

UNIVERSITÉ DE SHERBROOKE
Faculté de génie
Département de génie mécanique

Développement d'une sonde et d'une méthode
expérimentale pour la génération d'ondes
guidées pures dans les structures
aéronautiques.

Mémoire de maîtrise
Spécialité : génie mécanique

Robin GUITEL

Jury : Philippe MICHEAU
Patrice MASSON
Ahmed MASLOUHI

RÉSUMÉ

Les essais non destructifs (non destructive testing : NDT) et la surveillance de l'état des structures (Structural Health Monitoring : SHM) sont des approches visant à détecter l'apparition de défauts dans les structures aéronautiques. Une nouvelle approche pour ces inspections a vu le jour ces dernières années et consiste à utiliser des ondes guidées (guided wave : GW) et à observer leur interaction avec un défaut pour le détecter, le localiser et le caractériser. Cependant, l'interaction entre les différents modes qui composent l'onde propagée et les défauts peut être très complexe, car elle dépend de nombreux paramètres. Afin de caractériser l'influence de ces paramètres sur les ondes propagées, il peut être nécessaire d'effectuer un très grand nombre de mesures sur une grande variété de structures. Ainsi, il est intéressant de développer un transducteur facilement manipulable permettant la génération d'ondes guidées pures afin d'aider à l'analyse des mesures. Dans ce mémoire, un transducteur piézoélectrique mobile co-localisé est présenté pour la génération de GW dans les structures minces. Le transducteur a été conçu pour mieux caractériser le comportement des ondes dans les structures aérospatiales complexes, indépendamment de l'actionneur. À cet effet, deux transducteurs piézocéramiques minces rectangulaires identiques (PZT) ont été montés dans un système de serrage magnétique permettant ainsi la génération d'ondes guidées symétriques et antisymétriques dans la structure. Deux paires d'aimants viennent colocaliser les deux PZTs de part et d'autre de la plaque et garantissent un effort constant tout au long de la mesure entre la structure étudiée et les PZTs. La directivité de la pince est favorisée par la forme rectangulaire des PZTs, permettant ainsi la génération d'ondes planes et ainsi d'éviter la dispersion spatiale de l'énergie comme dans le cas de PZTs circulaires. La performance de la pince est évaluée par des mesures des fonctions de transfert entre la tension appliquée au PZT et la vitesse mesurée suivant les trois axes directionnels réalisées sur une grille linéaire de points. Ces mesures permettent l'extraction des caractéristiques des modes propagés en utilisant les transformées de Fourier spatiales. L'ensemble des mesures des vitesses dans le plan et hors plan est réalisé en utilisant un vibromètre laser 3-D à effet Doppler (LDV) et permet de valider le bon fonctionnement de la pince.

Mots-clés : sondes acoustiques, ondes guidées, contrôle actif d'une sonde, directivité et sélectivité des modes

TABLE DES MATIÈRES

1	Introduction	1
1.1	La surveillance de l'état des structures dans l'aéronautique	1
2	État de l'art	3
2.1	Les ondes élastiques	3
2.1.1	Propagation des ondes de volume	3
2.1.2	Les ondes de Lamb	5
2.2	Champ de vitesse à travers l'épaisseur	6
2.3	Les sondes	8
2.3.1	Les transducteurs piézoélectriques	8
2.3.2	Les transducteurs interdigitaux	10
2.3.3	Les transducteurs en réseau	12
2.4	Méthode de mesure et étude des modes propagés	15
2.4.1	Les mesures au laser	15
2.4.2	Caractéristique des grilles de points de mesure	16
2.4.3	Transformée de Fourier bidimensionnelle	17
2.4.4	Optimisation de la transformée de Fourier	18
2.4.5	Vecteur de Poynting et normalisation en puissance	20
2.4.6	Méthode haute résolution par application de la matrice de Pencil	20
2.4.7	Conclusion	21
3	Problématique et objectifs	23
3.1	Problématique	23
3.2	Hypothèses	23
3.3	Organisation du mémoire	25
4	Présentation de la pince développée	27
4.1	Théorie : Traitement des signaux mesurés en surface pour l'extraction des amplitudes des modes et calcul des commandes des PZTs	27
4.1.1	Traitement des signaux	27
4.1.2	Méthode haute résolution par application de la méthode de la matrice Pencil	30
4.1.3	Application de la normalisation en puissance avec le théorème de Poynting	33
4.1.4	Optimisation par post-traitement	36
4.2	Simulation numérique : Validation par simulations COMSOL de la méthode	38
4.2.1	Développement du modèle	38
4.2.2	Sélectivité en mode	39
4.2.3	Validation de l'application de la méthode	40
4.2.4	Évaluation de la compensation de l'erreur d'alignement	42

4.3	Expérimentation : Présentation du matériel et de la méthode de mesure et d'optimisation.	43
4.4	Résultats expérimentaux	47
4.4.1	Plaque en aluminium	47
4.4.2	Plaque en composite	51
5	Conclusion	55
5.1	Discussion	55
5.2	Travaux futurs	55
	LISTE DES RÉFÉRENCES	57

LISTE DES FIGURES

2.1	Onde longitudinale avec une déformation parallèle à la direction de propagation.	4
2.2	Onde transversale avec une déformation perpendiculaire à la direction de propagation.	5
2.3	Représentation de la déformée des deux premiers modes des ondes de Lamb (2D).	5
2.4	Vitesse de phase des ondes de Lamb sur une plaque libre en aluminium en fonction du produit fréquence-épaisseur de la plaque.	6
2.5	Champ de déplacement dans le plan (v_2) et hors plan (v_1) du mode A_0 à travers l'épaisseur d'une plaque d'aluminium d'épaisseur 8 mm pour une fréquence de 2 MHz.mm [10]	7
2.6	Champ de déplacement dans le plan (v_2) et hors plan (v_1) du mode S_0 à travers l'épaisseur d'une plaque d'aluminium d'épaisseur 8 mm pour une fréquence de 2MHz.mm [10]	7
2.7	Coupe schématique d'un PZT circulaire	8
2.8	Réponse harmonique du déplacement hors plan de PZTs rond et rectangulaire disposés sur une plaque d'aluminium de 2 mm d'épaisseur et excité pour générer un mode A_0 à 100 kHz.	9
2.9	Excitation des ondes de Lamb par transducteur interdigital. (a) Configuration des électrodes interdigitales. (b) Distribution du champ électrique au voisinage de la surface [20]	10
2.10	Courbe de dispersion pour de l'aluminium avec sélectivité du mode a_1 [15]	11
2.11	Analyse de la directivité des transducteurs interdigitaux.	11
2.12	Représentation du transducteur en ligne et patron de directivité des modes A_0 et S_0 pour un transducteur en réseau de 8 éléments horizontaux espacés de la longueur d'onde d'excitation ($d = \lambda$) [14]	12
2.13	Exemple de transducteur multi éléments pour la génération d'onde guidée dans un cylindre creux [26]	13
2.14	Représentation schématique du transducteur en réseau 2-D de de $M * N$ élément disposé en réseau rectangulaire et patron de directivité associée pour différentes configurations d'excitation avec $f = 300$ kHz, $dx = dy = 0.5\lambda$, $r/d = 10$, $M = N = 8$ [26]	14
2.15	Représentation schématique du transducteur en réseau 2-D de M élément disposé en réseau circulaire et patron de directivité pour différentes configurations d'excitation avec $f = 300$ kHz, $d = 0.5\lambda$, $r/d = 10$, $M = 64$ [26] .	14
2.16	Exemple de la représentation à deux instants donnés et en trois dimensions du champ de vitesse total d'une onde se propageant dans une plaque d'aluminium et mesurée sur une grille de points de mesures [23].	16
2.17	Schéma des dimensions caractéristiques de la grille de points de mesure. . .	17
2.18	Tracé 3-D de transformée de Fourier bidimensionnelle permettant la visualisation des modes A_0 et A_1 [1].	18

2.19	Comparaison des fenêtres de Hanning, de Hamming et flat top dans le domaine fréquentiel.	19
2.20	Courbe de dispersion calculée à partir de la méthode de la matrice de Pencil à partir de mesures réalisées avec un vibromètre laser sur une plaque en aluminium [21].	21
3.1	Principe de fonctionnement de la pince pour la génération d'un mode S_0 et A_0	24
4.1	Exemple de la réponse en fréquence du déplacement en un point de mesure fournie par le vibromètre laser 3D.	27
4.2	Spectre en nombre d'onde résultant d'une transformé de Fourier le long de la ligne de points.	29
4.3	Exemple de tracé des courbes de dispersion des modes A_0 et S_0	29
4.4	Spectre en nombre d'onde déterminé avec la méthode de Pencil appliquée sur des mesures réalisées sur la propagation d'un ondes se propageant dans une plaque en aluminium.	32
4.5	Schéma de principe de la pince développée.	36
4.6	Schéma du modèle COMSOL utilisé incluant les principales dimensions.	38
4.7	Résultat de la simulation après optimisation d'un mode pur dans le cas de deux PZTs alignés de part et d'autre de la plaque.	40
4.8	Courbes de dispersions de l'onde se propageant dans le plan et résultant d'une excitation par a) le dessus de la plaque, b) le dessous de la plaque, c) les deux bords de la plaque.	41
4.9	Courbes de dispersions de l'onde se propageant hors plan et résultant d'une excitation par a) le dessus de la plaque, b) le dessous de la plaque, c) les deux bords de la plaque.	41
4.10	Différence entre la courbe de dispersion déterminée en excitant par les deux bords de la plaque et celle déterminée en sommant les courbes de dispersion issues de l'excitation par le dessus puis par le dessous de la plaque.	42
4.11	Rapport en pourcentage entre l'amplitude du mode à minimiser et l'amplitude du mode à optimiser.	43
4.12	Vue de droite de l'emporte-pièce illustrant ses principales dimensions.	44
4.13	Vue isométrique de l'emporte-pièce.	44
4.14	Vue isométrique d'un des mors de la pince. 1) Aimants 2) PZT 3) Couche d'Époxy 4) Bâtit en Délerin 5) Profilé en U 6) Connecteur SMB	45
4.15	Vibromètre laser PSV-500-3D-M de Polytec	46
4.16	Schéma de l'installation expérimentale et représentation des connectiques et des systèmes utilisés.	46
4.17	Représentation du maillage utilisé pour la caractérisation de la directivité de la pince pour les mesures réalisées avec le 3D-LDV.	47
4.18	Tracé des moyennes quadratiques des champs de vitesse hors plan et dans le plan en décibel résultant d'une excitation de 1.25 kHz à 500 kHz.	48
4.19	Représentation du maillage utilisé pour valider la méthode.	48

4.20	Courbe de dispersion de l'onde se propageant dans le plan et résultant d'une excitation par a) le dessus de la plaque, b) le dessous de la plaque, c) les deux bords de la plaque.	49
4.21	Courbe de dispersion de l'onde se propageant hors plan et résultant d'une excitation par a) le dessus de la plaque, b) le dessous de la plaque, c) les deux bords de la plaque.	49
4.22	Différence entre la courbe de dispersion déterminée en excitant de part et d'autre de la plaque et celle déterminée en appliquant la méthode.	50
4.23	Courbe de dispersion du champ de vitesse reconstruit après optimisation des modes A_0 et S_0	51
4.24	Représentation du maillage utilisé pour déterminer les courbes de dispersion dans le composite.	52
4.25	Courbes de dispersion construites après optimisation des modes A_0 et S_0 se propageant dans une plaque en composite.	52
5.1	Schématisme du principe de contrôle actif appliqué à la propagation d'une onde guidée dans une plaque.	56

CHAPITRE 1

Introduction

1.1 La surveillance de l'état des structures dans l'aéronautique

Les structures aérospatiales sont soumises à de fortes contraintes tout au long de leur durée de vie. Ces contraintes peuvent conduire à un endommagement (fissures, délaminages, décollements ...) qui nuisent à leur intégrité et peuvent mener à des pannes critiques. Pour minimiser les coûts liés à un entretien non-planifié et éviter les pannes catastrophiques, les entreprises doivent entreprendre une surveillance de l'état des avions. Cette surveillance repose actuellement sur l'utilisation d'outils de contrôle non destructif (CND) permettant la détection des défauts invisibles à l'œil nu. Ces outils sont utilisés dans le cadre du processus de fabrication des composants critiques pour assurer leur intégrité et finalement leur conformité, mais aussi à intervalles réguliers tout au long de la vie de l'appareil afin de vérifier son intégrité. La technique d'inspection choisie dépend de la nature du composant, de son matériau, de sa taille, de sa forme et de son poids, du type de défaut recherché ainsi que des limites maximales acceptables en taille et en distribution de défaut. Néanmoins, ces méthodes de surveillance des structures sont très coûteuses pour les entreprises puisqu'elles exigent l'immobilisation et le démantèlement partiel de l'appareil. De plus elle requiert l'intervention d'un technicien expérimenté afin d'inspecter en détail de grandes surfaces avec des outils parfois très focalisés.

Afin de réduire ces dépenses, l'industrie a montré un intérêt grandissant pour l'inspection in situ des structures d'aéronefs. Ces technologies de surveillance de l'état des structures (Structural Health Monitoring : SHM) utilisent des capteurs intégrés à même les structures pour détecter l'apparition de défauts ou de charges opérationnelles. Pour l'évaluation des charges opérationnelles, les jauges de déformations, les accéléromètres et les fibres obliques [5] sont des technologies performantes grâce à leur sensibilité aux déformations de surfaces. Plus particulièrement, les fibres optiques présentent l'avantage d'être simples à câbler, car il est possible de multiplexer de nombreux capteurs sur une fibre optique. D'autres technologies ont été développées afin de détecter l'apparition ou la présence d'un défaut. Parmi ces technologies, il existe la méthode par émission acoustique [12] permettant de détecter l'apparition des défauts grâce au bruit acoustique qu'il génère, ou encore les méthodes uti-

lisant les ondes guidées décrites dans ce présent document. Ces ondes élastiques guidées, dites ondes de Lamb, peuvent se propager sur d'importantes distances dans des structures minces sans les détériorer. L'interaction de ces ondes avec un défaut permettra la détection, la localisation et l'estimation des caractéristiques de l'anomalie. Afin de générer ces ondes guidées, des piézocéramiques (PZTs) sont souvent utilisés. Les transducteurs transforment une tension en déformation mécanique et inversement. Ainsi, en les disposant sur une structure, ces PZTs permettent de lui transmettre ou de capter des vibrations, et ainsi respectivement de générer ou de mesurer des ondes guidées. De nombreuses configurations ont été développées, notamment les PZT inter-digitaux [15] et en réseaux [15]. Ces systèmes ont en commun de viser à générer une onde pure et focalisée, permettant ainsi de faciliter le post-traitement des données et d'extraire le plus distinctement possible les informations liées aux défauts.

Cependant, la propagation des ondes guidées dans des structures planes et minces n'est pas encore bien connue, notamment en raison de la grande variété de structures d'intérêt. Ainsi, il peut être nécessaire d'effectuer un grand nombre d'expériences afin d'observer le comportement des ondes en fonction des paramètres tels que les caractéristiques des structures, des défauts et la nature des ondes. Il est donc pertinent de développer un transducteur facile à positionner, permettant une bonne répétabilité et générant une onde facile à analyser.

Il existe de nombreux transducteurs permettant de générer des ondes pures et directives, notamment les transducteurs en sabots [4] et les transducteurs à air couplé [3]. Grâce à ces outils, il est possible de sélectionner un mode en changeant l'inclinaison du transducteur par rapport à la plaque pour une fréquence donnée. Ainsi, il est nécessaire de changer l'inclinaison du transducteur pour chaque fréquence et pour chaque mode désiré, ce qui explique pourquoi ces méthodes semblent peu adaptées à un grand nombre répétition de mesures sur des structures parfois complexes. Une autre méthode utilise une impulsion laser pour exciter localement un "burst" à la surface de la plaque par dilatation thermique [17]. Les limitations de cette méthode sont que l'onde générée est omnidirectionnelle et donc que l'énergie n'est pas focalisée sur la zone à inspecter, que les informations inhérentes au défaut seront noyées dans les réflexions sur les frontières de la plaque par exemple et que l'excitation est large bande. La méthode retenue ici consiste à utiliser un transducteur en réseaux appliqué sur une pince manipulable.

Les transducteurs amovibles développés ici utilise deux PZT rectangulaires disposés de part et d'autre de la structure et pilotés successivement. La sélectivité des modes est réalisée par post-traitement sur des mesures effectuées avec un Vibrometer Laser 3-D à effet Doppler (LDV).

CHAPITRE 2

État de l'art

2.1 Les ondes élastiques

2.1.1 Propagation des ondes de volume

Sous l'effet d'actions mécaniques extérieures, un solide se déforme, et dans le cadre de petites déformations du solide élastique, il existe une loi nommée la loi de Hooke qui relie ces déformations aux contraintes internes du solide :

$$\underline{\underline{\sigma}} = \underline{\underline{C}} \underline{\underline{\epsilon}} \quad (2.1)$$

où $\underline{\underline{\sigma}}$ est le champ de contraintes dans le milieu, $\underline{\underline{\epsilon}}$ le champ de déplacement et enfin $\underline{\underline{C}}$ un tenseur appelé le tenseur de rigidité. Ce tenseur de rigidité est caractéristique du milieu étudié, il est donc important de le caractériser.

On distingue deux grandes catégories de matériaux, les matériaux isotropes et les matériaux anisotropes. Nous allons étudier dans un premier temps la propagation des ondes dans un milieu isotrope homogène. Dans un tel milieu, les propriétés du matériau sont indépendantes de la direction considérée, ce qui implique que le nombre de constantes élastiques indépendantes est ramené à deux. Ainsi dans un milieu homogène et isotrope, chaque coefficient du tenseur de rigidité est de la forme illustrée ci-dessous [11].

$$\underline{\underline{C}} = \begin{pmatrix} C_{11} & C_{12} & C_{12} & & & \\ & C_{11} & C_{12} & & & \\ & & C_{11} & & & \\ & & & \frac{C_{11}-C_{12}}{2} & & \\ & \text{Sym.} & & & \frac{C_{11}-C_{12}}{2} & \\ & & & & & \frac{C_{11}-C_{12}}{2} \end{pmatrix} \quad (2.2)$$

L'autre catégorie est celle des matériaux anisotropes dans laquelle les propriétés dépendent de la direction. Dans notre cas, les matériaux anisotropes étudiés seront principalement

des plaques en composite croisé multicouche $[0^\circ/45^\circ/90^\circ/-45^\circ]$. Pour de tels matériaux orthotropes, le tenseur de rigidité s'écrit avec 8 constantes grâce aux symétries :

$$\underline{\underline{C}} = \begin{pmatrix} C_{11} & C_{12} & C_{13} & & & & & & \\ & C_{22} & C_{23} & & 0 & & & & \\ & & C_{22} & & & & & & \\ & & & C_{44} & & & & & \\ & \text{Sym.} & & & C_{66} & & & & \\ & & & & & C_{66} & & & \end{pmatrix} \quad (2.3)$$

Sous certaines conditions d'excitation, des ondes de volume peuvent être générées et peuvent se propager dans le matériau. Ce champ de déplacement peut être décomposé comme la somme d'un potentiel scalaire irrotationnel ϕ et d'un potentiel vectoriel incompressible ψ et en réinjectant dans l'équation de Navier on aboutit aux équations d'Alembert découplées pour les deux potentiels ϕ et ψ [24] :

$$\Delta\phi - \frac{1}{c_L^2} \frac{\partial^2\phi}{\partial t^2} = 0 \quad (2.4)$$

$$\Delta\psi - \frac{1}{c_T^2} \frac{\partial^2\psi}{\partial t^2} = 0 \quad (2.5)$$

où c_L est la vitesse de l'onde longitudinale et c_T la vitesse de phase de l'onde transversale. Dans le cas d'un matériau isotrope, $c_L = \sqrt{\frac{C_{11}}{\rho}}$ et $c_T = \sqrt{\frac{C_{11}-C_{12}}{2\rho}}$ sont indépendantes de la fréquence.

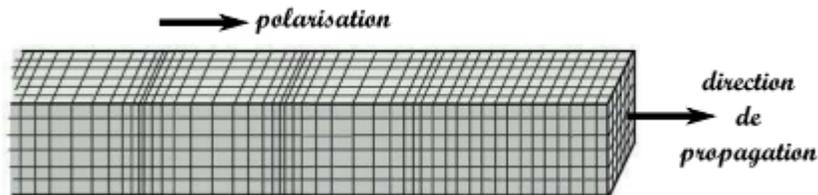


Figure 2.1 Onde longitudinale avec une déformation parallèle à la direction de propagation.

La première équation correspond à la propagation d'une onde longitudinale (L) ou de compression (P) (figure 2.1) et la seconde correspond à la propagation de l'onde transversale (T) ou de cisaillement (S) (figure 2.2). Parmi les ondes transversales, on distingue celles polarisées dans le plan vertical (SV) du solide ou dans le plan horizontal (SH).

