THÈSE DE DOCTORAT
DE L'UNIVERSITÉ PIERRE ET MARIE CURIE

École doctorale : « Sciences Mécaniques, Acoustique, Électronique et Robotique de Paris »

réalisée

au Laboratoire de Physique et d'Étude des Matériaux

présentée par

Guillaume TRANNOY

pour obtenir le grade de :

DOCTEUR DE L'UNIVERSITÉ PIERRE ET MARIE CURIE

Sujet de la thèse :

Dispositif tactile acoustique :
Etude de la température et de l'interaction doigt-coque

date de soutenance : 03/04/2014

devant le jury composé de :

M.	**Stefan Catheline**	**Rapporteur**
Mme	**Betty Lemaire-Semail**	**Rapporteur**
M.	**Stéphane Holé**	**Directeur de thèse**
M.	**Jean-Pierre Nikolovski**	**Encadrant**
M.	**Vincent Hayward**	**Examinateur**
M.	**Franck Augereau**	**Examinateur**

Sommaire

Introduction **1**

I Principe de localisation de touchers **9**

I.1 Techniques de localisation dans les plaques 11

I.1.1 Surveillance des structures, contrôle non-destructif 11

I.1.2 Technologies impactiles 12

I.1.3 Technologies tactiles 16

I.1.4 Technologies de balayages 18

I.1.5 Fusion des procédés 21

I.2 Méthode de la figure de diffraction perturbée en amplitude (FDPA) 24

I.2.1 Présentation 24

I.2.2 Illumination de la coque 26

I.2.3 Touchers et perturbations 28

I.2.4 Détermination de la localisation 29

I.2.5 Résolution 30

I.3 Génération d'ondes guidées 32

I.3.1 Ondes de Lamb 33

I.3.2 Expression du déplacement mécanique 39

I.3.3 Transducteurs fonctionnant en dipôles 40

I.4 Conclusion 44

II Contact avec la coque **47**

II.1 Toucher humain 47

II.1.1 Présentation générale du doigt humain 47

II.1.2 Modèles des déformations du doigt 48

II.1.3 Zone de contact 51

II.1.4 Mesures anthropométriques 52

II.1.5 Superficie et déformation du contact 52

II.2 Mesures expérimentales de touchers 54

II.2.1 Dimensions 54

II.2.2 Dispositif d'évaluation de relation force-superficie du contact pour différents angles de la phalange 55

II.2.3 Superficies mesurées 58
II.2.4 Posture *naturelle* du doigt 61
II.3 Mesures d'impédances acoustiques 64
II.3.1 Dispositif de mesure de l'impédance acoustique 64
II.3.2 Mesure des impédances acoustiques 67
II.4 Figures de diffraction générées par une colonne d'eau 69
II.5 Conception d'un doigt artificiel 73
II.5.1 Dispositifs artificiels existants 73
II.5.2 Structure porteuse : force et angle d'appui 76
II.5.3 Doigt artificiel : Modèle plein 80
II.5.4 Doigt artificiel : Modèle membrane/fluide 81
II.5.5 Évaluation des doigts artificiels 84
II.6 Conclusion 86

III Influence des conditions environnementales sur les coques 89
III.1 Caractérisation des matériaux employés dans les coques plastiques 91
III.1.1 Dilatation des matériaux 92
III.1.2 Diffraction des transducteurs 93
III.1.3 Dispositif expérimental pour la caractérisation des matériaux 105
III.1.4 Méthodologie de caractérisation des matériaux 106
III.1.5 Compensation de la diffraction sur les vitesses et les atténuations . . 108
III.1.6 Mesure de la vitesse de propagation 109
III.1.7 Mesure de l'atténuation 114
III.1.8 Vitesse dans les matériaux sans atténuation 122
III.1.9 Évaluation des propriétés physiques 124
III.1.10 Évaluation du tenseur de viscoélasticité 127
III.1.11 Mesures par la méthode de l'onde de pression 131
III.1.12 Discussion sur la caractérisation des matériaux 133
III.2 Mesure des ondes de Lamb dans les thermoplastiques 134
III.2.1 Ondes de Lamb *accordées* 135
III.2.2 Influence de la température sur les ondes de Lamb 139
III.2.3 Dispositif de mesure des ondes de Lamb 142
III.2.4 Mesure des ondes de Lamb dans l'ABS et le PA12 147
III.2.5 Discussion 148
III.3 Variation des figures de diffraction dans les coques en fonction de la température 150
III.3.1 Dispositif 151
III.3.2 Spectre de réponse de la coque soumise à des variations de température 152
III.3.3 Discussion 156
III.4 Conclusion 157

IV Perspectives d'évolutions et d'implémentation du procédé **159**
IV.1 Utilisation de matériaux viscoélastiques 159
IV.1.1 Modification des figures de diffractions par absorption 159
IV.1.2 Sélection du mode de Lamb 167
IV.2 Signatures temps-fréquence 170
IV.2.1 Simplification des calculs par une émission temps-fréquence 172
IV.2.2 Signature temps-fréquence 172
IV.3 Implémentation 176
IV.4 Discussion 180

Conclusion **183**

Bibliographie **184**

Annexes **203**

Remerciements

Ce travail de thèse a été financé par le Laboratoire d'Interfaces Sensorielles Ambiantes (LISA) du CEA par une bourse CIFRE en partenariat avec la société HLP Technologies et le groupe instrumentation du Laboratoire de Physique et d'Étude des Matériaux (LPEM) de l'ESPCI. J'adresse ainsi de sincères remerciements à Moustapha Hafez, directeur du LISA, Jacques Lewiner, Directeur du LEG devenu le groupe instrumentation du LPEM et à Didier Perino, pour m'avoir soutenu et accueilli dans ces différentes structures.

Je remercie mon encadrant, Jean-Pierre Nikolovski, ainsi que mon directeur de thèse, Stéphane Holé, pour m'avoir guidé durant ces années et apporté toute l'aide matérielle, scientifique et humaine, avec pédagogie, afin de mener à terme ce projet.

J'exprime ma gratitude à Mme Betty Semail-Lemaire et à M. Stefan Catheline pour l'intérêt qu'ils ont porté à ce travail en acceptant d'être rapporteur. Je remercie également M. Franck Augereau et M. Vincent Hayward d'avoir accepté de participer au jury de thèse.

Je suis reconnaissant du soutien et des conseils apportés par les membres du LISA et du groupe instrumentation du LPEM ainsi que ceux de la société HLP.

Je remercie ainsi les membres du LISA que j'ai pu côtoyer avant et pendant ma thèse : Fabien Ferlay, Florian Gosselin, Samuel Roselier, José Lozada, René Polizzi, Florent Souvestre, Sylvain Bouchigny, Christine Mégart, Florien Periquet, Hannah Yousef, Christian Bolzmacher, Gwénaël Changeon, Michaël Wiertlewski, Harald Zophoniasson, ainsi que Charles Hudin et les autres doctorants que j'ai eu l'occasion de rencontrer.

Je remercie grandement les membres du groupe instrumentation du LPEM avec qui nous avons pu parler librement et échanger durant ces années : Jérôme Lucas, Emmanuel Géron, Thierry Ditchi, Christine Boué, Yacine Oussar, Céline Corbrion-Filloy et le dernier, mais non le moindre, Cédric Margo. Merci pour leur bonne humeur et leur compagnie durant les repas dans la bibliothèque à Julie Iem, Karla Balaa et Manon Pommier. Un grand merci à

mes compagnons de thèse avec qui on a eu de nombreux échanges enrichissants et qui ont maintenant tourné cette page : Nicolas Cuvigny, Zohreh Moktari, Nabil Houdali et Nazim Lechea, avec qui j'ai partagé un bureau pour le meilleur et pour le pire (mais surtout le meilleur). Merci également pour la bonne ambiance à Basil Salamé, Julien Haffner, Maria Merlan, Bingqing Mei, Ibrahim Mohsen et Zied Lassoued qui ont encore un peu de route à faire.

Je remercie également mes collègues d'HLP Technologies pour leur soutien et leur expérience du monde professionnel : Bruno Lepvraud, Maxime Coroyer, Nicolas Monge, Céline Cerceau et Frédéric Joseph.

Cette expérience enrichissante tant d'un point de vue humain que professionnel n'aurait pu s'accomplir sans le soutien de mes parents, mon frère et ma sœur ainsi que ma compagne Alexandra qui a subi mes périodes de doutes et de stress et a su me remonter le moral pour me permettre de finalement mener à terme cette grande aventure.

Introduction

AVEC l'avènement d'Internet et de la téléphonie mobile durant la dernière décennie, le nombre de systèmes connectés augmente quotidiennement pour répondre à divers besoins tels que contrôler différents équipements de notre environnement ou rester en contact avec nos proches, où que l'on soit et à n'importe quel moment. La contrepartie de ces nouveaux services est une complexification des interfaces homme-machine et des délais d'apprentissage plus long pour bien les maîtriser. Nous pouvons d'ailleurs remarquer que pour des raisons culturelles, générationnelles ou de niveau d'éducation, nous ne sommes pas tous égaux face aux nouvelles technologies. À la difficulté de prise en main s'ajoute la quantité d'informations auxquelles nous sommes exposés. Le concept de *surcharge cognitive*, intervient lorsqu'il devient difficile d'interpréter et de traiter toutes les données auxquelles nous sommes exposées. L'article de Woods et al. [1] traite du problème de surcharge cognitive et cite le *paradoxe de la disponibilité des données :* contrairement à l'idée reçue, un plus grand accès à l'information mettrait en péril notre aptitude à déterminer ce qui est instructif ou significatif et tendrait à nuire à son efficacité. Toute nouvelle forme de communication est une nouvelle « voix » dans la cacophonie des données qui nous entourent. Le champ des interfaces utilisateurs doit donc être en constante évolution dans le but de simplifier l'usage des systèmes numériques, et cela même pour un utilisateur qui y serait confronté pour la première fois. On peut d'ailleurs remarquer que le succès d'une nouvelle technologie se mesure à la capacité d'un utilisateur quelconque d'accomplir avec succès des tâches simples pendant la prise en main de l'appareil [2]. Le concept d'*affordance* est ainsi introduit par James J.Gibson en 1977 [3] pour exprimer la capacité d'un objet à suggérer sa propre utilisation par sa forme, sa taille, sa couleur, etc... On peut voir dans ce concept une façon « économique » de suggérer le mode d'emploi d'une interface par son apparence. La figure 1 illustre cela par des interrupteurs reflétant divers types d'actionnement suggérés par leurs formes et la projection mentale de la façon de les saisir. L'usage est validé ensuite par la réalisation de la commande souhaitée, ici que la lumière s'allume. Cette information aura donc été fournie de façon simple et efficace avec un niveau d'expertise minimal.

Le champ des *interfaces utilisateurs intelligentes* (IUI - Intelligent User Interface) décrit

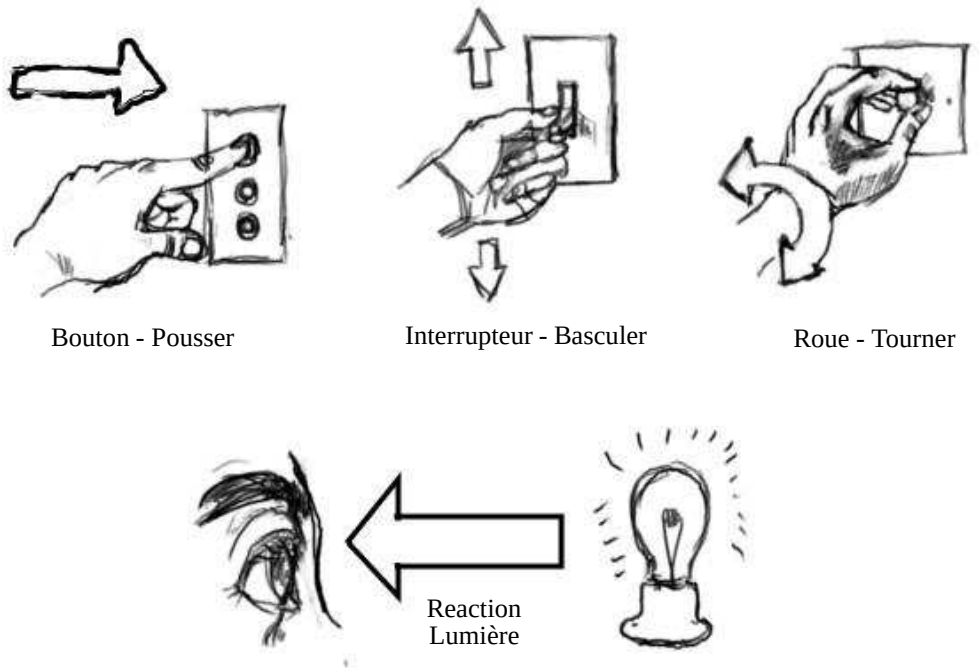


FIGURE 1 – Exemples du concept d'*affordance* avec différents types d'interrupteurs. Leurs formes nous renseignent inconsciemment sur la façon de les actionner.

par Maybury et Wahlster [4] cherche à améliorer l'efficacité et l'intuitivité des interfaces homme-machine en permettant d'interagir avec le système de manière multimodale, appropriée aux canaux de communication naturellement utilisés et en adéquation information/-contexte/utilisateur [1]. La technologie des interfaces utilisateurs a évolué de simples lignes de commandes aux interfaces graphiques (GUI - Graphical User Interface) actuelles, qui peuvent être qualifiées de *WIMP* [5] (Windows, Icons, Menus and Pointing). L'augmentation de la complexité des systèmes et les besoins de réduction du temps des tâches à effectuer et des coûts de développement, incitent à faire évoluer les interfaces utilisateurs. La classe des *interfaces utilisateurs tangibles* (TUI - Tangible User Interface) introduite par Ishii [6] vise à améliorer la collaboration, l'assimilation et le design avec le monde digital en tirant parti de la capacité humaine à saisir et manipuler des objets physiques. À la différence des traditionnelles interfaces graphiques GUI, les TUI visent à utiliser les aptitudes d'interactions *haptiques* comme moyen de *contrôle* et *représentation* physique d'informations digitales. La notion d'*haptique* regroupe le sens kinesthésique (efforts, déplacements de nos membres) avec le sens tactile (positionnement fin et stimulations légères sur la peau) [7]. À cela s'ajoute la notion de *boucle sensori-motrice* selon laquelle notre perception n'est pas qu'une question de stimulation de nos organes sensoriels, mais une interaction active avec notre environnement, regroupant la chaîne de nos actions avec les informations qui nous reviennent en réaction. Alors nous pouvons parler de *perception* comme d'une conscience de l'environnement

et de notre place dans celui-ci. Lenay [8] étudie le concept de *substitution sensorielle* pour palier un handicap sensoriel (auditif, visuel, etc...) en substituant son mode de perception par un autre. Il prend l'exemple d'un dispositif associant une caméra et une matrice de stimulateurs comme ceux employés dans les dispositifs en braille pour non-voyants, l'Optacon [9], pour *substituer* la vue par le toucher. Dans le cas des interfaces tangibles, ce même principe concernerait un lien entre le monde physique et le monde digital. Après une phase d'adaptation permettant une *extériorisation*[1] de nos actions sur des TUI, enrichissant l'expérience du monde virtuel par une modalité haptique mieux représentée dans notre champ de perception du monde physique, il sera possible d'accroitre le sentiment d'*immersion*[2] dans cet espace de représentation des informations [11]. Ainsi, des stimulateurs tactiles intégrées dans une manette de jeu et associés à un programme informatique de rééducation sous forme de jeu, *serious game*, permettent d'améliorer la perception des émotions par des patients atteints d'autisme [12]. Kim et Maher [13] présentent une étude comparative de différentes tâches collaboratives basées, soit sur l'utilisation d'une interface tangible de type table interactive de réalité augmentée avec des objets réels [14], soit sur l'utilisation d'une interface graphique classique (écran, souris, clavier). Selon les critères de faculté d'action, de perception, de réflexion ou de collaboration, l'impact de ces deux types d'interfaces a montré que grâce à l'utilisation d'une TUI, les collaborateurs peuvent se référer physiquement à l'interface et faire évoluer leur réflexion par des touchers et des déplacements d'objets réels associés aux tâches concernées. Les collaborateurs travaillant sur une interface graphique préferreront dialoguer et planifier les actions avant de concrètement agir sur le dispositif. Les TUI utilisées pour des tâches collaboratives, offrent ainsi une décharge cognitive et une meilleure *immersion* dans la problématique. On peut noter également que ce type d'interface influence la collaboration entre les individus par des processus de négociation plus actifs, conduisant à une meilleure *synchronisation cognitive*.

> « Les plus profondes technologies sont celles qui disparaissent. Elles s'entremêlent dans le tissu de notre vie quotidienne jusqu'à en devenir indiscernables. »
> Mark Weiser [15]

Ce processus d'amélioration des interfaces homme-machine doit accompagner l'évolution de l'ergonomie facilitant une prise en main intuitive et efficace de ces nouveaux appareils du quotidien. Outre le fait de présenter des informations à l'utilisateur, une des caractéris-

[1] Une illustration de ce phénomène est la prise de conscience de notre action sur l'objectif voulu et non sur le moyen d'y parvenir. Concrètement, lorsque nous utilisons la souris de l'ordinateur nous n'avons plus conscience de son mouvement sur le bureau, mais du déplacement du pointeur.

[2] La notion d'immersion correspond à une perception de données *virtuelles* de manière transparente et intuitive, similaire à l'*expérience* de notre corps dans le monde physique. La réalité virtuelle en est un exemple pour lequel une bonne immersion permet de la percevoir comme réelle. La notion peut se compliquer lorsqu'il s'agit d'une représentation de données virtuelles qui n'ont pas de correspondances spatiales avec le monde physique, comme la transmission d'informations émotionnelles [10].

tiques fondamentales de toutes interfaces est celle de comprendre et même anticiper l'ordre que celui-ci souhaite donner afin d'interagir avec son environnement réel ou virtuel. Ainsi la qualité de l'information n'est pas qu'une propriété des données seules qui nous sont transmises, mais de la relation entre l'utilisateur et les données [1].

Dans le cas de la téléphonie mobile et durant la dernière décennie, nous avons vu les touches physiques être remplacées par des écrans tactiles, comme en témoigne la part des ventes des *Smartphones* par rapport à celle des téléphones conventionnels (figure 2). Les *smartphones* offrent toujours la possibilité de touches virtuelles, mais aussi de fonctions glisser-déplacer, de redimensionnement, de pointage, etc... L'ajout d'un écran tactile apporte une interaction plus intuitive en regroupant un périphérique de capture et d'affichage, avec un stylet ou plus naturellement avec les doigts, conduisant à une évolution vers des interfaces WIMP [5]. Plus récemment, la taille de ces surfaces tactiles s'est agrandie pour conduire aux tablettes tactiles. Elles sont une évolution des tablettes-pc (Microsoft), proposées par la société Archos [16], puis largement démocratisée en 2010 par l'Ipad de la société Apple [17]. Ce type d'interface est amené à modifier et concurrencer d'autres habitudes comme la lecture de journaux et magazines dans le salon, de livres de recettes dans la cuisine ou du contenu multimédia dans la chambre, et même dans les milieux professionnels comme l'aperçu de prises de vues en photographie, le support de documentations techniques sur le terrain ou un outil pédagogique dans les écoles.

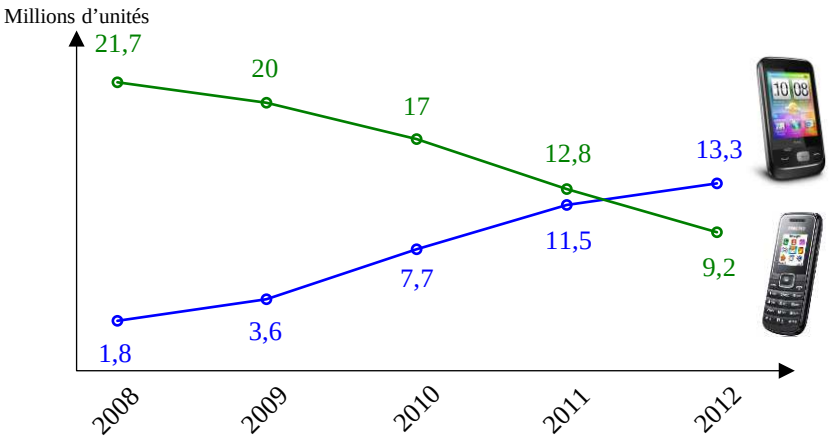


FIGURE 2 – Tendance d'évolution des ventes de « smartphones » et de téléphones portables en France (source GFK - www.gfk.com).

Les surfaces tactiles[3] constituent donc un champ de recherche particulièrement intéressant, en engendrant de nouveaux loisirs, permettant de simplifier le quotidien, enrichissant la communication ou améliorant les conditions de travail. Par ailleurs, de nombreux tra-

[3]Le mot *tactile* peut être employé pour une perception de l'environnement par l'utilisateur comme composante de l'*haptique*, ou comme une action de l'utilisateur sur l'environnement. Nous parlerons désormais principalement d'interfaces *tactiles* pour exprimer leur capacité à percevoir des interactions physiques d'un individu avec son environnement.

vaux cherchent à donner le sens du toucher à tous les éléments avec lesquels nous interagissons. Les coques de protection des divers appareils que nous utilisons constituent ainsi des supports pouvant augmenter la surface d'interaction hors des zones trop restrictives et prédéfinies, comme les claviers ou les écrans tactiles. Les TUI correctement employées améliorent l'intuitivité et l'efficacité et facilitent l'acceptation d'un nouveau produit [2]. Il faut alors prendre en compte le mode d'interaction et les informations ou actions à gérer dès la conception de l'interface. En conséquence, proposer une nouvelle technologie permettant de détecter des interactions sur des matériaux traditionnellement utilisés comme éléments de structure, de protection ou d'habillage des appareils, nous paraît constituer un domaine de travail intéressant pour le développement de dispositifs pouvant être bien acceptés et intégrés dans nos usages.

En cela, le projet Roméo de la société « Aldebaran Robotics » constitue un champ d'application représentatif : il vise à développer un robot d'assistance pour personnes âgées, invalides ou en perte d'autonomie [18]. Destiné au grand public, ce robot se devra d'offrir des interfaces homme-machine intuitives, proches des modes de communications naturels chez l'homme et liés aux sens, tels que l'ouïe, la vue ou le toucher. Par le travail conjoint d'un consortium de 17 partenaires académiques et industriels, il est donc envisagé qu'il puisse communiquer par la parole, les gestes, mais également par le contact physique avec le robot. Cette dernière tâche confiée au CEA-LIST devra conférer le sens tactile aux coques du robot, et donc une capacité de perception de son environnement physique. En particulier il devra développer une capacité de détection aveugle d'obstacles et de communication non-verbale avec les humains telle qu'une demande d'attention par une tape sur l'épaule, l'expression d'une empathie par une caresse ou de façon plus classique des boutons et glissières. L'avantage de ces différentes commandes sur le corps du robot est d'être reconfigurables.

Nous cherchons à combiner plusieurs formes d'interactions rencontrées lors de la manipulation d'objets physiques : impacts, touchers ou balayages. Le système doit être rapide par rapport au système sensoriel humain afin de sembler réactif, mais aussi pour éviter les risques de collision. Les ressources sont limitées et embarquées dans le robot. La consommation électrique et l'encombrement sont donc des paramètres critiques. Les trois principales formes d'interactions sont définies ci-après :

- Un impact : Un choc créé par le doigt de l'utilisateur ou par un corps solide engendre des ondes se propageant dans la coque. L'impact apporte de l'énergie mécanique pouvant se propager sous forme d'ondes acoustiques guidées d'amplitudes suffisantes pour être facilement détectées. Le spectre de travail pourra dépendre des propriétés physiques de l'élément percutant, des propriétés de la coque et de l'intensité de l'impact.

Des fréquences élevées peuvent être excitées avec une plus grande intensité pour des matériaux rigides (objets métalliques, ongle de l'utilisateur, ...) comparativement à des matériaux plus tendres telle la pulpe du doigt. Les technologies *passives* utilisent l'onde mécanique se propageant depuis le point d'impact jusqu'aux extrémités de la coque sur laquelle sont disposés des capteurs. Cette onde se réfléchit sur les bords de la coque et continue de se propager tout en s'atténuant jusqu'à être totalement amortie après un temps de réverbération. Des méthodes par seuillage permettent de détecter le temps d'arrivée de l'onde en plusieurs points de la coque et en connaissant la vitesse de propagation dans le matériau, l'origine de l'onde peut-être déduite par triangulation. C'est une méthode déterministe et il existe différentes techniques permettant de compenser les problèmes de dispersion sur la mesure du temps d'arrivée du front d'onde. Une méthode basée sur la reconnaissance de la *signature* des formes d'ondes pour différents points d'émission exploite le principe du *retournement temporel* [19] ;

- Un toucher : Le contact du doigt sur une coque n'apporte pas d'énergie mais modifie la cavité acoustique par des phénomènes de diffraction et d'absorption dans la zone de contact. Même si des méthodes existent pour mesurer le très faible impact crée à l'établissement du toucher (*Acoustic Pulse Recognition* [20], *Dispersive Signal Touch Technology* [21]), une technologie *active* consistant à fournir l'énergie nécessaire à la mise en évidence de la modification de la cavité acoustique est préférée. La méthode de *figures de diffraction perturbées en amplitude* (FDPA) proposée par Liu *et al.* [22], sélectionne et amplifie le signal engendré par le toucher pour en déduire une *signature* caractéristique qui est comparée à une base de données de *signatures* de différentes positions préalablement apprises ;

- Un balayage : Cette notion englobe les caresses ou grattages et se caractérise par une stimulation plus longue de la coque, associée à un déplacement de la source. L'onde engendrée dépend de la nature des matériaux en contact, de la géométrie de la zone de contact, mais aussi des profils temporels de vitesse et de force d'appui. Les signaux générés sont complexes et rendent la localisation difficile, mais ils présentent des caractéristiques permettant une classification du type de balayage et de certains attributs tels que la vitesse ou le sens de balayage.

Dans le cadre de méthodes de localisation par ondes acoustiques, on peut distinguer deux types de méthodes selon que de l'énergie est fournie pour engendrer ces ondes ou simplement prélever une partie de l'énergie des ondes se propageant dans le matériau :

- Méthodes *actives* : De l'énergie est fournie. Les ondes vibratoires interagissent avec la

surface touchée, puis l'acquisition et le traitement du signal résultant permet de déduire des paramètres permettant la localisation des touchers ;

- Méthodes *passives* : Un impact ou un frottement sur la coque apporte suffisamment d'énergie pour générer une onde vibratoire qui rayonne depuis le point d'impact. L'analyse de l'onde se propageant dans le matériau fournit des informations, notamment pour la localisation de l'impact.

Un toucher sur une interface tactile est assimilé à un contact stable et continu dans le temps en comparaison du temps de transit des ondes acoustiques. Il n'engendre qu'une quantité négligeable d'énergie vibratoire dans la coque après établissement du contact. Une méthode *active* est donc tout à fait appropriée pour caractériser un toucher. La coque est constituée d'un matériau considéré comme élastique, tandis que le doigt de l'utilisateur est de nature viscoélastique. Lors de l'interaction, les ondes vibratoires subissent des effets de diffraction et d'absorption pouvant être détectés et utilisés dans le procédé pour caractériser le contact.

Plusieurs paramètres permettent de caractériser les types d'interaction :

- Nature des matériaux, superficie et géométrie de la zone de contact ;
- Position du contact et donc de la zone de diffraction/absorption sur la cavité acoustique ;
- Profil temporel d'intensité ou d'énergie ;
- Profil spectral de l'amplitude et/ou de la phase ;
- Profil temps-fréquences.

Le travail de thèse présenté dans ce mémoire a pour objectif d'accroître l'expertise sur le procédé acoustique de localisation abordé en particulier lors des travaux de Liu [22].

Dans un premier temps, nous nous intéressons aux modes de propagation intervenant dans des cavités minces, couramment rencontrées avec les objets du quotidien, telles que les coques de protection des appareils électriques ou électroniques. Pour des matériaux plans et isotropes, lorsque l'épaisseur d'une paroi est petite devant la longueur d'onde, le mode de propagation est un *mode de Lamb*. Pour certains matériaux plastiques, l'influence des conditions extérieures telles que l'humidité et la température, peut rendre instables les signatures acoustiques au point de rendre inexploitable le procédé de localisation. Ce constat nous a conduit à une étude des propriétés physiques des plastiques utilisés. Les propriétés structurelles de ces matériaux, conséquences de leur procédé de fabrication, influencent fortement la dépendance en température ou humidité des propriétés physiques et des vitesses de propagation acoustiques. In fine, les signatures tactiles sont fortement dépendantes des conditions thermiques.

Une autre partie de ce travail a concerné l'interaction entre le doigt et la surface tactile. Une bonne compréhension des phénomènes d'absorption et de diffraction lors du contact est souhaitable pour optimiser le procédé de localisation. Pour cela, une étude approfondie des propriétés acoustiques du doigt humain et des tissus le constituant a été conduite. L'objectif était de clarifier les phénomènes liés à l'absorption d'une part et ceux liés à la réflexion et la diffraction, d'autre part. Nous nous sommes ensuite intéressés à la question de la réverbération et de l'influence de l'amortissement des modes de résonance sur la stabilité des signatures acoustiques.

Le présent mémoire est articulé en quatre chapitres :

Le *chapitre 1* passe en revue les différents principes de localisation par ondes acoustiques dans des coques. Nous rappelons la théorie des équations de dispersion de Rayleigh-Lamb ainsi que l'algorithme du procédé de localisation sur lequel s'appuie ce travail de thèse.

Le *chapitre 2* relate le travail effectué sur le toucher humain, caractérisé par une surface de contact de dimensions finies entre la coque et le matériau viscoélastique composant le doigt de l'utilisateur. Un dispositif est développé et simule les propriétés acoustiques du toucher avec la pulpe. Il permet d'automatiser des tâches d'apprentissage et d'évaluation des performances de l'algorithme de localisation.

Le *chapitre 3* concerne l'influence de la température et de l'humidité sur les propriétés mécaniques des plastiques utilisés. La dérive des signatures spectrales des coques tactiles est examinée en cherchant à comprendre les facteurs limitant leurs validité sur une plage de température étendue.

Enfin, le *chapitre 4* présente quelques pistes d'amélioration du procédé tactile, notamment à partir d'une représentation temps-fréquence des perturbations tactiles. L'usage de matériaux viscoélastiques est évalué et des exemples d'implémentations sur systèmes embarqués sont examinés.

Une conclusion générale rappelle et synthétise tous les résultats obtenus dans ce travail.

I

Principe de localisation de touchers

La localisation d'évènements sur des plaques et coques présente un grand intérêt dans la surveillance des machines et des structures [23], ou comme interface homme-machine [24, 25, 26, 27, 28]. Ces dernières années, la multiplication des surfaces tactiles a augmenté l'intérêt de rendre tactile les coques de protection des appareils. Ces formes géométriques se retrouvent couramment dans les appareils ménagers, les véhicules automobiles ou le bâtiment, et constituent des guides permettant d'acheminer des ondes mécaniques à des récepteurs pouvant être disposés en face arrière ou logés en périphérie. Pour une source de dimension finie, trois modèles ont été définis dans le domaine de l'acoustique sonore [29] :

- *Modèle des chemins directs* (figure I.1) : Il s'agit de la transmission directe du signal de la source aux récepteurs. On considère que l'onde se propage pour n'atteindre qu'une seule fois les capteurs. Ce modèle simple est valable dans un espace suffisamment grand et homogène. On peut exprimer le signal résultant, discrétisé sur k valeurs pour $n = 1, 2, \ldots, N$ récepteurs, par :

$$x_n[k] = \alpha_n s[k - t - \tau_n] + w_n[k], \tag{I.1}$$

  avec α_n le coefficient d'atténuation dû aux effets de propagation, $s[k]$ le signal source, t le temps de propagation de la source au capteur 1, le retard τ_n représente la différence de temps entre les n capteurs et $w_n[k]$ un bruit non-corrélé au signal présent sur chaque capteur ;

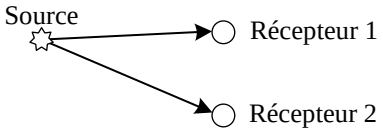


FIGURE I.1 – Chemins de propagation selon le modèle direct.

- *Modèle des chemins multiples* (figure I.2) : Lorsque le milieu a des dimensions finies,

le signal mesuré sur chaque récepteur est une superposition de plusieurs échos au sein de la cavité acoustique. Chaque écho arrive avec une atténuation et un retard lié à la distance totale parcourue. On peut formaliser la superposition des signaux par :

$$x_n[k] = \sum_{m=1}^{M} \alpha_{nm}\, s[k - t - \tau_{nm}] + w_n[k], \tag{I.2}$$

avec m le nombre de réflexions sur les frontières de la cavité acoustique prises en compte pour chaque signal ;

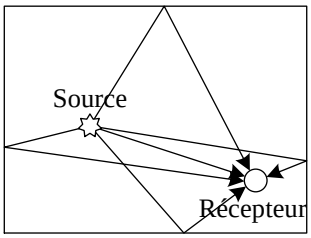


FIGURE I.2 – Chemins de propagation selon le modèle des chemins multiples.

- *Modèle de réverbération* (modèle complet, figure I.3) : Dans ce cas, l'ensemble des phénomènes intervenants sur le signal acoustique sont englobés dans une fonction de réponse impulsionnelle pour chaque couple émetteur-récepteur d'une configuration donnée dans la cavité.

$$x_n[k] = h_n * s[k] + w_n[k], \tag{I.3}$$

avec h_n la fonction de réponse impulsionnelle du canal et $*$ l'opérateur de convolution.

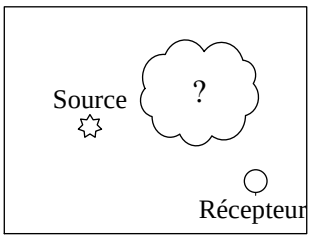


FIGURE I.3 – Chemin de propagation selon le modèle de réverbération.

Historiquement, ce sont les méthodes de localisation de sources ponctuelles et impulsionnelles qui sont apparues les premières, par exemple pour localiser des impacts sur des plaques. Un impact apporte assez d'énergie pour être facilement détecté, et en connaissant les dimensions et la vitesse de propagation dans la coque, il est possible de le localiser. Les méthodes les plus simples utilisent le temps d'arrivée des fronts d'ondes dans le but de trianguler la position de l'interaction, selon un modèle direct de propagation. Par analogie, une pierre je-

tée dans une marre engendre des ondes de gravitation circulaires, visibles en surface, qui se propagent en s'éloignant du point d'impact.

Plus récemment, d'autres méthodes se référant au modèle de réverbération sont apparues. Elles exploitent le signal issu d'un impact et le traitent comme une réponse impulsionnelle du milieu. Ces réponses seront donc considérées comme des *signatures*, faisant intervenir un ensemble de phénomènes complexes difficiles à modéliser, qui pourront être utilisés sous forme de base de données de références pour reconnaitre des impacts sur l'interface.

Dans un usage quotidien, il est commun et naturel d'interagir avec les appareils par de simples pressions ou touchers. Puisqu'un toucher engendre peu d'énergie dans la coque, il semble évident qu'un travail de recherche sur des procédés et méthodes actives soit entrepris.

Pour nous aider, le domaine de la surveillance des machines et de leur intégrité constitue une source d'informations ainsi qu'un champ d'applications considérable. L'enjeu de ce domaine est de permettre de passer d'une maintenance planifiée à une maintenance conditionnée par l'état des machines en révélant des informations sur l'intégrité des structures et l'apparition de défauts. En outre, il est intéressant de pouvoir inspecter des machines ou structures de manière non-destructive.

Dans le paragraphe suivant, différentes méthodes de surveillance des structures et de contrôle non-destructif sont examinées. Puis les méthodes de localisation d'impacts et de touchers sont abordées. Enfin, la théorie des ondes de Lamb est présentée, ainsi que le procédé de localisation tactile par figures de diffraction perturbées en amplitude (FDPA).

I.1 Techniques de localisation dans les plaques

I.1.1 Surveillance des structures, contrôle non-destructif

Le domaine du contrôle non-destructif et de la surveillance des structures renseigne sur l'état et des dommages éventuels en temps réel. Il fournit une estimation de la durée de vie efficace de la structure ou une évaluation des défauts éventuels [23, 30, 31, 32, 33, 34]. Les bénéfices de telles méthodes résident dans la réduction des coûts et de la charge de travail de maintenance, en passant d'une maintenance planifiée à une maintenance déclenchée par la condition du matériel, une amélioration de la fiabilité et une plus grande sécurité pour les utilisateurs. L'usage des ultrasons repose en général sur un réseau de capteurs pour l'acquisition des données et des méthodes de traitement des signaux pour évaluer l'état de la structure. De telles structures ou matériaux équipés sont souvent appelés *matériaux ou structures intelligentes* (Smart Materials, Smart Structure), et peuvent exploiter des méthodes actives ou passives. Les méthodes passives surveillent les émissions acoustiques liées à l'apparition

de fissures ou de délaminations de la structure pendant son fonctionnement. Elles peuvent utiliser des réseaux de fibres optiques ou de jauges de contraintes. Cependant, ces deux dernières méthodes ont le désavantage de requérir une forte densité de capteurs distribués sur la structure [32]. Les méthodes actives excitent la structure et analysent sa réponse pour rechercher des dommages en quelques secondes et de façon continue ou durant des phases de maintenance.

En contrôle non-destructif, on cherche à déterminer différentes informations telles l'épaisseur d'une paroi, la présence de défauts (qualité d'une soudure, délaminations ou cassures dans une structure multicouches par exemple) ou les propriétés mécaniques (module d'élasticité d'un ciment en construction [30]) à partir de l'étude de la propagation des ondes élastiques dans ce matériau [35].

Les méthodes dites par *émissions acoustiques* (Acoustic Emission) emploient des sources impulsionnelles (balles et marteaux d'impacts, impulsion laser, etc. . .) et un récepteur (accéléromètre, capteur piézoélectrique, interféromètre laser, etc. . .). La méthode par *impact-écho* [30] évalue le temps d'aller-retour de l'onde longitudinale entre les deux faces d'un matériau comme par exemple un bloc de béton, par l'analyse de la période en domaine fréquentiel. Les premières approches reposent sur la mesure de la différence de temps de transit dans l'élément à surveiller [36, 37]. Récemment, elles essaient de prendre en compte la nature dispersive des matériaux ou exploitent de nouvelles méthodes de traitement du signal telle la décomposition en ondelettes [38, 39, 40]. L'utilisation de la différence de vitesse des modes de Lamb peut également permettre d'améliorer la mesure des temps de transit [41] ou permettre une évaluation de la distance par la différence de temps de propagation des fronts d'ondes des modes de Lamb symétrique et antisymétrique, avec un minimum de capteurs et en connaissant la dispersion dans le milieu [42, 43]. Des méthodes de reconnaissances de formes permettent la détection de défauts en s'appuyant sur l'utilisation de bases de données d'états sains [44, 45]. Tous ces domaines de recherche constituent donc des sources d'inspiration pour la détection de touchers dans les interfaces homme-machine.

I.1.2 Technologies impactiles

Par analogie avec le mot *tactile*, le terme *impactile* proposé par J.P. Nikolovski en 2002, désigne les surfaces interactives réagissant à de faibles impacts. Les impacts génèrent des ondes impulsionnelles qui se propagent dans la coque jusqu'à amortissement complet après un temps de réverbération. Selon la nature du matériau venant frapper la coque, l'onde générée par l'impact excite un spectre de fréquences plus ou moins étendu. On peut observer que l'impact génère un front d'onde qui se propage et remplit la cavité acoustique. Un im-

pact étant un évènement asynchrone, les dispositifs *impactiles* identifient l'arrivée du front d'onde par détection d'un seuil d'amplitude par des méthodes plus ou moins élaborées, fixes ou adaptatives en fonction du bruit ambiant, ou d'autres méthodes plus complexes de corrélation entre les détecteurs. À partir de la connaissance des différences de temps de transit, de la position des capteurs, de la géométrie du dispositif et de la vitesse de propagation des ondes, il est possible de localiser la source par une méthode de triangulation déterministe.

Les principales limitations de ces méthodes sont :

- Résolution temporelle : elle est directement liée à la précision des mesures de différences de temps de transit permettant la localisation de l'impact à l'aide de la connaissance de la vitesse de propagation des ondes dans le milieu ;
- Seuil de détection : il doit être supérieur au bruit de l'électronique (SNR), au bruit de l'ensemble de la chaîne d'acquisition et au bruit ambiant, mais le plus faible possible pour pouvoir détecter les faibles impacts ;
- Identification précise de l'instant d'arrivée du front d'onde : le signal se déforme au cours de sa propagation en raison de la dispersion (figure I.4). Des méthodes permettent de synchroniser les signaux des différents capteurs par rapport à un point de référence précis du paquet d'ondes (intercorrélation, compensation de la dispersion, utilisation de la mesure de l'énergie du signal, fonctionnement à une fréquence précise) ;
- Distance entre les capteurs : plus les récepteurs sont éloignés, plus le signal est atténué et l'effet dispersif est marqué ;
- Temps de réverbération : Il impose un temps de relaxation des ondes entre deux impacts successifs (typiquement de 1 à 100 ms selon la taille de l'objet) pour pouvoir mesurer sans ambiguïté un autre front d'onde.

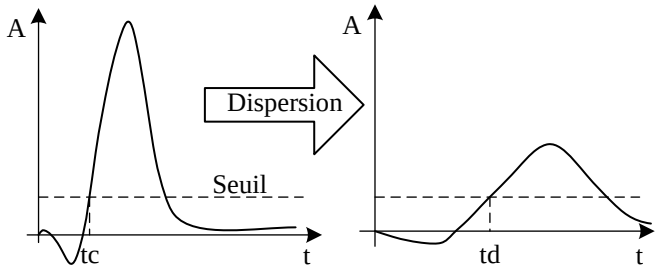


FIGURE I.4 – Exemple d'étalement du signal selon la distance parcourue en raison du phénomène de dispersion.

Suite à un impact, différents modes de propagation peuvent être considérés suivant le milieu et les besoins de l'application. Parmi les différents modèles de propagation vus précédemment, le plus répandu est le modèle du chemin direct qui consiste à ne tenir compte que

des fronts d'ondes dans la cavité acoustique. En pratique, les algorithmes tiennent compte du temps de réverbération dans le milieu pour inhiber le système pendant un temps prédéfini, avant le prochain impact détectable. Ce procédé permet de ne pas saturer les capteurs ou de ne pas produire de fausses détections à cause des refocalisations suites aux multiples réflexions qui interviennent avant l'atténuation complète des ondes dans la coque. Pour le suivi de locuteurs dans une pièce, on trouve des algorithmes adaptatifs qui tiennent compte de l'historique du milieu pour détecter de nouveaux fronts d'ondes, et permettre de localiser une source [46]. La localisation d'impacts a été abordée selon différentes méthodes, telles que :

- Utilisation de la transformée de Fourier [47] et de la transformée en ondelettes [48] pour travailler dans le domaine fréquentiel ;
- Détection par seuil du signal ou de sa dérivée seconde [26, 49, 50] : Approche simple de détection de l'impact par mesure de différence de temps de transit entre les voies ;
- Test de la forme du signal par étude de la dérivée avant et après l'impact potentiel [51] : Permet d'éliminer de fausses détections ;
- Seuil dynamique pour éliminer le bruit [52] : Adapter le signal au bruit ambiant ;
- Inter-corrélation [53, 54, 50, 19, 48, 55] : Permet de synchroniser les différents pics des signaux entre les capteurs ou de définir un niveau de corrélation entre le signal d'arrivée et celui de référence dans le cas de reconnaissance de signature ;
- Fonction de cohérence spectrale [56, 57] : Quantifier la relation linéaire entre deux signaux à une fréquence particulière, pour laquelle les vitesses de phase et de groupe sont connues ;
- Maximum de vraisemblance [58, 48] : Exprime un pourcentage de probabilité pour chaque position selon les différences de temps de vol, tout en permettant d'éliminer le bruit considéré comme gaussien et centré sur zéro.

Dans le cas d'une méthode par mesure des différences de temps de transit entre plusieurs capteurs, l'origine de la source doit être déterminée grâce aux connaissances du milieu de propagation de l'onde. Différentes méthodes de triangulation sont alors employées, comme le croisement d'hyperboles (Tobias [59]), la résolution d'équations de cercles concentriques (Mahajan-Walworth [60]) ou la résolution du problème inverse d'une matrice Jacobienne liant les différences de temps de transit aux coordonnées du point d'impact (De Sanctis [61]). Ces méthodes nécessitent au moins trois capteurs pour trianguler la position. La précision peut être améliorée par la redondance des moyens de détection en ajoutant un capteur

supplémentaire (Devige et Nikolovski [62]) et la fiabilité accrue par une détection sélective du mode de Lamb antisymétrique (Nikolovski [63]). La société *Intelligent Vibrations* crée en 1997 exploitait un procédé impactile (Nikolovski [64]) sur des surfaces de plusieurs mètres carrés. Le phénomène de dispersion peut également être exploité pour permettre des mesures différentielles de temps de transit sur chaque capteur, comme le procédé *Dispersive Signal Touch Technology* (DST) développé par la société 3M [21]. Les méthodes par reconnaissance de signature offrent l'avantage d'extraire directement la position de l'impact par identification du signal de mesure issu d'un ou plusieurs capteurs, avec un élément d'une base de données. On trouve une méthode s'inspirant du principe de retournement temporel pour localiser un impact par recherche de pics de corrélation entre le signal de mesure et les éléments d'une base de données constituée de *signatures*, temporellement retournées (*Location Pattern Matching* – LPM ou *ReverSys* de la société SENSITIVE OBJECTS, Ing [19]). Le procédé *Acoustic Pulse Recognition* (APR) de la société *Elo TouchSystems* [65] repose sur un procédé similaire de reconnaissance dans une base de données de positions d'impacts, même très faibles engendrés par le contact du doigt sur le matériau. Le pic de la fonction d'autocorrelation permet d'identifier la position de l'impact, comme illustré sur la figure I.5.

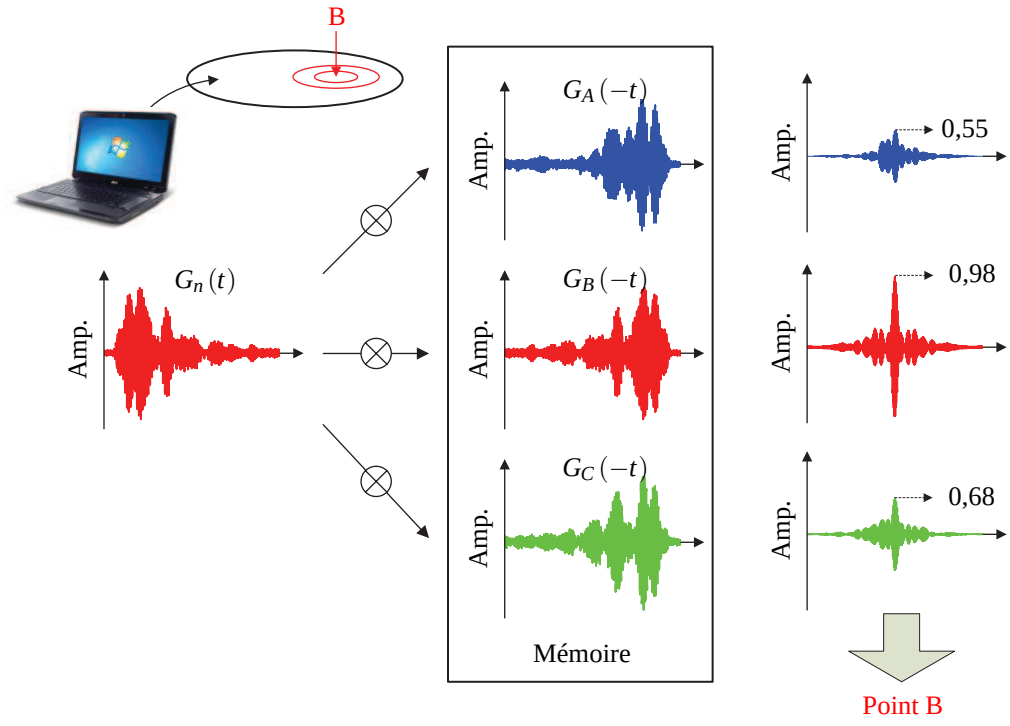


FIGURE I.5 – Procédé de reconnaissance de signature par retournement temporel [66].

La précision des dispositifs impactiles va de quelques centimètres à quelques millimètres comme le montre le tableau I.1. Deux approches sont retenues pour estimer la position d'un impact en raison du rapport des performances souhaitées sur le coût de calcul, la mesure de

temps de transit ou de différence de temps de transit, et la localisation par reconnaissance de signature (Location Pattern Matching – LPM).

Sources	Conditions	Performances
Acoustic localization of tactile interactions for the development of novel tangible interfaces [67]	Surface de MDF (Medium Density Fiber = panneau de bois de fibre à densité moyenne) de dimension 15x15 cm	Impact : ±1 cm Suivi en continu : ±3,5 cm
D2.6_TaiChi_Technical Solutions for the TDOA Method [51]	Panneau de Plexiglas de 1400x900x2,5 mm et zone active de 900x700 mm	Erreur inférieure à 1 cm
Détecteur à ondes de Lamb de la position d'un stylet [25]	Surface active/totale : 60x60 mm/71x71 mm	Précision < 0,3 mm Résolution de 0,1 mm (mode S0) et 0,06 mm (mode A0)
Détection sélective du mode de Lamb antisymétrique A0 [63]	Détection du signal quadratique. Surface plane active totale > 5 m². *Effet tsunami* [68].	Précision < 1 cm²/m² de surface active par cm d'épaisseur. Résolution 1,7 mm. Quantification de l'intensité de l'impact par mesure de la constante de réverbération. Sensibilité microphonique. Temps de réponse < 1 ms .
Localization Of Tactile Interactions Through Tdoa Analysis : Geometric Vs. Inversion-based Method [64, 61]	Simulation et établissement expérimental des courbes de dispersion.	Suivi d'un tracé par grattage de la surface active.
Passive acoustic sensing for tracking knocks atop large interactive displays [54] Tracking contact and free gesture across large interactive surfaces [50]	Panneau en verre de 2x2 m	Écart-type de 2,5 cm pour une épaisseur de panneau de 5 mm ou de 3-4 cm pour une épaisseur de 1 cm
Pattern Matching for Tangible Acoustic Interfaces [56]	Panneau de verre de 600x600x4 mm	Pour 1 capteur seulement, on atteint 86,9% de bonnes réponses avec la méthode de cohérence spectrale et 75% avec l'inter-corrélation en domaine temporel. Et avec 4 capteurs, on obtient 98% pour la méthode de cohérence spectrale et 92% pour la méthode d'inter-corrélation.
PingPongPlus : design of an athletic-tangible interface for computer-supported cooperative play [26]	Table de Ping-pong dont chaque panneau est équipé de 4 microphones	Erreur de quelques pouces (2,54 cm) pour des localisations obtenues en quelques microsecondes
Sensor systems for interactive surfaces [49]	Panneau de verre de 122x244x1 cm	Écart-type de 3 cm sur les mesures

TABLE I.1 – Comparaison des performances pour les interfaces rencontrées dans la littérature.

I.1.3 Technologies tactiles

La détection et la localisation de touchers implique l'usage de méthodes actives. On trouve des procédés tactiles reposant sur les ondes de Rayleigh, dont un des premiers dispo-

sitifs fut proposé en 1976 par Dieulesaint *et al.* [69]. Il reposait sur l'utilisation d'un substrat piézoélectrique, ce qui le rendait coûteux et ne permit pas son industrialisation.

Les premiers dispositifs à ondes de Rayleigh commercialisés avec succès, étaient à temps de transit. Ils consistaient à détecter l'instant d'absorption des ondes lors du toucher, pour différents chemins acoustiques distribués à la surface d'une plaque de verre à l'aide d'un réseau cartésien de réflecteurs partiels gravés à 45° en bordure de plaque [70]. Le procédé présente une bonne résolution, mais il ne permet pas d'équiper des écrans de plus de 20 pouces. De plus, il est sensible aux salissures qui peuvent induire des zones d'ombre, dans lesquelles les touchers sont mal détectés. La nécessité de disposer de suffisamment de place en bordure de plaque peut également être perçue comme un facteur limitant la qualité de l'intégration mécanique.

Une approche différente basée sur des ondes de Lamb symétriques fut proposée en 1985 [71, 72]. Des transducteurs sont disposés sur les champs d'une simple plaque de verre, et émettent des ondes de Lamb symétriques selon des axes orthogonaux. Un stylet avec cordon de liaison, intégrant un transducteur piézoélectrique, permet de récupérer le signal synchronisé avec l'émission et d'en déduire la position.

Les travaux de thèse de Nikolovski [25] en 1995 visent à améliorer le procédé précédent en l'immunisant contre les effets de l'inclinaison et de la rotation du stylet autour de son axe lors des déplacements sur la plaque. Dans cette évolution, l'émission ultrasonore ne provient plus de transducteurs sur les champs de la plaque, mais du stylet lui-même. Il ne nécessite plus de synchronisation avec les récepteurs et engendre des salves d'ondes de volumes [73]. La résolution est de l'ordre du dixième de millimètre avec le stylet et de l'ordre du centimètre pour des impacts. Trois capteurs sont nécessaires pour déterminer la position du stylet par des mesures de temps de transit différentiel selon le mode de Lamb symétrique, tandis que les impacts sont déterminés selon la même méthode avec le mode de Lamb antisymétrique. Le temps de réponse est inférieur à la milliseconde, mais le dispositif requiert une amplification élevée d'au moins 100 dB, et un traitement du signal sophistiqué. La plaque doit être en matériau homogène et isotrope pour exploiter une méthode de triangulation déterministe. Ce dispositif convient aux grandes surfaces, mais l'activation requiert de préférence un élément dur tel le plat de l'ongle pour atteindre une précision centimétrique.

Une autre approche basée sur la combinaison des technologies acoustique et infrarouge, développée par Reynolds en 2007 [74], utilise des transducteurs placés dans les coins d'une plaque de verre pour émettre des salves d'ondes ainsi qu'une impulsion infrarouge servant d'origine de temps à des objets sur la surface tactile. Ces objets positionnés sur la table par l'utilisateur, embarquent une électronique de réception des ondes mécaniques et retournent

les temps de transit par communication infrarouge à un calculateur maître qui peut calculer leur position. Le procédé offre une précision inférieure au centimètre sur une plaque de verre de dimensions 687 mm$\times$412 mm$\times$6,3 mm à une cadence de 100 Hz. Il permet, en outre, l'interaction simultanée de plusieurs objets. Mais ce dispositif requiert une électronique et une batterie embarquée dans chaque objet à localiser.

Les travaux de Harisson en 2008 [75], exploitent les ondes acoustiques générées dans différents objets du quotidien tels les murs ou les meubles, captées à l'aide de microphones fixés sur ces éléments. Une méthode de reconnaissance exploitant l'amplitude des trames temporelles des pressions acoustiques, permet de classer les interactions et de les associer à des symboles graphiques représentatifs de commandes d'appareils tels les interrupteurs. Cependant, cette méthode n'est pas suffisamment discriminante pour localiser l'interaction et est sujette à de nombreuses ambigüités provenant soit des mesures, soit du bruit ambiant.

Un autre procédé breveté par la société 3M dès 2004 [76] vise à utiliser le phénomène de dispersion pour localiser des touchers. Cette méthode appelée *Dispersive Signal Touch* [21] permet de détecter l'arrivée des fronts d'ondes pour plusieurs fréquences différentes issues d'un même toucher. Les propriétés mécaniques du matériau constituant la plaque sont connues afin de pouvoir inverser le phénomène de dispersion. Les vitesses de phase sont ainsi connues pour chaque fréquence d'intérêt et il est alors possible de déterminer la distance entre le point source et chaque récepteur, pour déterminer les coordonnées du toucher par triangulation des différentes mesures de distances.

I.1.4 Technologies de balayages

On entend par technologies de balayages, l'ensemble des méthodes permettant de détecter et d'analyser les interactions de types caresses/griffures. Ces interactions consistent en des mouvements de balayage de la surface avec le doigt, la paume de la main ou l'ongle. Une caresse ou une griffure engendre une émission d'ondes acoustiques dans le matériau durant toute la durée de l'interaction, mais avec des propriétés spectrales liées aux variables de vitesse et de force.

Dans le cas d'un capteur disposé non pas sur la coque mais sur le doigt d'un robot, Howe [77] a utilisé les composantes hautes-fréquences induites par le glissement entre les deux matériaux. Cette approche correspondait à l'implémentation d'un mécanorécepteur pour déterminer la rugosité d'une surface parcourue et ainsi accéder à une mesure fine des textures des surfaces explorées. Avec une vitesse de déplacement de 1,4 cm/s, il est possible de détecter des aspérités pouvant atteindre 6,5 μm de hauteur pour 50 μm de largeur. Cette approche nécessite cependant de corréler les informations du point de contact avec la vitesse et l'effort

appliqués. Dans les coques tactiles, l'énergie vibratoire générée par l'interaction est mesurée au niveau de la coque elle-même : nous ne disposons d'aucune information sur le déplacement ou l'effort effectué. Néanmoins, une connaissance *a priori* de la rugosité de la coque et des efforts typiques rencontrés lors d'un balayage devrait permettre de caractériser l'interaction à partir de l'étude de son spectre.

Par exemple, si l'on s'intéresse à la vibration dynamique produite par le frottement de la peau sur des matériaux texturés, on observe une vibration complexe que l'on peut corréler à la texture du matériau, la vitesse de déplacement et la force d'appui sur la surface. Dans l'article de Wiertlewski [78], on impose à dix sujets de déplacer leur doigt sur une surface avec une vitesse moyenne de déplacement de 64 mm/s et une force normale d'appui de 0,74 N. Différentes textures sont utilisées lors des expériences avec des pics de fréquences spatiales allant de 1 à 20 mm^{-1}, soit des vibrations engendrées dans la coque de l'ordre de 64 Hz à 1300 Hz pour cette vitesse moyenne de déplacement du doigt. Dans le cas de caresses ou grattages, il est donc envisageable que des vibrations de fréquences comparables puissent être engendrées dans une coque en raison de sa rugosité.

Pour le vérifier, nous avons utilisé une plaque en polyamide PA12 obtenue par frittage de poudre. La plaque, d'épaisseur 3 mm, sert simultanément dans le procédé de localisation et comme élément de test pour visualiser l'effet d'une caresse ou d'une griffure sur sa surface rugueuse constituée de grains d'une taille moyenne de 57 μm. Comme illustré sur la figure I.6, la plaque est équipée de 3 transducteurs piézoélectriques. L'un des transducteurs envoie des salves d'ondes mécaniques de durée 1 ms, espacées de 10 ms et composées de la superposition de 30 sinusoïdes de fréquences régulièrement espacées entre 20 kHz et 80 kHz [79].

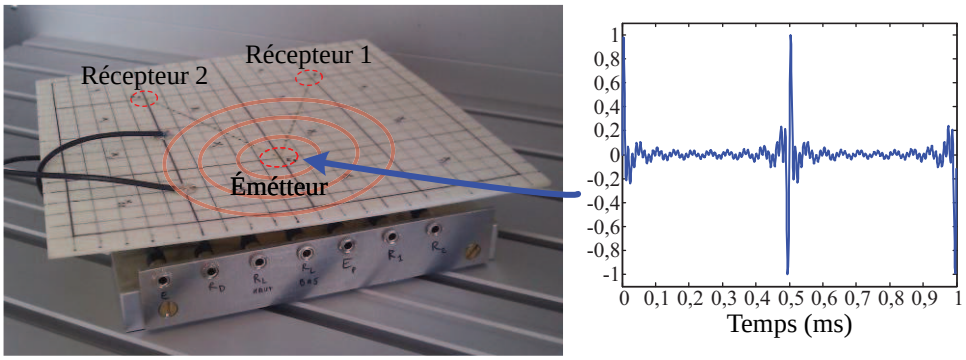


FIGURE I.6 – Dispositif expérimental implémentant la méthode de localisation par figure de diffraction perturbée en amplitude. Un transducteur émetteur et deux transducteurs récepteurs, $\varnothing 10 \times 0,5$ mm chacun, équipent une plaque d'ABS de dimensions 220 mm×220 mm×3 mm. Le signal d'excitation illustré sur la droite est émis à une cadence de 100 Hz.

La figure I.7, montre la réponse temporelle du récepteur 1 lorsque la coque est libre, ainsi que les contenus spectraux au repos, puis lors d'une caresse ou d'une griffure. Ces interac-

tions sont réalisées d'une manière naturelle. Les illustrations sont des résultats typiques. Un examen du signal temporel montre la prépondérance de la partie active du signal correspondant à la réponse à la salve d'excitation. Dans le domaine fréquentiel, on observe que les trois interactions produisent pratiquement le même spectre dans la plage active de 20 kHz à 80 kHz, tandis qu'elles se démarquent dans la partie audible et passive du spectre. Les composantes inférieures à 5 kHz, révèlent des différences flagrantes. La figure I.8 montre un grossissement entre 0 et 5 kHz. On distingue bien le spectre de la coque laissée libre et ceux correspondant à une caresse ou une griffure. La coque présente, lorsqu'elle est libre, une raie fréquentielle à 2,4 kHz d'amplitude égale à 10 % de l'amplitude maximale observable sur l'ensemble du spectre. Cette raie est probablement due à la forme des salves. Une composante continue est également visible, due à la présence d'une tension d'offset dans l'étape d'amplification du signal. Les caresses font apparaitre un pic majeur à 2,3 kHz ainsi que d'autres composantes fréquentielles dans la plage de 2,5 kHz à 5 kHz avec des amplitudes de l'ordre de 3 % de l'amplitude maximale. Les griffures présentent plus d'énergie aux fréquences les plus basses. On retrouve un pic assez marqué à 2,6 kHz, ainsi que plusieurs pics localisés par ordre d'amplitude décroissante à 300 Hz, 2,2 kHz, 99 Hz, 699 Hz, 899 Hz, 1,2 kHz, ainsi que de l'énergie dans toute la plage inférieure à 5 kHz.

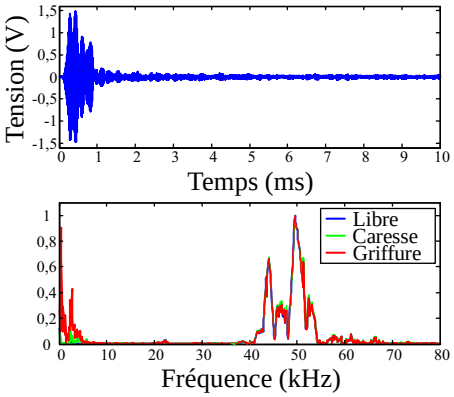


FIGURE I.7 – Signaux obtenus avec le récepteur 1. Courbe du dessus : exemple de réponse temporelle. Courbe du dessous : Réponses spectrales normalisées : coque libre (bleue), caresse (verte) et griffure (rouge).

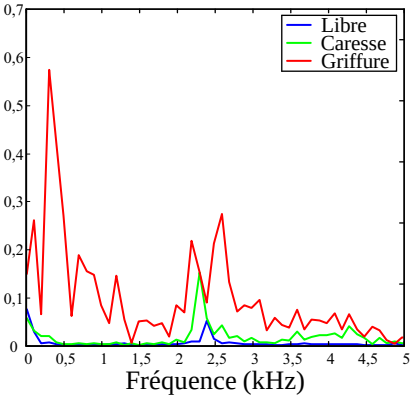


FIGURE I.8 – Zoom sur les composantes basses fréquences. Courbe bleue : coque libre ; verte : caresse ; et rouge : griffure.

Il est donc possible d'exploiter le procédé de localisation de touchers tout en discriminant un impact d'un balayage. Une analyse des basses fréquences, inférieures à 5 kHz, montre que l'on peut également discriminer une caresse d'une griffure. Cependant, il est probable que les rapports d'amplitudes spectrales et les plages de fréquences de travail seront amenés à évoluer en fonction du matériau utilisé et de la texture de la coque.

Néanmoins, on pourra s'attendre à ce qu'une caresse, en raison de la nature molle et viscoélastique de la peau, présente un contenu fréquentiel plus localisé, fonction de la nature du frottement entre la peau et la coque, et dépendant de la taille des grains, de la vitesse de balayage et de la force d'appui. Par contre, une griffure de la coque effectuée avec l'ongle, injectera sans doute plus d'énergie et présentera un contenu fréquentiel plus complexe avec une plage spectrale plus étendue et de plus forte intensité que pour une caresse.

I.1.5 Fusion des procédés

Sur le tableau I.2, on a rassemblé des valeurs typiques des caractéristiques des trois interactions envisagées, impact, toucher et balayage.

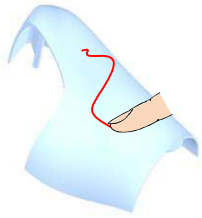
Types d'interactions	Plages de fréquences	Durée	Amplitude/énergie
Impact 	Basse, inférieure à ~5 kHz pour des impacts sur des plastiques tendres. Possibilité d'observer une réponse spectrale dans de plus hautes fréquences avec une très forte amplification.	De l'ordre de la dizaine aux centaines de millisecondes (80 ms à 170 ms [80]).	Amplitude maximale de l'ordre de quelques Newtons (3,3 à 4,4 N) et énergie injectée de quelques millijoules (1,8 à 3,2 mJ) [80]. Un gain faible est suffisant (~10).
Toucher 	Fonction des fréquences d'excitation de la méthode active (20kHz-100kHz).	De la centaine de millisecondes à quelques secondes selon la réverbération.	Pas d'énergie injectée par le toucher. L'intensité du signal dépend de l'onde engendrée par les transducteurs émetteurs. Nécessite généralement un gain élevé (~100) pour un compromis entre le bruit acoustique rayonné, et le rapport signal-sur-bruit de la réponse de la coque mesurée.
Balayage 	Basse (Selon vitesse, force et rugosité de la coque). Réponse fréquentielle observée de l'ordre de quelques kilohertz.	Une à quelques secondes (selon l'utilisateur et l'information transmise).	Relatif à la rugosité de la coque, la vitesse et la force d'appui de l'utilisateur, ainsi que la superficie de la zone de contact. Énergie généralement faible, il est nécessaire d'avoir un gain élevé (~1000).

