134] selon la relation suivante :

$$C_T(t_c,\tau) = \frac{\int_{t_c+T}^{t_c-T} r_s(t+\tau) r_d(t) dt}{\sqrt{\int_{t_c+T}^{t_c-T} r_s^2(t+\tau) dt . \int_{t_c+T}^{t_c-T} r_d^2(t+\tau) dt}}, \tag{A.1}$$

Dans l'équation A.1, le numérateur désigne l'intercorrélation calculée de r_s et r_d. Le dénominateur est le produit des autocorrélations de r_s et r_p. Le choix de la largeur de la fenêtre $2T$ est choisie selon les considérations de la référence[134]. La fenêtre W(t) doit être beaucoup plus grande qu'une période d'oscillation de la fréquence la plus élevée dans le signal. En revanche, celle-ci dépend d'une coordonnée supplémentaire t_c, (temps "glissant" de la fenêtre) donc la largeur de la fenêtre doit être bien inférieure à la durée totale du signal. Dans notre cas, la valeur de 2T = 50 µs a été sélectionnée (la durée du signal mesuré étant de 1 ms). Et alors les $C_T(t_c,\tau)$ calculés par la relation A.1 sont normalisés par rapport aux deux signaux considérés r_s et r_p .Dans ce cas un $C_T(t_c,\tau)$ classique est obtenu pour chaque fenêtre W(t).

Parallèlement, on peut calculer les $C_T(t_c,\tau)$ non normalisés, notés $C_T^{NN}(t_c,\tau)$. Dans ce cas là, les

coefficients calculés sont uniquement normalisés par rapport à r_s. Alors, on peut supposer que les coefficients sont plus sensibles aux changements des dimensions du défaut puisqu'ils sont calculés sans êtres normalisés par rapport à l'amplitude de r_d. Par conséquent, ces coefficients sont sensibles non seulement à la forme des signaux, mais également à leurs amplitudes. Dans ce cas là l'équation A.1 s'écrit alors :

$$C_T^{NN}(t_c,\tau) = \frac{\int_{t_c+T}^{t_c-T} r_s(t+\tau) r_d(t) dt}{\sqrt{\int_{t_c+T}^{t_c-T} r_s^2(t+\tau) dt . \int_{t_c+T}^{t_c-T} r_s^2(t+\tau) dt}}, \tag{A.2}$$

où l'indice NN précise que les coefficients de corrélations fenêtrés sont non normalisés.

Dans un premier temps, et avant de présenter les coefficients de corrélation fenêtrés avec la largeur approprié, C_T^N et C_T^{NN} sont calculés sur la totalité des signaux. Les résultats obtenus vont mettre en valeur l'importance du fenêtrage dans le calcul des corrélations.

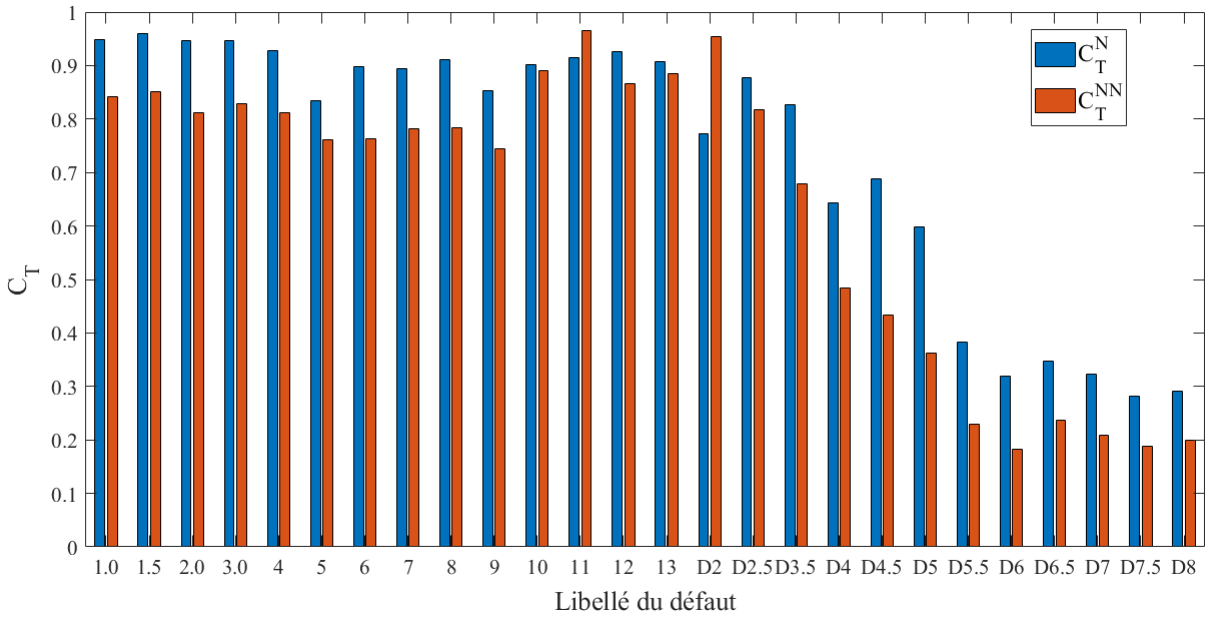


FIGURE A.1 – Représentation des C_T^N et C_T^{NN} pour chaque perçage (D,p), respectivement.

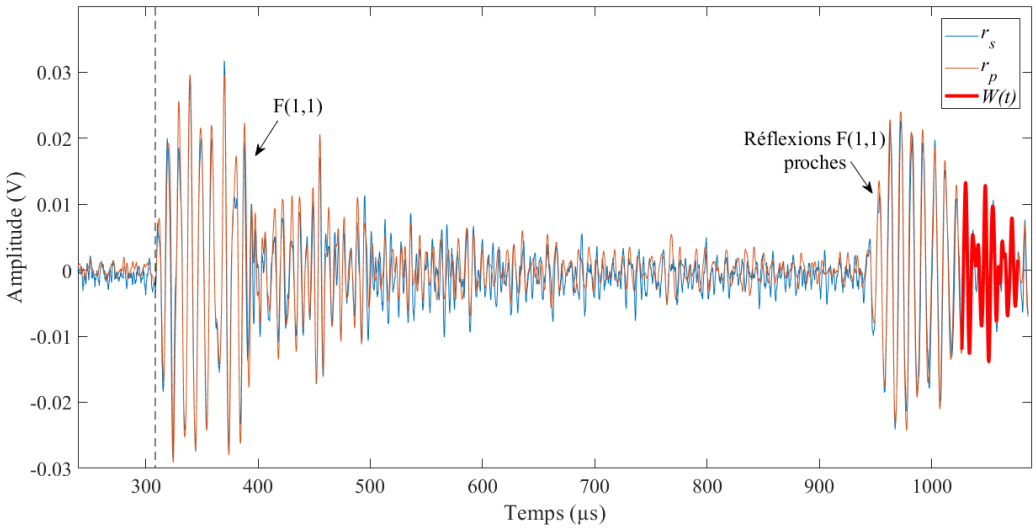
La figure A.1 présente un graphe en bâtons montrant les valeurs de C_T^N et C_T^{NN}, respectivement pour chaque perçage (D, p). Ces derniers présentent des valeurs relativement hautes et le mode F(1,1) ne montre aucune sensibilité aux défauts. Pour des perçages de 5.5 mm$\leq D \leq$ 8 mm, les