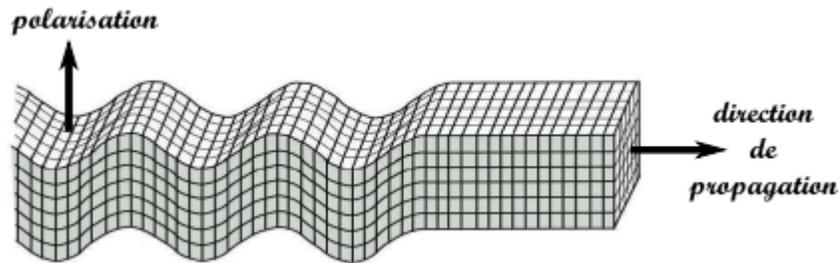
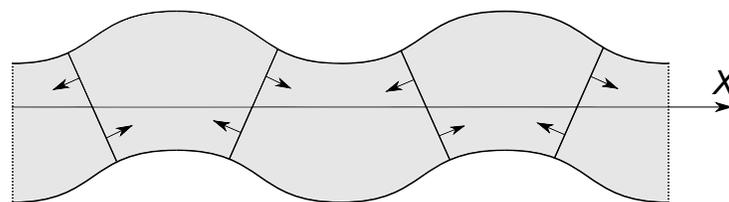


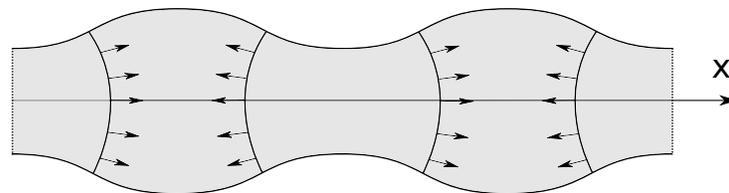
Figure 2.2 Onde transversale avec une déformation perpendiculaire à la direction de propagation.

2.1.2 Les ondes de Lamb

Lorsque l'épaisseur de la plaque est de l'ordre de grandeur de la longueur d'onde de l'onde propagée, on peut voir l'apparition d'ondes guidées (ou ondes de Lamb). En considérant une coupe 2D dans une plaque isotrope, les ondes guidées se répartissent en deux catégories, les ondes dites symétriques (modes S 2.3(b)) dont les déplacements de la surface de la plaque sont symétriques par rapport au plan médian, et les ondes antisymétriques (modes A 2.3(a)) dont les déplacements sont antisymétriques par rapport au plan médian.



(a) Ondes symétriques A_0 .



(b) Ondes antisymétriques S_0 .

Figure 2.3 Représentation de la déformée des deux premiers modes des ondes de Lamb (2D).

Ces ondes sont dispersives, leur vitesse de propagation est fonction de la fréquence d'excitation. Il est usuel de tracer des courbes dites courbes de dispersion donnant la vitesse des modes qui peuvent se propager. La figure 2.4 présente la vitesse de phase typique d'une onde se propageant dans une plaque en aluminium en fonction du produit entre la fréquence et l'épaisseur.

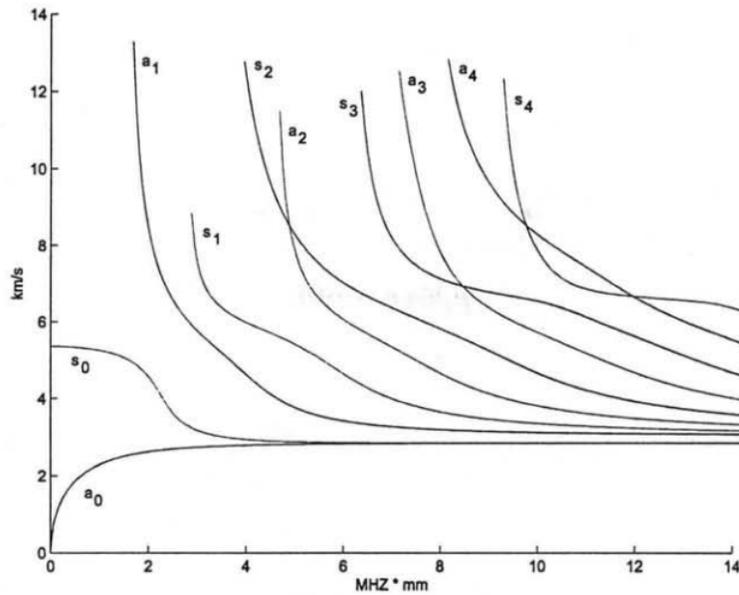


Figure 2.4 Vitesse de phase des ondes de Lamb sur une plaque libre en aluminium en fonction du produit fréquence-épaisseur de la plaque.

Ces courbes montrent qu'il est possible, pour une même fréquence, de générer plusieurs modes (au minimum les modes fondamentaux antisymétriques A_0 et symétriques S_0). Pour le besoin de notre étude, il est nécessaire de développer des sondes capables de sélectionner des modes purs à une fréquence donnée afin de collecter par la suite des données qui pourront être facilement traitées.

2.2 Champ de vitesse à travers l'épaisseur

L'une des caractéristiques importantes des ondes de Lamb se propageant dans les structures minces est que le champ de vitesse n'est pas constant à travers l'épaisseur. Ainsi comme on peut le voir sur la figure 2.5, la vitesse que l'on mesure à la surface de la plaque ne correspond pas à la vitesse au milieu de la plaque. De plus, on remarque que la vitesse est non seulement fonction de la position dans l'épaisseur de la plaque, mais aussi du mode observé.

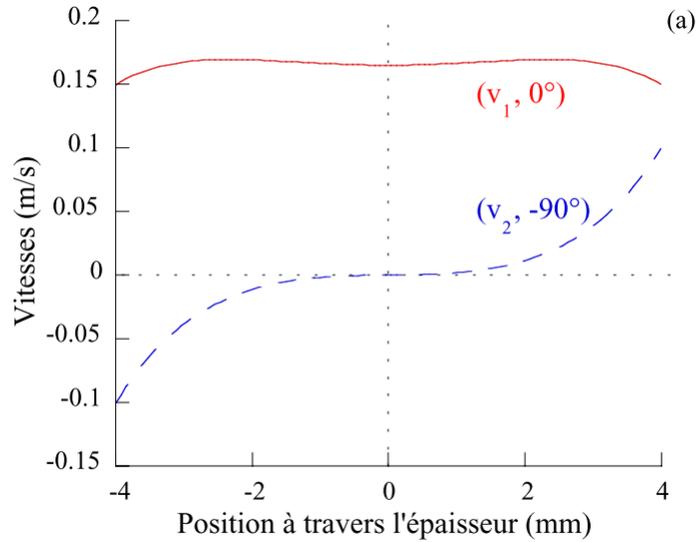


Figure 2.5 Champ de déplacement dans le plan (v_2) et hors plan (v_1) du mode A_0 à travers l'épaisseur d'une plaque d'aluminium d'épaisseur 8 mm pour une fréquence de 2 MHz.mm [10]

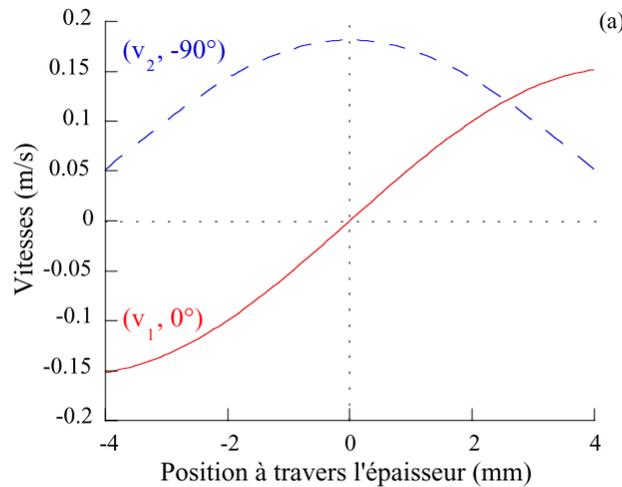


Figure 2.6 Champ de déplacement dans le plan (v_2) et hors plan (v_1) du mode S_0 à travers l'épaisseur d'une plaque d'aluminium d'épaisseur 8 mm pour une fréquence de 2MHz.mm [10]

En comparant les courbes 2.5 et 2.6 on remarque que le champ de vitesse à travers l'épaisseur du mode A_0 et le champ de vitesse à travers l'épaisseur du mode S_0 ne sont pas proportionnels l'un par rapport à l'autre. De plus, les champs de vitesse ne sont pas constants au travers de l'épaisseur. Ainsi, afin de pouvoir comparer les modes A_0 et S_0

ensemble, il est important de prendre en considération ces différences dans la variation du champ de vitesse au travers de l'épaisseur.

2.3 Les sondes

Il existe un grand nombre de méthodes permettant la génération des ondes, et en particulier des ondes de Lamb. Le choix d'une méthode dépend d'un très grand nombre de critères, notamment des conditions et du milieu d'utilisation, du matériau étudié, de l'onde à générer et de la précision recherchée. Les caractéristiques recherchées dans une sonde dans le cadre de ce travail sont sa sélectivité et sa directivité, c'est-à-dire sa capacité à générer un mode le plus pur possible et sa capacité à diriger l'onde dans une direction précise.

2.3.1 Les transducteurs piézoélectriques

Les transducteurs piézoélectriques sont constitués d'une couche de Titano-Zirconate de Plomb (PZT) recouverte de deux électrodes (figure 2.7).



Figure 2.7 Coupe schématique d'un PZT circulaire

Le principe de base d'un PZT est que l'application d'une tension aux bornes de ses électrodes produit une déformation de ce dernier, et inversement. Il peut donc être utilisé simultanément comme émetteur et capteur. Pour cette raison, les PZTs sont des éléments largement utilisés pour la détection et la génération d'ondes guidées. Néanmoins, la taille de ces transducteurs en lien avec leur fréquence de fonctionnement influe sur leurs capacités à détecter et à émettre des ondes de Lamb.

Ainsi l'un des facteurs à prendre en compte dans l'utilisation de transducteurs est leur bande passante, c'est-à-dire la bande de fréquence dans laquelle le transducteur fonctionne avec un rendement maximum. Yu présente par exemple dans sa article [25] la réponse d'un PZT circulaire soumis à une onde plane en champ lointain. Il explique que l'onde plane est détectée de manière optimale pour une longueur d'onde $\lambda = 1.7D$, alors qu'elle n'est pas détectée pour $\lambda = 0.8D$ pour un PZT circulaire de diamètre D . Dans le

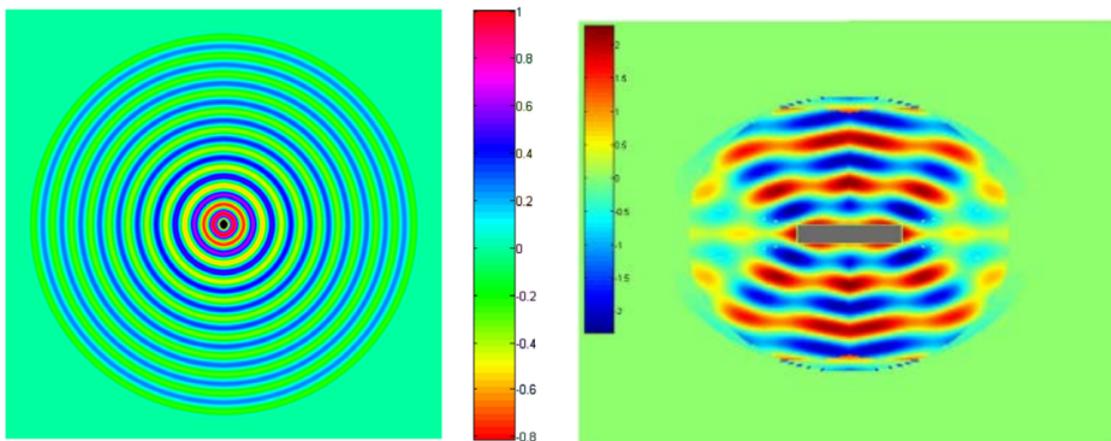
cas d'un PZT rectangulaire, sous incidence normale, la détection de l'onde incidente est maximale pour $\lambda = 2L$ avec L la longueur du PZT. Il illustre ces résultats en traçant la réponse impulsionnelle du PZT circulaire en fonction du rapport D/λ où D est le diamètre du disque. On y voit clairement que les zéros et les maxima apparaissent toujours pour le même rapport D/λ , ce qui confirme les résultats précédents. On comprend donc clairement qu'il est important de choisir un PZT qui possède une bande passante adaptée à l'étude ciblée.

Un autre aspect important des PZTs est leur forme. Les plus utilisées sont les formes ronde, carrée ou rectangulaire. Cette forme aura une grande influence sur la forme du front d'onde émis par le transducteur comme on peut le voir en comparant la figure 2.8(a) représentant la propagation d'une onde émise par un PZT circulaire à la figure 2.8(b) représentant la propagation d'une onde guidée émise par un PZT rectangulaire.

Grâce à ces simulations, il apparaît que contrairement aux transducteurs circulaires qui sont omnidirectionnels, les transducteurs rectangulaires ont en champ proche une direction privilégiée, et que le front d'onde peut s'approximer à un plan dans la direction perpendiculaire à sa longueur 2.8(b). Les conditions de champ proche sont définis par l'équation issue de l'article de Yu [25] :

$$0.62\sqrt{D^2/\lambda} < R_{proche} \leq 2D^2/\lambda \quad (2.6)$$

Avec D la plus grande dimension du PZT étudié, λ la longueur d'onde de l'onde propagée.



(a) Réponse du PZT rond [19].

(b) Réponse du PZT rectangulaire [18].

Figure 2.8 Réponse harmonique du déplacement hors plan de PZTs rond et rectangulaire disposés sur une plaque d'aluminium de 2 mm d'épaisseur et excités pour générer un mode A_0 à 100 kHz.

A partir d'une certaine distance, l'étude est considéré en champ lointain, ce qui implique que les fronts d'ondes sont plan dans toutes les directions de propagations de l'onde. Cette distance est définie par l'équation suivant :

$$R_{far} > 2D^2/\lambda \quad (2.7)$$

Néanmoins, ces PZTs rectangulaires ont une sélectivité en mode limitée. Ainsi, dans le but de pallier ces lacunes, il est possible d'utiliser plusieurs de ces éléments couplés ensemble afin qu'ils interagissent et créent l'onde désirée.

2.3.2 Les transducteurs interdigitaux

Les transducteurs interdigitaux sont composés d'électrodes en forme de peignes imbriqués et déposés sur un substrat PZT. Comme illustré sur la figure 2.9, la mise sous tension des électrodes engendre un champ électrique au voisinage de la surface et donc la déformation de la surface.

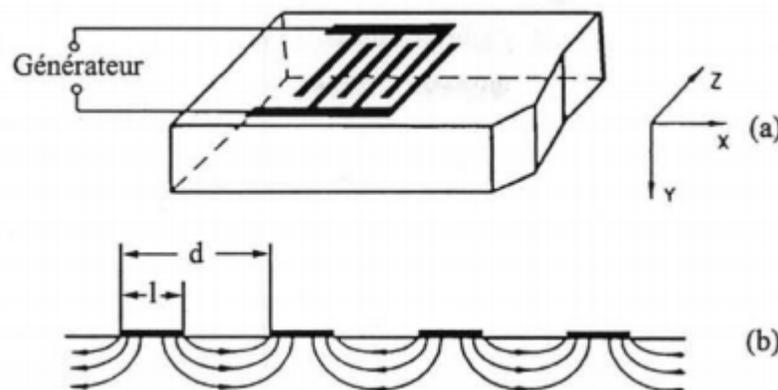


Figure 2.9 Excitation des ondes de Lamb par transducteur interdigitaal. (a) Configuration des électrodes interdigitaux. (b) Distribution du champ électrique au voisinage de la surface [20]

Comme expliqué à la section 2.1, exciter le transducteur par "un paquet d'ondes" génère plusieurs modes dépendant de la fréquence comme on peut le voir avec les lignes verticales de la figure 2.10. Pour sélectionner un mode précis, il faut configurer le système de telle sorte que le rapport entre la longueur d'onde (λ) de l'onde que l'on cherche à générer et l'épaisseur de la plaque (e) soit égal à deux fois l'espacement entre deux doigts d'une même électrode (d de la figure 2.9). Comme on peut le voir avec la figure 2.10, l'utilisation de cette

configuration (représentée par la droite de pente λ/e) ainsi que l'utilisation d'un paquet d'ondes de largeur de bande donnée (représenté par la gamme de fréquences délimitées par les droites verticales) permettent de générer un mode précis à la fréquence choisie (le mode A_1 dans cet exemple).

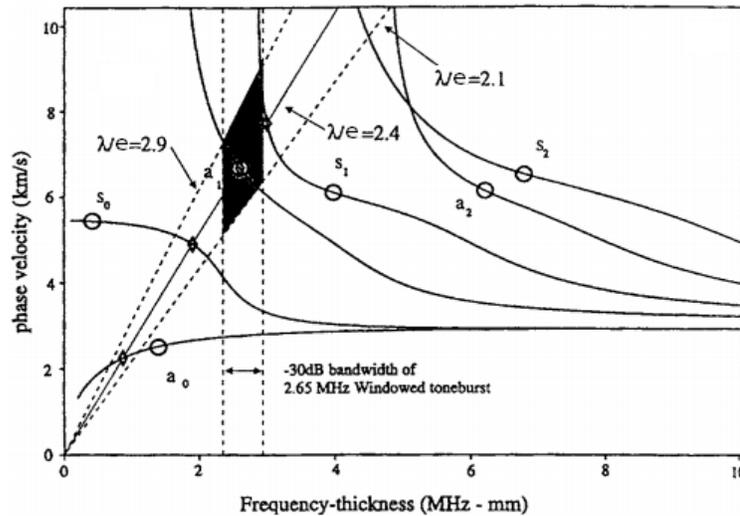
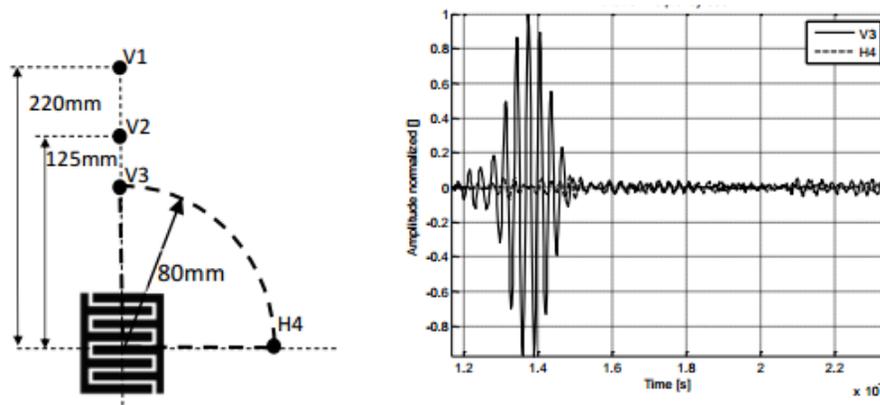


Figure 2.10 Courbe de dispersion pour de l'aluminium avec sélectivité du mode a_1 [15]



(a) Localisation des capteurs et dé- (b) Tracé temporel des signaux mesurés aux
 finition des points de mesure [13] points V3 et H4 [13]

Figure 2.11 Analyse de la directivité des transducteurs interdigitaux.

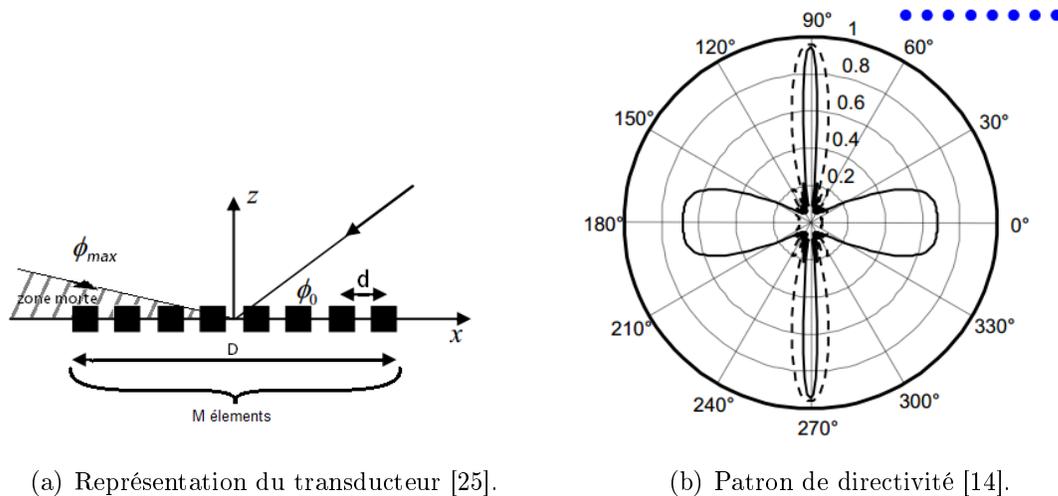
Un autre aspect intéressant des transducteurs interdigitaux est leur directivité comme le montre M. Manka dans son article [13]. Il y présente par exemple la mesure de l'onde A_0 et S_0 en deux points différents, l'un dans la direction privilégiée du transducteur, et

l'autre dans la direction perpendiculaire (respectivement les points V3 et H4 de la figure 2.11(a)). Grâce à la figure 2.11(b), on remarque clairement que la direction verticale est privilégiée par rapport à la direction horizontale, d'où la notion de directivité.