TABLE I.2 – Aperçu des différents types d'interactions d'un utilisateur sur une coque tactile.

Une interface idéale doit pouvoir exploiter tous ces types d'interactions simultanément. Nous avons vu dans les sous-sections précédentes que les impacts et les balayages concernent

une gamme de fréquence audible alors qu'une méthode active de localisation des touchers peut travailler avec des fréquences ultrasonores. Les balayages et les impacts ont tous les deux un contenu spectral dans les basses fréquences. Mais comme on peut le voir sur le tableau I.2, un impact crée un signal temporel impulsionnel alors que les balayages se font sur une plus grande durée d'interaction. En considérant un signal basse fréquence et en analysant la durée de l'interaction, il est possible de discriminer un balayage d'un impact, et de traiter le signal détecté en conséquence. Une méthode de triangulation est employée dans le cas d'un impact, sinon une discrimination de la nature du balayage est effectuée, caresse ou griffure. La partie haute-fréquence concerne la localisation des touchers et est traitée par l'algorithme de la méthode active.

La figure I.9 illustre comment une gestion intelligente des signaux acquis en fonction de leur contenu fréquentiel peut permettre de traiter tous types d'interaction. La gamme des hautes fréquences, par exemple entre 20 kHz et 100 kHz, exploitée pour le procédé actif de localisation de touchers, est détaillée dans la prochaine section. Les basses fréquences sont exploitées pour la localisation d'impacts ou de balayages. Précédemment, des mesures ont montré un contenu fréquentiel majoritairement autour de 2 kHz pour les balayages, en raison des propriétés de la coque en PA12. Selon le matériau constituant l'interface, cette valeur peut être amenée à changer.

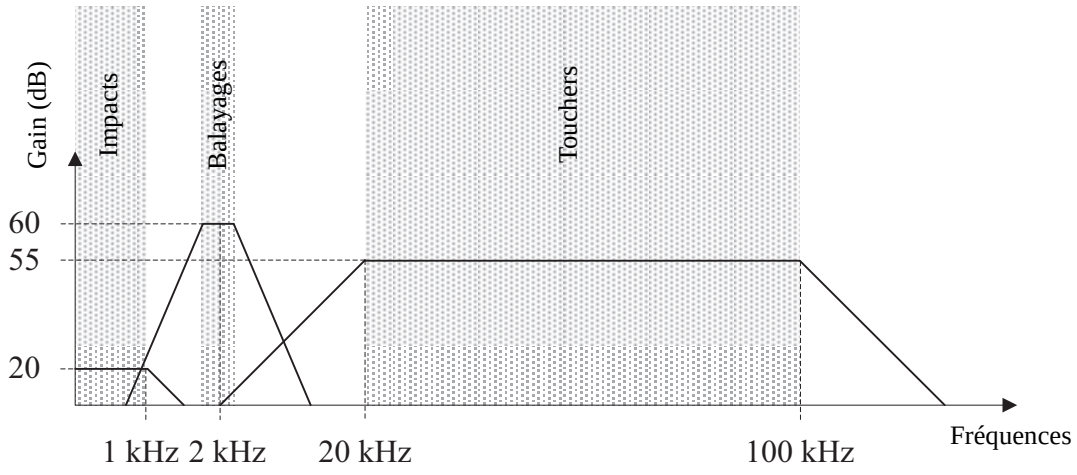


FIGURE I.9 – Répartition spectrale des différentes interactions pouvant être simultanément implémentées sur une coque tactile.

La mise en œuvre d'une coque tactile permettant cette richesse d'interaction, peut s'effectuer par différents procédés et relations entre les tâches à accomplir, comme illustré sur la figure I.10. Plusieurs approches selon la synchronisation de certains éléments et la complexité des traitements sont envisageables pour remplir l'ensemble de ces fonctionnalités. Une répartition en quatre fonctions élémentaires, indispensables au bon fonctionnement d'un

dispositif tactile complet, est proposée :

- Configuration : Cet aspect de l'interface correspond à l'intégration mécanique des transducteurs. Elle concerne notamment leurs nombre et leurs position, compte-tenu de la géométrie de la coque, des fréquences de travail et de la quantité d'énergie injectée par le dispositif ;

- Interface : Elle constitue le lien entre la partie numérique et la partie analogique du système, par le biais de l'émission et de détection des ondes mécaniques dans la coque. De cette partie va dépendre la sensibilité et la qualité du signal, tout en parasitant le moins possible l'environnement ;

- Traitement : L'algorithme permet la discrimination de la partie utile des signaux, dans le but de générer des *signatures* uniques des touchers, d'estimer des temps de transit pour la localisation d'impacts ou une caractérisation du contenu fréquentiel des balayages ;

- Interprétation : Cette fonction correspond au moyen de calcul, embarqué ou déporté sur un ordinateur, permettant de donner toute la signification à l'information recherchée. Elle peut consister à déterminer la localisation d'un toucher ou d'un impact ainsi que sa nature, ou caractériser le type de balayage.

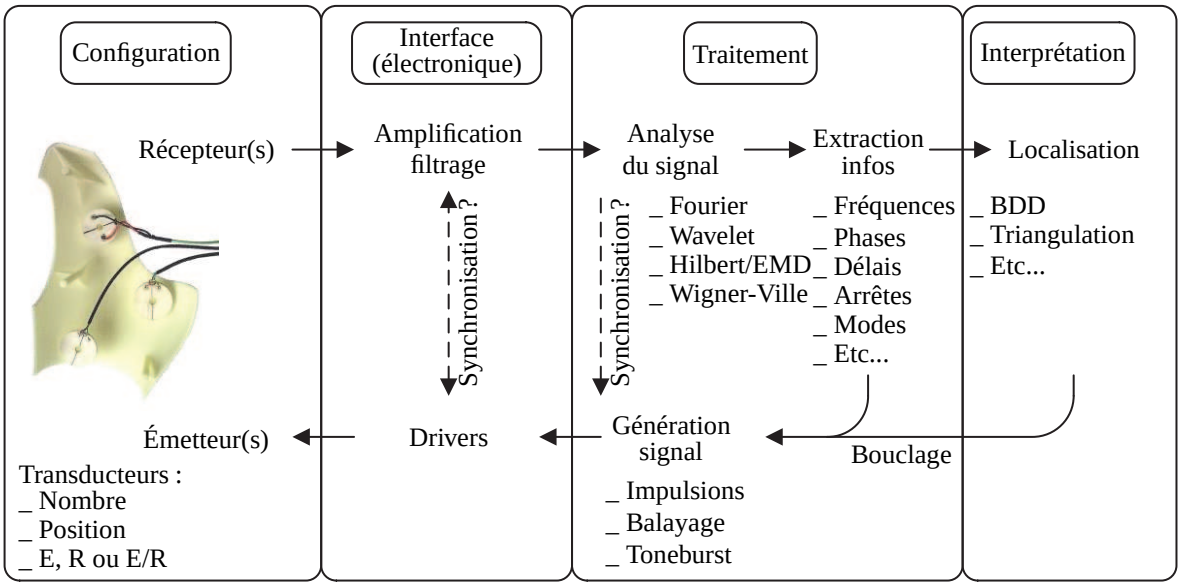


FIGURE I.10 – Schéma d'ensemble d'un dispositif de coque tactile.

I.2 Méthode de la figure de diffraction perturbée en amplitude (FDPA)

I.2.1 Présentation

Une méthode de localisation active de touchers par analyse modale a été proposée à l'ESPCI en 2006 [81] puis développée au CEA selon une approche plus propagative que modale, afin de limiter les effets géométriques et de conditions aux limites de la coque formant une cavité acoustique. Elle consiste à analyser des *figures de diffractions perturbées en amplitude* (FDPA) par un toucher [79]. Dans cette méthode, un toucher sur la coque perturbe le rayonnement impulsionnel d'ondes mécaniques de flexion engendrées dans le matériau. Le signal est mesuré avant et pendant le toucher, puis traité. Les variations relatives de son contenu fréquentiel sont utilisées pour créer une *signature* de la position du toucher. Cette *signature* est ensuite comparée à une base de données de touchers de référence afin de retrouver la position du toucher en cours. Le schéma I.11 présente le principe général de la localisation par la méthode FDPA. Après acquisition d'un signal lors d'un toucher, une *signature* est définie à partir du spectre de perturbation, puis comparée avec une base de données pour identifier la position. Les principales étapes du procédé de localisation peuvent être définies comme suit :

1. Un signal d'excitation est émis dans la coque. On parle d'*illumination* car on cherche à distribuer l'énergie acoustique selon des diagrammes complexes et transitoires, dans toute la cavité acoustique ;

2. La *réponse en réflectivité*[1] est mesurée par un récepteur collé sur la coque ;

3. Le spectre de la différence d'une mesure lors d'un toucher et lorsque la coque est libre, fait apparaître la *réponse en diffraction*[2] ;

4. La *réponse en diffraction* est traitée pour créer la *signature acoustique*, spécifique à la position d'un toucher sur la coque ;

5. La *signature* du toucher est comparée aux éléments d'une base de données d'apprentissage des *signatures* de touchers sur l'ensemble de la coque, servant de référence pour le procédé ;

6. La position du toucher est identifiée lorsqu'il existe un élément de la base de données

[1] Ce terme correspond à la réponse en un point de la combinaison des ondes de différents modes sur une plage de fréquences limitée, qui se propagent dans la cavité de dimensions finies. Ce terme permet de différencier le signal mesuré d'une *réponse impulsionnelle*, qui correspondrait à la réponse à une excitation de type Dirac.

[2] La *réponse en diffraction* correspond à la mesure différentielle du spectre de la *réponse en réflectivité* de la coque lors d'un toucher et lorsqu'elle est libre. Dans cette réponse la part liée à la réponse de la cavité s'annule, ne laissant que la part liée à la diffraction créée par le toucher.

pour lequel la *distance*[3] avec la signature est suffisamment petite pour que l'identification soit vraisemblable.

Outre une phase d'apprentissage dans laquelle une base de données des signatures de différentes localisations de touchers sur la coque est créée, on peut distinguer deux modes de fonctionnement selon qu'un toucher est présent ou non. En effet, le toucher d'un utilisateur sur l'interface est un évènement aléatoire, inconnu lors d'une acquisition. Ainsi, en l'absence de toucher, le système effectue régulièrement des acquisitions lors d'un mode de surveillance. La *réponse en diffraction* est nulle, car le signal mesuré est identique à un signal de référence lorsque la coque est libre. En pratique, la *réponse en diffraction* en l'absence de toucher n'est pas tout à fait nulle, car du bruit dans les mesures et de faibles variations de la propagation des ondes dans la coque altère la forme des *réponses en réflectivité*. Lorsqu'un changement conséquent de la *réponse en diffraction* intervient, par exemple au-dessus d'un seuil arbitraire, on en déduit qu'un toucher modifie la cavité acoustique. La méthode la plus simple consiste à détecter un changement significatif de la *réponse en diffraction*, supérieure à la déviation statistique des mesures de références, en vue de discerner la mise en contact du doigt ou un évènement anormal [82]. Dans ce cas, le système passe dans un mode de localisation, où la *signature* est créée et comparée à la base de données pour déterminer la localisation du toucher.

La figure I.12 illustre le contraste des *distances* calculées entre la *signature* d'un toucher et les éléments de la base de données d'apprentissage pour une plaque de cuivre rectangulaire de 0,45 mm d'épaisseur. On observe la localisation du toucher au centre de la plaque où la distance est la plus faible. Ce sont principalement des ondes de Lamb antisymétriques du premier ordre qui interviennent dans ce procédé. Pour une plaque homogène et isotrope, l'interaction peut être réalisée indépendamment de la face sur laquelle sont collés les transducteurs ou sur laquelle l'apprentissage a été effectué. Deux touchers identiques en vis-à-vis de la plaque, auront la même *signature acoustique* dépendante de leur position.

Dans des conditions stables de température et d'humidité relative, les *signatures* des touchers sur la coque restent constantes et peuvent être retrouvées dans une base de données d'apprentissage avec un taux de localisations correctes proche de 100%. En pratique, lorsque la température de la coque évolue, l'algorithme montre une baisse de la fiabilité de localisation des touchers, puis cesse de fonctionner correctement. Ce phénomène constitue la plus grande limitation du procédé, c'est pourquoi la sensibilité des coques et matériaux à la température et l'humidité relative est étudiée au chapitre III.

[3] On parle de *distance* pour exprimer la perte de corrélation entre deux signaux. Plus elle est élevée, plus les éléments sont différents.

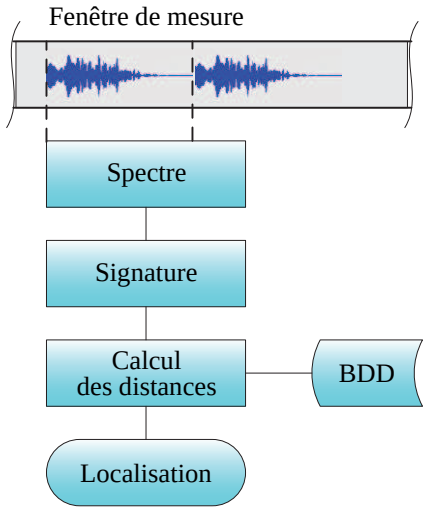


FIGURE I.11 – Schéma de principe de la méthode FDPA.

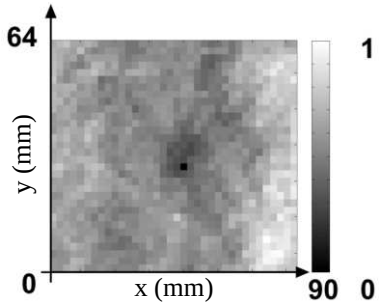


FIGURE I.12 – Image de contraste basée sur les distances normalisées entre un signal acquis et une base de données d'apprentissage, pour une plaque de cuivre équipée du procédé FDPA [83].

I.2.2 Illumination de la coque

Le procédé FDPA repose sur la détection et la classification de figures de diffraction créées par un toucher sur une surface dans laquelle on émet des ondes élastiques. Ce phénomène est lié au caractère transitoire des ondes, qualifié d'*illumination*. La façon dont les ondes élastiques sont engendrées dans la coque va jouer un rôle important sur la sensibilité aux touchers et la répartition de l'énergie dans la cavité acoustique. Afin de disposer de *signatures* différenciées de la position des touchers, l'ensemble de la coque tactile doit être parcourue par les ondes élastiques selon une répartition complexe. Concernant la qualité de l'illumination de la coque, Liu [24] aborde les questions de la relation des longueurs d'ondes aux dimensions du doigt créant le toucher, de la position des transducteurs, de la géométrie des coques et des modes propres.

Les ondes engendrées dans la coque sont principalement des ondes de Lamb. Afin de simplifier le traitement, on se limite volontairement aux deux premiers modes de Lamb symétrique et antisymétrique. Le mouvement des particules à la surface de la plaque, laisse supposer une plus forte sensibilité du mode de Lamb A0 à des touchers. De plus, les demi-longueurs d'ondes de ce mode doivent être au moins inférieures aux dimensions des touchers que l'on souhaite détecter. Ainsi la plage des fréquences de travail doit être au-delà des fréquences audibles afin de ne pas créer de bruits parasites, limiter les ondes aux deux premiers modes de Lamb et enfin autoriser une longueur d'onde adaptée à des touchers.

La géométrie des coques et le placement des transducteurs jouent un rôle très important

pour la répartition de l'énergie et la différenciation des *signatures*. Il est connu que la disposition de transducteurs sur des axes de symétrie entraîne des ambiguïtés sur la localisation [84]. En effet, la répartition des ondes est identique dans les zones qui présentent des symétries autant par la géométrie que par la répartition des émetteurs et récepteurs. Ainsi, les transducteurs sont placés hors axes de symétrie de la coque [85]. La géométrie joue également un rôle sur la répartition de l'énergie. Si la forme crée des zones d'ombres par des trous, des coudes ou des évasements prononcés, une part des ondes est réfléchie et accède moins facilement à ces endroits. Une alternative à des géométries peu propices à une répartition uniforme de l'énergie vibratoire consiste à placer des émetteurs ou des récepteurs dans les endroits moins accessibles.

Les modes propres favorisent certaines ondes, qui présentent des vitesses de propagation et des longueurs d'ondes se combinant de manière plus efficace pour une géométrie et une position particulière des transducteurs émetteurs et récepteurs dans la coque. En conséquence, les *réponses en réflectivité* contiennent une part plus importante de réponse aux ondes concernées par les modes propres, ce qui produit des pics de résonances dans le spectre. Dans ses travaux de thèse, Liu [24] consacre un chapitre à cette question. Il montre l'influence des conditions de montage, des touchers et de la température sur les pics de résonances, ce qui constitue une réponse de la cavité acoustique à l'un de ces paramètres. Bien que certains travaux visent à exploiter l'absorption des modes propres pour localiser des touchers [86], Liu exploite le phénomène de diffraction des touchers. Il est jugé plus pertinent d'émettre des ondes en dehors de leurs résonances dans la cavité, afin de ne pas réduire les *réponses en réflectivité* aux seules composantes des modes propres.

Dans le procédé présenté par Liu *et al.* [22], le signal d'excitation est une impulsion composée d'un certain nombre de fréquences choisies hors-résonances. Ce signal s'apparentait à un sinus cardinal. Depuis, il est apparu que plus d'énergie pouvait être injectée dans la cavité acoustique par l'utilisation d'un balayage fréquentiel. En effet, comme le procédé repose sur une analyse fréquentielle de la réponse à une *illumination* de la coque, l'étalement dans le temps des diverses fréquences d'intérêts permet d'émettre chaque fréquence avec une plus longue durée et ainsi d'injecter plus d'énergie dans la cavité acoustique. Le balayage fréquentiel permet de maintenir constant la quantité d'énergie en modifiant le nombre de périodes émises pour chaque fréquence et ainsi d'émettre un spectre d'amplitude constante sur la plage de fréquences d'intérêt. Le balayage des fréquences s'effectue en commençant par la plus haute fréquence pour aller jusqu'à la plus basse en décrémentant progressivement le nombre de périodes de sinusoïdes émises dans le but de limiter les recouvrements des modes les plus rapides sur les modes les plus lents.

Afin d'assurer l'unicité des figures de diffraction pour chaque toucher, différents points d'amélioration sont abordés au cours de ce travail. Ainsi, nous pouvons envisager des transducteurs directifs (sous-section I.3.3), des émissions différentes sur des transducteurs (sous-section IV.1.1.1), une meilleure sélectivité des modes des transducteurs (sous-section IV.1.2) ou une modification de la cavité acoustique par l'ajout d'absorbeurs viscoélastiques (sous-section IV.1).

I.2.3 Touchers et perturbations

Lors d'un toucher, la cavité acoustique ne correspond plus à la coque seule, mais l'association de la coque et du doigt de l'utilisateur. Dans la zone du contact, des phénomènes d'absorption et de diffraction interviennent.

Dans le cas de l'absorption, une partie de l'énergie qui était contenu dans la coque s'écoule dans le doigt de l'utilisateur en ondes dites *de fuites* (leaky waves), comme illustré sur la figure I.13. Ce phénomène est notamment relié aux impédances acoustiques du doigt, étudiées à la section II.3.

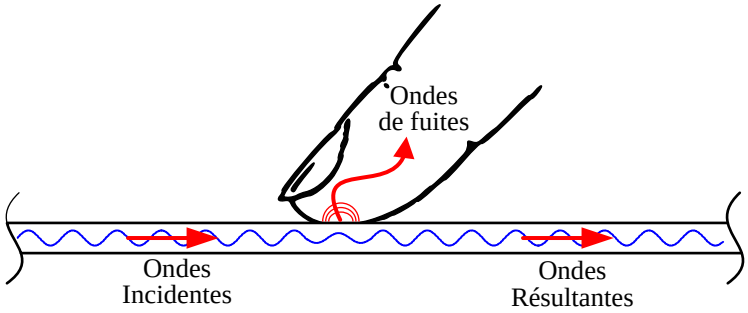


FIGURE I.13 – Une partie de l'énergie des ondes élastiques se propageant dans la coque est absorbée par le doigt lors d'un toucher.

Le phénomène de diffraction correspond à l'interférence entre les ondes dans la coque et la perturbation engendrée par le doigt de l'utilisateur. Si le point de contact sur la coque est petit devant la longueur d'onde, alors les ondes passent au-delà en ne subissant que peu d'altérations. S'il est au moins supérieur à la demi-longueur d'onde, une partie des ondes incidentes, réfléchies ou absorbées par la zone de contact, interfère avec les autres ondes alentours [87]. La photographie de la figure I.14 montre un phénomène de diffraction naturel créé par la perturbation des vagues sur une côte. Le phénomène de diffraction du toucher sur les ondes de la cavité acoustique est responsable des perturbations de la *réponse en réflectivité* pour induire la *réponse en diffraction* qui est exploitée par le procédé tactile FDPA pour localiser le toucher.

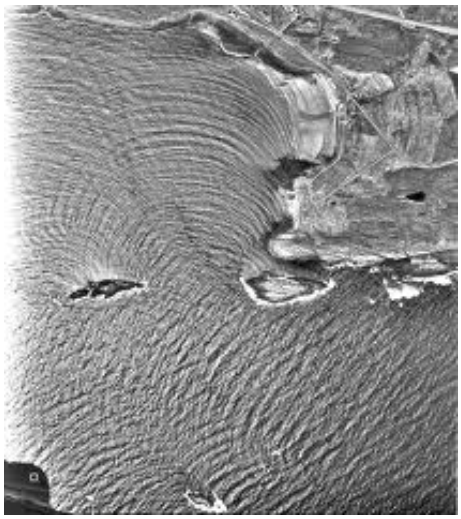


FIGURE I.14 – Photographie de diffraction d'onde dans la mer près des côtes nord de la Norvège (Fjellanger Widerøe A.S.).

La dissipation d'une partie de l'énergie dans le doigt de l'utilisateur s'explique par la viscoélasticité de la peau [88]. Comme on peut l'observer sur la figure I.15 et sur la figure I.16, une partie de l'énergie est dissipée lors des mouvements de la peau du doigt sur la surface de la coque.

La figure I.16 (en bleu), illustre le comportement linéaire d'un matériau élastique liant les contraintes T aux des déformations S par le tenseur des rigidités élastiques C [89], décrit par la loi de Hooke $T = CS$. L'énergie stockée dans le matériau pourra être restitué. La viscosité est quant-à elle responsable de la dissipation d'énergie dans un matériau, en liant les contraintes T aux déformations S par le tenseur des coefficients de viscosité η [90], décrit par la loi de Newton $T = \eta\ (\partial S/\partial t)$. Ces deux lois sont valables dans le cas de faibles déplacements. Ainsi, le terme viscoélastique correspond à l'association des propriétés élastiques et des propriétés visqueuses. La viscoélasticité est responsable des effets de relaxation et d'hystérésis démontrant une dissipation d'énergie, comme schématisé sur la figure I.16 (en rouge). Diller *et al.* [88] étudient la viscoélasticité de la peau par une mesure des efforts sur une sonde oscillante à différentes fréquences et mettent en évidence les effets d'hystérésis représentés sur la figure I.15. Un matériau viscoélastique peut être comparé à l'association d'un ressort et d'un amortisseur en série selon le modèle de Maxwell ou en parallèle selon le modèle de Kelvin-Voigt [90].

I.2.4 Détermination de la localisation

La méthode FDPA se base sur une méthode statistique supervisée pour localiser les touchers à partir d'une base de données sans nécessiter de modèle exact des phénomènes de perturbation [22]. Comme nous l'avons vu précédemment, après une phase d'apprentissage

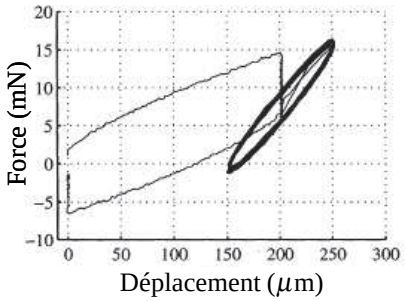


FIGURE I.15 – Force selon la position du bout du doigt sous une stimulation normale à 100 Hz avec une indentation de 50 µm d'amplitude [88], p.25.

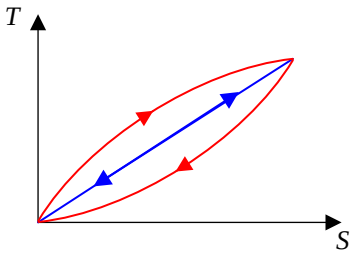


FIGURE I.16 – Courbes de contraintes-déformations pour un matériau purement élastique (courbe bleue) et un matériau viscoélastique (courbe rouge). La courbe rouge est une boucle d'hystérésis dont la surface représente l'énergie perdue dans chaque cycle de charge-décharge.

permettant de constituer la base de données des *signatures* des touchers, une phase d'exploitation compare les nouvelles *signatures* acquises à celles de la base de données lorsqu'un contact sur la coque est détecté. Plusieurs méthodes de statistique supervisée plus ou moins complexes sont envisageables, tel que les réseaux de neurones, les cartes auto-adaptatives de Kohonen, les machines à vecteurs supports, etc... En raison de sa simplicité, la méthode des *k plus proches voisins* est utilisée. Cette méthode consiste à donner une note, appelée *distance*, traduisant le degré de similitude entre deux éléments. Elle est calculée pour chacun des éléments de la base de données, et la plus faible *distance* permet d'identifier l'élément de la base de données d'apprentissage, dont la localisation est connue. Il existe différents calculs de distance, tels que la distance euclidienne, la distance de Chebychev, la distance de Manhattan ou la distance de Mahalanobis. En raison de sa facilité de mise en œuvre, la distance de Manhattan est choisie :

$$d\left(P,P_{ref}\right)=\sum_{i=1}^{n}\left|A^{i}-A_{ref}^{i}\right| \tag{I.4}$$

I.2.5 Résolution

La méthode FDPA de localisation des touchers concerne des plaques et coques destinées à la structure ou l'habillage d'appareils. Leurs épaisseurs sont généralement de l'ordre du millimètre, voire inférieure pour des matériaux métalliques. Le mode d'onde principalement concerné lors d'un toucher est le premier mode de Lamb antisymétrique A0. Une approxima-

tion à basse fréquence [89] permet d'exprimer sa longueur d'onde en fonction de la vitesse de plaque V_p, de l'épaisseur totale de la plaque h, et de la pulsation ω :

$$\lambda_{A0} = 2\pi \sqrt{\frac{V_p h}{\omega \sqrt{12}}} \tag{I.5}$$

Dans les travaux de Ribay [91], il est montré une relation entre la superficie minimale exploitable pour la localisation et la demi-longueur d'onde de Lamb du mode A0 créant une tâche focale, comme illustré sur la figure I.17. Pour réaliser cette mesure, une plaque de Duraluminium est équipée d'un accéléromètre. L'acquisition d'un impact à un emplacement donnée est comparée par corrélation croisée à l'ensemble des positions d'un pot vibrant parcourant une trajectoire passant par le point de l'impact initial. Lorsque la source se situe à l'emplacement de l'impact, le coefficient de corrélation est maximal. La succession des coefficients de corrélation sur une trajectoire passant par le point d'impact permet de mettre en évidence la tâche focale, c'est-à-dire la dimension selon laquelle on peut discerner la corrélation du reste des acquisitions. Pour une surface en deux dimensions de superficie S, on peut estimer le nombre de points discernables en fonction de la longueur d'onde :

$$N_{pointstactiles} = \frac{4S}{\lambda_{A0}^2} \approx \frac{S}{16\pi^2} \frac{\omega \sqrt{12}}{V_p h} \tag{I.6}$$

Dans la méthode FDPA, dont la plage de fréquences de travail est comprise entre 20 kHz et 100 kHz, on fait intervenir les interférences induites par un toucher avec différentes tâches focales fonction des longueurs d'ondes émises pour la plage de fréquences, ce qui permet d'augmenter notablement le nombre de points discernables.

La dimension des tâches focales dépend de la longueur d'onde qui dépend elle-même de la fréquence en raison de la dispersion du mode A0. La résolution est limitée par les plus grandes longueurs d'onde obtenue en basse fréquence. Si on considère deux matériaux, une plaque de cuivre de 0,45 mm d'épaisseur et une plaque d'ABS de 3 mm d'épaisseur, alors les longueurs d'ondes du mode de Lamb A0 sur la plage de fréquence allant de 20 kHz à 100 kHz sont inférieures à 20 mm comme illustré sur la figure I.18. Le mode de Lamb A0 permet la mesure d'une tâche focale maximale de 10 mm de diamètre. Cette dimension correspond à la surface d'interaction moyenne entre la coque et un doigt humain, comme détaillé au chapitre II.1.5. Un toucher est donc en mesure d'influencer suffisamment les *réponses en réflectivité* pour permettre la détection de cette perturbation.

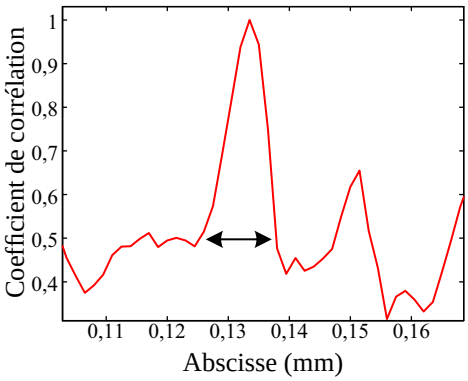


FIGURE I.17 – Coefficients de corrélation obtenus expérimentalement sur une plaque de Duraluminium de 0,5 mm d'épaisseur, en ne conservant que les fréquences comprises entre 4,7 et 5,3 kHz. La largeur à mi-hauteur de la tâche focale, est bien de l'ordre de la demi-longueur d'onde centrale [91].

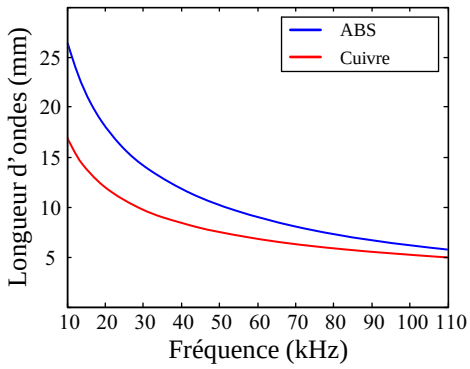


FIGURE I.18 – Longueurs d'ondes obtenues par calcul numérique de l'équation de Rayleigh-Lamb pour une plaque d'ABS de 3 mm d'épaisseur et une plaque de cuivre de 0,45 mm d'épaisseur.

I.3 Génération d'ondes guidées

Les plaques et les coques forment des milieux dans lesquels une dimension, en l'occurrence l'épaisseur, est finie et inférieure à la longueur d'onde des vibrations qui les parcourent. Lorsqu'une source génère une perturbation de l'état d'équilibre en un endroit de la surface du guide d'onde, cette perturbation se propage de particules en particules sous formes d'ondes qui subissent de multiples réflexions sur les faces libres et finissent par se combiner pour former un mode propagatif guidé dans la cavité acoustique. Pour une fréquence d'excitation de résonance et en régime établit, une répartition de nœuds et des ventres de vibration se met en place dans la coque en fonction de sa géométrie, comme le laisse apparaitre les célèbres figures de Chladni [92].

Dans le cas d'un matériau isotrope et homogène, les déplacements relatifs des particules qui le composent permettent l'existence de deux *ondes de volume*[4], longitudinale ou transversale. En tenant compte de la géométrie, des modes de propagation peuvent apparaître, telles que les *ondes de surfaces*, de Rayleigh ou de Love, ou des *ondes de Lamb*.

Dans le cadre d'interfaces tactiles sur des coques, on s'intéressera principalement aux ondes de Lamb. Elles se décomposent en deux sous-familles, les modes symétriques et anti-symétriques, ainsi que différents ordres selon leur composante fréquentielle. Ces ondes sont dispersives, c'est-à-dire que la vitesse de propagation est fonction de la fréquence. Le phénomène de dispersion est responsable de la déformation de signaux large-bande, illustré sur la figure I.4.

[4] Dans le cadre de ce travail de thèse, le terme *ondes de volumes* désigne les modes de propagation entre particules au sein du matériau.

I.3.1 Ondes de Lamb

Afin d'établir les équations des ondes de Lamb qui se propagent dans les plaques et les coques équipées du dispositif de localisation de touchers, nous partons de la relation fondamentale de la dynamique [89] :

$$\rho \frac{\partial^2 u_i}{\partial t^2} = \frac{\partial T_{ij}}{\partial x_j} + f_i, \tag{I.7}$$

où u_i est le déplacement de matière, ρ la masse volumique, T_{ij} la contrainte et f_i la densité de force par unité de volume dans le solide. D'après la loi de Hooke, le tenseur des contraintes est lié au tenseur des déformations par les coefficients de Lamé (λ et μ) dans le cas d'un solide isotrope :

$$T_{ij} = \lambda S \delta_{ij} + 2\mu S_{ij}, \tag{I.8}$$

avec :

- δ_{ij} : le symbole de Krönecker ;
- S_{ij} : le tenseur des déformations, qui est une fonction du champ de déplacement ;
- $S = \partial u_j / \partial x_j$: la trace du tenseur des déformations $S = S_{11} + S_{22} + S_{33}$ correspondant à la variation relative de volume.

La loi de Hooke s'exprime donc :

$$T_{ij} = \lambda \frac{\partial u_j}{\partial x_j} \delta_{ij} + \mu \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) \tag{I.9}$$

En injectant cette expression dans la relation fondamentale de la dynamique (I.7) et en négligeant la pesanteur :

$$\rho \frac{\partial^2 u_i}{\partial t^2} = \lambda \frac{\partial^2 u_j}{\partial x_i \partial x_j} + \mu \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) \tag{I.10}$$

Soit :

$$\rho \frac{\partial^2 u_i}{\partial t^2} = (\lambda + \mu) \frac{\partial^2 u_j}{\partial x_i \partial x_j} + \mu \frac{\partial^2 u_i}{\partial x_j^2} \tag{I.11}$$

En utilisant les opérateurs vectoriels :

$$\rho \frac{\partial^2 \vec{u}}{\partial t^2} = (\lambda + \mu) \, \vec{\text{grad}} \left(\text{div} \left(\vec{u} \right) \right) + \mu \Delta \vec{u} \tag{I.12}$$

À l'aide de la décomposition d'Helmholtz qui consiste à réécrire les déplacements sous forme d'un ensemble de deux vecteurs orthogonaux, un potentiel scalaire et un potentiel vecteur, on aboutit a :

$$\vec{u} = \vec{\text{grad}} \phi + \vec{\text{rot}} \vec{H} \text{ avec } \text{div}(\vec{H}) = 0 \tag{I.13}$$

Cette décomposition en un potentiel scalaire ϕ et un potentiel vecteur $\vec{H}$ correspond à une décomposition en un champ des translations et un champ des rotations. L'introduction de cette décomposition dans l'équation du mouvement permet d'obtenir une équation d'équilibre, scalaire pour ϕ et vectorielle pour $\vec{H}$:

$$\frac{\partial^2 \phi}{\partial t^2} = \frac{\lambda + 2\mu}{\rho} \Delta\phi = V_L^2 \Delta\phi \tag{I.14}$$

$$\frac{\partial^2 \vec{H}}{\partial t^2} = \frac{\mu}{\rho} \Delta\vec{H} = V_T^2 \Delta\vec{H} \tag{I.15}$$

La décomposition en équation d'Helmholtz dans le cas d'un matériau isotrope introduit deux vitesses d'ondes $V_L = \sqrt{(\lambda + 2\mu)/\rho}$ et $V_T = \sqrt{\mu/\rho}$, qui correspondent respectivement aux vitesses des ondes longitudinales et transversales dans le matériau.

Dans le cas des ondes de Lamb, on se place dans le plan sagittal d'une plaque, avec l'axe *x* correspondant à la direction de propagation de l'onde considérée, l'axe *z* normal à la plaque et l'axe *y* dans lequel il n'y a pas de déplacements, compte-tenu de l'hypothèse qu'il s'agit d'une onde plane orientée dans la direction *x*, comme illustré sur le schéma I.19. Les équations du déplacement s'écrivent sous une forme de combinaison du potentiel scalaire et du potentiel vecteur.

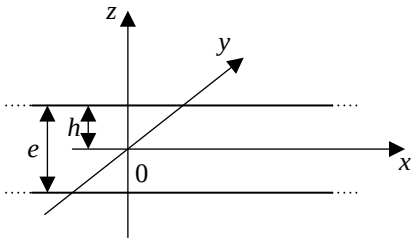


FIGURE I.19 – Plan sagittal d'une plaque.

$$\begin{cases} u_x = \dfrac{\partial \phi}{\partial x} + \dfrac{\partial H_y}{\partial z} \\ u_y = 0 \\ u_z = \dfrac{\partial \phi}{\partial z} - \dfrac{\partial H_y}{\partial x} \\ \\ T_{xz} = \mu \left(\dfrac{\partial u_z}{\partial x} + \dfrac{\partial u_x}{\partial z} \right) \\ \qquad = \mu \left(\dfrac{\partial^2 \phi}{\partial x \partial z} - \dfrac{\partial^2 H_y}{\partial x^2} + \dfrac{\partial^2 H_y}{\partial z^2} \right) \\ \\ T_{zz} = \lambda \left(\dfrac{\partial u_x}{\partial x} + \dfrac{\partial u_z}{\partial z} \right) + 2\mu \dfrac{\partial u_z}{\partial z} \\ \qquad = \lambda \left(\dfrac{\partial^2 \phi}{\partial x^2} + \dfrac{\partial^2 \phi}{\partial z^2} \right) + 2\mu \left(\dfrac{\partial^2 \phi}{\partial z^2} - \dfrac{\partial^2 H_y}{\partial x \partial z} \right) \end{cases} \tag{I.16}$$

Dans ce contexte, les équations déduites de la décomposition d'Helmholtz peuvent s'écrire sous une forme mettant en évidence la part d'ondes longitudinales et la part d'ondes trans-

versales gouvernant le mode de Lamb :

$$\begin{cases} \dfrac{\partial^2 \phi}{\partial x^2} + \dfrac{\partial^2 \phi}{\partial z^2} = \dfrac{1}{V_L^2} \dfrac{\partial^2 \phi}{\partial t^2} \\ \\ \dfrac{\partial^2 \vec{H}}{\partial x^2} + \dfrac{\partial^2 \vec{H}}{\partial z^2} = \dfrac{1}{V_T^2} \dfrac{\partial^2 \vec{H}}{\partial t^2} \end{cases} \tag{I.17}$$

En considérant que l'onde est progressive selon l'axe x et stationnaire selon l'axe z en raison du mode de plaque, on peut considérer des solutions générales de la forme :

$$\begin{cases} \phi = \phi_0(z)\, e^{i(kx-\omega t)} \\ \\ H_y = H_0(z)\, e^{i(kx-\omega t)} \end{cases} \tag{I.18}$$

En posant les nombres d'ondes des propagations longitudinales k_L et transversales k_T et en séparant le potentiel scalaire et le potentiel vecteur, on peut écrire :

$$\begin{cases} \dfrac{\partial^2 \phi_0}{\partial z^2} + \left(k_L^2 - k^2\right) \phi_0 = 0 \\ \\ \dfrac{\partial^2 H_0}{\partial z^2} + \left(k_T^2 - k^2\right) H_0 = 0 \end{cases} \tag{I.19}$$

Pour obtenir des contraintes nulles sur les surfaces libres de la plaque à partir d'équations de propagation de parités différentes, on exprime les coefficients des potentiels de la forme [89] :

$$\begin{cases} \phi_0 = A \cos\left(z\sqrt{k_L^2 - k^2} + \alpha\right) = A\cos(pz + \alpha) \\ \\ H_0 = B \sin\left(z\sqrt{k_T^2 - k^2} + \alpha\right) = B\sin(qz + \alpha) \end{cases}, \tag{I.20}$$

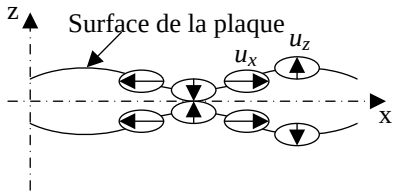
dans lesquelles on a introduit des constantes A et B, un paramètre de polarité $\alpha = 0$ ou $\pi/2$, et les termes $p^2 = k_L^2 - k^2$ et $q^2 = k_T^2 - k^2$.

Il faut remarquer que selon le mode sélectionné, symétrique pour $\alpha = 0$ ou antisymétrique pour $\alpha = \pi/2$, le déplacement des particules est symétrique ou antisymétrique par rapport au plan médian de la plaque. Ce qui permet d'écrire ϕ_0 en cosinus et H_0 en sinus dans le cas où $\alpha = 0$, et inversement dans le cas où $\alpha = \pi/2$. À partir de ces coefficients des potentiels, on peut exprimer les équations du déplacement particulaire en tout point de la plaque, dans

lequel le déplacement u d'une particule représente la partie réelle de $\tilde{u}$:

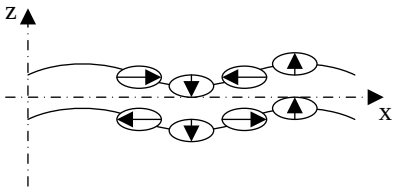
$$\begin{cases} \tilde{u}_x = \dfrac{\partial \phi}{\partial x} + \dfrac{\partial H}{\partial z} = \left[ikA\cos(pz+\alpha) + qB\cos(qz+\alpha)\right] e^{i(kx-\omega t)} \\ \\ \tilde{u}_z = \dfrac{\partial \phi}{\partial z} - \dfrac{\partial H}{\partial x} = \left[-pA\sin(pz+\alpha) - ikB\sin(qz+\alpha)\right] e^{i(kx-\omega t)} \end{cases} \tag{I.21}$$

On remarque que pour $\alpha = 0$, les expressions du déplacement particulaire conduisent à une expression paire pour la projection selon l'axe x et une expression impaire pour l'axe z, et inversement pour $\alpha = \pi/2$. Cela démontre l'existence des deux modes de Lamb comme il est illustré sur les figures I.20 et I.21.



$$\alpha = 0,\ \begin{cases} u_x(-z) = u_x(z) \\ u_z(-z) = -u_z(z) \end{cases} \tag{I.22}$$

FIGURE I.20 – Mode de Lamb symétrique.



$$\alpha = \frac{\pi}{2},\ \begin{cases} u_x(-z) = -u_x(z) \\ u_z(-z) = u_z(z) \end{cases} \tag{I.23}$$

FIGURE I.21 – Mode de Lamb antisymétrique.

Les contraintes dans la plaque peuvent s'exprimer en fonction des potentiels scalaire et vecteur :

$$\begin{cases} T_{xz} = \mu\left(\dfrac{\partial^2 \phi}{\partial x \partial z} - \dfrac{\partial^2 H}{\partial x^2} + \dfrac{\partial^2 H}{\partial z^2}\right) \\ \qquad = \mu\left[-2ikpA\sin(pz+\alpha) + \left(k^2 - q^2\right) B\sin(qz+\alpha)\right] \\ \\ T_{zz} = \lambda\left(\dfrac{\partial^2 \phi}{\partial x^2} + \dfrac{\partial^2 \phi}{\partial z^2}\right) + 2\mu\left(\dfrac{\partial^2 \phi}{\partial z^2} - \dfrac{\partial^2 H}{\partial x \partial z}\right) \\ \qquad = -\left[\lambda k^2 + \lambda p^2 + 2\mu p^2\right] A\cos(pz+\alpha) - 2\mu ikqB\cos(qz+\alpha) \end{cases} \tag{I.24}$$

On peut reformuler le premier terme de T_{zz} en fonction du coefficient de Lamé μ [90] :

$$\lambda k^2 + \lambda p^2 + 2\mu p^2 = \mu\left(q^2 - k^2\right). \tag{I.25}$$

On obtient ainsi l'expression des contraintes T_{zz} :

$$T_{zz} = \mu\left(k^2 - q^2\right) A\cos(pz+\alpha) - 2\mu ikqB\cos(qz+\alpha). \tag{I.26}$$

En se plaçant sur les surfaces libres, soit $T_{xz} = T_{zz} \equiv 0$ lorsque $z = \pm h$, on peut écrire le système des contraintes sous forme matricielle en fonction des coefficients A et B :

$$\begin{bmatrix} -2ikp\sin(ph+\alpha) & \left(k^2-q^2\right)\sin(qh+\alpha) \\ \left(k^2-q^2\right)\cos(ph+\alpha) & -2ikq\cos(qh+\alpha) \end{bmatrix} \begin{bmatrix} A \\ B \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 0 \\ 0 \end{bmatrix} \tag{I.27}$$

Une solution existe uniquement si le déterminant de cette équation est nul :

$$-4k^2pq\sin(ph+\alpha)\cos(qh+\alpha) - \left(k^2-q^2\right)^2\cos(ph+\alpha)\sin(qh+\alpha) = 0 \tag{I.28}$$

Ce qui conduit à l'équation de Rayleigh-Lamb permettant de calculer les courbes de dispersion des ondes de Lamb :

$$\frac{\tan(qh+\alpha)}{\tan(ph+\alpha)} = -\frac{4k^2pq}{\left(k^2-q^2\right)^2}, \tag{I.29}$$

qui peut également s'écrire de la manière suivante [89] :

$$\frac{\omega^4}{V_T^4} = 4k^2q^2\left[1-\frac{p}{q}\frac{\tan(ph+\alpha)}{\tan(qh+\alpha)}\right]. \tag{I.30}$$

L'équation (I.29) permet de calculer le nombre d'onde k et ainsi déterminer les vitesses de propagation des ondes de Lamb dans la plaque pour le mode symétrique ($\alpha = 0$) ou le mode antisymétrique ($\alpha = \pi/2$). Cette équation n'admet pas de solution analytique et doit être résolue numériquement pour obtenir les vitesses de phase et de groupe des modes de Lamb, c'est-à-dire les courbes de dispersion liant ces vitesses à la fréquence.

La connaissance des courbes de dispersion permet dans notre application de sélectionner les premiers modes de Lamb et d'estimer les ordres de grandeurs des différents temps et périodes du système, selon les vitesses de propagation. À la section III.2, les courbes de dispersion sont calculées puis comparées à des mesures expérimentales dans l'ABS et le PA12. Des logiciels existent pour calculer les courbes de dispersion et les modes de résonances, comme le logiciel DISPERSE, développé par Pavlakovic et Lowe en 2003 [93].

Une valeur approximée de la vitesse de phase du mode de Lamb antisymétrique A0 [89], peut être employée dans le cas où $kh \ll 1$:

$$V_{\varphi\ A0} \cong \sqrt{\frac{V_P}{\sqrt{3}}2\pi fh}, \tag{I.31}$$

avec la vitesse de plaque $V_p = 2V_T\sqrt{1-V_T^2/V_L^2} = V_L\sqrt{1-c_{12}^2/c_{11}^2}$, correspondant à la vitesse de l'onde symétrique S0 lorsque $\omega \to 0$.

Des simulations dans le cas d'une onde de Lamb se propageant dans une plaque de cuivre de 0,45 mm d'épaisseur, sont présentées sur la figure I.22. On observe une bonne concor-

dance entre la simulation numérique et l'approximation de la vitesse de phase du mode de Lamb A0.

Dans le cas d'ondes de Lamb dans des matières plastiques, comme une plaque d'ABS de 3 mm d'épaisseur, la condition du produit kh n'est pas vérifiée. On observe ainsi un décalage entre la simulation numérique et la valeur approximée, comme représenté sur la figure I.23. Dans le cas de matériaux *tendres*, c'est-à-dire possédant de faibles valeurs des constantes de Lamé conduisant à un produit kh proche ou supérieur de 1, il faut utiliser une résolution numérique de l'équation de Rayleigh-Lamb (I.29) pour estimer les vitesses de propagation des ondes de Lamb.

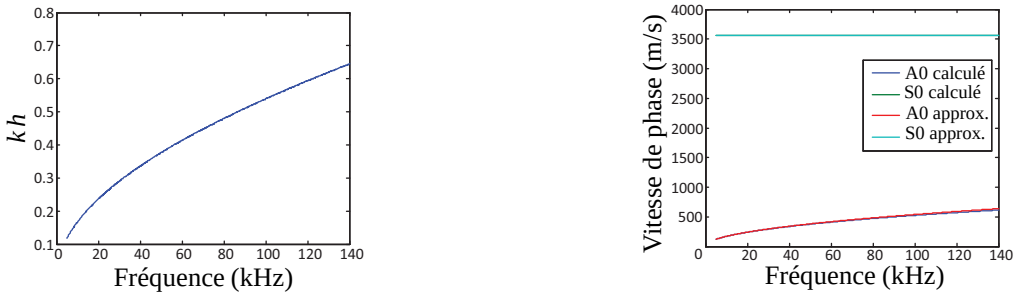


FIGURE I.22 – Paramètre kh selon la fréquence (figure de gauche) et comparaison entre simulation numérique et approximation des vitesses de phase pour une plaque de cuivre de 0,45 mm d'épaisseur (figure de droite). L'approximation correspond relativement bien aux vitesses résolues numériquement.

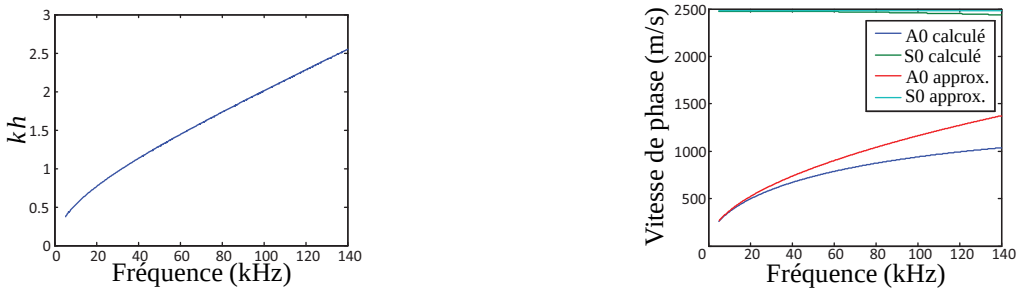


FIGURE I.23 – Paramètre kh selon la fréquence (figure de gauche) et comparaison entre simulation numérique et approximation des vitesses de phase pour une plaque d'ABS de 3 mm d'épaisseur (figure de droite). On observe une divergence entre vitesses résolues numériquement et vitesses approchées.

La vitesse de groupe correspond à la vitesse de l'énergie (Rayleigh, 1877 « theory of sound »). Elle est associée à la vitesse de propagation d'un paquet d'ondes de fréquences proches. Elle est définie comme la dérivée de la pulsation par rapport au nombre d'onde associé à cette pulsation :

$$V_g = \frac{\partial \omega}{\partial k} \tag{I.32}$$

Elle peut s'écrire sous des formes alternatives en fonction de la vitesse de phase (Rose [90]) :

$$V_g = V_\phi + k\frac{\partial V_\phi}{\partial k} = V_\phi - \lambda\frac{\partial V_\phi}{\partial \lambda} \text{ avec } \lambda = \frac{2\pi}{k} \tag{I.33}$$

Dans le cas d'impulsions de bande-passante étroite, la vitesse de groupe est une très bonne approximation de la vitesse du pic de l'enveloppe du paquet d'onde qui se propage.

I.3.2 Expression du déplacement mécanique

Lorsque l'on se place à la surface de la coque en $z = \pm h$, les contraintes doivent s'annuler, $T_{xz} = T_{zz} = 0$, permettant d'exprimer la constante $A \propto B$. L'équation des déplacements particulaires (I.21) se simplifie pour s'écrire en fonction d'une seule constante :

$$\begin{cases} \tilde{u}_x = qB\left[\cos(qz+\alpha) - \dfrac{2k^2}{(k^2-q^2)}\dfrac{cos(qh+\alpha)}{cos(ph+\alpha)}\cos(pz+\alpha)\right]e^{i(kx-\omega t)} \\ \\ \tilde{u}_z = ikB\left[\sin(qz+\alpha) + \dfrac{2pq}{(k^2-q^2)}\dfrac{cos(qh+\alpha)}{cos(ph+\alpha)}\sin(pz+\alpha)\right]e^{i(kx-\omega t)} \end{cases} \tag{I.34}$$

Si on considère le domaine des basses fréquences lorsque $\omega \to 0$, on a $k \to 0$. On peut considérer que $ph \to 0$ et $qh \to 0$, ce qui permet d'exprimer le rapport des déplacements mécaniques à la surface de la plaque ($z = \pm h$) pour le mode symétrique ($\alpha = 0$) et pour le mode antisymétrique ($\alpha = \pi/2$).

I.3.2.1 Déplacements du mode S0 ($\alpha = 0$)

Dans le mode symétrique S0, le rapport des amplitudes de déplacement sur la face $z = \pm h$ s'écrit :

$$\frac{u_z}{u_x} = -i\frac{2k_L^2 - k_T^2}{k_T^2}kz \;\Rightarrow\; \left|\frac{u_z}{u_x}\right|_h = \frac{2k_L^2 - k_T^2}{k_T^2}kh = \frac{2\left(\frac{2\pi f}{V_L}\right)^2 - \left(\frac{2\pi f}{V_T}\right)^2}{\left(\frac{2\pi f}{V_T}\right)^2}kh \tag{I.35}$$

$$\left|\frac{u_z}{u_x}\right|_h = \left[2\left(\frac{V_T}{V_L}\right)^2 - 1\right]kh = \frac{\nu}{1-\nu}kh \tag{I.36}$$

En basse fréquence, lorsque le produit kh est petit, on a $|u_z/u_x|_h \to 0$ et donc $u_x \gg u_z$. Le mode S0 est donc quasi-longitudinal et nécessite des capteurs sur le champ de la plaque pour être efficacement détecté [25].

I.3.2.2 Déplacements du mode A0 ($\alpha = \pi/2$)

Dans le mode antisymétrique A0, le rapport des amplitudes de déplacement sur la face $z = \pm h$ s'écrit :

$$\frac{u_z}{u_x} = -i\frac{k}{q^2 h} \;\Rightarrow\; \left|\frac{u_z}{u_x}\right|_h = \frac{1}{\left[1 - \left(\frac{V_\varphi}{V_T}\right)^2\right]}\frac{1}{kh}, \tag{I.37}$$

avec V_φ la vitesse de phase du mode A0. Lorsque le rapport kh tend vers 0, le déplacement est principalement normal à la plaque. Une première évaluation du rapport des déplacements mécaniques permet de mettre en évidence la dominance d'un déplacement normal à la surface de la plaque. Dans la plage de fréquences utilisée, de 20kHz à 100kHz, le rapport est 150 fois plus important pour A0 que pour S0 dans le cas d'une plaque de cuivre de 0,45 mm d'épaisseur. Alors que dans une plaque d'ABS de 3 mm d'épaisseur, le rapport est de 8,5, comme illustré sur la figure I.24.

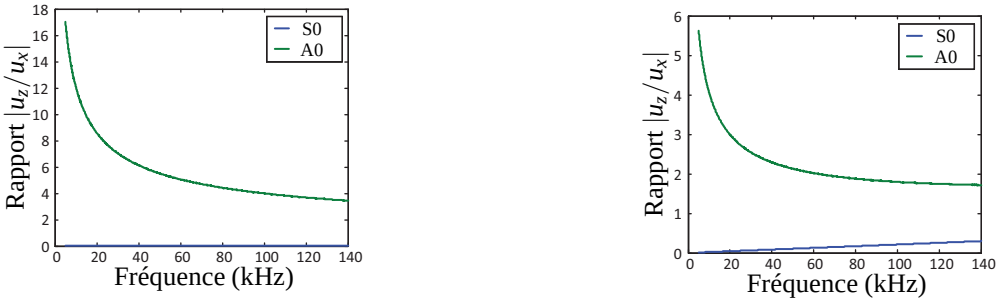


FIGURE I.24 – Rapport des déplacements mécaniques pour les modes de Lamb A0 et S0 à la surface d'une plaque de Cuivre de 0,45 mm d'épaisseur (figure de gauche) et d'une plaque d'ABS de 3 mm d'épaisseur (figure de droite).

En conclusion, pour une plaque fine de cuivre, on peut considérer que les déplacements normaux à la plaque sont principalement engendrés par le mode A0. Si on considère qu'un toucher va avoir tendance à bloquer plus facilement les déplacements normaux, on peut conclure que c'est le mode A0 qui est principalement perturbé lors d'un toucher.

La méthode différentielle du procédé FDPA permet d'éliminer l'influence des modes faiblement perturbés. Ainsi, la *signature* d'un toucher correspond au spectre de la *réponse en diffraction* du premier mode de Lamb antisymétrique A0.

En outre, comme présenté à la sous-section III.2.1, il est préférable d'exciter les coques à des fréquences permettant d'obtenir une demi-longueur d'onde inférieure au diamètre des transducteurs ou d'un doigt humain moyen. La figure I.25, compare les longueurs d'ondes du mode de Lamb A0 dans une plaque d'ABS de 3 mm d'épaisseur, calculées numériquement, avec le diamètre de 13 mm d'une perturbation ou d'un transducteur sur une plage de fréquence de 0 kHz à 140 kHz. On observe que les ondes pour des fréquences au-delà de 20 kHz sont bien susceptibles d'être engendrées ou perturbées.

I.3.3 Transducteurs fonctionnant en dipôles

Les transducteurs piézoélectriques peuvent se présenter sous des formes diverses telles que carrées, rectangulaires, circulaires, en anneaux ou en tubes (catalogue Ferroperm [94]). Si on considère des disques piézoélectriques parfaits, aux propriétés homogènes et couplés à une plaque, des ondes de Lamb circulaires rayonnent depuis le transducteur en cercles

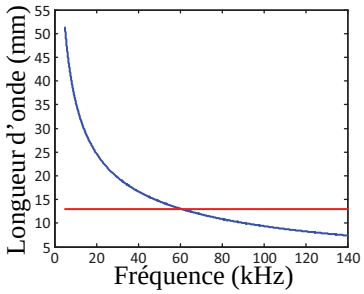


FIGURE I.25 – Longueurs d'ondes du mode de lamb A0 dans une plaque d'ABS de 3mm d'épaisseur (courbe bleue), comparée au diamètre des transducteurs piézoélectriques ou d'un doigt humain moyen (courbe rouge).

concentriques, dont l'intensité des ondes de Lamb engendrées dépend de l'accord entre le diamètre du transducteur et la demi-longueur [95]. Ce principe d'ondes de Lamb accordées est détaillé à la sous-section III.2.1. À partir de certaines fréquences, des modes de résonances propres à la céramique apparaissent. Par exemple une céramique PIC181 [96] de dimensions $\varnothing 10 \times 0{,}5$ mm, similaire à celle en PZ27 [94], présente un premier mode de résonance à 225 kHz [97]. Nous resterons à des fréquences inférieures à 150 kHz, et on considère ainsi que les modes de résonances du disque piézoélectrique n'interviennent pas.

En partant d'une mesure expérimentale réalisée par Jean-Pierre Nikolovski, je me suis intéressé à la modélisation du champ acoustique émis dans une plaque par un transducteur circulaire fonctionnant en dipôle. Pour cela, l'électrode de la face supérieure est coupée en deux afin d'engendrer des ondes dans des directions particulières.

I.3.3.1 Réponse impulsionnelle des ondes de Lamb

Dans une plaque de dimensions infinies dans le plan, mais d'épaisseur limitée e comme représenté à la figure I.19, la résolution de la réponse impulsionnelle des ondes de Lamb en temps et en espace est un outil utile permettant d'évaluer la réponse de n'importe quelle source, en appliquant le principe de superposition de sources multiples ponctuelles sur la superficie de l'émetteur ainsi discrétisé. Les travaux de Nunez [98] établissent la fonction de transfert tensorielle afin d'exprimer le déplacement particulaire dans une plaque selon la direction x ou z pour une source d'excitation sur sa surface :

$$u_j(z,x,t) = \iint G_{jk}(z,x-\xi,t-\tau)\, t_{zk}(\xi,\tau)\, \mathrm{d}\xi\, \mathrm{d}\tau. \tag{I.38}$$

Cette équation permet de définir la composante du déplacement selon la direction j à l'instant t pour une source t_{zk} disposée à une hauteur z et selon une direction k. Nunez exprime cette fonction de Green à l'aide d'une fonction de transfert tensorielle qui correspond à la réponse de la composante monochromatique à la pulsation ω et à la profondeur z dans

la plaque, pour une impulsion localisée de type Dirac :

$$G_{jk}(z,x,t) = \left(\frac{1}{2\pi}\right)^2 \int_{-\infty}^{+\infty} \sum_n H_{jk}^{(n)}(z,\omega)\, e^{\mathrm{i}\, k_n(\omega) x} e^{-\mathrm{i}\,\omega t} \mathrm{d}\omega. \tag{I.39}$$

La fonction de Green exprimée selon le temps pour les ondes de Lamb, correspond à la réponse de l'ensemble des n modes, intégrée sur l'ensemble des pulsations ω. La fonction de transfert tensorielle du mode n selon une direction j pour une excitation selon une direction k, $H_{jk}^{(n)}$ peut être simplifiée dans le cas où la mesure est effectuée à la surface de la plaque $(z = h)$, en ne considérant que les déplacements transversaux à la plaque $(j = z)$, et pour une source dont seules les contraintes normales à la plaque sont considérées $(k = z)$:

$$H_{zz}^{(n)} = \frac{\mathrm{i}\,\pi\,\omega}{2 P_n(\omega)} \left| W_z^{(n)}(h,\omega) \right|^2. \tag{I.40}$$

Dans cette équation, $P_n(\omega)$ représente le flux de puissance à la pulsation ω et $W_z^{(n)}(h,\omega)$ représente l'amplitude du déplacement particulaire selon la direction z, sur la surface de la plaque en $z = h$, du mode n et à la pulsation ω. Cette fonction de transfert correspond aux termes que Viktorov [99] a obtenu par la méthode des potentiels, et peut s'exprimer sous la forme :

$$\begin{cases} H_{xx}^{(n)} = \dfrac{\mathrm{i}\,\pi}{\mu} \dfrac{q_n \left(s_n^2 - k_n^2\right) \sinh(s_n h) \sinh(q_n h)}{D_S'} & (\text{ modes symétriques}) \\ \\ H_{xx}^{(n)} = \dfrac{\mathrm{i}\,\pi}{\mu} \dfrac{q_n \left(s_n^2 - k_n^2\right) \cosh(s_n h) \cosh(q_n h)}{D_A'} & (\text{ modes antisymétriques}) \end{cases} \tag{I.41}$$

D_S' et D_A' sont les dérivées des déterminants caractéristiques de l'équation de Rayleigh-Lamb (I.28) pour les modes symétriques et antisymétriques, avec $q_n = \sqrt{k_n^2 - k_L^2}$ et $s_n = \sqrt{k_n^2 - k_T^2}$.

La réponse impulsionnelle en un point x à la surface de la plaque pour une mesure du déplacement transversal et une excitation normale donne une amplitude intégrée sur un temps infini de la réponse pour une pulsation ω et un mode n :

$$\left\langle G_{xx}^{(n)}(x) \right\rangle = \left(\frac{1}{2\pi}\right)^2 H_{xx}^{(n)}(h,\omega)\, \frac{e^{\mathrm{i}\, k_n(\omega) x}}{-\mathrm{i}\,\omega} \tag{I.42}$$

I.3.3.2 Mesure de la directivité d'un transducteur dipôle

Soit un disque piézoélectrique de dimensions $\varnothing 30 \times 0{,}5$ mm, dont l'électrode supérieure est coupée en deux parties alimentées par un générateur de signaux, collé sur une plaque de

verre en borosilicate de dimensions 360 mm×220 mm×3,3 mm. Des ondes de Lamb sont émises avec un train d'impulsions de 6 périodes d'une sinusoïde à 40 kHz. Un vibromètre laser mesure la vitesse normale sur le périmètre d'un cercle réflecteur d'un diamètre de 80 mm autour du transducteur, comme illustré sur la figure I.26. Un robot de positionnement permet d'ajuster précisément l'angle de mesure sur le cercle réflecteur.

La figure I.27 montre la trace temporelle des signaux acquis au vibromètre laser sur le réflecteur. À partir de 65 μs (ligne jaune), on observe l'effet des réflexions des ondes sur les bords haut et bas de la plaque pour les angles de 90° et 270°. Les différentes réflexions sur les frontières de la plaque entrainent rapidement une allure chaotique de la répartition des ondes, qui tends ensuite rapidement vers une réponse modale de la plaque.

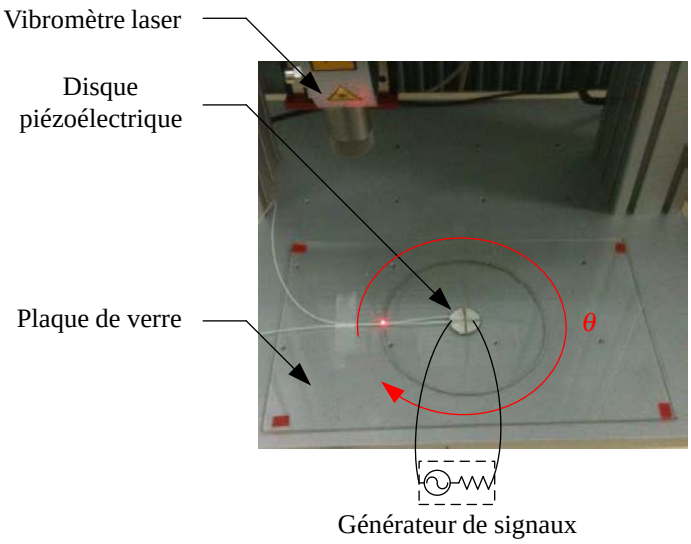


FIGURE I.26 – Dispositif de mesure de la directivité d'un transducteur piézoélectrique collé sur une plaque de verre à l'aide d'un vibromètre laser.

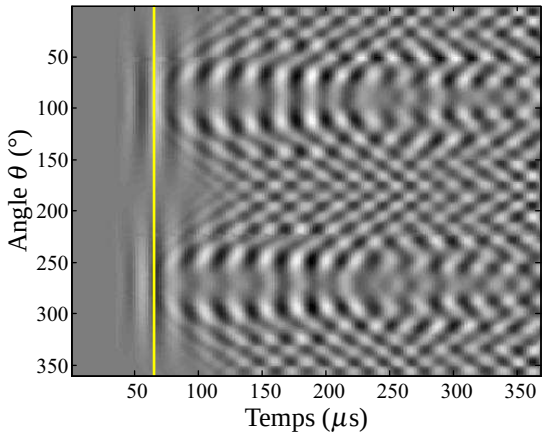


FIGURE I.27 – Acquisition des réponses temporelles en fonction de l'angle sur le réflecteur. Ligne jaune : à partir de 65 μs, les premières réflexions sur les bords de la plaque interviennent.