valeurs de C_T^{NN} commence à diminuer en révélant une sensibilité du mode F(1,1) pour un diamètre supérieur à 5.5 mm.

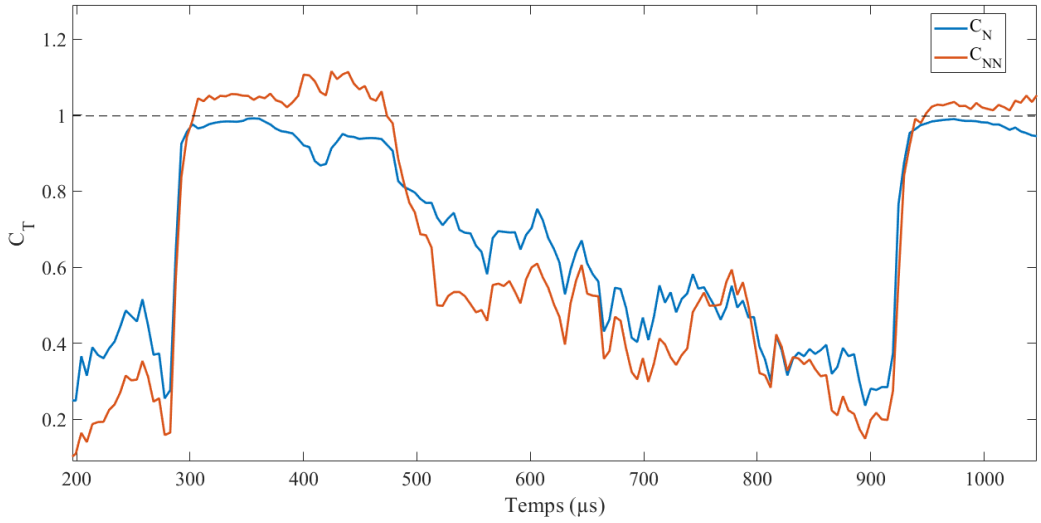
Ce résultat permet de dire que le calcul des C_T sur la totalité des signaux n'est pas si significatif, d'une part. D'autre part, il montre que le C_T^{NN} (non normalisé par rapport à l'amplitude de r_p)est plus sensible à la présence du défaut puisqu'il est normalisé uniquement en prenant en considération r_s. Partant de ces conclusions, les C_T et C_T^{NN} fenêtrés sont calculés afin de démontrer la sensibilité du mode F(1,1) préférentiel aux perçages effectués tout en focalisant l'analyse sur C_T^{NN} ayant montrer une sensibilité meilleure au défaut.

La figure A.2a montre la superposition des signaux r_s et r_p pour un perçage (1 mm, 4 mm). Sur celle-ci, il est claire que le mode F(1,1) correspondant au premier paquet de chaque signal, respectivement sont très proches. De plus, si on regarde le paquet correspondant à la réflexion de F(1,1) on peut dire que ce dernier n'a pas changé entre r_i et r_p. La figure A.2b présente la variation de C_T^N et C_T^{NN} fenêtrés, respectivement. Ces résultats montrent que C_T^N et C_T^{NN} présentent la même allure de variation ayant des valeurs considérablement hautes. Cela signifie que le mode F(1,1) dans ce cas n'est pas sensible au défaut de 4 mm de profondeur. Il faut noter que C_T^{NN} présentent des valeurs supérieures à l'unité ce qui est normale puisque ces coefficients n'ont pas été normalisés par rapport à l'amplitude de r_p.

De la même manière, les résultats dans le cas d'un perçage (6.5 mm, 13 mm) sont présentés. En exploitant les signaux temporels de la figure A.3a, il est claire que l'amplitude du mode F(1,1) diminue dans le cas du cylindre défectueux. En outre, l'amplitude des trois pics de réflexions intermédiaires augmentent ce qui signifie l'interaction du mode F(1,1) avec le défaut. De plus, il est remarquable que le paquet correspondant à la réflexion de F(1,1) des bords a considérablement diminué. La figure A.3b confirme la sensibilité du mode F(1,1) au perçage (6.5 mm, 13 mm). Sur celle-ci C_T^{NN} révèle une diminution du mode F(1,1). De plus, les trois pics de réflexions appa-



(a)

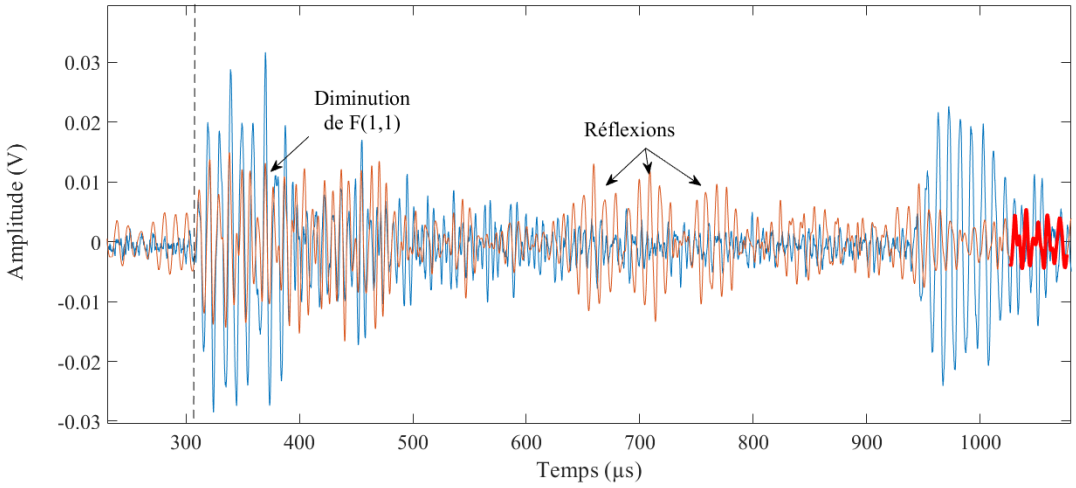


(b)