Néanmoins, les transducteurs interdigitaux possèdent quelques gros inconvénients qui peuvent restreindre leur utilisation, principalement dus à des limites de flexibilité du système. L'une des limites de ce système est que comme expliqué précédemment, la longueur d'onde de l'onde générée va dépendre de l'espacement entre deux doigts successifs du peigne, ce qui implique la nécessité d'utiliser un transducteur de dimension différente pour générer des ondes de longueur d'onde adaptée. Un autre désavantage est que, à une configuration donnée correspond une directivité. Ainsi, pour propager l'onde dans une autre direction, il sera nécessaire de modifier la disposition du transducteur.

2.3.3 Les transducteurs en réseau

Afin de pallier les lacunes des transducteurs interdigitaux, il est possible de pousser plus loin leur principe en multipliant le nombre d'éléments et en les pilotant séparément afin de gagner en liberté de sélectivité et/ou en liberté de directivité.



(a) Représentation du transducteur [25].

(b) Patron de directivité [14].

Figure 2.12 Représentation du transducteur en ligne et patron de directivité des modes A_0 et S_0 pour un transducteur en réseau de 8 éléments horizontaux espacés de la longueur d'onde d'excitation ($d = \lambda$) [14]

Une telle configuration est dite en réseau. Le principe de base de cette méthode est d'envoyer sur chaque PZT du transducteur un signal déphasé et avec un gain différent par rapport à celui envoyé sur le précédent. En jouant sur ces paramètres, il est possible de

jouer sur la directivité et sur la pureté du mode émis. Un développement complet de la méthode a été donné par Lingyu Yu dans sa thèse [25]. Il nous explique qu'il y a deux sous-familles des multi éléments, les linéaires, et les multi éléments 2D. Pour la première catégorie, il nous montre les paramètres influant d'un tel transducteur et leur impact : Le nombre M de capteurs influe sur la directivité en diminuant l'amplitude des lobes secondaires et augmente l'angle d'orientation θ_0 du lobe principal ; l'espacement inter capteur d influe sur la taille de la zone morte (c'est-à-dire la zone où il est impossible de détecter les défauts), et la longueur totale D du réseau influe sur la largeur du lobe principal et sur la taille du champ proche et donc de la zone d'inspection 2.12(a). Cette configuration permet donc d'obtenir, comme le montre aussi Mazeika dans son article [14], un diagramme de directivité illustré sur la figure 2.12(b).

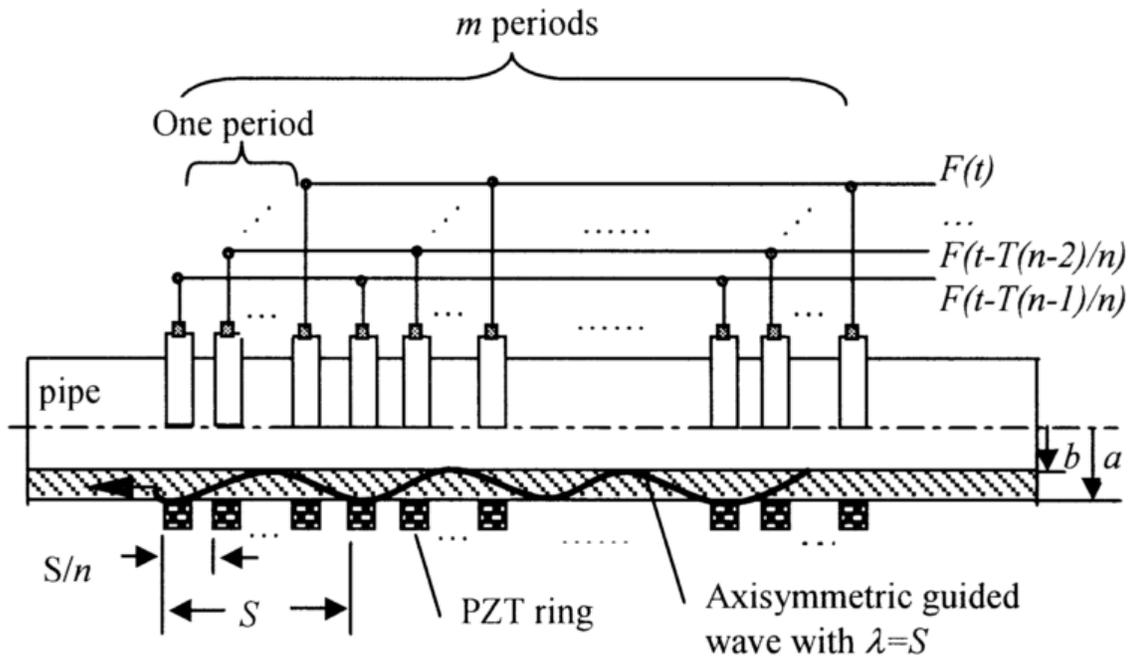


Figure 2.13 Exemple de transducteur multi éléments pour la génération d'onde guidée dans un cylindre creux [26]

La disposition en ligne des transducteurs peut avoir une autre fonctionnalité que celle de la directivité comme le propose Zhu [26]. Il explique que mettre plusieurs PZTs en ligne, pilotés séparément permet d'améliorer grandement la sélectivité du mode généré. Il l'explique en illustrant par la génération d'une onde élastique dans un cylindre creux 2.13.

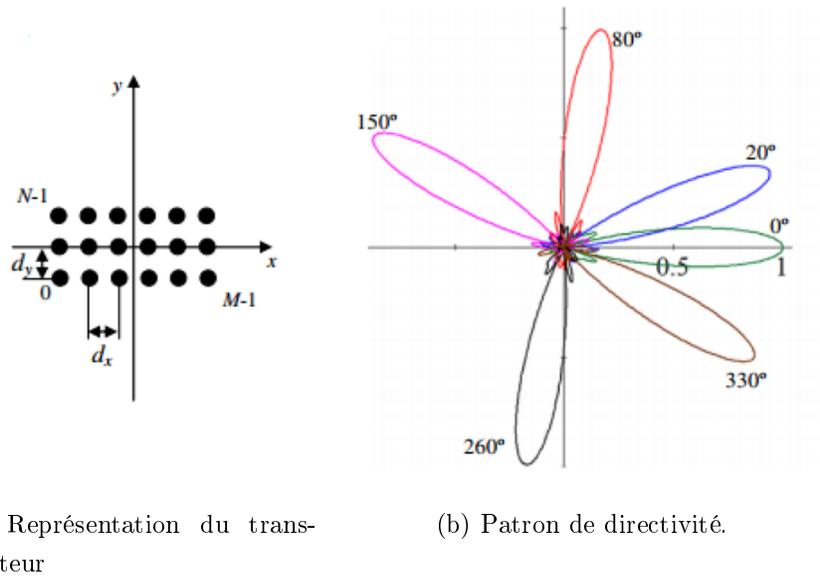


Figure 2.14 Représentation schématique du transducteur en réseau 2-D de $M * N$ élément disposé en réseau rectangulaire et patron de directivité associée pour différentes configurations d'excitation avec $f = 300$ kHz, $dx = dy = 0.5\lambda$, $r/d = 10$, $M = N = 8$ [26]

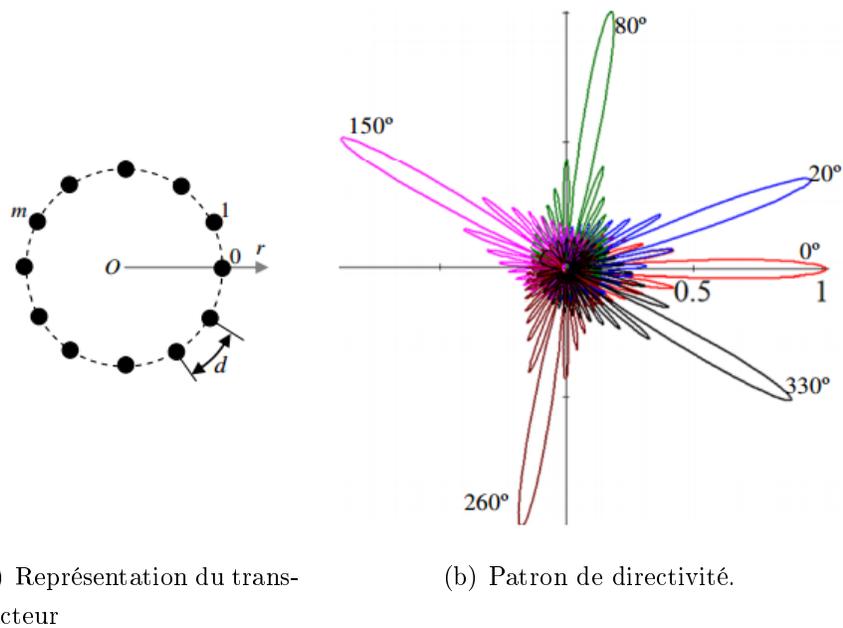


Figure 2.15 Représentation schématique du transducteur en réseau 2-D de M élément disposé en réseau circulaire et patron de directivité pour différentes configurations d'excitation avec $f = 300$ kHz, $d = 0.5\lambda$, $r/d = 10$, $M = 64$ [26]

La seconde famille est constituée des transducteurs à réseau 2D. Pour cette configuration, les PZTs ne sont plus disposés en ligne, mais en réseau de différentes formes réparties sur la surface à exciter. Le gros avantage de cette configuration est qu'elle permet de combiner les deux configurations précédemment décrites, elle est donc sélective et directive suivant la disposition des éléments la composant et de l'excitation à laquelle est soumis chacun de ses éléments. Deux exemples de la disposition des PZTs sont donnés sur les figures 2.14 et 2.15. Cette configuration, bien que plus complexe à mettre en place, reste la solution la plus flexible en terme de directivité et de sélectivité.

2.4 Méthode de mesure et étude des modes propagés

2.4.1 Les mesures au laser

Pour mesurer et caractériser les modes propagés, il est possible d'utiliser des transducteurs collés permettant la mesure des déplacements en surface. Les transducteurs intègrent l'ensemble des déplacements d'une zone de mesure en un unique signal électrique, ce qui rend la mesure distincte des déplacements en un point de la surface de la plaque impossible. De plus, certains de ces transducteurs nécessitent d'être appliqués directement sur la plaque ce qui modifie la propagation des ondes et donc fausse les mesures. Pour pallier à ces inconvénients, une mesure sans contact en un point est possible avec l'utilisation d'un vibromètre laser. Comme nous pouvons le voir avec l'article de H. Sohn [22], les vibromètres laser 1D sont de puissants outils permettant l'étude de la propagation des ondes dans les structures simples ou complexes en mesurant le champ de vitesse dans la direction d'incidence du laser. Ainsi, pour reconstruire le champ de vitesse suivant les trois axes, il est nécessaire de réaliser la même expérience avec trois positions différentes de la tête du laser. Néanmoins, comme il est expliqué dans l'article de M. N. Neumann [16], les mesures réalisées avec une telle méthode possèdent une erreur systématique due à l'observation d'incidence oblique des oscillations. Pour pallier ce problème, il est possible d'utiliser un vibromètre laser à trois dimensions qui grâce à ses trois têtes de mesure permet d'extraire les champs de vitesses suivant les trois directions d'incidence du laser et ainsi de s'affranchir de l'erreur systématique. Comme on peut le voir dans l'article de Straszewski [23] ce type de laser inclut un système de reconstruction interne qui permet d'avoir directement accès aux champs de vitesses suivant les trois axes. Ainsi, grâce à ces reconstructions internes, il est possible de visualiser avec précision le champ de vitesse en trois dimensions. Sur la figure 2.16, on peut voir à deux instants donnés le champ de déplacement total extrait des mesures réalisées le long des grilles de points tracées en noires.

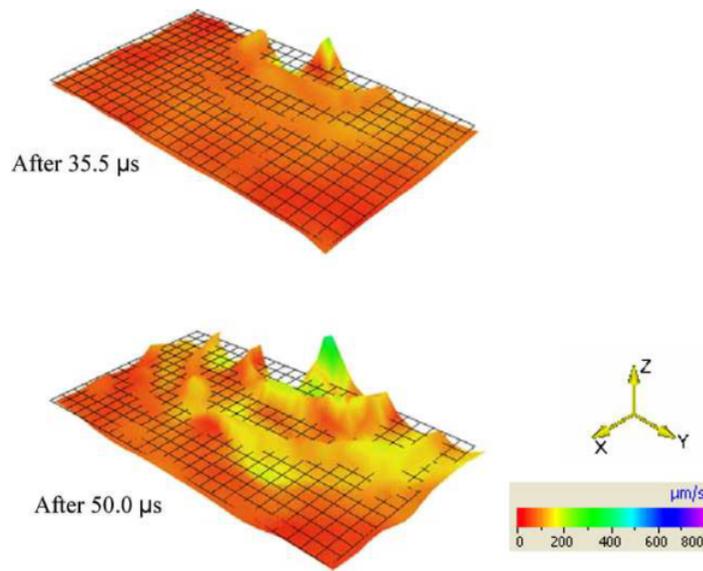


Figure 2.16 Exemple de la représentation à deux instants donnés et en trois dimensions du champ de vitesse total d'une onde se propageant dans une plaque d'aluminium et mesurée sur une grille de points de mesures [23].

2.4.2 Caractéristique des grilles de points de mesure

Afin de déterminer les modes propagés, il est important de correctement définir la grille de points de mesure. La figure 2.17 illustre le cas idéal où les points de mesures permettent d'extraire directement les modes. Les points de mesures sont répartis selon une ligne de longueur d orientée dans la direction de propagation de l'onde et espacés d'un pas constant s [24]. En accord avec le théorème de Nyquist-Shannon, il est nécessaire d'avoir au moins deux points par longueur d'onde pour éviter le repliement spectral lors de la mesure des champs de vitesse. Ainsi la plus petite longueur d'onde détectable λ_{min} est définie par l'espacement entre deux points avec l'équation $\lambda_{min} > 2s$. Pour la longueur d'onde maximale λ_{max} mesurable, il faut en théorie que la longueur de la grille de point soit au moins égale à cette longueur d'onde maximale, soit $\lambda_{max} = d$. En pratique, il est préférable d'utiliser une grille de longueur $d = 3*\lambda_{max}$ afin de limiter au minimum l'influence du bruit sur le post-traitement. Il pourra en plus être intéressant d'appliquer l'un des fenêtrages présentés à la section 2.4.4 afin d'éviter le phénomène de fuite spectrale. Pour finir, la résolution en nombre d'ondes Δk_R vérifie $\Delta k_R = \frac{1}{d.s}$.

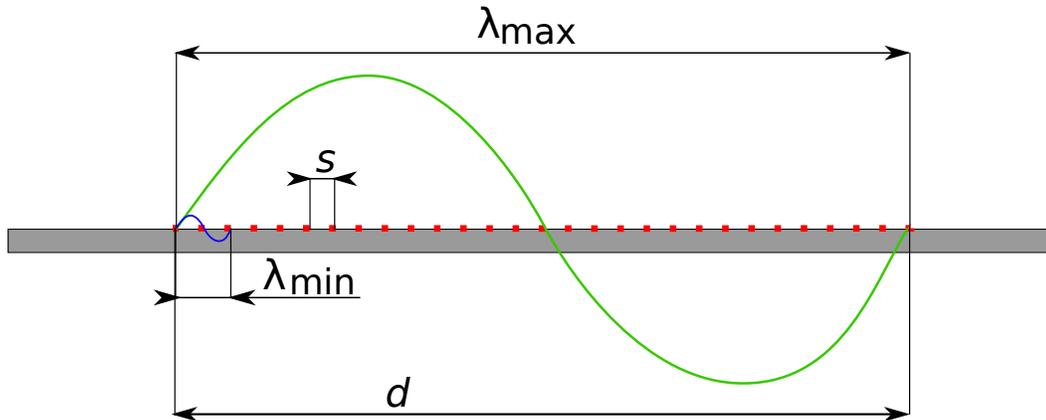


Figure 2.17 Schéma des dimensions caractéristiques de la grille de points de mesure.

2.4.3 Transformée de Fourier bidimensionnelle

Une méthode robuste pour la mesure quantitative des ondes Lamb a été présentée par David N. Allayne dans son article [1]. Il y explique qu'en considérant une propagation d'onde harmonique le long d'une direction (ici x), le déplacement en surface $u(x, \omega)$ est de la forme :

$$u(x, t) = A(\omega)e^{j(\omega t - kx - \phi)} \quad (2.8)$$

avec $A(\omega)$ l'amplitude, $\omega = 2\pi f$ la pulsation, $k = \omega/c$ le nombre d'ondes, c la vitesse de phase et ϕ la phase. On peut maintenant appliquer une transformée de Fourier (TF) bidimensionnelle d'équation :

$$H(k, f) = TF[u(x, t)] = \int \int u(x, t)e^{-j(kx + \omega t)} dx dt \quad (2.9)$$

La fonction $H(k, f)$ nous renseigne sur les modes qui se propagent. Un maximum dans les nombres d'onde positifs ($k > 0$) ou dans les nombres d'onde négatifs ($k < 0$) correspond à un mode se propageant respectivement suivant les x positifs ou négatifs. Ainsi en présence de plusieurs ondes guidées, cette méthode permet de différencier les modes incidents et réfléchis.

La figure 2.18 illustre le cas de mise en évidence des modes A_0 et A_1 se propageant dans une plaque d'aluminium. On remarque donc que la transformée de Fourier bidimensionnelle peut être utilisée pour déterminer l'amplitude et le nombre d'onde de l'onde propagée pour une plage de fréquence donnée et ainsi mettre en évidence les multi-modes propagés dans la plaque. Néanmoins, si les différents modes propagés sont trop proches les uns des autres

et la résolution en fréquence et en nombre d'onde trop faible, en accord avec le critère de Rayleigh, la distinction des deux modes peut devenir ardue.

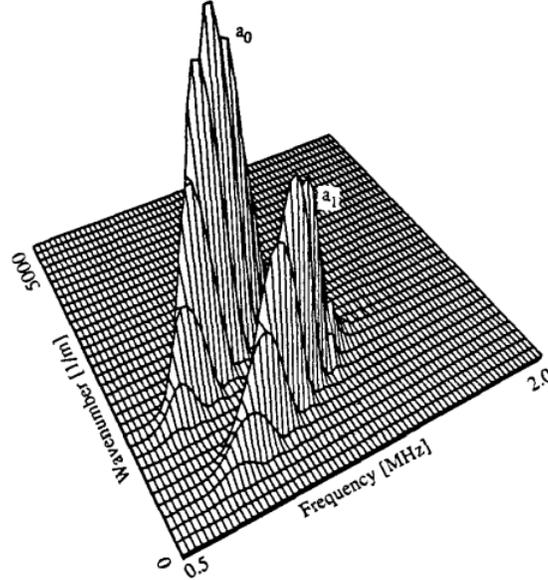


Figure 2.18 Tracé 3-D de transformée de Fourier bidimensionnelle permettant la visualisation des modes A_0 et A_1 [1].