Sur la figure I.28, une représentation polaire de la moyenne quadratique des signaux avant les réflexions permet de visualiser les lobes d'émission d'un disque piézoélectrique fonctionnant en dipôle tel que décrit précédemment. En utilisant la fonction de Green pour des ondes de Lamb du premier mode antisymétrique, une simulation numérique à l'aide du programme Matlab, détaillée à l'annexe sur la page 205, permet de tracer les lobes d'émission théoriques. On observe une bonne correspondance des signaux normalisés mesurés avec le modèle de réponse impulsionnelle des ondes Lamb.

Ce fonctionnement en dipôle des transducteurs d'émission d'ondes acoustiques, permet de mieux contrôler la répartition de l'énergie dans une coque ou d'enrichir la disparité des

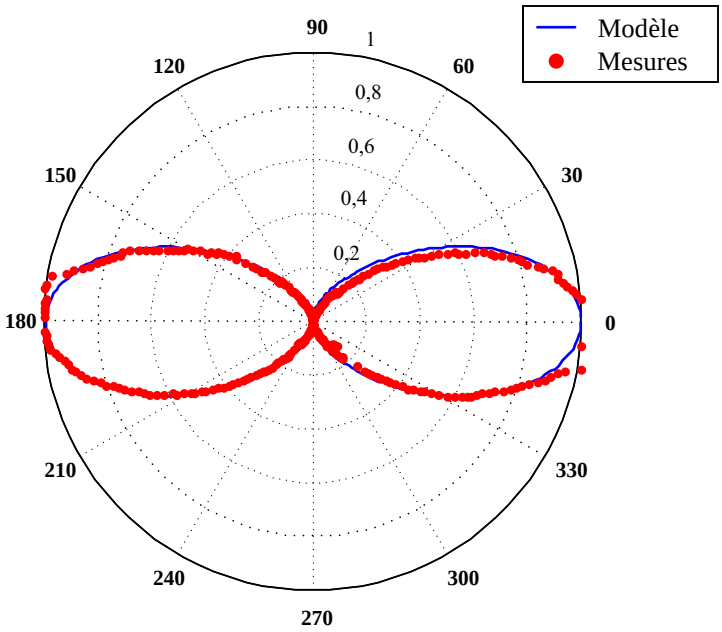


FIGURE I.28 – Comparaison de la réponse normalisée de l'ensemble des points discrétisés sur un transducteur fonctionnant en dipôle, avec la moyenne quadratique normalisée de mesures expérimentales sur la plaque de verre, avant les premières réflexions sur les bords.

réponses en diffraction à un toucher.

I.4 Conclusion

Ce chapitre présente différentes méthodes acoustiques de localisation passives et actives, la méthode de détection de touchers par *figures de diffraction perturbées en amplitudes* (FDPA) et la théorie relative aux ondes de Lamb. Une méthode passive est présentée pour permettre la détection des caresses ou des griffures par la répartition spectrale de l'énergie. Une réponse particulière est observée autour de 2,4 kHz dans le cas l'utilisation d'une coque en PA12 pour une vitesse moyenne de déplacement du balayage de 64 mm/s. Ce type d'interaction concerne principalement les basses fréquences, inférieures à 5 kHz. En outre, on observe qu'une griffure présente un spectre plus chaotique, à cause de l'interaction de l'ongle sur la coque, alors qu'une caresse présente un contenu à tendance monochromatique. La détection du type de balayage exploite les spectres caractéristiques générés par l'interaction de la rugosité du matériau avec la peau ou l'ongle d'un utilisateur et peut cohabiter avec d'autres méthodes de détection d'impacts ou de touchers.

L'usage de transducteurs fonctionnant en dipôle a également été présenté. L'intérêt est de pouvoir orienter l'émission ou la réception des ondes élastiques dans des directions privilégiées, dans le but de mieux contrôler la répartition de l'énergie dans les coques ou d'enrichir les *signatures acoustiques*. Une mesure expérimentale du diagramme de rayonnement des

ondes de Lamb générées correspond à un modèle théorique de la fonction de Green obtenu par décomposition modale. Ainsi, un disque piézoélectrique de 30 mm de diamètre, dont une des électrodes est coupée en deux pour former un dipôle, présente des lobes d'émissions à $-3\,\mathrm{dB}$ de 30°.

Les principes généraux de la méthode FDPA et de la théorie des ondes guidées de Lamb sont présentés. La sensibilité des matériaux aux conditions environnementales ainsi que l'interaction entre le doigt d'un utilisateur et les coques tactiles agissent sue la robustesse du procédé de détection des touchers.

II

Contact avec la coque

CETTE partie s'intéresse aux propriétés du doigt humain modifiant la propagation des ondes. Dans un premier temps les paramètres moyens d'un doigt humain sont mesurés ainsi que la surface d'interaction créée lors du toucher en fonction de l'angle et de la force d'appui. Les impédances acoustiques longitudinale et transversale de la peau ainsi que de différents matériaux viscoélastiques sont caractérisés. Ces données sont exploitées pour la mise au point d'un doigt artificiel simulant la perturbation d'un toucher sur une coque tactile.

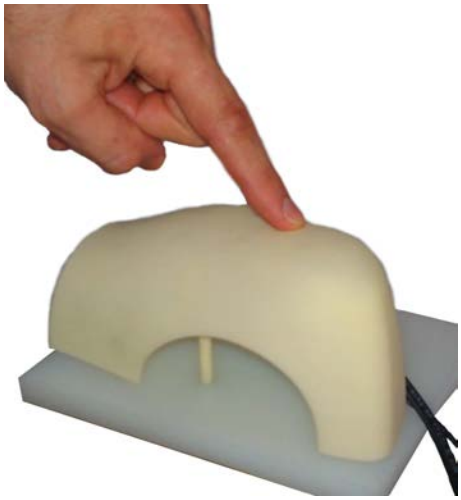


FIGURE II.1 – *Toucher* sur une coque rendue tactile.

II.1 Toucher humain

II.1.1 Présentation générale du doigt humain

Dans le cadre de cette étude, on considère un toucher utilisant l'index. Le doigt est constitué d'une membrane extérieure, la peau, autour de tissus sous-cutanés et d'une structure osseuse. L'ongle est un élément particulier dont la fonction est d'assurer une plus grande raideur mécanique lors de tâches de saisies [100], mais également d'amplificateur des per-

ceptions lors de phases d'exploration [101]. Le doigt se compose des éléments suivants :

- Os : On trouve la partie spongieuse au centre qui permet l'ossification et contient des tissus adipeux, et la partie corticale sur sa couche externe qui présente une dureté et une compacité plus importante et dont la fonction est mécanique pour supporter les efforts. Les os présentent des propriétés anisotropiques.

- Tissus sous-cutanés : C'est un matériau biphasique composé d'un solide hyperélastique et d'un fluide non-visqueux présentant des propriétés non-linéaires.

- Peau : C'est un matériau hyperélastique et viscoélastique, principalement constituée de la protéine élastine ou collagène.

- Ongle : Corps rigide sur le dessus de la phalange distale, constituée de kératine.

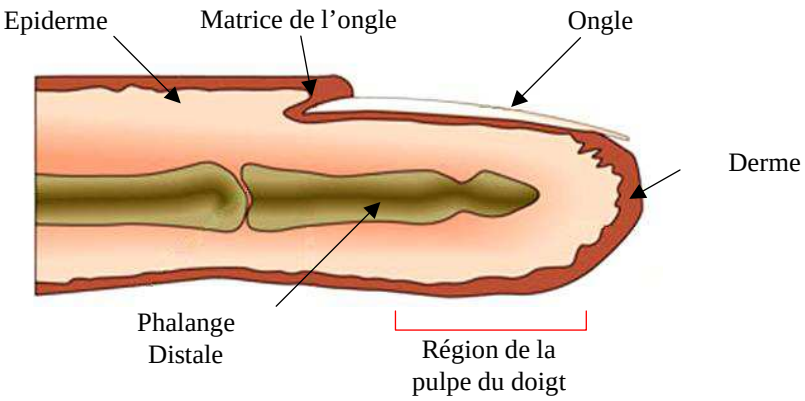


FIGURE II.2 – Coupe longitudinale d'un doigt humain.

Le tableau II.1 résume les principales caractéristiques des éléments constituants un doigt humain. Le derme et l'épiderme peuvent être assimilés à la peau. Les tissus sous-cutanés sont la chair entre la peau et l'os. L'os du bout de la dernière phalange est du type *cortical*.

II.1.2 Modèles des déformations du doigt

Il s'agit ici de prendre en compte le comportement des déformations sous l'action d'une force d'appui. Dans la littérature, deux principaux modèles régissant le comportement viscoléastique du doigt ont été proposés. Dans le premier, l'ensemble du doigt est assimilé à un matériau possédant des propriétés viscoélastiques particulières. Le deuxième correspond à une membrane, similaire à la peau, contenant un fluide tel que ceux contenus dans les tissus sous-cutanés. On se place dans le cas d'un régime statique du contact et ces modèles considèrent la peau et les tissus sous-cutanés indépendamment du temps.

	Os cortical	Os spongieux	Tissu sous-cutané	derme	épiderme	ongle
Composition			Graisse et 60-70 % d'eau [102]	élastine / collagène	élastine / collagène	Kératine
Densité	1,95 [103]	1,62 [103]	1,025 [104]			0,9 à 1,25 [105]
Vitesse de propagation	VL=2900 m/s VT=1300 m/s [104]		1570 m/s [104]			2470 m/s [106], 2459 m/s [107]
Module de Young	17 GPa [102, 103] 22,6 Gpa [108]	9,65 GPa [103]	7,5KPa [108] 34 KPa [104]	0,08 MPa [104]	0,136 MPa [104]	170 MPa [102]
Module de cisaillement	11,5 GPa [103]	5,47 GPa [103]	-	-	-	
Coefficient de Poisson	0,3 [102]	0,3 [102]	0,4 [102] 0,48 [104]	0,4 [102] 0,48 [104]	0,4 [102] 0,48 [104]	0,3 [102]
Dimensions moyennes				1,1 mm 1,15 mm [104]	0,1 mm 0,47 mm [104]	0,4 mm, 0,48 mm [109] 0.593 mm [107]
Impédance acoustique	ZL=5,65 MRayl ZT=2,54 MRayl		1,6 à 1,7 MRayl [108]			2,2 à 3,1 MRayl

TABLE II.1 – Valeurs quantitatives du doigt humain.

II.1.2.1 Plein : « Continuum model » [110, 111]

La peau et les tissus sous-cutanés sont représentés par un matériau élastique, incompressible, homogène et isotrope. Dans ce modèle, on considère des déformations à la surface d'un milieu infini [112] :

Déplacement D produit par un effort ponctuel $\vec{P}$ à une distance r du point d'application [113] :

$$D(r) = \frac{\left(1-\nu^2\right) P}{\pi E r}, \qquad \text{(II.1)}$$

avec ν le coefficient de poisson du matériau, E le module d'élasticité, r la distance du point de mesure par rapport au centre d'application de l'effort et $|P|$ la force de l'effort ponctuel.

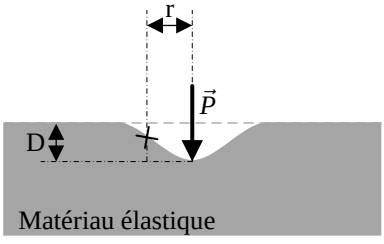


FIGURE II.3 – Application d'un effort déformant la surface d'un milieu viscoélastique plein.

II.1.2.2 Membrane : « Waterbed model » [114, 115]

Ce modèle comprend un fluide incompressible représentant les tissus sous-cutané, entourés d'une membrane d'épaisseur négligeable représentant la peau. La figure II.4-a représente la section d'un cylindre dont le périmètre reste constant du fait que la membrane d'épais-

seur négligeable est considérée inextensible. La membrane renferme un fluide à la pression P. Lorsqu'une force normale $\vec{F}$ est appliquée à la surface, une déformation de la position représentée en pointillés amène la surface à la position représentée en traits continus sur le schéma. Srinivasan [114] propose une expression de la déformation de la membrane pour un effort ponctuel $\vec{F}$, comportement illustré à la figure II.4-b. On considère une symétrie axiale autour du point d'application de l'effort. Pour une force $\vec{F}$, un point A situé sur la membrane se déplace à la position A' après déformation. Si le point A se trouve à une distance X sur l'axe $(0x)$, il se déplace d'une distance horizontale $U(X)$ et d'une distance verticale $W(X)$ après application de l'effort. Ces déplacements relatifs en fonction de la force appliquée à l'origine, s'expriment en fonction de W_0, la déflexion de la membrane en $X = 0$:

$$\begin{cases} W(X) = W_0 \left[3 \left(\dfrac{X}{L} \right)^2 - 4 \dfrac{X}{L} + 1 \right] \\ \\ U(X) = \dfrac{-6 W_0^2}{L} \dfrac{X}{L} \left[\left(\dfrac{X}{L} \right)^2 - 2 \dfrac{X}{L} + 1 \right] \end{cases} \tag{II.2}$$

La tension de la membrane $\vec{N}$ est constante et liée à la pression P du fluide ainsi qu'au rayon de courbure R de la membrane :

$$N = PR = constante \text{ avec } R = \frac{\left(1 + \partial^2 z / \partial x^2\right)^{3/2}}{\partial^2 z / \partial x^2} \tag{II.3}$$

La force $\vec{F}$ est en équilibre avec l'effort de la tension de la membrane $\vec{N}$ et l'angle de déflexion θ_0 par rapport au plan normal à la force :

$$F = 2N \sin \theta_0 \tag{II.4}$$

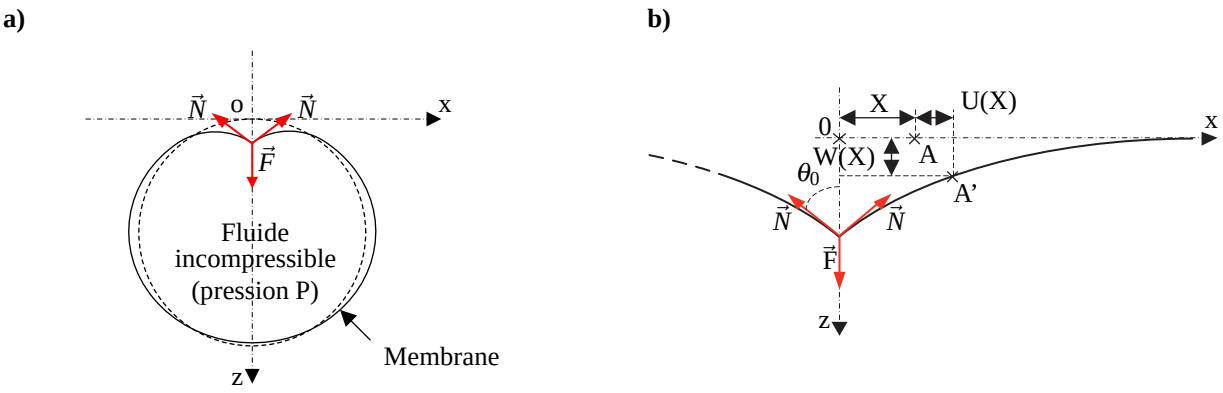


FIGURE II.4 – « waterbed model ». **a)** Modèle de membrane enfermant un fluide incompressible déformé sous l'action d'une force $\vec{F}$. **b)** Détail de la déformation de la membrane. Un point A occupe une place A' après application de l'effort $\vec{F}$ sur la membrane en $x = 0$, orienté selon la direction z.

II.1.3 Zone de contact

Lors de l'appui du doigt d'un utilisateur avec une surface pour une force et un angle donné, la déformation de la peau en contact présente une forme et une superficie particulière selon les propriétés mécaniques du doigt. Dans ces travaux, on considère des contacts statiques sans glissement ou frottement. En raison de la forme du doigt, modélisée par un cylindre à section elliptique avec une demi-ellipsoïde à l'extrémité, et selon l'angle du doigt sur la surface, la zone de contact présente une forme elliptique. Dans la littérature, le contact du doigt avec un objet rigide a été largement étudié, par exemple lors de tâches de préemption en robotique. Dans la publication [112], la zone de contact est considérée circulaire ou rapportée à un contact circulaire de superficie équivalente à la superficie réelle mesurée. Différents modèles du contact cherchent à décrire l'évolution de la superficie en fonction de la force d'appui.

Modèle de contact de Hertz Dans ce modèle, les corps en contact sont considérés élastiques. La théorie du contact de Hertz fait les hypothèses de faibles déformations dans la limite élastique des matériaux. Les deux corps en contact sont considérés comme des demi-espaces et donc présentant des dimensions grandes devant la surface de contact. Enfin ces surfaces sont continues et sans frottements [116]. Le rayon a de la surface de contact circulaire s'exprime selon :

$$a^2 = R\,\delta, \tag{II.5}$$

avec R le rayon de courbure d'une demi-sphère symbolisant le doigt et δ le déplacement vers la surface de contact, ayant pour origine la demi-sphère affleurant une surface plane.

On peut écrire le rayon a de la surface circulaire du contact de Hertz en fonction de la force d'appui [117] :

$$a = c\,N^{\frac{1}{3}}, \tag{II.6}$$

avec c une constante qui dépend des propriétés du matériau et N la force d'appui entre le modèle du doigt et la surface.

Modèle de contact de Hertz modifié Ce modèle reprend les hypothèses et les résultats du modèle précédent, dans lequel sont pris en compte des effets dynamiques comme le temps de relaxation et le temps de réponse instantané.

Modèle de sphère viscoélastique Les modèles précédents sont valables pour de petites déformations proches du point de contact. Le modèle de la sphère viscoélastique cherche à étendre

la théorie à des déformations plus conséquentes au regard du déplacement du doigt par rapport à la surface de contact. Ainsi, le matériau se déforme non-seulement dans l'axe du déplacement, mais la matière est également déformée latéralement au déplacement.

Membrane remplie d'un fluide Basé sur le modèle du fluide incompressible entouré d'une membrane, de plus grands déplacements interviennent et la pression imposée par le fluide est uniformément répartie sur la zone de contact. Les travaux de E. Serina [115] présentent l'évolution de la zone de contact de ce modèle, en termes de relations force-déplacement et surface-déplacement, et comparent des simulations avec des mesures sur des sujets humains. Bien que la force d'appui du doigt sur une surface plane soit considérée jusqu'à 5 N, 82 % du déplacement total de la peau est atteint dès 1 N de force d'appui. De plus, il est indiqué que la pression du fluide doit être supérieure à 1,1 kPa afin que les déformations du modèle correspondent à celles de la pulpe du doigt.

II.1.4 Mesures anthropométriques

Les données anthropométriques [118] indiquent une largeur moyenne de 16 mm pour l'index et 20 mm pour le pouce. Au percentile 99, elles sont de 20 mm et 27 mm respectivement. Les travaux de Pawluk [119] rapportent des dimensions moyennes de 14 mm de largeur et de 11 mm d'épaisseur pour 4 sujets et les travaux de Birch [120] des dimensions moyennes de 15,9 mm et 13,4 mm pour 5 sujets. La figure II.5 illustre les paramètres de dimensions de la première phalange.

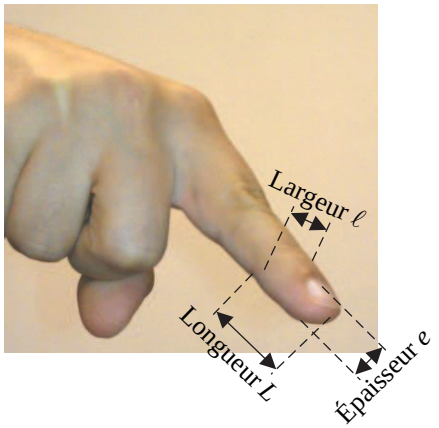


FIGURE II.5 – Paramètres de mesure des dimensions du doigt des sujets évalués.

II.1.5 Superficie et déformation du contact

La superficie du contact est fonction de la force exercée par le doigt sur la coque en raison de l'élasticité du doigt. En s'appuyant sur la théorie du contact de Hertz, la super-

ficie de contact d'un objet hémisphérique évolue selon une loi en puissance. Différentes études s'intéressent aux déformations et forces en jeux lors de touchers [115, 117, 121]. Serina [115] compare un modèle *waterbed* à des mesures sur des sujets humains, démontrant que la relation force-déplacement non-linéaire dépend principalement de la peau et des tissus sous-cutanés. Pawluk [119] étudie le caractère viscoélastique de l'index par l'analyse des déformations pour des efforts dynamiques. Xydas [117] et Hyun-Yong [121] comparent l'évolution du contact pour différentes forces d'appui et différents angles d'incidence avec des doigts artificiels de différents matériaux. Les relations de déformations se situent entre le comportement d'un contact infiniment rigide et d'un contact selon la théorie de Hertz.

Dans ses travaux, Hyun-Yong [121] s'appuie sur les mesures de 4 sujets humains pour valider le comportement de doigts artificiels en silicone. Alors que l'angle du doigt par rapport à la surface d'appui influence la superficie de contact et la déformation de la peau, les doigts artificiels restent indépendants de l'angle. Cela peut s'expliquer par la forme des doigts artificiels utilisés dans cette étude : un demi-cylindre dont le bout est sphérique. La figure II.6 montre une simulation par éléments finis pour évaluer les déformations d'un corps en caoutchouc pour différentes forces et angles d'appuis contre une surface plane. Lorsque la déformation reste localisée sur le bout sphérique, par exemple pour un effort de 1 N à un angle de 15° ou 15 N à un angle de 60°, la forme du contact reste circulaire et la relation entre la superficie et la force d'appui est linéaire et indépendante de l'angle. Dans ce cas, les données ne correspondent pas aux mesures sur les sujets humains. Lorsque la déformation s'étend entre la partie cylindrique et le bout sphérique, comme avec une force de 15 N et un angle de 15°, le contact devient ellipsoïdal et la relation force-superficie devient non-linéaire. Dans cette publication, l'angle d'appui n'influence pas la superficie du contact car la déformation reste localisée sur le bout sphérique. Il semble que la forme du doigt artificiel employé dans ces travaux ne soit pas bien adaptée pour reproduire les déformations d'un doigt humain.

Dans la littérature, la superficie de contact réelle est souvent rapportée à la superficie équivalente d'un contact circulaire.Le contact de Hertz, d'un corps hémisphérique pressé contre une surface plane, concerne des matériaux aux propriétés élastiques linéaires. Xydas [117] étudie l'influence de matériaux élastiques non-linaires, plus représentatif du comportement d'un doigt humain :

$$a = cN^{\gamma}, \tag{II.7}$$

avec un coefficient $0 \leq \gamma \leq 1/3$ liant l'évolution du rayon du contact circulaire à la force d'appui N. Lorsque $\gamma = 1/3$, on se retrouve dans le cas d'un contact de Hertz.

Des mesures expérimentales effectuées pour du silicone et du caoutchouc, donnent des

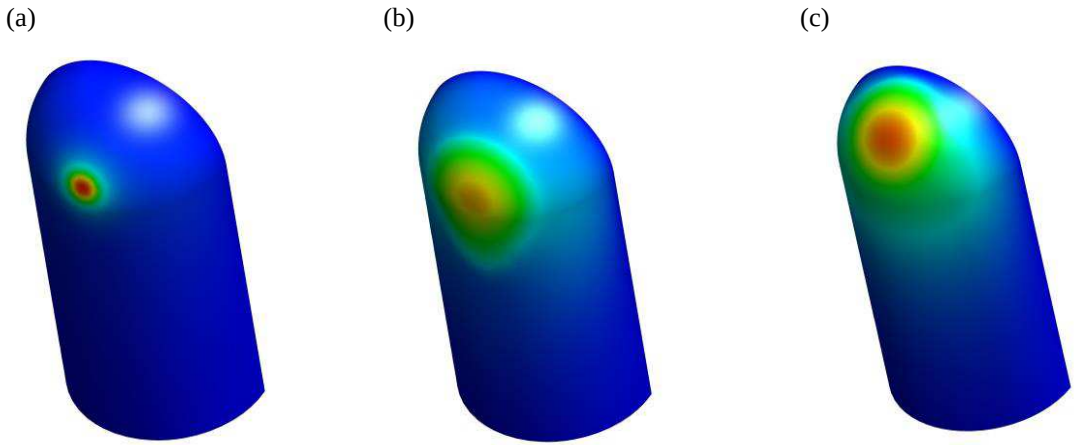


FIGURE II.6 – Simulation par éléments finis d'un appui sur une surface plane du modèle de doigt Hyun-Yong [121] avec le logiciel de CAO Solidworks, pour un angle d'appui de 15° (a et b), et pour un angle d'appui de 60° (c). Le matériau est du caoutchouc et la force d'appui est de 1 N dans le cas (a) et de 15 N dans les cas (b et c).

valeurs respectives de γ de 0,25 et 0,26. Kinoshita [122] effectue des mesures sur le pouce et l'index et obtient des valeurs de γ allant de 0,11 à 0,17. Selon l'équation II.7, une valeur de γ nulle est assimilée à un toucher *idéal*, dans lequel la superficie de contact atteint la valeur maximale pour tout effort supérieur à zéro. La superficie de contact est alors imposée par les propriétés du matériau et la dimension du modèle de doigt, indépendamment de la force d'appui.

II.2 Mesures expérimentales de touchers

Un groupe de test composé de 10 personnes âgées de 23 à 56 ans, 7 hommes et 3 femmes, a permis d'obtenir des ordres de grandeurs des paramètres concernant l'interaction lors du toucher d'une coque tactile. La moyenne d'âge est de 29 ans et 5 mois.

II.2.1 Dimensions

Les mesures moyennes de la phalange distale de l'index montrent une largeur de 13,85 mm, une épaisseur de 10,9 mm et une longueur de 25,75 mm. En moyenne, la largeur fait 1,27 fois l'épaisseur et la longueur fait 2,36 fois l'épaisseur, les femmes présentent des dimensions inférieures à celles des hommes, soit 23,7 mm/10,3 mm/12,5 mm (longueur/épaisseur/largeur) contre 26,6 mm/11,1 mm/14,4 mm (longueur/épaisseur/largeur).

Le volume de la phalange distale a été mesuré par une méthode d'immersion dans un fluide, de l'eau, comme illustré sur la figure II.7. La connaissance de la masse volumique de l'eau et la mesure de la poussée d'Archimède $\vec{P_a} = -\rho_{fluide} V \vec{g}$ en contre-réaction, permettent d'évaluer le volume d'eau déplacé correspondant à celui de la phalange.

La balance est précise à $\pm 0{,}01$ g, et la masse volumique de l'eau est de $998{,}23 \pm 1$ kg/m^3 à une température de 20°C, l'incertitude sur la mesure est donc faible, de l'ordre de 0,2 %. En contrepartie, plonger précisément et de manière stable la phalange distale et avec en plus les problèmes de tension superficielle s'est avéré délicat. Néanmoins ces mesures permettent de donner un bon ordre de grandeur.

Un modèle simplifié de la géométrie de la phalange consiste en un cylindre à section elliptique et à bout en demi-ellipsoïde, comme illustré sur la figure II.8. Le volume de ce modèle est alors calculé à partir des trois dimensions mesurées sur les sujets :

$$\tilde{V}_{phalange} = \alpha \left[\pi \frac{\ell e}{4} \left(L - \frac{e}{2} \right) + \frac{\ell e^2}{12} \right], \tag{II.8}$$

avec ℓ la largeur, e l'épaisseur, L la longueur et α un coefficient d'ajustement déterminé empiriquement à une valeur de 1,63 afin de tenir compte des imperfections géométriques d'un doigt humain.

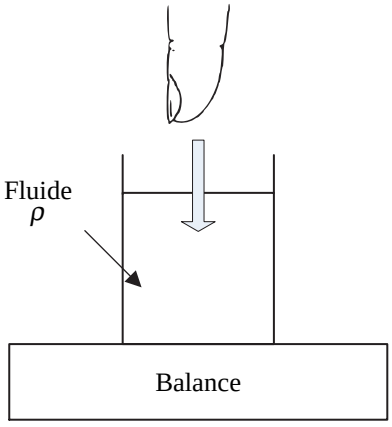


FIGURE II.7 – Dispositif d'évaluation du volume de la première phalange.

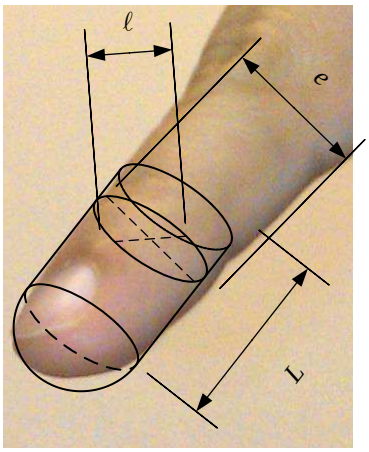


FIGURE II.8 – Modèle de cylindre à section elliptique avec bout en demi-ellipsoïde.

La figure II.9 compare le volume de la phalange distale mesuré par immersion avec celui obtenu à l'aide des trois dimensions relevées sur les sujets. Malgré quelques différences liées aux difficultés de mesure par immersion évoquées précédemment, les deux méthodes correspondent, ce qui valide le modèle géométrique choisi.

II.2.2 Dispositif d'évaluation de relation force-superficie du contact pour différents angles de la phalange

Un dispositif de mesure a été mis en place afin d'évaluer la relation force-superficie de la phalange distale de l'index de notre ensemble de sujets. La figure II.10 montre le dispositif

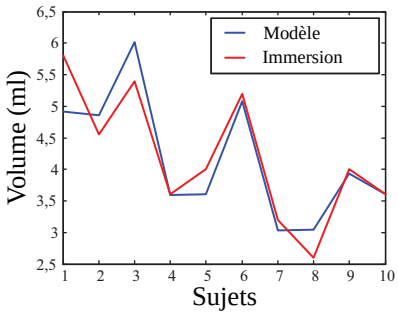


FIGURE II.9 – Comparaison du volume de la phalange distale obtenu par la méthode d'immersion avec le volume calculé à partir du modèle géométrique de cylindre à section elliptique et à bout en demi-ellipsoïde.

qui comprend un plateau élévateur permettant d'imposer une force d'appui entre le doigt et la surface de contact, une balance afin de mesurer cette force d'appui, un dispositif d'imagerie infrarouge afin de mesurer la superficie et la forme du contact, et enfin un support permettant de maintenir le doigt des sujets dans une inclinaison précise par rapport à la surface d'appui. Le support du doigt peut être positionné à 4 angles d'inclinaisons θ prédéfinis (15°, 30°, 45° et 60°) et permet de le maintenir sans gêner la partie sur laquelle le contact se fait. Le plateau élévateur supporte la balance et le dispositif de mesure de superficie, et permet d'appliquer un effort entre la surface de contact et la pulpe du doigt. Pour les quatre inclinaisons différentes du doigt, les mesures sont effectuées pour cinq forces d'appui équivalente à 50 g, 100 g, 200 g, 300 g et 500 g. Le dispositif de mesure de la superficie de contact, présenté à la figure II.11, est un dispositif *FTIR* (*Frustrated Total Internal Reflection*). Dans une plaque de plexiglas, un éclairage infrarouge est émis selon un angle proche de la réflexion totale à l'interface Plexiglas-Air. Tout objet qui vient à très grande proximité ou en contact de la surface diffuse une partie de la lumière infrarouge qui est captée par une caméra haute-définition. Un miroir renvoi l'image selon un axe perpendiculaire à l'axe d'application de l'effort. Le filtre infrarouge de la caméra a été remplacé par un filtre bloquant les longueurs d'ondes visibles de l'éclairage ambiant.

La figure II.12 représente un schéma du dispositif infrarouge de mesure des superficies. La source, un éclairage infrarouge directif, est appliquée sur un des côtés d'une plaque de plexiglas selon un angle particulier θ avec la surface. Lorsque cet angle est inférieur à l'angle critique de réflexion totale, les faisceaux traversent la frontière plexiglas-air. Si cet angle est supérieur, les faisceaux infrarouges sont réfléchis et continuent de se propager sur l'ensemble de la plaque de plexiglas. La relation de Snell-Descartes permet de calculer l'angle critique pour le cas de l'interface entre le plexiglas et l'air :

$$\theta_c = \arcsin\left(\frac{n_{air}}{n_{plexiglas}}\right) = \arcsin\left(\frac{1}{1,51}\right) \approx 41,5\,° \qquad \text{(II.9)}$$

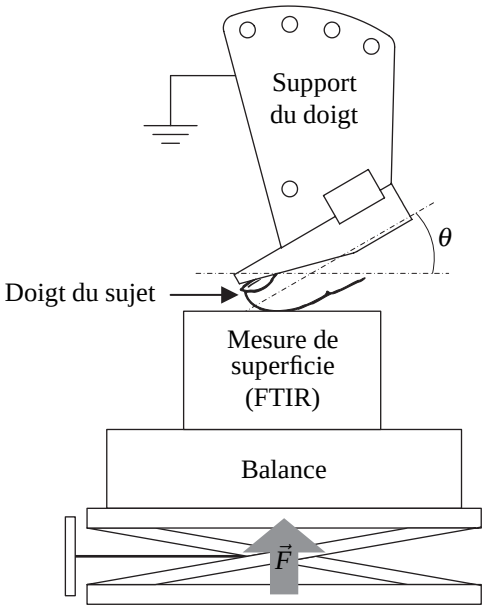


FIGURE II.10 – Ensemble du dispositif de mesure de la relation superficie / force d'appui sur des sujets humains.

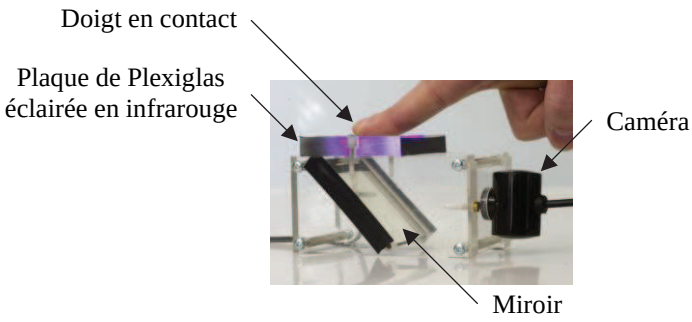


FIGURE II.11 – Dispositif de mesure de superficie d'objets en contact, basé sur un éclairage infrarouge à la limite des réflexions internes totales (photo CEA/Stroppa).

Lorsque l'angle d'incidence de l'éclairage infrarouge est tout juste supérieur à l'angle critique, une partie des rayons optiques est réfractée le long de la surface en ondes évanescentes et la majeure partie est réfléchie. Lorsqu'un objet arrive au contact de la surface, les ondes évanescentes à très grande proximité de la surface, quelques longueurs d'ondes avec une décroissance exponentielle de l'intensité, sont alors diffusées par cet objet et peuvent être perçues par le système d'acquisition optique à travers le miroir, comme illustré sur la figure II.13. Un traitement vidéo permet ensuite d'extraire la zone dont la luminosité dépasse un seuil donné et de calculer la superficie, correspondante à celle du contact entre le doigt et la plaque de Plexiglas.

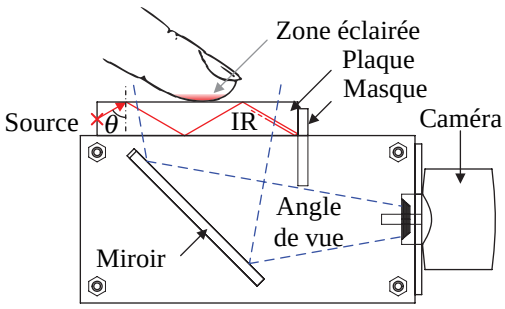


FIGURE II.12 – Principe du dispositif de mesure de superficie d'objets en contact.

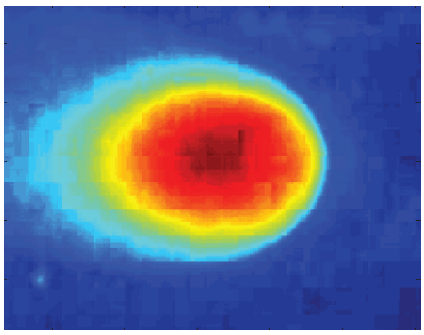


FIGURE II.13 – Composante en luminosité, normalisée, vue par la caméra et permettant de définir la surface du toucher.

II.2.3 Superficies mesurées

Les mesures ont permis d'évaluer l'évolution de la superficie de contact selon une force d'appui et un angle θ du doigt, comme représenté sur la figure II.14. Les courbes du sujet 6 ont été écartées car incomplètes. Il a été rapporté durant les essais par l'ensemble des sujets que les angles 15° et 60° ne semblaient pas *naturels* pour des interactions de type toucher. On observe que la relation est non-linéaire entre la superficie et l'effort quel que soit l'angle d'inclinaison du doigt. Plus l'angle est faible et plus la superficie est élevée.

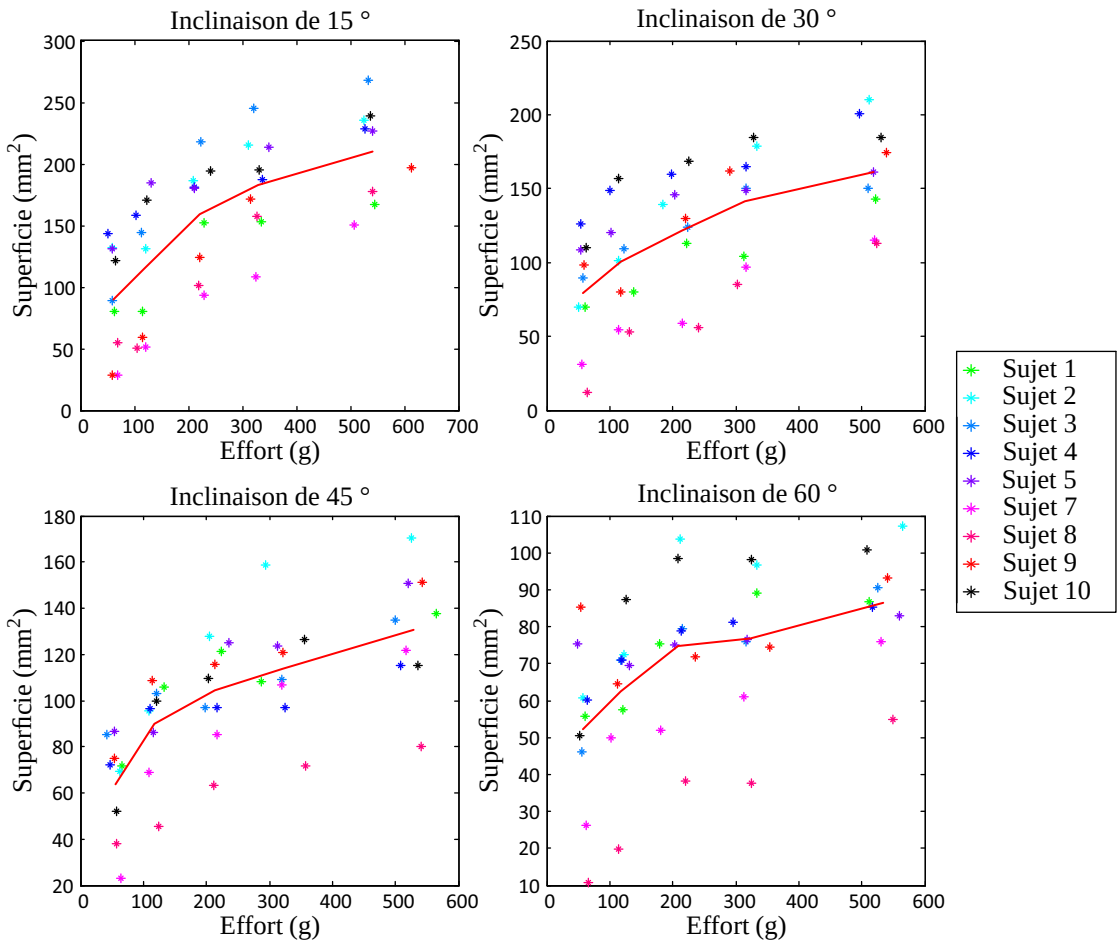


FIGURE II.14 – Évolution de la superficie du contact selon la force d'appui pour un angle θ imposé du doigt.

La figure II.15 montre le pourcentage d'écarts-types relatifs (RSD%) de la superficie de contact en fonction de l'effort et pour les différents angles de touchers. Cette mesure, qui correspond au rapport entre l'écart-type et la moyenne ($100 \times \sigma/\bar{x}$), donne une indication sur la disparité des mesures des différents sujets. On peut noter que le pourcentage d'écart-type relatif est plus important pour les petits efforts. Une interprétation de ce phénomène tient aux différences de dimensions et aux différences d'élasticité de la peau. Lorsque l'effort devient suffisant, la chair est écrasée sur la surface de contact et l'effort se transmet principalement par la structure osseuse, ce qui explique que la courbe de superficie selon l'effort s'aplatisse

lorsque la force d'appui augmente. Ainsi, la disparité pour un effort au-delà de 300 g est plutôt liée aux différences de dimension du doigt des sujets. Pour les faibles forces d'appui, la différence d'élasticité de la peau entre les individus, semble s'ajouter aux différences de dimensions lorsque les tissus sont comprimés contre l'os lors d'efforts importants. En fonction de l'épaisseur de chair de la zone du doigt, la superficie maximale est plus ou moins vite atteinte lorsque l'effort augmente. Plus l'angle de contact est faible et plus le volume de chair impliqué dans le toucher est important. Ainsi pour un angle faible (15°), la pulpe du doigt est concernée alors que pour un angle élevé (60°), il s'agit du bout du doigt. La quantité de chair entre la peau et l'os en fonction de l'angle d'appui permet d'expliquer que la disparité des superficies de contact est plus importante pour les faibles efforts. On voit qu'un palier, lorsque la chair est comprimée et que l'effort est transmis par l'os, est plus rapidement atteint pour des angles élevés que pour des angles faibles. Sur la figure II.15, une modification de la pente des disparités se produit vers 300 g d'effort pour des angles de 15° et 30°, alors que le changement de pente des courbes intervient pour environ 200 g à 60° et environ 100 g à 45°. On peut observer que la position de 45° permet d'atteindre plus rapidement la fin de l'influence prépondérante de l'élasticité de la peau pour une disparité liée aux dimensions du doigt. Ce résultat indique que l'épaisseur de chair entre la surface et la structure osseuse est moins importante pour un angle de 45° que pour un angle de 60°. En effet, l'illustration de la figure II.16 montre que l'épaisseur de chair est plus importante à 60° qu'à 45°, bien que la superficie du contact soit inférieure.

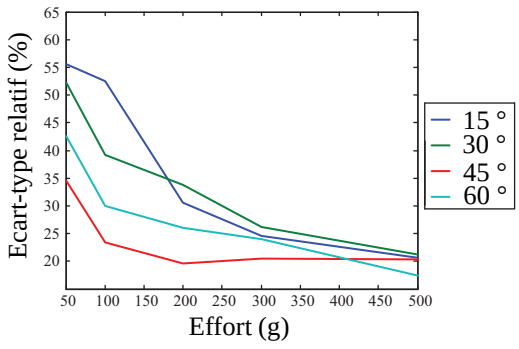


FIGURE II.15 – Écart-type relatif en fonction de la force d'appui.

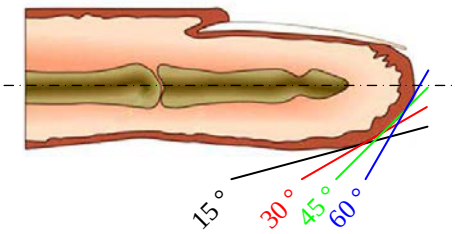


FIGURE II.16 – Zone de contact d'une coupe d'un doigt pour les différents angles d'inclinaison.

La forme de la zone de contact change en fonction de l'angle d'inclinaison. On peut considérer toutefois qu'elle est de forme elliptique pour les quatre angles d'inclinaison de 15°, 30°, 45° et 60°. La figure II.17 montre un exemple des zones de contact pour des touchers avec une force d'appui de 500 g, obtenues pour les angles de 15° et 60°. À partir du

paramètre d'intensité lumineuse sur l'image codée en *Teinte, Saturation et Valeur* (*HSV* pour *Hue Saturation Value*), un seuil de détection est défini pour délimiter le périmètre du toucher, représenté en noir sur la figure II.17. Un traitement sous Matlab permet ensuite de rechercher les deux diamètres perpendiculaires maximal et minimal de la zone considérée comme le contact, représentée en bleu cyan sur la figure II.17. Ces deux paramètres, appelés le *grand axe* et le *petit axe*, constituent les paramètres d'un modèle elliptique du toucher, représenté en jaune sur la figure II.17. La figure II.18 montre l'évolution des superficies évaluées à l'aide du dispositif FTIR et des superficies calculées avec le modèle de contact elliptique, en fonction de la force d'appui et des différents angles de contact, pour les valeurs moyennes sur l'ensemble des sujets. Une bonne correspondance entre la superficie mesurée et celle calculée pour un contact elliptique est observée, ce qui montre la validité de ce modèle. Le graphique du bas de cette figure montre le rapport entre les axes principaux et secondaires pour l'ensemble des sujets en fonction de l'effort et de l'angle d'appui. Ce rapport reste constant, ce qui indique une conservation de la forme de la zone de contact pour un angle donné quelle que soit la force d'appui. Plus l'angle d'appui augmente et plus le rapport entre les axes du modèle elliptique diminue indiquant que la zone de contact tend vers un contact circulaire.

La figure II.19 représente le rayon de la superficie d'un contact circulaire équivalent aux superficies mesurées dans nos expériences, à savoir $r = \sqrt{A/\pi}$ avec A la superficie réelle du contact. Les superficies sont moyennées sur l'ensemble des sujets, puis rapportées au modèle de l'équation (II.7) par une méthode des moindres carrés. Pour comparaison, la courbe limite haute montre un matériau élastique linéaire selon le contact de Hertz lorsque $\gamma = 1/3$ et la courbe limite basse montre un toucher non-linéaire *idéal* lorsque $\gamma = 0$. Pour comparaison également, des mesures sur du silicone et du caoutchouc ainsi que des valeurs indicatives sur l'index et le pouce de sujets humains des publications de Kinoshita [122] et de Hyun-Yong [121], sont également représentées. Dans toutes ces courbes, le rayon de la surface de contact est normalisé par rapport à celui obtenu pour une force de 1 N, afin d'éliminer la constante c de l'équation (II.7). Ces courbes montrent que le taux d'évolution de la surface de contact réduit lorsque la force de pression exercée par le toucher augmente.

Nos mesures (traits continus) démontrent une influence de l'angle d'appui sur l'exposant γ, conformant aux résultats de la publication de Hyun-Yong [121]. Une disparité apparaît entre les estimations de l'exposant γ en raison des imprécisions et du nombre réduit de sujets dont les valeurs ont été moyennées. Plus l'angle augmente, plus l'exposant γ diminue. Le comportement de l'index et du pouce dans la publication de Kinoshita [122] correspond à nos mesures sur l'index pour un angle de 60° et de 30° respectivement. Ce comportement

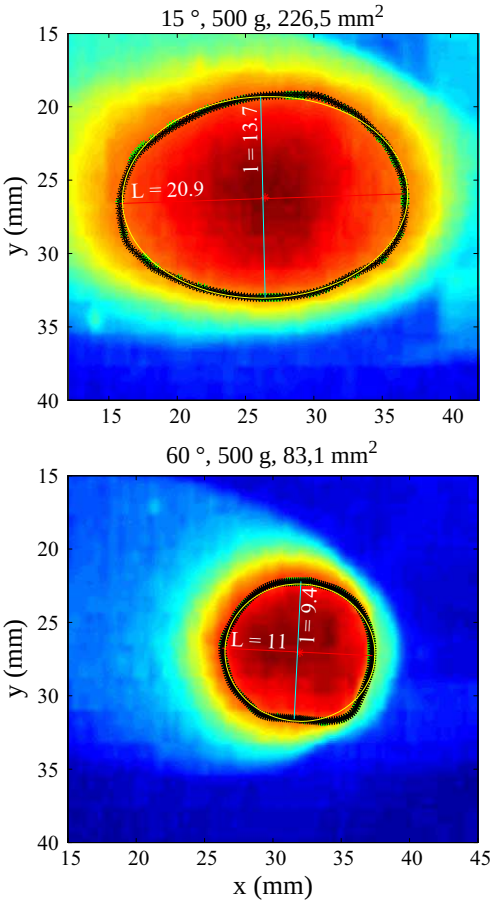


FIGURE II.17 – Exemple de zones de contact de l'index pour deux angles d'appuis différents et pour un effort de 500 g. Les points noirs représentent la ligne de niveau correspondant au seuil de luminosité, les traits en bleu cyan l'axe principal et l'axe secondaire, permettant de déduire le modèle elliptique représenté en jaune.

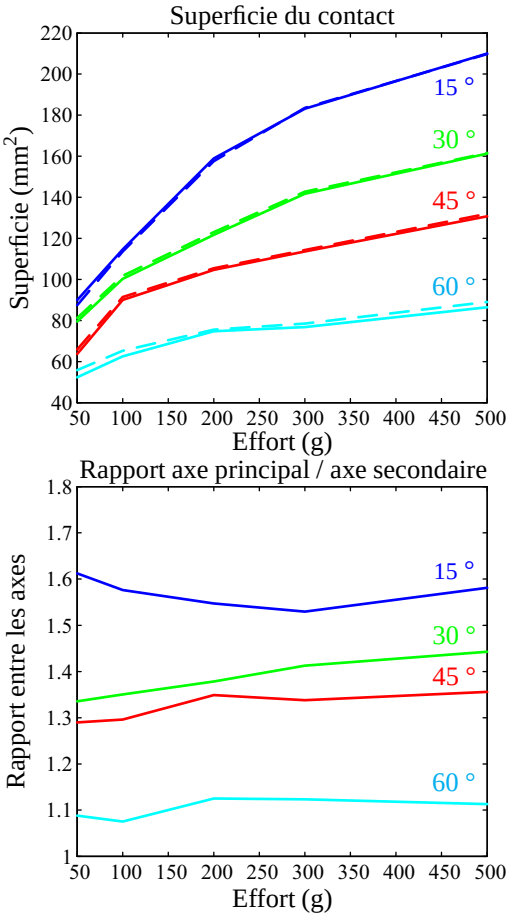


FIGURE II.18 – Image du haut : Superficie moyenne de contact sur l'ensemble des sujets en fonction de l'effort (mesurée sur les images en traits continus et estimée en fonction du modèle elliptique en traits discontinus). Image du bas : Rapport moyen entre l'axe principal et l'axe secondaire des zones de contacts elliptiques en fonction de l'angle d'appui.

illustre la différence de posture du pouce et de l'index dans une tâche de saisie entre ces deux doigts.

II.2.4 Posture *naturelle* du doigt

Lors de cette expérience, les sujets respectent une consigne d'effort, mais l'angle d'interaction du doigt avec la surface de contact est laissé libre. Les sujets appuient leur doigt sur le dispositif de mesure de la surface de contact décrit à la sous-section II.2.2 en maintenant l'effort de consigne pendant qu'une caméra prend une photographie de profil afin d'estimer l'angle d'appui, comme on peut le voir sur la figure II.20.

La figure II.21, montre l'évolution de l'angle θ en fonction de la force d'appui des 10 sujets. On observe que l'angle tend à rester autour d'une valeur moyenne de 35° (courbe

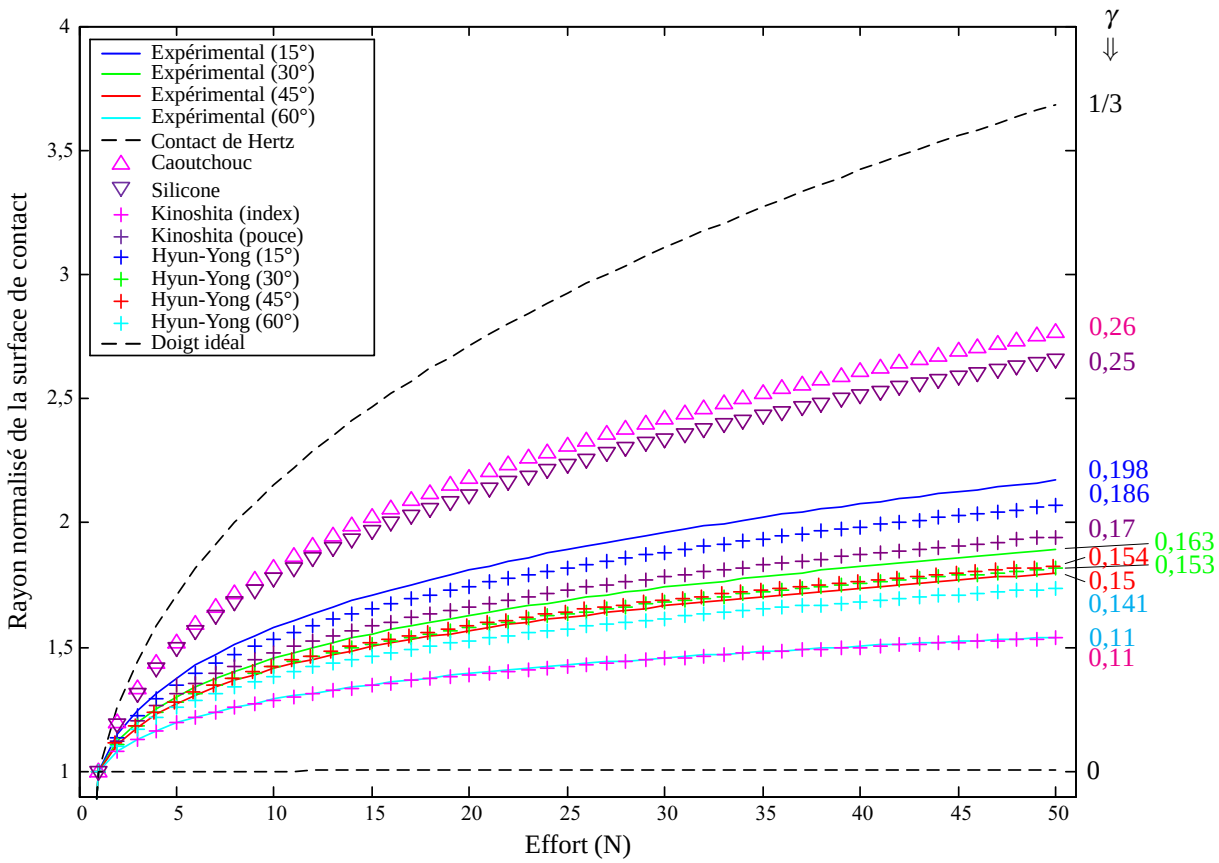


FIGURE II.19 – Rayon équivalent à un contact circulaire selon la théorie de Hertz en fonction et de la force d'appui et pour différents angles d'appui. Dans le cadre de nos expériences (traits continus) et pour des mesures effectuées dans d'autres articles (croix) ainsi que pour un plot artificiel en silicone et en caoutchouc (triangles), les valeurs du paramètre γ sont comprises entre un contact de Hertz d'un solide élastique linéaire et le contact d'un solide *idéal* non-linéaire dont la valeur de superficie atteindrait instantanément sa valeur maximale pour un effort supérieur à zéro (traits discontinus).

rouge sur la figure). Néanmoins, selon les sujets on peut distinguer deux tendances différentes. La première tendance (courbe magenta), qui concerne les sujets 1, 3, 5, 6, 8 et 9, montre une diminution de l'angle avec l'augmentation de l'effort. On peut interpréter ce phénomène soit comme une répartition de la pression moyenne sur la surface de contact, soit comme le résultat d'une contrainte excessive sur la jointure de la phalange distale, qui la place en hyper-extension. La deuxième tendance (courbe bleue) montre un comportement inverse dans lequel les sujets vont augmenter l'angle et placer la phalange distale en légère flexion. On peut supposer que ce comportement permet d'appliquer un effort plus important sans placer l'articulation en butée.

Globalement, les sujets restent dans un angle moyen de 35° pour appuyer sur la surface. Il faut néanmoins remarquer que pour cette expérience, les sujets se trouvaient assis et la surface était disposée à hauteur du ventre, dans le prolongement de l'avant-bras droit. De plus, les sujets devaient se concentrer pour maintenir la consigne de force d'appui sur une durée de l'ordre d'une minute, et ainsi adopter une position du doigt la plus confortable pour cette

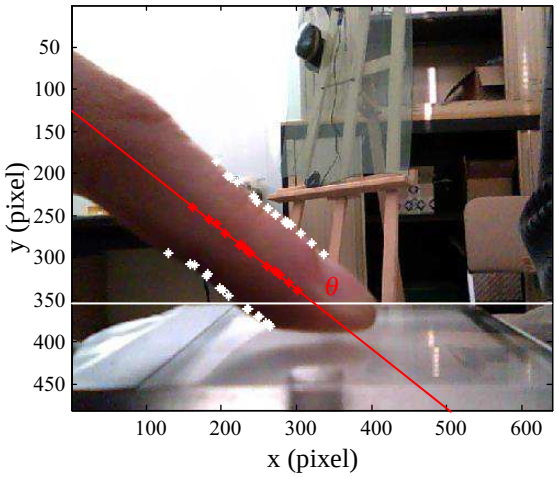


FIGURE II.20 – Exemple de mesure de l'angle *naturel* sur le profil de la photographie du doigt d'un sujet lors d'un appui.

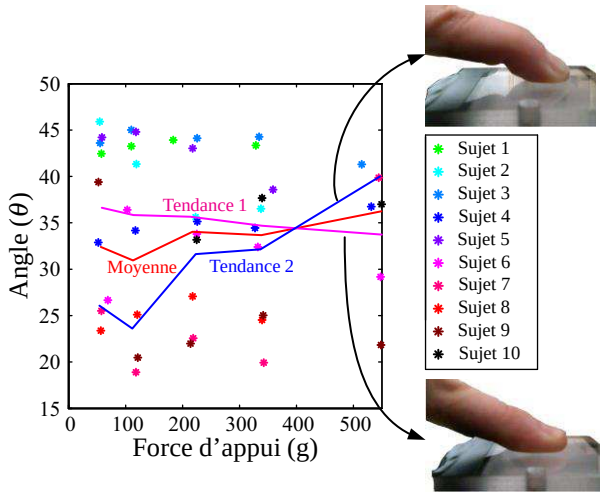


FIGURE II.21 – Angle du doigt avec la surface en fonction de la force, lors d'un appui *naturel*.

tâche. Dans le cas d'un appui spontané et de courte durée, un angle plus faible ou plus élevé pourrait être toléré sans douleur. Deux types d'interaction du doigt avec l'interface peuvent ainsi être observés, un toucher vertical ou un toucher oblique [123]. L'appui de l'index peut s'effectuer avec une cambrure de la phalange distale afin de maximiser la surface de contact ou par déformation en raison de l'impact, comme illustré sur la figure II.22. Benko [124] exploite le mouvement de roulis de la phalange pour simuler des pressions de boutons virtuels sur des surfaces tactiles. Néanmoins, un appui en position d'hyper-extension de la dernière phalange devient rapidement inconfortable voire douloureux selon la force d'appui et n'est pas apparu spontanément dans nos mesures probablement en raison de la durée de l'appui à laquelle les sujets devaient se conformer. Des appuis courts seraient donc susceptibles de s'effectuer avec une hyper-extension de la phalange distale lors d'une interaction *naturelle* avec une surface tactile, si elle est de courte durée.

Ces mesures permettent d'estimer l'angle du doigt adopté lors d'un appui avec une force contrôlée sur une surface tactile. Il s'avère que dans la plage d'efforts allant de 50 g à 500 g, cet angle tend à rester constant pour ce type d'appui. Notons toutefois que ces données sont fortement influencées par les conditions de mise en œuvre de l'expérience, comme la durée conséquente de maintien de l'effort.

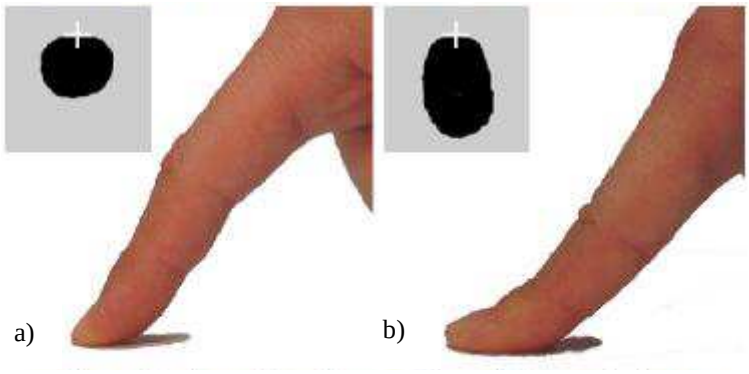


FIGURE II.22 – Principe *SimPress* [124], selon lequel le doigt passe d'une position de toucher verticale (a) à une position d'hyper-extension de la phalange distale lors d'un effort d'appui plus important (b) afin de simuler l'appui d'une touche virtuelle.

II.3 Mesures d'impédances acoustiques

La notion d'impédance acoustique équivalente du doigt pour des ondes ultrasonores est intéressante car elle permet d'évaluer la part d'onde absorbée et diffractée dans la coque. Ainsi, si l'on veut être en mesure de recréer une perturbation des ondes similaire à celle provoquée par un toucher sur une cavité acoustique, il est intéressant de pouvoir identifier et sélectionner des matériaux présentant les mêmes caractéristiques que celles d'un doigt humain. En raison de la nature des ondes de Lamb dans les coques, il est utile d'évaluer ce paramètre pour les modes d'ondes de volume longitudinal et transversal. Dans la littérature on trouve de nombreuses études sur l'impédance acoustique du doigt qui concernent les fréquences inférieures à 200 Hz, impliquées dans les mouvements mécaniques de l'ensemble doigt-main-bras. La réponse en basses fréquences est utiles pour le dimensionnement de systèmes destinés à être tenus en main [125] ou pour des études de dispositifs vibrotactiles [126] impliquant les mécanorécepteurs de la peau, tels les corpuscules de Paccini sensibles jusqu'à 1 kHz. Dans le cas du dispositif tactile à *figures de diffraction perturbées en amplitude*, l'interaction avec le doigt concerne des ondes ultrasonores comprises entre 20 kHz et 100 kHz. Dans cette gamme de fréquences, on suppose que la stimulation concerne principalement la peau ainsi qu'une partie du volume arrière de la phalange distale. Un dispositif permettant d'évaluer ces paramètres a donc été conçu.

II.3.1 Dispositif de mesure de l'impédance acoustique

La mesure de l'impédance acoustique de la phalange distale est effectuée grâce aux propriétés de réflexion d'une onde élastique à l'interface entre deux milieux. Une onde est émise dans un guide d'onde placé au contact du matériau à analyser, dans le cas présent le doigt, afin de caractériser le toucher humain sur un dispositif tactile acoustique. Sur la figure II.23,

un transducteur émet et reçoit une impulsion via un guide d'ondes placé au contact d'un doigt humain. Les propriétés et dimensions du guide d'onde étant connues, il est possible d'évaluer l'impédance du matériau en contact en analysant l'écho renvoyé par l'interface entre les deux milieux. En effet, selon la différence d'impédance acoustique entre les deux milieux, une partie de l'énergie est transférée du guide d'onde au matériau et l'autre est renvoyée au transducteur. On considère les impédances Z_1 et Z_2, respectivement du guide d'ondes et du doigt. L'impédance acoustique du guide d'onde est connue grâce au produit de la densité du guide d'onde, préalablement mesurée par une méthode d'immersion dans un fluide de masse volumique connue (méthode ASTM D792, ISO 1183), et de la vitesse de propagation identifiée par la mesure du temps de propagation aller-retour $t_{transit}$ dans le guide d'onde :

$$Z_g = \rho \, (2l/t_{transit}) \tag{II.10}$$

Une partie de l'énergie de l'onde incidente u_i se transmet au doigt sous forme d'onde transmise u_t tandis que la partie restante est réfléchie selon une onde u_r, détectée aux bornes du transducteur basculé en mode réception. Pour des ondes monochromatiques de la forme $u_x = A_x e^{i(kx-\omega t)}$ et un angle d'incidence nul, on obtient les formules classiques des coefficients de réflexion R et de réfraction T [90] :

$$R = \frac{A_r}{A_i} = \frac{Z_2 - Z_1}{Z_2 + Z_1} \text{ et } T = \frac{A_t}{A_i} = \frac{2\,Z_2}{Z_2 + Z_1} \tag{II.11}$$

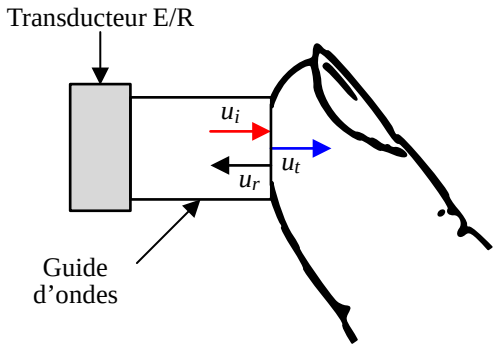


FIGURE II.23 – Transducteur émetteur/récepteur fixé sur un guide d'onde, servant d'impédance de référence..

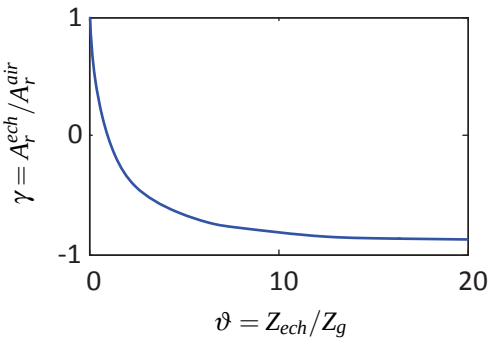


FIGURE II.24 – Rapport des amplitudes selon le rapport des impédances.