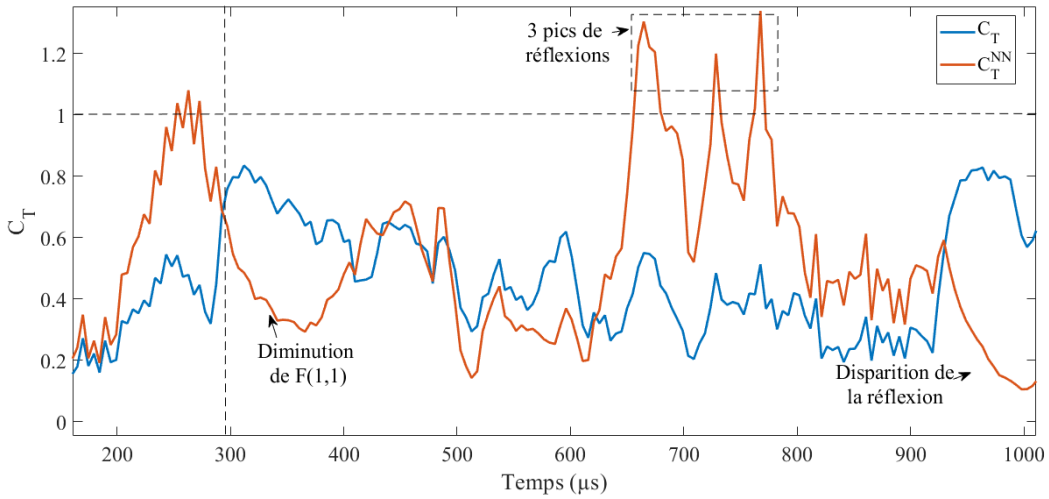
FIGURE A.2 – **(a)** Représentation des signaux r_i et r_p pour un perçage (1 mm, 4 mm) et **(b)** Variation de C_T^N et C_T^{NN} fenêtrés.

raissent fortement avec des valeurs de C_T^{NN} hautes. Enfin, sur ces mêmes courbes ont peut voir que la réflexion du bord autour de 900 μs disparait. Ces résultats montrent d'une part la sensibilité du mode F(1,1) au défaut considéré ; d'autre part, il montre l'efficacité du C_T^{NN} à démontrer la sensibilité de F(1,1) contrairement au C_T qui n'a pas donné des résultats relativement significatifs.

Partant des résultats ci-dessus, la figure A.4 illustre une représentation 3D de la variation des C_T^{NN} fenêtrés en fonction des différents perçages appliqués au cylindre. Il est à noter que les



(a)



(b)

FIGURE A.3 – **(a)** Représentation des signaux r_i et r_p pour un perçage (6.5 mm, 13 mm) et **(b)** Variation de C_T^N et C_T^{NN} fenêtrés.

perçages sont libellés de la même manière expliquée dans la figure 4.9 (Voir chapitre 4, section 4.2.3). Il est observable que pour les C_T^{NN} autour de 318 μs (temps d'arrivée du mode F(1,1)), la sensibilité au défaut commence à partir d'un perçage de 2.5 mm de diamètre. Cela se manifeste par la diminution de la valeur de C_T^{NN}. De plus, des réflexions multiples apparaissent comme on a déjà vu dans le cas d'analyse en calculant les enveloppes (voir figure 4.9). Enfin, il est claire que les réflexions du mode F(1,1) des bords disparaissent au moment d'apparition des réflexions multiples.

Pour conclure, le calcul des C_T fenêtrés, en particulier, les C_T^{NN} (non normalisés par rapport à l'amplitude du perçage) a démontré la sensibilité du mode F(1,1) au défaut créé dans le cylindre. Particulièrement aux perçage dans la gamme de tailles 2.5 mm$\leq D \leq$8mm. Ce qui est très logique,

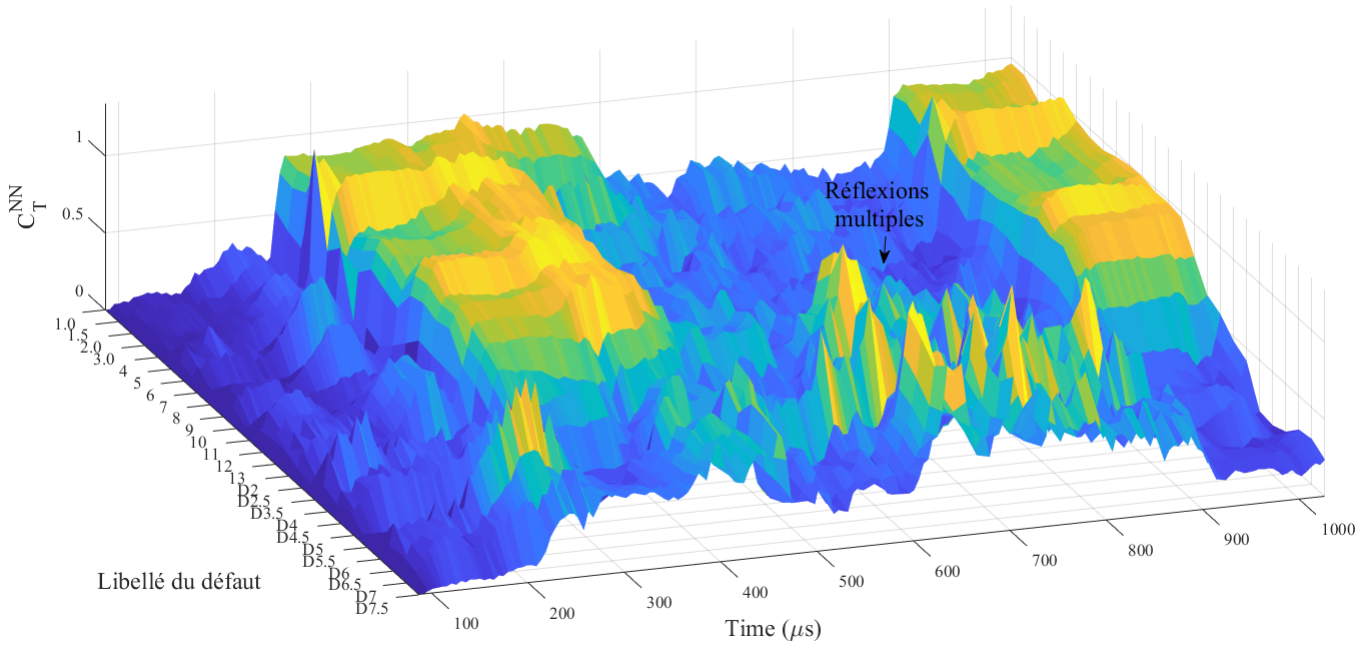


FIGURE A.4 – Représentation 3D de la variation de C_T^{NN} en fonction du perçage (D, p).