2.4.4 Optimisation de la transformée de Fourier

Un signal a périodique pose des défis dans son analyse par transformée de Fourier à cause du phénomène appelé fuite spectrale. Il existe de nombreuses méthodes pour éviter ce phénomène. Harris nous présente dans son article [6] l'utilisation de fenêtres glissantes $w(t-\delta)$ appliquée à l'équation (2.9) afin de limiter ces effets et ainsi d'améliorer la précision de la détection des modes propagés.

$$H(k, f) = TF[u(x, t)] = \int \int u(x, t)w(t - \delta)e^{-j(kx+\omega t)} dx dt \quad (2.10)$$

Il existe un très grand nombre de fenêtres largement utilisées en traitement du signal permettant d'optimiser la précision de la transformée de Fourier. Une fenêtre "flat top" (2.11), grâce à son lobe principal large dont l'amplitude varie peu est utilisée pour avoir une bonne estimation de l'amplitude du mode au détriment de l'estimation de nombre d'onde.

$$w(t) = 1 - 1.93 \cos\left(\frac{2\pi t}{T}\right) + 1.29 \cos\left(\frac{4\pi t}{T}\right) - 0.388 \cos\left(\frac{6\pi t}{T}\right) \quad (2.11)$$

Lorsqu'à l'inverse une bonne estimation du nombre d'onde est recherchée, l'utilisation d'une fenêtre de Hamming sera privilégiée (2.12) en raison de la faible largeur de son lobe principal.

$$w(t) = 0.54 - 0.46 \cos\left(\frac{2\pi t}{T}\right) \quad (2.12)$$

Un bon compromis entre une bonne estimation de l'amplitude du mode propagé et une bonne estimation de son nombre d'onde réside dans l'utilisation de la fenêtre de Hanning (2.13).

$$w(t) = 1 - \cos\left(\frac{2\pi t}{T}\right) \quad (2.13)$$

Ainsi, comme on peut le voir sur la figure 2.19, en fenêtrant et en jouant sur la forme de cette fenêtre dans le domaine fréquentiel, il est possible d'améliorer la précision de la transformée de Fourier en amplitude ou en abscisse. Ainsi en fonction de la fenêtre sélectionnée, il est possible de définir avec précision l'amplitude du mode propagé en appliquant une fenêtre flat top alors que l'utilisation d'une fenêtre de Hamming permettra de déterminer avec plus de précision le nombre d'onde de l'onde propagée.

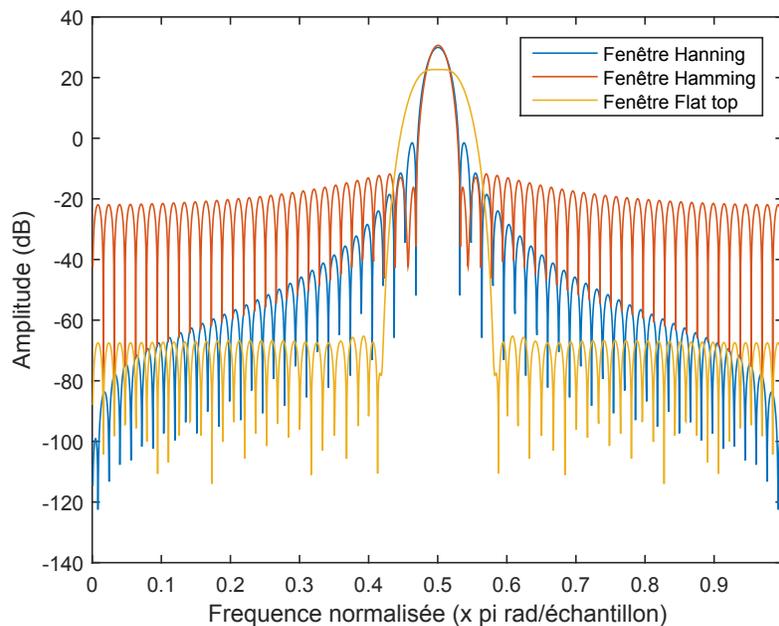


Figure 2.19 Comparaison des fenêtres de Hanning, de Hamming et flat top dans le domaine fréquentiel.

2.4.5 Vecteur de Poynting et normalisation en puissance

Pour pouvoir comparer les différents modes de Lamb propagatifs entre eux, Le Clezio et Hosten ont, dans leurs articles respectifs [10] et [7], proposés un critère basé sur un principe énergétique et plus particulièrement le vecteur de Poynting.

Le théorème de Poynting relie le flux de puissance transporté par des ondes à travers la surface autour d'un volume V et les variations d'énergie contenue dans ce volume :

$$P = -\frac{v^* \cdot \bar{\sigma}}{2} \quad (2.14)$$

avec v^* le complexe conjugué de la vitesse, et $\bar{\sigma}$ le tenseur de contrainte. Dans le cas des ondes de Lamb, l'intégration du vecteur de Poynting à travers l'épaisseur de la plaque correspond à la puissance acoustique transportée.

$$Puiss = \frac{1}{2} \int_h (-v_M^* \cdot \bar{\sigma}_M) \cdot x_2 dx_1 \quad (2.15)$$

avec x_2 la direction de propagation de l'onde et x_1 la direction transverse.

2.4.6 Méthode haute résolution par application de la matrice de Pencil

Une autre approche proposée par Yingbo Hua [8] utilisant la méthode de la matrice Pencil permet de manière robuste de déterminer les nombres d'onde des ondes guidées propagées. Cette méthode permet, sans connaître le coefficient d'amortissement du milieu propagatif, de déterminer les modes propagés, même en présence d'un bruit significatif. En utilisant les matrices de Hankel X_1 et X_2 construites à partir des mesures en surface il est possible de réaliser leur décomposition en valeurs singulières suivante :

$$X_1 = U \Sigma V^* X_2 = U \Sigma Z V^* \quad (2.16)$$

avec U et V^* respectivement le vecteur propre gauche et la matrice conjointe de la matrice de vecteurs propres généralisés de droite et Σ la matrice diagonale composée de ses valeurs propres généralisées. On peut alors déterminer l'égalité suivante :

$$X_1^+ X_2 v = z_n v \quad (2.17)$$

avec v un vecteur propre de X_1 et z_n les modes propagés. Ainsi il est possible de trouver les modes propagés en calculant les valeurs propres de $X_1^+ X_2$ pour chacune des fréquences.

Dans son article [21], Schöpfer applique cette méthode pour déterminer les multimodes qui se propagent dans une plaque en aluminium. Il est capable grâce à cela d'extraire les courbes de dispersion de façon très précise à partir de mesures au vibromètre laser bruité (figure 2.20).

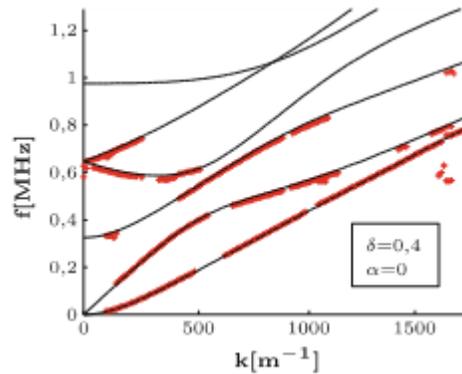


Figure 2.20 Courbe de dispersion calculée à partir de la méthode de la matrice de Pencil à partir de mesures réalisées avec un vibromètre laser sur une plaque en aluminium [21].

2.4.7 Conclusion

En conclusion de cet état de l'art, il a été montré qu'une méthode simple et efficace pour générer des ondes guidées et d'utiliser des PZTs disposés à la surface de la plaque. Or, les ondes générées par ces PZTs sont complexes, car composées de plusieurs modes, et difficiles à analyser. Ainsi, pour faciliter cette analyse, il est nécessaire de générer une onde la plus pure possible, mais aussi directive afin de limiter les réflexions et plane afin de permettre la conservation d'énergie dans la direction de propagation.

Plusieurs solutions sont envisageables pour répondre à ces contraintes. On a vu que la directivité pouvait être assurée par la forme du PZT : un PZT circulaire générera une onde omnidirectionnelle alors qu'un PZT rectangulaire permettra de générer une onde plane et directive dans la direction perpendiculaire à la plus grande longueur du PZT. Pour la génération d'un mode pur, la méthode retenue est d'utiliser un réseau de PZTs car cette méthode flexible permet de sélectionner un grand nombre de modes sans modifier l'installation, tout en restant compact et facile à installer.

Maintenant qu'une onde a été générée, il est important de la mesurer et de l'analyser pour attester du fonctionnement du système développé. Pour cela, une méthode robuste

et couramment utilisée est d'appliquer une transformée de Fourier bidimensionnelle à une ligne de points. Cette méthode permet d'extraire dans le domaine des nombres d'onde l'amplitude complexe des mutlimodes propagés, et donc d'attester de la sélectivité modale du transducteur.

Dans la suite de ce mémoire, un transducteur appliquant l'ensemble de ces points sera développé et validé.

CHAPITRE 3

Problématique et objectifs

3.1 Problématique

Le projet de recherche présenté ici fait partie d'un plus gros projet visant à construire une banque de données regroupant l'empreinte de défauts typiques de l'aéronautique sur la propagation d'ondes guidées pures dans des structures aéronautiques. Cette banque de données permettra par la suite d'implanter à long terme des systèmes SHM sur les avions afin de surveiller pendant leur fonctionnement leur intégrité structurale. Pour construire une telle banque de données, un grand nombre de mesures devra être réalisé sur une grande variété de structures et de défauts réels et artificiels. Il est donc nécessaire de développer un transducteur facilitant ces mesures ainsi que l'analyse des interactions entre les modes propagés et les défauts.

Ce projet a pour but de répondre à la question de recherche suivante : *comment exciter et focaliser un mode de propagation précis d'une onde acoustique en vue d'analyser sa propagation dans des structures typiques d'avions, avec ou sans défaut ?*

3.2 Hypothèses

Un dispositif est conçu afin de faciliter sa manipulation ainsi que de permettre un bon alignement des PZTs positionnés de part et d'autre de la plaque. Il est composé de deux PZTs disposés de chaque côté de la plaque. Dans un cas idéal, c'est-à-dire où les deux PZTs sont identiques, parfaitement alignés, que le contact entre les PZTs et la plaque est strictement identique, la génération d'un mode S_0 pur est réalisée en excitant les deux PZTs en phase (figure 3.1(a)), alors que la génération d'un mode A_0 est réalisée en excitant les deux PZT en opposition de phase (figure 3.1(b)). Ainsi compensant le signal envoyé au PZT du dessous, il est possible de générer respectivement un mode S_0 et A_0 pur. Ainsi, l'hypothèse est qu'il est possible de réaliser un tel dispositif et d'atteindre des niveaux de performance acceptable en adaptant adéquatement les signaux d'excitation.

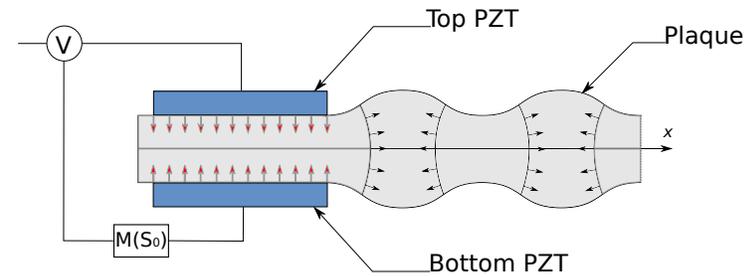
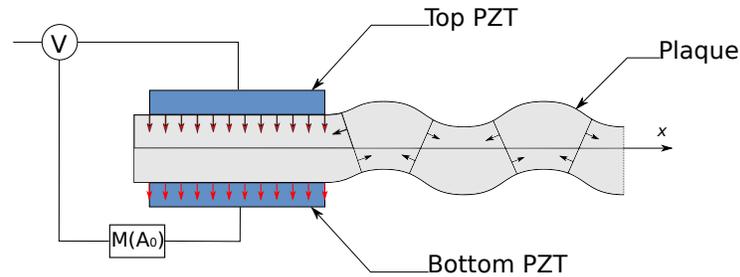
(a) Fonctionnement de la pince pour la génération d'un mode S_0 .(b) Fonctionnement de la pince pour la génération d'un mode A_0 .

Figure 3.1 Principe de fonctionnement de la pince pour la génération d'un mode S_0 et A_0 .

L'objectif principal de cette maîtrise est de développer une sonde dont le fonctionnement se décompose en trois sous-objectifs :

1. Proposer le design d'une/de pince(s) permettant l'excitation d'un mode pur et directif conjointement avec la réalisation de mesures en surface grâce au vibromètre laser 3D
2. Simuler le fonctionnement et l'optimisation de la sélectivité modale de la pince par éléments finis
3. Fabriquer et calibrer la sonde

Le système réalisé devra respecter plusieurs contraintes qui découlent du cahier des charges fourni par le client :

- La fonction principale de ce système est qu'il devra permettre d'observer la propagation d'un mode pur le long des structures issues de l'aéronautique.
- De plus, afin de faciliter l'analyse de la propagation de l'onde dans les structures, l'onde émise devra être directive et plane.

- Enfin, les dernières contraintes sont : de s'adapter aux coupons issus de l'aéronautique qui nous seront fournis ; d'être facilement manipulable ; et enfin de s'adapter à l'outil de mesure qu'est le vibromètre laser 3D.

3.3 Organisation du mémoire

Dans la suite de ce mémoire seront présentés : le principe de fonctionnement de la pince, la méthode de mesure des modes propagés et enfin la méthode d'excitation des PZTs de la pince. Cette approche sera ensuite validée par simulation sous COMSOL. Ce modèle sera utilisé pour valider la sélectivité de la pince, et ainsi valider l'approche retenue. Une fois le principe de fonctionnement de la pince validé, la pince développée et son assemblage seront présentés. Cette pince sera ensuite étudiée afin de valider sa directivité et sa sélectivité par application de la méthode sur un matériau isotrope et un matériau anisotrope.

CHAPITRE 4

Présentation de la pince développée

4.1 Théorie : Traitement des signaux mesurés en surface pour l'extraction des amplitudes des modes et calcul des commandes des PZTs

4.1.1 Traitement des signaux

La méthode retenue dans un premier temps pour analyser la propagation des modes émis par la pince repose sur l'utilisation de la transformée de Fourier en nombre d'onde, car elle semble la plus rapide, la plus facile à implanter, et n'exige aucune connaissance préalable de la plaque étudiée. Cette méthode permet d'extraire l'amplitude complexe des modes qui se propagent le long de la ligne de points de mesure, que les modes soient propagatifs ou régressifs.

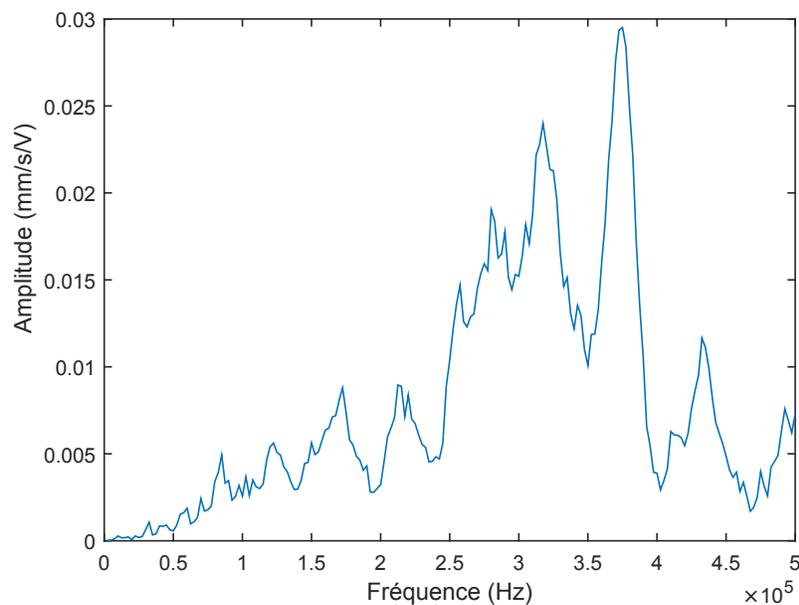


Figure 4.1 Exemple de la réponse en fréquence du déplacement en un point de mesure fournie par le vibromètre laser 3D.

Comme il sera expliqué dans la section 4.3, les mesures seront réalisées grâce à un vibromètre laser travaillant dans le domaine fréquentiel. Après excitation sur une plage de fréquence par un signal pseudo-aléatoire déterminé dans la suite, le laser mesure l'amplitude complexe du déplacement $|u(x, t)|$ en chaque point de la structure pour chaque fréquence, ce qui permet d'obtenir réponse fréquentielle illustrée sur la figure 4.1.

Maintenant que les réponses fréquentielles sont déterminées pour chaque point et pour chaque fréquence, il est possible de réaliser la TF en nombre d'onde. Pour ce faire, on récupère pour chaque fréquence l'amplitude complexe de tous les points le long de la ligne de points. En appliquant maintenant la TF (4.1) à ce vecteur de données, on obtient le spectre dans le domaine des nombres d'ondes de l'onde propagée à la fréquence étudiée.

$$H(k, f) = TF[u(x, t)] = \int \int u(x, t) e^{-j(kx + \omega t)} dx dt \quad (4.1)$$

Un résultat typique est donné sur la figure 4.2 sur laquelle on peut voir deux pics dans la partie des nombres d'ondes positifs ; le pic de plus faible amplitude en vert correspond au mode S_0 propagatif alors que le pic de plus grande amplitude en rouge correspond au mode A_0 propagatif.

Afin d'optimiser le temps de calcul de la fonction, il est important de veiller à ce que le nombre de points de mesure soit une puissance de deux.

En répétant le procédé pour toutes les fréquences, on détecte ainsi l'ensemble des modes propagés à toutes les fréquences de l'étude. Comme illustré sur la figure 4.3, en traçant en fonction de la fréquence les nombres d'onde calculés on obtient les courbes de dispersion du système. Ainsi, on peut voir sur cette courbe et pour chaque fréquence les deux modes A_0 et S_0 qui se propagent le long de la direction des points de mesure.

Afin de limiter la fuite spectrale, un fenêtrage peut être appliqué aux signaux temporels mesurés par le laser en chaque point de mesure. Bien que le fenêtrage permet de limiter la fuite spectrale lorsque la transformée de Fourier est utilisée, son utilisation implique que l'on ne peut avoir qu'une estimation approximative de l'amplitude des modes propagés et/ou de leur nombre d'onde. La fenêtre qui sera utilisée ici est la fenêtre de Hanning, qui reste un bon compromis entre une bonne estimation de l'amplitude et du nombre d'onde du mode propagé.

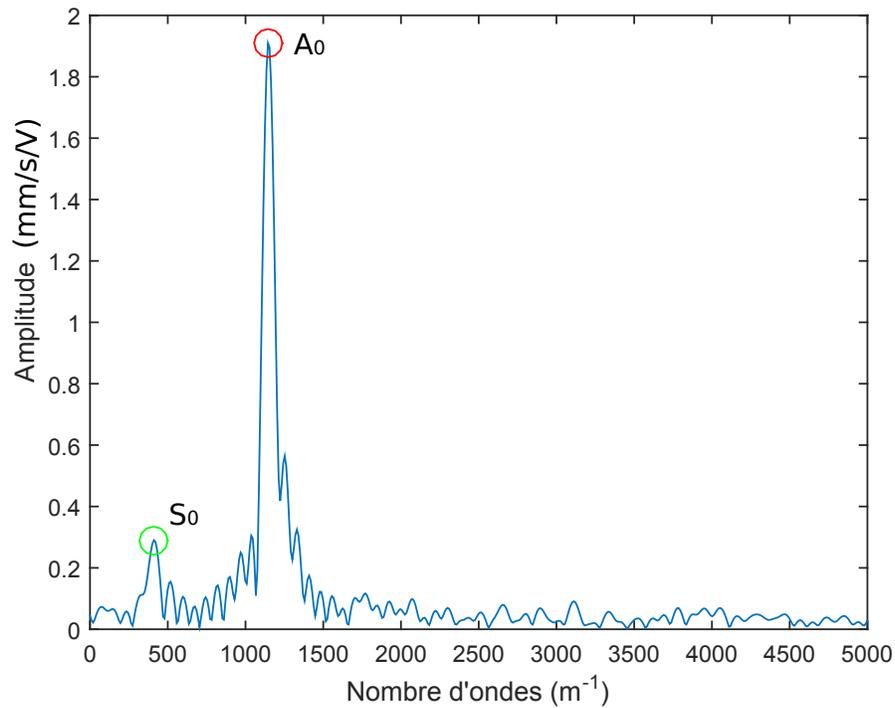


Figure 4.2 Spectre en nombre d'onde résultant d'une transformé de Fourier le long de la ligne de points.