Afin d'être indépendant des conditions extérieures et des variations liées au matériau, l'impédance est évaluée grâce au rapport de l'écho lors d'une mesure de référence, *à vide*, et d'une mesure au contact de l'échantillon. On mesure la valeur de l'amplitude du signal réfléchi A_r^{air} lors de la mesure de référence. Puis, on obtient une valeur de l'amplitude du signal réfléchi A_r^{ech} lors du contact du matériau. Le même signal d'excitation étant émis dans

les deux cas, on a la même onde incidente $A_i^{air} = A_i^{ech} = A_i$. On obtient donc un système de deux équations pour les indices de réflexion d'une mesure de référence et au contact de l'échantillon :

$$\begin{cases} R^{air} = \dfrac{A_r^{air}}{A_i} = \dfrac{Z_{air} - Z_g}{Z_{air} + Z_g} \\ \\ R^{ech} = \dfrac{A_r^{ech}}{A_i} = \dfrac{Z_{ech} - Z_g}{Z_{ech} + Z_g} \end{cases} \tag{II.12}$$

L'impédance de l'échantillon Z_{ech} peut donc être déduite :

$$Z_{ech} = Z_g \frac{1+\alpha}{1-\alpha} \text{ avec } \alpha = \frac{A_r^{ech}}{A_r^{air}} \frac{Z_{air} - Z_g}{Z_{air} + Z_g} \tag{II.13}$$

Le choix du matériau constituant le guide d'onde influence la précision de la mesure. Si l'on considère le rapport de l'amplitude de l'écho de la mesure de l'échantillon sur l'amplitude de l'écho de la mesure à vide $\gamma = A_r^{ech}/A_r^{air}$, les impédances de l'échantillon Z_{ech} et du guide d'onde Z_g, et en considérant $Z_g \gg Z_{air}$, on peut écrire le rapport des mesures en fonction du rapport des impédances :

$$\gamma = \frac{Z_{ech} - Z_g}{Z_{ech} + Z_g} \frac{Z_{air} + Z_g}{Z_{air} - Z_g} \approx -\frac{Z_{ech} - Z_g}{Z_{ech} + Z_g} \text{ et } \frac{\partial \gamma}{\partial Z_{ech}} = -\frac{2 Z_g}{(Z_{ech} + Z_g)^2} \tag{II.14}$$

L'évolution du terme ϑ, rapport de l'impédance de l'échantillon sur celle du guide d'onde, en fonction de γ est représenté sur la figure II.24. Un maximum de sensibilité est obtenu lorsque $\partial\gamma/\partial Z_{ech}$ est maximal, soit pour $Z_{ech} \approx Z_g$. Pour avoir un coefficient de réflexion toujours positif et une bonne sensibilité, on choisit un matériau pour le guide d'onde tel que $Z_{ech} \lesssim Z_g$. On travaille ainsi dans la première partie de la courbe II.24.

Un seul transducteur est utilisé pour émettre et recevoir l'onde. Il faut donc émettre une salve d'onde ultrasonore puis passer en mode de réception avant l'arrivée de l'écho. La durée d'émission doit donc être inférieure au temps de transit aller-retour :

$$T = \frac{n}{f} < \frac{2\ell}{c}, \tag{II.15}$$

avec T la durée des n périodes du signal à la fréquence f, parcourant le guide d'onde de longueur ℓ à la vitesse de propagation c. Pour une fréquence donnée f, imposée par le transducteur choisi, le guide d'onde doit être d'une longueur minimale $\ell > nc/(2f)$. De plus on limite la longueur du guide d'onde de sorte à ne pas trop atténuer le signal. Car même si l'on travaille en régime différentiel, un rapport signal sur bruit trop faible risque de rendre la mesure inexploitable.

II.3.2 Mesure des impédances acoustiques

L'objectif est de mesurer les impédances caractéristiques de la pulpe du doigt et d'identifier des matériaux similaires. Le dispositif se compose comme décrit précédemment de transducteurs pour émettre et recevoir les ondes ultrasonores au travers d'un guide d'onde. Le choix du matériau composant le guide d'onde est important pour obtenir une précision et une résolution suffisante. Un guide cylindrique de dimensions 20 mm$\times$Ø12 mm, est réalisé en Plexiglas, de masse volumique de 1186 ± 1 kg/m^3 avec des vitesses de propagation longitudinale et transversale respectivement de 2697 m/s et 1355 m/s. On utilise des transducteurs large bande commercialisés par la société Olympus. Le transducteur employé pour les ondes longitudinales est un M110, de fréquence centrale de 5 MHz et le transducteur pour les ondes transversales est un V153, de fréquence centrale de 1 MHz. Les guides d'ondes sont collés sur les transducteurs avec du Salol (Phenyl-salicylate) comme illustré sur la photographie II.25. Le dispositif de mesure des impédances longitudinales et transversales est représenté avec des échantillons de silicone sur la photographie II.26.



FIGURE II.25 – Transducteurs équipés de guides d'ondes pour les mesures d'impédances acoustiques.



FIGURE II.26 – Dispositif de mesure des impédances acoustiques longitudinales et transversales (photo CEA/Stroppa).

Bien que le comportement de la peau et des tissus du doigt soient mesurés à 1 MHz et 5 MHz alors que le procédé de localisation fonctionne dans une plage de fréquences allant de 20 kHz à 100 kHz, on fait l'hypothèse que ces mesures d'impédance restent valables malgré le changement d'échelle. Les résultats de la sous-section II.5.5 tendent à confirmer cette hypothèse.

Les mesures d'impédance acoustique effectuées sur différents matériaux et sur notre ensemble de sujets sont rassemblées dans le barregraphe de la figure II.27.

Les mesures d'impédances sur la peau humaine de notre ensemble de sujets révèlent une impédance longitudinale moyenne de 767,3 kRayl sur une plage comprise entre 481,3 kRayl

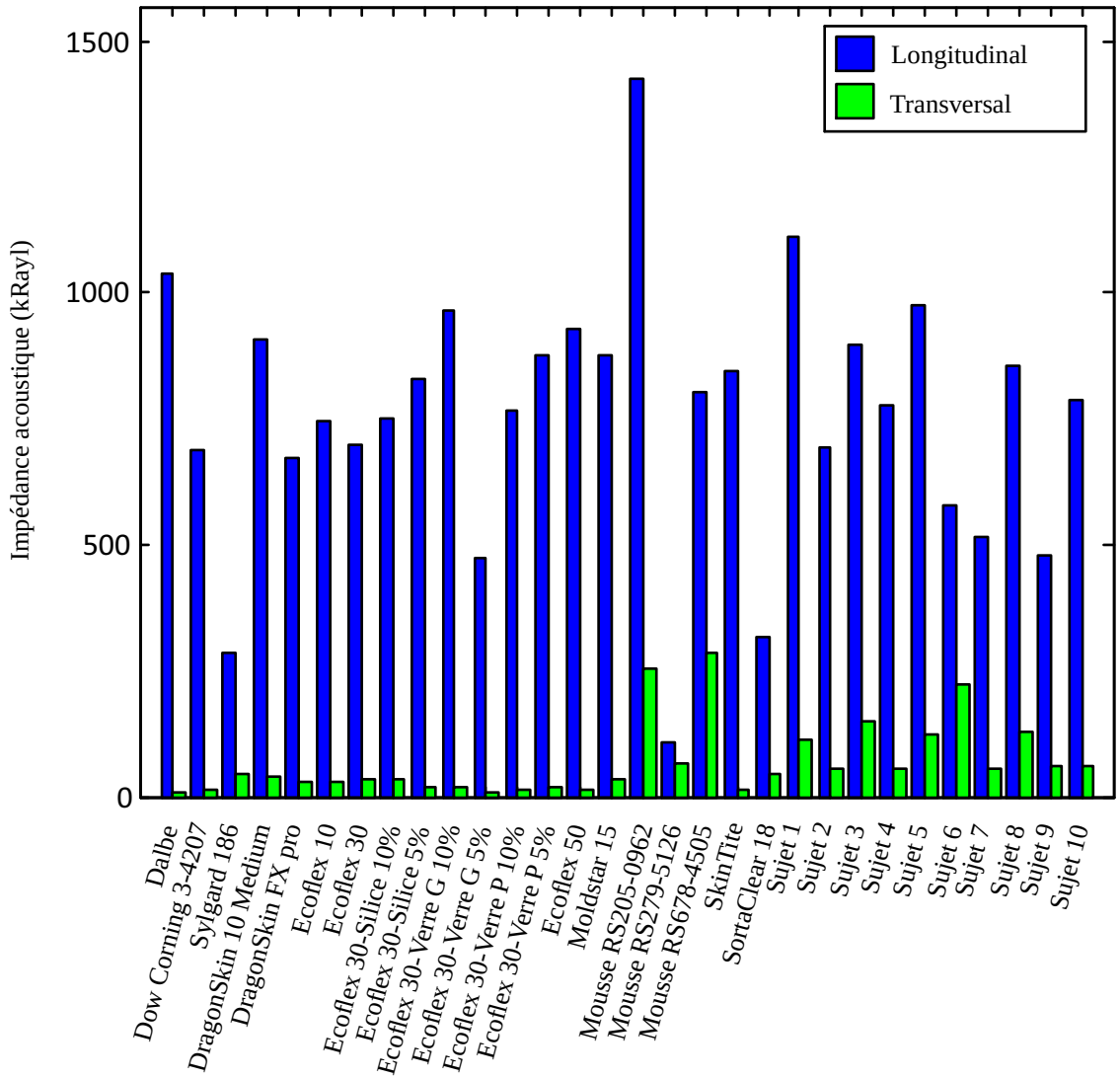


FIGURE II.27 – Impédance acoustique du mode longitudinal sur différents matériaux et sur l'ensemble d'utilisateurs.

et 1,1 MRayl et une impédance transversale moyenne de 100 kRayl sur une plage de 52,6 kRayl à 219,7 kRayl. La variabilité est de $\pm$41,2 % sur le mode longitudinal et de $\pm$82,5 % sur le mode transversal. Si l'on s'intéresse au rapport des impédances longitudinales sur les impédances transversales, on observe un rapport moyen de 8,9 pour les sujets humains alors qu'il est de 23,5 pour la plupart des silicones, comme illustré sur la figure II.28. Le silicone « Dalbe » présente le plus grand rapport d'impédances et les silicones « Dow Corning » et « SkinTite » ont des rapports d'impédances autour de 50. Les silicones chargés de silice ou de billes de verre présentent un rapport d'impédances moyen de 53,4. Les mousses de polyurethane ont un rapport d'impédances moyen de 3,3, proche de celui du sujet n°6 de 2,64.

Pour simuler efficacement un toucher sur une coque tactile, il faut sélectionner un matériau présentant des impédances caractéristiques proches de la celles mesurées sur les sujets

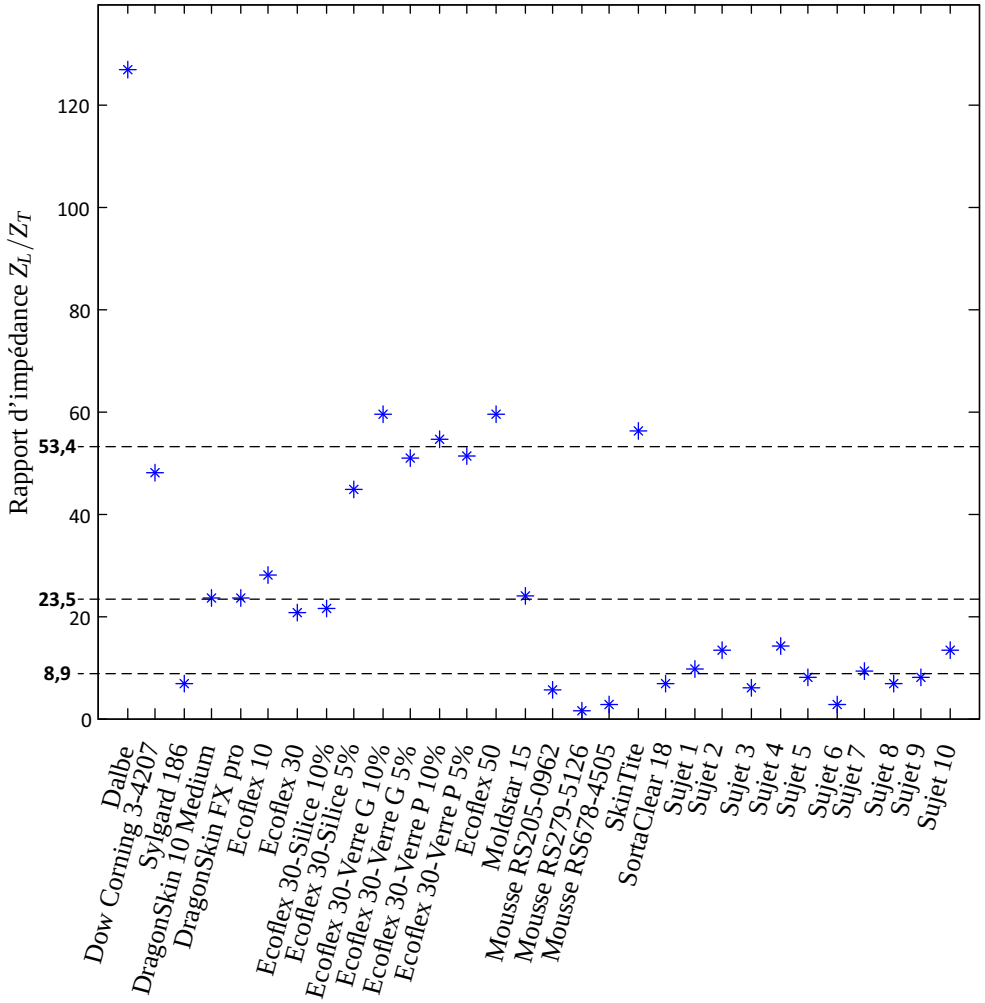


FIGURE II.28 – Rapport des impédances acoustiques mesurées sur les différents matériaux et sujets humains.

humains. Le silicone « Sylgard 186 » ou des matériaux comme le polyuréthane sont de bons candidats. D'autres aspects, tels que le dégazage durant la polymérisation, ou l'élasticité du matériau qui détermine la courbe de superficie du contact en fonction de la force, sont des critères importants pour la conception d'un doigt artificiel. Les silicones « Ecoflex » ou « Moldstar » s'avèrent être de bon compromis de ce point de vue.

II.4 Figures de diffraction générées par une colonne d'eau

Dans l'algorithme FDPA, les ondes de Lamb émises se réfléchissent sur les bords de la coque et continuent ainsi de se propager tant qu'elles n'ont pas totalement été atténuées. Ainsi pour un amortissement faible, une onde peut traverser plusieurs fois la coque. Pour une impulsion ou un train d'ondes émis et une géométrie particulière de la coque, les modes de résonances propres apparaissent dans le signal de réception. Un toucher localisé sur la

coque, perturbe alors le rayonnement acoustique, c'est-à-dire plusieurs trajets parcourus par certaines ondes. Chaque position du toucher est donc caractérisée par une réponse caractéristique de la cavité acoustique en fonction de la part d'ondes diffractées.

On émet l'hypothèse que l'allure du spectre de la réponse de la figure de diffraction dépend de la position du toucher sur la coque, alors que son amplitude dépend de la part d'énergie absorbée, soit du niveau de perturbation. Pour vérfifier cette hypothèse, une expérience est réalisée dans laquelle on peut ajuster le volume d'un fluide localisé en un endroit particulier sur une coque équipée du procédé FDPA. La hauteur du fluide ajustée dans un tube de section de 13 mm, proche de la taille d'un doigt humain, influence le spectre de réponse de la coque.

Une coque en acier inoxydable est équipée de transducteurs, un émetteur qui envoie des trains d'impulsions en balayant les fréquences de 100 kHz à 35 kHz et un récepteur qui mesure le signal de réponse de la coque à l'aide d'un oscilloscope, comme illustré sur la figure II.29. Le signal est ensuite transmis à un ordinateur pour y être traité dans l'environnement Matlab. Un tube de 10 mm de diamètre est fixé à l'aide de Salol (Phényl Sallicylate) pour ne pas endommager la coque et de l'eau est progressivement introduite afin de créer une perturbation de plus en plus importante pour simuler un toucher.

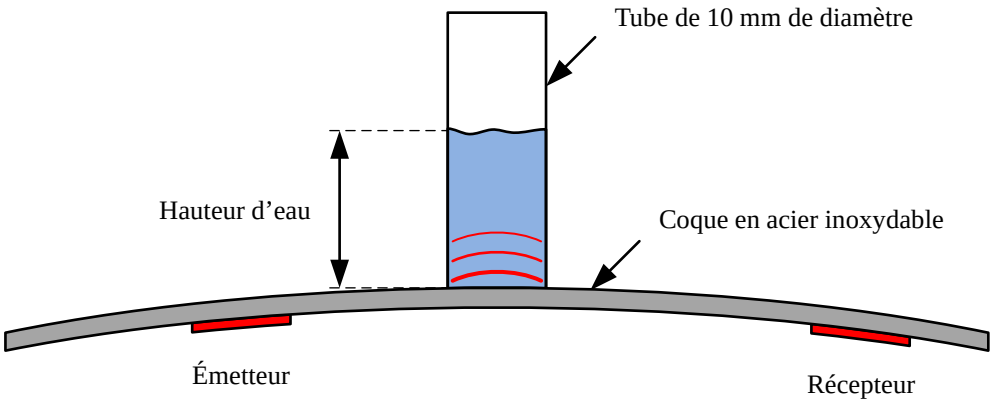


FIGURE II.29 – Coque en acier inoxydable équipée du procédé FDPA et perturbée par une colonne d'eau contenue dans un tube étanche d'un diamètre de 10 mm.

Pour quantifier la perturbation induite dans la coque, on calcule la *perturbation relative efficace* (PRE, voir section IV.4) sur une moyenne de 5 acquisitions successives pour chaque niveau de fluide. Chaque acquisition est moyennée sur 16 valeurs par l'oscilloscope afin d'améliorer le rapport du signal sur le bruit (RSB). La correspondance d'allure du spectre est évaluée avec le coefficient de corrélation de la *Perturbation Relative* (PR, voir annexe sur la page 227), calculé pour chaque mesure d'une hauteur d'eau donnée par rapport à la première mesure pour 1 mm d'eau.

Sur le tableau à gauche de la figure II.30, on peut voir que le niveau de perturbation du si-

gnal dans la coque augmente avec la hauteur d'eau, sauf pour les trois dernières valeurs dont des phénomènes d'interférences interviennent entre la longeur d'onde et la hauteur d'eau. Le coefficient de corrélation du spectre suit l'évolution du PRE, illustrant le changement de la forme du spectre.

Hauteur de fluide	PRE	Coefficient de corrélation par rapport à 1 mm
A vide	1,85	-
1 mm	7,83	-
2 mm	9,35	0,97
3 mm	11,46	0,95
4 mm	12,75	0,93
5 mm	13,9	0,91
6 mm	14,73	0,89
7 mm	15,76	0,85
8 mm	16,5	0,82
9 mm	17,6	0,77
10 mm	18,2	0,74
15 mm	16,16	0,8
20 mm	14,8	0,85
25 mm	15,91	0,86

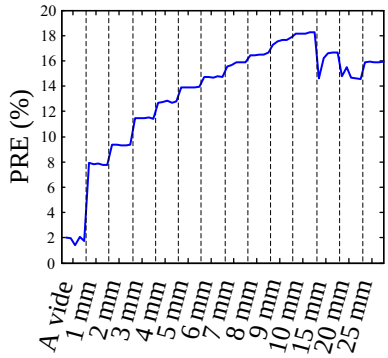


FIGURE II.30 – Perturbation Relative Efficace de la figure de diffraction selon la hauteur d'eau dans le tube.

Sur la figure II.31, on voit que le module du spectre des signaux dans la coque est répartie sur la plage de fréquences, avec plusieurs raies fréquentielles présentant un facteur de qualité élevé. Cela traduit la faible atténuation dans ce type de matériau et donc de multiples réflexions des ondes sur les frontières de la coque avant extinction.

Le détail des raies fréquentielles du spectre de réponse révèle que la forme du spectre reste la même mais que l'amplitude du module diminue avec l'absorption, qui est donc proportionnelle à la hauteur de fluide dans le tube. Ce phénomène est visible sur les figures II.32, II.33, II.34 et II.35 Au-delà de 75 kHz, une distorsion apparait pour les hauteurs d'eau supérieures à 10 mm.

L'hypothèse initiale est confirmée. Pour une forme particulière du spectre, il est donc possible de déduire la position du toucher, indépendamment de l'amplitude de la perturbation. En considérant des dimensions et des propriétés viscoélastiques moyennes du doigt humain et un angle d'appui standard pour interagir avec la surface tactile, alors le paramètre d'amplitude peut être relié à la force exercée par l'utilisateur. En effet, le niveau d'amplitude est dépendant de la superficie du contact, liée aux propriétés viscoélastiques déterminées dans la sous-section II.2.3. On peut donc conclure que la position du toucher sur la coque peut être déduite indépendamment du niveau de perturbation, révélateur de la superficie du contact ou d'une estimation de la force d'appui.

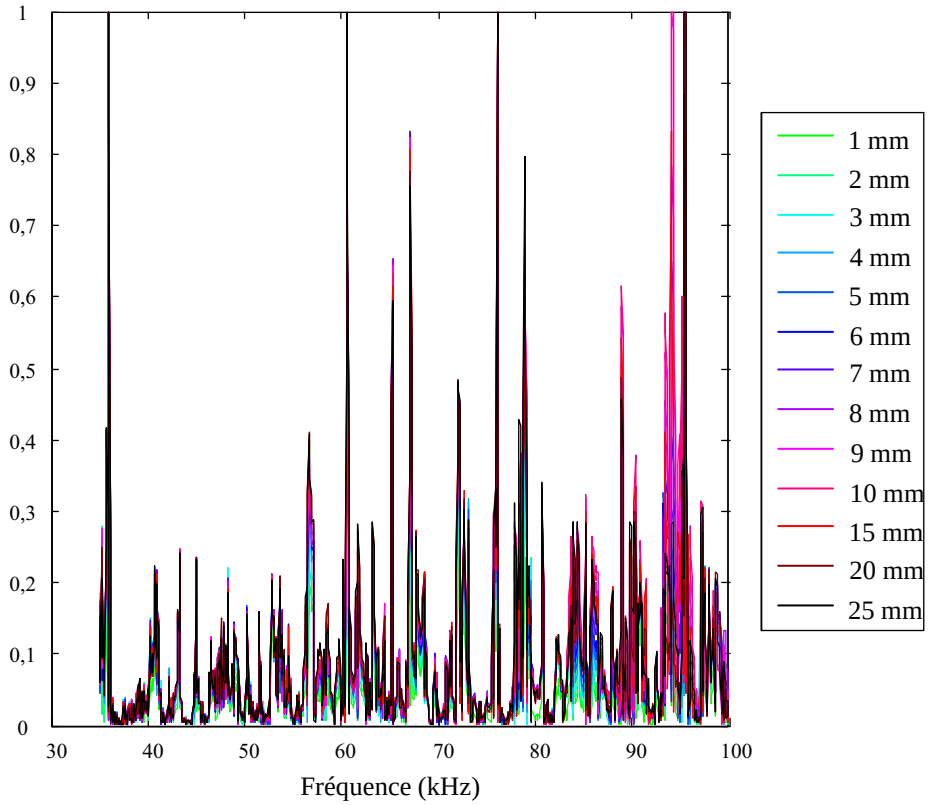


FIGURE II.31 – Spectre correspondant à l'écart normalisé relatif sur la plage de fréquence pour les différentes hauteurs de fluide.

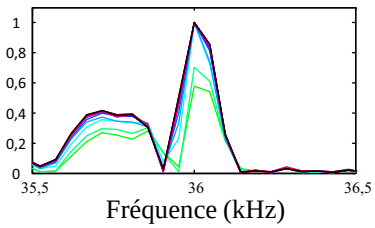


FIGURE II.32 – Zoom sur les fréquences de 35,5 à 36,5 kHz.

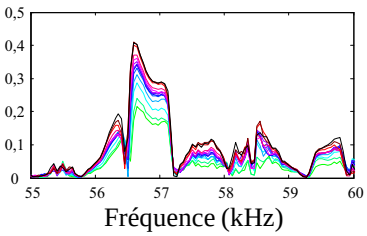


FIGURE II.33 – Zoom sur les fréquences de 55 à 60 kHz.

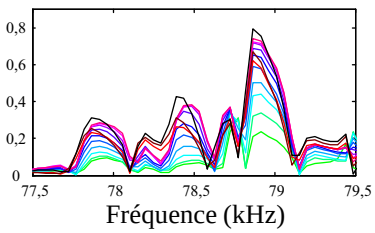


FIGURE II.34 – Zoom sur les fréquences de 77,5 à 79,5 kHz.

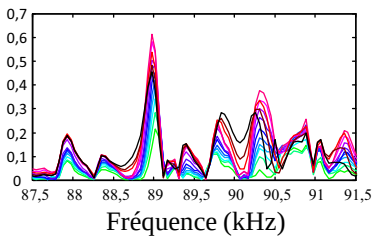


FIGURE II.35 – Zoom sur les fréquences de 87,5 à 91,5 kHz.

II.5 Conception d'un doigt artificiel

Un doigt artificiel permet de reproduire la perturbation engendrée par un toucher humain réel sur une surface tactile, autorisant par exemple l'automatisation d'apprentissage de *signatures acoustiques* sur de grandes surfaces ou d'évaluer différents procédés tactiles acoustiques. Afin d'améliorer le réalisme du doigt artificiel, des éléments tels que la structure osseuse, l'ongle ou même la circulation sanguine dans les tissus responsable d'effets non-linéaires [127] peuvent être pris en compte. Plusieurs publications traitent d'autres aspects du toucher tels que les frottements normaux et tangentiels, les déformations d'ensemble de la structure, l'évolution de la zone de contact, les aspects dynamiques comme le temps de relaxation, les dissipations de chaleur liées aux déformations ou autres aspects thermiques sur l'ensemble du doigt. Dans notre cas de touchers statiques sur des interfaces tactiles, on ne tient pas compte des frottements et du temps de relaxation. Le doigt artificiel est donc conçu en regard de la déformation et de la perturbation acoustique. Deux approches ont été développées selon les modèles définis à la sous-section II.1.2. Dans la première, un matériau plein simule la chair et la peau du doigt, alors que dans la seconde, une membrane représentant la peau contient un fluide absorbant à une pression connue qui se déforme comme un doigt humain lors d'un toucher. Le fluide, dit *simulant*, reproduit le comportement visqueux et l'atténuation des ondes acoustiques comme dans la chair humaine. Dans la publication de Culjat *et al.* [128], il est mentionné des propriétés proches de celles de l'eau pour les tissus sous-cutanés avec une vitesse de 1561 $\mathrm{m.s}^{-1}$ et une densité de 1043 $\mathrm{kg/m}^3$, mais avec une atténuation plus élevée. Elle est de l'ordre de $0,54\,\mathrm{dB}\cdot\mathrm{cm}^{-1}\cdot\mathrm{MHz}^{-1}$ dans les tissus sous-cutanés et de $0,0022\,\mathrm{dB}\cdot\mathrm{cm}^{-1}\cdot\mathrm{MHz}^{-1}$ dans l'eau. Nous verrons d'abord plusieurs dispositifs existants avant de proposer une structure porteuse supportant le doigt artificiel et reproduisant sa posture lors d'un appui. Enfin, ces doigts artificiels sont comparés à des perturbations réelles sur des coques tactiles.

II.5.1 Dispositifs artificiels existants

Le silicone est souvent employé pour recréer des *doigts artificiels* en raison de sa viscoélasticité, pouvant s'apparenter à celle de la peau et de la chair humaine [121, 127, 129, 130, 131]. En fonction de leurs propriétés, telles que leur dureté ou leur temps de relaxation [130], différents silicones peuvent être employés (voir figure II.36).

Hyun-yong [129] effectue des comparaisons des déformations du doigt de sujets humains avec un prototype de doigt artificiel. Ce prototype correspond à une gomme de silicone autour d'une structure en aluminium comme illustré sur la figure II.37. Dans ces travaux, les

forces de friction tangentielles sont mesurées sur des sujets humains en fonction de la force d'appui et comparés aux données obtenues avec le doigt artificiel. Une dépendance linéaire des forces de cisaillements selon la pression du contact est démontrée et un coefficient de friction est évalué. L'action d'un ongle sur le doigt artificiel est évaluée et induit une raideur supérieure conduisant à une force de cisaillement plus importante.

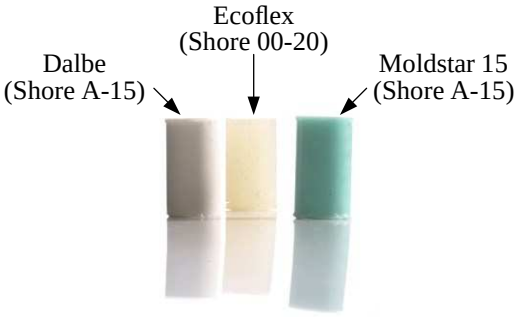
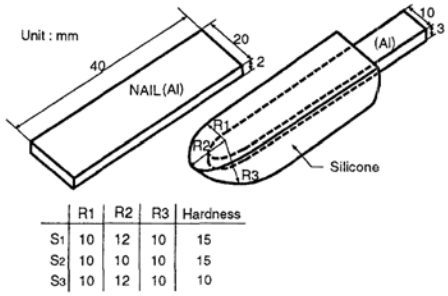


FIGURE II.36 – Exemple d'échantillons de silicones.



	R1	R2	R3	Hardness
S1	10	12	10	15
S2	10	10	10	15
S3	10	12	10	10

FIGURE II.37 – Prototype de doigt artificiel [129].

Dans une autre étude, Hyun-yong [121] évalue le déplacement de matière, la superficie de contact et la pression moyenne sur la zone de contact en fonction de la force d'appui et de l'angle de contact. Le doigt, représenté sur la figure II.38, est désormais constitué d'une peau faite d'un silicone de 1 mm d'épaisseur autour d'une gomme ou d'un gel de silicone représentant les tissus sous-cutanés. Une structure porteuse en aluminium représente l'os. Il conclut que le gel de silicone simule un comportement plus proche d'un doigt humain. Cependant, pour ce prototype, il n'a pas été observé de correspondances entre la superficie de contact et l'angle d'attaque, contrairement à ce qui a été observé sur des sujets humains et présenté à la section II.2. Les simulations de déformations par éléments finis réalisées et présentées sur la figure 54 de la sous-section II.2.3, montrent que la forme est en cause dans ce dispositif. Une forme cylindrique à section elliptique et extrémité en demi-ellipsoïde selon le modèle présenté à la sous-section II.2.1 est plus adaptée.

Un doigt artificiel plus simple, représenté sur la figure II.39, a été réalisé par Tiezzi et Vassura [131]. Il est constitué d'une couche de silicone de différentes épaisseurs sur une structure cylindrique rigide. Les paramètres d'évolution de la déflexion de la peau, de la superficie de contact et des forces de frictions normales et tangentielles selon différentes forces d'appui et différents angles d'attaque ont été évalués. Cependant, cette forme ne permet pas non-plus de reproduire l'influence de l'angle d'appui sur la superificie de contact.

Berselli *et al.* [127] ont réalisé un dispositif constitué d'une membrane remplie d'un fluide incompressible dont la pression agit sur les phénomènes de relaxation et d'amortissement, représenté sur la figure II.40. Deux types de silicone, d'une dureté shore A-18 ou shore 00-

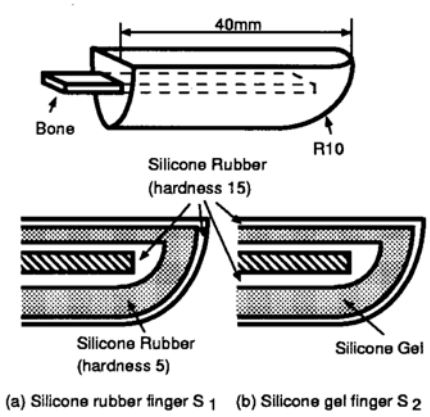


FIGURE II.38 – Prototype de doigt artificiel [121].

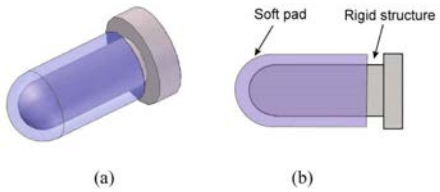


FIGURE II.39 – Couche de silicone d'une épaisseur donnée sur une structure rigide [131].

20, et trois épaisseurs de 1, 5, 3 et 6 mm, ont été évalués pour la membrane du doigt artificiel. Le diamètre de 20 mm est constant et considéré comme équivalent à celui du pouce d'un sujet humain moyen. D'après les conclusions de cette étude et pour des conditions quasi-statiques, le silicone souple de dureté shore 00-20 avec une épaisseur de plus de 6 mm est privilégié. La pression du fluide agit quand à elle sur le temps de relaxation et la dissipation d'énergie pour des cycles d'appuis/relâchés à basses fréquences.

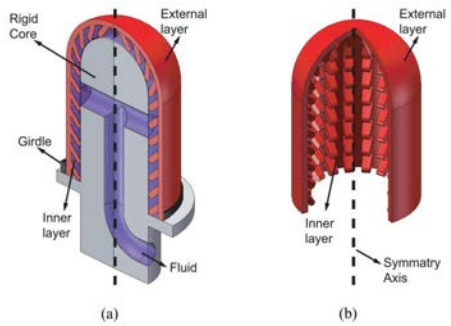


FIGURE II.40 – Concept de doigt artificiel basé sur un modèle de membrane remplie d'un fluide incompressible [127].

Dans le cadre d'interfaces tactiles acoustiques, on fait l'hypothèse d'un contact statique par rapport à la cadence de mesures du dispositif, on néglige les phénomènes de glissement et de relaxation dépendant du temps et on néglige le comportement dynamique des structures phalange/doigt/bras en-dessous de 20 kHz.

Selon la fidélité souhaitée du rendu du toucher par un dispositif artificiel, différents modèles de doigt artificiel peuvent être envisagés :

- Un dispositif monobloc correspondant au *continuum model* : La géométrie et le matériau autorise une déformation similaire à celle d'un doigt humain, pour un toucher considéré comme quasi-statique du fait de la cadence de mesure du procédé actif ;
- Un dispositif composé d'une membrane entourant un fluide incompressible, correspondant au *waterbed model*. La déformation sera plus réaliste, notamment la répartition de la pression sur la surface de contact [127] ;
- L'utilisation d'un ongle artificiel permettant de mieux traduire les déformations lors des touchers.

II.5.2 Structure porteuse : force et angle d'appui

La structure porteuse permet de manipuler et de fixer le doigt artificiel. Elle impose la posture du doigt lors du toucher, qui est fonction de l'effort appliqué. Pour différentes forces d'appui et lors de cycles de charge/décharge, la position du contact sur la coque tactile doit être constante.

II.5.2.1 Déplacement mécanique du doigt

Lors d'un toucher réel, le contact entre la surface et le doigt évolue en fonction de l'effort appliqué. D'une part la superficie de contact augmente en raison de la déformation viscoélastique de la peau et la zone de contact de forme elliptique va s'étendre, d'autre part, l'angle d'inclinaison du doigt diminue lorsque l'effort augmente (voir la sous-section II.2.4). La structure porteuse doit donc ajuster l'angle du doigt artificiel en fonction de l'effort d'appui, pour une même position du point de contact.

Une structure porteuse en quadrilatère a été choisie. Elle permet de recréer le mouvement de l'inclinaison du doigt, proportionnellement à la force d'appui. On considère sur le schéma II.41 une première barre d fixée au robot de positionnement, qui se translate dans un espace cartésien (x,y,z). L'angle φ reste constant. La structure porteuse du doigt a est fixée à la barre solidaire du robot d, par deux barres de liaison b et c. L'angle entre le doigt artificiel, prolongement de la barre a, et la surface est appelé θ. Nous allons déterminer les paramètres de dimensionnement de la structure porteuse sélectionnée. Diverses projections selon les axes et rapports au sein de la structure permettent de déduire les équations du système qui seront utilisées par la suite pour optimiser le dimensionnement.

Projection selon l'axe x :

$$d' \cos\varphi + c \sin\beta = b \sin\alpha + a' \cos\theta \tag{II.16}$$

$$a \cos\theta - c \sin\beta + \left(d - d'\right) \cos\varphi = OP_x \tag{II.17}$$

$$\left(a - a'\right) \cos\theta - b \sin\alpha + d \cos\varphi = OP_x \tag{II.18}$$

Projection selon l'axe z :

$$d' \sin\varphi + b \cos\alpha = c \cos\beta + a' \sin\theta \tag{II.19}$$

$$a \sin\theta + c \cos\beta + \left(d - d'\right) \sin\varphi = OP_z \tag{II.20}$$

$$\left(a - a'\right) \sin\theta + b \cos\alpha + d \sin\varphi = OP_z \tag{II.21}$$

Les angles α et β peuvent être écrits en fonction des autres paramètres. Ainsi en combinant les équations (II.17) et (II.18) dans l'équation (II.19), on obtient :

$$\begin{cases} \alpha = \sin^{-1}\left[\dfrac{(a - a')\cos\theta + d\cos\varphi - OP_x}{b}\right] \\ \\ \beta = \sin^{-1}\left[\dfrac{a\cos\theta + (d - d')\cos\varphi - OP_x}{c}\right] \end{cases} \tag{II.22}$$

Soit :

$$\begin{aligned} & d' \sin\varphi + b \cos\left[\sin^{-1}\left[\frac{(a - a')\cos\theta + d\cos\varphi - OP_x}{b}\right]\right] \\ & = c \cos\left[\sin^{-1}\left[\frac{a\cos\theta + (d - d')\cos\varphi - OP_x}{c}\right]\right] + a' \sin\theta \end{aligned} \tag{II.23}$$

Et la combinaison des équations (II.20) et (II.21) dans l'équation (II.16), nous donne :

$$\begin{cases} \alpha = \cos^{-1}\left[\dfrac{OP_z - (a - a')\sin\theta - d\cos\varphi}{b}\right] \\ \\ \beta = \cos^{-1}\left[\dfrac{OP_z - a\sin\theta - (d - d')\sin\varphi}{c}\right] \end{cases} \tag{II.24}$$

Soit :

$$\begin{aligned} & d' \cos\varphi + c \sin\left[\cos^{-1}\left[\frac{OP_z - a\sin\theta - (d - d')\sin\varphi}{c}\right]\right] \\ & = b \sin\left[\cos^{-1}\left[\frac{OP_z - (a - a')\sin\theta - d\cos\varphi}{b}\right]\right] + a' \cos\theta \end{aligned} \tag{II.25}$$

Ces deux équations font apparaitre l'angle φ et les longueurs a, b, c, d, a', d' ainsi que OP_x

et OP_z qui autorisent un déplacement du point O selon l'axe (Oz), seulement pour une valeur de θ comprise entre 15° et 60°. On souhaite que OP_x reste constant. Si on fixe arbitrairement les longueurs des deux barres principales a et d ainsi que l'angle φ, il faut pouvoir identifier les longueurs a', d', b et c.

On ajoute la condition que l'angle β soit nul lorsque l'angle θ est maximal et vaut 60°. Ainsi l'équation (II.17) lorsque $\theta = 60°$ permet d'ajouter l'équation :

$$a\cos(\theta = 60°) + \left(d - d'\right)\cos\varphi - OP_x = 0 \tag{II.26}$$

Un calcul d'optimisation à l'aide du logiciel MATLAB (annexe sur la page 207) a permis de déterminer les dimensions des différents éléments mécaniques. En utilisant les angles $\varphi = 60°$ et $15° < \theta < 60°$, ainsi que $a = 90\,\text{mm}$ et $d = 83\,\text{mm}$, on obtient la structure représentée sur la figure II.42. La distance OP_x entre le bout du doigt artificiel et la structure porteuse est de 50 mm et reste constante lors d'un appui. Les articulations sont montées sur des roulements à billes et les barres de la structure sont en acier inoxydable. Le déplacement du bout du doigt selon l'axe z impose un angle de contact. Différents doigts artificiels en matériaux viscoélastiques pleins ou remplis d'un fluide sous pression, peuvent être montés afin de simuler un doigt humain.

II.5.2.2 Angle en fonction de la force d'appui

L'angle du doigt artificiel lors de l'appui est défini par la déformation de la structure mécanique en quadrilatère. Il est possible de fixer un angle d'appui en imposant une longueur de la diagonale $[RS]$. En disposant un piston et un ressort, on peut dimensionner l'angle du doigt sur la surface tactile en fonction de la force d'appui. On considère la diagonale entre les points et S de la figure II.42 afin d'ajuster la force de contre-réaction proportionnelle à l'angle d'appui souhaité du doigt artificiel. On considère la figure II.43, qui est la rotation d'un angle φ d'une partie de la figure II.41 afin que la barre d' soit horizontale. La longueur du segment $[RS]$ en fonction de l'angle θ s'exprime par la fonction :

$$[RS] = \sqrt{a'^2 + 2\,c\,a'\sin(\beta' - \varphi + \theta) + c^2} \tag{II.27}$$

Les projections sur l'axe vertical et horizontal permettent de définir un système d'équations équilibrant le quadrilatère :

$$\begin{cases} c\sin\beta' + b\sin\alpha' = d' - a'\cos(\varphi - \theta) \\ \\ c\cos\beta' - b\cos\alpha' = a'\sin(\varphi - \theta) \end{cases} \tag{II.28}$$

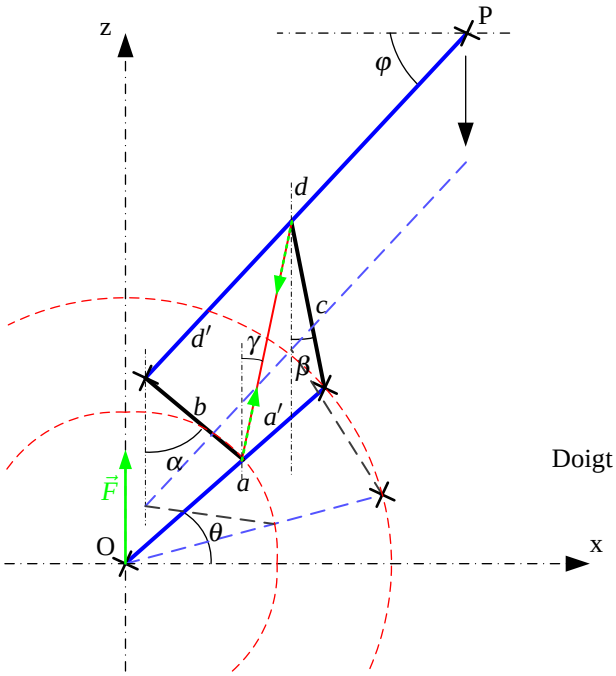


FIGURE II.41 – Structure parallèle porteuse du doigt artificiel simulant l'inclinaison en fonction de la force d'appui.

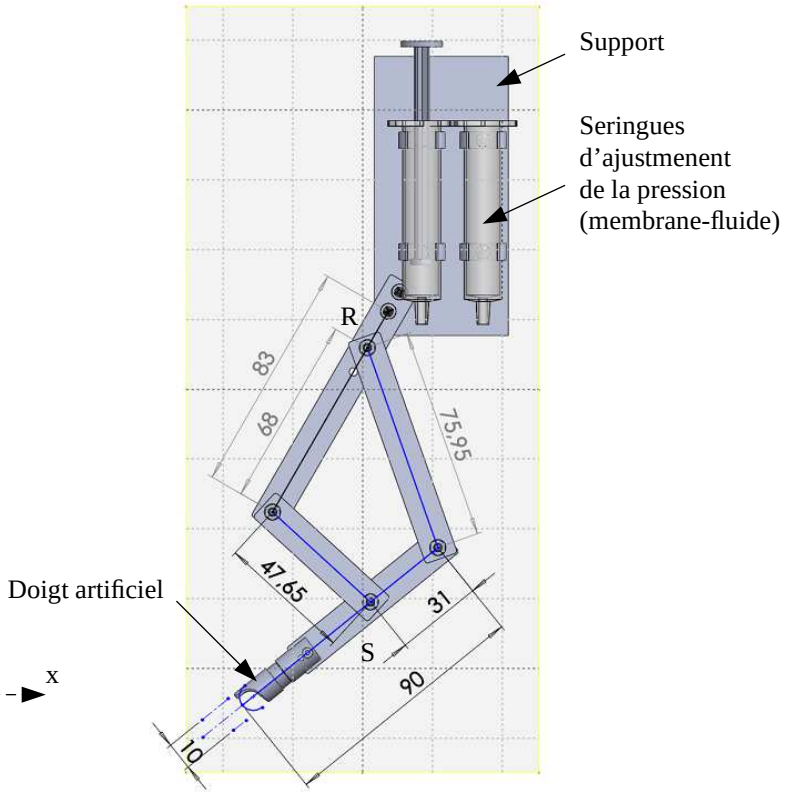


FIGURE II.42 – Aperçu de la modélisation de la structure porteuse du doigt artificiel sur logiciel de CAO.

La résolution de ce système permet de définir l'angle β' en fonction de l'angle θ et permet de déduire la distance $[RS]$ à partir de l'équation II.27. Un ressort de compression est disposé dans le segment $[RS]$, ce qui permet d'ajuster l'effort correspondant à l'inclinaison souhaitée lors d'un appui.

On considère à nouveau le schéma de la figure II.41 dans lequel la force d'appui normale à la surface $\vec{F}$ se traduit par une force de tension $\vec{T}$, exercée de manière égale et opposée sur les points R et S selon la direction de la diagonale. Cette force de tension dans le ressort entre R et S est transmise par la structure sur les barres a', b , c et d'. La force d'appui opposée à la poussée du ressort de compression, est projetée sur l'axe vertical $(0z)$ avec l'angle γ :

$$F_{appui} = T\cos\gamma \tag{II.29}$$

Le passage de la figure II.43 à la figure II.41, s'effectue par la relation $\alpha = \alpha' + \varphi$. L'angle α' se déduit de β', calculé précédemment. L'angle γ s'exprime donc :

$$\gamma = \frac{d'\cos\varphi - b\sin\alpha}{[RS]} \tag{II.30}$$

Ce qui conduit à un coefficient $K_S(\theta) = \cos\gamma$, liant la tension dans le ressort et la force d'appui pour un angle θ. Enfin, la force d'appui $\vec{F}$ peut s'exprimer en fonction de l'angle θ et de la tension dans le ressort, proportionnelle à la variation de longueur de $[RS]$ et à la raideur du ressort K_x :

$$F = K_s(\theta)\, K_x\, RS(\theta) \tag{II.31}$$

La figure II.44 montre l'évolution de la longueur du segment $[RS]$ ainsi que la force d'appui en fonction de l'angle d'inclinaison du doigt sur la surface. Le ressort de compression est calculé à la valeur de 0,275 N/mm de raideur pour reproduire le comportement de l'angle d'inclinaison du doigt proportionnellement à l'effort, de sorte à atteindre un angle de l'ordre de 33° pour un effort équivalent à 500 g et un angle de 37° à 300 g, comme observé à la sous-section II.2.4.

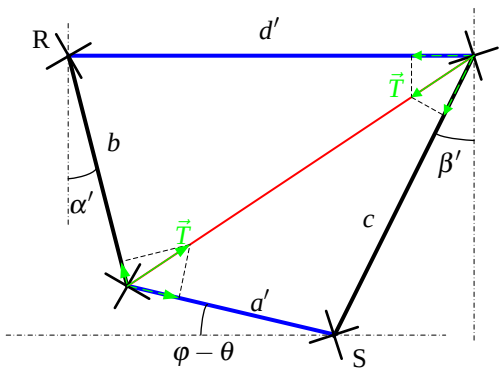


FIGURE II.43 – Quadrilatère de la structure porteuse.

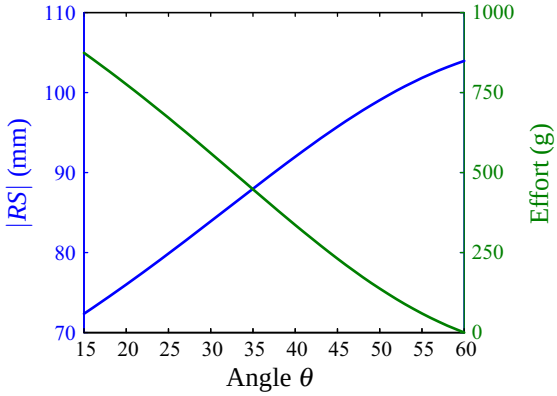


FIGURE II.44 – Évolution de la longueur du segment $[RS]$ et de l'effort d'appui sur la surface de contact en fonction de l'inclinaison du doigt artificiel.

II.5.3 Doigt artificiel : Modèle plein

La mise en œuvre selon cette approche consiste à mouler différents polymères tels que du silicone ou de la mousse de polyurethane selon une forme appropriée. La figure II.45 présente différents moulages de doigts artificiels pleins. Les dimensions sont basées sur celles mesurées sur des sujets à la section II.2. La couche viscoélastique est supportée par une structure en plastique avec un prolongement reproduisant l'effet structurel de l'os afin d'assurer la rigidité mécanique du doigt. La figure II.46 présente une vue en coupe du support recouvert d'une peau en silicone. Deux types de silicone ont été employés : le silicone Mold-Star15 de dureté shore A-15 et le silicone Ecoflex de dureté shore 00-20, tous deux de la gamme smooth-on [132]. Trois tailles différentes ont été réalisées pour le doigt, 12×10 mm, 14×11 mm et 16×14 mm, correspondantes à des tailles de doigts humains rencontrées lors

des mesures expérimentales.



FIGURE II.45 – Prototypes de doigts artificiels pleins. On peut observer les moules réalisés en prototypage rapide de poudre de Nylon frittée pour trois dimensions de doigts artificiels.

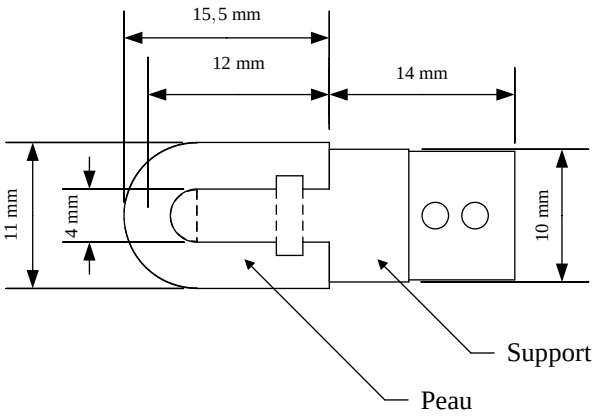


FIGURE II.46 – Schéma du doigt artificiel plein. Le support est réalisé en plastique fritté et la peau est en silicone de dureté shore 00-20, jugée proche de l'élasticité d'un doigt humain.

II.5.4 Doigt artificiel : Modèle membrane/fluide

L'intérêt du modèle membrane/fluide est d'obtenir une déformation lors d'un effort plus proche de celle d'un doigt humain. Cette déformation en fonction de l'effort peut être ajustée en agissant sur la pression du fluide. Cette approche se base sur le modèle présenté à la sous-section II.1.2.2. La membrane doit être inextensible, la zone de contact et la déformation sont définies par la pression du fluide de remplissage et non par l'étirement de la membrane. Dans la pratique, une épaisseur suffisante associée à l'insertion d'une trame de textile tissé permet de limiter l'extensibilité de la membrane. Le dispositif doit supporter une force d'appui maximale supérieure à 500 g, considérée comme un appui fort par les sujets lors des mesures (voir section II.2). La figure II.47 représente des membranes réalisées en silicone ainsi que des éléments du moule. L'avantage du silicone est sa simplicité d'utilisation et son étanchéité, associées à des propriétés d'impédances acoustiques proches de celles de la peau de l'index, comme nous l'avons vu à la sous-section II.3. Dans la sous-section II.1.2.2, il est présenté le calcul pour la déflexion d'une membrane sphérique pour un appui d'une force ponctuelle. La résolution de ce modèle s'avère délicate dans le cas d'un toucher plan déformant la surface. Serina [115] utilise une méthode de Runge-Kutta pour évaluer les déformations et les efforts transmis lors d'un appui d'un modèle de membrane sous pression d'un fluide. Dans nos mesures, une évaluation empirique de la pression permet de reproduire les déformations d'un toucher réel, comme évalué sur des sujets humains à la section II.1.5. Une pression absolue du fluide a empiriquement été établie à 109 kPa pour une pression

atmosphérique de l'ordre de 100 kPa.



FIGURE II.47 – Membranes de doigts artificiels en silicone.

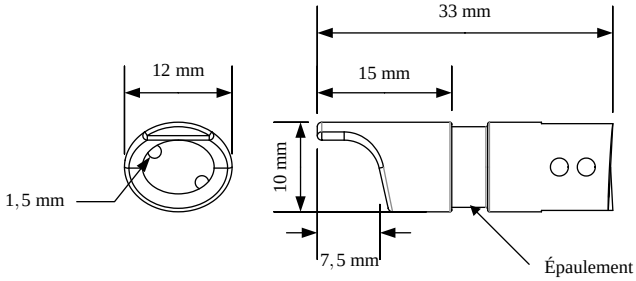


FIGURE II.48 – Schéma du doigt artificiel selon le modèle de la membrane remplie d'un fluide sous pression. Le support est réalisé en plastique fritté et sera recouvert d'une membrane, serrée au moyen d'un collier au niveau de l'épaulement.

Afin de limiter l'élasticité des membranes tout en conservant la souplesse et l'étanchéité, une trame en fibre textile est insérée lors de la réalisation. Sur la figure II.49, on peut observer des membranes avec une trame de fibres de coton tissées.



FIGURE II.49 – Illustration de la réalisation des trames textiles afin de limiter l'extensibilité des membranes. Photographie de gauche, fibre inséré durant la phase de réalisation. Photographie de droite, la membrane terminée.

La photographie de la figure II.50, illustre le robot de positionnement équipé du dispositif de doigt artificiel avec membrane remplie d'un fluide. Le robot peut amener le doigt artificiel à la position souhaitée dans un repère cartésien. Un système hydraulique permet d'ajuster la pression du fluide. Dans la première seringue, sur la droite sur la photographie, on actionne le piston manuellement pour ajuster le niveau de pression. La seringue de gauche est équipée d'un manomètre digital afin de contrôler le niveau de pression (voir annexe sur la page 223). Le corps de la seringue équipée du manomètre sert de ballast dans lequel le volume d'air, comprimé à la pression du fluide, permet une tolérance aux surpressions sans endommager

la membrane. Le manomètre digital envoie les mesures de pression via un port USB. Il est ainsi possible de contrôler la pression en fonction de la force d'appui lors des touchers sur la surface à étudier.

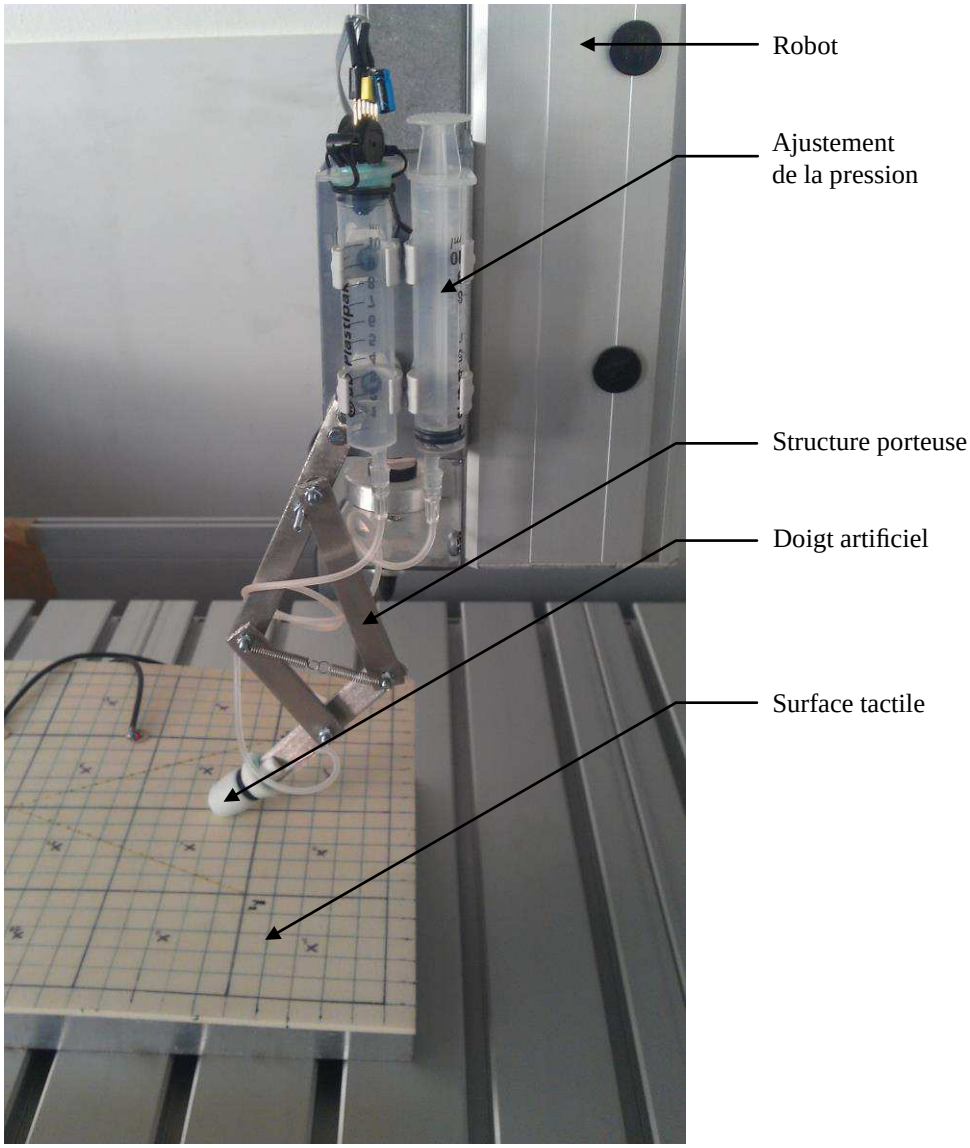


FIGURE II.50 – Dispositif de doigt artificiel de type membrane remplie d'un fluide sous pression.

II.5.4.1 Fluide de remplissage

Des *simulants* permettent de reproduire le comportement de tissus humains vis-à-vis d'ondes ultrasonores. Ces matériaux sont souvent utilisés dans le domaine médical pour simuler des pathologies ou pour étalonner les échographes.

Bien que proche de fluides, comme l'eau, les tissus humains présentent un coefficient d'atténuation supérieur. Différents organes et tissus sont listés dans l'état de l'art sur les *simulants* de Culjat *et al.* [128]. Pour les tissus mous, la vitesse de propagation est de 1561 m/s et l'impédance acoustique est de $1,63\,\mathrm{MRayl}$, mais avec une atténuation de $0,54\,\mathrm{dB}\cdot\mathrm{cm}^{-1}\cdot$

MHz^{-1}. Pour comparaison, l'eau présente une vitesse de propagation et une impédance proche (1480 m/s et $1,48\,\mathrm{MRayl}$), pour une atténuation $0,0022\,\mathrm{dB}\cdot\mathrm{cm}^{-1}\cdot\mathrm{MHz}^{-1}$. La caractéristique la plus importante observée sur le doigt de sujets humains est l'impédance transversale qui a pu être mesurée à la section II.3. Différentes substituts existent pour simuler le comportement des différents tissus humains, mais il est important de ne pas négliger la tenue dans le temps du fluide. Nous avons d'abord simplement utilisé de l'eau pour le comportement élastique du doigt, puis nous avons comparé les résultats avec une eau chargée de propylène glycol, permettant d'augmenter le niveau d'atténuation à une valeur proche de $0,4\,\mathrm{dB}\cdot\mathrm{cm}^{-1}\cdot\mathrm{MHz}^{-1}$. Il est apparu qu'en raison des dimensions du doigt et de la membrane en silicone ou en polyuréthane, l'eau permet d'obtenir une perturbation suffisante dans notre modèle de doigt artificiel à membrane remplie de fluide.

II.5.5 Évaluation des doigts artificiels

Afin de comparer le niveau de perturbation d'un toucher réel et d'un toucher avec le doigt artificiel, nous avons utilisé la plaque tactile équipée de transducteurs présentée sur la figure I.6. Le procédé FDPA est appliqué. Le signal d'excitation est un balayage de plusieurs sinusoïdes sur une plage de fréquences allant de 100 kHz à 20 kHz sur une durée de 10 ms. Deux transducteurs émettent le signal pendant qu'un troisième réceptionne la *réponse en réflectivité*[1] de la coque. L'allure du spectre de réponse du signal est significatif de la position du toucher sur la coque alors que son amplitude correspond à l'intensité de la perturbation, comme nous l'avons démontré à la section II.4. Un robot de positionnement équipé du doigt artificiel vient le positionner en différents emplacements de la coque, comme illustré sur la figure II.51.

Plusieurs exemples d'*Écarts Normalisés Relatifs* (ENR, annexe sur la page 227) sont tracés sur la figure II.52. Comme attendu, l'allure des spectres des différents doigts artificiels et du toucher humain possèdent la même forme pour un même emplacement de contact. On observe des variations d'amplitude en fonction du modèle de doigt artificiel employé et une meilleure correspondance dans le cas du modèle plein.

Les modèles de doigts artificiels pleins (modèle P) sont de deux dimensions (a : 14 mm $\times$ 11 mm et b : 16 mm $\times$ 14 mm) pour deux types de silicone (1 : shore A-15 et 2 : shore 00-20). Les modèles constitués d'une membrane remplie d'un fluide sous pression (modèle F) ont une membrane en silicone (s), en polyuréthane (p) ou en latex (nr). La pression du fluide peut être ajustée et contrôlée à l'aide d'un capteur de pression (annexe sur la page 223).

[1] Voir section I.2.

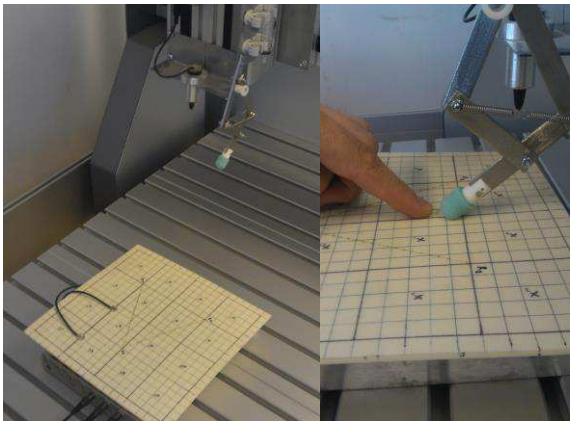


FIGURE II.51 – Robot de positionnement équipé du dispositif de doigt-artificiel venant parcourir la surface tactile de test. Sur la photographie de droite, un toucher humain est représenté avec celui du doigt artificiel pour montrer la posture lors de l'appui.

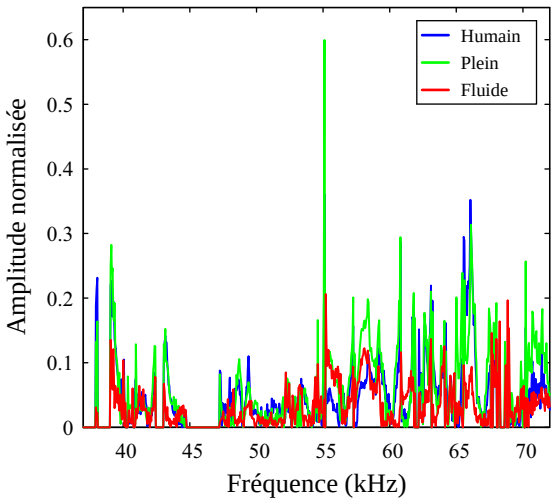


FIGURE II.52 – ENR de touchers pour un doigt humain et des dispositifs de doigts artificiels, plein et membrane/fluide. On observe une bonne correspondance de l'allure des différents spectres.

La *Perturbation Relative Efficace* (PRE, annexe sur la page 227) est effectuée entre une mesure lors d'un toucher et à vide. Deux mesures comparatives de sujets humains sont effectuées (H1 et H2). Plus les valeurs moyennes de la PRE de doigt artificiel sont proches de celles de doigt humain, et plus la perturbation induite par le toucher est similaire. Le tableau II.2 montre la PRE de différents doigts artificiels et des deux sujets humains en 3 positions de toucher distinctes sur la coque, et pour une force d'appui de 265 g. Les deux sujets humains sont différents, ce qui explique que le doigt du sujet H1, plus grand, montre une PRE plus élevé. Pour les doigts artificiels en matériaux pleins, on observe que la dimension du doigt à moins d'influence que le type de silicone. Cette observation est à relativiser, car le silicone de dureté shore 00-20 est plus souple. Ainsi pour une même force d'appui, la superficie de contact résultante de la déformation du matériau est plus importante. Les modèles à membrane présentent des perturbations différentes à la position 2, montrant une différence de la part d'onde perturbée qui doit être variable selon les positions sur la plaque. On observe également que l'utilisation de l'eau glycolée aux positions 1 et 2 entraîne une baisse de la PRE. Le modèle à membrane de silicone ou de polyuréthane remplies d'eau (Fse ou Fpe) ou le modèle à membrane en latex remplie d'eau glycolée (Fnreg) se rapprochent des perturbations des matériaux pleins. Bien que les PRE des doigts artificiels et des sujets humains soient proches, on observe que pour la position 3 une différence de comportement est notable. Alors qu'en cette position la PRE est légèrement inférieure à celle de la position 2 chez les deux sujets humains, elle est bien plus élevée pour les doigts artificiels. Ce phénomène suggère une différence des types d'ondes traversant cette zone. En effet, les impédances des

matériaux utilisés ne correspondent pas exactement avec les propriétés relevées sur les sujets humains à la section II.3. L'impédance transversale des silicones employés pour créer les doigts artificiels pleins (Pa1, Pa2, Pb1 ou Pb2) est plus faible que pour le doigt humain. L'hypothèse que des ondes avec une part plus importante du mode transversal sont présentes à la position 3, peut être émise. Identifier un matériau avec des propriétés plus proches de celles d'un sujet humain moyen, de viscoélasticité adéquate, permettrait de mieux simuler un toucher réel. Néanmoins, le doigt artificiel plein Pb1 présente des résultats satisfaisants.