puisque la courbe de dispersion théorique du mode F(1,1) montre que ce dernier possède une longueur d'onde autour de 0.2 cm pour une $f_c = 100$ kHz.

Enfin, on peut noter que la méthode d'analyse présentée ci-dessus montrent des performances comparables à la méthode d'analyse présentée dans la section 4.2.3 du chapitre 4 en termes de révélation de la présence d'un défaut à partir d'un diamètre de 2 mm. Il convient de noter que les C_T^{NN} démontrent une plus haute sensibilité à l'apparition de réflexions sur le défaut.

Bibliographie

[1] Salah-Eddine Hebaz, Farouk Benmeddour, Emmanuel Moulin, and Jamal Assaad. Semi-analytical discontinuous Galerkin finite element method for the calculation of dispersion properties of guided waves in plates. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 143(1) :460–469, 2018.

[2] Farouk Benmeddour, Sébastien Grondel, Jamal Assaad, and Emmanuel Moulin. Study of the fundamental Lamb modes interaction with asymmetrical discontinuities. *NDT & E International*, 41(5) :330–340, 2008.

[3] Farouk Benmeddour, Sébastien Grondel, Jamal Assaad, and Emmanuel Moulin. Study of the fundamental Lamb modes interaction with symmetrical notches. *NDT & E International*, 41(1) :1–9, 2008.

[4] M.J.S. Lowe, D.N. Alleyne, and P. Cawley. Defect detection in pipes using guided waves. *Ultrasonics*, 36(1-5) :147–154, 1998.

[5] Sonia Djili, Farouk Benmeddour, Emmanuel Moulin, Jamal Assaad, and Fouad boubenider. Notch detection in copper tubes immersed in water by leaky compressional guided waves. *NDT & E International*, 54 :183–188, 2013.

[6] Jamal Assaad, Christian Bruneel, Jean-Noël Decarpigny, and Bertrand Nongaillard. Electromechanical coupling coefficients and far-field radiation patterns of lithium niobate bars

(Y-cut) used in high-frequency acoustical imaging and nondestructive testing. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 94(5) :2969–2978, November 1993.

[7] K J Kirk, C W Scheit, and N Schmarje. High-temperature acoustic emission tests using lithium niobate piezocomposite transducers. *Insight - Non-Destructive Testing and Condition Monitoring*, 49(3) :142–145, March 2007.

[8] K.J. Kirk and N. Schmarje. Experimental and simulated performance of lithium niobate 1–3 piezocomposites for 2MHz non-destructive testing applications. *Ultrasonics*, 53(1) :185–190, January 2013.

[9] A. W. Warner, M. Onoe, and G. A. Coquin. Determination of Elastic and Piezoelectric Constants for Crystals in Class (3 *m*). *The Journal of the Acoustical Society of America*, 42(6) :1223–1231, 1967.

[10] Ting Zheng, Jiagang Wu, Dingquan Xiao, and Jianguo Zhu. Recent development in lead-free perovskite piezoelectric bulk materials. *Progress in Materials Science*, 98 :552–624, October 2018.

[11] Farouk Benmeddour. *Etude expérimentale et numérique de l'interaction des ondes de Lamb en présence d'endommagements dans des structures d'aluminium.* PhD Thesis, Université de Valenciennes et du Hainaut-Cambresis, 2006.

[12] Emmanuel Moulin. Contrôle santé intégré par ondes de Lamb : du transducteur localisé au réseau de capteurs sans fil. 2009.

[13] Lynda Chehami. *Surveillance passive des milieux réverbérants par corrélation de bruit ambiant : application à la localisation de défauts.* Thèse de doctorat, Université de Valenciennes et du Hainaut-Cambresis, 2015.

[14] Karl Hourany. *Contribution à l'exploitation du bruit ambiant pour le Contrôle Santé Intégré passif des barres et des tubes.* Thèse de doctorat, Université de Valenciennes et du Hainaut-Cambresis, 2015.

[15] Salah-Eddine Hebaz. *Étude numérique de la propagation des ondes guidées ultrasonores par*

la méthode de Galerkin discontinue : application au contrôle non-destructif dans le domaine des transports. PhD thesis, Université Polytechnique Hauts de France, 2018.

[16] Vahan Baronian. *Couplage des méthodes modale et éléments finis pour la diffraction des ondes élastiques guidées : application au contrôle non destructif.* Thèse de doctorat, 2009.

[17] Daniel Balageas, Claus-Peter Fritzen, and Alfredo Güemes, editors. *Structural health monitoring.* ISTE, London ; Newport Beach, CA, 2006.

[18] M. M. Reda Taha, A. Noureldin, J. L. Lucero, and T. J. Baca. Wavelet Transform for Structural Health Monitoring : A Compendium of Uses and Features. *Structural Health Monitoring : An International Journal*, 5(3) :267–295, September 2006.

[19] Francis Galton. *Inquiries into human faculty and its development.* Macmillan, 1883.

[20] Jacques Curie and Pierre Curie. Phénomènes électriques des cristaux hémièdres à faces inclinées. *Journal de Physique Théorique et Appliquée*, 1(1) :245–251, 1882.

[21] D. Royer and E. Dieulesaint. *Elastic waves in solids.* Advanced texts in physics. Springer, Berlin ; New York, 2000.

[22] Alessendro Demma. *The interaction of guided waves with discontinuities in structures.* Thèse de doctorat, University of London, 2003.

[23] Horance Lamb. On Waves in an Elastic Plate. pages Vol. 93, No. 648, pp. 114–128, 1916.