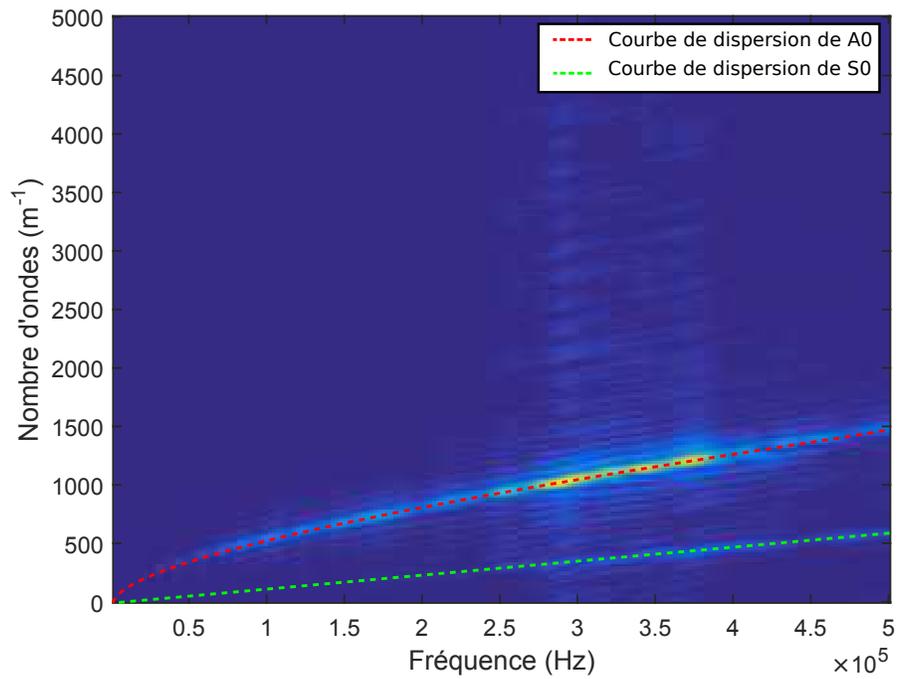


Figure 4.3 Exemple de tracé des courbes de dispersion des modes A_0 et S_0 .

4.1.2 Méthode haute résolution par application de la méthode de la matrice Pencil

Une autre méthode proposée pour estimer les modes propagés est d'utiliser la méthode de la matrice de Pencil décrite ci-dessous : Les ondes propagées peuvent être écrites comme une somme de signaux élémentaires :

$$u_l = U(k, t_l) \approx \sum_{n=1}^{\mu} a_n(k) z_n^{l-1}, t_l = (l-1)/r_s, l = 1, \dots, \nu \quad (4.2)$$

où r_s est le taux d'échantillonnage temporel, ν le nombre d'échantillons, μ le nombre de modes propagés,

$$z_n = e^{2\pi j f_n(k)/r_s}, n = 1, \dots, \mu \quad (4.3)$$

Pour estimer la relation de dispersion entre la fréquence et le nombre d'ondes $f_n(k)$, on utilise la méthode de la matrice Pencil afin d'estimer dans un premier temps le nombre de modes propagés, et ensuite les valeurs de z_n . La méthode, brièvement décrite est la suivante : En utilisant deux matrices de Hankel X_1 et X_2 construites à partir des mesures (u_l) :

$$X_1 = \begin{pmatrix} u_1 & u_2 & \cdots & u_\lambda \\ u_2 & u_3 & \cdots & u_{\lambda+1} \\ \vdots & \vdots & & \vdots \\ u_{\nu-\lambda} & u_{\nu-\lambda+1} & \cdots & u_{\nu-1} \end{pmatrix} \quad (4.4)$$

$$(4.5)$$

et

$$X_2 = \begin{pmatrix} u_2 & u_3 & \cdots & u_{\lambda+1} \\ u_3 & u_4 & \cdots & u_{\lambda+2} \\ \vdots & \vdots & & \vdots \\ u_{\nu-\lambda+1} & u_{\nu-\lambda+2} & \cdots & u_\nu \end{pmatrix} \quad (4.6)$$

avec λ le paramètre de Pencil.

En utilisant la décomposition en valeurs singulières, on obtient les égalités suivantes :

$$X_1 = U\Sigma V^* \quad (4.7)$$

$$X_2 = U\Sigma ZV^* \quad (4.8)$$

avec U le vecteur propre gauche généralisé qui en l'absence de bruit s'écrit :

$$U = \begin{pmatrix} 1 & \cdots & 1 \\ z_1 & \cdots & u_M \\ \vdots & \vdots & \vdots \\ z_1^{\nu-\lambda-1} & \cdots & u_M^{\nu-\lambda-1} \end{pmatrix} \quad (4.9)$$

Σ la matrice diagonale composée de ses valeurs propres généralisées :

$$\Sigma = \text{diag}(\sigma_1, \sigma_2, \dots) \quad (4.10)$$

V^* la matrice conjointe de la matrice de vecteurs propres généralisés de droite :

$$V = \begin{pmatrix} z_1^{\lambda-1} & z_1^{\lambda-2} & \cdots & 1 \\ \vdots & \vdots & \vdots & \vdots \\ z_M^{\lambda-1} & z_M^{\lambda-2} & \cdots & 1 \end{pmatrix} \quad (4.11)$$

Z la matrice diagonale composée des z_n qui sont des nombres réducteurs de rang de la matrice Pencil :

$$Z = \text{diag}(z_1, z_2, \dots, z_M) \quad (4.12)$$

Si l'on choisit le paramètre de Pencil en respectant l'inégalité suivant :

$$\mu \leq \lambda \leq \nu - \mu \quad (4.13)$$

alors X_1 et X_2 ont un rang égal au nombre de modes propagés, et la solution au problème de valeur propre généralisé est :

$$(X_2 - z_n X_1)v = 0 \quad (4.14)$$

avec v un vecteur propre généralisé droit de X_1 . En multipliant l'équation (4.14) par X_1^+ , le pseudo-inverse de X_1 , par la gauche on obtient après simplification :

$$X_1^+ X_2 v = z_n v \quad (4.15)$$

Prenons maintenant en considération le bruit de mesure qui pourrait apparaître dans (u_l) , alors on écrit Y_1 et Y_2 les matrices correspondant respectivement aux matrices X_1 et X_2 . Dans ce cas-là, il est nécessaire de choisir un λ respectant en plus les caractéristiques

suivantes :

$$\nu/3 \leq \lambda \leq \nu/2 \quad (4.16)$$

Le pseudo-inverse Y_1^+ est défini comme suit :

$$Y_1^+ = V_1 \Sigma^{-1} U_1^* \quad (4.17)$$

En combinant les équations (4.15) et (4.17) on obtient l'équation :

$$V_1 \Sigma^{-1} U_1^H Y_2 v = z_n v \quad (4.18)$$

en multipliant (4.18) par V_1^* on obtient :

$$\Sigma^{-1} U_1^* Y_2 V_1 (V_1^* v) = z_n (V_1^* v) \quad (4.19)$$

Ainsi on en déduit que les z_n peuvent être trouvés en calculant les valeurs propres de la matrice $\nu \times \nu$:

$$Z_E = \Sigma^{-1} U_1^* Y_2 V_1 \quad (4.20)$$

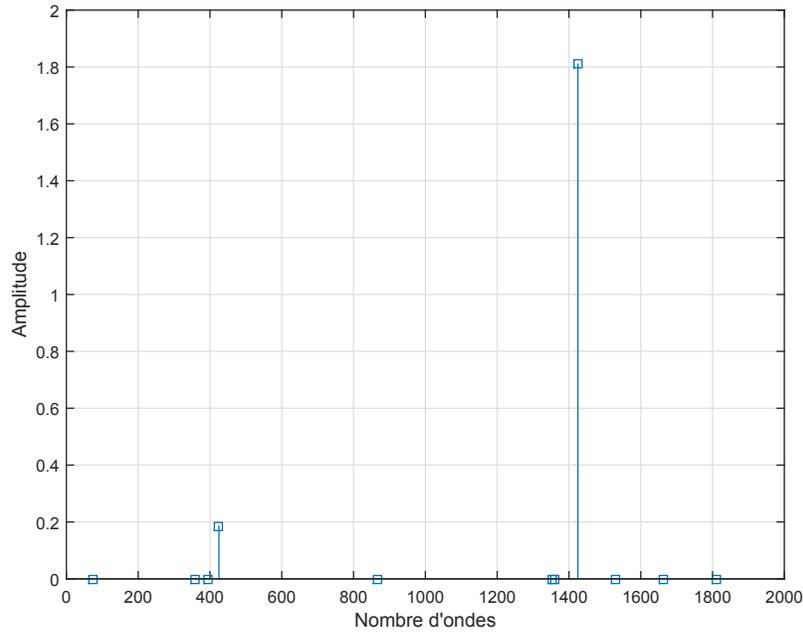


Figure 4.4 Spectre en nombre d'onde déterminé avec la méthode de Pencil appliquée sur des mesures réalisées sur la propagation d'un ondes se propageant dans une plaque en aluminium.

F. Schöpfer, dans son papier [21] a appliqué cette méthode sur des mesures réalisées en surface d'une plaque d'aluminium avec un vibromètre laser. Il y est démontré que la méthode de la matrice Pencil permet de déterminer expérimentalement de façon précise les courbes de dispersion des ondes guidées dans des plaques. De plus, cette méthode n'est pas seulement applicable à des plaques isotropiques, mais aussi à des plaques anisotropiques telles que les plaques en composite.

Un exemple de spectre en nombre d'onde déterminé avec la méthode de la matrice Pencil est donné sur la figure 4.4.

Le problème avec cette méthode est qu'elle est très sensible à la définition de ses coefficients, et que si ces derniers sont mal définis, alors des valeurs aberrantes peuvent être renvoyées et ainsi fausser l'analyse.

4.1.3 Application de la normalisation en puissance avec le théorème de Poynting

Comme expliqué dans la section 2.4.5, un vibromètre laser permet d'extraire les mesures du champ de vitesse uniquement en surface de la structure. Or comme il a été vu à la section 2.2, la déformée dans l'épaisseur dépend du mode qui se propage pour une fréquence donnée. Ainsi, il est important, afin de pouvoir comparer la propagation des différents modes entre elles, d'appliquer une normalisation en puissance des champs de vitesse mesurés.

Estimation du vecteur de Poynting

Une approche proposée vise à estimer le vecteur de Poynting à travers la surface, pour chaque fréquence et en prenant en compte les caractéristiques de la plaque étudiée. Dans le cas d'un matériau isotrope, en partant des équations de propagation dans le cas d'une onde plane on peut écrire :

$$\begin{aligned} \begin{pmatrix} u_x(y) \\ u_y(y) \end{pmatrix} &= \begin{pmatrix} jk.sp & -q.sq & jk.cp & q.cq \\ p.cp & -jk.cq & -p.sp & -jk.sq \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} A_1 \\ B_2 \\ A_2 \\ B_1 \end{pmatrix} \\ &= \begin{pmatrix} U_A(y) & U_S(y) \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} C_A \\ C_S \end{pmatrix} \end{aligned} \quad (4.21)$$

avec $p^2 = \omega^2/c_p^2 - k^2$, $q^2 = \omega^2/c_s^2 - k^2$ et c_p et c_s respectivement la vitesse de pression et la vitesse de cisaillement, $sp = \sin(py)$, $cp = \cos(py)$, $cq = \cos(qy)$ et $sq = \sin(qy)$. $U_A(y)$ et $U_S(y)$ sont des matrices correspondantes aux composantes respectivement antisymétriques et symétriques du déplacement, et C_A et C_S des vecteurs composés des coefficients propres issus de l'équation d'onde. Il est ensuite possible grâce à la loi de Hooke de déterminer le champ de contrainte $\sigma_{xy}(y)$ et $\sigma_{yy}(y)$ de chaque mode à travers l'épaisseur :

$$\begin{aligned} \begin{pmatrix} \sigma_{xy}(y) \\ \sigma_{yy}(y) \end{pmatrix} &= \mu \cdot \begin{pmatrix} 2jkp.cp & (k^2 - q^2).cq & -2jkp.cp & (k^2 - q^2).sq \\ (k^2 - q^2).sp & 2jkq.sq & (k^2 - q^2).cp & -2jkq.cq \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} A_1 \\ B_2 \\ A_2 \\ B_1 \end{pmatrix} \\ &= \begin{pmatrix} S_A(y) & S_S(y) \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} C_A \\ C_S \end{pmatrix} \end{aligned} \quad (4.22)$$

avec $S_A(y)$ et $S_S(y)$ des matrices correspondantes aux composantes respectivement antisymétriques et symétriques du champ de contraintes, et (A_1, A_2, B_1, B_2) quatre constantes. Puisque les plaques sont en bord libre, alors $\sigma_{xy}(\pm h) = \sigma_{yy}(\pm h) = 0$ avec h la demie-épaisseur. On peut alors écrire l'équation suivante :

$$\begin{pmatrix} S_A(+h) & S_S(+h) \\ S_A(-h) & S_S(-h) \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} C_A \\ C_S \end{pmatrix} = 0 \quad (4.23)$$

Ainsi, en calculant le noyau de la matrice de l'équation 4.23 on peut déterminer les constantes des vecteurs C_A et C_S à une fréquence donnée. Il est maintenant possible de passer à la dernière étape qui est de calculer le vecteur de Poynting de chacun des modes le long de la direction de propagation (ici x) :

$$P_x = \frac{1}{2} \Re(\sigma_{xx}(A) \cdot \dot{u}_x(A) + \sigma_{xy}(A) \cdot \dot{u}_y(A)) + \frac{1}{2} \Re(\sigma_{xx}(S) \cdot \dot{u}_x(S) + \sigma_{xy}(S) \cdot \dot{u}_y(S)) \quad (4.24)$$

avec A la composante des champs correspondant au mode antisymétrique et S au mode symétrique, et σ_{xx} la contrainte qui a pour formule :

$$\sigma_{xx} = \begin{pmatrix} \sigma_1 & \sigma_2 & \sigma_3 & \sigma_4 \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} C_A \\ C_S \end{pmatrix} \quad (4.25)$$

avec $\sigma_1 = [-(\lambda + 2\mu)k^2 - \lambda p^2]sp$, $\sigma_2 = -(2\lambda + 2\mu)jkqsq$ et $\sigma_3 = [-(\lambda + 2\mu)k^2 - \lambda p^2]cp$
 $\sigma_4 = (2\lambda + 2\mu)jkqcq$, et λ et μ les constantes de Lamé.

Ainsi en utilisant les mesures des vitesses en surface pour exprimer u_x et u_y , et en utilisant les expressions de σ_{xx} (équation 4.25) et de σ_{xy} (équation 4.22) il est possible en utilisant la formule 4.24 le vecteur de Poynting en un point de l'épaisseur. En intégrant ce vecteur sur toute l'épaisseur, on obtient maintenant la puissance transportée par le mode, ce qui donne une estimation représentative des modes qui se propage dans la plaque. Mais cette technique présente tout de même un inconvénient, elle exige la réalisation de lourds calculs à chaque mesure.

Normalisation en puissance

Une approche similaire est proposée par E. Le Clezio dans sa thèse [10] où il propose, plutôt que de calculer pour chaque mesure le vecteur de Poynting des modes propagé dans la plaque, de normaliser les champs de vitesse et de contrainte d'un mode M de la façon suivant :

$$v_{Mnorm} = \frac{v_M}{\sqrt{|P_M|}}$$

$$\sigma_{Mnorm} = \frac{\sigma_M}{\sqrt{|P_M|}}$$

avec P_M la puissance unitaire du mode M. En utilisant la même méthode que dans le chapitre 4.1.3 on détermine les vecteurs de constantes théoriques C_A et C_S que l'on factorise, ce qui nous permet de réécrire l'équation 4.21 de la manière suivante :

$$\begin{pmatrix} U_x \\ U_y \end{pmatrix} = U_A \begin{pmatrix} C_a \\ \alpha C_a \end{pmatrix} + U_S \begin{pmatrix} C_s \\ \beta C_s \end{pmatrix} \quad (4.26)$$

avec α et β des constantes.

On cherche maintenant les facteurs de normalisation C_{anorm} et C_{snorm} respectant :

$$C_a = C_{anorm} + C_{aPunit} \quad \text{et} \quad C_s = C_{snorm} + C_{sPunit} \quad (4.27)$$

avec C_{aPunit} et C_{sPunit} les constantes de l'équation 4.21 pour une puissance unité. Pour déterminer C_{anorm} et C_{snorm} on considère l'équation 4.24 pour des constantes $C_a = 1$ et $C_s = 1$, on calcule maintenant les puissances associées P_{A_0} et P_{S_0} pour respectivement un mode A_0 et S_0 pur. On peut maintenant écrire :

$$C_{anorm} = \frac{1}{P_{A_0}} \quad \text{et} \quad C_{snorm} = \frac{1}{P_{S_0}} \quad (4.28)$$

Ainsi en normalisant les amplitudes des vitesses en surface par $C_{a_{norm}}$ et $C_{s_{norm}}$ respectivement pour les modes antisymétriques et symétriques et en calculant les vecteurs de Poynting résultant on trouve :

$$P_x = \frac{1}{2} \Re(a_M \sigma_{M_{norm}} \cdot a_M u_{M_{norm}}) = |a_M|^2 P_M = |a_M|^2 \quad (4.29)$$

car P_M est la puissance unitaire, et avec a_M l'amplitude du mode mesuré en surface multiplié par l'amplitude du mode pour une puissance unitaire. Puisque le calcul de la puissance unitaire ne dépend que de la fréquence et des caractéristiques de la plaque, il est alors possible de déterminer rapidement et grâce à un critère physiquement admissible l'amplitude des modes propagés.

Dans la suite, l'ensemble des mesures sera normalisé en puissance par la méthode décrite ci-dessus.

4.1.4 Optimisation par post-traitement

La méthode développée ici est basée sur le montage illustré en figure 4.5 et présenté dans la partie 3.2. Ce montage est constitué de deux PZT identiques disposés de chaque côté de la plaque et dont le PZT du dessous a une tension compensée par M .

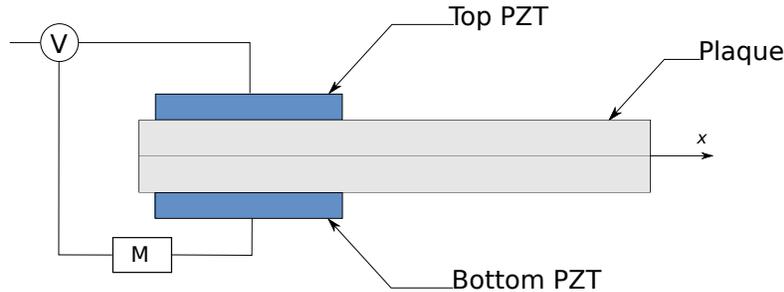


Figure 4.5 Schéma de principe de la pince développée.

En pratique, la tension appliquée au PZT du dessous devrait être égale ($M = +1$) ou opposé ($M = -1$) à la tension appliquée au PZT du dessus pour générer respectivement un mode S_0 ou A_0 . Néanmoins, à cause des imprécisions de montage (par exemple le défaut d'alignement entre les deux PZTs, des variations dans l'épaisseur de couplant entre les PZTs et la plaque, les variations dans les caractéristiques des PZTs...) le facteur de compensation M ne pourra pas être simplement de $M = \pm 1$ et devra être un complexe permettant de compenser en phase et en amplitude l'onde mesurée à une fréquence donnée. L'optimisation d'un mode pur est réalisée en quatre étapes : i) excitations successives

par chacun des mors de la pince, ii) mesure des deux champs de vitesses résultants, iii) détermination du facteur de compensation en phase et en amplitude M , iv) et enfin la reconstitution d'un champ de vitesse du mode pur grâce à la méthode appliquée au champ de vitesse mesuré et excité par la pince supérieure et au champ de vitesse mesuré et excité par la pince inférieure et compensé par M .

L'intérêt d'utiliser ce type d'optimisation et qu'il est possible avec la mesure de seulement deux champs de vitesse d'optimiser tous les modes souhaités, ce qui permet de réduire considérablement le temps de mesure.

Après avoir excité la plaque par chacun des mors de la pince et mesuré les champs de vitesse dans le plan et hors plan résultant en respectant la méthode décrite au paragraphe 2.4.2, une transformé de Fourier est appliquée en suivant la méthode décrite dans le paragraphe 2.4.3. En récupérant les maximums complexes des transformés de Fourier, il est possible de déterminer les amplitudes $A_{Top}(k_{A_0}, \omega)$ et $A_{Bottom}(k_{A_0}, \omega)$ du mode A_0 résultant respectivement d'une excitation par le dessus de la plaque et par le dessous de la plaque, ainsi que l'amplitude $A_{Top}(k_{A_0}, \omega)$ et $A_{Bottom}(k_{A_0}, \omega)$ du mode S_0 . Une fois les amplitudes complexes extraites, il est possible de réaliser l'optimisation des modes. Puisqu'aux fréquences considérées le mode A_0 induit principalement des déplacements hors plan et que le mode S_0 induit quant à lui principalement des déplacements dans le plan, on ne considérera que les déplacements hors plan pour caractériser le mode A_0 et les déplacements dans le plan pour caractériser le mode S_0 .