	H1	H2	Pa1	Pa2	Pb1	Pb2	Fse	Fseg	Fsego	Fpe	Fnreg
Position 1	11,5 %	7,2 %	7,3 %	8,4 %	7,3 %	8,4 %	7,25 %	4,5 %	6,2 %	7 %	7,81 %
Position 2	22,5 %	10,55 %	9,2 %	9,4 %	9 %	10,1 %	8,1 %	5,5 %	7,3 %	8,2 %	7,31 %
Position 3	20,7 %	8,5 %	14 %	13 %	14,7 %	13,7 %	14,6 %	14,2 %	10,6 %	12,1 %	14,2 %

TABLE II.2 – Comparaison des *Perturbations Relatives Efficaces* moyennes de différents modèles de doigts artificiels, pour trois positions distinctes sur la plaque de test. Mesures à $\pm$0,1 %.

II.6 Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons examiné plusieurs paramètres caractéristiques d'un toucher sur une surface, notamment les propriétés anatomiques, la courbe superficie / effort en fonction de l'angle d'attaque ou encore les impédances acoustiques qui devront être reproduites pour créer un doigt artificiel.

Des mesures sur un ensemble de 10 sujets de moyenne d'âge 29 ans et demi, ont montré qu'une phalange avait une largeur et une longueur respectivement 1,27 fois et 2,36 fois plus grandes que l'épaisseur égale à 11,1 mm en moyenne chez les hommes et 10,3 mm chez les femmes. Un modèle de la phalange a permis de reproduire la forme elliptique du contact d'un toucher réel.

Le contact avec l'index a une superficie se situant entre 50 et 200 mm² selon l'angle compris entre 15° et 60° et la force d'appui entre 0,5 N et 5 N. On observe que 70% de la superficie totale est atteinte à 3 N. La surface augmente avec la force appliquée selon une loi en puissance dont le coefficient, compris entre 0,11 et 0,2, dépend de l'angle d'appui, de 35° pour une posture naturelle moyenne. En outre, si l'allure du spectre de perturbation est plutôt liée à la position du toucher sur la coque tactile, on constate que l'amplitude de la perturbation d'un toucher dépend surtout de la qualité du couplage entre le doigt et la surface. La position d'un toucher peut donc être identifiée indépendamment du niveau de perturbation qu'il crée. Ce dernier est caractéristique de la superficie de contact et peut être

relié à une force d'appui moyenne en exploitant les relations superficie-effort.

Par ailleurs, les impédances acoustiques longitudinale et transversale ont été mesurées à l'aide d'un dispositif échographique basé sur l'étude du coefficient de réflexion à l'interface avec la peau de plusieurs sujets d'études ou de différents matériaux. Ainsi, un toucher humain moyen présente une impédance longitudinale de l'ordre de 767 kRayl et une impédance transversale de l'ordre de 100 kRayl. L'impédance acoustique décrit bien la capacité d'un toucher à perturber la propagation d'ondes, car il caractérise un processus d'échange énergétique. Nous avons donc recherché un matériau ayant des propriétés similaires et pouvant induire des perturbations équivalentes sur les coques tactiles. Nous avons ainsi observé que le silicone pouvait présenter une impédance longitudinale proche du doigt humain, tandis que son impédance transversale en était très éloignée, avec un rapport de 20 entre les deux impédances alors qu'il n'est que de 9 pour le doigt humain. Malgré cette différence, il est apparu comme un bon candidat en raison de son élasticité et de son utilisation aisée.

Un doigt artificiel a ensuite été conçu pour reproduire un contact avec des angles d'attaque compris entre 15° et 60°. Des niveaux de perturbation relative efficace compris entre 7% et 14% ont été observés avec ce doigt, proches de ceux obtenus avec un doigt humain. Deux variantes de doigt artificiel ont enfin été réalisées. L'une correspond au modèle plein avec du silicone souple, de module d'Young 250 kPa ; elle reproduit bien les déformations du doigt, l'autre correspond au modèle avec membrane remplie d'un fluide sous une pression de 9 kPa. Le doigt artificiel fixé sur un robot de positionnement sera utilisé pour l'automatisation des phases d'apprentissage, la construction des bases de données et pour le contrôle de la stabilité des signatures acoustiques qui nécessite des touchers calibrés et reproductibles.

III

Influence des conditions environnementales sur les coques

DANS des conditions fixes de température et d'humidité relative, les *signatures acoustiques*[1] de chaque toucher sont stables et l'algorithme FDPA identifie la position des touchers de manière fiable. En condition réelle d'utilisation de coques tactiles, les paramètres d'environnement évoluent et le procédé montre une baisse de performance, puis cesse de fonctionner correctement. La figure III.1 récapitule l'ensemble des propriétés de chaque élément du dispositif tactile contribuant à créer une *signature acoustique*.

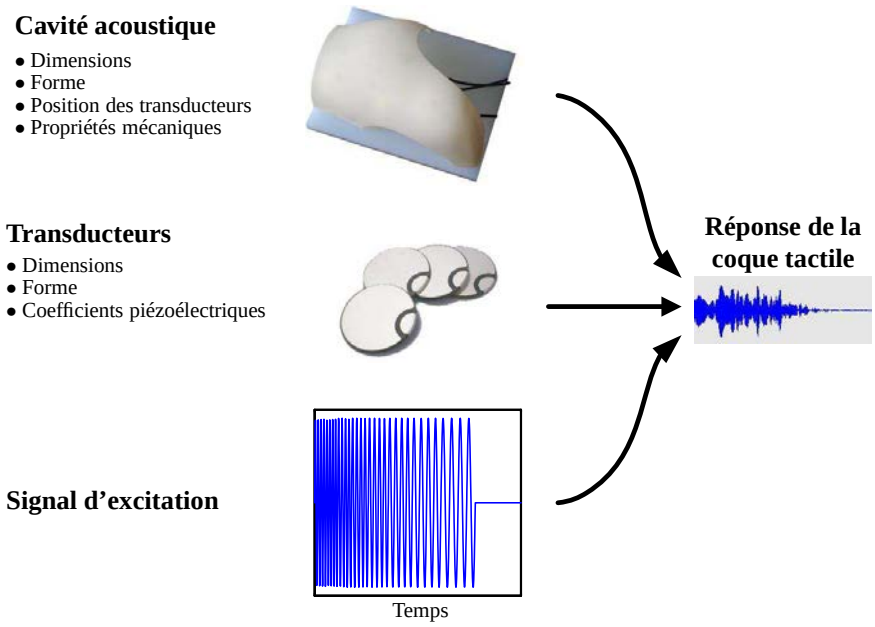


FIGURE III.1 – Ensemble des propriétés des différents éléments interagissant dans le dispositif de coque tactile par la méthode de Figures de Diffraction Perturbées en Amplitudes (FDPA)

Lanza di Scalea [133] indique les sensibilités à la température de céramiques piézoélectriques PZT (Titano-Zirconate de Plomb) de 0,23%/°C pour le module de Young, 0,29%/°C

[1] Terme défini à la section I.2.

pour le coefficient piézoélectrique et entre 0,3%/°C et 0,9%/°C pour la permittivité électrique. Néanmoins, l'évolution des constantes piézoélectriques des transducteurs induit des effets sur la génération et la détection des ondes élastiques dans les coques, mais ne modifient pas la forme du module du spectre d'une *réponse en réflectivité* générant une *signature* de la position du toucher. Une électronique suffisamment performante pour limiter le bruit dans les mesures, ajuster le gain du signal et émettre des ondes élastiques sur toute la superficie de la coque est nécessaire pour compenser les changements des propriétés des transducteurs. L'évolution des vitesses des modes de Lamb pour une géométrie particulière de la cavité acoustique est la principale cause de déformation des *signatures*. Ce phénomène est lié aux ondes longitudinales et transversales dans la matière, et donc aux propriétés physiques des matériaux employés. Par rapport aux autres éléments du dispositif, la coque en matière plastique est directement responsable d'une *signature* de la position d'un toucher et est la plus sensible à l'environnement, comme illustré à la figure III.2.

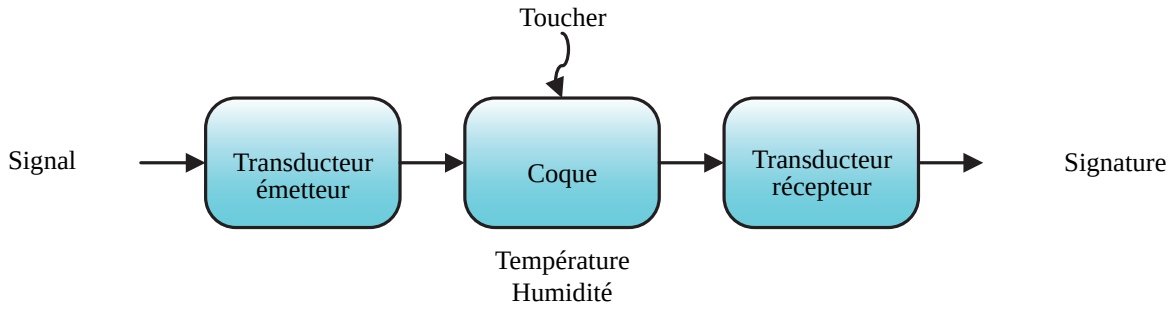


FIGURE III.2 – Influence des conditions environnementales sur le dispositif.

La température et l'humidité relative agissent sur les propriétés physiques de la coque équipée du dispositif. Ainsi une élévation de température tend à provoquer une diminution de la raideur des matériaux, du module de Young ou des coefficients de Lamé [134]. Ces paramètres déterminent les vitesses de propagation des ondes de volumes et ainsi celles des modes guidés, telles que les ondes de Lamb dans le cas de plaques et coques. Dans la publication de Ribay [135], il est mis en évidence une déformation de la réponse impulsionnelle en fonction de la température dans le plexiglas. Une correction basée sur l'équation du mode de Flexion dans la plaque, correspondant au premier mode de Lamb antisymétrique, permet de compenser la dérive en température. Les coefficients de dérives thermiques sont donc évalués pour effectuer des corrections sur les signaux permettant la localisation de touchers avec une meilleure robustesse.

Le matériau utilisé se dilate en fonction de sa température, ce qui modifie la géométrie de la coque et les distances entre les transducteurs. La cavité acoustique, que constitue la

coque équipée, est donc amenée à changer avec la température, entrainant des modifications des *signatures acoustiques*. On peut cependant émettre l'hypothèse que les proportions des positions des transducteurs sur la coque sont conservées.

Dans le cadre de ce travail, nous considérons une température homogène de la coque et nous n'étudions pas l'influence de gradient thermique. De plus, les données techniques des fabricants des matériaux des coques plastiques utilisées, sont généralement imprécises et évoluent selon l'âge et le traitement que subit le matériau. En outre, alors qu'une forte influence des variations thermiques sur les modes de propagation est observée, aucune donnée précise sur la sensibilité à la température, autre que pour la dilatation, n'a été trouvée pour les matériaux employés. Nous avons donc caractérisé l'Acrylonitrile Butadiene Styrene (ABS) et le polyamide ou polylauroamide fritté (PA12), employés pour la conception de coques en matière plastique.

III.1 Caractérisation des matériaux employés dans les coques plastiques

Dans la littérature, on trouve différentes méthodes pour déterminer les vitesses de propagation longitudinales et transversales dans un matériau. La méthode *sing around* effectue une mesure moyenne sur un grand nombre d'impulsions envoyées dans un matériau afin de mesurer le temps de transit [136]. Cette méthode permet de palier les problèmes de précisions des instruments dans les années 60, et d'obtenir une résolution allant jusqu'à $0,1\ \mu$s. La méthode de *superposition* utilise les échos dans le matériau pour améliorer la précision de la mesure du temps de transit dans un matériau [137]. La réponse à une première impulsion est ensuite graphiquement soustraite à une seconde impulsion sur un oscilloscope à l'aide d'un délai variable. Le délai minimisant le signal résultant correspond donc au déphasage induit par la propagation à travers l'épaisseur du matériau. D'une manière similaire, la méthode de *pulse overlap* consiste à superposer entre eux deux ou plusieurs échos successifs d'une impulsion et à lire le décalage temporel [138]. Selfridge [139] utilise un fluide comme milieu de propagation pour transmettre des ondes longitudinales à travers un échantillon. Il a listé les propriétés de propagation et d'atténuation d'un grand nombre de matériaux différents.

La méthode utilisée ici repose sur une mesure différentielle entre deux épaisseurs de matériau. Elle peut s'apparenter à la mesure avec des échos, mais permet de disposer d'un meilleur rapport signal sur bruit. En effet, l'utilisation d'échos implique de comparer un premier signal ayant traversé une distance ℓ de matériau avec au mieux le premier écho qui aura traversé la distance 3ℓ, et les échos suivants auront traversé une distance $(2n+1)\ell$, ce qui tend à nuire à la précision de la mesure en raison de l'atténuation des ondes. La mesure du signal de l'écho est donc plus bruitée, ce qui rend plus compliqué la détection de l'arrivée

de l'impulsion. Deux épaisseurs de matériaux dans lesquels une onde traverse seulement une distance ℓ permet de mesurer des signaux plus propres. La différence des épaisseurs sur la différence des temps d'arrivées des impulsions permet de mesurer la vitesse de propagation. En travaillant en différentiel, on s'affranchit des délais induits par les transducteurs et le couplant, qui s'annulent car identiques pour les mesures des deux épaisseurs de matériau. Cette méthode simple permet de rejeter plusieurs paramètres difficiles à évaluer, induits par l'instrumentation. Asay [140, 141] a effectué des mesures reposant sur ce principe dans certains plastiques. Néanmoins, sous l'influence de la température, les effets de dilatation modifient la densité, et on observe également l'effet de la diffraction en raison des dimensions finies des transducteurs. Après une présentation des phénomènes de dilatation et de diffraction dans les matériaux, la méthode d'évaluation des vitesses de propagation et des atténuations dans nos matériaux est détaillée, puis les résultats sont présentés.

III.1.1 Dilatation des matériaux

L'augmentation de température influence la disposition des molécules des matériaux qui vont alors occuper un volume plus important pour une masse constante. En conséquence, la densité diminue avec l'élévation de la température. Généralement, la dilatation est exprimée par le terme de *coefficient thermique d'expansion linéaire* (CTE) qui est mesuré par les fabricants des matériaux selon la norme internationale ASTM D696 (également ASTM E831 et ISO 11359). Le CTE permet d'exprimer les variations de longueur d'une dimension du matériau selon la température :

$$CTE = \frac{\Delta L}{L_0 \, (T - T_0)}, \tag{III.1}$$

où ΔL correspond à la différence de deux longueurs pour la variation entre deux températures ΔT. L_0 est la longueur de référence à une température T_0. Dans notre cas particulier, les échantillons d'ABS (fabricant ENSINGER [142]) et le PA12 (fabricant 3D SYSTEMS [143]), présentent respectivement un coefficient d'expansion thermique de 52 µm/m/K et de 82,6 µm/m/K. Si l'on considère une plage de mesure de 10°C à 75°C, on obtient respectivement une variation de longueur de 0,338 % et de 0,537 %.

L'expansion linéaire selon la température pour les trois dimensions de l'espace, entraine une variation du volume pour une masse constante, soit une variation de la densité des matériaux. La densité est indiquée par les fabricants (norme ASTM D792), à une température de référence $T_0 = 23$°C. En considérant la dilatation du volume de matière pour une masse constante, rapportée à la densité de référence ρ_0 prise à la température de référence T_0, on peut exprimer l'évolution de la densité en fonction de la température T à l'aide du CTE par

le relation :

$$\rho = \frac{\rho_0}{[1+CTE\cdot(T-T_0)]^3} \approx \frac{\rho_0}{1+3CTE\cdot(T-T_0)}. \tag{III.2}$$

Une densité de 1,052 pour l'ABS et de 1 pour le PA12 sont mentionnés sur les documentations techniques des fabricants. L'évaluation des vitesses de propagation en fonction de la température doit tenir compte des dimensions et des densités des matériaux utilisés. La figure III.3 illustre l'évolution des densités de ces matériaux sur la plage de température d'intérêt pour une application d'interface tactile.

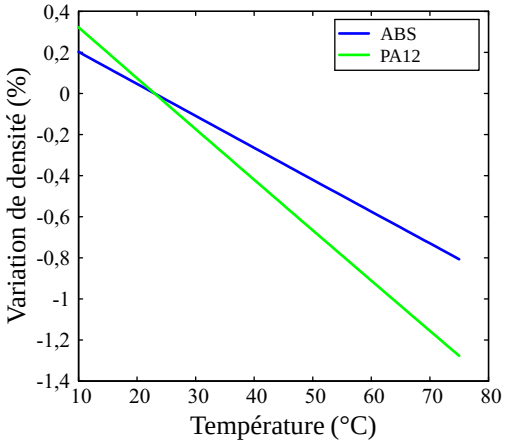


FIGURE III.3 – Évolution de la densité de l'ABS et du PA12 en fonction de la température.

III.1.2 Diffraction des transducteurs

L'utilisation de sources ultrasonores de taille finie engendre des effets d'interférences liées à la longueur d'onde. Ce phénomène de diffraction est créé lorsqu'une onde plane traverse un obstacle par une ouverture de dimension finie devant sa longueur d'onde ou de manière équivalente lorsqu'une source plane de surface finie génère un rayonnement. Dans le demi-espace de propagation suivant l'obstacle ou la source, le front d'onde présente différentes particularités telles qu'une répartition non-homogène et une décroissance de la pression acoustique en fonction de la distance, voire un phénomène d'interférence en champ proche présentant des nœuds et des ventres d'intensité. Le phénomène de diffraction joue un rôle dans la précision des mesures de vitesses de propagation ou d'atténuation [144, 145, 146]. On trouve deux principales formulations pour exprimer le champ de diffraction d'un tranducteur. La formulation de Lommel [147], issue d'une analyse en domaine fréquentiel, est particulièrement appropriée pour des sources monochromatiques. La formulation dite en Arccos [148], déduite d'une analyse dans le domaine temporel, est utilisée pour des signaux transitoires. Daly [149] propose une formulation intermédiaire qui regroupe ces deux formulations dans le domaine fréquentiel tout en étant valide dans la zone de Fresnel.

Dans un premier temps, nous présentons la théorie de ce phénomène, puis dans un second temps, l'expression d'un terme de correction des mesures.

III.1.2.1 Diffraction d'une source acoustique

On distingue deux cas selon que l'ensemble de l'espace autour de la source est homogène, et donc *non-bafflée*, ou si un déplacement nul des particules est imposé autour de la source, qui est alors dite *bafflée*. En champ proche, *zone de Fresnel*, on a une répartition des déplacements particulaires chahutée mais majoritairement contenue dans un cylindre de section équivalente à la superficie de la source. En champ lointain, *zone de Fraunhoffer*, l'amplitude des déplacements et vitesses décroît en $1/r$. La délimitation du champ proche et du champ lointain est définie comme la *distance de Fresnel*, rapport entre la superficie de la source de rayon a et la longueur d'onde λ :

$$z_{Fresnel} = \frac{a^2}{\lambda}. \tag{III.3}$$

Dans le cas de l'émission d'une onde par un transducteur de dimension finie dans un matériau dont l'impédance acoustique est bien supérieure à celle du milieu environnent, on peut considérer qu'il se produit une diffraction dans un milieu bafflée, en raison du déplacement particulaire nul derrière la surface sur laquelle le transducteur est collé.

Selon le principe de *Huygens-Fresnel*, chaque partie élémentaire de la surface du transducteur rayonne une onde sphérique dans l'espace. Pour une source dans un espace non-bafflé, le front d'onde s'étend comme une sphère de superficie $4\pi r^2$. Dans le cas d'un espace bafflé, le front d'onde créé une demi-sphère de superficie $2\pi r^2$.

La vitesse normale à l'élément de surface d'une source d'amplitude V_n à une pulsation ω s'exprime :

$$V_s = V_n \cos(\omega t). \tag{III.4}$$

La source peut être associée à un potentiel scalaire ϕ, permettant d'exprimer aussi bien la vitesse $\vec{v}$ que la surpression acoustique δp :

$$\vec{v} = -\vec{\nabla}\phi, \tag{III.5}$$

$$\delta p = \rho_0 \frac{\partial \phi}{\partial t}. \tag{III.6}$$

Le potentiel scalaire des vitesses ou des pressions satisfait l'équation de propagation :

$$\frac{1}{c^2}\frac{\partial^2 \phi}{\partial t^2} = \triangle \phi. \tag{III.7}$$

En exprimant en coordonnées sphériques le Laplacien de l'onde normale à la surface, l'équa-

tion de propagation peut se reformuler en fonction du produit $r\phi$ [89] :

$$\frac{1}{c^2}\frac{\partial^2(r\phi)}{\partial t^2} = \frac{\partial^2(r\phi)}{\partial r^2}. \tag{III.8}$$

On admet les solutions générales constituées de l'ensemble des ondes divergentes et convergentes et mettant en évidence une décroissance en $1/r$:

$$\phi(r,t) = \frac{1}{r}F\left(t-\frac{r}{c}\right) + \frac{1}{r}G\left(t+\frac{r}{c}\right). \tag{III.9}$$

Si on considère une onde divergente solution de l'équation de propagation (III.8), le potentiel s'exprime selon :

$$\phi(r,t) = \frac{A}{r}e^{i(\omega t-kr)}. \tag{III.10}$$

En appliquant le principe de Huygens-Fresnel, il est possible d'évaluer le potentiel scalaire en un point $M(r,z)$ généré par toute la surface émettrice comme l'intégration de l'ensemble des ondes sphériques émises par chaque élément de surface ds. On peut ainsi exprimer ce potentiel en utilisant l'*intégrale de Rayleigh* :

$$\phi(M,t) = \int_s \frac{dA}{R}e^{i(\omega t-kR)}\mathrm{d}s. \tag{III.11}$$

Dans cette expression, R est la distance entre l'élément source et le point M. On peut démontrer que l'amplitude d'un élément de surface équivaut à l'amplitude sur l'ensemble de la surface d'une sphère pour un système non-bafflé $\mathrm{d}A = V_n\,\mathrm{d}s/4\pi$ ou d'une demi-sphère pour un système bafflé $\mathrm{d}A = V_n\,\mathrm{d}s/2\pi$. Ainsi l'intégrale de Rayleigh pour un système bafflé comme une source de type piston illustrée à la figure III.4 se met sous la forme :

$$\phi(M,t) = e^{i\omega t}\int_s \frac{e^{-ikR}}{2\pi R}V_n\,\mathrm{d}s. \tag{III.12}$$

Et pour une onde monochromatique de pulsation ω, cette équation peut être mise sous la forme de l'*intégrale de Rayleigh-Sommerfeld* :

$$\phi(M,\omega) = \frac{1}{2\pi}\int_s \frac{e^{-ikR}}{R}V_n\,\mathrm{d}s. \tag{III.13}$$

Dans le repère d'une source de type piston (figure III.4), l'élément de surface ds à la surface du plan (xy), sur un arc à l'angle ψ et une distance σ du centre o, interagit au point M situé à une distance R. Le champ de diffraction étant axisymétrique, il est possible de connaître le potentiel scalaire dans le demi-espace rayonné par le piston, à partir de l'ensemble des points contenus dans le plan (xz). Le point M est localisé par sa distance z au plan (xy) et par sa distance r au plan (yz).

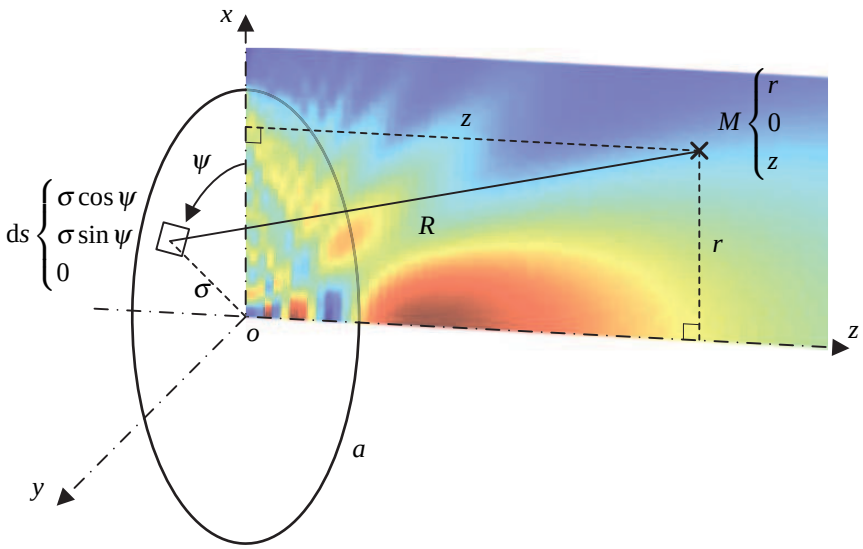


FIGURE III.4 – Repère d'un piston rayonnant dans un demi-espace.

On peut donc exprimer la distance entre l'élément de surface ds et le point M considéré, par la distance R :

$$R = \sqrt{r^2 + \sigma^2 + z^2 - 2\,r\,\sigma\,\cos\psi}. \tag{III.14}$$

Avec l'élément source défini en coordonnées polaires, d$s = \sigma\,\mathrm{d}\sigma\,\mathrm{d}\psi$ et l'amplitude des vibrations V_n uniformes sur la surface du disque, l'intégrale de Rayleigh III.12 peut se mettre sous la forme :

$$\phi\,(M,\omega) = \frac{V_n}{2\,\pi}\int_0^{2\pi}\int_0^{a}\frac{e^{-ikR}}{R}\sigma\,\mathrm{d}\sigma\,\mathrm{d}\psi. \tag{III.15}$$

Un phénomène d'interférences intervient en raison de la taille du transducteur et de la longueur d'onde comme décrit dans le livre de Kino [150]. Lorsque l'on se trouve à une distance inférieure à la *distance de Fresnel*, ces interférences font apparaître des nœuds et des ventres dans le potentiel correspondant à l'énergie rayonnée. Dans la zone de *Fresnel*, le flux d'énergie reste localisé dans un volume cylindrique devant le transducteur. Peu d'énergie est perdue en dehors de cette zone et le signal décroit très faiblement. Lorsque l'on se situe au-delà de cette limite, en *zone de Fraunhofer*, l'énergie décroit en $1/r$ et s'étale dans l'espace. La figure III.5, illustre l'espace rayonné par un disque et mets en évidence la différence dans les deux différentes zones du comportement du potentiel scalaire correspondant aux champs des vitesses ou des pressions. On observe les interférences avant la limite de Fresnel (ligne en jaune sur la courbe) et la décroissance en $1/r$ après cette limite.

Si l'on s'intéresse au potentiel sur l'axe z, il est possible de simplifier l'expression de la distance R par $\sqrt{z^2+\sigma^2}$ dans l'équation (III.15), qui ne dépend donc plus de ψ. Comme

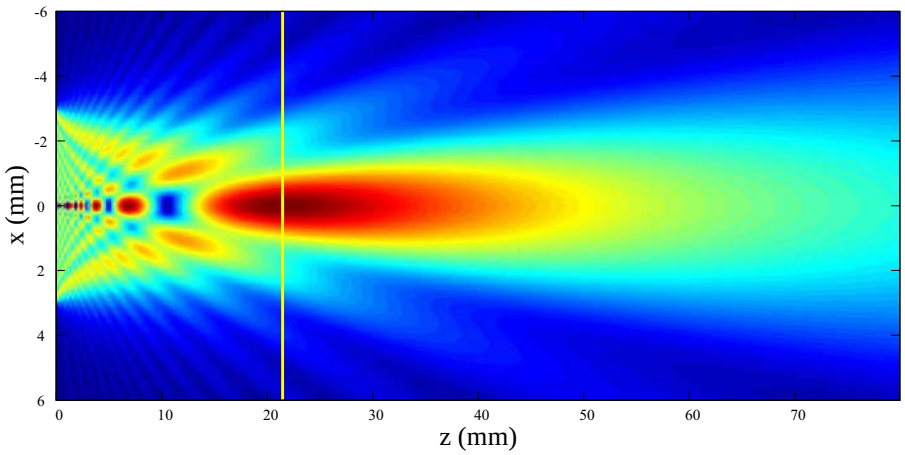


FIGURE III.5 – Champs de diffraction du potentiel des vitesses pour un disque de 6 mm de diamètre, émettant une onde monochromatique à 5 MHz dans l'ABS (vitesse de propagation de 2097 m/s à 25°C). Le trait jaune représente la distance de Fresnel (ici à 21,4 mm).

décrit dans [89], un changement de variable ($\mathrm{d}R = \sigma\,\mathrm{d}\sigma/R$) permet de simplifier et résoudre l'intégrale de l'équation (III.15) :

$$\phi\,(M,\omega) = i\frac{V_n}{k}\left[e^{-ik\sqrt{z^2+a^2}} - e^{-ikz}\right]. \tag{III.16}$$

En introduisant la variable $\beta = \sqrt{z^2+a^2} - z$, on peut reformuler cette équation :

$$\phi\,(M,\omega) = \frac{V_n}{ik}e^{-ikz}\left(1 - e^{-ik\beta}\right). \tag{III.17}$$

Cette équation permet de décrire le comportement du potentiel sur l'axe z. On peut observer que les variations d'amplitude sont conditionnées par le terme dépendant de β, dont le module se met sous la forme :

$$\left|1 - e^{-ik\beta}\right| \equiv \sqrt{2 - 2\cos\left(k\beta\right)}. \tag{III.18}$$

La figure III.6 présente son évolution selon les rapports a/λ et z/a. Si la longueur d'onde est telle que $a > \lambda$, le potentiel varie beaucoup au voisinage du transducteur alors que si $a \leq \lambda$, le potentiel ne connait pas de zéros. Cela est détaillé sur la figure III.7 où on voit que le potentiel présente des interférences en *zone de Fresnel* lorsque le diamètre du transducteur est supérieur à la longueur d'onde. La figure III.5 représente un champ de diffraction pour lequel $a \approx 7\,\lambda$, ce qui explique ce comportement perturbé à gauche de la distance de Fresnel, puis une atténuation monotone en $1/r$ à droite de cette limite.

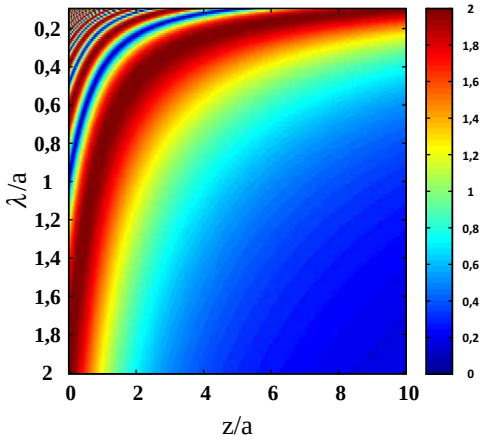


FIGURE III.6 – Évolution du terme modulant l'amplitude du potentiel sur l'axe du piston $|1-\exp(-ik\beta)|$ en fonction des rapports a/λ et z/a.

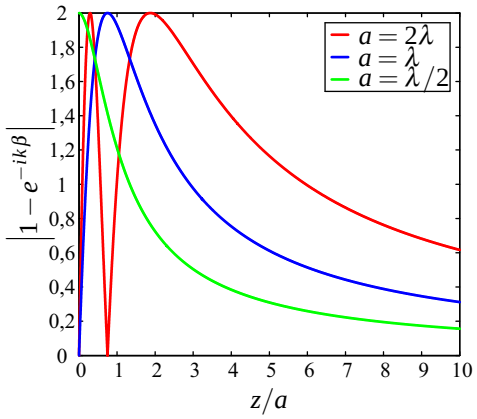


FIGURE III.7 – Amplitude du potentiel des vitesses et des pressions sur l'axe du piston pour différents rapports entre le diamètre rayonnant a et la longueur d'onde λ, en fonction de la distance z/a.

III.1.2.2 Influence de la diffraction d'une onde monochromatique sur les mesures

La diffraction, qui intervient lorsque la dimension de la source est finie, influence la propagation et provoque une répartition de l'énergie sur un plan distant, similaire aux tâches de Airy, observables en optiques lorsqu'un faisceau traverse un trou de faible diamètre. Un exemple est montré sur la figure III.8. Le signal mesuré correspond à l'intégration du champ de pression sur un plan parallèle à la surface du capteur. Si l'onde diffractée provient d'une source finie distante, le front d'onde tend vers une allure sphérique à mesure que l'on s'éloigne et que la source peut être assimilée à un point. Pour un capteur dont la surface sensible est plane, le signal mesuré provenant de l'onde sphérique, présente un déphasage et une atténuation par rapport à une onde plane équivalente, comme on le voit sur la figure III.9.

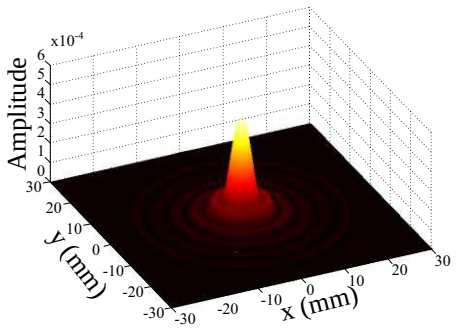


FIGURE III.8 – Module du potentiel dans de l'ABS et à 50 mm d'un transducteur émettant une sinusoïde à 5 MHz, à une température de 25°C.

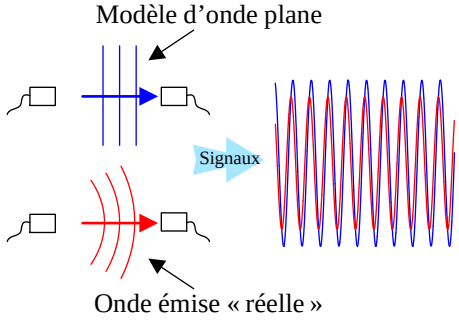


FIGURE III.9 – Comparaison de l'effet de la diffraction d'une onde sphérique avec une onde plane, sur le signal mesuré [151].

Si on mesure l'onde de pression à l'aide d'un transducteur de diamètre a_r, le champ de pression diffracté correspond à l'intégrale de la pression sur l'ensemble de la surface du récepteur, comme détaillé dans [150]. Chaque point du disque émetteur de rayon a_e est séparé du point $M(r,z)$ par la distance R de l'équation (III.14). Si on se place sur le disque récepteur à une distance z, on intègre chaque valeur à une distance r de l'axe (oz), sur l'ensemble de la surface du disque de rayon a_r :

$$\langle \phi(z,\omega) \rangle = \frac{V_n}{\pi a_r^2} \int_0^{2\pi} \int_0^{a_e} \int_0^{a_r} \frac{e^{-ikR}}{R} \sigma \, r \, \mathrm{d}r \, \mathrm{d}\sigma \, \mathrm{d}\psi. \tag{III.19}$$

Si on observe la valeur d'une onde plane équivalente du plan (x,y) à la distance z de la source, l'onde plane s'exprime :

$$\phi_{plane}(z,\omega) = \frac{V_n}{ik} e^{-ikz}. \tag{III.20}$$

Le terme de correction d'une onde diffractée par rapport à une onde plane peut donc s'écrire :

$$D(z,\omega) = \left\langle \frac{\phi(z,\omega)}{\phi_{plane}(z,\omega)} \right\rangle = \frac{ik}{\pi a_r^2} e^{ikz} \int_0^{2\pi} \int_0^{a_e} \int_0^{a_r} \frac{e^{-ikR}}{R} \sigma \, r \, \mathrm{d}r \, \mathrm{d}\sigma \, \mathrm{d}\psi. \tag{III.21}$$

Roger et Buren [152][152] démontrent qu'une simplification peut être effectuée dans les cas où le récepteur est loin de la source $z \gg a$, mais qui s'applique également lorsqu'on se trouve dans la *zone de Fresnel* et que $ka \gg 1$ [2] :

$$R = \sqrt{r^2 + \sigma^2 + z^2 - 2r\sigma\cos\psi} \cong z + \frac{r^2 + \sigma^2 - 2r\sigma\cos\psi}{2z}. \tag{III.22}$$

Nous obtenons ainsi la simplification de Lommel, et le terme de correction D s'écrit :

$$D_L(z,\omega) = \frac{ik}{\pi a_r^2 z} \int_0^{2\pi} \int_0^{a_e} \int_0^{a_r} e^{-ik\frac{r^2+\sigma^2-2r\sigma\cos\psi}{2z}} \sigma \, r \, \mathrm{d}r \, \mathrm{d}\sigma \, \mathrm{d}\psi. \tag{III.23}$$

Le terme de correction peut se simplifier en utilisant des fonctions de Bessel [152] et le paramètre de Fresnel $S = z\lambda/a^2$, inverse du *nombre de Fresnel*, qui regroupe la distance z et la pulsation ω par le biais de la longueur d'onde λ, selon :

$$D_L(S) = 1 - e^{-i(2\pi/S)} \left[J_0\left(\frac{2\pi}{S}\right) + iJ_1\left(\frac{2\pi}{S}\right) \right]. \tag{III.24}$$

La figure III.10 donne le détail en champ proche de la comparaison d'une réponse exacte du rapport des potentiels intégrés sur la surface des transducteurs, avec la courbe obtenue par la simplification de Lommel en fonction de la distance pour une onde à 5 MHz, soit une longueur d'onde de 0,42 mm, d'un émetteur de 6 mm de diamètre dans l'ABS. On

[2] Une erreur de 0,6 % par rapport à la méthode par intégrale triple de l'équation (III.21) est observée pour $ka = 60$ et 0,15 % pour $ka = 200$.

peut observer que dans ce cas où $ka = 44,9 \gg 1$, l'approximation de Lommel correspond très bien avec le terme exact de la diffraction calculé à l'aide des intégrales. La figure III.11 représente le déphasage et l'atténuation provoqués par la diffraction en fonction du paramètre de Fresnel $S = \lambda z/a^2$. On observe une ondulation correspondant aux nœuds et aux ventres lorsque $S < 1$, suivie d'une pente monotone. Le déphasage maximal est de $-90°$ [150], alors que l'atténuation continue d'augmenter avec la distance entre les transducteurs.

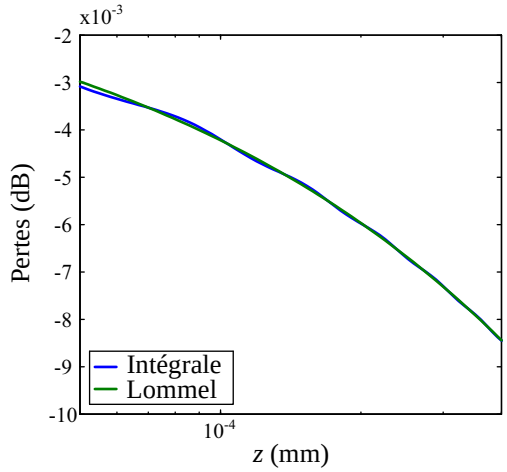


FIGURE III.10 – Coefficient de correction en diffraction par le calcul des intégrales et par la formule approximée de Lommel pour un transducteur de 6 mm de diamètre à 5 MHz dans l'ABS et à 25°C.

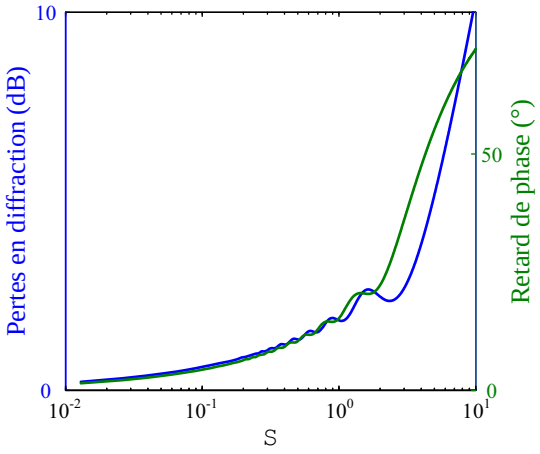


FIGURE III.11 – Atténuation et déphasage introduit par la diffraction en fonction du paramètre S [151].

Différentes simplifications et formulation du terme de correction en diffraction de l'équation (III.21), existent comme on peut voir dans l'article de Storheim [151] avec les modèles de Khimunin ou de Beissner, dans le livre de Kino [150] à partir des équations de Hankel (voir équation (IV.26) en annexe sur la page 221) ou par la formulation de Rogers donnée par l'équation (III.24). Il est alors possible de corriger les signaux mesurés pour estimer le trajet équivalent d'une onde plane et obtenir ainsi de meilleures valeurs des vitesses de propagation et des atténuations dans nos matériaux.

III.1.2.3 Influence de la diffraction d'un signal d'excitation impulsionnel

Les équations de correction de la diffraction de la section précédente, sont calculées pour des ondes monochromatiques $V_s = V_n e^{i(\omega t - k\vec{n})}$ en régime établi de pulsation ω et de nombre d'onde k [147, 152]. Dans la plupart des domaines tels que le médical [153], le contrôle non-destructif ou la surveillance de structures [23], l'utilisation d'ondes en régime impulsionnel permet d'évaluer autant les temps de transit entre la source et les matériaux à caractériser, que les déformations de l'amplitude ou de la phase des signaux réfléchis.

Dans nos mesures de vitesse de propagation et d'atténuation, les échos de trains d'impulsions sinusoïdaux sont exploités. Le spectre de ces excitations à prendre en considération lors de la correction en diffraction, est donc large bande. On considère désormais un signal temporel arbitraire $v_s = V_n\, v(t)$ dans lequel V_n est le profil des amplitudes sur la surface du disque émetteur et $v(t)$ est le profil des vitesses dans le temps. Dieulesaint [89] présente la réponse impulsionnelle d'un transducteur en un point M comme l'intégration du rayonnement de chaque élément de surface, rayonnant selon Huygens-Fresnel durant le temps t :

$$h(M,t) = \int_s \frac{V_n\, \delta(t - R/c)}{2\pi R} \mathrm{d}s. \tag{III.25}$$

Ainsi le potentiel des vitesses peut s'exprimer par la convolution du profil des vitesses de la source avec la réponse impulsionnelle :

$$\phi(M,t) = v(t) \otimes h(M,t). \tag{III.26}$$

La réponse impulsionnelle en temps correspond à la transformée de Fourier inverse de l'intégrale à l'équation (III.13), sur l'ensemble du spectre :

$$h(M,t) = \mathscr{F}^{-1}\left\{ \int_{-\infty}^{\infty} h(M,f)\, \mathrm{d}f \right\} \text{ avec } h(M,f) = V_n \int_s \frac{e^{-ikR}}{2\pi R} \mathrm{d}s. \tag{III.27}$$

Pour des raisons de rapidité de résolution sur un ordinateur, ces équations ne sont pas utilisées telles quelles, mais simplifiées par différentes méthodes mathématiques. La formulation de Lommel [147, 152] dans le domaine fréquentiel, est particulièrement appropriée pour des sources monochromatiques. La formulation en Arccos [148, 144] dans le domaine temporel, est plus adaptée à des signaux transitoires. Daly [149] observe que ces deux formulations reposent sur le même principe de propagation de Huygens-Fresnel au travers de l'intégrale de Rayleigh-Sommerfeld, et propose une formulation dans le domaine fréquentiel pour exprimer l'intégration spatiale sur un récepteur distant de z de la composante ω de la réponse impulsionnelle en diffraction, équivalente à la formulation en intégrale triple de l'équation (III.19). Dans le cas particulier ou l'émetteur et le récepteur ont le même diamètre $a_r = a_e$, la formulation de Daly s'écrit :

$$\left\langle \tilde{\phi}(z,\omega) \right\rangle_{a_r} = -\frac{2z}{(ka_r)^2} e^{-i(kz+(u/2))} \left\{ i\frac{u}{2} e^{i(u/2)} + e^{-i(u/2)} \left[\frac{u}{2} J_1(u) - i\frac{u}{2} J_0(u) \right] \right\}, \tag{III.28}$$

avec $u = k a_e^2 / z$ et k le nombre d'onde à la pulsation ω. Cette expression est équivalente à la forme de Roger et Van Buren, équation (III.24), à un coefficient multiplicateur près :

$$\left\langle \tilde{\phi}(z,\omega) \right\rangle_{a_r} = \frac{e^{-ikz}}{ik} \left\{ 1 - e^{-i(2\pi/S)} \left[J_0\left(\frac{2\pi}{S}\right) + i J_1\left(\frac{2\pi}{S}\right) \right] \right\}, \tag{III.29}$$

avec $S = z\,2\pi/\left(k\,a_r^2\right)$. Ce coefficient correspond à la correction en diffraction normalisée par l'onde plane équivalente $\phi_{plane}(z,\omega) = \dfrac{V_n}{ik}e^{-ikz}$, lorsque l'amplitude de la vitesse est unitaire $V_n = 1$:

$$\left\langle \tilde{\phi}\,(z,\omega)\right\rangle = \phi_{plane}(z,\omega)\,D_L(S)\,. \tag{III.30}$$

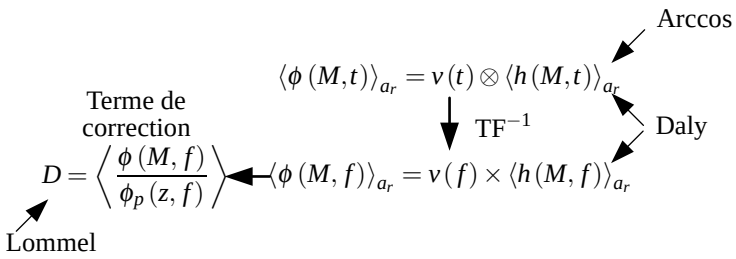
La formulation de Daly présente une forme générale commune aux trois conditions $a_e < a_r$, $a_e = a_r$ et $a_e > a_r$, avec des variantes sur les termes de Bessel qui sont cités et implémentés dans un programme Matlab présenté à l'annexe sur la page 225.

Daly [154] compare la cohérence des résultats de l'approche en *Arccos* dans le domaine temporel et de *Lommel* dans le domaine fréquentiel avec sa propre formulation. Néanmoins il suggère que l'utilisation de la formulation en Arccos est plus performante lorsqu'une réponse impulsionnelle dans le domaine temporel est recherchée. Alors que l'équation en Arccos formulée par Stepanishen [148] s'appuie sur l'interprétation géométrique de la fonction de Green du rayonnement dans un demi-espace, Daly [154] reformule l'intégrale de Rayleigh (III.15) avec des fonctions de Bessel et des concepts mathématiques empruntés à l'optique des travaux de Gaskil [155] :

$$\begin{cases} \langle h(z,t)\rangle_{a_r} = c & \gamma < a_e - a_r \\ \langle h(z,t)\rangle_{a_r} = \dfrac{c\,a_e^2}{\pi\,a_r^2}\left[\cos^{-1}(\alpha) - \alpha\sqrt{1-\alpha^2}\right] & \\ \qquad\qquad + \dfrac{c}{\pi}\left[\cos^{-1}(\beta) - \beta\sqrt{1-\beta^2}\right] & a_e - a_r \le \gamma \le a_e + a_r \\ \langle h(z,t)\rangle_{a_r} = 0 & \gamma > a_e + a_r \end{cases} \tag{III.31}$$

avec $\gamma = \sqrt{(ct)^2 - z^2}$, $\alpha = \left(\gamma^2 + a^2 - b^2\right)/(2\,\gamma a)$ et $\beta = \left(\gamma^2 + b^2 - a^2\right)/(2\,\gamma b)$. Cette équation se réduit à l'équation en Arccos définie par Rhyne [144] lorsque $a = b$.

Les différentes formulations des *réponses impulsionnelles* précédentes permettent de calculer les potentiels des vitesses dans le domaine temporel ou fréquentiel par transformation de Fourier, ainsi que le terme de correction en diffraction, rapport d'une onde diffractée sur une onde plane :



La figure III.12 illustre l'application des différentes méthodes de compensation de la diffraction de Lommel, de Daly (en temporel ou en fréquentiel) et en Arccos pour une impulsion d'une période de sinusoïde à 5 MHz à travers 3 mm d'épaisseur d'ABS. Les deux méthodes fréquentielles, de Daly [154] et de Lommel [152], sont issues d'un traitement similaire de la formulation de Rayleigh-Sommerfeld et sont donc confondues. Les méthodes temporelles de Daly [156] et en Arccos [144], sont exprimées selon une approche avec transformations de Bessel et de Hankel pour la première et avec une formulation de l'intégrale de Rayleigh-Sommerfeld pour une fonction de Green pour la seconde. Une très légère différence peut être observée en raison d'erreurs numériques. Toutes ces approches sont en concordances et prévoient une atténuation de $-0,7$ dB et un déphasage de $-5,2°$ par rapport à une onde plane.

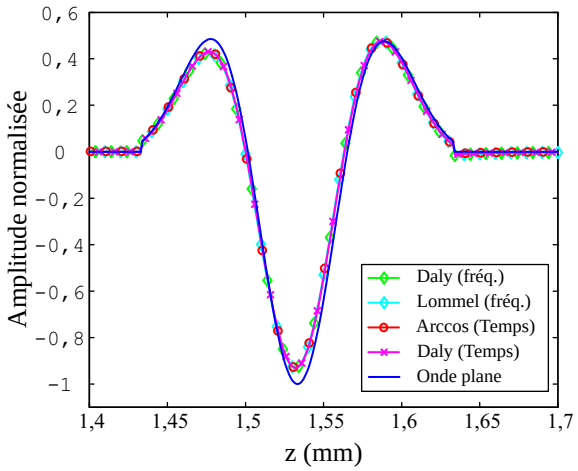


FIGURE III.12 – Propagation avec diffraction d'une période de sinusoïde à 5 MHz à travers une épaisseur de 3 mm d'ABS. La correction en diffraction est sensiblement identique selon la méthode de calcul (Lommel, Daly ou Arccos) et présente un déphasage et une atténuation par rapport au signal d'une onde plane.

III.1.2.4 Validation de l'influence de la diffraction monochromatique ou impulsionnelle par une méthode numérique de modélisation de la propagation

L'utilisation d'une méthode de différences finies dans le domaine temporel (FDTD - Finite Difference Time Domain), basée sur l'approximation des termes des dérivées temporelles et dérivées spatiales que l'on retrouve dans les équations différentielles (voir l'annexe

sur la page 208), permet de simuler numériquement la propagation d'ondes élastiques dans des matériaux. On peut supposer que seuls les paramètres géométriques liés aux dimensions finies de la source et du récepteur perturbent la réponse des signaux dans un cas de diffraction. Une première approche FDTD consiste à simuler le rayonnement de chaque type d'onde de volume, longitudinal ou transversal, comme pour la propagation dans un fluide. A partir de l'équation d'Euler dans un fluide incompressible et non-visqueux, comme détaillé en annexe sur la page 209, la répartition du champ de pression et des vitesses du fluide dans le temps peut être simulée. La figure III.13 illustre le phénomène qui est schématisé à la figure III.9, dans lequel la courbure du front d'onde dans le cas d'une source de dimension finie a_e induit un déphasage et une atténuation du signal mesuré sur un récepteur de dimension a_r. Dans le cas d'une onde plane, tous les points à la surface du récepteur sont atteints en même temps et le champ de pression global à un instant donné est identique en tout point du plan du récepteur. Dans le cas de l'onde d'une source de dimension finie, le front d'onde sphérique atteint le plan du récepteur à des instants différents. Le signal de sortie du récepteur placé sur l'axe de l'émetteur à un instant donné, correspond à l'intégration sur sa surface d'anneaux de différentes pressions. La figure III.14 illustre la répartition de la pression d'une impulsion sur la surface du récepteur pour une onde diffractée à différents moments. La valeur du signal de sortie correspond au champ de pression intégré sur la surface du récepteur. On peut observer une légère avance de phase de -5,2° de l'onde diffractée sur l'onde plane.

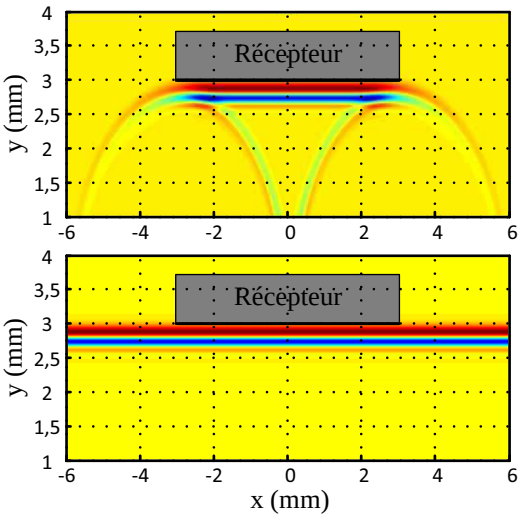


FIGURE III.13 – Illustration du phénomène de diffraction sur le front d'onde. La courbe du haut montre le cas d'un émetteur et d'un récepteur de 6 mm de diamètre, espacés de 3 mm et pour un cycle de sinusoïde à 5 MHz. La courbe du bas illustre l'arrivée d'une onde plane dans les mêmes conditions.

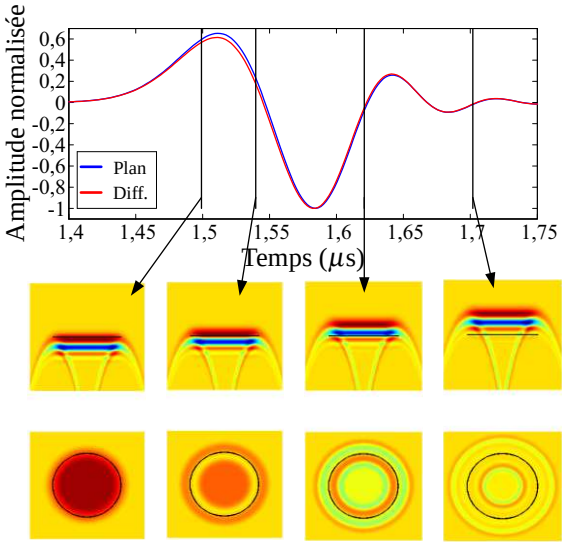


FIGURE III.14 – Répartition du champs de pression sur la surface du récepteur à différents instants lorsque $a_e = a_r$. Les traits et les cercles en noir correspondent aux positions et aux périmètres du récepteur.

La figure III.14 montre la pression intégrée sur la surface du récepteur pour des fronts d'ondes planes (courbes bleues) ou diffractées (courbes rouges). La courbe du haut montre le démarrage d'un signal sinusoïdal et la courbe du bas montre le signal sinusoïdal établi. On obtient un déphasage à 5 MHz de $-4,8°$ dès la première sinusoïde et lors du régime établi. Ce déphasage s'explique par la dépendance de l'effet de la diffraction à la géométrie du problème et aux longueurs d'ondes impliquées, et apparaît donc dès le premier front d'onde. La théorie prévoit un déphasage entre l'onde plane et l'onde diffractée de $-5,2°$ dans les mêmes conditions. La différence entre la simulation FDTD et la théorie peut s'expliquer par la discrétisation du temps et de l'espace qui induisent une erreur, somme toute assez faible. En bas à droite, la valeur moyenne dans le temps du champ de pression correspond au champ du potentiel des vitesses obtenu par la résolution analytique de l'intégrale de Rayleigh de la figure III.5.

Une modélisation plus réaliste basée sur l'équation du déplacement des particules dans un solide isotrope (I.12), a été programmée en coordonnées cylindriques comme détaillé à l'annexe sur la page 211. La figure III.16 compare le signal de l'acquisition d'une impulsion d'onde longitudinale dans une épaisseur de 3 mm d'ABS à 25°C et 50°C avec des simulations FDTD programmées, avec ou sans atténuation dans un solide isotrope. Les paramètres de vitesse et de viscosité utilisés dans la simulation correspondent à ceux déterminés expérimentalement dans les sections III.1.6 et III.1.7. On observe l'effet de l'atténuation sur la forme du signal et le déphasage lié à la diffraction est présent comme sur la figure III.14. Une bonne correspondance entre la simulation et le signal réel montre la validité des vitesses et viscosités identifiées pour les deux matériaux : l'ABS et le PA12.

III.1.3 Dispositif expérimental pour la caractérisation des matériaux

La caractérisation des matériaux plastiques a été effectuée en deux campagnes de mesures distinctes selon que l'on s'intéresse à la vitesse de propagation ou à l'atténuation. Pour évaluer la dépendance à la température de chacun de ces paramètres, le mode de propagation longitudinal ou transversal dépend du transducteur piézoélectrique choisi. La méthode de transmission à travers deux épaisseurs différentes de matériau, bien adaptée aux mesures de vitesses, permet de relever l'arrivée d'impulsions acoustiques avec un rapport signal sur bruit correct et en supprimant les effets induits par la chaîne d'émission/acquisition. La mesure de l'atténuation des matériaux est obtenue à partir des amplitudes entre différents échos de l'onde réfléchie par la face opposée de l'échantillon. Cette méthode permet de s'affranchir des problèmes d'alignement des transducteurs. La mesure des atténuations ne tient pas compte des délais de propagation alors que la mesure des vitesses de propagation est pertur-

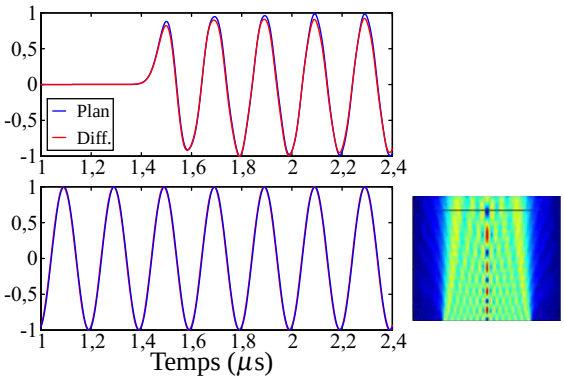


FIGURE III.15 – Établissement d'un régime monochromatique dans un cas de diffraction. La courbe du haut présente l'arrivée du front d'onde et la courbe du bas présente l'onde monochromatique en régime établi. Sur la droite, on observe le champ de pression moyen du régime établi.

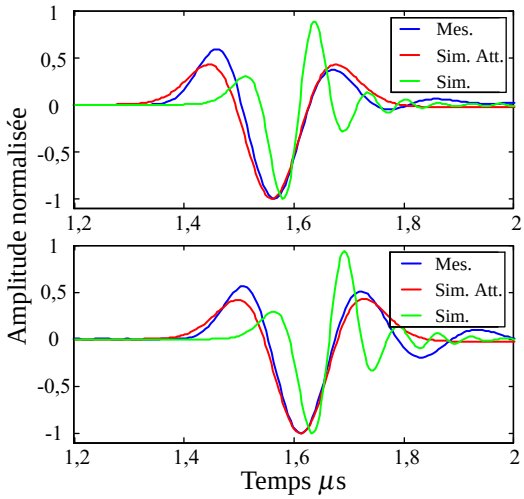


FIGURE III.16 – Signaux réels mesurés expérimentalement lors de la traversée de 3 mm d'ABS à 25°C et 50°C, comparés avec une simulation dans un solide isotrope ayant les mêmes propriétés avec et sans atténuation.

bée par le déphasage lié à l'atténuation du matériau.

Les matériaux à étudier ont été placés dans une enceinte climatique KMF240 (société BINDER [157]) afin d'imposer des conditions de température et d'humidité précises. Une programmation permet de piloter ces paramètres dans le temps afin de mesurer leur influence sur nos matériaux en respectant certaines contraintes, comme un temps de mise en condition de l'ordre de 10 heures et des vitesses de transition faibles pour respecter l'inertie thermique des matériaux. La figure III.17 montre une vue du panneau de configuration pour la programmation et la gestion de cycles de température/humidité. La température est mesurée précisément à l'aide d'une sonde PT100 ou d'une sonde thermocouple, fixée sur les échantillons et reliée à un ordinateur par le port série.

Les transducteurs sont de types piézoélectriques PANAMETRICS-MICROSCAN (société OLYMPUS [158]). On a utilisé des transducteurs M110 pour les ondes longitudinales, dont la fréquence centrale est de 5 MHz et le diamètre est de 6 mm. Des transducteurs V153 ont été employés pour les ondes transversales. Leur fréquence centrale est de 1 MHz et leur diamètre est de 13 mm.

III.1.4 Méthodologie de caractérisation des matériaux

La mesure des propriétés physiques des matériaux peut s'avérer complexe. L'amortissement joue bien-sûr un rôle sur l'amplitude d'une onde se propageant dans le matériau, mais



FIGURE III.17 – Panneau de réglage de l'enceinte climatique BINDER KMF240.

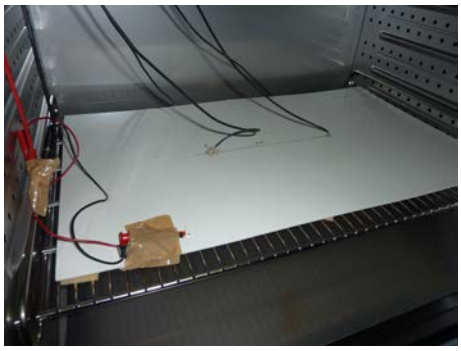


FIGURE III.18 – Échantillon équipé de transducteurs pour les essais en enceinte climatique.

également sur sa phase qu'il faut prendre en compte pour une estimation précise de la vitesse de propagation des ondes longitudinales et transversales. De par les dimensions finies des transducteurs employés, la diffraction agit sur l'atténuation et le déphasage du front d'onde. Cet effet purement dépendant de la géométrie du système, est fonction des longueurs d'onde et donc des vitesses de propagation. La vitesse de propagation étant *a priori* inconnue, un procédé itératif permet de progressivement supprimer l'effet de la diffraction, pour affiner les valeurs des vitesses de propagation longitudinale et transversale impliquées également dans le phénomène de diffraction. L'atténuation est estimée à partir des amplitudes des signaux et la vitesse de propagation à partir du temps de transit des impulsions. Simonetti [159] exprime la vitesse de propagation complexe dans un matériau $\tilde{c}_{L,T}$ en fonction de la vitesse de propagation réelle $c_{L,T}$, de l'atténuation $\alpha_{L,T}$ et de la pulsation ω :

$$\tilde{c}_{L,T} = \frac{c_{L,T}}{1 - i\frac{\alpha_{L,T}\, c_{L,T}}{\omega}}. \tag{III.32}$$

Il en résulte que le nombre d'onde complexe s'exprime avec le nombre d'onde du matériau sans les pertes, partie réelle, et de l'atténuation, partie imaginaire :

$$\tilde{k}_{L,T} = \frac{\omega}{c_{L,T}} - i\alpha_{L,T}. \tag{III.33}$$

La procédure consiste donc à relever une première estimation des atténuations et des vitesses de propagation, afin d'estimer la part de la diffraction dans les mesures. Les valeurs précédentes peuvent donc être corrigées pour affiner les mesures et calculer le nouvel effet de la diffraction. Ce processus est répété jusqu'à ce que les valeurs convergent vers la limite de résolution des mesures effectuées pour les matériaux considérés, l'ABS et le PA12.

III.1.5 Compensation de la diffraction sur les vitesses et les atténuations

La correction en diffraction est conditionnée par la vitesse de propagation, initialement inconnue dans nos mesures. La méthode itérative permet d'ajuster le déphasage de la vitesse de propagation réelle par rapport à celle mesurée, sachant que la fonction de retard due à la diffraction est monotone et injective pour une vitesse considérée sur la plage de déphasage $[-90°\,;0°]$. À partir d'une première estimation de la vitesse de propagation $\tilde{c}_0$, on peut déterminer un premier retard $t_{Diff}(\tilde{c}_0)$ qui permet de déduire la vitesse corrigée $\tilde{c}_1$. Cette vitesse permet d'affiner le terme de retard en diffraction sur l'atténuation et la vitesse de propagation, ce qui donne des valeurs avec une meilleure précision de l'effet de la diffraction. Ces étapes sont répétées n fois, jusqu'à ce que les valeurs de la vitesse de propagation convergent vers une solution stable. La figure III.19 illustre la méthode permettant d'affiner la mesure de la vitesse à partir de la mesure du délai différentiel de propagation sur une plage de température à une humidité donnée. La courbe de gauche montre les délais mesurés pour une épaisseur relative de 1,5 mm d'ABS. À un premier temps de transit relatif t_0 de l'impulsion pour la différence d'épaisseur de matériau, on peut associer une vitesse de propagation $\tilde{c}_0$. Cette vitesse permet de déduire un déphasage et donc un retard en diffraction $t_{Diff}(\tilde{c}_0)$ pour une plage de vitesse, sur la courbe de droite. Ce retard en diffraction permet de déduire un meilleur temps de transit relatif $t_1 = t_0 - t_{Diff}(\tilde{c}_0)$. Ce nouveau temps de transit permet d'obtenir la vitesse de propagation $\tilde{c}_1$, qui permet de trouver une meilleure valeur du déphasage due à la diffraction, et ainsi de suite jusqu'à obtenir une valeur de vitesse de propagation $\tilde{c}_n$ suffisamment stable à la $n^{ème}$ itération.

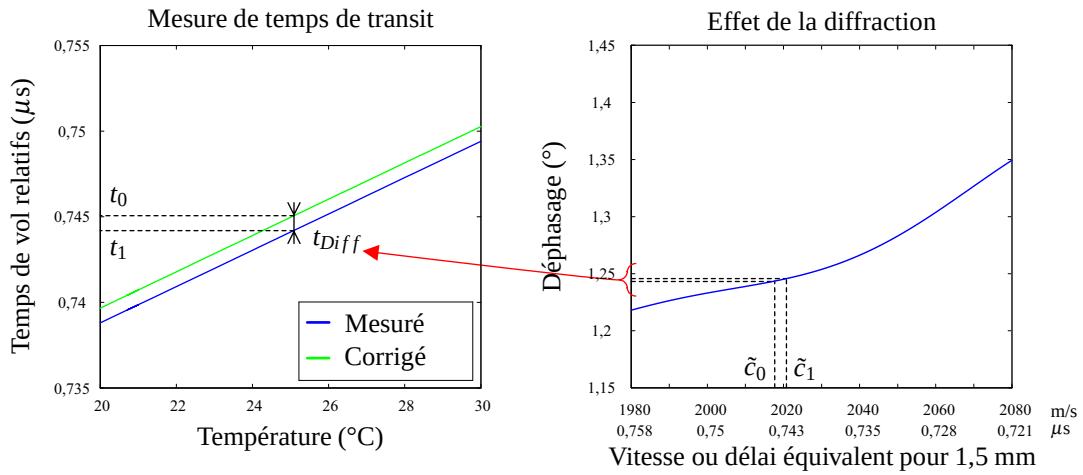


FIGURE III.19 – Schéma de la méthode itérative pour estimer la vitesse de propagation réelle, sans l'effet de la diffraction. Dans cet exemple, la fenêtre de gauche trace la courbe des temps de vol relatifs pour une épaisseur relative de 1,5 mm d'ABS à 55% d'humidité relative, entre 20°C et 30°C. La fenêtre de droite montre le déphasage dû à la diffraction pour 1,5 mm d'ABS avec deux transducteurs PANAMETRICS M110, calculé à partir du modèle de correction d'une onde diffractée par rapport à une onde plane.