[24] R.D. Mindlin. Mathematical Theory of Vibrations of Elastic Plates. In *11th Annual Symposium on Frequency Control*, pages 1–40, Asbury Park, NJ, USA, 1957. IEEE.

[25] D. E. Chimenti. Guided Waves in Plates and Their Use in Materials Characterization. *Applied Mechanics Reviews*, 50(5) :247, 1997.

[26] D. C. Worlton. Experimental Confirmation of Lamb Waves at Megacycle Frequencies. *Journal of Applied Physics*, 32(6) :967–971, 1961.

[27] Joseph L. Rose. *Ultrasonic guided waves in solid media.* Cambridge University Press, New York NY, 2014.

[28] Zhongqing Su, Lin Ye, and Ye Lu. Guided Lamb waves for identification of damage in composite structures : A review. *Journal of Sound and Vibration*, 295(3-5) :753–780, 2006.

[29] I.A Viktorov. *Rayleigh and Lamb Waves Physical Theory and Applications.* Springer Verlag, 2014.

[30] L Pochhammer. Ueber die Fortpflanzungsgeschwindigkeiten kleiner Schwingungen in einem unbegrenzten isotropen Kreiscylinder. 1876.

[31] C Chree. Longitudinal vibrations of a circular bar. pages 21 : 287–298, 1886.

[32] Farouk Benmeddour, Fabien Treyssède, and Laurent Laguerre. Numerical modeling of guided wave interaction with non-axisymmetric cracks in elastic cylinders. *International Journal of Solids and Structures*, 48(5) :764–774, 2011.

[33] B.A Auld. *Acoustic fields and waves in solids*, volume I. Florida, r.e. krieger publishing edition, 1990.

[34] John J. Ditri. Utilization of guided elastic waves for the characterization of circumferential cracks in hollow cylinders. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 96(6) :3769–3775, 1994.

[35] A. Demma, P. Cawley, M. Lowe, A.G. Roosenbrand, and B. Pavlakovic. The reflection of guided waves from notches in pipes : a guide for interpreting corrosion measurements. *NDT & E International*, 37(3) :167–180, 2004.

[36] M. J. S. Lowe and O. Diligent. Low-frequency reflection characteristics of the s0 Lamb wave from a rectangular notch in a plate. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 111(1) :64–74, 2002.

[37] P Cawley, M J S Lowe, F Simonetti, C Chevalier, and A G Roosenbrand. The variation of the reflection coefficient of extensional guided waves in pipes from defects as a function of defect depth, axial extent, circumferential extent and frequency. *Proceedings of the Institution of Mechanical Engineers, Part C : Journal of Mechanical Engineering Science*, 216(11) :1131–1143, November 2002.

[38] Lothar Gaul, Helge Sprenger, Christoph Schaal, and Stefan Bischoff. Structural health monitoring of cylindrical structures using guided ultrasonic waves. *Acta Mechanica*, 223(8) :1669–1680, 2012.

[39] Emmanuel Le Clézio, Michel Castaings, and Bernard Hosten. The interaction of the S0 Lamb mode with vertical cracks in an aluminium plate. *Ultrasonics*, 40(1-8) :187–192, 2002.

[40] M. J. S. Lowe, P. Cawley, J-Y. Kao, and O. Diligent. The low frequency reflection characteristics of the fundamental antisymmetric Lamb wave a0 from a rectangular notch in a plate. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 112(6) :2612–2622, 2002.

[41] Michel Castaings, Emmanuel Le Clezio, and Bernard Hosten. Modal decomposition method for modeling the interaction of Lamb waves with cracks. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 112(6) :2567–2582, 2002.

[42] N. Terrien, D. Osmont, D. Royer, F. Lepoutre, and A. Déom. A combined finite element and modal decomposition method to study the interaction of Lamb modes with micro-defects. *Ultrasonics*, 46(1) :74–88, March 2007.

[43] Hauke Gravenkamp, Jens Prager, Albert A. Saputra, and Chongmin Song. The simulation of Lamb waves in a cracked plate using the scaled boundary finite element method. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 132(3) :1358–1367, September 2012.

[44] Reza Soleimanpour and Ching-Tai Ng. Scattering of the fundamental anti-symmetric Lamb wave at through-thickness notches in isotropic plates. *Journal of Civil Structural Health Monitoring*, 6(3) :447–459, 2016.

[45] Eric Lindgren, John C. Aldrin, Kumar Jata, Brett Scholes, and Jeremy Knopp. Ultrasonic plate waves for fatigue crack detection in multi-layered metallic structures. page 653207, San Diego, California, 2007.

[46] Bernard Masserey, Christian Raemy, and Paul Fromme. High-frequency guided ultrasonic waves for hidden defect detection in multi-layered aircraft structures. *Ultrasonics*, 54(7) :1720–1728, September 2014.

[47] Farouk Benmeddour, Emmanuel Moulin, Jamal Assaad, and Lucie Dupont. Numerical investigation of the functionally graded materials by the interaction of the plate guided waves with discontinuities and cracks. pages 030074–030074, Montreal, Canada, 2013.

[48] John J. Ditri and Joseph L. Rose. Excitation of guided elastic wave modes in hollow cylinders by applied surface tractions. *Journal of Applied Physics*, 72(7) :2589–2597, October 1992.

[49] Hyeon Jae Shin and Joseph L. Rose. Guided waves by axisymmetric and non-axisymmetric surface loading on hollow cylinders. *Ultrasonics*, 37(5) :355–363, 1999.

[50] Christine Valle, Marc Niethammer, Jianmin Qu, and Laurence J. Jacobs. Crack characterization using guided circumferential waves. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 110(3) :1282–1290, September 2001.

[51] J.L. Rose, J.J. Ditri, A. Pilarski, K. Rajana, and F. Carr. A guided wave inspection technique for nuclear steam generator tubing. *NDT & E International*, 27(6) :307–310, 1994.

[52] W. Zhuang, A. H. Shah, and S. K. Datta. Axisymmetric Guided Wave Scattering by Cracks in Welded Steel Pipes. *Journal of Pressure Vessel Technology*, 119(4) :401, 1997.

[53] H. Bai, A. H. Shah, N. Popplewell, and S. K. Datta. Scattering of Guided Waves by Circumferential Cracks in Steel Pipes. *Journal of Applied Mechanics*, 68(4) :619, 2001.

[54] A. Demma, P. Cawley, M. Lowe, A.G. Roosenbrand, and B. Pavlakovic. The reflection of guided waves from notches in pipes : a guide for interpreting corrosion measurements. *NDT & E International*, 37(3) :167–180, 2004.