L'optimisation d'un mode est réalisée en compensant le signal de l'un des deux PZTs par le nombre complexe :

$$M = \text{Re}_M + j\text{Im}_M \quad (4.30)$$

Le facteur de compensation M_{S_0} est réglé pour minimiser l'amplitude du mode S_0 mesurée dans le plan. Le problème s'exprime sous a forme d'un problème d'optimisation :

$$M_{S_0_{opt}} = \underset{M}{\text{argmin}} \| A_{Top}(k_{S_0}, \omega) + M.A_{Bottom}(k_{S_0}, \omega) \|_2 \quad (4.31)$$

De la même façon, le facteur de compensation M_{A_0} est réglé pour minimiser l'amplitude du mode A_0 hors plan :

$$M_{A_{0opt}} = \underset{M}{\operatorname{argmin}} \| A_{Top}(k_{A_0}, \omega) + M.A_{Bottom}(k_{A_0}, \omega) \|_2 \quad (4.32)$$

L'intérêt d'une telle méthode est que pour certaines fréquences, les amplitudes des modes A_0 et S_0 sont très faibles respectivement sur les mesures dans le plan et hors du plan. Ainsi, en déterminant le facteur de compensation grâce aux mesures où le mode à supprimer est maximal, on améliore la précision du calcul du facteur de compensation tout en se détachant des perturbations que pourrait entraîner le bruit.

4.2 Simulation numérique : Validation par simulations COMSOL de la méthode

4.2.1 Développement du modèle

Des simulations numériques ont été réalisées sur COMSOL afin d'attester du bon fonctionnement de la pince. Pour faciliter les simulations, le logiciel sera piloté grâce à MATLAB, ce qui permettra de facilement pouvoir changer certains paramètres tels que la fréquence et la position des PZT, mais aussi de pouvoir plus automatiquement post-traiter les données. La description du code MATLAB est donnée dans les paragraphes qui suivent.

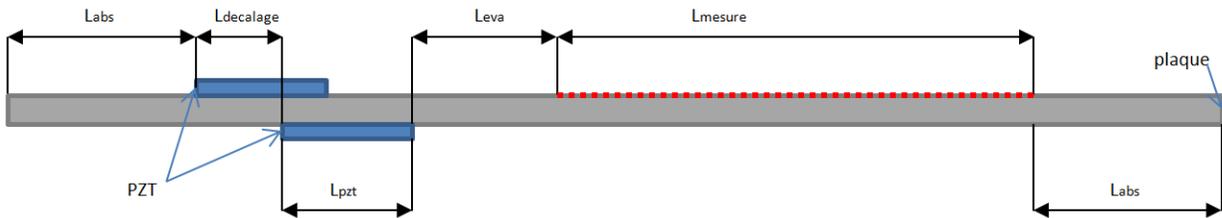


Figure 4.6 Schéma du modèle COMSOL utilisé incluant les principales dimensions.

Pour diminuer le temps de calcul et considérant que la pince génère une onde plane dans la direction principale de propagation de l'onde, une étude fréquentielle d'un modèle 2D COMSOL sous l'hypothèse de contrainte plane est développé. Ce modèle est composé d'un rectangle de dimension 1.54×400 mm (figure 4.6) représentant la plaque en aluminium dans laquelle l'onde se propage. Puisque l'étude est réalisée dans le domaine fréquentiel, il

est important d'ajouter des zones absorbantes de chaque côté de la plaque pour limiter les réflexions. La méthode utilisée pour absorber les ondes consiste à augmenter graduellement l'amortissement de la plaque comme décrit ci-dessous [9]

$$E_{abs} = E(1 - (x/L_{abs})^3) + j(1 + (x/L_{abs})^3) \quad (4.33)$$

$$\rho_{AR} = \rho/(1 - (x/L_{abs})^3 + j(x/L_{abs})^3) \quad (4.34)$$

Avec E et ρ le module d'Young et la masse volumique de la plaque, E_{abs} et ρ_{AR} le module d'Young et la masse volumique de la zone absorbante.

Une zone ainsi définie permet d'absorber entièrement l'onde sur une longueur réduite de $L_{abs} = 1.5\lambda_{max}$ (figure 4.6), avec λ_{max} la longueur d'onde maximale se propageant (donc dans notre cas celle du mode S_0 à une fréquence donnée).

Sur cette plaque sont disposés deux rectangles de dimension 0.25×5 mm modélisant les PZTs rectangulaires positionnés de part et d'autre de la plaque proche de l'origine. Une couche fine est disposée entre les PZTs et la plaque permettant ainsi d'alléger la condition de continuité à la frontière ainsi que de modéliser un couplant.

Le maillage utilisé est un maillage quadratique, composé de 4 éléments dans l'épaisseur des PZTs, et de 24 dans l'épaisseur de la plaque.

Une ligne de points de mesure est positionnée sur la partie supérieure de la zone non absorbante de la plaque. Cette ligne de points est composée de 400 points positionnés sur $L_{mes} = 330$ mm (figure 4.6) tous les 0.5 mm, respectant ainsi les conditions de mesures décrites dans le paragraphe 2.4.2. La ligne de points est positionnée à une distance de $L_{eva} = 2\lambda_{max}$ du dernier PZT (figure 4.6) afin de limiter la mesure des ondes évanescentes. Le programme COMSOL est piloté avec MATLAB par le biais du Programme "COMSOL with MATLAB". Le programme développé se décompose en deux étapes : la première est une phase d'identification pendant laquelle chacun des PZTs sera successivement excité par une tension de 1 V pendant que la borne de l'autre PZT sera reliée à un potentiel flottant. Les champs de vitesses résultants seront ainsi mesurés et utilisés afin de déterminer les spectres en nombre d'ondes.

4.2.2 Sélectivité en mode

En appliquant la méthode décrite au paragraphe 4.1.4 il est maintenant possible de déterminer les facteurs de compensation M_{S_0} et M_{A_0} visant respectivement à minimiser le mode S_0 et A_0 . La seconde partie du code est une phase de vérification pendant laquelle

les facteurs de compensations M_{S_0} et M_{A_0} seront successivement injectés à la borne du PZT inférieur pendant que le PZT supérieur reste alimenté d'une tension de 1 V. Plusieurs simulations avec différentes positions du PZT inférieur ont été réalisées. La première configuration simulée correspond à un alignement parfait des deux PZTs de part et d'autre de la plaque ($L_{decalage} = 0$, figure 4.6).

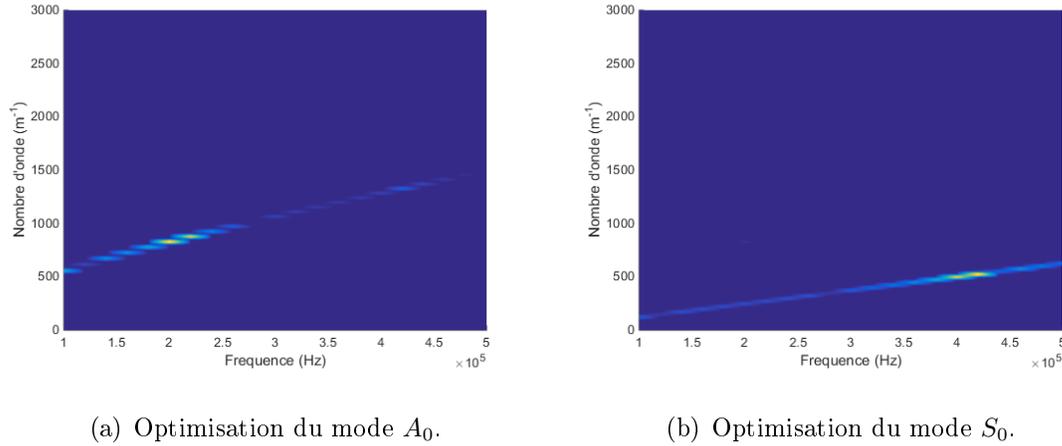


Figure 4.7 Résultat de la simulation après optimisation d'un mode pur dans le cas de deux PZTs alignés de part et d'autre de la plaque.

Comme on le voit sur les figures 4.7(a) et 4.7(b), une telle précision dans l'alignement des PZTs de part et d'autre de la plaque permet de générer respectivement un mode A_0 ou un mode S_0 pur. Par la suite, le PZT inférieur a été décalé par rapport au PZT supérieur ($L_{decalage} \neq 0$, figure 4.6) afin de voir s'il était possible de rattraper l'erreur induite par le défaut d'alignement sur la sélectivité du mode.

4.2.3 Validation de l'application de la méthode

Dans un second temps nous allons vérifier si la méthode d'optimisation par post-traitement s'applique pour toutes les configurations. Pour cela, le PZT inférieur sera décalé d'une distance arbitraire de $L_{PZT} = 5\text{mm}$ par rapport au PZT supérieur. Après avoir excité successivement le PZT supérieur et le PZT inférieur, les courbes de dispersion résultantes des mesures dans le plan sont illustrées respectivement en figure 4.8 a) et b). Une fois ces courbes obtenues, les mêmes mesures sont réalisées, mais en excitant cette fois la plaque par les deux bords (figure 4.8 c)). On peut maintenant additionner les courbes de dispersion résultant d'une excitation par le dessus et par le dessous de la plaque et soustraire ce résultat avec la courbe de dispersion résultant d'une excitation de part et

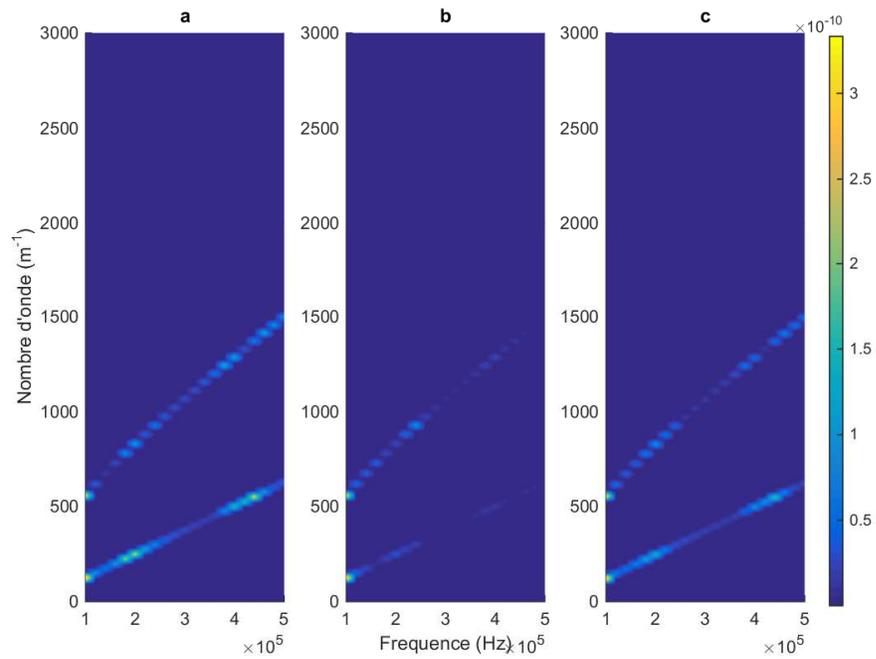


Figure 4.8 Courbes de dispersions de l'onde se propageant dans le plan et résultant d'une excitation par a) le dessus de la plaque, b) le dessous de la plaque, c) les deux bords de la plaque.

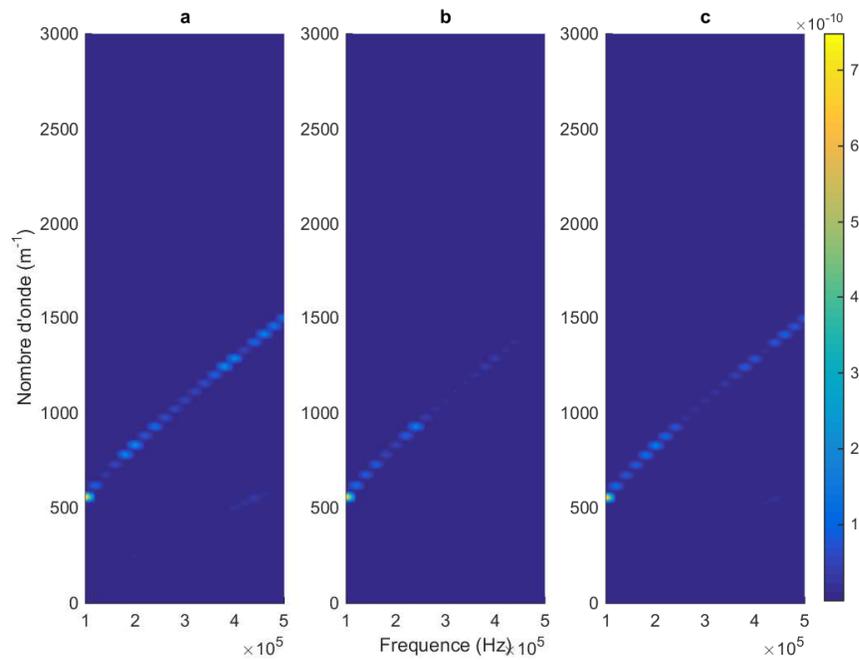
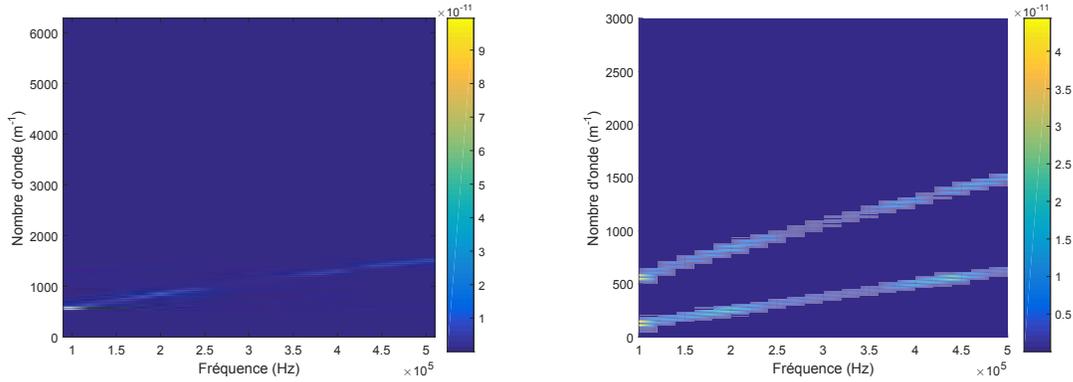


Figure 4.9 Courbes de dispersions de l'onde se propageant hors plan et résultant d'une excitation par a) le dessus de la plaque, b) le dessous de la plaque, c) les deux bords de la plaque.

d'autre de la plaque. La valeur absolue de ce résultat est tracée sur la figure 4.10(b) et correspond à l'erreur de la méthode. On remarque donc que pour cette configuration, la méthode ne peut pas être appliquée car l'erreur, bien que résiduelle, reste trop importante.



(a) Différences calculées à partir des mesures hors plan. (b) Différences calculées à partir des mesures dans le plan.

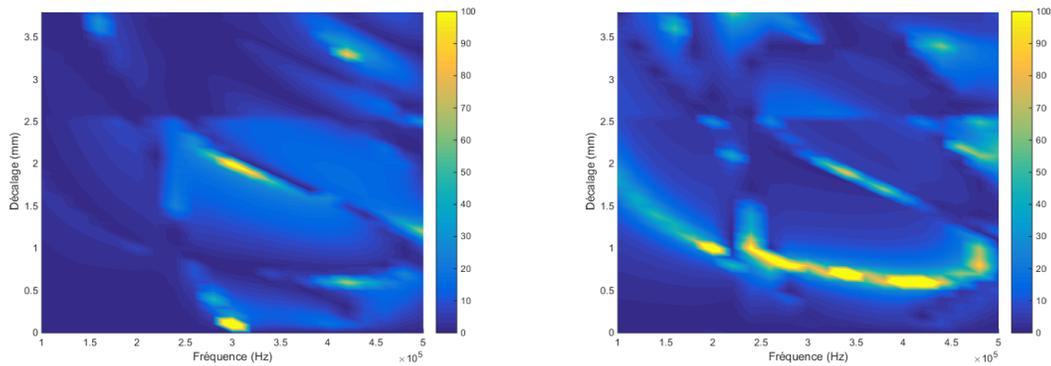
Figure 4.10 Différence entre la courbe de dispersion déterminée en excitant par les deux bords de la plaque et celle déterminée en sommant les courbes de dispersion issues de l'excitation par le dessus puis par le dessous de la plaque.

Le même procédé est réalisé en comparant les courbes de dispersion déterminée à partir des mesures hors plan illustré sur la figure 4.9. L'erreur est tracée sur la figure 4.10(a). On remarque aussi que la méthode ne s'applique pas non plus aux mesures hors plan.

4.2.4 Évaluation de la compensation de l'erreur d'alignement

On peut alors se demander s'il est réellement possible de compenser l'erreur d'alignement entre les deux PZTs. Pour ce faire, un défaut d'alignement sera graduellement introduit entre les deux PZT de 0 mm à 3.5 mm avec un pas de 0.1 mm. Pour chaque fréquence d'excitation, le ratio en pourcentage entre l'amplitude du mode optimisé et l'amplitude du mode à minimiser est calculé. Cela correspond à l'erreur relative en pourcentage entre l'amplitude complexe du mode minimisé et l'amplitude complexe du mode optimisé. Les résultats sont tracés sur les figures 4.11(a) et 4.11(b).

On peut donc voir avec ces courbes que dans le cas d'un alignement parfait des deux PZTs et d'un couplage identique de ces derniers avec la plaque, il est possible d'avoir une erreur relative très faible (inférieure à 0.05 % pour l'optimisation du mode A_0 et une minimisation du mode S_0 et inférieure à 0.09 % pour l'optimisation du mode S_0 et une minimisation du mode A_0) et donc d'avoir une bonne sélectivité des modes.



(a) Erreur relative de l'optimisation du mode A_0 pour une minimisation du mode S_0 . (b) Erreur relative de l'optimisation du mode S_0 pour une minimisation du mode A_0 .

Figure 4.11 Rapport en pourcentage entre l'amplitude du mode à minimiser et l'amplitude du mode à optimiser.

Néanmoins, on remarque que cette sélectivité se dégrade rapidement avec l'insertion d'un décalage des transducteurs, en particulier avec le mode S_0 pour lequel on relève par exemple pour un décalage de 0.6 mm et à une fréquence de 400 000 Hz une erreur relative de 40 %. Dans notre cas, nous considérerons acceptable une erreur relative inférieure à 20 % en moyenne sur toute la plage de fréquence pour un décalage donné. Au regard des courbes, on peut donc conclure qu'il est important de développer une pince garantissant un alignement au demi-millimètre près.

4.3 Expérimentation : Présentation du matériel et de la méthode de mesure et d'optimisation.

Présentation de la pince.

Cette pince est constituée de deux PZTs rectangulaires de $50 \times 5 \times 0.5$ mm (figure 4.14 n°2) montés sur deux mors et recouverts d'une fine couche protectrice d'Époxy (figure 4.14 n°3). Les PZTs (4.13-F) sont positionnés grâce à l'emporte-pièce illustré sur la figure 4.13-E. Un détail des dimensions caractéristiques est donné sur la figure 4.13 : la dimension A correspond à la longueur du PZT, la dimension B correspond à l'épaisseur cumulée du PZT, de la colle et de la couche protectrice d'Époxy, la dimension C permet de garantir une épaisseur constante de colle et de couche protectrice et enfin la dimension D permet de centrer le PZT sur la longueur du mors.

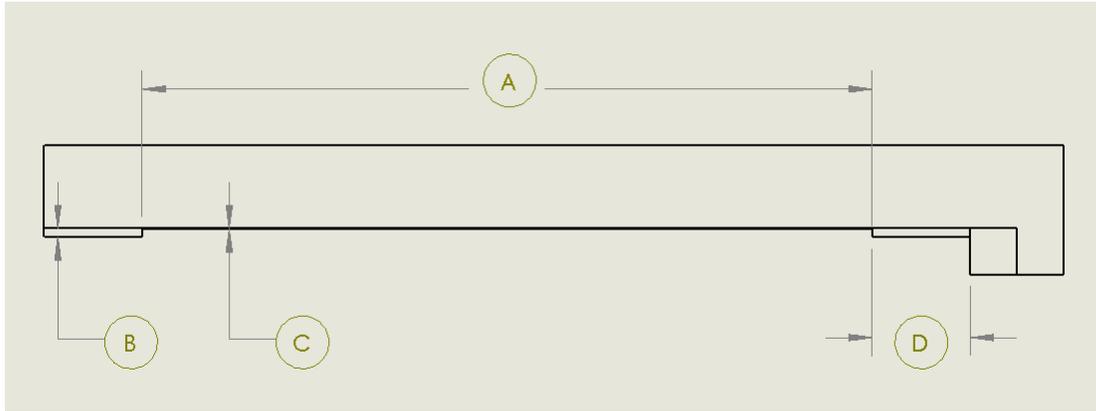


Figure 4.12 Vue de droite de l'emporte-pièce illustrant ses principales dimensions.