La diffraction est créée par la vitesse complexe mesurée dans le matériau amorti $\tilde{c}_{L,S}$. Par la méthode itérative décrite, on peut déterminer le terme de correction à appliquer aux mesures d'atténuation.

III.1.6 Mesure de la vitesse de propagation

La propagation des ondes élastiques résulte du déplacement de particules contenues dans le matériau. Le comportement de ces particules peut être symbolisé par un modèle masse-ressort-amortisseur qui regroupe donc une notion de masse volumique, un terme d'élasticité à l'origine de la vitesse de propagation des ondes et un terme de viscosité responsable de l'atténuation de ces ondes en fonction de la quantité de matière traversée. Pour un matériau solide isotrope, les ondes élastiques présentent une vitesse longitudinale et une vitesse transversale. Les paramètres de température et d'humidité agissent sur les propriétés physiques, et ainsi sur les vitesses de propagation de ces ondes. Lorsqu'on parle d'*ondes de volume*[3], on parle d'ondes élastiques transmises de particules en particules au sein du matériau. Ces ondes peuvent ensuite interagir avec les frontières du matériau de dimensions finies pour créer des modes de propagation plus complexes comme les ondes de Rayleigh ou les ondes de Lamb par exemple (voir paragraphe I.3.1). La connaissance et la caractérisation des vitesses de propagation des ondes de volumes en fonction de la température et de l'humidité dans les matériaux que l'on souhaite utiliser, permet de mieux comprendre et corriger l'influence de ces conditions environnementales sur le procédé d'interface tactile.

III.1.6.1 Échantillons équipés

La figure III.20 montre un échantillon d'ABS équipé avec deux transducteurs M110 de part et d'autre d'une plaque de 3 mm d'épaisseur. Un des transducteurs émet une onde qui est ensuite captée et enregistrée par l'autre transducteur. L'onde atteint la position x après un temps t en fonction des conditions initiales et avec un retard t_{retard} correspondant à l'ensemble de la chaîne de mesure, des transducteurs et du couplant :

$$x = x_0 + c\,(t - t_0) + t_{retard}. \tag{III.34}$$

En procédant à la mesure du temps de transit du même instant du paquet d'onde, pour deux épaisseurs différentes de matériau (dont les valeurs relevées précisément au pied à coulisse montrent 3,08 mm et 4,66 mm pour l'ABS et 2,92 mm et 10 mm pour le PA12 avec une précision de $\pm$0,01 mm), il est possible d'annuler l'influence du paramètre inconnu du

[3] Par la suite de ce travail, la notion d'*ondes de volume* se rapporte aux deux modes fondamentaux, longitudinal et transversal, transmis entre particules des matériaux.

retard t_{retard}. Il est donc possible de déterminer la vitesse de propagation comme le rapport de la différence d'épaisseur sur la différence de temps d'arrivée des impulsions émises dans le matériau :

$$c = \frac{\Delta e}{\Delta t}. \tag{III.35}$$

Les transducteurs PANAMETRICS M110 et V153 incluent un backing permettant de limiter les résonances de la céramique piézoélectrique ainsi qu'une adaptation d'impédance afin d'améliorer l'onde transmise au matériau, comme on peut le voir sur la figure III.21.

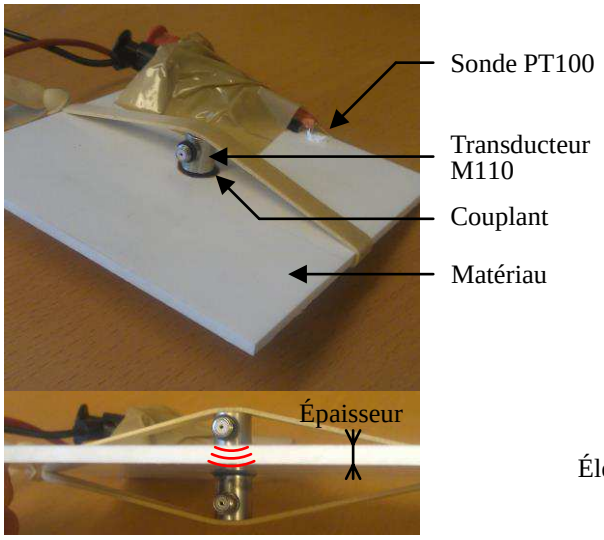


FIGURE III.20 – Échantillon équipé de deux transducteurs M110 et d'une sonde de température PT100 pour des mesures de temps de transit.

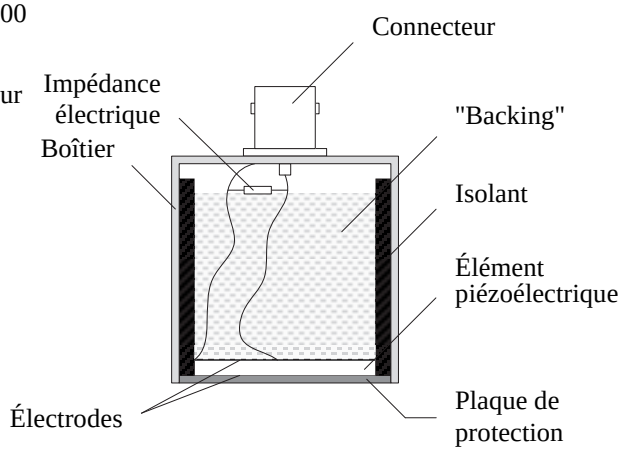


FIGURE III.21 – Schéma des transducteurs PANAMETRICS montrant la céramique piézoélectrique avec le *backing* et la plaque de protection et d'adaptation d'impédance, contenus dans un boîtier en métal.

III.1.6.2 Modes de résonances radiale et axiale des céramiques piézoélectriques

La figure III.22 présente un premier montage expérimental dans lequel une céramique piézoélectrique émettrice est placée sur une face d'une plaque d'ABS de 3 mm d'épaisseur, et une deuxième est placée sur l'autre face, en vis-à-vis pour mesurer les temps de transit à travers le matériau. En outre, une autre céramique est placée à une distance de 50 mm sur la face opposée à l'émetteur afin de mesurer les ondes de Lamb. Les trois céramiques piézoélectriques sont en PZT de type PZ27 (Ferroperm [94]). Les transducteurs en vis-à-vis révèlent deux modes de résonance liés aux dimensions de la céramique. Le signal à travers l'épaisseur d'ABS fait apparaître un couplage capacitif à travers le matériau au moment de l'excitation, suivi de l'arrivée du front d'onde, puis de la résonance du mode axial à 3,9 MHz et de la résonance du mode radiale à 200 kHz, comme on peut le voir sur la figure III.23.

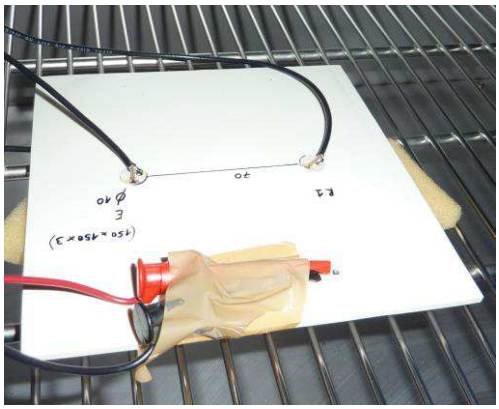


FIGURE III.22 – Échantillon équipé de trois disques de céramique piézoélectrique PZ27 de la société Ferroperm, de dimensions ⌀10x0,5 mm, dont deux sont alignés de part et d'autre d'une plaque d'ABS de 3 mm d'épaisseur afin de mesurer les ondes de volume traversants le matériau.

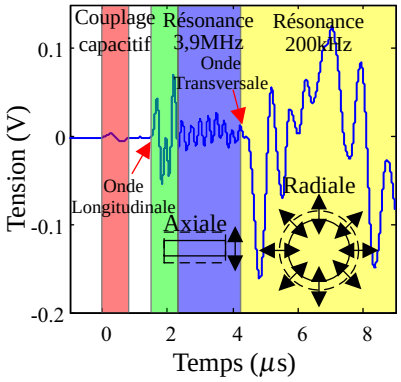


FIGURE III.23 – Réponse caractéristique à une excitation impulsionnelle à travers une épaisseur de 3 mm d'ABS, générées par une céramique piézoélectrique de 0,5 mm d'épaisseur et de 10 mm de diamètre. Les modes de résonance de la céramique sont visibles.

III.1.6.3 Mesure différentielle

Dans les mesures de temps de vol à travers les matériaux, bien que l'on travaille avec le rapport de deux épaisseurs de matériaux, certains phénomènes liés aux conditions expérimentales peuvent entacher les résultats. La diffraction et la dilatation sont dépendantes des épaisseurs de matériaux considérées, et ainsi ne s'annulent pas lors des mesures pour les deux épaisseurs. En premier lieu, le phénomène de diffraction (section III.1.2) modifie la forme du front d'onde en raison des dimensions finies du transducteur et tend à provoquer une avance de phase sur la mesure du temps différentiel t_{Diff} par rapport à une onde plane équivalente. La dilatation des matériaux (section III.1.1) modifie les épaisseurs et la densité du matériau pris en compte pour évaluer la vitesse de propagation. Les mesures des temps de propagation sont donc compensées en diffraction par un terme de correction, et les épaisseurs et la densité sont corrigées à l'aide du coefficient de dilatation linéaires CTE, donné par les fabricants des matériaux. En intégrant ces corrections, la mesure de la vitesse de propagation des ondes de volume se met sous la forme :

$$c_{MAT,TYPE,HR}(T) = \frac{\Delta d\,[1+CTE\,(T-25)]}{\Delta t + t_{Diff}}. \tag{III.36}$$

Dans cette expression, l'effet de la dilatation s'applique à la différence des épaisseurs des deux échantillons de matériaux Δd. Le retard lié à la diffraction est calculé comme la différence des retards de diffraction pour chaque épaisseur $t_{Diff} = t_{Diff}^{ep2} - t_{Diff}^{ep1}$. Ces retards correspondent à la phase du terme de correction en diffraction calculé avec l'équation de Lommel (III.24). Il représente le rapport du temps d'arrivée de l'onde diffractée sur celui

d'une onde plane équivalente. L'erreur moyenne induite par la diffraction est de 0,15% et 0,12% pour les ondes respectivement longitudinales et transversales dans l'ABS et l'erreur est de 0,22% et 0,13% pour les ondes respectivement longitudinales et transversales dans le PA12. Bien que ces valeurs soient faibles car nous travaillons en champ proche avec de faibles épaisseurs, la démarche de cette compensation a été menée à terme afin de pouvoir l'étendre à des cas où la diffraction serait plus importante.

III.1.6.4 Vitesses de propagation mesurées

Sur la figure III.24, on peut voir les cycles de température imposés aux échantillons par l'enceinte climatique à une humidité relative donnée. Pour chacune des trois humidités relatives choisies, 40%, 55% et 80%, l'échantillon est soumis à un cycle rapide permettant de bien uniformiser le couplant entre les transducteurs et la coque, puis stabilisé à la température initiale de 10°C pendant 10 heures entre les temps T0 et T1. Un cycle de montée et de descente jusqu'à 75°C est effectué alors que des impulsions sont émises et enregistrées toutes les minutes entre les temps T1 et T2. L'enceinte climatique suit son processus de manière autonome et une marge de 5 heures est laissée en fin de cycle pour permettre aux acquisitions de se terminer.

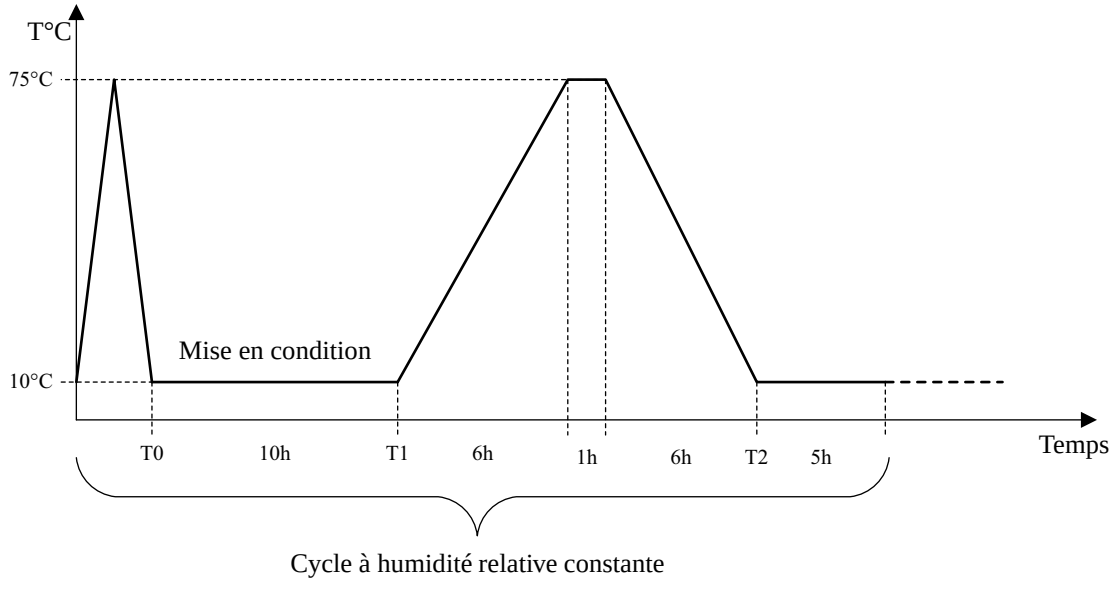


FIGURE III.24 – Cycles de température imposés aux matériaux pour la mesure des vitesses de propagation.

En appliquant les diverses corrections sur les dimensions et les mesures de temps de vol, les différentes vitesses de propagation dans nos matériaux ont été évaluées. La figure III.25 présente les mesures des vitesses longitudinales obtenues. L'allure des vitesses des deux matériaux peut être représentée par un modèle linéaire, bien que le plastique fritté PA12 présente une légere courbure à environ 25°C. Les ondes longitudinales sont peu sensibles à l'humi-

dité. La vitesse de propagation dans le PA12 décroit avec un coefficient de $-5,13$ m/s/°C qui est presque deux fois plus grand que celui dans l'ABS de $-2,68$ m/s/°C. Les deux courbes possèdent la même vitesse de propagation à une température de -8 °C. A titre de comparaison, les travaux de Nishikawa [160] montrent un coefficient thermique de $-2,5$ m/s/°C pour un autre composé d'ABS, ce qui est proche de nos mesures. Les variations de composition de ces polymères peuvent expliquer la différence de coefficients obtenus. Des matériaux avec une plus haute température de fusion, comme l'aluminium et le cuivre, présentent des coefficients thermiques plus faibles avec respectivement $-1,1$ m/s/°C et $-0,5$ m/s/°C, comme montré dans les travaux de Salama et Ling [134].

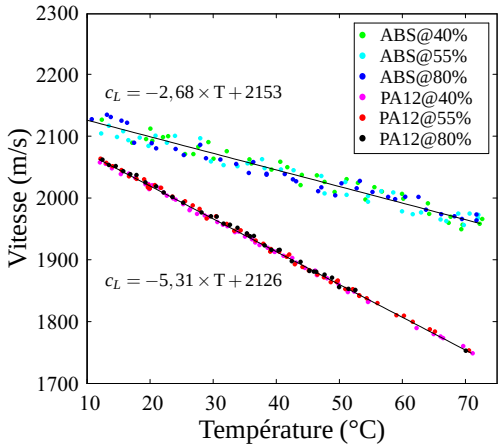


FIGURE III.25 – Ondes longitudinales dans les matériaux pour les différentes humidités relatives sur la plage de température considérée.

La figure III.26 montre les mesures obtenues pour les ondes transversales. Une différence plus marquée est observable entre l'ABS injecté et le PA12 fritté. Alors que l'ABS présente un comportement plutôt linéaire et indépendant de l'humidité relative, le PA12 présente une évolution quadratique et un décalage des valeurs selon l'humidité relative. La figure III.27 détaille les vitesses de propagation dans le PA12. Les courbes ne sont pas parfaitement translatées les unes par rapport aux autres ce qui indique des différences entre les coefficients de dépendance thermique. Plus l'humidité est élevée, plus les vitesses sont réduites. Une valeur moyenne du modèle quadratique d'évolution de la vitesse selon la température dans le PA12, présente des coefficients $-0,0321$ m/s/°C^2 et $0,355$ m/s/°C dont les constantes à 0°C dépendent de l'humidité relative. À 40% HR, la vitesse à l'origine est de 916 m/s. Elle est de 898 m/s pour 55% HR puis atteint 897 m/s à 80% HR. Les différences des coefficients d'ordre deux et trois des modèles d'évolution thermique des vitesses, semblent dues soit aux imprécisions des mesures, soit à des fluctuations des conditions dans l'enceinte climatique ou soit à des changements du couplant entre les transducteurs et le matériau. De même, de la condensation peut se déposer dans le cas de fortes humidités relatives lorsque l'échan-

tillon reste légèrement plus froid que l'environnement en raison de l'inertie thermique. Lors de l'expérimentation, il a été observé des difficultés de la part de l'enceinte climatique à maintenir stable une hygrométrie élevée lorsque la température évolue.

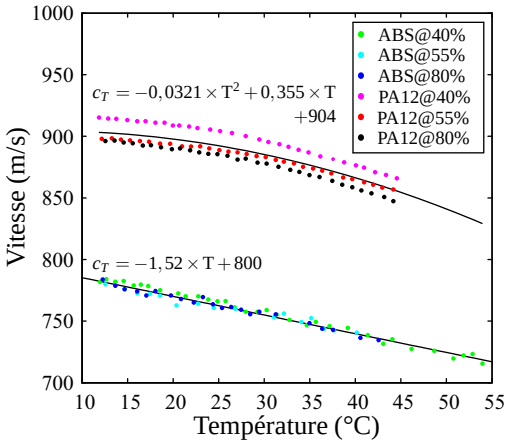


FIGURE III.26 – Ondes transversales dans l'ABS et le PA12 pour les différentes humidités relatives sur la plage de température considérée.

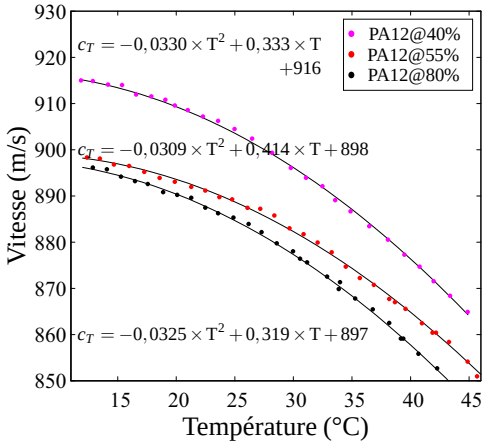


FIGURE III.27 – Ondes transversales dans le plastique fritté PA12.

Comme précisé dans la sous-section III.1.4, les vitesses de propagation longitudinale et transversale subissent également un déphasage lié à la viscoélasticité. Nous avons évalueé l'atténuation des matériaux considérés selon la température et les modes de propagation longitudinal et transversal afin de déterminer les constantes de viscosité et de corriger les vitesses.

III.1.7 Mesure de l'atténuation

III.1.7.1 Dispositif expérimental

Pour la mesure de l'atténuation dans les matériaux, une approche impulsion-écho est privilégiée. Cette approche permet de conserver des conditions de montages parfaitement identiques entre deux échos successifs avec un très bon alignement du transducteur et de la direction de propagation de l'onde. Dans les plastiques utilisés, les coefficients de réflexion sur les faces sont très élevés, et les réflexions dans les matériaux avec une face libre sont considérées totales. Une méthode par transmission à travers le matériau a été employée pour les ondes transversales dans le but d'augmenter l'amplitude des signaux en réduisant la distance parcourue par l'écho. En effet, le mode transversal s'est avéré beaucoup plus atténué et une méthode en impulsion-écho ne présentait pas un rapport signal sur bruit suffisant. Un outil d'alignement en aluminium a été réalisé pour les deux transducteurs en vis-à-vis. Les figures III.28 et III.29 présentent les deux types de montages employés dans cette expé-

rience. Étant donné que nous nous intéressons à l'atténuation, seule l'amplitude des signaux traversant le matériau est importante et nous négligeons le déphasage.

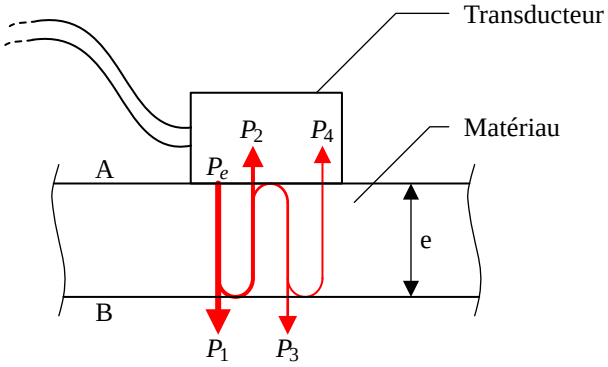


FIGURE III.28 – Montage en impulsion-écho avec les trajets des ondes dans le matériau.

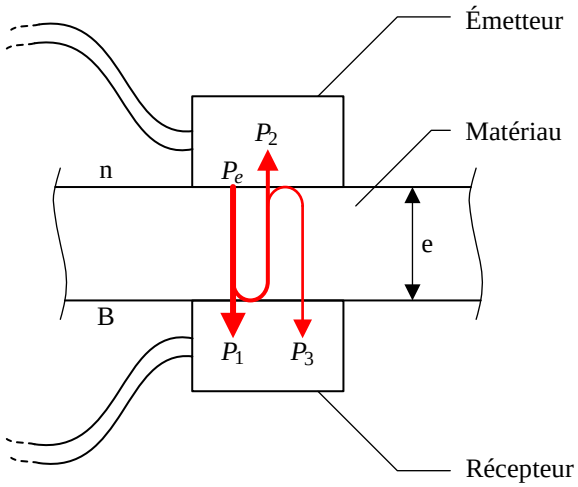


FIGURE III.29 – Montage en transmission à travers le matériau avec les trajets des ondes dans le matériau.

La figure III.28 schématise le montage impulsion-écho dans lequel un transducteur, plaqué sur la surface A du matériau, émet dans un premier temps l'onde acoustique et dans un second temps réceptionne les échos. La surface opposée au transducteur est appelé face B. Pour une épaisseur e, le premier écho réceptionné effectue un trajet de $2e$ et le deuxième écho un trajet de $4e$. La mesure entre deux échos permet de s'affranchir des conditions constantes dans les mesures, comme les atténuations dues à la chaîne d'acquisition, au transducteur et au couplant. La part d'atténuation due à la diffraction (voir section III.1.2) doit être prise en compte. On considère une onde émise d'amplitude P_e qui traverse une épaisseur de matériau e en subissant une atténuation α, exprimée en Népers par mètre ($\mathrm{Np.m^{-1}}$), ainsi que l'effet de la diffraction sur l'amplitude, $D(e)$. On considère un coefficient β exprimant les pertes de la chaîne d'acquisition, du transducteur et du couplant. Alors l'amplitude du signal arrivant sur la face B du matériau s'exprimer selon :

$$P_1 = \beta P_e e^{-\alpha e} D(e)\,. \tag{III.37}$$

Cette onde se réfléchit avec un coefficient de réflexion R sur l'interface matériau-air pour retourner vers la face A :

$$P_2 = R\beta P_e e^{-\alpha 2e} D(2e)\,. \tag{III.38}$$

Cette onde se réfléchit à nouveau sur la face A avec un coefficient de réflexion R' pour

l'interface matériau-transducteur puis effectue à nouveau un aller-retour à travers le matériau, avant que le deuxième écho ne soit réceptionné par le transducteur :

$$P_4 = R^2 R' \beta P_e e^{-\alpha 4e} D(4e). \tag{III.39}$$

Il est possible d'exprimer l'atténuation par le logarithme du rapport des amplitudes des deux échos, éliminant l'influence des conditions de montage et d'acquisition. Un traitement par transformée de Fourier permet d'évaluer la part de chaque composante spectrale dans l'amplitude, conduisant à l'expression de l'atténuation sur une plage de fréquences, et cela pour chaque température mesurée sur nos matériaux :

$$\alpha(f) = \frac{1}{2e}\left[\ln\left(\left|\frac{P_2(f)}{P_4(f)}\right|\right) + \ln\left(RR'\frac{|D(4e)|}{|D(2e)|}\right)\right]. \tag{III.40}$$

Dans le cas d'un montage en transmission (figure III.29), on déduit l'atténuation du rapport du signal direct P_1 avec celui du premier écho P_3 sur le récepteur en face B. Dans ce cas, seule l'interface matériau-transducteur est présente sur les deux faces de l'échantillon et un unique coefficient R' intervient. De la même manière que précédemment, nous obtenons l'expression :

$$\alpha(f) = \frac{1}{2e}\left[\ln\left(\left|\frac{P_1(f)}{P_3(f)}\right|\right) + \ln\left(\left(R'\right)^2\frac{|D(3e)|}{|D(e)|}\right)\right]. \tag{III.41}$$

Dans le cas d'un montage en impulsion-écho, le même transducteur doit pouvoir fonctionner dans un premier temps en émetteur et dans un second temps en récepteur. Sur la figure III.30, sont illustrés les branchements des transducteurs M110 en mode impulsion-écho et des transducteurs V153 en mode transmission. Des générateurs de signaux Agilent 33522A envoient les impulsions dans les échantillons sur commande d'un ordinateur selon un processus géré par le logiciel Matlab.

Dans le cas des ondes longitudinales en mode impulsion-écho (figure III.30-a), le générateur de signaux basses-fréquences (GBF) est directement connecté au transducteur et à une carte de conditionnement et d'amplification. Dans un premier temps, le GBF impose une tension aux bornes du transducteur pour émettre les ondes dans le matériau. À la fin de la première salve d'impulsions, après un délai inférieur à l'arrivée du premier écho, la tension de consigne en sortie du GBF devient nulle. Le transducteur se retrouve donc en parallèle avec l'impédance interne du GBF de 50 Ω. L'ensemble du transducteur, dont la capacité statique mesurée s'élève à 0,8 nF pour le modèle M110 et 1,8 nF pour le modèle V153, et de l'impédance interne du GBF de 50 Ω, forme un filtre passe-bande dont les fréquences de coupure offrent un bon compromis entre l'émission et la réception pour les fréquences d'intérêts (voir annexe sur la page 218).

Dans le cas des ondes transversales en mode de transmission (figure III.30-b), le GBF est directement connecté au transducteur V153 utilisé en émetteur. Un second transducteur V153 placé sur la face opposée du matériau, sert de récepteur et est connecté sur l'entrée de la carte de conditionnement du signal. Une impédance de 50 Ω a été ajoutée en parallèle pour effectuer un filtrage des basses fréquences, comme dans le cas du montage pour la mesure des ondes longitudinales.

La carte de conditionnement et d'amplification permet d'obtenir un gain élevé. L'amplification se fait par la succession d'un circuit AD844 faible bruit, monté en amplificateur inverseur avec un gain de -78, et d'un amplificateur opérationnel AD826, monté en amplificateur inverseur avec un gain de $-3,9$. L'amplification totale permet donc d'obtenir un gain de 304,2 ou $49,66$ dB, pour chacune des quatre voies avec une bande passante de 10 MHz. Les sorties des quatre amplificateurs pour les mesures des ondes longitudinales et transversales dans les deux matériaux, sont connectés à un oscilloscope Tektronix TDS3014. Les signaux sont récupérés et enregistrés par un ordinateur via une liaison GPIB.

La photographie III.31 montre l'ensemble des éléments nécessaires à la mesure des atténuations dans les matériaux. Sur l'enceinte climatique on peut voir l'ordinateur d'acquisition des signaux de l'oscilloscope, les générateurs de signaux, la carte d'amplification et la sonde thermocouple permettant de mesurer précisément la température des échantillons.

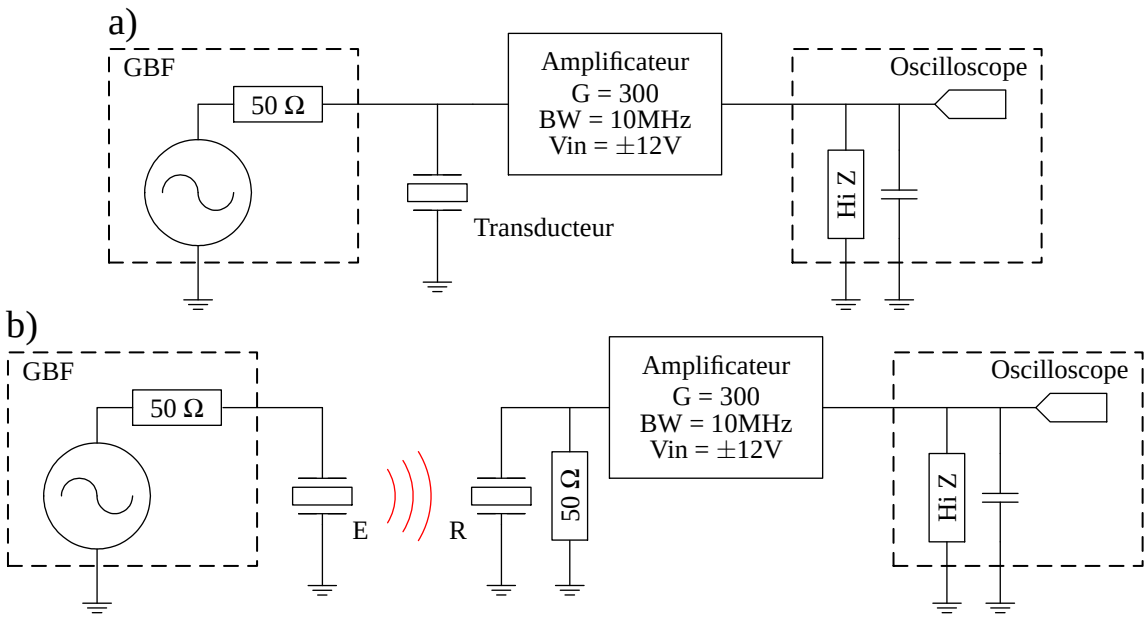


FIGURE III.30 – Dispositif d'acquisition des atténuations. a) Montage en impulsion-écho. b) Montage en transmission.

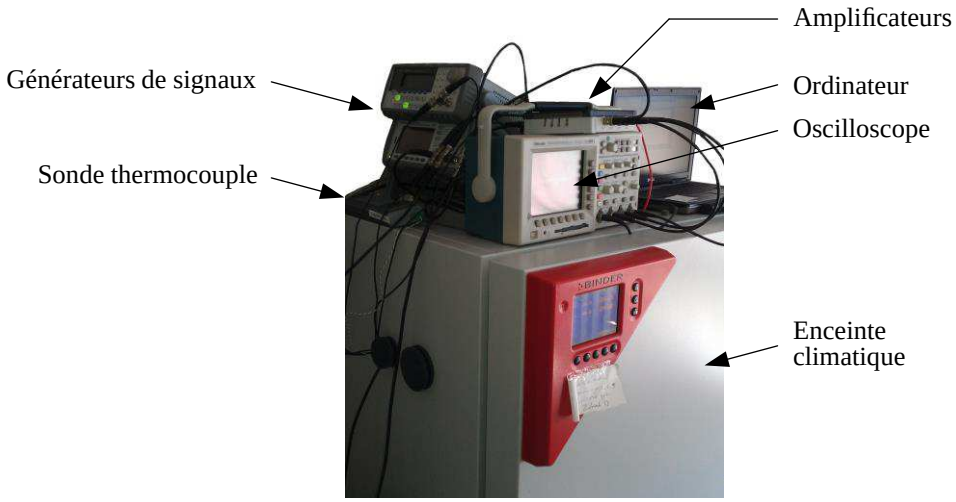


FIGURE III.31 – Ensemble du dispositif d'acquisition des atténuations.

III.1.7.2 Coefficients de réflexion

Pour estimer l'atténuation d'après les formules (III.40) et (III.41), il faut déterminer les coefficients de réflexion sur les frontières du matériau. Le coefficient de réflexion dans le cas d'une onde incidente voyageant dans un premier matériau d'impédance Z_1 de manière normale à la surface de réflexion avec un deuxième matériau Z_2, s'exprime :

$$R = \frac{Z_1 - Z_2}{Z_1 + Z_2}. \tag{III.42}$$

On connait les impédances longitudinale et transversale dans les matériaux considérés ainsi que l'impédance de l'air.

- Air ($\rho_{air}^{25°C} = 1,184\,\mathrm{kg/m^3}$) :
  - $c_L^{25°C} = 346,3\,\mathrm{m/s} \longrightarrow Z^{air} = 410\,\mathrm{Rayl}$
  - Le mode transversal ne se propage pas et l'impédance transversale est nulle.
- ABS ($\rho_{ABS}^{25°C} = 1052\,\mathrm{kg/m^3}$) :
  - $c_L^{25°C} = 2091,4\,\mathrm{m/s} \longrightarrow Z_L^{ABS} = 2,2\,\mathrm{MRayl}$
  - $c_T^{25°C} = 763\,\mathrm{m/s} \longrightarrow Z_T^{ABS} = 0,803\,\mathrm{MRayl}$
- PA12 ($\rho_{PA12}^{25°C} = 1000\,\mathrm{kg/m^3}$) :
  - $c_L^{25°C} = 2001,6\,\mathrm{m/s} \longrightarrow Z_L^{PA12} = 2\,\mathrm{MRayl}$
  - $c_T^{25°C} = 904,1\,\mathrm{m/s} \longrightarrow Z_T^{PA12} = 0,904\,\mathrm{MRayl}$
- Transducteurs (Plaque de protection en *carbure de tungstène*) :

– $Z_L^{Tr} = 54,3\,\text{MRayl}$

– $Z_T^{Tr} = 31,8\,\text{MRayl}$

À partir de ces valeurs, les coefficients de réflexion du mode longitudinal et du mode transversal à l'interface entre ces deux matériaux et l'air sont assimilés à une réflexion totale. On a donc le coefficient $R \cong 1$ dans les formules (III.40) et (III.41).

De même, les coefficients de réflexion à l'interface entre les matériaux et les transducteurs ont été calculés pour les deux matériaux et les deux modes de propagation afin de déterminer le paramètre R'.

III.1.7.3 Atténuations mesurées dans l'ABS et le PA12

Les mesures de l'atténuation ont été effectuées dans l'enceinte climatique avec des cycles de 20 heures de temps de montée et de temps de descente afin de limiter l'effet d'hystérésis sur les mesures. La figure III.32 présente les cycles lors de ces mesures.

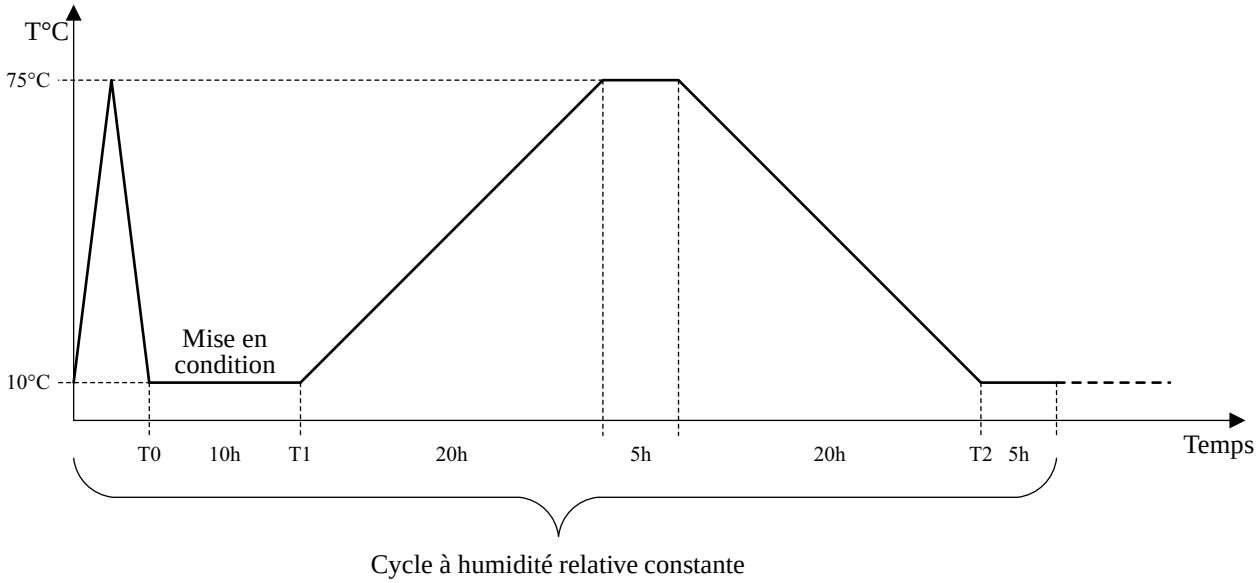


FIGURE III.32 – Cycle de température pour les mesures d'atténuation dans les matériaux.

Les échantillons d'ABS et de PA12, sous forme de plaques de 3 mm d'épaisseur, ont été équipés sur une face avec des transducteurs M110 pour la mesure des ondes longitudinales par la méthode en impulsion-écho. La mesure des ondes transversales s'est faite en plaçant des transducteurs V153 de part et d'autre des plaques, conformément à la méthode en transmission. La photographie III.33 montre les échantillons équipés. Une pièce d'alignement, usinée en aluminium et dont une vue en 3D est représentée sur la figure III.34, a été réalisée afin de maintenir les transducteurs V153 parfaitement alignés, mais également dans la même orientation. Les ondes transversales sont polarisées selon l'axe du connecteur du

transducteur V153 [161].

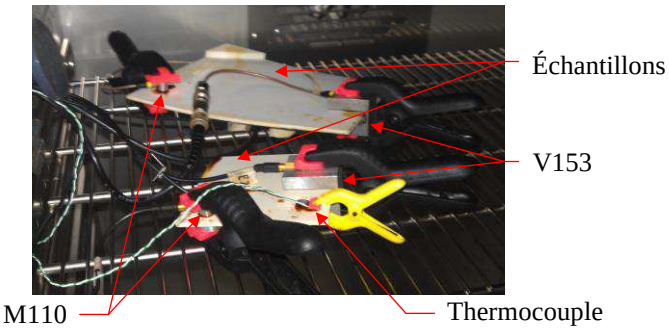


FIGURE III.33 – Montage de mesure des atténuations dans l'ABS et le PA12.

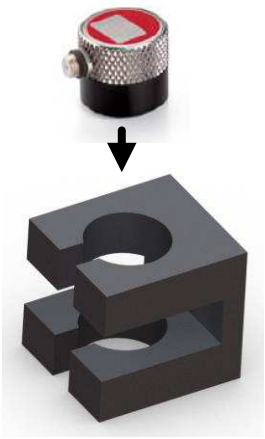


FIGURE III.34 – Vue en 3D de la pièce d'alignement usinée.

Les échos en réponse à des impulsions d'une période d'une sinusoïde à 5 MHz pour les ondes longitudinales et 1 MHz pour les ondes transversales, ont été enregistrés toutes les 3 minutes durant le cycle de température de la figure III.32. L'enregistrement est effectué à une fréquence d'échantillonnage de 50 MSa/s. L'atténuation est ensuite déduite de l'amplitude des échos, comme indiqué à la sous-section III.1.7.1.

Comme chaque signal d'émission est une impulsion, son spectre couvre une largeur de bande de fréquences centrée sur celle de la sinusoïde de l'impulsion. La sinusoïde d'impulsion correspond à la fréquence centrale des transducteurs, 1 MHz pour les transducteurs V153 et 5 MHz pour les transducteurs M110. Il a été montré dans le livre de Royer et Dieulessaint [89] que l'atténuation est proportionnelle au carré de la fréquence du signal, $\alpha \propto f^2$. Sous l'effet de l'atténuation, la répartition énergétique de la réponse tend à se décaler vers les basses fréquences, comme illustré sur la figure III.35. Les spectres des échos en sont plus ou moins affectés selon l'importance de l'atténuation. La figure III.36 montre la superposition des spectres des ondes acoustiques des échos pour l'ensemble des acquisitions et pour les deux matériaux. On peut observer que la réponse reste relativement centrée sur la fréquence centrale du transducteur de 5 MHz pour les ondes longitudinales dans l'ABS. En revanche, dans le PA12 où l'atténuation est plus élevée, le spectre atteint un pic de réponse vers $1,7$ MHz. Les mesures des ondes transversales dans l'ABS et le PA12 restent proches de la fréquence centrale de 1 MHz du transducteur.

En sélectionnant les composantes fréquentielles maximales des amplitudes des deux échos sur le signal temporel, les mesures d'amplitudes présentent un meilleur rapport signal sur bruit (RSB) et les atténuations longitudinales et transversales sont déterminées plus pré-

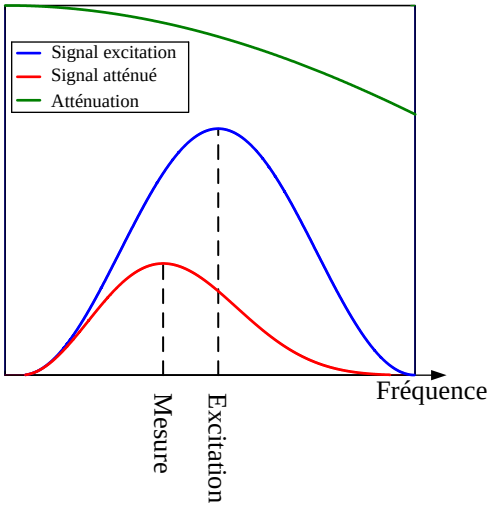


FIGURE III.35 – Illustration du décalage fréquentiel provoqué par l'atténuation sur le spectre des échos.

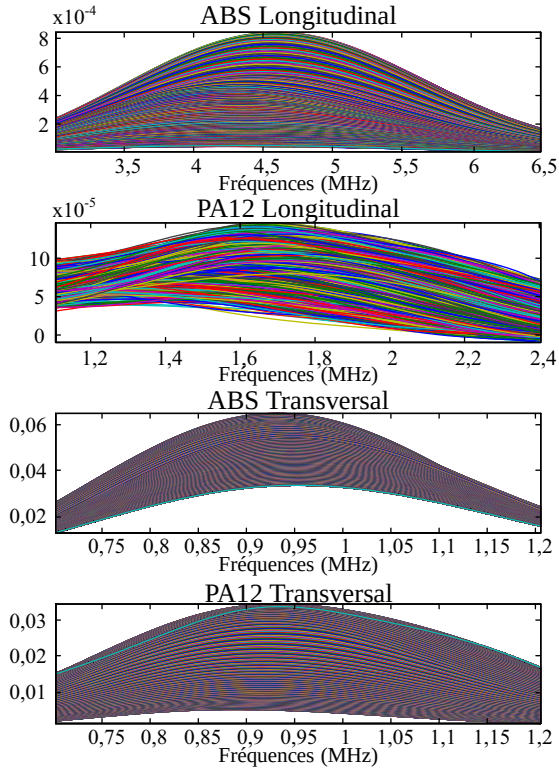


FIGURE III.36 – Module de la représentation fréquentielle des échos, dont toutes les acquisitions ont été superposées.

cisément. En appliquant les formules (III.40) et (III.41), on évalue l'atténuation dans les deux matériaux en fonction de la température. Les atténuations étant proportionnelles à la fréquence au carré [89], les valeurs obtenues sont ensuite rapportées aux fréquences de référence de 5 MHz et de 1 MHz afin de pouvoir les comparer à la littérature.

La figure III.37 présente l'atténuation longitudinale dans l'ABS et le PA12 pour une fréquence de 5 MHz, convertie en dB/cm par la formule $\alpha_{dB} = 8,68\,\alpha$. On observe que les atténuations longitudinales sont peu sensibles à l'humidité relative. La valeur moyenne tend à baisser avec une pente de $-0,027$ dB/cm/°C et une valeur à 0°C de $13,4$ dB/cm pour l'ABS, alors qu'elle augmente pour le PA12 avec une pente de $0,068$ dB/cm/°C avec une valeur à 0°C de $25,4$ dB/cm. La valeur à 25°C est de $15,3$ dB/cm pour l'ABS et de 27 dB/cm pour le PA12. Il est intéressant de noter la tendance opposée en fonction de la température de ces deux matériaux, ainsi que la plus grande atténuation dans le PA12 en raison de sa structure poreuse. Nishikawa *et al.* [160] ont évalué l'atténuation de différentes compositions d'ABS sur une plage de température de -63°C à 22°C. Un maximum est observé à environ -18°C, suivi d'une baisse progressive de l'atténuation qui explique la tendance que nous avons observé sur la plage de température de 10°C à 75°C.

La figure III.38 montre les atténuations du mode de propagation transversal à la fréquence

de 1 MHz. L'atténuation dans le PA12 montre une légère sensibilité à l'humidité relative avec une tendance à amplifier l'atténuation. Les valeurs restent centrées autour d'une courbe d'allure quadratique moyenne qui tend vers 10 dB/cm à 10°C et augmente fortement après 30°C. L'ABS présente un comportement différent. Son atténuation est beaucoup plus sensible aux conditions d'humidité relative et passe par un minimum autour de la température de 55°C. L'atténuation transversale dans ce matériau augmente avec l'humidité relative. À 25°C, elle est de $6,6$ dB/cm à 40% HR puis atteint $8,7$ dB/cm à 55% et $12,1$ dB/cm à 80%. Sur la figure, les 3 courbes présentent un profil similaire mais sont décalées en fonction de l'humidité relative.

En comparaison, les travaux de caractérisations de matériaux de Selfridge [139] à la fréquence de 5 MHz, donnent une atténuation longitudinale de $11,3$ dB/cm pour l'ABS, $2,9$ dB/cm pour du Nylon 6/6 et 16 dB/cm dans le cas du Nylon 6/6 noir. Selfridge immerge les matériaux dans un bassin d'eau, or nous obtenons une atténuation plus élevée dans l'ABS. Des différences de compositions des matériaux peuvent expliquer cet écart avec notre mesure. En outre, Selfridge effectue ses mesures dans le domaine temporel. Comme expliqué précédemment, pour une excitation composée d'une impulsion de 5 sinusoïdes centrées sur une fréquence, un décalage vers les basses fréquences intervient en raison de la proportionnalité de l'atténuation en fonction des fréquences ($\alpha \propto f^2$). Ainsi, l'atténuation est mesurée pour une fréquence centrale inférieure du spectre des échos par rapport à celui de l'émission, et donc sous-évaluée. Dans le cas du PA12, la différence entre nos mesures et celles de Selfridge pour du Nylon 6/6 peut s'expliquer par le fait que notre matériau est poreux, constitué de particules de taille moyenne de 58 μm (dispersion de 25 μm à 92 μm pour 90% des particules selon le fabricant 3DSYSTEMS [143]), assemblées par frittage laser.

La diffraction sur les amplitudes des atténuations représente une correction de l'ordre de -2,5% et -4% dans l'ABS pour le mode longitudinal et transversal, et un maximum de l'ordre de -6,5% et -2,1% dans le PA12.

III.1.8 Vitesse dans les matériaux sans atténuation

Les deux matériaux considérés sont viscoélastiques et peuvent être caractérisés par des coefficients d'élasticité et des coefficients de viscosité. La vitesse de propagation intrinsèque du matériau $c_{L,T}$ liée aux seules composantes élastiques, peut donc être déduite à partir des vitesses $\tilde{c}^*_{L,T}$ mesurées précédemment à la sous-section III.1.6 et correspondant à la partie réelle de la vitesse complexe $\tilde{c}_{L,T}$ présentée à la sous-section III.1.4 :

$$\tilde{c}^*_{L,T} = \Re\{\tilde{c}_{L,T}\} = \Re\left\{\frac{c_{L,T}}{1 - i\frac{\alpha_{L,T}\, c_{L,T}}{\omega}}\right\}. \tag{III.43}$$

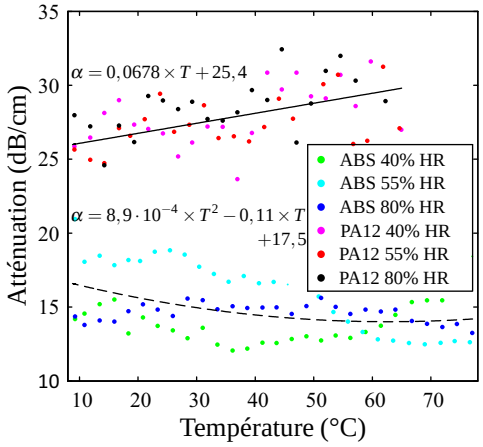


FIGURE III.37 – Atténuation du mode longitudinal en fonction de la température pour l'ABS et le PA12, à une fréquence de 5 MHz.

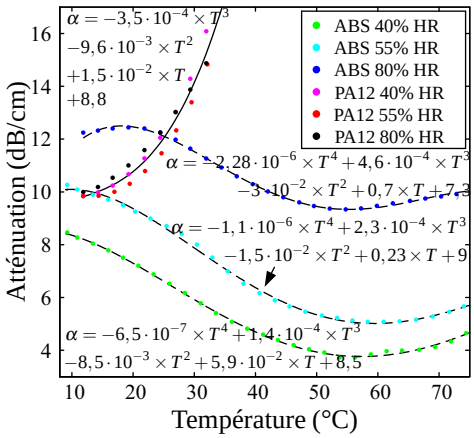


FIGURE III.38 – Atténuation du mode transversal en fonction de la température pour l'ABS et le PA12, à une fréquence de 1 MHz.

En arrangeant cette expression, on obtient un polynôme du second ordre en fonction des vitesses mesurées $\tilde{c}^*_{L,T}$ pour lequel la résolution permet de déterminer les vitesses pour les seules composantes élastiques $c_{L,T}$:

$$c^2_{L,T} \frac{\alpha^2_{L,T} \tilde{c}^*_{L,T}}{\omega^2} - c_{L,T} + \tilde{c}^*_{L,T} = 0. \tag{III.44}$$

À partir des mesures d'atténuation et de vitesse corrigées pour se rapporter à une onde plane équivalente sans diffraction, on peut calculer les vitesses des ondes longitudinale et transversale au sein des matériaux sans le déphasage causé par l'atténuation, c'est-à-dire sans l'influence des termes de viscosité. Sur les figures III.39 et III.40 sont représentées les vitesses de propagation $c_{L,T}$ pour des matériaux purement élastiques.

Les vitesses de propagation longitudinale et transversale de l'ABS injecté et du polyamide PA12 fritté, liées aux composantes élastiques, sont décrites par des modèles polynomiaux :

- Mode longitudinal
  - ABS (à 40%, 55% ou 80% HR) : $c_L = -2,72 \times \mathrm{T} + 2157$
    Ecart-type inférieur à 1% par rapport au modèle.
  - PA12 (à 40%, 55% ou 80% HR) : $c_L = -4,93 \times \mathrm{T} + 2159$
    Ecart-type inférieur à 0,3% par rapport au modèle.
- Mode transversal

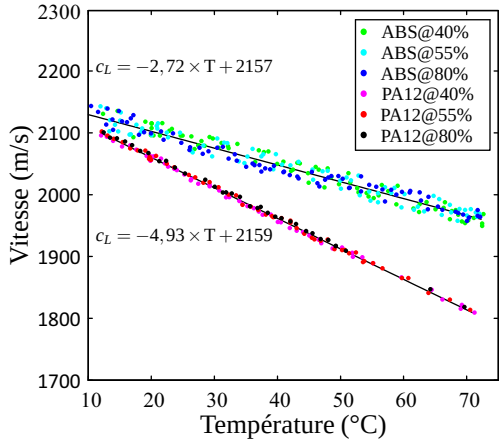


FIGURE III.39 – Vitesses de propagation du mode longitudinal en fonction de la température pour l'ABS et le PA12 et pour les seules composantes élastiques.

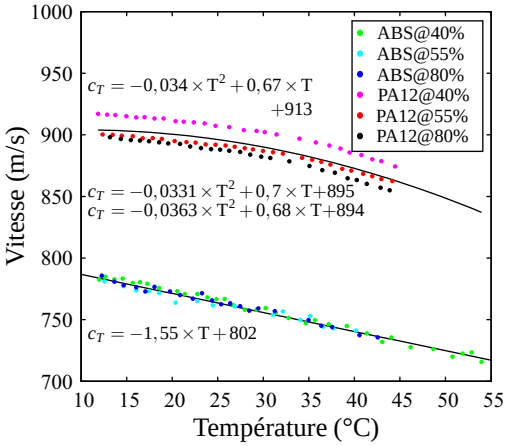


FIGURE III.40 – Vitesses de propagation du mode transversal en fonction de la température pour l'ABS et le PA12 et pour les seules composantes élastiques.

- ABS (à 40%, 55% ou 80% HR) : $c_T = -1,55 \times T + 802$
  Ecart-type inférieur à 0,15% par rapport au modèle.
- PA12 (à 40% HR) : $c_T = -3,4\,10^{-2} \times T^2 + 0.668 \times T + 913$
  Ecart-type inférieur à 0,06% par rapport au modèle.
- PA12 (à 55% HR) : $c_T = -3,31\,10^{-2} \times T^2 + 0.702 \times T + 895$
  Ecart-type inférieur à 0,06% par rapport au modèle.
- PA12 (à 80% HR) : $c_T = -3,63\,10^{-2} \times T^2 + 0.677 \times T + 894$
  Ecart-type inférieur à 0,07% par rapport au modèle.

III.1.9 Évaluation des propriétés physiques

Les méthodes acoustiques sont très utiles pour la caractérisation des matériaux, autant par l'utilisation des vitesses de propagation que par la mesure des atténuations comme on peut le constater dans l'ensemble de celles décrites dans le chapitre « Ultrasonics : a technique of material characterization » de Dharmendra et Pandey [162]. Les propriétés physiques, telles que le module de compression ou le module de Young E, le module de cisaillement μ, le coefficient de Poisson σ ou les constantes de Lamé λ et μ, peuvent se déduire des mesures des vitesses de propagation $c_{L,T}$, liées aux coefficients c_{11} et c_{12} du *tenseur des rigidités*

élastiques dans le cas d'un solide isotrope :

$$\begin{cases} c_L = \sqrt{\dfrac{c_{11}}{\rho}} = \sqrt{\dfrac{\lambda + 2\mu}{\rho}} \\ \\ c_T = \sqrt{\dfrac{c_{11} - c_{12}}{2\rho}} = \sqrt{\dfrac{\mu}{\rho}} \end{cases} \Rightarrow \begin{cases} \mu = \rho\, c_T^2 \\ \\ \lambda = \rho\, \left(c_L^2 - 2\, c_T^2\right) \\ \\ E = \mu \dfrac{3\lambda + 2\mu}{\lambda + \mu} = \rho\, c_T^2 \dfrac{3\, c_L^2 - 4\, c_T^2}{c_L^2 - c_T^2} \\ \\ \sigma = \dfrac{\lambda}{2\,(\lambda + \mu)} = \dfrac{c_L^2 - 2\, c_T^2}{2\left(c_L^2 - c_T^2\right)} \end{cases} \tag{III.45}$$

La dépendance à la température des vitesses de propagation a été évaluée à la section III.1.8. Ce comportement implique la même dépendance des propriétés physiques à la température.

Dans le cas de l'ABS injecté, on obtient les propriétés physiques illustrées sur la figure III.41. Dans ce matériau, les vitesses de propagation ont un comportement linéaire avec la température et ne sont pas influencées par l'humidité relative. Les propriétés physiques suivent donc les mêmes tendances. On observe une légère augmentation du coefficient de Poisson dont la valeur moyenne est de 0,425. La diminution des modules d'élasticité indique une légère perte de raideur du matériau lorsque la température augmente, ce qui est conforme avec les attentes et les observations lors des expérimentations.

La figure III.42 illustrant les propriétés physiques du plastique fritté PA12, révèle un comportement quadratique comme celui observé pour les vitesses de propagation transversales dans ce matériau. Comme nous l'avons mesuré à la section III.1.6, alors que le mode transversal présente un comportement clairement quadratique sur la plage de températures d'intérêt, le mode longitudinal est plus proche d'un comportement linéaire. Ainsi, on observe une tendance plutôt linéaire pour le premier coefficient de Lamé λ, déduit des deux modes des vitesses de propagation, mais dont l'influence du mode longitudinal semble prépondérante sur le mode transversal. De même le coefficient de Poisson, principalement induit par λ tend à être linéaire. Le module de Young E et le module de flexion G, ou coefficient de Lamé μ, présentent un comportement quadratique. En observant les équations (III.45), on peut constater que ces deux propriétés physiques sont directement proportionnelles au mode de propagation transversal des ondes, dont le comportement est quadratique. Notons également que la dépendance à l'humidité relative de la vitesse transversale se retrouve sur les propriétés physiques qui sont translatées les unes par rapport aux autres. Le coefficient de

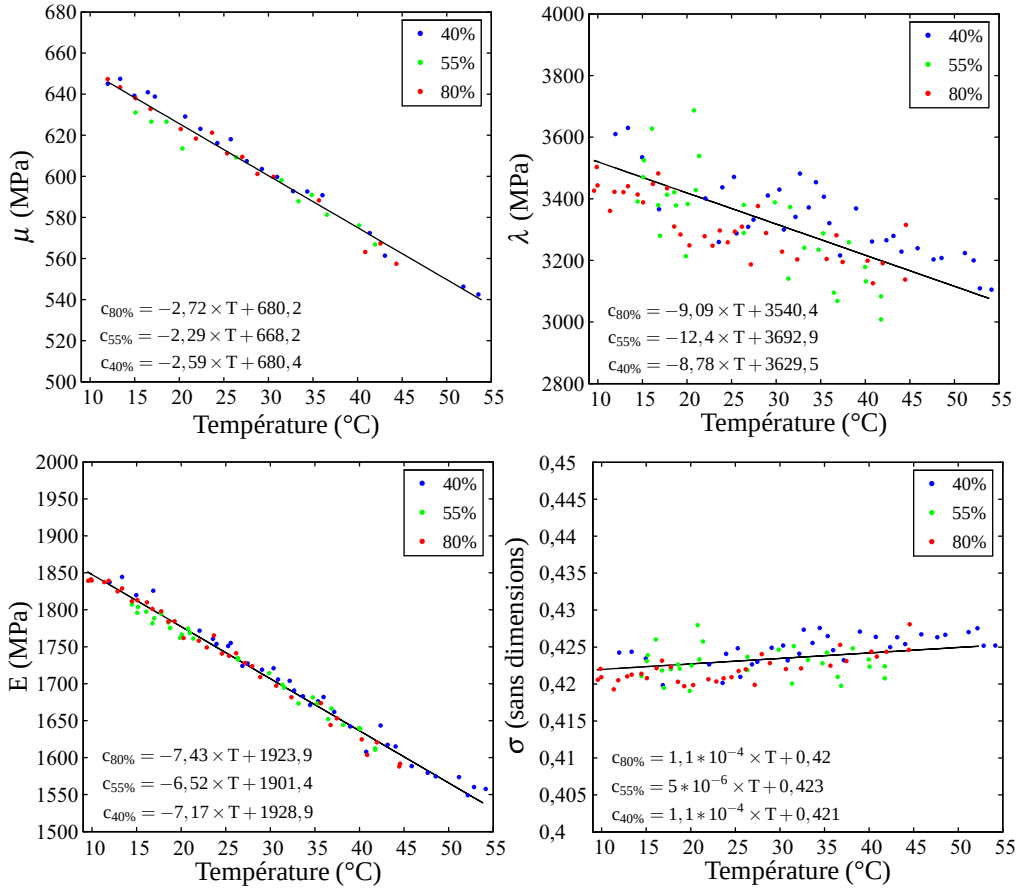


FIGURE III.41 – Propriétés physiques de l'ABS déduites des mesures des vitesses de propagation des ondes de volume longitudinales et transversales.

Poisson estimé à 0,38 pour ce matériau correspond à celui déduit des données du fabricant Duraform [143]. Il présente une légère baisse en fonction de la température et un décalage en fonction de l'humidité relative.

Dans la table III.1, les valeurs des propriétés physiques évaluées à partir des données des fabricants [142, 143] sont comparées avec celles déduites des mesures des vitesses de propagation de la sous-section III.1.6. On observe des différences entre les valeurs théoriques et les mesures expérimentales qui peuvent être dues aux variations dans le processus de fabrication des matériaux ou à un phénomène de vieillissement dans le temps. Néanmoins, les propriétés physiques estimées à partir des vitesses mesurées sont proches de celles annoncées par les fabricants, témoignant de la cohérence de nos mesures. Le coefficient de Poisson correspond bien pour les deux matériaux.

Dans un contexte d'interfaces acoustiques sur des coques, la connaissance des vitesses de propagation permet d'ajuster les paramètres temporels du procédé FDPA, et elle permet d'ajuster les fréquences de travail pour accorder les longueurs d'onde au diamètre d'un toucher moyen pour le premier mode de Lamb antisymétrique.

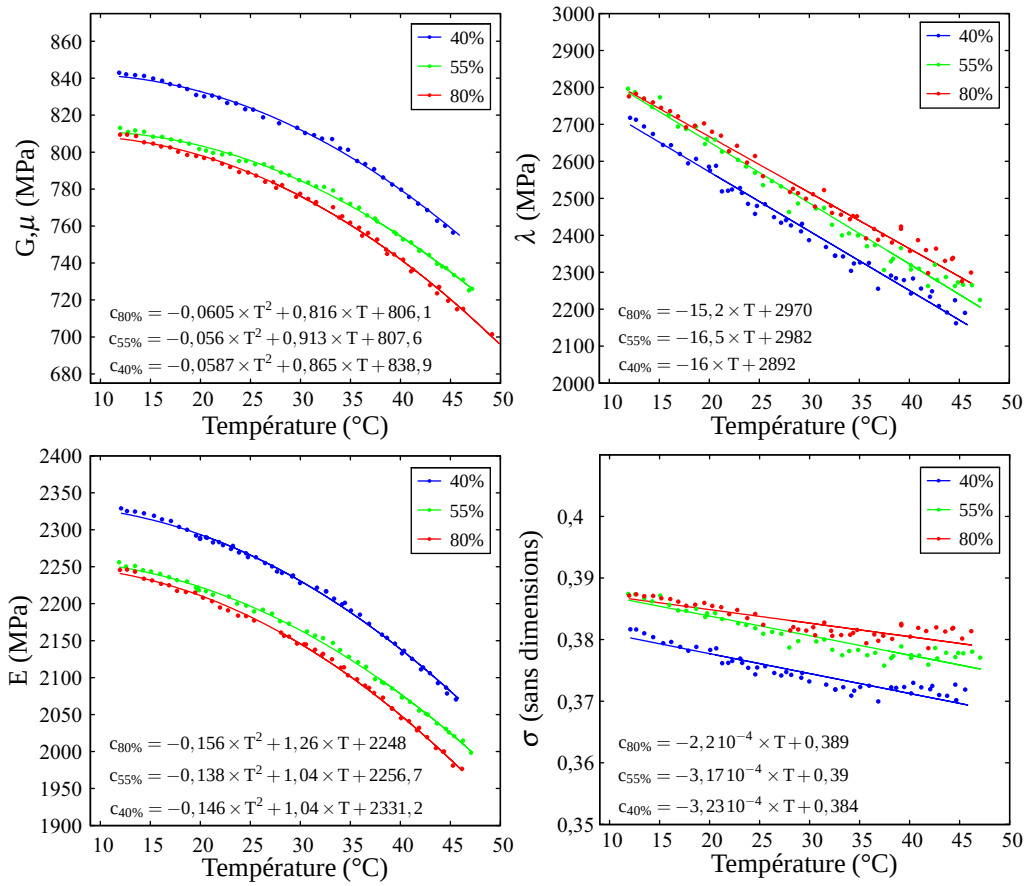


FIGURE III.42 – Propriétés physiques du PA12 déduites des mesures des vitesses de propagation des ondes de volume longitudinale et transversale.

	Lamé μ	Lamé λ	Module de Young E	Coefficient de Poisson σ
ABS @ 25°C	656 MPa (611,5 MPa)	3442 MPa (3447,3 MPa)	1862 MPa (1768,4 MPa)	0,42 (0,424)
PA12 @ 25°C	1285 MPa (793,6 MPa)	1835 MPa (2631,3 MPa)	1600 MPa (2211,4 MPa)	0,38 (0,384)

TABLE III.1 – Propriétés physiques des matériaux déduites des données des fabricants pour l'ABS[142] et le PA12[143], comparées avec les mesures obtenues expérimentalement pour 55% HR à une température de 25°C (entre parenthèses).