[55] Aidin Ghavamian, Faizal Mustapha, B.T Baharudin, and Noorfaizal Yidris. Detection, Localisation and Assessment of Defects in Pipes Using Guided Wave Techniques : A Review. *Sensors*, 18(12) :4470, 2018.

[56] A. Demma, P. Cawley, M. Lowe, and A. G. Roosenbrand. The reflection of the fundamental torsional mode from cracks and notches in pipes. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 114(2) :611–625, 2003.

[57] Hichem Nouira. *CONTRIBUTION Á LA CONCEPTION D'UN MICRCONVERTISSEUR D'ÉNERGIE MÉCANIQUE VIBRATOIRE EN ÉNERGIE ÉLECTRIQUE.* Thèse de doctorat, 2008.

[58] Abdelmjid Benayad. *Matériaux monocristallins à forte activité piézoelectrique : élaboration, caractérisation et application.* Thèse de doctorat, INSA, Lyon, 2005.

[59] Takurō Ikeda. *Fundamentals of piezoelectricity.* Oxford science publications. Oxford University Press, Oxford, 1. issued in paperback with corr edition, 1996.

[60] Ningqun Guo. *The vibration characteristics of piezoelectric discs.* PhD Thesis, University of London, October 1989.

[61] L. Rufer. *TRANSDUCTEURS ELECTROACOUSTIQUES ET ULTRASONORES : DES MACRO- AUX MICRO-SYSTEMES.* HDR en physique, 2007.

[62] B GRAY. Transducer and Method of Making Same, September 1946.

[63] ROTH R. S. AND MARZULLO S. JAFFE, B. Piezoelectric Properties of Lead Zirconate-Lead Titanate Solid Solution Ceramics. pages 809–810., 1954.

[64] CURAN D. R. JAFFE H4 BERLINCOURT, D. A. Piezoelectric and piezomagnetic materials and their function in transducers. 1964.

[65] Mira Mitra and S Gopalakrishnan. Guided wave based structural health monitoring : A review. *Smart Materials and Structures*, 25(5) :053001, 2016.

[66] Ye Lu, Lin Ye, and Zhongqing Su. Crack identification in aluminium plates using Lamb wave signals of a PZT sensor network. *Smart Materials and Structures*, 15(3) :839–849, 2006.

[67] Wieslaw Ostachowicz, Pawel Kudela, Pawel Malinowski, and Tomasz Wandowski. Damage localisation in plate-like structures based on PZT sensors. *Mechanical Systems and Signal Processing*, 23(6) :1805–1829, 2009.

[68] Ki-Bok Kim, David K. Hsu, Bongyoung Ahn, Young-Gil Kim, and Daniel J. Barnard. Fabrication and comparison of PMN-PT single crystal, PZT and PZT-based 1-3 composite ultrasonic transducers for NDE applications. *Ultrasonics*, 50(8) :790–797, 2010.

[69] M.J. Santos, J.B. Santos, A.M. Amaro, and M.A. Neto. Low velocity impact damage evaluation in fiber glass composite plates using PZT sensors. *Composites Part B : Engineering*, 55 :269–276, 2013.

[70] Lingyu Yu and Victor Giurgiutiu. Multi-mode Damage Detection Methods with Piezoelectric Wafer Active Sensors. *Journal of Intelligent Material Systems and Structures*, 20(11) :1329–1341, 2009.

[71] M B Rabinowitz, G W Wetherill, and J D Kopple. Kinetic analysis of lead metabolism in healthy humans. *Journal of Clinical Investigation*, 58(2) :260–270, 1976.

[72] J. N. Gordon, A. Taylor, and P. N. Bennett. Lead poisoning : case studies : Case presentation. *British Journal of Clinical Pharmacology*, 53(5) :451–458, 2002.

[73] Matthias L. Riess and Josiah K. Halm. Lead Poisoning in an Adult : Lead Mobilization by Pregnancy ? *Journal of General Internal Medicine*, 22(8) :1212–1215, 2007.

[74] A.V. Mamishev, K. Sundara-Rajan, Fumin Yang, Yanqing Du, and M. Zahn. Interdigital sensors and transducers. *Proceedings of the IEEE*, 92(5) :808–845, 2004.

[75] Q.F. Zhou, J. Cannata, and K. Kirk Shung. Design and modeling of inversion layer ultrasonic transducers using LiNbO3 single crystal. *Ultrasonics*, 44 :e607–e611, 2006.

[76] Qifa Zhou, J.M. Cannata, Hongkai Guo, Changzheng Huang, V.Z. Marmarelis, and K.K. Shung. Half-thickness inversion layer high-frequency ultrasonic transducers using LiNbO/sub 3/ single crystal. *IEEE Transactions on Ultrasonics, Ferroelectrics and Frequency Control*, 52(1) :127–133, January 2005.

[77] J. Chen, J. Y. Dai, C. Zhang, Z. T. Zhang, and G. P. Feng. Bandwidth improvement of LiNbO $_3$$$$$ ultrasonic transducers by half-concaved inversion layer approach. *Review of Scientific Instruments*, 83(11) :114903, November 2012.

[78] Qifa Zhou, Kwok Ho Lam, Hairong Zheng, Weibao Qiu, and K. Kirk Shung. Piezoelectric single crystal ultrasonic transducers for biomedical applications. *Progress in Materials Science*, 66 :87–111, October 2014.

[79] Elaheh Taghaddos, Mehdi Hejazi, and Ahmad Safari. Lead-free piezoelectric materials and ultrasonic transducers for medical imaging. *Journal of Advanced Dielectrics*, 05(02) :1530002, 2015.

[80] R. S. Weis and T. K. Gaylord. Lithium niobate : Summary of physical properties and crystal structure. *Applied Physics A Solids and Surfaces*, 37(4) :191–203, 1985.

[81] K.A. Snook, Jian-Zhong Zhao, C.H.F. Alves, J.M. Cannata, Wo-Hsing Chen, R.J. Meyer, T.A. Ritter, and K.K. Shung. Design, fabrication, and evaluation of high frequency, single-element transducers incorporating different materials. *IEEE Transactions on Ultrasonics, Ferroelectrics and Frequency Control*, 49(2) :169–176, 2002.

[82] J.M. Cannata, T.A. Ritter, Wo-Hsing Chen, R.H. Silverman, and K.K. Shung. Design of efficient, broadband single-element (20-80 MHz) ultrasonic transducers for medical imaging applications. *IEEE Transactions on Ultrasonics, Ferroelectrics and Frequency Control*, 50(11) :1548–1557, 2003.