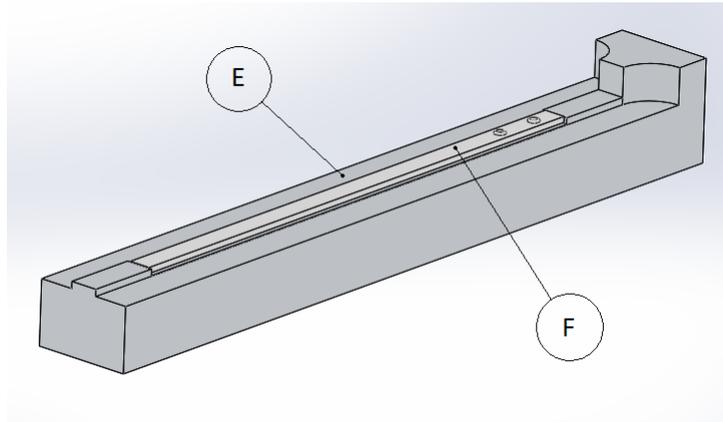


Figure 4.13 Vue isométrique de l'emporte-pièce.

Afin de permettre une bonne transmission de l'énergie des PZTs à la plaque, il est nécessaire d'utiliser un couplant à appliquer entre ces derniers. Comme expliqué dans la littérature [2], le miel est, grâce à ses propriétés viscoélastiques un très bon couplant facile à nettoyer et permettant une bonne transmission des déplacements dans le plan et hors plan entre les PZTs et la plaque.

Cette forme rectangulaire des PZTs a pour avantage, comme montré dans la section 2.3.1, de permettre de générer des fronts d'onde plans dans la direction perpendiculaire à la plus grande longueur, mais aussi de concentrer la majorité de l'énergie dans cette direction.

Afin de permettre la colocalisation des deux PZTs, deux paires d'aimants sont montées sur chacun des deux mors (figure 4.14 n°1). Ces deux paires d'aimants ont pour fonction supplémentaire de garantir qu'une pression de contact constante est exercée entre les PZTs et la plaque, ce qui permet d'assurer une bonne répétabilité des mesures. Le flux magnétique entre les deux paires d'aimants est fermé grâce à un profilé en U (figure 4.14 n°5). Le bâti

de chaque mors est fait de Délerin afin de minimiser le poids de la pince (figure 4.14 n°4). La tension d'excitation des PZTs est délivrée par le biais de connecteurs SMB (figure 4.14 n°6).

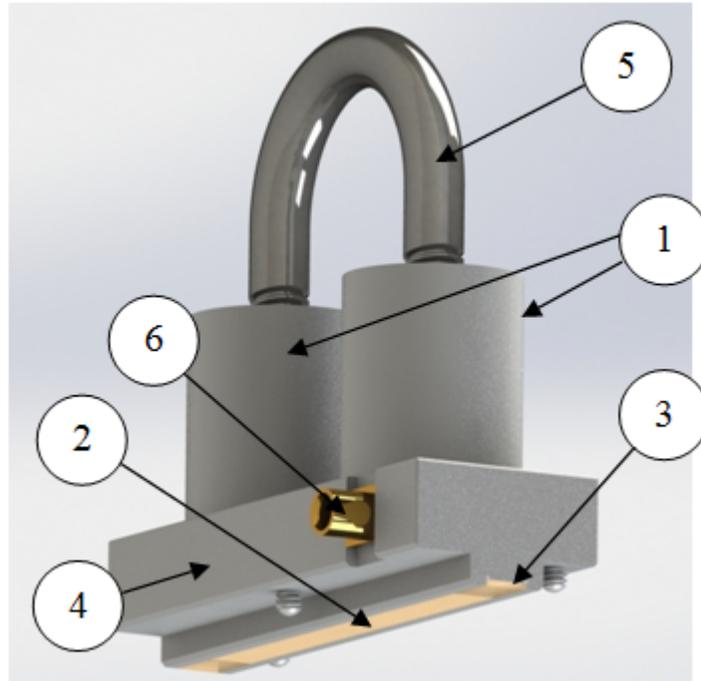


Figure 4.14 Vue isométrique d'un des mors de la pince. 1) Aimants 2) PZT 3) Couche d'Époxy 4) Bâtis en Délerin 5) Profilé en U 6) Connecteur SMB

Présentation du vibromètre laser 3D de Polytech.

L'ensemble des mesures est réalisé avec un vibromètre laser PSV-500-3D-M de Polytec (figure 4.15) qui grâce à ces trois têtes de mesure permet de s'affranchir de l'erreur systématique. La largeur de bande du dispositif de balayage varie entre 0 Hz et 1.5 MHz avec une plage de vitesse allant de 0.1 m/s à 10 m/s ce qui offre une grande liberté dans les mesures réalisables. Ce laser permet de scanner une grille de points définie par l'utilisateur avec une résolution pouvant aller jusqu'au demi-millimètre et avec un balayage angulaire de 45°.

Une représentation du montage réalisé pour la validation de la méthode est donnée en figure 4.16. Sur ce schéma on peut voir que les tensions d'excitation envoyées à travers l'amplificateur haute tension (NOVO UAP 8400) jusqu'à la pince sont générées grâce au générateur de signaux intégré au laser. Le laser possède un système de reconstruction interne qui fournit directement des données basiques exploitables telles que les fonctions de transfert entre la tension d'excitation et les mesures suivant les trois axes. Ces données

peuvent ensuite être exportées sous forme de fichier universel. Ces derniers sont alors transférés jusqu'à la station de calcul Dell Precision T-7500 afin d'être réorganisés et post-traités à l'aide du logiciel Matlab dans le but d'appliquer la méthode d'optimisation.



Figure 4.15 Vibromètre laser PSV-500-3D-M de Polytec

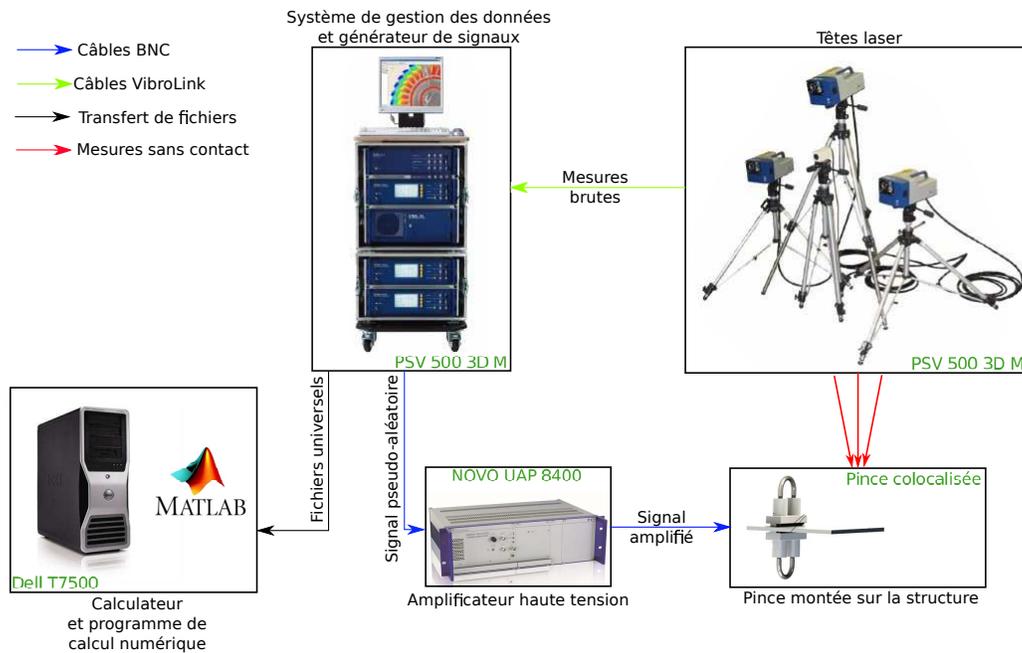


Figure 4.16 Schéma de l'installation expérimentale et représentation des connectiques et des systèmes utilisés.

4.4 Résultats expérimentaux

4.4.1 Plaque en aluminium

Directivité de la pince

Afin de caractériser la directivité de la pince, des mesures expérimentales ont été réalisées sur une plaque d'aluminium de $400 \times 400 \times 1$ mm grâce au LVD décrit dans le paragraphe 2.4.1. La grille de mesures est composée de 48 angles centrés sur la pince composée et eux-mêmes de 124 points espacés de 1 millimètre (4.17).

Après avoir mesuré les champs de vitesses sur tous les points du maillage, il est possible de représenter la moyenne quadratique du champ de vitesse, hors plan (figure 4.18(a)) et dans le plan (figure 4.18(b)), en décibel et sur une plage de fréquence de 1.25 kHz à 500 kHz.

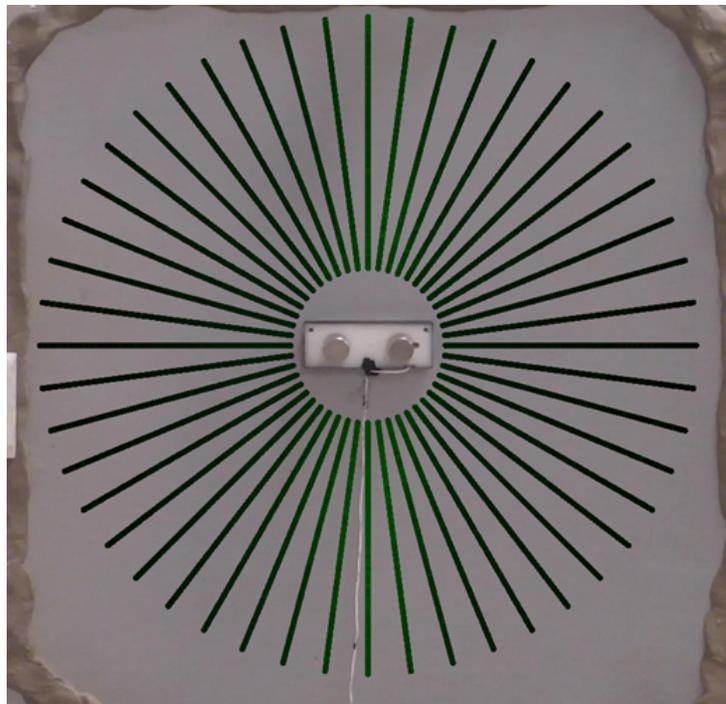
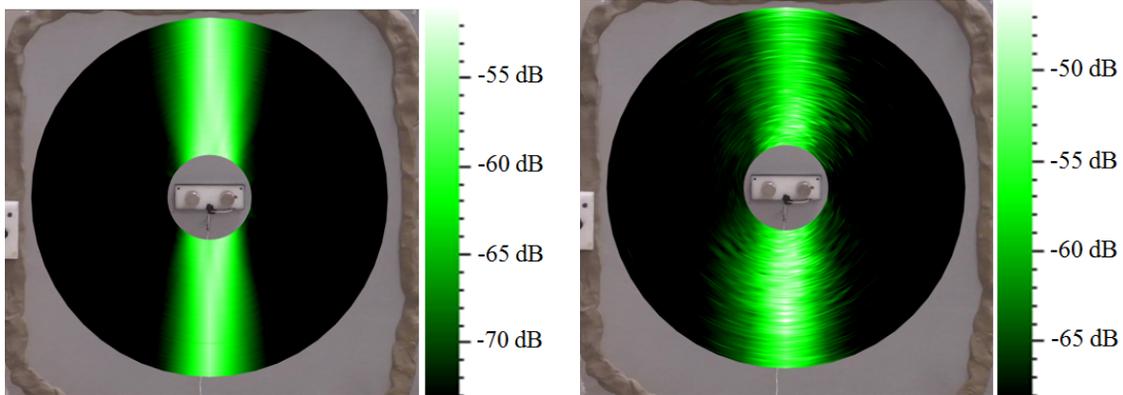


Figure 4.17 Représentation du maillage utilisé pour la caractérisation de la directivité de la pince pour les mesures réalisées avec le 3D-LDV.

Grâce aux figures 4.18(b) et 4.18(a) on remarque que la majorité de l'énergie est confinée en avant et en arrière de la pince (avec une différence de 15 dB entre la la moyenne quadratique de la vitesse en avant et en arrière de la pince et le reste de la plaque), et donc que la pince permet bien de focaliser l'énergie dans une direction. Puisque les fronts

d'onde sont perpendiculaires à la direction de propagation, on peut alors considérer que sur une bande d'une certaine largeur l'onde propagée est plane.



(a) Moyenne quadratique du champ de vitesse hors plan en décibel. (b) Moyenne quadratique du champ de vitesse dans le plan en décibel.

Figure 4.18 Tracé des moyennes quadratiques des champs de vitesse hors plan et dans le plan en décibel résultant d'une excitation de 1.25 kHz à 500 kHz.

Validation de la méthode

Maintenant que la directivité de la pince a été attestée, il est important de valider la méthode d'une façon expérimentale. Pour ce faire, des mesures ont été réalisées sur une plaque d'aluminium de dimension $20 \times 20 \times 1.54$ mm le long d'une ligne composée de 512 points espacés tout les 1 mm, positionnée le long de la direction principale de propagation de l'onde émise par la pince 4.19.

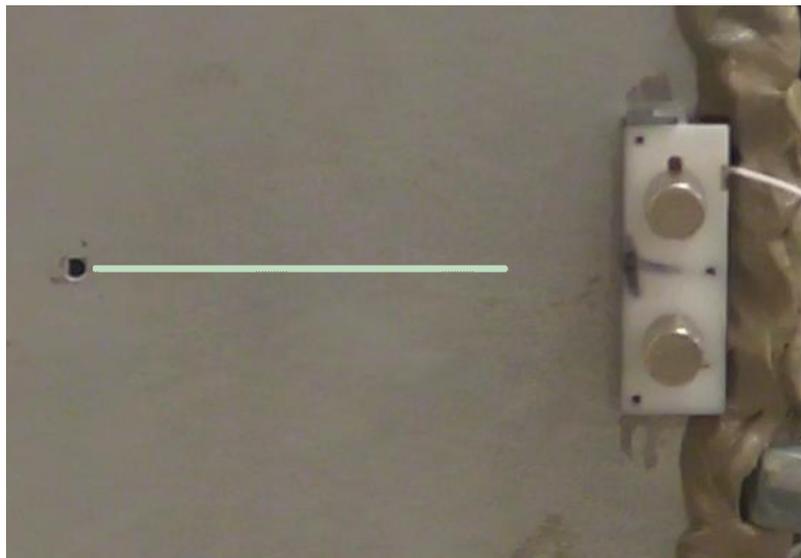


Figure 4.19 Représentation du maillage utilisé pour valider la méthode.

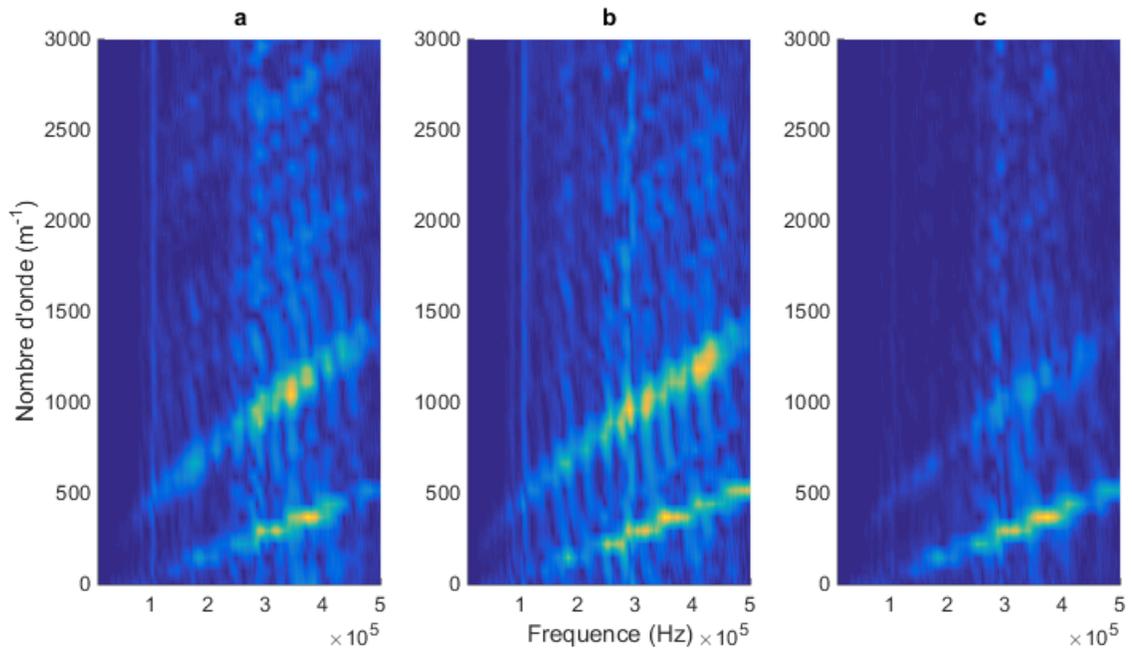


Figure 4.20 Courbe de dispersion de l'onde se propageant dans le plan et résultant d'une excitation par a) le dessus de la plaque, b) le dessous de la plaque, c) les deux bords de la plaque.

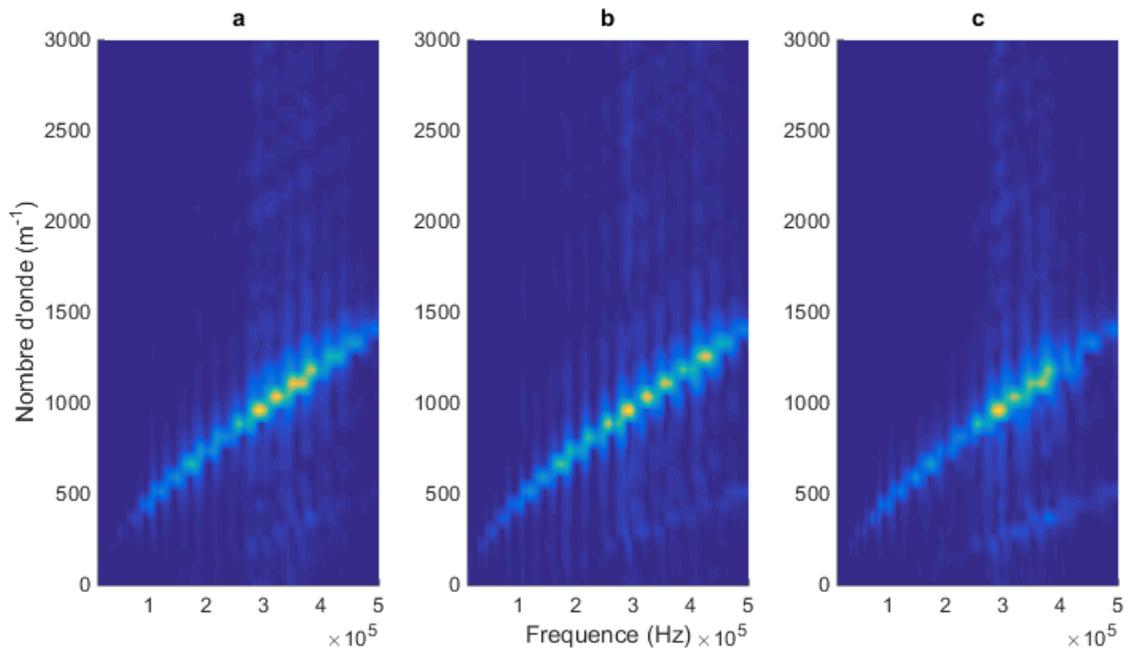


Figure 4.21 Courbe de dispersion de l'onde se propageant hors plan et résultant d'une excitation par a) le dessus de la plaque, b) le dessous de la plaque, c) les deux bords de la plaque.

Maintenant que le maillage des points de mesure a été défini, on peut procéder aux mesures. Trois mesures seront réalisées, une en excitant la plaque avec le PZT positionné sur la partie supérieure de la plaque, puis en excitant par le dessous de la plaque et la dernière en excitant en phase par les deux bords de la plaque, le tout avec un bruit blanc sur une plage de fréquences de 1.25 kHz à 500 kHz. Les figures 4.20 et 4.21 montrent les courbes de dispersion calculées à partir des mesures expérimentales dans le plan et hors plan, réalisées sur le maillage de point précédemment défini en excitant successivement par le dessus de la plaque, par le dessous et par les deux côtés de la plaque.

Afin d'attester de la validité de la méthode, la différence entre la courbe de dispersion issue d'une excitation par les deux côtés de la plaque (figure 4.20 c) et la somme des courbes de dispersion issue des excitations par le dessus (figure 4.20 a) et par le dessous (figure 4.20 b) de la plaque sera réalisée pour les ondes mesurées dans le plan et hors plan. Les courbes résultantes sont illustrées sur les figures 4.22(a) et 4.22(b).