III.1.10 Évaluation du tenseur de viscoélasticité

La connaissance des atténuations des ondes de volumes selon les deux modes de propagation longitudinale et transversale permet d'évaluer la valeur du tenseur de viscoélasticité. Lors de la mesure des vitesses de propagation, les propriétés d'élasticité permettant le déplacement de l'onde d'une particule à ses voisines dépendent de la loi de Hooke généralisée, liant les contraintes T aux déformations S par le *tenseur des rigidités élastiques* c_{ijkl} :

$$T_{ij} = c_{ijkl} S_{kl}. \tag{III.46}$$

Cette formulation permet de traduire les déformations du solide par un comportement linéaire élastique sans pertes. Dans le cas d'un solide réel, l'onde se propage avec des dissipations dues à différents phénomènes à l'échelle atomique. Ces matériaux dits viscoélastiques, présentent des propriétés d'atténuation des ondes mécaniques. Comme montré dans le livre de Rose [90], la loi de Hooke peut se formuler avec un terme d'amortissement selon le modèle de Kelvin-Voigt, le *tenseur de viscoélasticité* η_{ijkl} :

$$T_{ij} = c_{ijkl} S_{kl} + \eta_{ijkl} \frac{\partial S_{kl}}{\partial t}. \tag{III.47}$$

Si les contraintes, les déformations et leurs dérivées sont linéairement dépendantes comme dans les équations (III.46) et (III.47), alors le matériau a des propriétés de viscoélasticité *linaire*. Royer et Dieulessaint [89] détaillent le calcul correspondant au cas d'un matériau isotrope afin d'exprimer l'atténuation selon les deux modes fondamentaux des ondes de volume longitudinale et transversale en fonction de deux coefficients de viscosité, l'un propre au cisaillement η (à ne pas confondre avec le tenseur de viscoélasticité) et l'autre propre à la compression χ :

$$\alpha_T = \frac{\eta\,\omega^2}{2\,c_T^3\,\rho}, \tag{III.48}$$

$$\alpha_L = \frac{(\chi + 2\,\eta)\,\omega^2}{2\,c_L^3\,\rho}, \tag{III.49}$$

avec ρ la masse volumique, $c_{T,L}$ les vitesses de propagation transversale ou longitudinale et ω la pulsation d'une onde monochromatique. On peut également reformuler les approximations linéaires des vitesses de propagation dans l'ABS et le PA12 déduit de la sous-section III.1.6, afin de les exprimer en fonction de la vitesse à l'origine c_0 :

$$c = c_0 \left(1 + \beta_1 T + \beta_2 T^2\right), \tag{III.50}$$

avec les paramètres $\beta_1 = \gamma_1/c_0$ et $\beta_2 = \gamma_2/c_0$ dans lesquels $\gamma_{1,2}$ représentent les coefficients de dépendance de la vitesse à la température du premier ordre ou du second ordre, présent pour le PA12. Une approximation du premier ordre permet de simplifier l'équation (III.50) élevée au cube :

$$c^3 = c_0^3 \left(1 + \beta_1 T + \beta_2 T^2\right)^3 \approx c_0^3 \left(1 + 3\,\beta_1 T + 3\left(\beta_2 + \beta_1^2\right) T^2\right). \tag{III.51}$$

En tenant compte de cette expression de la vitesse et de la densité en fonction de la température (III.2), on peut reformuler l'expression de l'atténuation transversale :

$$\alpha_T \approx \frac{\eta\,\omega^2}{2\,c_{T,0}^3\,\rho_0} \left(1 - 3\,\beta_1 T - 3\left(\beta_2 + \beta_1^2\right) T^2\right)\left(1 + 3\,CTE \cdot (T - T_0)\right). \tag{III.52}$$

En supprimant le coefficient $3\left(\beta_2+\beta_1^2\right)$ dans le cas de vitesses longitudinales linéaires, on peut exprimer l'atténuation longitudinale :

$$\alpha_L \approx \frac{(\chi+2\eta)\,\omega^2}{2\,c_{L,0}^3\,\rho_0}\,(1-3\beta_1 T)\,(1+3CTE\cdot(T-T_0))\,. \tag{III.53}$$

Les coefficients de viscosité peuvent être déduits des atténuations longitudinales et transversales. La figure III.43 représente l'évolution de la viscosité propre au cisaillement η des deux matériaux. La valeur du PA12 augmente rapidement jusqu'à 35°C valeur après laquelle l'atténuation transversale est trop élevée pour être mesurée. Celle de l'ABS décroît pour se stabiliser à un minimum. L'ABS présente cependant une dépendance à l'humidité relative qui augmente sa viscosité en cisaillement.

La figure III.44 présente la viscosité en dilatation $\chi+2\eta$ déduite des mesures de l'atténuation longitudinale. Comme ces dernières, cette viscosité présente une allure quasi-linéaire. On observe une tendance à la baisse dans les courbes qui montre que les pertes pour les ondes longitudinales doivent diminuer lorsque la température augmente. L'effet des changements de vitesse et de densité contrebalance la perte de viscosité en dilatation, notamment dans le cas du PA12 dont l'atténuation longitudinale augmente pourtant avec la température.

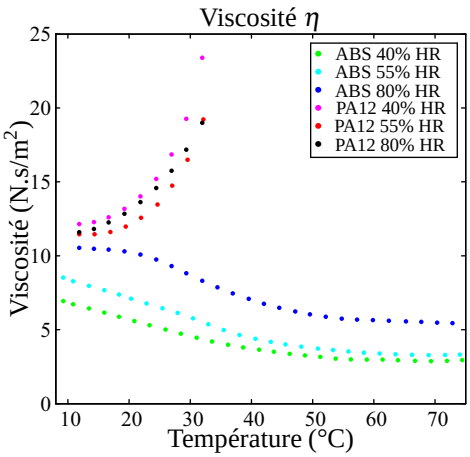


FIGURE III.43 – Évolution de la viscosité propre au cisaillement η en fonction de la température.

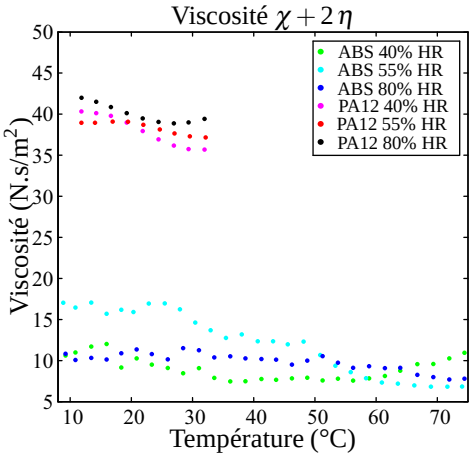


FIGURE III.44 – Évolution de la viscosité propre à la dilatation $\chi+2\eta$ en fonction de la température.

À partir des deux figures III.43 et III.44, le terme de viscosité propre à la compression χ est déduit et illustré à la figure III.45. Pour les deux matériaux, la viscosité atteint des valeurs négatives, ce qui n'est pas possible. Ce phénomène peut-être causé soit par l'approximation

du modèle d'atténuation des ondes longitudinales, soit par les imprécisions des mesures des atténuations. On peut raisonnablement penser que pour l'ABS, le paramètre de viscosité χ propre à la compression devrait suivre une évolution proche de celle à 40% d'humidité relative et progressivement augmenter pour tendre vers un maximum à environ 2,7 $\mathrm{N\,s/m^2}$. Le PA12 quant à lui décroît fortement pour partir de 17 N s/² à 10°C et s'annuler vers 30°C.

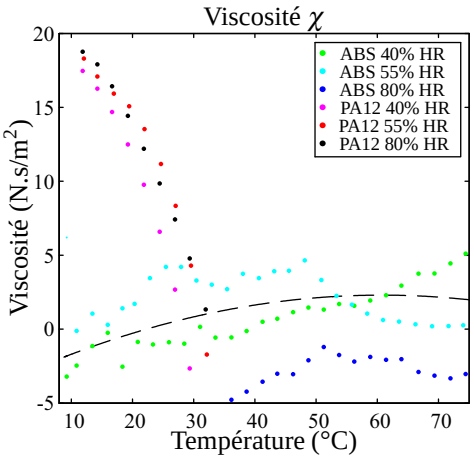


FIGURE III.45 – Évolution de la viscosité propre à la compression χ en fonction de la température.

Le maintien d'une allure linéaire du terme de viscosité propre à la dilatation $\chi + 2\eta$ implique une évolution opposée du comportement de la viscosité en cisaillement η et en compression χ. En effet, comme le montre les courbes III.43 et III.45, alors que le paramètre η tend à diminuer pour l'ABS, le paramètre χ augmente avec un rapport $1/2$ par rapport à η pour équilibrer la viscosité en dilatation $\chi + 2\eta$. Le PA12 présente un comportement inverse. Si l'on observe le paramètre lié au cisaillement η, on voit qu'alors que le PA12 devient de plus en plus visqueux, l'ABS tend à diminuer et donc à moins amortir les ondes transversales. Les matériaux se ramollissent (voir la diminution des propriétés physiques sur les figures III.41 et III.42) et on peut supposer une augmentation de l'atténuation. Si cela est vrai pour le PA12, qui présente de surcroit une structure poreuse, l'ABS plein présente des atténuations qui évoluent peu, voire diminuent. On peut émettre l'hypothèse qu'avec la température apparaît une réorganisation des chaînes longues de polymères le constituant. L'article de Nishikawa [160] conclut que les principaux mécanismes d'atténuations dans l'ABS sont les frictions internes dues aux déplacements browniens des chaînes de polymères (copolymères Styrène et AcryloNitrile sur des chaînes élastomères de polybutadiène) et de l'effet thermoélastique entre les grains.

Royer et Dieulessaint [89] détaillent le calcul de la loi de Hooke possédant un terme d'amortissement dans le cas d'un matériau isotrope. L'équation de la relation fondamentale de la dynamique (I.11) peut donc se reformuler avec les coefficients de viscosité propres au

cisaillement η et à la compression χ :

$$\rho \frac{\partial^2 u_i}{\partial t^2} = (\lambda + \mu) \frac{\partial u_j}{\partial x_i \partial x_j} + \mu \frac{\partial^2 u_i}{\partial x_j^2} + (\chi + \eta) \frac{\partial^2 u_j}{\partial x_i \partial x_j \partial t} + \eta \frac{\partial^3 u_i}{\partial x_j^2 \partial t}. \tag{III.54}$$

Les termes de viscosité χ et η, à la différence des termes d'élasticité λ et μ, se présentent sous la forme de la dérivée des déformations en fonction du temps. Ils expriment la dissipation d'énergie lors de la déformation, soit l'amortissement des ondes. Les termes d'élasticité ne dépendent que de la déformation. Ainsi plus la déformation est importante, plus l'énergie est stockée sous forme élastique, *indéfiniment*, et peut être restituée. Cela reste vrai tant que l'on reste dans le *domaine élastique* (i.e. de faibles déformations réversibles) et non dans le *domaine plastique* pour lequel la structure du matériau se modifie.

Les valeurs indicatives que l'on a pu observer des mesures de vitesses de propagation et d'atténuations peuvent se résumer pour nos solides isotropes par les coefficients d'élasticité et de viscosité suivants à 25°C et à 55% HR :

- ABS :
  - Paramètres d'élasticité : $\lambda = 3447,3$ MPa et $\mu = 611,5$ MPa
  - Paramètres de viscosité : $\chi = 0,3$ Ns/m^2 et $\eta = 6,45$ Ns/m^2
- PA12 :
  - Paramètres d'élasticité : $\lambda = 2631,3$ MPa et $\mu = 793,6$ MPa
  - Paramètres de viscosité : $\chi = 11,1$ Ns/m^2 et $\eta = 13,5$ Ns/m^2

III.1.11 Mesures par la méthode de l'onde de pression

La méthode de l'onde de pression permet de déterminer la vitesse de propagation et l'atténuation dans un matériau sur une large bande de fréquence, en une seule mesure. Elle repose sur la capacité d'une onde de pression générée par une impulsion laser, à perturber un champ électrique préétabli dans le matériau à évaluer [163]. L'avantage est de ne pas nécessiter de transducteurs et donc de réduire les contraintes d'adaptation d'impédance durant la mesure.

III.1.11.1 Principe de la méthode de l'onde de pression

Une onde de pression se propageant dans un matériau diélectrique provoque une évolution de la distribution du champ électrique dans ce matériau. Réciproquement, lorsque le champ électrique est connu, la mesure du signal électrique indique la dépendance temporelle des ondes de pression entrant et sortant de l'échantillon observé. Durant la propagation, une

déformation des profils temporels de l'onde de pression intervient entre l'entrée et la sortie de l'échantillon, en raison des propriétés viscoélastiques du matériau. L'information de cette déformation de l'onde de pression peut être reliée à l'atténuation et à la vitesse de propagation sur une plage de fréquences. L'onde de pression doit être large bande et une impulsion laser de très courte durée est employée. Ainsi pour le profil du champ de pression $p(z,t)$ en fonction du temps t et de la distance z entre la face sur laquelle l'onde est générée et l'autre face de l'échantillon, on a la représentation dans le domaine de Fourier :

$$P(z,\nu) = \int_{-\infty}^{+\infty} p(z,t)\, e^{(-2\pi i \nu t)} dt. \tag{III.55}$$

On considère que les composantes fréquentielles se propagent à la vitesse $v(\nu)$ et avec une atténuation $\alpha(\nu)$. Le profil de l'onde de pression dans le domaine fréquentiel peut donc s'écrire :

$$P(z,\nu) = P(0,\nu) \exp\left[-\left(\alpha(\nu) + i\frac{2\pi\nu}{v(\nu)}\right) z\right]. \tag{III.56}$$

En considérant cette relation à la coordonnées $z = e$, sur la face de l'échantillon opposée à celle où est générée l'onde de pression, il est possible de déterminer un paramètre $A(\nu)$ correspondant au rapport des profils de pression d'entrée et de sortie de l'échantillon :

$$A(\nu) = \frac{P(e,\nu)}{P(0,\nu)} = \exp\left[-\left(\alpha(\nu) + i\frac{2\pi\nu}{v(\nu)}\right) e\right]. \tag{III.57}$$

On peut donc écrire l'atténuation en fonction de la fréquence dans le matériau :

$$\alpha(\nu) = -\Re\left(\frac{\ln(A(\nu))}{e}\right), \tag{III.58}$$

avec e l'épaisseur de l'échantillon. De même, la vitesse de phase peut être déduite du paramètre $A(\nu)$, et s'écrire :

$$v(\nu) = -\Im\left(\frac{2\pi\nu e}{\ln(A(\nu))}\right). \tag{III.59}$$

La figure III.46 présente le dispositif de la méthode par onde de pression. Un polymère conducteur est appliqué sur les deux faces de l'échantillon afin de pouvoir le polariser pour obtenir un champ électrique uniforme sur toute son épaisseur. Le polymère conducteur sert également de cible à l'impulsion laser (Nd/YAG) dont la faible durée va permettre une mesure large-bande, et dont la forte amplitude va optimiser l'onde de pression générée dans le matériau. La tension aux bornes de la plaque est ensuite mesurée et sa composante continue supprimée à l'aide d'une capacité C en série. Sur la droite de la figure III.46, on observe une allure typique obtenue pour une mesure sur une plaque d'ABS de 3 mm d'épaisseur à 25°C.

La courbe du profil de l'onde de pression est ensuite filtrée, et ses composantes correspon-

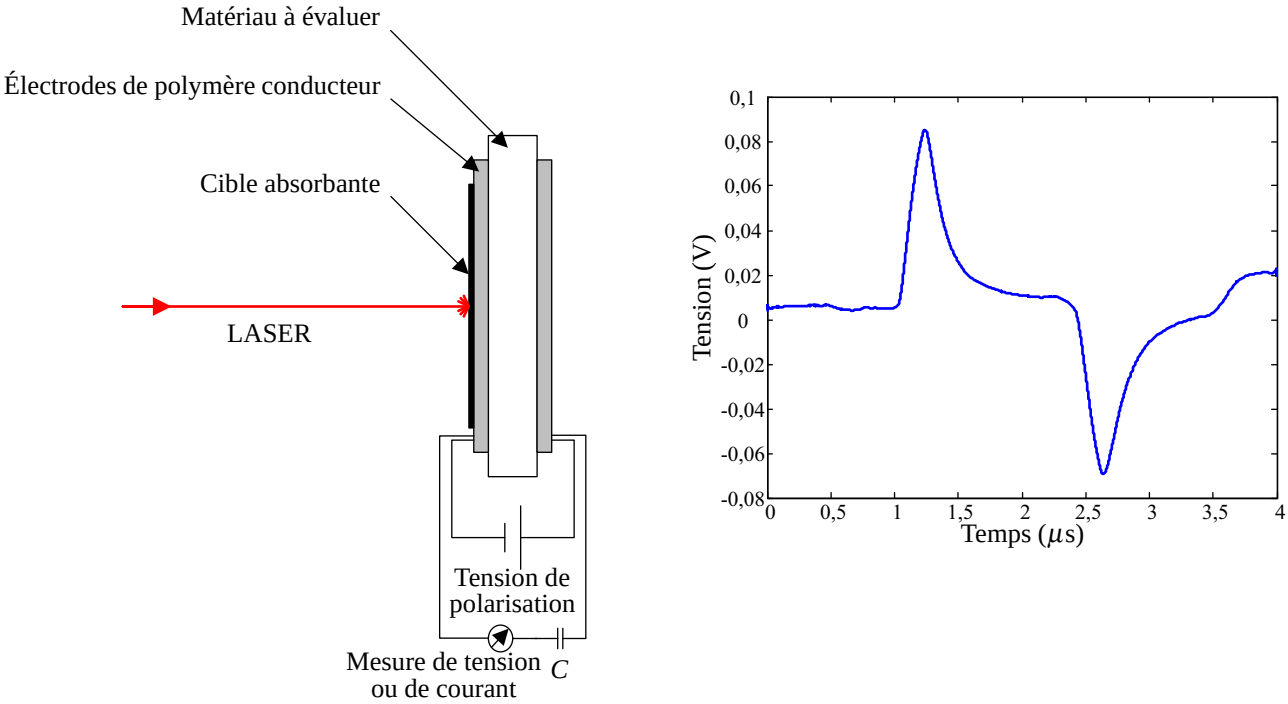


FIGURE III.46 – Schéma de la méthode de l'onde de pression.

dantes à l'entrée et la sortie dans l'échantillon sont utilisées pour en déduire les paramètres de vitesse et d'atténuation.

III.1.11.2 Résultats obtenus

Pour un échantillon d'ABS d'épaisseur $e = 3\,\text{mm}$, nous avons obtenu les profils de l'onde de pression à l'entrée dans le matériau P_0 (à la distance $z = 0$) et à la sortie du matériau P_e (à la distance $z = e$), dont les courbes sont présentées sur la figure III.47. On observe que la courbe en sortie P_e est plus étalée est de moins grande amplitude que la courbe d'entrée P_0. L'application de l'équation (III.58), permet de déduire l'atténuation pour une large bande-passante comme il est illustré sur la figure III.48. On observe pour la fréquence de 5 MHz, une atténuation de 4,14 dB/cm, ce qui est sous-évalué par rapport à la valeur de 15,6 dB/cm obtenu avec la méthode par impulsion-écho décrite à la section III.1.7. Cet écart peut s'expliquer par l'imprécision à observer un signal à une fréquence basse comparativement à la gamme de fréquence large bande de la méthode à onde de pression, typiquement une bande passante de 250 MHz [163].

III.1.12 Discussion sur la caractérisation des matériaux

Une caractérisation des vitesses de propagation des ondes de volumes et des atténuations en fonction de la température et de l'humidité relative a été réalisée. La connaissance des vitesses permet de remonter aux propriétés physiques telles que le module de Young et le

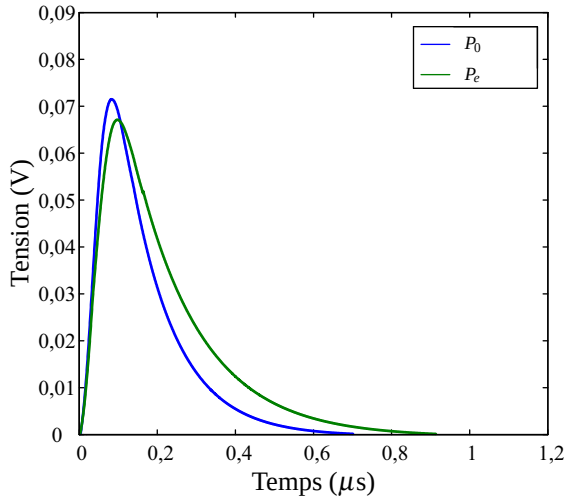


FIGURE III.47 – Courbes représentant les variations de tensions sur les faces polarisées lors du passage de l'onde de pression acoustique en entrée et en sortie de l'échantillon.

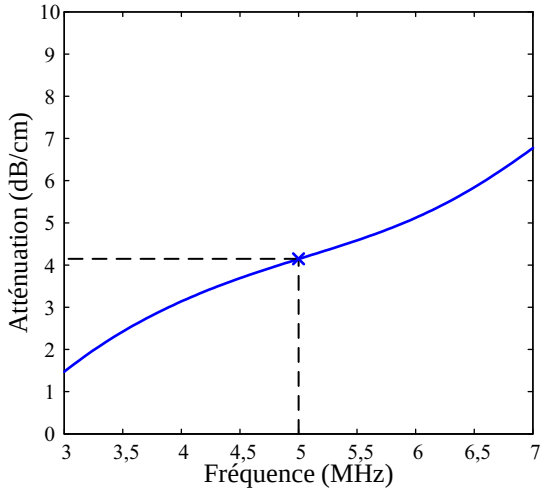


FIGURE III.48 – Atténuation évaluée dans l'échantillon d'ABS à 25°C à l'aide de la méthode de l'onde de pression.

coefficient de Poisson, ou les coefficients de Lamé [164]. Ces mesures permettent de mieux connaître les matériaux utilisés dans ce travail, le plastique ABS injecté très courant dans l'industrie et le plastique PA12 assemblé par frittage laser, de plus en plus répandu pour l'élaboration de prototypes. Outre la caractérisation des atténuations et vitesses de propagation, il s'agissait d'identifier leur sensibilité aux conditions environnementales, la température et l'humidité relative, pour une plage d'utilisation courante d'interfaces homme-machine. Ces propriétés physiques et leurs comportements face à l'environnement, permettent d'anticiper les modes de propagation d'ondes guidées de Lamb, intervenant dans les coques et plaques, comme nous le verrons dans la section suivante.

III.2 Mesure des ondes de Lamb dans les thermoplastiques

La connaissance des ondes de volumes longitudinales et transversales de l'ABS et du PA12, permet de prévoir les ondes de Lamb susceptibles de se propager dans des coques à rendre tactiles. Suivant la fréquence, le mode symétrique ou antisymétrique et les vitesses de propagation dispersives, les ondes de Lamb sont plus ou moins bien adaptées aux dimensions du toucher à détecter et des transducteurs les émettant ou les réceptionnant. On parle ainsi d'ondes de Lamb *accordées* à la dimension des transducteurs, agissant sur l'amplitude de chaque mode d'onde observé [95]. De plus, leur vitesse de propagation ou vitesse de phase est différente de la vitesse de l'énergie, appelée vitesse de groupe [90]. Pour toutes ces

raisons et avec les différents modes d'ondes et vitesses de propagation coexistant dans les échantillons de matériaux aux dimensions restreintes à étudier, la mesure propre de chacune de ces ondes séparément est compliquée. Il faut donc composer avec ces contraintes pour être en mesure de relever les vitesses de propagation des ondes de Lamb en fonction des conditions environnementales d'une plaque de matériau.

III.2.1 Ondes de Lamb *accordées*

La dimension des transducteurs a une influence sur la capacité à induire ou à détecter une longueur d'onde précise dans un matériau. Les travaux de Giurgiutiu [95] introduisent la notion d'onde de Lamb dites *accordées* (*Tuned Lamb Waves*) avec des transducteurs d'émission et de réception.

Les contraintes induites par des céramiques piézoélectriques sont principalement des contraintes en cisaillement à la surface du matériau. On considère des transducteurs solidarisés au matériau par un *couplant* pouvant être de la colle, de la résine ou une graisse visqueuse. Dans le cas présent, le couplant considéré est une colle cyanoacrylate. L'équation (III.60) dépend de la céramique (effort induit par l'effet piézoélectrique ε_a, diamètre $l = 2\,a$, épaisseur t_a, module élastique E_a), de la couche de couplant assurant la liaison entre le transducteur et le matériau (épaisseur t_c et module de cisaillement G_c), et de la plaque de matériau d'épaisseur h et de module élastique E_m, sur lequel le transducteur est fixé :

$$\tau_0(x) = \frac{t_a}{a}\frac{\psi}{\alpha+\psi} E_a \varepsilon_a \Gamma a \frac{\sinh \Gamma x}{\cosh \Gamma a} \tag{III.60}$$

$$\text{avec } \psi = \frac{E_m h}{E_a t_a} \text{ et } \Gamma^2 = \frac{G_c}{E_a}\frac{1}{t_a t_c}\frac{\alpha+\psi}{\psi}$$

.

Le paramètre α est une constante fonction de la répartition des contraintes dans le matériau. L'article de Crawley [165] définit le paramètre α comme une constante dépendant de la répartition des contraintes et déformations induites par des transducteurs piézoélectriques fixés sur un matériau. Une configuration d'un transducteur sur une des faces du matériau est considérée, comme sur la figure III.49. Dans l'article de Lanza di Scalea [133], le paramètre α est défini pour le cas d'un unique transducteur sur une des faces par $\alpha = 1$ pour un champ uniforme des déformations en extension, $\alpha = 3$ pour la flexion et $\alpha = 4$ pour une distribution combinée d'extension-flexion des déformations selon l'hypothèse de *Euler-Bernouilli*[4]. La figure III.61 montre la répartition des contraintes $\tau_0(x)$ pour des épaisseurs de couplant de

[4] L'hypothèse d'*Euler-Bernoulli* stipule qu'une section de l'épaisseur d'un matériau subissant des déformations reste toujours plane et normale au sens de propagation de l'onde.

10, 50 et 100 μm. Dans cette simulation, on a choisi des paramètres correspondant à ceux de l'ABS, un des matériaux employé par la suite dans les mesures expérimentales des ondes de Lamb :

- ABS d'épaisseur $h = 3\,\text{mm}$ et d'un module de Young défini dans les sections précédentes comme $E_m = 2,42\,\text{GPa}$;
- Disque piézoélectrique Pz27 Ferroperm [94] de 10 mm de diamètre, de $0,5\,\text{mm}$ d'épaisseur, d'un module de Young $E_a = 58,8\,\text{GPa}$ et d'un coefficient de charge piézoélectrique $d_{31} = -170.10^{-12}\,\text{m/V}$;
- Couplant d'une épaisseur de quelques dizaines à centaines de μm, dont la raideur et l'épaisseur considérées sont données dans les travaux de Lanza di Scalea [133].

En considérant une couche mince de couplant, cette formulation peut se réduire à deux *Dirac* de contraintes dans le matériau aux extrémités du transducteur. L'équation (III.60) devient donc :

$$\tau_a(x) = a\,\tau_0\left[\delta(x-a) - \delta(x+a)\right]. \tag{III.61}$$

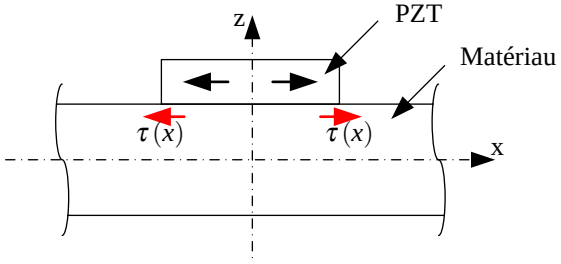


FIGURE III.49 – Schéma illustrant l'extension radiale du transducteur piézoélectrique induisant une contrainte en cisaillement dans le matériau.

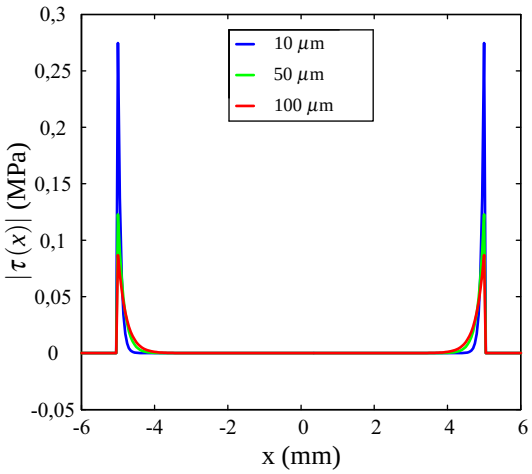


FIGURE III.50 – Répartition des contraintes induites par un transducteur piézoélectrique dans le matériau pour différentes épaisseurs de couplant.

Giurgiutiu [95] a également évalué la propagation des ondes de Lamb comme la réponse des différents modes symétriques et antisymétriques engendrés pour la fréquence considérée. Cette formulation complexe permet d'exprimer les contraintes à la surface de la plaque en fonction de la position et du temps, pour chaque mode et chaque longueur d'onde. La transmission des contraintes transmises par la plaque d'un émetteur à un récepteur, s'expriment

par l'équation :

$$\varepsilon_x(x,t) = -i\frac{a\,\tau_0}{\mu}\left[\sum_{k^S}\left(\sin k^S a\right)\frac{N_S\left(k^S\right)}{D'_S\left(k^S\right)}e^{i\left(k^S x-\omega t\right)} + \sum_{k^A}\left(\sin k^A a\right)\frac{N_A\left(k^A\right)}{D'_A\left(k^A\right)}e^{i\left(k^A x-\omega t\right)}\right], \tag{III.62}$$

avec μ le module de cisaillement dans le matériau, et les numérateurs et dénominateurs de chaque mode obtenus par l'annulation des contraintes sur les faces libres de la plaque, comme démontré dans le livre de Rose [90] :

$$\begin{aligned}
N_S(k) = &\quad kq\left(k^2+q^2\right)\cos\left(p\frac{h}{2}\right)\sin\left(q\frac{h}{2}\right)\\
D_S(k) = &\quad \left(k^2-q^2\right)^2\cos\left(p\frac{h}{2}\right)\sin\left(q\frac{h}{2}\right)\\
&\quad +4k^2pq\sin\left(p\frac{h}{2}\right)\cos\left(q\frac{h}{2}\right)\\
N_A(k) = &\quad kq\left(k^2+q^2\right)\sin\left(p\frac{h}{2}\right)\cos\left(q\frac{h}{2}\right)\\
D_A(k) = &\quad \left(k^2-q^2\right)^2\sin\left(p\frac{h}{2}\right)\cos\left(q\frac{h}{2}\right)\\
&\quad +4k^2pq\cos\left(p\frac{h}{2}\right)\sin\left(q\frac{h}{2}\right)
\end{aligned} \tag{III.63}$$

, avec $p^2 = k_L^2 - k^2$ et $q^2 = k_T^2 - k^2$. Les déplacements à la surface de la plaque peuvent s'exprimer à partir des contraintes $u_x = \varepsilon_x/(ik)$. En s'appuyant sur la transmission des contraintes par les modes de Lamb et les transferts électromécaniques des transducteurs à la plaque, Lanza di Scalea [133] aboutit à une expression idéale de l'équation de transfert des tensions d'un émetteur à un récepteur par le biais des ondes de Lamb, dans laquelle l'atténuation est négligée :

$$V_{PZT\to PZT} = iS_{PZT}\,\varepsilon_x\frac{2\sin\left(k\,l_{PZT}/2\right)}{k}e^{-i\omega t}, \tag{III.64}$$

avec ε_x les contraintes transmises par les modes de Lamb de l'équation (III.62), k le nombre d'onde considéré, l_{PZT} le diamètre des transducteurs employés et un terme de sensibilité traduisant les propriétés des transducteurs piézoélectriques polarisés selon l'axe 3 :

$$S_{PZT} = \frac{t_{PZT}}{l_{PZT}}\frac{d_{31}\,Y^E}{\left[e_{33}(1-\nu)-2d_{31}^2\,Y^E\right]}, \tag{III.65}$$

dont e_{33} est la permittivité, ν le coefficient de poisson, Y^E le module de Young et d_{31} le coefficient piézoélectrique.

Dans l'équation (III.62) et pour chacun des modes de Lamb, on observe un terme de

variation de l'amplitude de couplage entre le transducteur et l'onde de Lamb générée :

$$\left|\sin k^{A,S} a\right| . \tag{III.66}$$

La figure III.51 illustre l'accord pour des vitesses de Lamb théoriques à 25°C dans une plaque d'ABS de 3 mm d'épaisseur, avec des transducteurs piézoélectriques de 10 mm de diamètre.

Sohn et Lee [166] vont plus loin et intègrent la fonction de transfert entre deux disques piézoélectriques circulaires, en tenant compte des arcs de cercles de contraintes sur le récepteur, comme illustré sur la figure III.52. Cette dernière approche ajoute un coefficient à chacun des termes des modes de Lamb dans l'équation (III.62), qui exprime l'intégration des contraintes sur l'arc $\ell(r)$ pour l'ensemble des rayons r du front d'onde, sur toute la surface du transducteur récepteur.

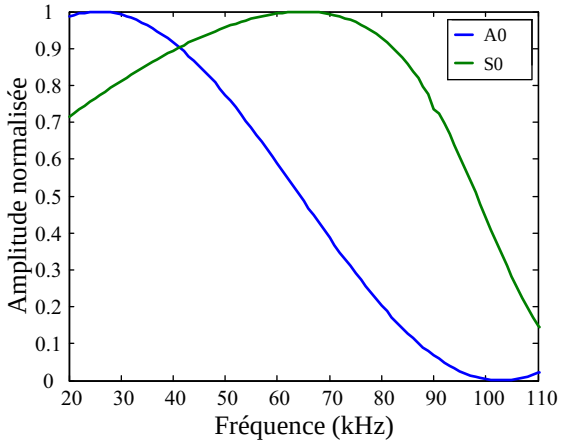


FIGURE III.51 – Courbes d'amplitudes des ondes de Lamb de longueur d'onde k transmises entre un émetteur et un récepteur circulaires de rayon a.

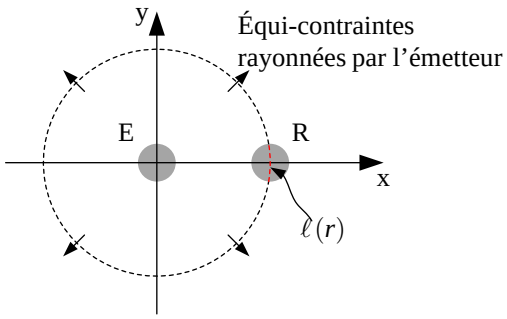


FIGURE III.52 – L'onde sphérique rayonnée par le transducteur émetteur piézoélectrique circulaire est captée par le récepteur sur une portion correspondant à l'arc $\ell(r)$ qui dépend du rayon r du front d'onde à l'instant considéré.

Lanza di Scalea [133], dans le cadre de surveillance des structures, évalue l'influence de la température sur les ondes de Lamb. Il en conclut que l'effet de la température sur une plage entre -40°C et 60°C est négligeable sur l'accord de la longueur d'onde aux dimensions des céramiques, mais a une influence sur l'amplitude de la fonction de transfert de l'émetteur au récepteur de l'ordre de 20%. La nature du couplant joue un rôle négligeable, mais il est préconisé d'en minimiser l'épaisseur et d'assurer une bonne adhésion sur l'ensemble de la surface. Le coefficient piézoélectrique d_{31} et la permittivité e_{33} des transducteurs jouent un rôle prépondérant sur la sensibilité en amplitude de la réponse. Néanmoins, les effets sur l'amplitude ne causent pas de variations de la *réponse en réflectivité* des coques. La

sensibilité des vitesses de propagation à la température, et donc des nombres d'ondes de Lamb $k^{A,S}$ de l'équation (III.62), a été étudiée.

III.2.2 Influence de la température sur les ondes de Lamb

Les propriétés des matériaux employés dans la réalisation des coques tactiles et leurs dépendances aux conditions de température et d'humidité ont été présentées à la section III.1. Les vitesses de propagation théoriques des ondes guidées de Lamb s'obtiennent à partir des vitesses de propagation des ondes longitudinales et transversales des matériaux, introduites dans l'équation de dispersion de Rayleigh-Lamb (I.29) présentée à la section I.3. En utilisant une résolution numérique de l'équation à l'aide du logiciel Matlab sur une plage de température de 0°C à 70°C, dont la mise en œuvre de l'algorithme est présentée à l'annexe sur la page 203, on a comparé l'évolution des vitesses théoriques des deux premiers modes de Lamb pour l'ABS et le PA12 avec des mesures expérimentales.

III.2.2.1 Cas de l'ABS

Les ondes de volumes dans l'ABS présentent un comportement linéaire face à des changements de température et peu de sensibilité à l'humidité. La figure III.53 illustre une vue en perspective de l'évolution de la vitesse de phase de ces deux modes de propagation en fonction de la température et de la fréquence de l'onde. La figure III.54 montre les courbes de dispersion théoriques obtenues pour les températures de 10°C, 25°C, 40°C et 70°C. Le mode A0 montre une plus grande sensibilité à la température pour des fréquences élevées, alors que la sensibilité est plus constante sur la plage de fréquences considérée pour le mode S0.

L'évolution des vitesses de propagation des ondes fondamentales dans l'ABS est linéaire avec la température comme nous l'avons vu à la section III.1.6. Il apparaît donc que les vitesses de Lamb des modes A0 et S0 suivent une tendance linéaire avec la température, comme l'illustrent les courbes III.55 et III.56.

Chacune de ces courbes présentent des droites de tendances non-parallèles et peuvent être modélisées par une droite affine correspondant à l'évolution de la valeur de la vitesse de phase V_φ en fonction de la température T de chaque mode de Lamb, pour chaque fréquence f :

$$V_\varphi^{A0,S0}(f) = T \times a^{A0,S0}(f) + b^{A0,S0}(f). \tag{III.67}$$

La figure III.57 montre la relation des coefficients de la pente et de l'ordonnée à l'origine en fonction de la température pour le modèle linéaire de l'équation (III.67). La valeur à l'origine $b^{A0,S0}(f)$ est donc l'image de la dispersion à 0°C. On observe que la pente évolue

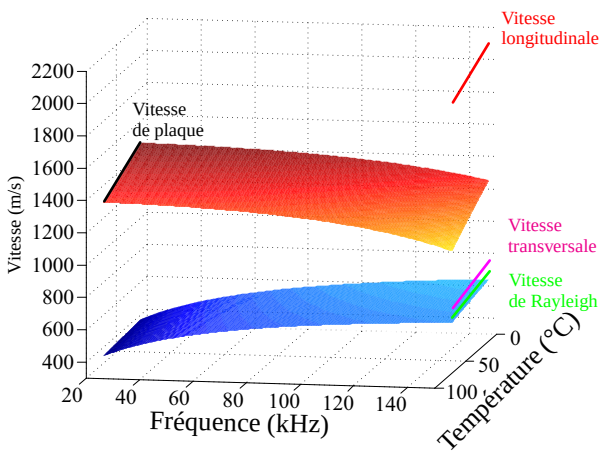


FIGURE III.53 – Représentation en perspective des courbes théoriques des vitesses de phase des ondes de Lamb des modes A0 et S0, des vitesses longitudinales, transversales, de plaque et de Rayleigh, en fonction de la température pour l'ABS.

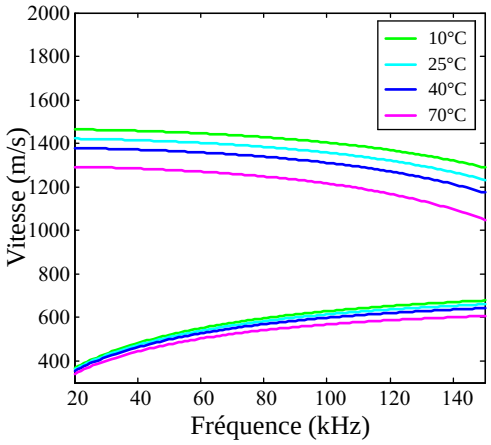


FIGURE III.54 – Dispersion des vitesses de phase pour les modes A0 et S0 dans une plaque d'ABS de 3 mm d'épaisseur pour les températures de 10°C, 25°C, 40°C et 70°C.

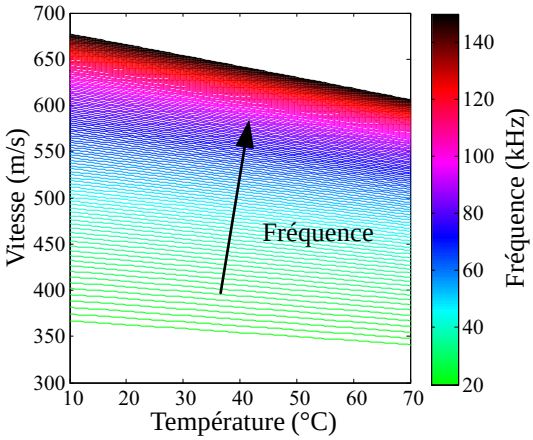


FIGURE III.55 – Vitesse de phase du mode de Lamb A0 dans une plaque d'ABS de 3 mm d'épaisseur en fonction de la température pour différentes fréquences comprises entre 20 kHz et 150 kHz.

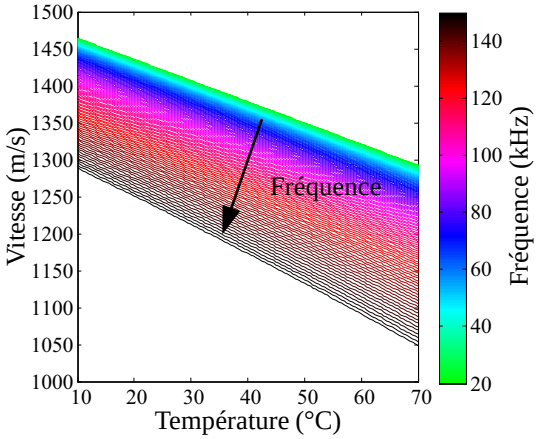


FIGURE III.56 – Vitesse de phase du mode de Lamb S0 dans une plaque d'ABS de 3 mm d'épaisseur en fonction de la température pour différentes fréquences comprises entre 20 kHz et 150 kHz.

et augmente avec la fréquence, indiquant une évolution de la sensibilité selon la fréquence de travail considérée. Ainsi les ondes de Lamb dans l'ABS sont plus sensibles à la température dans les hautes fréquences.

III.2.2.2 Cas du PA12

De la même manière, on considère une plaque de PA12 de 3 mm d'épaisseur. L'évolution de la vitesse de phase théorique des modes de Lamb A0 et S0 en fonction de la température

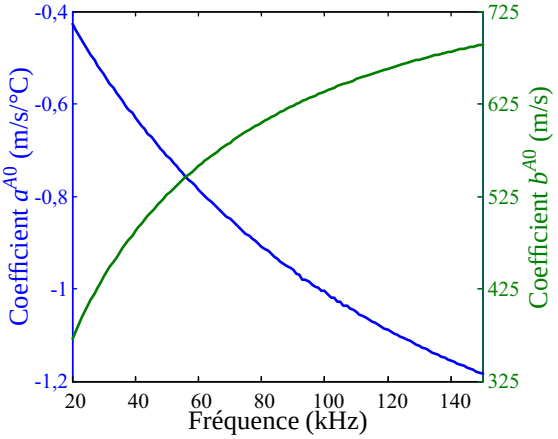


FIGURE III.57 – Paramètres d'évolution de la pente et de la valeur à l'origine de la vitesse de Lamb théorique du mode A0 pour une température, en fonction de la fréquence dans le cas d'une plaque d'ABS de 3 mm d'épaisseur.

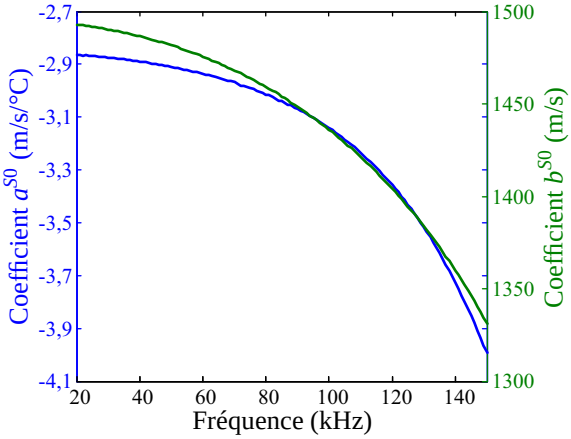


FIGURE III.58 – Paramètres d'évolution de la pente et de la valeur à l'origine de la vitesse de Lamb théorique du mode S0 pour une température, en fonction de la fréquence dans le cas d'une plaque d'ABS de 3 mm d'épaisseur.

et de la fréquence est représentée sur les figures III.59 et III.60.

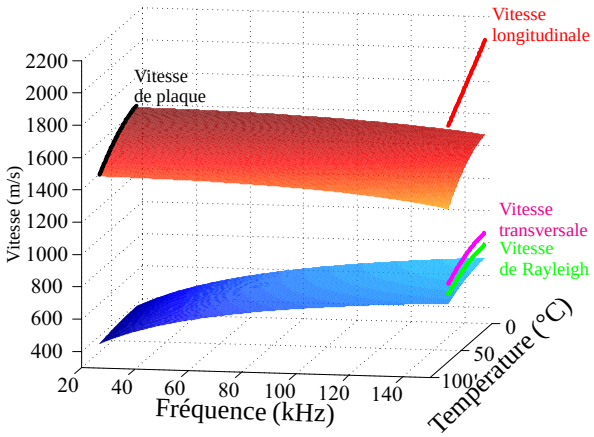


FIGURE III.59 – Représentation en perspective des courbes théoriques des vitesses de phase des ondes de Lamb des modes A0 et S0, des vitesses longitudinales, transversales, de plaque et de Rayleigh, en fonction de la température pour le PA12.

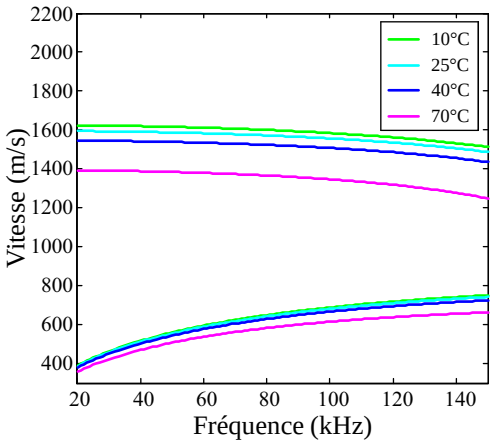


FIGURE III.60 – Dispersion des vitesses de phase pour les modes A0 et S0 dans une plaque de PA12 de 3 mm d'épaisseur pour les températures de 10°C, 25°C, 40°C et 70°C.

À la différence de l'ABS, l'évolution des vitesses des modes des Lamb dans le PA12 présentent une allure quadratique en lien avec l'évolution des vitesses des ondes fondamentales dans ce matériau (voir section III.1.6). Les courbes III.61 et III.62 illustrent cette tendance quadratique.

Dans le cas du PA12, l'évolution de la valeur de la vitesse de phase V_φ du mode de Lamb

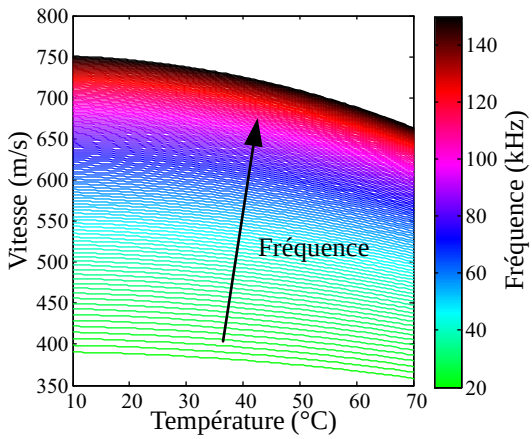


FIGURE III.61 – Vitesse de phase du mode de Lamb A0 dans une plaque de PA12 de 3 mm d'épaisseur en fonction de la température pour différentes fréquences comprises entre 20 kHz et 150 kHz.

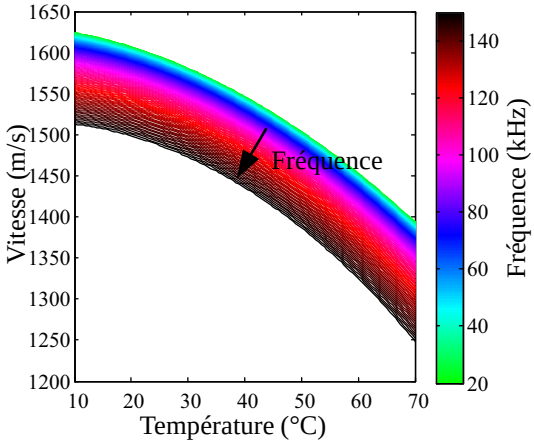


FIGURE III.62 – Vitesse de phase du mode de Lamb S0 dans une plaque de PA12 de 3 mm d'épaisseur en fonction de la température pour différentes fréquences comprises entre 20 kHz et 150 kHz.

concerné pour une température T et pour chaque fréquence, peut être modélisée par des courbes quadratiques d'équation :

$$V_{\varphi}^{A0,S0}(f) = T^2 \times a_2^{A0,S0}(f) + T \times a_1^{A0,S0}(f) + b^{A0,S0}(f) \tag{III.68}$$

Les figures III.63 et III.64 montrent l'évolution des coefficients de l'équation du second ordre pour les modes de Lamb respectifs A0 et S0. La courbe des valeurs de l'ordonnée à l'origine $b^{A0,S0}$ dans le cas du PA12 n'est pas représentée sur les figures III.63 et III.64, mais elle représente la dispersion des modes de Lamb à 0°C.

III.2.3 Dispositif de mesure des ondes de Lamb

Les ondes de Lamb, décrites à la section I.3.1, se distinguent par leurs deux modes, symétrique et antisymétrique, ainsi que par leurs propriétés de dispersion. En raison de la dispersion, les ondes de Lamb dans un matériau donné se propagent à une *vitesse de phase* $v_{\varphi} = k/\omega$, mais l'énergie émise se propage avec une *vitesse de groupe* différente $v_g = \partial\omega/\partial k$. Ainsi pour un signal d'émission d'onde élastique dans une plaque qui n'est pas monochromatique, le pic d'arrivée d'un train d'impulsions correspond à l'arrivée du paquet d'énergie mais pas forcément à la vitesse de propagation de l'onde. Afin de relever ces deux valeurs, un montage particulier des transducteurs sur les matériaux a été employé. Le dispositif illustré sur la figure III.65 pour mesurer les vitesses de phase utilise deux transducteurs

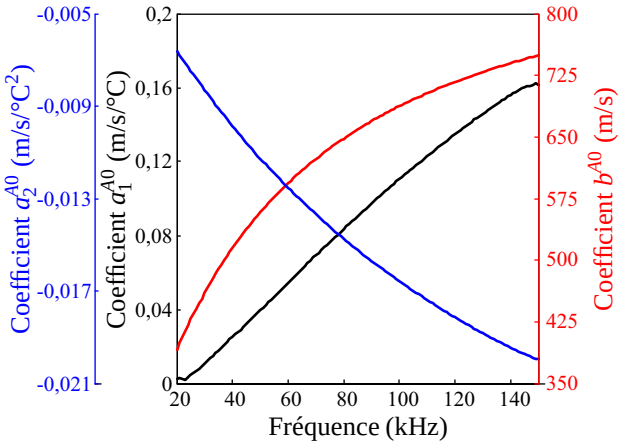


FIGURE III.63 – Paramètres d'évolution de la pente et de la valeur à l'origine de la vitesse de Lamb théorique du mode A0 pour une température, en fonction de la fréquence dans le cas d'une plaque de PA12 de 3 mm d'épaisseur.

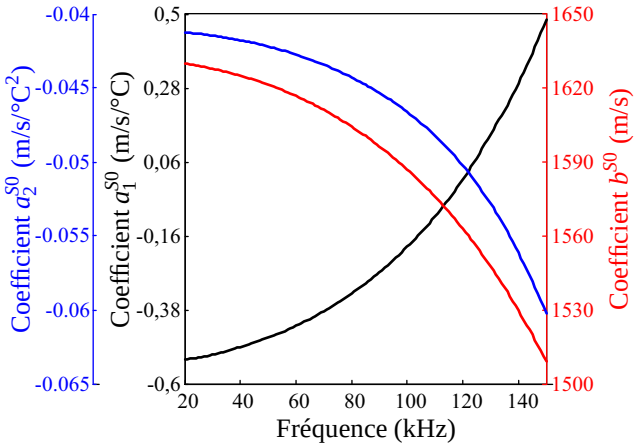


FIGURE III.64 – Paramètres d'évolution de la pente et de la valeur à l'origine de la vitesse de Lamb théorique du mode S0 pour une température, en fonction de la fréquence dans le cas d'une plaque de PA12 de 3 mm d'épaisseur.

d'émission E_1 et E_2 espacés respectivement d'une distance d_1 et d_2 de deux récepteurs $R_{a,b}$ en vis-à-vis. Il est possible de mesurer d'une part l'arrivée du paquet d'énergie pour l'un des émetteurs actif, soit la vitesse de groupe, et d'autre part le temps de transit relatif entre un même instant du paquet d'ondes d'une émission de chacun des émetteurs, soit la vitesse de phase.

Des échantillons de matériaux sous forme de plaques de 3 mm d'épaisseur ont été placés en enceinte climatique à différentes valeurs d'humidité relative et ont été soumis à des cycles de température. Le transducteur émetteur envoie des salves de 2 périodes de sinusoïde, orientés dans la direction des récepteurs grâce au fonctionnement en dipôle présenté à la sous-section I.3.3.

Les dimensions de la plaque ont été choisies élevées par rapport aux distances d_1 et d_2, de sorte à permettre la réception des ondes de Lamb A0 et S0 directes, avant l'arrivée des premières réflexions sur les bords de la plaque. À partir de la connaissance des vitesses de propagation théoriques des premiers modes de Lamb A0 et S0 qui nous intéressent dans cette étude, la plaque est dimensionnée de sorte à ce que le temps de transit de l'onde du mode A0 $dt_{A0} = d_1/c_{A0}$ soit inférieur au temps de transit minimal des réflexions dt_r du mode rapide S0. Ces réflexions peuvent intervenir après un temps td_r^1 par le bord supérieur ou inférieur, ou par les bords de gauche ou droite après un temps td_r^2.

Une plaque d'ABS de dimension 610 mm$\times$350 mm$\times$3 mm avec les distances entre émet-

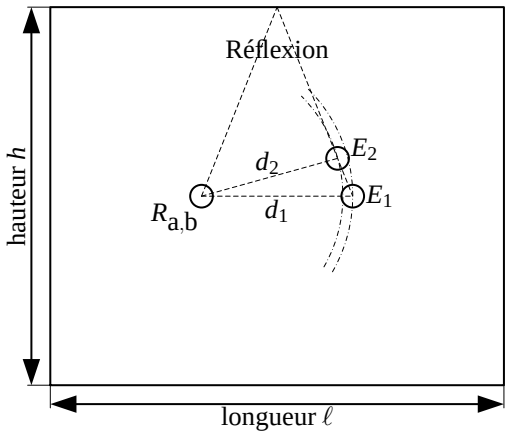


FIGURE III.65 – Schéma d'une plaque équipée de transducteur pour la mesure des ondes de Lamb.

$dt_{A0} < dt_r = d_r/c_{S0}$
Avec les distances :
$d_{r1}^{R1} = \sqrt{d_1^2 + h^2}$

$$d_{r2}^{R2} = \sqrt{(h/2)^2 + (d_1/2)^2} + \sqrt{(h/2 - d_2\sin\theta)^2 + (d_2\cos\theta - d_1/2)^2}$$

$d_{r3} = \ell$
Ce qui conduit à :
$h > d_1\sqrt{\left(\frac{c_{S0}}{c_{A0}}\right)^2 - 1}$
$\ell > \frac{c_{S0}}{c_{A0}}d_1$

teurs et récepteurs de 200 mm et 180 mm, et une plaque de PA12 de 200 mm$\times$200 mm$\times$3 mm avec des distances entre émetteurs et récepteurs de 60 mm et 55 mm ont été utilisées. Les dimensions de la plaque de PA12 sont limitées par les capacités de la machine de frittage laser de poudre, et les distances entre transducteurs ont dû être adaptées. Les ondes de Lamb sont engendrées et détectées avec des disques piézoélectriques de type PZ27 de dimensions $\varnothing 10 \times 0,5$ mm [94], collés sur les matériaux à évaluer à l'aide de colle cyanoacrylate Loctite 407. L'émission s'effectue au moyen des deux émetteurs E_1 et E_2, mais la réception se fait par association de deux récepteurs R_a et R_b, montés de part et d'autre de la plaque, comme illustré sur la figure III.66. Ils sont connectés en parallèles ou en antiparallèles selon le mode de Lamb à mettre en évidence, conformément à la méthode de sélection du mode présentée dans le brevet de Nikolovski [63], qui est illustrée sur la figure III.67.

Le dispositif comprend un générateur de signaux basses-fréquences (GBF) Agilent 33522A, directement connecté aux disques piézoélectriques émetteurs E_1 et E_2. Dans ce type de configuration et avec l'impédance interne du GBF, le montage forme un filtre passe-bas naturel de fréquence de coupure de $1,2$ MHz dans notre cas (voir l'annexe sur la page 218). Afin de détecter plus facilement les différents paquets d'ondes des modes de Lamb A0 et S0, les signaux mesurés sont pré-amplifiés par une carte de conditionnement à base d'amplificateurs d'instrumentation AD620 avec un gain de 33 dB et une bande passante de 150 kHz, présentée à l'annexe sur la page 222. Ces signaux sont ensuite numérisés à l'aide d'un oscilloscope Tektronix TDS3014. Le GBF et l'oscilloscope sont tous deux connectés à un ordinateur par une liaison GPIB.

Pour chaque température, la fréquence d'émission du GBF est sélectionnée afin d'émettre des trains d'impulsions de 2 périodes de sinusoïde toutes les 10 ms. Une séquence d'acqui-

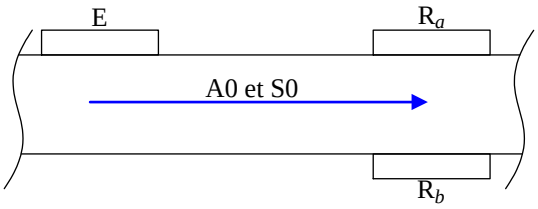


FIGURE III.66 – Schéma du principe de la sélection du mode de Lamb par l'utilisation de deux transducteurs sur les faces opposées de la plaque du matériau à analyser.

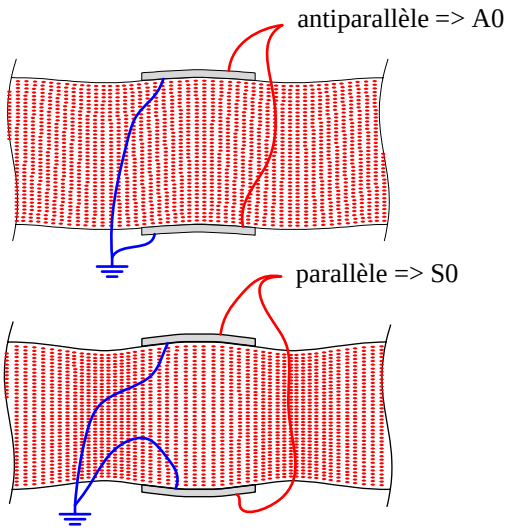


FIGURE III.67 – Montage antiparallèle favorisant une onde de Lamb antisymétrique A0 (courbe du dessus) et montage parallèle favorisant une onde de Lamb S0 (courbe du dessous), dans le cas de céramiques piézoélectriques dont la polarisation est normale à la plaque et orientée vers l'extérieur.

sition effectue une moyenne sur 64 mesures des deux voies correspondantes aux récepteurs R_a et R_b afin d'augmenter le rapport signal sur bruit des mesures. La séquence de mesure est effectuée toute les minutes pour 10 fréquences allant de 20 kHz à 110 kHz par pas de 10 kHz. Les matériaux ont été soumis à des cycles de température de 10°C à 75°C pour trois humidités relatives différentes (40%, 55% et 80%). Après un temps de mise en condition de 10 heures, la température est progressivement augmentée pour atteindre la valeur maximale à un rythme de 0,43 °C/min.

Les mesures sur les deux récepteurs ont été additionnées ou soustraites afin de mettre en évidence le mode A0 ou S0 souhaité, puis les mesures ont été filtrées à l'aide d'un filtre passe-bande du 2ème ordre centré sur la fréquence d'émission considérée. La figure III.68 présente l'allure dans le temps des deux premiers modes de Lamb à 30 kHz selon la température pour chacun des deux émetteurs. On peut distinguer les fronts d'ondes des modes de Lamb A0 et S0. La soustraction ou l'addition des signaux sur les récepteurs, soit un montage en parallèle ou antiparallèle, permet de mettre en évidence chacun des deux modes. De plus, l'accord de la demi-longueur d'onde du mode de Lamb concerné avec le rayon a des transducteurs, est plus ou moins favorable à la transmission des signaux, comme présenté à la section III.2.1. Ainsi, l'amplitude de chacun des deux modes de Lamb pour une température donnée est sensible à la fréquence de l'onde. La figure III.69 montre les traces temporelles

normalisées de chaque récepteur à une température de 25°C en fonction de la fréquence. On observe que l'amplitude des ondes de Lamb antisymétriques est plus importante pour les basses fréquences, alors que celle des ondes de Lamb symétriques est plus importante pour les hautes fréquences, comme illustré sur la figure III.51.

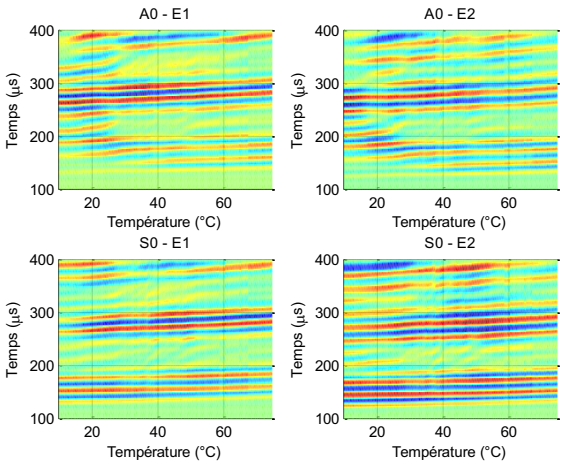


FIGURE III.68 – Exemple d'évolution des ondes de Lamb pour une fréquence de 30 kHz dans une plaque d'ABS de 3 mm d'épaisseur à 55% HR, sur la plage de température de 10°C à 70°C. a,b : courbes concernant l'émission depuis E_1. c,d : courbes concernant l'émission depuis E_2.

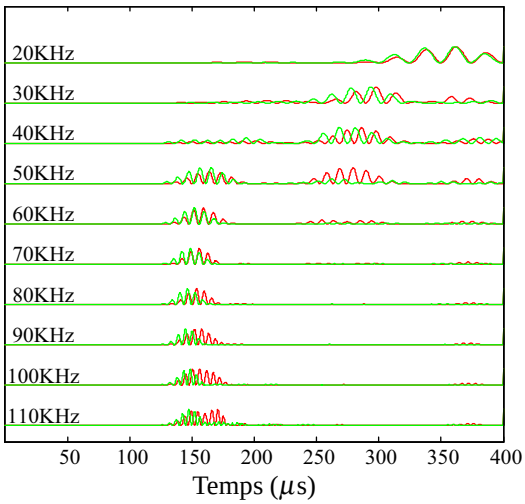


FIGURE III.69 – Traces temporelles normalisées des signaux des deux récepteurs à une température de 25°C, pour l'ensemble des fréquences sur une plaque d'ABS de 3 mm d'épaisseur.

Les paquets d'ondes de Lamb des deux premiers modes sont normalisés sur les plages de temps déterminées par les valeurs théoriques des vitesses de groupes. Le maximum de l'enveloppe de chacun des modes permet d'évaluer la vitesse de groupe réelle en fonction de la température dans les matériaux. La vitesse de phase est déduite de la différence de temps entre la même partie du signal prise dans les paquets d'ondes de Lamb pour les deux distances d_1 et d_2. Les vitesses de groupe et de phase de chacun des modes de Lamb pour chaque fréquence f et pour chaque température T, se déduisent des équations :

$$\begin{cases} c_g^{A0,S0}(f,t) = \dfrac{t_{A0,S0}^{E_1}}{d_1} = \dfrac{t_{A0,S0}^{E_2}}{d_2} \\ \\ c_\varphi^{A0,S0}(f,t) = \dfrac{\Delta t_{A0,S0}}{\Delta d} = \dfrac{t_{A0,S0}^{E_2} - t_{A0,S0}^{E_1}}{d_2 - d_1} \end{cases} \tag{III.69}$$

III.2.4 Mesure des ondes de Lamb dans l'ABS et le PA12

Afin de faciliter le traitement, pour chaque matériau et pour chaque humidité relative, des points clés des paquets d'ondes de Lamb A0 et S0 sont manuellement marqués sur la première acquisition. Un traitement informatique permet ensuite de suivre ces marques sur l'ensemble des températures, en s'appuyant sur les vitesses théoriques calculées dans les sections précédentes.

III.2.4.1 Cas de l'ABS

Les figures III.70 et III.71 représentent respectivement les courbes de dispersion de la vitesse de groupe et de la vitesse de phase des ondes de Lamb dans une plaque de 3 mm d'épaisseur d'ABS. Les mesures, représentées par des croix, sont superposées aux valeurs théoriques. On observe une bonne concordance entre les mesures et la théorie pour les vitesses de phase. L'écart qui apparaît dans les vitesses de groupe est dû à la difficulté de discerner précisément l'enveloppe pour des trains d'impulsions de seulement deux périodes de sinusoïde. Des impulsions de plus longues durées ne permettent pas de bien séparer les paquets d'ondes. Les mesures dans l'ABS de la section III.1 ont révélé une influence négligeable de l'humidité relative, ce qui s'illustre par une superposition des points de mesures pour les différentes humidités relatives de 40%, 55% et 80%.

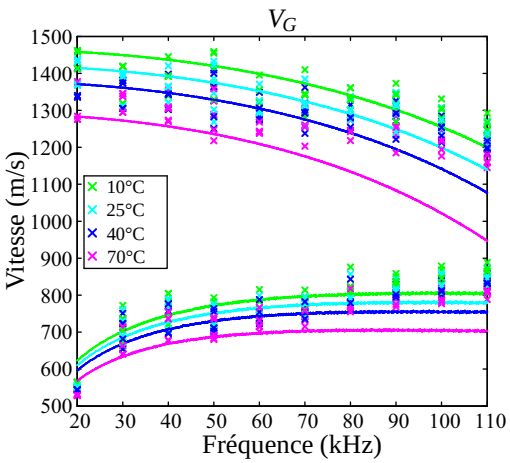


FIGURE III.70 – Vitesses de groupe mesurées pour l'ABS aux températures de 10°C, 25°C, 40°C et 70°C, représentées dans un plan vitesse-fréquence. La courbe solide représente les valeurs théoriques et les points représentent les mesures expérimentales.