[83] Kiyoshi Nakamura, Haruyasu Ando, and Hiroshi Shimizu. Ferroelectric domain inversion caused in LiNbO $_3$$$ plates by heat treatment. *Applied Physics Letters*, 50(20) :1413–1414, 1987.

[84] Clifford T. Searfass and Bernhard R. Tittmann. High temperature ultrasonic transducer up to 1000 °C using lithium niobate single crystal. *Applied Physics Letters*, 97(23) :232901, 2010.

[85] Mohammad Hossein Amini, Anthony N. Sinclair, and Thomas W. Coyle. A New High-Temperature Ultrasonic Transducer for Continuous Inspection. *IEEE Transactions on Ultrasonics, Ferroelectrics, and Frequency Control*, 63(3) :448–455, March 2016.

[86] G.F. Iriarte, J.G. Rodríguez, and F. Calle. Synthesis of c-axis oriented AlN thin films on different substrates : A review. *Materials Research Bulletin*, 45(9) :1039–1045, September 2010.

[87] F. Jean-Marie Haussonne. Review of the Synthesis Methods for AIN. *Materials and Manufacturing Processes*, 10(4) :717–755, 1995.

[88] Takashi Yamamoto, Tadashi Shiosaki, and Akira Kawabata. Characterization of ZnO piezoelectric films prepared by rf planar-magnetron sputtering. *Journal of Applied Physics*, 51(6) :3113–3120, 1980.

[89] Tadashi Shiosaki and Akira Kawabata. Low-frequency piezoelectric-transducer applications of ZnO film. *Applied Physics Letters*, 25(1) :10–11, 1974.

[90] Erwan Filoux. *MODÉLISATION PAR UNE MÉTHODE PSEUDOSPECTRALE / DIFFÉRENCES-FINIES ET FABRICATION DE TRANSDUCTEURS ULTRASONORES POUR L'IMAGERIE MÉDICALE HAUTE RÉSOLUTION*. Thèse de doctorat, UNIVERSITÉ FRANÇOIS RABELAIS DE TOURS, 2009.

[91] Tomoaki Yamada, Nobukazu Niizeki, and Hiroo Toyoda. Piezoelectric and Elastic Properties of Lithium Niobate Single Crystals. *Japanese Journal of Applied Physics*, 6(2) :151–155, 1967.

[92] R. T. Smith and F. S. Welsh. Temperature Dependence of the Elastic, Piezoelectric, and Dielectric Constants of Lithium Tantalate and Lithium Niobate. *Journal of Applied Physics*, 42(6) :2219–2230, 1971.

[93] D.H. Jundt, M.M. Fejer, and R.L. Byer. Optical properties of lithium-rich lithium niobate fabricated by vapor transport equilibration. *IEEE Journal of Quantum Electronics*, 26(1) :135–138, January 1990.

[94] G. Kovacs, M. Anhorn, H.E. Engan, G. Visintini, and C.C.W. Ruppel. Improved material constants for LiNbO/sub 3/ and LiTaO/sub 3/. In *IEEE Symposium on Ultrasonics*, pages 435–438, Honolulu, HI, USA, 1990. IEEE.

[95] G Malovichko, I Vrable, M Meyer, E Kokanyan, and V Grachev. Ordering Magnetic Moments of Er 3+ Ions in Ferroelectric Lithium Niobate. *Unpublished*, 2014.

[96] Hector DE Castilla. *Le niobate de lithium à haute température pour les applications ultrasons*. Mémoire de maitrise en genie mécanique, MONTRÉAL, JANVIER 2017.

[97] Cochet-Muchy. Growth of piezoelectric crystals by Czochralski method. *Journal de physique IV*, 4(C2) :C2–33, 1994.

[98] Ka-Kha Wong and Institution of Electrical Engineers, editors. *Properties of lithium niobate*. Number 28 in EMIS datareviews series. INSPEC/IEE, London, 2002.

[99] R.A. Betts and C.W. Pitt. Growth of thin-film lithium niobate by molecular beam epitaxy. *Electronics Letters*, 21(21) :960, 1985.

[100] Yoshihiko Shibata, Kiyoshi Kaya, Kageyasu Akashi, Masaki Kanai, Tomoji Kawal, and Shichlo Kawal. Epitaxial growth of LiNbO3 thin films by excimer laser ablation method and their surface acoustic wave properties. *MRS Proceedings*, 285, January 1992.

[101] Jong-Gul Yoon and Kun Kim. Growth of highly textured LiNbO $_3$$$$$ thin film on Si with MgO buffer layer through the sol-gel process. *Applied Physics Letters*, 68(18) :2523–2525, 1996.

[102] Xavier Lansiaux. *Croissance de couches minces de niobate de lithium par pulvérisation cathodique R. F. Magnétron : caractérisations optiques et électriques*. Thèse de doctorat, Valenciennes, 2001.

[103] Bruce W. Drinkwater and Paul D. Wilcox. Ultrasonic arrays for non-destructive evaluation : A review. *NDT & E International*, 39(7) :525–541, 2006.

[104] M. Akhnak, O. Martinez, L.G. Ullate, and F. Montero de Espinosa. 64 Elements two-dimensional piezoelectric array for 3D imaging. *Ultrasonics*, 40(1-8) :139–143, 2002.

[105] O Martínez. A small 2D ultrasonic array for NDT applications. *NDT & E International*, 36(1) :57–63, January 2003.

[106] Lingyu Yu and Victor Giurgiutiu. In situ 2-D piezoelectric wafer active sensors arrays for guided wave damage detection. *Ultrasonics*, 48(2) :117–134, 2008.

[107] Pawel Malinowski, Tomasz Wandowski, Irina Trendafilova, and Wieslaw Ostachowicz. A Phased Array-based Method for Damage Detection and Localization in Thin Plates. *Structural Health Monitoring : An International Journal*, 8(1) :5–15, January 2009.

[108] Łukasz Ambroziński, Tadeusz Stepinski, and Tadeusz Uhl. Efficient tool for designing 2D phased arrays in lamb waves imaging of isotropic structures. *Journal of Intelligent Material Systems and Structures*, 26(17) :2283–2294, November 2015.

[109] Zenghua Liu, Kunming Sun, Guorong Song, Cunfu He, and Bin Wu. Damage localization in aluminum plate with compact rectangular phased piezoelectric transducer array. *Mechanical Systems and Signal Processing*, 70-71 :625–636, March 2016.