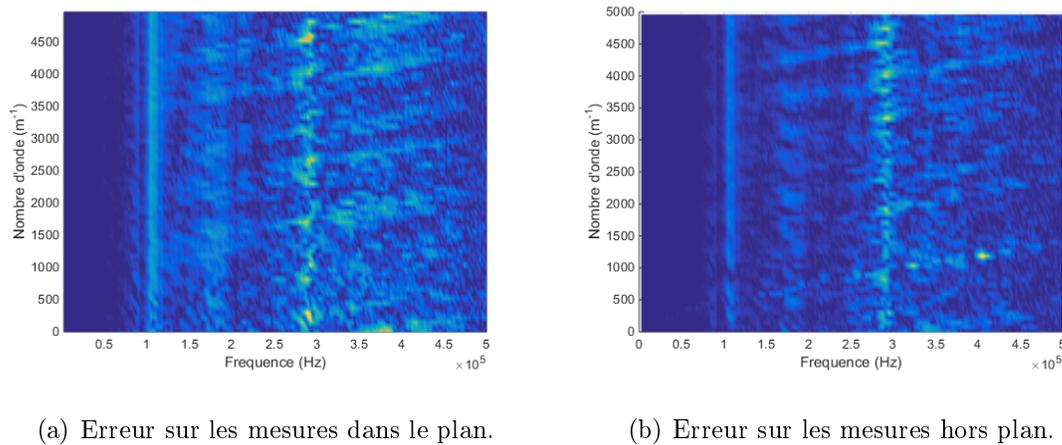


Figure 4.22 Différence entre la courbe de dispersion déterminée en excitant de part et d'autre de la plaque et celle déterminée en appliquant la méthode.

On remarque avec ces courbes que l'erreur n'est pas complètement nulle pour chaque fréquence et chaque nombre d'ondes, ce qui est principalement dû au bruit de mesures qui de par sa caractéristique aléatoire ne peut pas être compensé lors de la somme des courbes de dispersion issues d'une excitation par le dessus et le dessous de la plaque. En pourcentage, les erreurs liées au théorème de superposition ou des zones de bruit (c'est-à-dire hors de courbes de dispersion correspondant au mode A_0 et S_0) restent négligeables, ce qui nous permet de considérer la méthode comme applicable.

Optimisation des modes par post-traitement

En appliquant la méthode décrite à la section 4.1.4 aux mesures réalisées dans le paragraphe précédent sur la plaque d'aluminium, on obtient les courbes de dispersion résultant de l'optimisation du mode A_0 (figure 4.23(a)) ou de l'optimisation du mode S_0 (figure 4.23(b)).

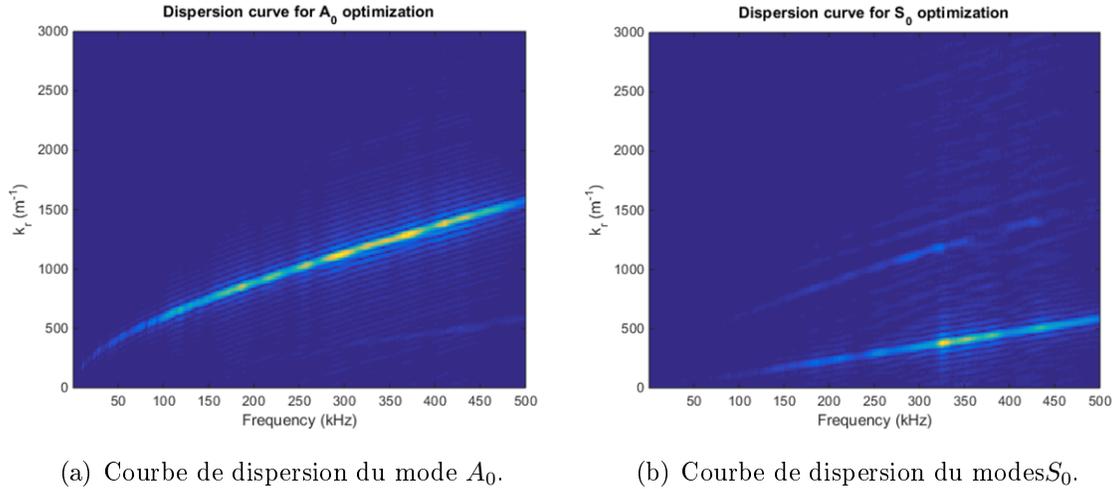


Figure 4.23 Courbe de dispersion du champ de vitesse reconstruit après optimisation des modes A_0 et S_0 .

Ces courbes nous permettent de conclure que cette méthode permet bien de maximiser un mode par rapport à l'autre dans une plaque d'aluminium car même si l'on constate que le mode non désiré n'est pas complètement supprimé, l'amplitude en absolu du mode S_0 dans le cas de l'optimisation du mode A_0 reste inférieure à 0.5% de l'amplitude absolue du mode A_0 , en moyenne sur la plage de fréquence. Dans le cas de l'optimisation du mode S_0 , l'amplitude en absolu du mode A_0 reste inférieure à 2% de l'amplitude absolue du mode S_0 , en moyenne sur la plage de fréquence étudiée. De plus, l'amplitude du mode optimisé varie grandement en fonction de la fréquence, ce qui est dû principalement aux PZTs eux-mêmes, ainsi qu'à la difficulté de générer des ondes guidées à très basse fréquence. Ainsi, bien que cette méthode par post-traitement permet de sélectionner un mode quasi pur dans un matériau isotrope, des améliorations peuvent être apportées afin d'améliorer la sélectivité, mais aussi pour avoir un meilleur contrôle de l'amplitude du mode généré.

4.4.2 Plaque en composite

La dernière étape est de vérifier la validité de la méthode sur une plaque anisotrope, dans notre cas une plaque en composite à base de résine époxy et fibre de carbone de 7 couches $[+45,-45,0,90,0,-45,+45,90]$ et d'épaisseur 1 mm.

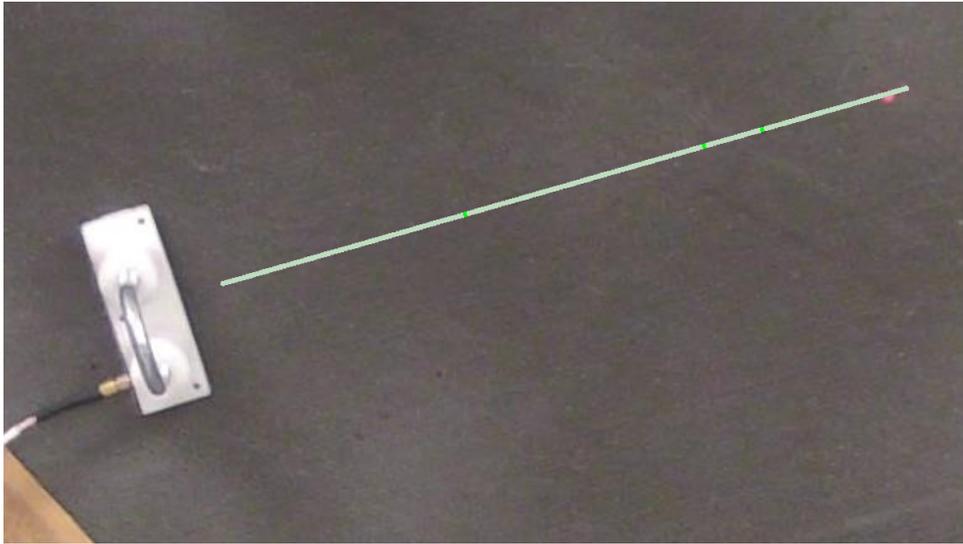
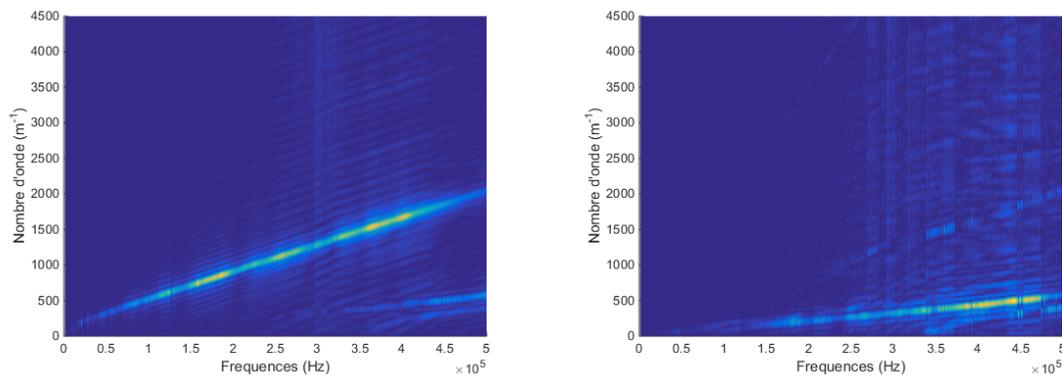


Figure 4.24 Représentation du maillage utilisé pour déterminer les courbes de dispersion dans le composite.

La méthode utilisée ici est la même que précédemment ; une ligne de points est disposée le long de la direction principale de propagation de l'onde émise par le transducteur. Cette ligne, composée de 123 points espacés tous les 1 mm, sera utilisée pour mesurer avec le LDV les champs de vitesse émis par les deux transducteurs. Une fois ces champs de vitesses mesurés, il est possible d'appliquer la méthode de post-traitement pour trouver le facteur de compensation permettant l'optimisation des modes A_0 et S_0 . Les courbes 4.25(a) et 4.25(b) illustrent les courbes de dispersion calculées à partir du champ de vitesses reconstruit afin d'optimiser respectivement le mode A_0 et S_0 .



(a) Courbe de dispersion du mode A_0 .

(b) Courbe de dispersion du mode S_0 .

Figure 4.25 Courbes de dispersion construites après optimisation des modes A_0 et S_0 se propageant dans une plaque en composite.

On remarque sur ces courbes que, malgré l'anisotropie de la plaque, il est encore possible d'être sélectif sur les modes. Néanmoins, l'amortissement important des matériaux composites sera à prendre en compte afin de maximiser le ratio signal sur bruit. Pour cette raison, les points de mesures devront être disposés près de la pince afin de limiter l'atténuation de l'onde, mais tout de même assez éloignés des PZTs afin d'éviter la contamination des mesures par les modes évanescents.

CHAPITRE 5

Conclusion

5.1 Discussion

Les travaux réalisés dans ce projet de recherche ont pour but de mettre en place la démarche et les outils expérimentaux permettant de générer et d'analyser des ondes guidées dans des structures issues de l'aéronautique. La pince développée ici a pour originalité d'utiliser deux PZTs positionnés de part et d'autre de la plaque pour générer une onde propagative. Cette pince, grâce à ses deux transducteurs PZTs ainsi qu'à un programme d'optimisation par post-traitement reposant sur le principe de superposition permet une sélectivité fine du mode désiré. La forme et l'alignement de part et d'autre de la plaque de ces deux transducteur permet de générer une onde directive et plane, ce qui a pour avantage de faciliter l'analyse de la propagation de l'onde, et de focaliser l'énergie dans une direction précise. Néanmoins, bien que théoriquement réalisable par post-traitement, la sélectivité d'un mode n'est réalisable en pratique que si le défaut d'alignement des PZTs est inférieur à une certaine valeur. Il est donc important d'attester que la pince est correctement installée lors de son application sur la plaque. Ensuite, puisque cette méthode ne prend en considération que l'onde incidente, elle peut donc indifféremment être utilisée sur une plaque endommagée, ou sur une plaque intacte. De plus, à cause des fréquences de coupure des PZTs utilisés, l'énergie envoyée dans la plaque par la pince peut être très faible à certaines fréquences, ce qui implique que le ratio signal sur bruit des mesures réalisées avec le laser pourrait être très faible.

5.2 Travaux futurs

Bien que fonctionnel, le système développé ici pourrait être amélioré afin de palier certaines lacunes :

1. Afin d'améliorer la sélectivité du mode, un réseau de plusieurs PZTs pourrait être disposé de part et d'autre de la plaque.
2. D'autres méthodes d'optimisation pourraient être utilisées afin d'assurer la propagation d'un mode pur, comme par l'application d'une boucle de rétroaction entre la pince et les mesures réalisées grâce au vibromètre laser (figure 5.1).

3. Des PZTs de plus petite largeur pourraient être utilisés afin réduire la surface de contact entre les PZTs et la plaque, et permettre ainsi une meilleure sélectivité de la pince.

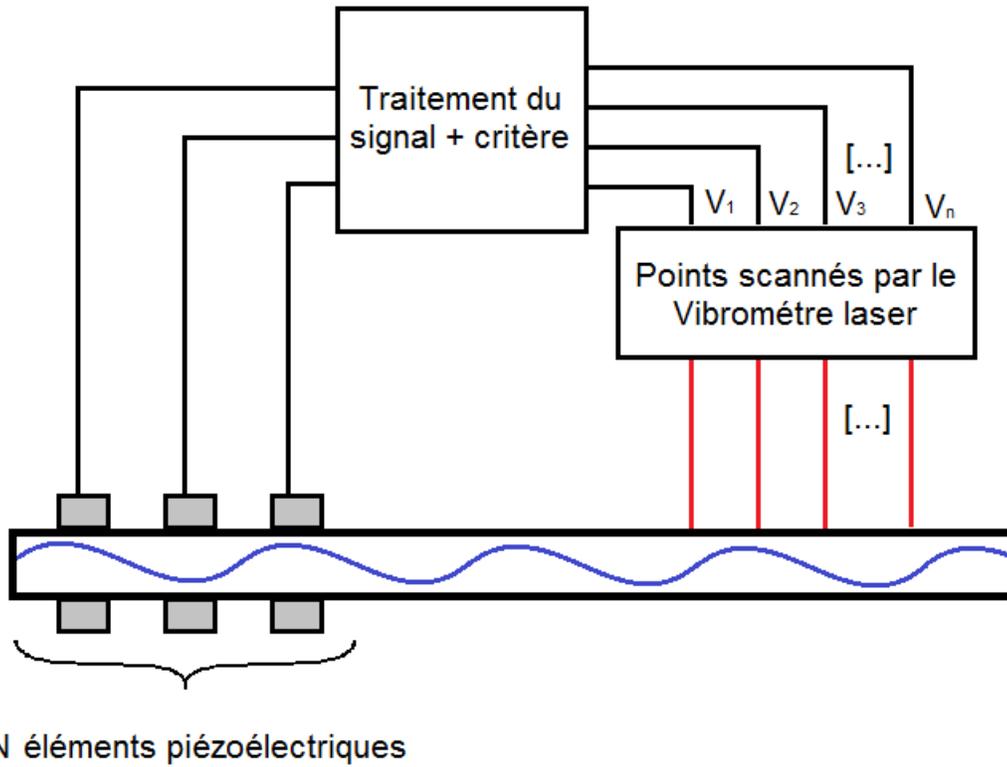


Figure 5.1 Schématisation du principe de contrôle actif appliqué à la propagation d'une onde guidée dans une plaque.

LISTE DES RÉFÉRENCES

- [1] Alleyne, D. (1991). A two-dimensional Fourier transform method for the measurement of propagating multimode signals. *The Journal of the Acoustical Society of America*, volume 89, numéro 3, p. 1159.
- [2] Bear, R., Selfridge, A. et Khuri-Yakub, B. (1981). Contacting Transducers and Transducer Arrays for NDE. *IEEE*, volume 81, p. 969–973.
- [3] Castaings, M. (1996). The generation, propagation, and detection of Lamb waves in plates using air-coupled ultrasonic transducers. *The Journal of the Acoustical Society of America*, volume 100, numéro 5, p. 3070.
- [4] Drinkwater, B. W. et Wilcox, P. D. (2006). Ultrasonic arrays for non-destructive evaluation : A review. *NDT and E International*, volume 39, numéro 7, p. 525–541.
- [5] Guo, H., Xiao, G., Mrad, N. et Yao, J. (2011). Fiber optic sensors for structural health monitoring of air platforms. *Sensors*, volume 11, numéro 4, p. 3687–3705.
- [6] Harris, F. (1978). On the Use of Windows for Harmonic Analysis with the Discrete Fourier Transform. *IEEE*, volume 66, numéro 1, p. 51–83.
- [7] Hosten, B., Moreau, L. et Castaings, M. (2007). Reflection and transmission coefficients for guided waves reflected by defects in viscoelastic material plates. *The Journal of the Acoustical Society of America*, volume 121, numéro 6, p. 3409–3417.
- [8] Hua, Y. et Sarkar, T. K. (1990). Matrix pencil method for estimating parameters of exponentially damped/undamped sinusoids in noise. *IEEE Transactions on Acoustics, Speech, and Signal Processing*, volume 38, numéro 5, p. 814–824.
- [9] Ke, W., Castaings, M. et Bacon, C. (2009). 3D finite element simulations of an air-coupled ultrasonic NDT system. *NDT and E International*, volume 42, numéro 6, p. 524–533.
- [10] Le Clézio, E. (2001). *Diffraction des Ondes de Lamb Par des Fissures Verticales*. Thèse de doctorat, Bordeaux I, 39–42 p.
- [11] Leleux, A. (2012). *Contrôle non Destructif de Composites par Ondes Ultrasonores Guidées, Générées et Détectées par Multiélément*. Thèse de doctorat, Bordeaux I.
- [12] Lovejoy, S. C. (2008). Acoustic Emission Testing of Beams to Simulate SHM of Vintage Reinforced Concrete Deck Girder Highway Bridges. *Structural Health Monitoring*, volume 7, numéro 4, p. 329–346.
- [13] Manka, M., Rosiek, M. et Martowicz, A. (2011). Properties of Interdigital Transducers for Lamb-Wave Based SHM Systems. Dans *The 8th International Workshop on Structural Health Monitoring*. p. 1488.

- [14] Mazeika, L., Kazys, R. et Maciulevicius, A. (2009). Optimization of transducer arrays parameters for efficient excitation of Lamb waves. *Ultrasound*, volume 62, numéro 4, p. 7–15.
- [15] Monkhouse, R., Wilcox, P. et Cawley, P. (1997). Flexible interdigital PVDF transducers for the generation of Lamb waves in structures. *Ultrasonics*, volume 35, numéro 7, p. 489–498.
- [16] Neumann, M. N. et Lammering, R. (2012). Error Analysis in Laser Vibrometer Measurements of Lamb Waves. *Proceedings of the 6th European Workshop on Structural Health Monitoring*, p. 1–8.
- [17] Park, H. W., Sohn, H., Law, K. H. et Farrar, C. R. (2004). Time Reversal Active Sensing for Health Monitoring of a Composite Plate. *Journal of Sound and Vibration*, volume 302, p. 1–33.
- [18] Raghavan, A. et Cesnik, C. E. (2005). Analytical models for Lamb waves based structural health monitoring. Dans *2005 IMAC-XXIII : Conference & Exposition on Structural Dynamics*.
- [19] Raghavan, A. et Cesnik, C. E. S. (2005). Finite-dimensional piezoelectric transducer modeling for guided wave based structural health monitoring. *Smart Materials and Structures*, volume 14, numéro 6, p. 1448–1461.
- [20] Scandelari, L. (1999). *Génération et détection d'ondes de Lamb à l'aide de P(VF rVF) : Application à la mesure de dentisés de liquides*. Thèse de doctorat, Laboratoire d'Electronique de Grenoble, 33 p.
- [21] Schöpfer, F., Binder, F., Wöstehoff, A., Schuster, T., Ende, S., Föll, S. et Lammering, R. (2013). Accurate determination of dispersion curves of guided waves in plates by applying the matrix pencil method to laser vibrometer measurement data. *CEAS Aeronautical Journal*, volume 4, numéro 1, p. 61–68.
- [22] Sohn, H., Dutta, D., Yang, J. Y., Park, H. J., DeSimio, M., Olson, S. et Swenson, E. (2011). Delamination detection in composites through guided wave field image processing. *Composites Science and Technology*, volume 71, numéro 9, p. 1250–1256.
- [23] Staszewski, W. J., Lee, B. C. et Traynor, R. (2007). Fatigue Crack Detection in Metallic Structures with Lamb Waves and 3D Laser Vibrometry. *Measurement Science and Technology*, volume 18, p. 727–739.
- [24] Xeridat, O. (2011). *Etude expérimentale de la propagation, de la diffusion et de la localisation des ondes de Lamb*. Thèse de doctorat, Bordeaux I, 35–40 p.
- [25] Yu, L. et Giurgiutiu, V. (2008). In situ 2-D piezoelectric wafer active sensors arrays for guided wave damage detection. *Ultrasonics*, volume 48, numéro 2, p. 117–34.
- [26] Zhu, W. (2001). A finite element analysis of the time-delay periodic ring arrays for guided wave generation and reception in hollow cylinders. *IEEE Transactions on Ultrasonics, Ferroelectrics, and Frequency Control*, volume 48, numéro 5, p. 1462–1470.