[110] J. Li and J.L. Rose. Implementing guided wave mode control by use of a phased transducer array. *IEEE Transactions on Ultrasonics, Ferroelectrics and Frequency Control*, 48(3) :761–768, 2001.

[111] Joseph L Rose, Zongqi Sun, Peter J Mudge, and Michael J Avioli. Guided Wave Flexural Mode Tuning cand Focusing for Pipe Testing. *Materials evaluation*, 2003.

[112] J. Li and J.L. Rose. Angular-profile tuning of guided waves in hollow cylinders using a circumferential phased array. *IEEE Transactions on Ultrasonics, Ferroelectrics and Frequency Control*, 49(12) :1720–1729, December 2002.

[113] J. Davies and P. Cawley. The application of synthetic focusing for imaging crack-like defects in pipelines using guided waves. *IEEE Transactions on Ultrasonics, Ferroelectrics and Frequency Control*, 56(4) :759–771, April 2009.

[114] To Kang, Dong-Hoon Lee, Sung-Jin Song, Hak-Joon Kim, Young-Do Jo, and Hyun-Joon Cho. Enhancement of detecting defects in pipes with focusing techniques. *NDT & E International*, 44(2) :178–187, March 2011.

[115] Xiaowei Zhang, Zhifeng Tang, Fuzai Lü, and Xiaohong Pan. Excitation of dominant flexural guided waves in elastic hollow cylinders using time delay circular array transducers. *Wave Motion*, 62 :41–54, 2016.

[116] Kehai Liu, Zhanjun Wu, Youqiang Jiang, Yishou Wang, Kai Zhou, and Yingpu Chen. Guided waves based diagnostic imaging of circumferential cracks in small-diameter pipe. *Ultrasonics*, 65 :34–42, February 2016.

[117] X. Niu, W. Duan, Hua-Peng Chen, and H.R. Marques. Excitation and propagation of torsional T(0,1) mode for guided wave testing of pipeline integrity. *Measurement*, 131 :341–348, January 2019.

[118] M Klee, H Boots, B Kumar, C van Heesch, R Mauczok, W Keur, M de Wild, H van Esch, A L Roest, K Reimann, L van Leuken, O Wunnicke, J Zhao, G Schmitz, M Mienkina, M Mleczko, and M Tiggelman. Ferroelectric and piezoelectric thin films and their applications for integrated capacitors, piezoelectric ultrasound transducers and piezoelectric switches. *IOP Conference Series : Materials Science and Engineering*, 8 :012008, February 2010.

[119] Firas Akasheh, Todd Myers, John D. Fraser, Susmita Bose, and Amit Bandyopadhyay. Development of piezoelectric micromachined ultrasonic transducers. *Sensors and Actuators A : Physical*, 111(2-3) :275–287, March 2004.

[120] Yongqiang Qiu, James Gigliotti, Margeaux Wallace, Flavio Griggio, Christine Demore, Sandy Cochran, and Susan Trolier-McKinstry. Piezoelectric Micromachined Ultrasound Transducer (PMUT) Arrays for Integrated Sensing, Actuation and Imaging. *Sensors*, 15(4) :8020–8041, 2015.

[121] Wensong Zhou, Fuh-Gwo Yuan, and Tonglu Shi. Guided torsional wave generation of a linear in-plane shear piezoelectric array in metallic pipes. *Ultrasonics*, 65 :69–77, 2016.

[122] Kai-Alexander Saalbach, Marc Christopher Wurz, Jens Twiefel, Lutz Rissing, and Jörg Wallaschek. Custom Lithium Niobate Transducer Arrays for Detecting Material Distribution of Hybrid Workpieces. *Energy Harvesting and Systems*, 0(0), January 2015.

[123] En Hong Ling and Ruzairi Hj. Abdul Rahim. A review on ultrasonic guided wave technology. *Australian Journal of Mechanical Engineering*, pages 1–13, November 2017.

[124] Y.Q. Fu, J.K. Luo, N.T. Nguyen, A.J. Walton, A.J. Flewitt, X.T Zu, Y. Li, G. McHale, A. Matthews, E. Iborra, H. Du, and W.I. Milne. Advances in piezoelectric thin films for acoustic biosensors, acoustofluidics and lab-on-chip applications. *Progress in Materials Science*, 89 :31–91, August 2017.

[125] Bo Cui. *Lithography*. University of Waterloo.

[126] Philippe Di Bin and et al. Micro structuration de couches minces de niobate de lithium. July 2007.

[127] Mohamed Souheib Chebil. *Etude de films ultraminces de polystyrène par réflectivité des rayons X et ellipsométrie en fonction de leur exposition à du CO2*. PhD thesis, L'Université Nantes Angers Le Mans, 2013.

[128] Elisabeth Soergel. Piezoresponse force microscopy (PFM). *Journal of Physics D : Applied Physics*, 44(46) :464003, November 2011.

[129] Andrei Kholkin. *Piezoresponse Force Microscopy (PFM) Introduction, Principles and Instrumental Aspects of Piezoresponse Force Microscopy by NTMDT*. 2015.

[130] J. N. Decarpigny, J. C. Debus, B. Tocquet, and D. Boucher. In-air analysis of piezoelectric Tonpilz transducers in a wide frequency band using a mixed finite element–plane wave method. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 78(5) :1499–1507, November 1985.

[131] Swen Muller. Measuring Transfer-Functions and Impulse Responses. In *Signal Processing in Acoustics*. Springer new york edition, 2008.

[132] Premesh Shehan Lowe, Ruth M. Sanderson, Nikolaos V. Boulgouris, Alex G. Haig, and Wamadeva Balachandran. Inspection of Cylindrical Structures Using the First Longitudinal Guided Wave Mode in Isolation for Higher Flaw Sensitivity. *IEEE Sensors Journal*, 16(3) :706–714, February 2016.

[133] J.E. Michaels and T.E. Michaels. Detection of structural damage from the local temporal coherence of diffuse ultrasonic signals. *IEEE Transactions on Ultrasonics, Ferroelectrics and Frequency Control*, 52(10) :1769–1782, October 2005.

[134] Eric Larose, Anne Obermann, Angela Digulescu, Thomas Planès, Jean-Francois Chaix, Frédéric Mazerolle, and Gautier Moreau. Locating and characterizing a crack in concrete with diffuse ultrasound : A four-point bending test. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 138(1) :232–241, July 2015.