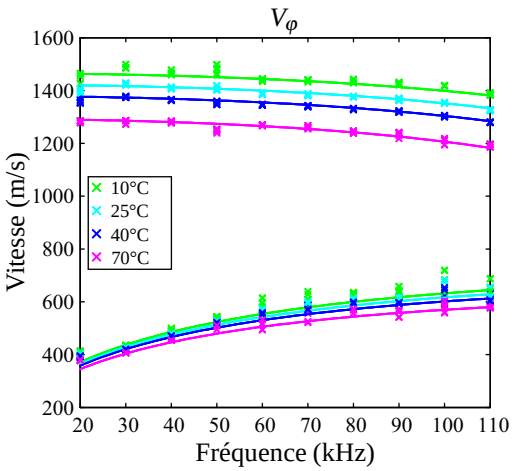


FIGURE III.71 – Vitesses de phase mesurées pour l'ABS aux températures de 10°C, 25°C, 40°C et 70°C, représentées dans un plan vitesse-fréquence. La courbe solide représente les valeurs théoriques et les points représentent les mesures expérimentales.

Les mesures dans l'ABS permettent de retrouver une dépendance linéaire de l'évolution

de la vitesse par rapport à la température pour chaque fréquence.

III.2.4.2 Cas du PA12

Les mêmes mesures ont été effectuées dans le cas d'une plaque de 3 mm de PA12. Ainsi on peut observer la dispersion pour la vitesse de groupe et pour la vitesse de phase des ondes de Lamb dans le PA12 à 40% d'humidité relative sur les figures III.72 et III.73. Les données théoriques sont superposées aux points de mesure.

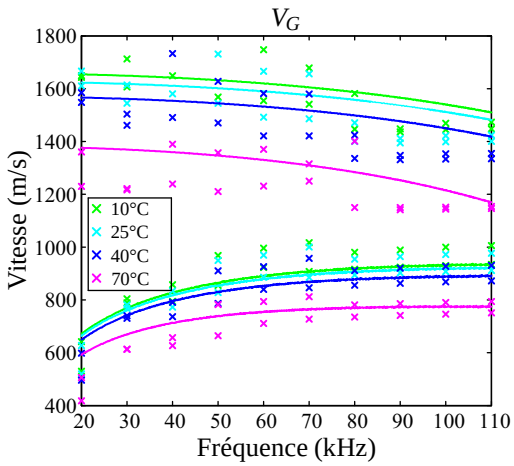


FIGURE III.72 – Vitesses de groupe mesurées pour le PA12 à une humidité relative de 40% et pour les températures de 10°C, 25°C, 40°C et 70°C, représentées dans un plan vitesse-fréquence. La courbe solide représente les valeurs théoriques et les points les mesures expérimentales.

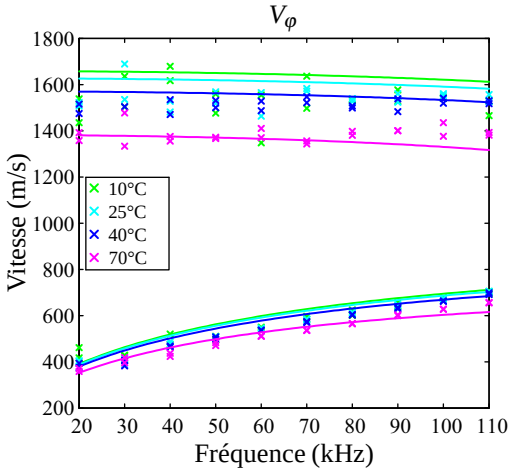


FIGURE III.73 – Vitesses de phase mesurées pour le PA12 à une humidité relative de 40% et pour les températures de 10°C, 25°C, 40°C et 70°C, représentées dans un plan vitesse-fréquence. La courbe solide représente les valeurs théoriques et les points les mesures expérimentales.

De la même manière, les figures III.74 et III.75 représentent la dispersion pour la vitesse de groupe et pour la vitesse de phase à 55% d'humidité relative.

Et enfin les mesures à 80% d'humidité relative dans la plaque de PA12 sont représentées aux figures III.76 et III.77.

III.2.5 Discussion

Les mesures expérimentales des vitesses des ondes de Lamb correspondent aux vitesses théoriques obtenues à partir de l'équation de Rayleigh-Lamb et des mesures des vitesses de propagation des ondes de volume, longitudinale et transversale, mesurées à la section III.1.6 dans l'ABS et le PA12.

On observe tout de même une imprécision dans les mesures expérimentales, surtout pour

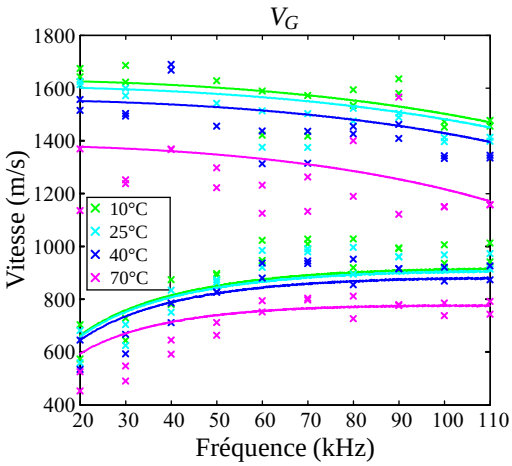


FIGURE III.74 – Vitesses de groupe mesurées pour le PA12 à une humidité relative de 55% et pour les températures de 10°C, 25°C, 40°C et 70°C, représentées dans un plan vitesse-fréquence. La courbe solide représente les valeurs théoriques et les points les mesures expérimentales.

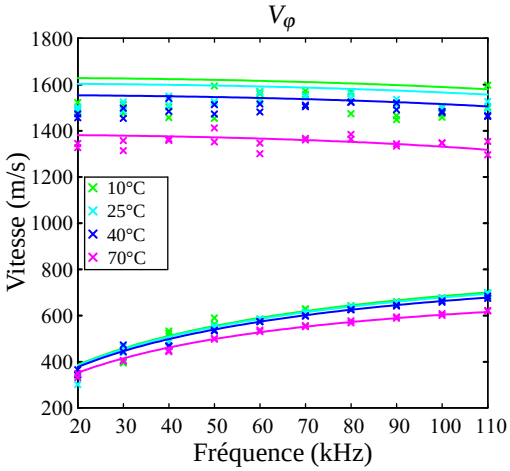


FIGURE III.75 – Vitesses de phase mesurées pour le PA12 à une humidité relative de 55% et pour les températures de 10°C, 25°C, 40°C et 70°C, représentées dans un plan vitesse-fréquence. La courbe solide représente les valeurs théoriques et les points les mesures expérimentales.

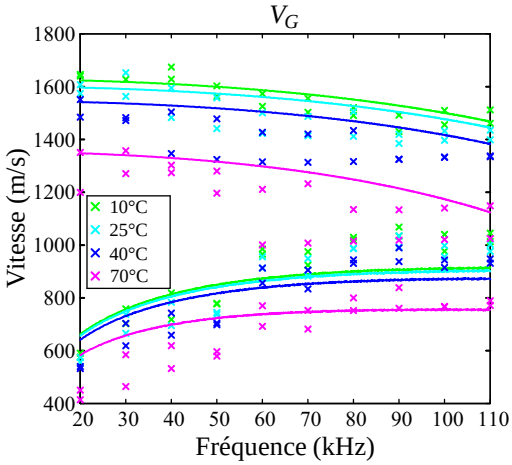


FIGURE III.76 – Vitesses de groupe mesurées pour le PA12 à une humidité relative de 80% et pour les températures de 10°C, 25°C, 40°C et 70°C, représentées dans un plan vitesse-fréquence. La courbe solide représente les valeurs théoriques et les points les mesures expérimentales.

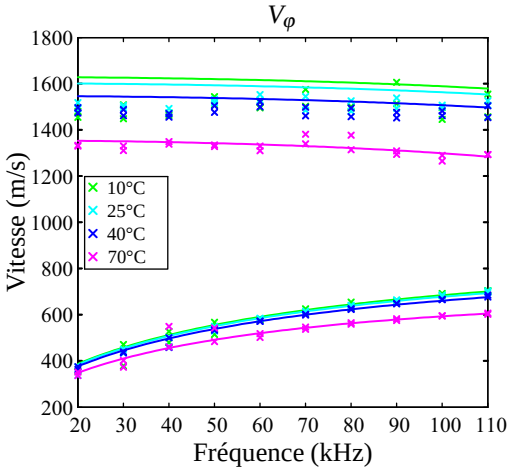


FIGURE III.77 – Vitesses de phase mesurées pour le PA12 à une humidité relative de 80% et pour les températures de 10°C, 25°C, 40°C et 70°C, représentées dans un plan vitesse-fréquence. La courbe solide représente les valeurs théoriques et les points les mesures expérimentales.

les vitesses de groupe. En effet, discerner précisément les paquets d'ondes dans les mesures s'est avéré délicat en raison des interférences avec les ondes réfléchies sur les bords de l'in-

terface ainsi que d'autres modes de propagation tels que les ondes de surface du mode de Rayleigh ou le mode transverse horizontal. Une plaque plus grande avec des émissions de trains d'impulsion plus long, permettrait d'envoyer plus d'énergie et donc d'obtenir des paquets A0 et S0 de plus fortes amplitudes, mieux séparés temporellement. De même pour les vitesses de phase, il est difficile de combiner une bonne résolution temporelle qui repose sur une mesure différentielle du temps de propagation Δt avec la distance relative Δd entre les émetteurs. En effet, si cette distance est trop importante et en raison des perturbations des autres modes et de la dispersion qui déforme l'allure du paquet d'onde, il devient délicat de retrouver le même instant du paquet d'onde pour les deux émetteurs distants l'un de l'autre de la distance Δd. Il est donc préférable d'accroitre la fréquence d'échantillonnage tout en conservant une distance relative entre les émetteurs faible par rapport à la distance entre les émetteurs et les récepteurs.

L'autre grande difficulté est d'accorder la longueur d'onde et la taille des transducteurs, afin de permettre la mesure des ondes de Lamb sur l'ensemble de la plage de fréquences, comme on peut le voir sur la figure III.69. Plusieurs tailles de disques piézoélectriques auraient pu être employées pour conserver une bonne sensibilité pour chaque mode selon la fréquence et la température, mais cela s'avère difficile à mettre en œuvre pour des raisons pratiques, telles que les durées d'acquisitions et de mise en température, la multitude d'échantillons et de transducteurs nécessaires ou des conditions de montages identiques. Des dispositifs particuliers ont été identifiés dans la littérature et pourraient être employés. Citons le dispositif de montage *dual-PZT* proposé par An et Sohn [167] comportant un disque et un anneau piézoélectriques (figure III.78) pouvant être utilisés seuls ou simultanément afin de modifier virtuellement le diamètre des transducteurs. Nunez [98] utilise un sabot de couplage dont l'angle d'incidence d'ondes longitudinales permet de sélectionner plus précisément un mode de Lamb (figure III.79). En effet, l'accord de l'onde incidente avec la vitesse de phase souhaitée dans la plaque est directement dépendant de l'angle, $c_\varphi = c_L / \sin\theta$.

III.3 Variation des figures de diffraction dans les coques en fonction de la température

Nous avons vu que les changements de température modifient les vitesses de propagation des ondes de Lamb. L'humidité relative joue un rôle moins important, même si elle joue également un rôle sur les propriétés mécaniques des matériaux et donc les ondes de Lamb. Dans le cadre d'interfaces tactiles par ondes ultra sonores définies à la section I.2, les coques soumises à des trains d'ondes de Lamb à différentes fréquences, se propagent dans la cavité

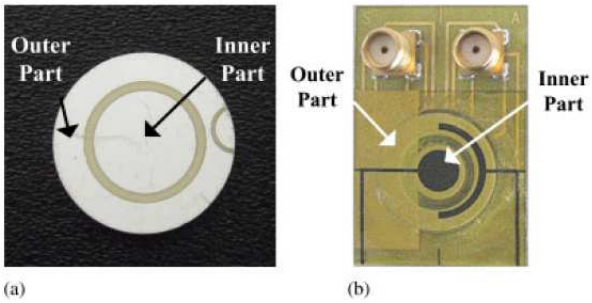


FIGURE III.78 – Dispositif *dual-PZT* permettant d'utiliser le disque interne, le disque externe ou les deux pour obtenir la meilleure sensibilité d'émission/réception à une longueur d'onde donnée.

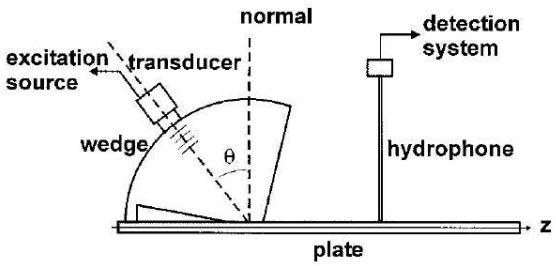


FIGURE III.79 – Sabot ajustable afin de sélectionner la longueur d'onde d'intérêt pour une fréquence donnée.

acoustique pour créer une *réponse en réflectivité* sur chaque transducteur de réception. Cette réponse dépend de la géométrie et d'un toucher en une localisation particulière pour former une *signature acoustique* spécifique de ce toucher. La position du contact peut donc être retrouvée dans une base de données des *signatures acoustiques* pour toute nouvelle acquisition. Or la *réponse en réflectivité* reposant sur la combinaison de plusieurs ondes de Lamb à différentes fréquences va évoluer selon la température de la coque. Des mesures de ces modifications ont donc été effectuées pour évaluer l'impact des changements de température sur des coques équipées du dispositif tactile acoustique actif. On se restreint ici aux cas d'une température homogène sur l'ensemble de la coque.

III.3.1 Dispositif

Une coque plastique correspondant aux applications envisagées a été équipée de différents transducteurs permettant la mise en œuvre du procédé FDPA décrit à la section I.2. La coque équipée des trois transducteurs, est représentée sur la figure III.80. Deux transducteurs émetteur E_1 et E_2 sont connectés à un générateur de basses-fréquences (GBF) Agilent 33522A, piloté par un ordinateur. Le récepteur R est connecté à l'entrée d'un oscilloscope Tektronix TDS3014 après avoir été amplifié avec un gain de 33 dB par un amplificateur d'instrumentation AD620 présenté en annexe sur la page 222.

Afin de maximiser l'énergie envoyée pour chaque fréquence et pour être en mesure d'émettre sur une bande passante précise et uniforme en amplitude, le signal de la *réponse en réflectivité* a été reconstruit pour l'ensemble de la bande de fréquences d'intérêts par la combinaison des réponses de plusieurs trains d'impulsions sinusoïdales. Chaque pas de fréquence a été choisi afin que la raie spectrale du sinus cardinal de la réponse coupe celle de la fréquence précédente à la moitié de son amplitude. Ainsi pour un train de n sinusoïdes à

une fréquence f_n , la fréquence suivante sera $f_{n+1} = f_n + f_n/2n$. La figure III.81-a représente le spectre normalisé de l'excitation, composé des spectres des n trains d'impulsions générés dans la coque entre 20 kHz et 100 kHz. Les coefficients de normalisation des signaux d'excitations sont appliqués aux signaux reçus de chaque fréquence, afin d'obtenir un spectre de réponse équivalent à une excitation large bande uniforme entre 20 kHz et 100 kHz, illustré sur la figure III.81-b pour une mesure à vide à 25°C.

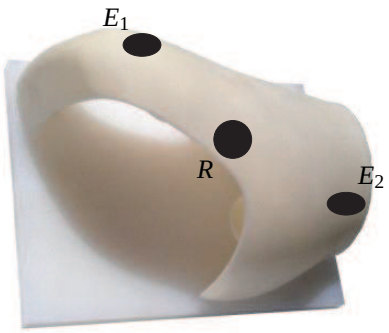


FIGURE III.80 – Coque en plastique fritté PA12, équipée de trois transducteurs piézoélectriques, deux émetteurs et un récepteur.

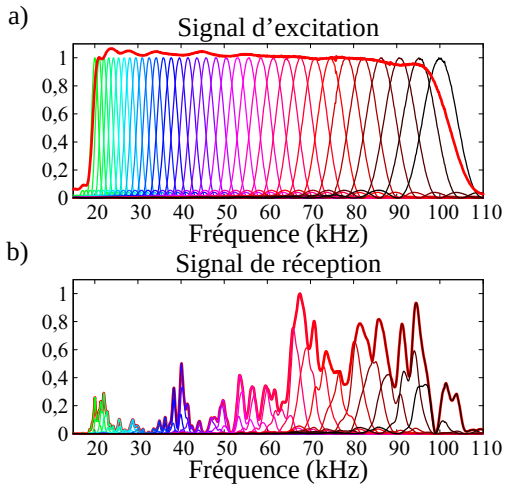


FIGURE III.81 – Exemple de l'ensemble des trains d'ondes d'émission (a) et de réception (b) monochromatiques dans la coque à 25°C, dont l'amplitude a été normalisée pour former une bande passante uniforme. Les courbes résultantes pour l'ensemble des fréquences, courbes plus épaisses en rouges, laissent apparaitre un spectre équivalent d'émission plat.

La coque est placée dans une enceinte climatique effectuant des cycles de température allant de 10°C à 70°C sur des périodes de 3 heures pour une humidité relative constante de 40%. Après une phase de mise en condition de 10 heures, la température augmente progressivement sur la plage souhaitée à un rythme lent de 0,33 °C/min. Toutes les minutes, une acquisition est effectuée pour chaque fréquence d'excitation dans la coque. Les excitations sont des trains d'impulsions de 10 sinusoïdes de la fréquence concernée, séparés par un temps de repos supérieur au temps de réverbération. L'acquisition se fait sur une plage de 13 ms avec une fréquence d'échantillonnage de 2,5 MSa/s.

III.3.2 Spectre de réponse de la coque soumise à des variations de température

La Figure III.82 présente un exemple de spectre de réponse sur le récepteur R pour l'ensemble de la plage des fréquences d'excitation et en fonction de la température. Comme vu à la section précédente, le changement de température induit une diminution des vitesses de propagation des ondes de Lamb, ce qui se traduit par une diminution des fréquences

de résonance de la réponse spectrale. On observe également une diminution du nombre de pics fréquentiels caractéristiques du spectre, provoquée par l'augmentation de l'atténuation, comme nous l'avons vu à la sous-section III.1.7. Sur la figure III.83, le détail de la plage de fréquence autour de 58 kHz permet d'apprécier l'évolution différente des deux modes de Lamb A0 et S0, simultanément présent dans la coque.

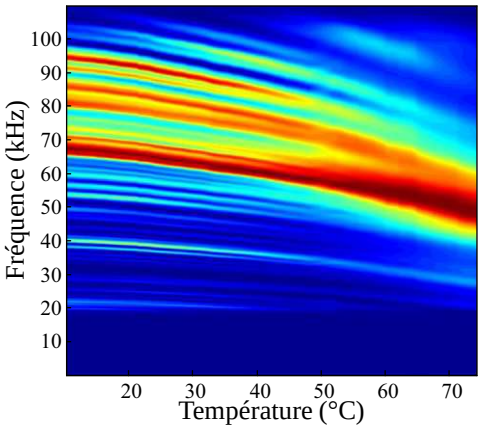


FIGURE III.82 – Spectre de la réponse du récepteur *R* représenté en fonction de la température. On observe un décalage des pics de fréquence et une diminution de la complexité du spectre lorsque la température augmente.

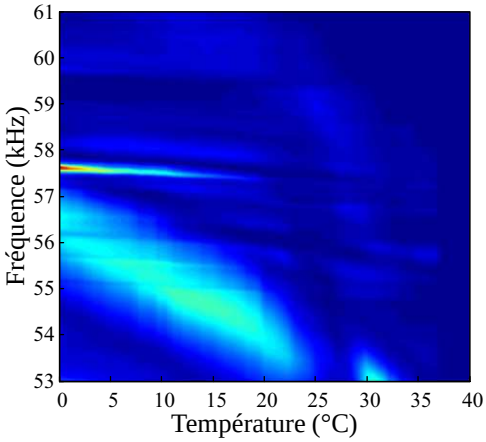


FIGURE III.83 – Détail de la zone de fréquences autour de 58kHz, montrant deux évolutions distinctes du spectre en raison des deux modes de Lamb.

Sur la figure III.84, des spectres de réponse dans la coque aux températures de 15°C et de 40°C permettent de mettre en évidence l'effet de l'augmentation de la température. Le décalage des pics fréquentiels les plus importants est d'autant plus grand que la fréquence est élevée. De même le nombre de ces pics fréquentiels tend à diminuer et la complexité du spectre diminue avec l'augmentation de température. La diminution des coefficients de qualité de ces pics fréquentiels diminue avec l'augmentation de l'atténuation des ondes de Lamb avec la température. Comme nous l'avons vu à la section III.1.7, ce phénomène est directement relié au comportement des ondes de volumes dans le matériau PA12, constituant la coque.

Lu et Michaels [168] ont utilisé une méthode de corrélation croisée dans une fenêtre temporelle glissante pour évaluer le retard entre deux signaux provoqué par l'influence de la température. Il a été envisagé d'utiliser une méthode de corrélation croisée fenêtrée, dans le domaine fréquentiel, afin d'évaluer l'évolution du spectre de réponse de la cavité acoustique en fonction de l'évolution de la température. Une fenêtre glissante sur différentes parties du spectre, permet d'évaluer par corrélation croisée le niveau de correspondance et le décalage des fréquences en fonction de l'évolution de la température, traduisant les variations des vitesses de propagation et d'amortissement des ondes de Lamb dans la coque.

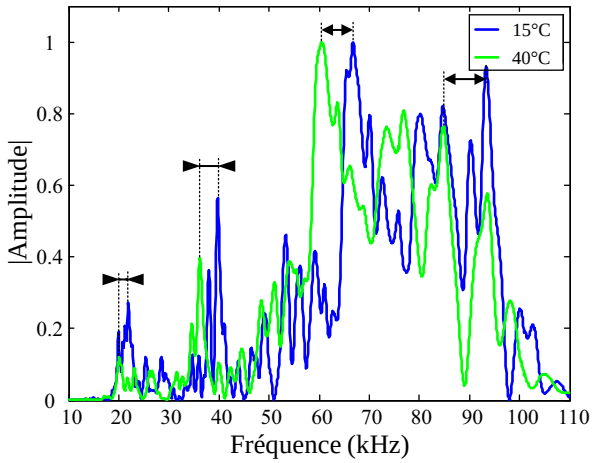


FIGURE III.84 – Superposition des spectres de réponse normalisés de la coque aux températures de 15°C et de 40°C. Le décalage des pics de réponse du spectre sont dépendant de leur fréquence.

Soit le paramètre $\tilde{R}(\tau, f_c)$ correspondant au résultat de la corrélation croisée de deux spectres S_1 et S_2 décalée en fréquence d'une valeur τ, sur une fenêtre de largeur de bande Δf centrée en f_c , tel que :

$$\tilde{R}(\tau, f_c) = \begin{cases} \displaystyle\int_{f_c-\frac{\Delta f}{2}+\tau}^{f_c+\frac{\Delta f}{2}} s_1(f) \times s_2(f-\tau)\,\mathrm{d}f; & \tau > 0 \\ \\ \displaystyle\int_{f_c-\frac{\Delta f}{2}}^{f_c+\frac{\Delta f}{2}+\tau} s_1(f) \times s_2(f-\tau)\,\mathrm{d}f; & \tau < 0 \end{cases} \tag{III.70}$$

Les valeurs du décalage fréquentiel $\tilde{D}(fc)$ et de la corrélation croisée $\tilde{C}(fc)$ sont calculées avec les équations :

$$\begin{cases} \tilde{D}(fc) = \underset{\tau}{\operatorname{argmax}} \left\{ \left| \tilde{R}(\tau, f_c) \right| \right\} \\ \\ \tilde{C}(fc) = \underset{\tau}{\max} \left\{ \left| \tilde{R}(\tau, f_c) \right| \right\} \end{cases} \tag{III.71}$$

La figure III.85 représente le décalage fréquentiel $\tilde{D}(fc)$ des portions de spectre à une température donnée par rapport au spectre à la température initiale de 10°C. Plus la température augmente, et plus le décalage est important. Ce décalage est également proportionnel à la fréquence. Par exemple, le décalage est de 8 kHz pour une fréquence de 90 kHz entre les températures de 15°C et de 40°C, comme nous pouvons l'observer sur la figure III.84. Ribay *et al.* [135], qui ont travaillé avec un matériau moins sensible aux changements de température et sur une plus faible plage de variation, expriment le décalage fréquentiel en fonction de la température par une loi linéaire. Ils s'appuient sur l'équation de l'onde de flexion se-

lon la théorie des plaques de Mindlin [169], qui est une bonne approximation du premier mode de Lamb antisymétrique. La réponse impulsionnelle à deux températures différentes leur permet d'exprimer un coefficient de compression de la trace temporelle. Il correspond au rapport des produits des vitesses de plaque par l'épaisseur, à chacune des deux températures : $a = \left(c_p^1 h_1\right) / \left(c_p^2 h_2\right)$. Ce coefficient correspond à la pente de l'évolution des vitesses de phase pour chaque fréquence en fonction de la température, comme présenté à la sous-section III.2.2. On observe cependant un comportement quadratique du décalage fréquentiel, d'autant plus marqué que les fréquences sont élevées. En effet, dans le cas du PA12, nous avons démontré que cette relation est quadratique, ce qui explique l'allure observée sur la figure III.86, où l'évolution du décalage en fréquence est représenté en fonction de la température. Dans le cas de l'ABS, ce comportement devrait être linéaire comme celui obtenu par Ribay, car la vitesse de phase de l'onde de Lamb A0 de ce matériau évolue linéairement avec la température. La connaissance des comportements des ondes de volumes longitudinales et transversales selon la température, étudiés à la section III.1 pour l'ABS et le PA12, permet de définir la dilatation du spectre des ondes de Lamb antisymétriques dans une coque soumise à des variations de température.

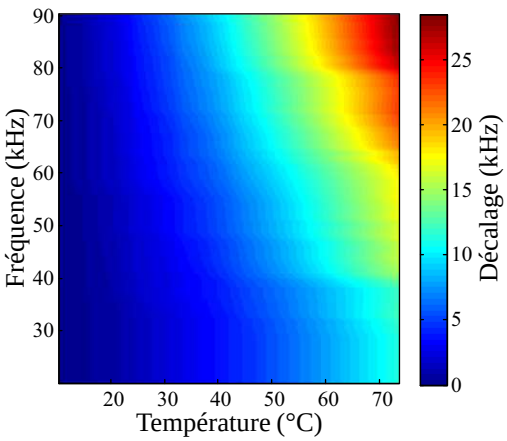


FIGURE III.85 – Retard de la corrélation croisée par fenêtre sur l'ensemble des fréquences et des températures, relativement à la première température.

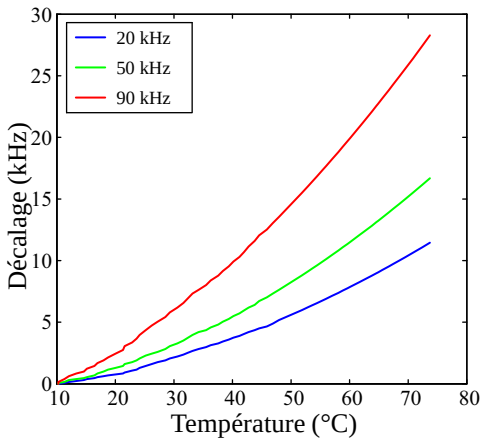


FIGURE III.86 – Évolution du décalage fréquentiel en fonction de la température pour différentes fréquences.

La figure III.87 présente l'évolution du coefficient de corrélation du spectre de réponse par rapport à la première acquisition, en fonction de la température. Comme nous l'avons vu sur la figure III.84, la forme du spectre change et le coefficient de corrélation du spectre diminue. On peut observer que ce coefficient reste élevé dans les zones ou les raies fréquentielles

du spectre sont élevées, comme la zone de 50 kHz à 60 kHz. D'une manière générale, cette baisse de correspondance est responsable d'une baisse de la robustesse de l'algorithme lors de grandes variations de température. En raison de l'atténuation plus élevée aux hautes températures, les coefficients de qualité des raies fréquentielles diminuent et l'allure du spectre s'adoucit. Il est donc important que l'allure du spectre relative à la position d'un toucher sur la cavité acoustique soit suffisamment discriminante dans le cas le plus défavorable, à savoir une température élevée à laquelle on souhaite travailler.

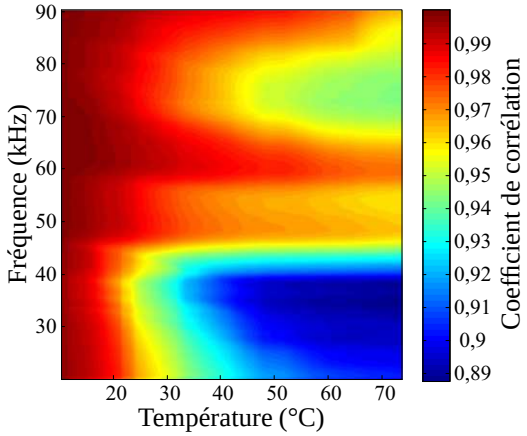


FIGURE III.87 – Coefficient de corrélation croisé par fenêtre entre deux températures afin d'évaluer l'effet de l'amortissement.

III.3.3 Discussion

Dans le procédé de localisation de touchers avec la méthode FDPA, la localisation d'un toucher sur la coque tactile s'effectue par la correspondance d'une signature d'un signal de réponse de la coque dans une base de données. Ainsi comme nous venons de le mettre en évidence, la température provoque non-seulement des compressions du spectre associé à la figure de diffraction, mais également des déformations, provoquant une réduction de la corrélation d'une signature à celles de la base de données, soit une réduction de la robustesse de l'algorithme. Dans le cas de certains matériaux au comportement linéaire [170] ou d'une approximation sur de faibles plages de température, des méthodes pour corriger le signal temporel par étirement/compression peuvent palier les dérives de température [168]. De même, Ribay *et al.* [135] corrigent des ondes de Lamb antisymétrique A0, avec un coefficient de compression obtenu à partir des vitesses de plaques aux températures concernées. Néanmoins, ces travaux ont été menés dans de bonnes conditions, avec une plaque en verre qui est moins sensible à la température que les thermoplastiques, sur une plage restreinte de 14°C et en se limitant aux fréquences en-dessous de 6 kHz. Connaissant le comportement des ondes de Lamb face à des changements de température, les déformations du spectre peuvent

être compensées et autoriser un fonctionnement correct de l'algorithme de localisation de touchers pour une plage de températures de la coque tactile.

III.4 Conclusion

Suite aux observations des vitesses de propagation et des atténuations, la sensibilité à la température et à l'humidité relative des deux thermoplastiques utilisés dans ce travail de thèse a pu être établie. L'humidité a peu d'influence, hormis sur les vitesses de propagation des ondes transversales dans le PA12 et des atténuations de ces mêmes ondes dans l'ABS. La température est responsable d'une évolution linéaire des vitesses de propagation dans l'ABS et quadratique dans le PA12, avec des variations allant de 8% à 14,5% entre 10°C et 75°C. L'influence de la température sur les atténuations est encore plus prononcée, avec des variations allant de 14% jusqu'à plus de 100% dans le cas des ondes transversales dans le PA12. L'effet de la diffraction est compensé par une méthode itérative lors des mesures des vitesses de propagation. Son influence reste faible sur les déphasages et provoque des erreurs d'estimation des vitesses de propagation comprises entre 0,12% et 0,22%, mais elle est plus importante sur les atténuations avec des erreurs allant de 1% jusqu'à 7%. Les coefficients viscoélastiques et les propriétés physiques des matériaux employés pour concevoir des interfaces tactiles ont ainsi pu être caractérisés, soit du point de vue de l'ABS injecté utilisé en production industrielle, soit du point de vue de la poudre de Nylon fritté PA12 utilisée pour le prototypage rapide.

Les propriétés des matériaux imposent le comportement des ondes longitudinales et transversales, responsables du comportement des ondes de Lamb qui présentent les mêmes tendances face aux changements de température et d'humidité. Des mesures expérimentales de l'évolution des ondes de Lamb dans une enceinte climatique correspondent aux comportements calculés théoriquement à l'aide de la connaissance des propriétés des matériaux. L'influence des conditions environnementales sur les modes de Lamb révèle ainsi des variations des vitesses de propagation allant de 6,5% à 13% sur la plage de température et une sensibilité plus importante des ondes de plus hautes fréquences.

Les spectres de réponse des coques tactiles analysées par une méthodes de corrélation croisée sur une fenêtre fréquentielle glissante présentent également une sensibilité aux variations de température et d'humidité. La robustesse de l'algorithme de localisation de touchers sur les interfaces subit donc l'effet des changements de ces conditions environnementales. Ainsi, la connaissance du comportement des vitesses d'ondes, des atténuations et de leurs effets sur les matériaux et les spectres de réponses des coques tactiles permet une compensation de ces effets par l'algorithme de localisation lors de changements de l'environnement.

IV

Perspectives d'évolutions et d'implémentation du procédé

L'OBJECTIF de ce chapitre est d'utiliser les connaissances acquises sur la nature du contact et le comportement des matériaux utilisés pour améliorer les performances du dispositif tactile.

Dans une première partie, nous nous intéressons à l'emploi de matériaux viscoélastiques dans le but de brider les résonances d'une cavité acoustique ou de contrôler les modes autorisés à se propager dans les coques. Dans une deuxième partie, une représentation temps-fréquence est envisagée pour améliorer le procédé. Enfin, des prototypes de dispositifs embarqués permettant des cadences de mesures élevées sont présentés.

IV.1 Utilisation de matériaux viscoélastiques

La viscoélasticité peut être définie comme la combinaison des propriétés élastiques qui impliquent que l'énergie stockée dans un matériau peut être restituée, et des propriétés visqueuses qui vont au contraire dissiper l'énergie. Ainsi un matériau viscoélastique présente des propriétés d'atténuations des ondes mécaniques. Bien que dans la sous-section III.1.10, les propriétés viscoélastiques de l'ABS et du PA12 soient évaluées expérimentalement, le terme viscoélastique s'applique dans ce chapitre à des matériaux présentant une atténuation plus élevée, tels que le silicone. Les plastiques employés dans les coques auront un comportement qui est considéré comme élastique en comparaison du silicone.

IV.1.1 Modification des figures de diffractions par absorption

L'utilisation de matériaux viscoélastiques couplés aux coques tactiles, qui constituent des cavités acoustiques modifiées par les touchers d'un utilisateur sur leur surface, permet de contrôler la quantité d'énergie dans certaines zones des coques. Le principe de la méthode

FDPA, repose sur la *réponse en réflectivité* de la cavité acoustique. Lorsqu'un utilisateur touche la coque en un point, il modifie la cavité acoustique créant ainsi une *réponse en diffraction* particulière correspondant à la différence des *réponses en réflectivité* de la coque seule et de la coque touchée par l'utilisateur. La recherche des traits caractéristiques d'une *réponse en diffraction* pour un contact du doigt de l'utilisateur en un point particulier constitue donc une *signature* caractéristique de la position du toucher qui peut être retrouvée à l'aide d'une base de données de *signatures* de références. La cavité acoustique, constituée de la coque seule ou de la coque lors d'un contact d'un doigt humain, est caractérisée par son spectre de réponse à une émission acoustique particulière. Sur la figure IV.1, on considère un signal dans une cavité dont les modes propres induisent des raies de fréquences élevées dans le spectre. Atténuer les modes propres de la cavité acoustique conduit à une diminution de l'amplitude des fréquences de résonances sur le spectre de la figure IV.1-c et ainsi de l'amplitude crête à crête du signal temporel IV.1-a. Si l'amplitude crête à crête est plus faible, le signal mesuré peut être plus fortement amplifié pour occuper la pleine échelle de la chaîne d'acquisition. Un gain d'amplification d'un facteur 5 sur la figure IV.1-b permet de mieux visualiser le signal. Le module de ce signal laisse donc apparaitre une augmentation des raies fréquentielles caractéristiques pour le même niveau de bruit causé par la chaîne d'acquisition. Dans cet exemple, le rapport signal sur bruit passe ainsi de 5 dB à 17 dB. Limiter les modes de résonance permet donc d'améliorer le rapport signal sur bruit sans saturer la chaîne d'acquisition et ainsi d'améliorer la discrimination des différentes caractéristiques des *signatures* des touchers.

Cette approche consiste à appliquer une couche d'un matériau absorbant, comme le silicone, sur un ou des bords de la coque afin d'en réduire les modes propres. Ainsi, les fréquences de résonances qui aveuglent le signal utile présent dans le module de la transformée de Fourier sont atténuées. Le matériau absorbant doit présenter une atténuation assez importante sur la plage de fréquences utilisée et permettre un transfert d'énergie grâce aux ondes de fuites dans le matériau viscoélastique, comme illustré sur la figure IV.2.

IV.1.1.1 Exemple de correction du spectre dans une interface tactile

La surface tactile présentée sur la figure IV.3 consiste en une vitre de 480 mm $\times$ 400 mm $\times$ 6 mm montée dans un support en bois cachant une couche de silicone englobant le bord inférieur et destinée à limiter les modes propres. La figure IV.4 montre la position de trois transducteurs piézoélectriques collés sur une des faces du bord inférieur. Selon le procédé FDPA, les deux transducteurs placés aux extrémités génèrent des ondes élastiques dans la vitre, et le transducteur central permet de récupérer le signal résultant des multiples réflexions

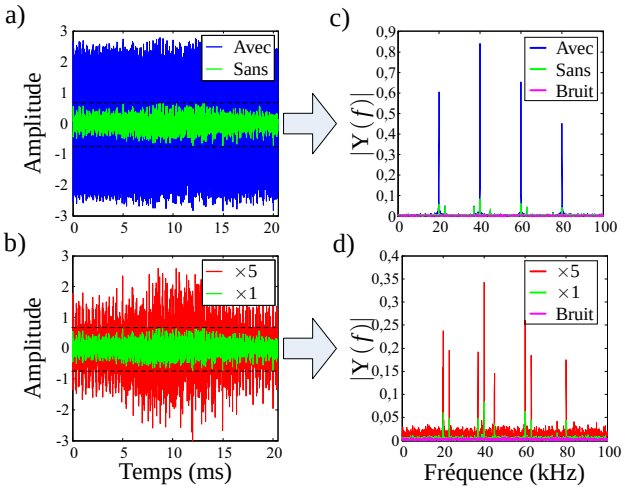


FIGURE IV.1 – Influence des modes de résonances sur le signal. Les figures (a) et (b) sont dans le domaine temporel et les figures (c) et (d) sont dans le domaine fréquentiel. a, c) Représentation des signaux *avec* les résonances des modes propres et *sans* les résonances, après ajout de l'absorbant. Les modes propres augmentent l'amplitude crête à crête du signal. c, d) Représentation du signal pour un gain unitaire et un gain 5 fois plus élevé. Pour un bruit constant inhérent à l'électronique, un gain sur la pleine échelle de l'entrée d'acquisition permet d'améliorer le rapport signal sur bruit.

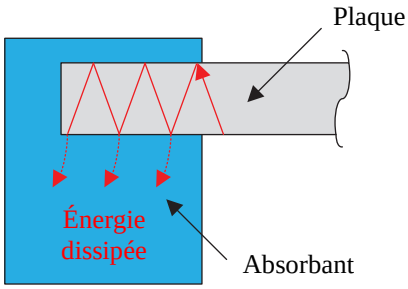


FIGURE IV.2 – Bord de plaque couplé à un matériau viscoélastique.

dans cette cavité acoustique. Le récepteur est placé sur un axe de symétrie afin de diminuer par interférences destructives le signal directement reçu des émetteurs, autorisant ainsi un meilleur gain d'amplification avant saturation. Le signal résultant est périodiquement mesuré à une cadence suffisamment élevée pour considérer le contact lors d'un toucher statique durant l'interaction. Lorsqu'une modification dans l'allure du module du spectre est détectée, le signal à vide est alors soustrait du signal perturbé afin de mettre en évidence la part provoquée par la diffraction du toucher sur la vitre, et ainsi déterminer une *signature* de la position de cette perturbation.

Les performances du dispositif de mesure par figure de diffraction peuvent être améliorées par l'ajout d'un bloc de silicone, destiné à absorber une partie des ondes dans la cavité acoustique. En conséquence, le temps de réverbération et les modes propres de l'interface sont atténués. La part du signal majoritairement composé par les fréquences de résonances du spectre est donc plus faible et le signal peut être mieux amplifié avant de saturer. La part du signal *utile* correspondant aux modifications créées par la perturbation du toucher sur la vitre est ainsi plus visible.

Les transducteurs émetteurs sont connectés comme des dipôles (voir section I.3.3) de sorte à être directifs et à contribuer de manière plus importante à la réponse globale de la cavité. Ils favorisent une *signature* plus différenciée de chaque toucher. La figure IV.5 montre le signal d'excitation sur les dipôles. Les deux signaux sont déphasés de 180° afin de



FIGURE IV.3 – Dispositif tactile consistant en une vitre sur laquelle des transducteurs sont placés sur un des bords et permettent l'utilisation de la méthode de localisation FDPA [171] (photo CEA/Stroppa).

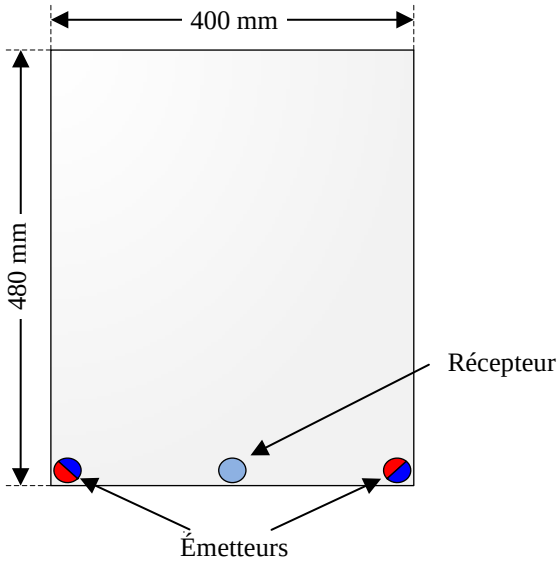


FIGURE IV.4 – Schéma du dispositif de vitre tactile montrant les transducteurs d'excitation et de mesure des ondes acoustiques.

créer une interférence destructrice sur l'axe de symétrie sur lequel est placé le récepteur. Les signaux directs provenant des émetteurs s'annulent ce qui permet un gain d'amplification plus important afin de mieux discerner les perturbations induites par un toucher. Ainsi, le récepteur n'est pas *aveuglé* lors de l'émission et les signatures peuvent être quantifiées avec une meilleure résolution.

Un exemple de signaux réceptionnés et leurs modules des transformées de Fourier, pour les cas où la vitre est libre et où amortie par le bloc de silicone, est présenté sur la figure IV.6. L'amortissement par le silicone, provoque la disparition des pics de résonance, limitant l'amplification de la part de signal entre ces résonances.

IV.1.1.2 Propagation d'ondes de Lamb aux extrémités d'une plaque

Afin d'évaluer l'impact d'une couche de silicone sur les propagations d'ondes dans une plaque, des mesures de propagation d'ondes ont été effectuées sur une plaque d'aluminium de 195 mm$\times$150 mm$\times$2 mm. Une barrette de transducteurs piézoélectriques permettant d'émettre des fronts d'ondes planes est collée au centre de la plaque. Un vibromètre laser mesure les vitesses des déplacements hors-plan sur un bord de la plaque, comme illustré à la figure IV.7. Des mesures sont faites pour la plaque libre et après l'ajout d'une couche de matière viscoélastique recouvrant 10 mm du bord. Pour un bon couplage, le silicone a été

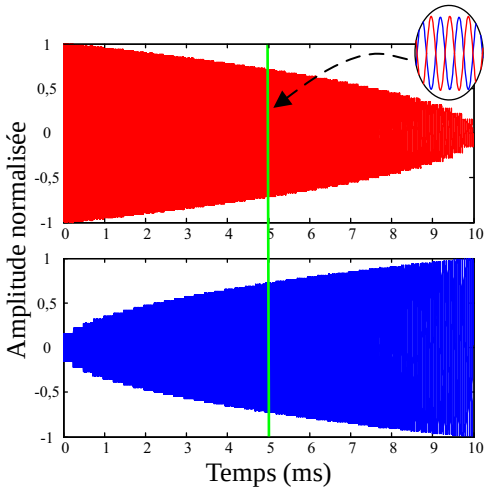


FIGURE IV.5 – Balayage en fréquence normalisé émis dans la vitre sur chacun des émetteurs. Les signaux sont en opposition de phase comme mis en évidence sur le zoom à 5 ms.

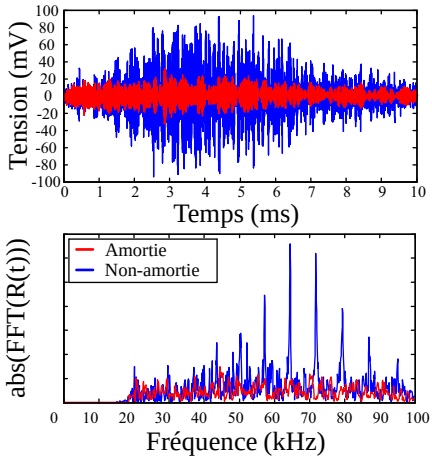


FIGURE IV.6 – Signaux amortis et non-amortis selon une représentation temporelle (courbe du dessus) et fréquentielle (courbe du dessous), comparant les réponses de la vitre tactile libre ou amortie par un absorbeur en silicone.

directement moulé sur le bord de la plaque.

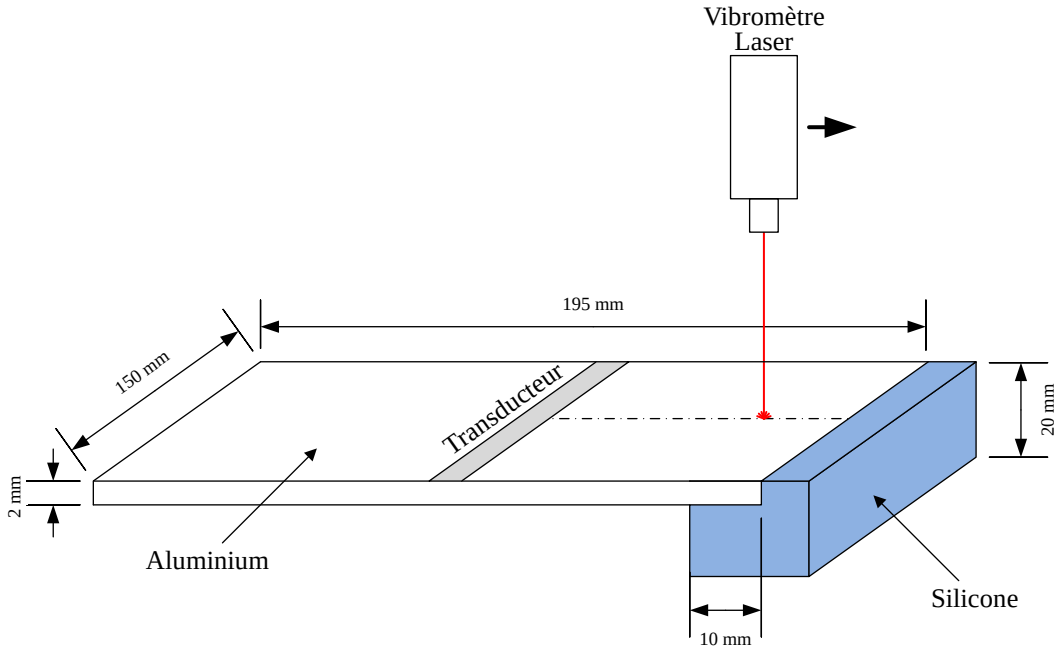


FIGURE IV.7 – Dispositif expérimental de réflexion et d'amortissement sur le bord d'une plaque dans laquelle se propagent des ondes de Lamb.

La figure IV.8 présente les B-scans[1] sur le bord de la plaque d'aluminium dans le cas où elle est libre (figure IV.8-a) et dans le cas où elle est couplée à la couche viscoélastique (figure IV.8-b). La délimitation de la zone couplée à la couche viscoélastique est représentée par le

[1] Représentation en deux dimensions, dans laquelle un axe correspond à la trace temporelle du signal relevé et le second correspond au déplacement du dispositif de mesure selon une direction.

trait en pointillé. Le signal d'excitation sur le transducteur est composé de 5 périodes d'une sinusoïde à 100 kHz. Une atténuation des amplitudes sur le bord de la plaque est observée lorsqu'il y a couplage avec le silicone. On peut constater que la répartition des nœuds et des ventres causée par l'interférence entre l'onde incidente et l'onde réfléchie sur le bord de plaque est légèrement modifiée avec la couche de silicone. Les ondes de Lamb continuent de se propager après avoir traversé la zone amortie par le silicone, car des interférences sont toujours visibles après le retour du premier écho, après 100 μs. Cela indique que seule une partie de l'énergie est dissipée en ondes de fuites (*Leaky-Lamb Waves*).

La figure IV.9 présente l'intégration des déplacements hors-plan au carré de la surface de la plaque pour les premières 600 μs. Le déplacement hors-plan correspond principalement au mode antisymétrique (voir rappel théorique sur le déplacement mécanique à la section I.3.2). Ainsi, la longueur d'onde relevée est de 14 mm, proche de la valeur de 13,3 mm calculée pour une longueur d'onde théorique du mode de Lamb A0. Les vitesses de propagation des ondes de volumes, longitudinale et transversale, prises en compte pour l'aluminium sont respectivement de 6420 m/s et 3220 m/s. Le pic d'énergie en $x = 0$ dans le cas de la plaque libre s'explique par la répartition de la vibration pour une condition d'encastrement libre et les conversions de modes en ondes évanescentes générées lors de la réflexion à cette frontière. Ribay [91] montre que ce pic d'amplitude sur le bord libre atteint $\sqrt{2}$ fois l'amplitude des ventres dans le reste de la plaque pour un régime harmonique. Dans notre expérience, on s'approche de cette valeur correspondant à -3 dB, mais il faut noter que nous ne sommes pas dans les conditions d'un régime harmonique établi. Dans le cas de la plaque couplée à la couche viscoélastique, les conditions du bord reste proche d'un bord libre, avec une répartition similaire des pics et des creux, mais on observe une forte déformation liée à l'amortissement et probablement à des effets d'interférences produites par la zone amortie. Le pic en $x = 0$ subit une atténuation de -12,4 dB. Il est important de remarquer que l'effet de la couche viscoélastique sur la frontière, entraine une atténuation globale de l'énergie présente dans la plaque. À distance du bord, l'atténuation atteint -8 dB par rapport au cas de la plaque libre.

IV.1.1.3 Amincissement des bords de plaque

La réduction de l'épaisseur d'un matériau dans lequel se propage une onde de Lamb conduit à une augmentation de la composante normale du déplacement ainsi qu'à une réduction de la vitesse de propagation [63] en raison de la loi de conservation de la quantité d'énergie. L'onde de Lamb peut être décomposée en une onde progressive selon l'axe x et une onde stationnaire selon l'axe z. Lorsque ces conditions restent valides, les équations des

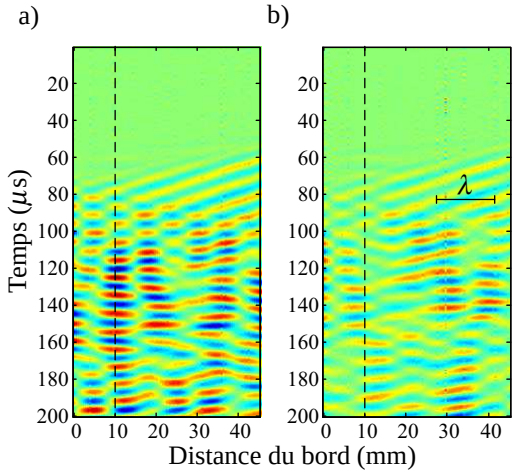


FIGURE IV.8 – a) B-scan de l'extrémité d'une plaque d'aluminium de 195 mm×150 mm×2 mm dont le bord est libre. b) Une couche de silicone a été adjointe sur la zone délimitée par le pointillé, afin d'amortir une partie des ondes.

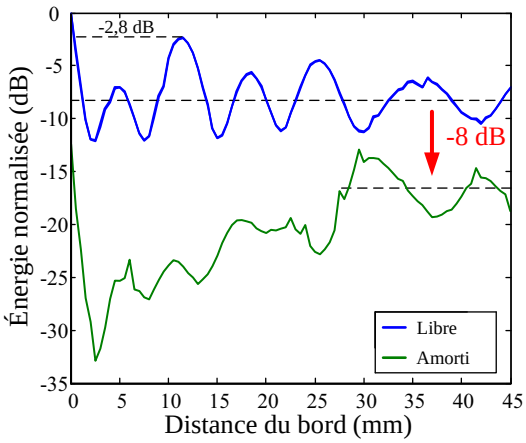


FIGURE IV.9 – Énergie des signaux sur 600 μs en fonction de la distance du bord de la plaque d'aluminium, dans le cas de la plaque libre et le cas de la plaque couplée à une couche viscoélastique.

potentiels d'Helmholtz (I.18) et leurs solutions (I.20) s'appliquent. Ainsi pour une faible variation d'épaisseur en fonction de la distance, on considère que l'équation de dispersion de Rayleigh-Lamb (I.29) reste également valide. Une diminution de l'épaisseur se traduit sur la courbe de dispersion par une baisse de la vitesse de phase d'une onde à un produit fréquence-épaisseur donné, comme illustré sur la figure IV.10. Le rapport des composantes de déplacements selon les axes x et z en fonction de l'épaisseur d'une onde à une fréquence donnée conformément à l'équation (I.37) est présenté sur la figure IV.11. On observe l'augmentation de l'amplitude du déplacement hors-plan de la plaque en fonction de la réduction d'épaisseur, appelé *effet tsunami* par Nikolovski [68]. Pour des changements d'épaisseurs plus importants ou des profils d'évolution particuliers, les calculs se compliquent car l'hypothèse de séparation des ondes en une onde stationnaire et une onde progressive dans la méthode de la décomposition d'Helmholtz n'est plus valable. Predoi [172] présente différentes méthodes basées sur une décomposition modale pour calculer numériquement les modes propagatifs dans des plaques d'épaisseurs variables. Dans la suite, nous restons dans le cas de faibles variations d'épaisseurs.

Hypothèse Cet *effet Tsunami* peut s'interpréter comme une augmentation des allers retours des *ondes de volumes* dans l'épaisseur de la plaque, lorsque l'épaisseur diminue. De plus, à chaque réflexion à l'interface de la plaque et de la couche viscoélastique, une partie de l'énergie est transférée vers le milieu environnant. On émet donc l'hypothèse que la réduction de l'épaisseur de la plaque va permettre d'augmenter la dissipation d'énergie dans la couche

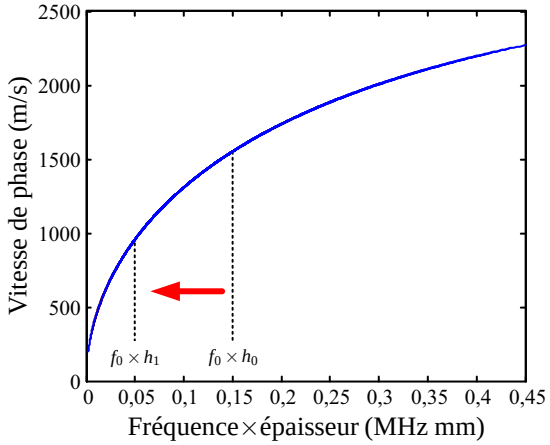


FIGURE IV.10 – Décalage de la vitesse de phase pour une diminution du produit-fréquence×épaisseur sur la courbe de dispersion du mode A0 dans une plaque d'Aluminium.

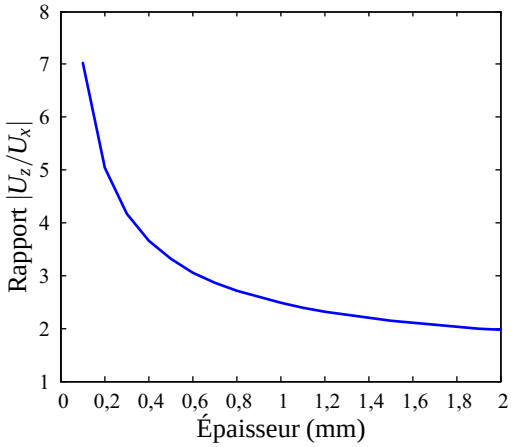


FIGURE IV.11 – Rapport des amplitudes des composantes du déplacement mécanique dans une plaque d'Aluminium pour une onde de Lamb A0 en fonction de l'épaisseur.

viscoélastique et ainsi augmenter l'amortissement des ondes se propageant dans la plaque.

Mesure expérimentale La même plaque d'aluminium que celle employée dans l'expérience de la figure IV.7 a été fraisée sur un de ses bords de sorte à créer un biseau avec un angle de 10° par rapport à la face inférieure, opposée à celle scannée par le vibromètre laser. >De la même manière que précédemment, la figure IV.12 présente les B-scans obtenus dans le cas de la plaque sans couche viscoélastique (IV.12-a) et avec (IV.12-b). Comparativement à la figure IV.8 dans le cas du bord droit libre, on observe des déplacements hors-plan sur l'extrémité de la plaque d'amplitude bien supérieure. Comme dans le cas de la plaque de section constante, le B-scan de la plaque biseautée montre une diminution du déplacement hors-plan lors d'un couplage avec la couche viscoélastique. Sur la figure IV.13, les déplacements au carré ont été intégrés sur 600 μs, afin d'obtenir la répartition de l'énergie sur le bord de la plaque. Les énergies des différentes mesures, pour un bord droit ou biseauté et avec ou sans couche viscoélastique, sont normalisées par rapport à la plus grande amplitude en $x = 0$ lorsque le bord est biseauté et libre. L'amplitude est presque 100 fois plus importante que lorsque le bord est droit et libre, montrant l'accroissement du déplacement hors-plan en raison de la diminution de l'épaisseur. La perte créée par l'ajout de la couche viscoélastique sur l'extrémité de la plaque biseautée atteint -18 dB. En comparaison, la plaque d'épaisseur constante subit une perte de -12,4 dB. En se plaçant à distance du bord de la plaque, 2 $\lambda \approx 30$ mm, l'atténuation de l'énergie dans la plaque d'épaisseur constante ou dans la plaque biseautée est équivalente avec ou sans le couplage à la couche viscoélastique, de l'ordre de -8 dB.

Nous avons observé la dissipation engendrée par les ondes de fuites dans une couche

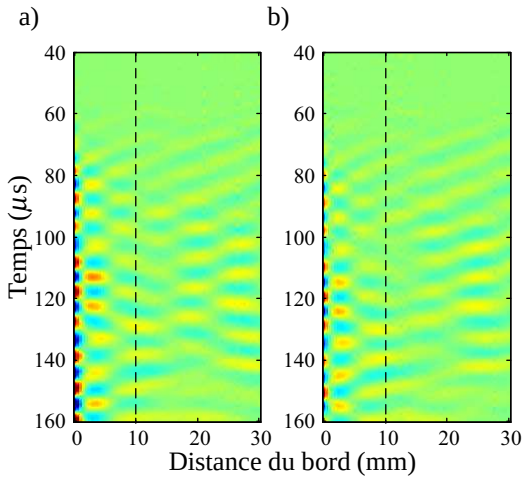


FIGURE IV.12 – a) B-scan du bord de la plaque d'aluminium de 195 mm×150 mm×2 mm dont le bord est libre. b) Une couche de silicone est adjointe dans la zone délimitée par les pointillés.

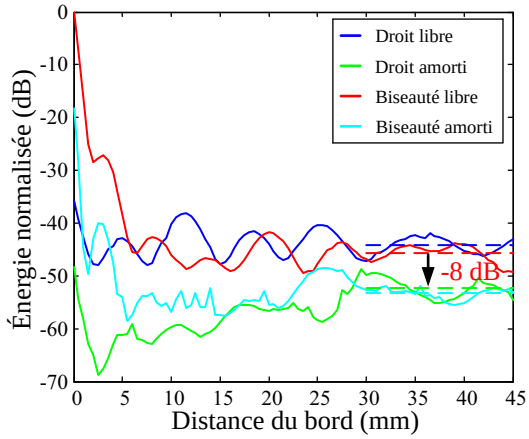


FIGURE IV.13 – Énergie des signaux sur 600 μs des différentes conditions du bord de la plaque d'aluminium.

viscoélastique. La réduction de l'épaisseur a démontré une amplification du déplacement hors-plan de la surface de la plaque, mais la quantité d'énergie transmise au milieu viscoélastique est restée identique. Avec la diminution de l'épaisseur, on peut supposer que l'augmentation du déplacement hors-plan entraine une augmentation de la part d'énergie cinétique, mais dans un même temps, l'énergie potentielle décroît à mesure que le volume de matière en mouvement diminue avec l'épaisseur selon le principe de conservation de l'énergie. Les énergies cinétique et potentielle se contrebalancent et la part d'énergie rayonnée dans la couche viscoélastique reste la même, expliquant que l'atténuation soit la même à distance du bord. Finalement, malgré l'augmentation du nombre de réflexions aux interfaces et l'augmentation du déplacement hors-plan, amincir le bord de plaque ne permet pas d'augmenter la dissipation dans le matériau viscoélastique comme envisagé dans l'hypothèse. Il est préférable d'augmenter l'exposition au matériau absorbant sur les deux faces ou sur une plus grande superficie, pour augmenter l'atténuation de modes propres dans une plaque.

IV.1.2 Sélection du mode de Lamb

Les ondes antisymétriques du mode A0 présentent un plus grand déplacement particulaire hors-plan sur la surface de la plaque (sous-section I.3.2) et sont donc plus susceptibles d'être affectées par un toucher que les ondes symétriques. Afin de mettre en évidence ce phénomène, nous avons employé une plaque équipée de deux transducteurs espacés d'une distance ℓ, dont l'un émet une impulsion sinusoïdale et l'autre réceptionne le signal direct transmis à une fréquence de 25 kHz. Les modes de Lamb de l'onde transmise entre les deux transduc-

teurs sont perturbés par un toucher sur la face opposée de la plaque. Sur la figure IV.14, nous voyons un schéma d'une plaque d'ABS de 3 mm d'épaisseur équipée des transducteurs. L'arrivée des deux premiers modes de Lamb est visible dans le signal réceptionné, sachant que pour un produit fréquence×épaisseur faible, seuls les premiers modes de Lamb se propagent. La figure IV.14, laisse apparaître que le mode A0 est le plus perturbé par le toucher pour les basses fréquences. L'amplitude du signal correspondant au mode S0 dans le paquet d'onde ne varie pas de manière significative. En outre, nous avons vu à la sous-section III.2.1 que l'amplitude de chacun des modes de Lamb dépend de l'accord de la longueur d'onde avec les transducteurs.

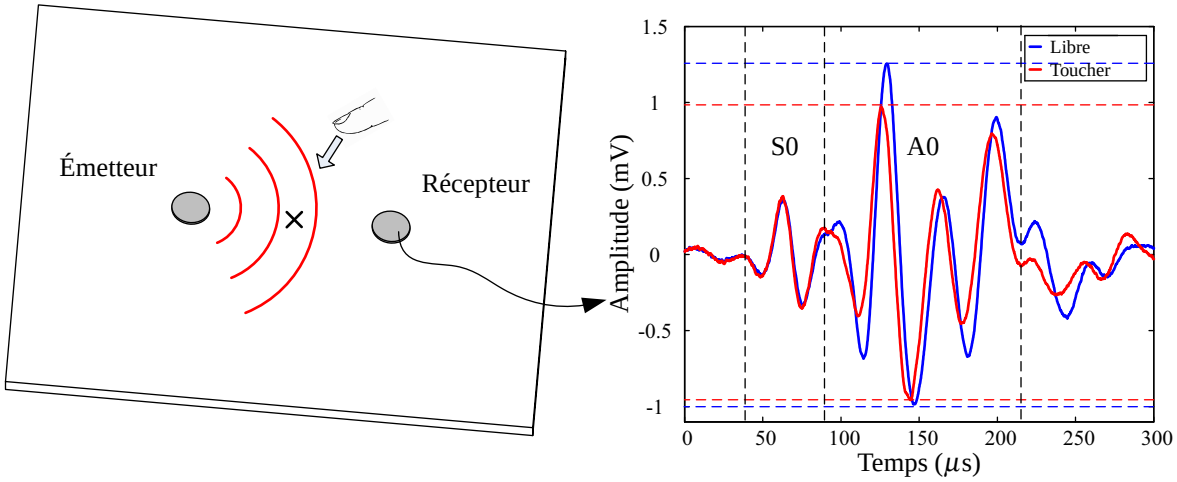


FIGURE IV.14 – Schéma d'une plaque équipée de deux transducteurs perturbée par un toucher, ainsi qu'un signal transmis révélant la part des ondes symétrique du mode S0 et antisymétriques du mode A0.

Nous avons démontré dans la section III.3 que les spectres des *réponses en réflectivité* dans les coques étaient sensibles à la température de manière différente en fonction du mode de Lamb concerné. Pour un mode seul et une température donnée, il est possible de corriger l'effet en dilatant le spectre, comme dans les travaux de Ribay [135]. Dans le cas de signaux complexes, les deux premiers modes de Lamb sont combinés, ce qui rend la compensation simultanée des deux modes impossible puisqu'ils ne présentent pas la même déformation. Bien que nous travaillons en mode différentiel pour créer des *signatures* des touchers (voir section I.2) et que le mode A0 est plus sensible aux touchers, les deux modes de Lamb sont tout de même affectés. De plus, le rapport des déplacements mécaniques du mode A0 à la surface de la plaque est moins élevé dans les hautes fréquences pour les thermoplastiques (voir la sous-section I.3.2). Favoriser le mode le plus sensible aux touchers permettrait non-seulement d'obtenir des *signatures acoustiques* plus simples à interpréter, mais aussi de pouvoir compenser les effets des variations de température de manière plus efficace.

Dans le cadre des ondes de Lamb accordées, nous avons démontré l'influence de la taille du transducteur pour privilégier un mode par rapport à l'autre (sous-section III.2.1). Vis-à-

vis de la relation entre nombre d'onde et rayon (III.66), il apparaît qu'un compromis de la taille du transducteur par rapport au mode d'onde souhaité est obtenu lorsque le rayon du transducteur est un multiple du quart de la longueur d'onde de la fréquence souhaitée :

$$\left|\sin\frac{2\pi a}{\lambda_{f_c}^{A0}}\right| = n\frac{\pi}{2} \Rightarrow a = n\frac{\lambda_{f_c}^{A0}}{4}. \tag{IV.1}$$

On sélectionne de préférence la fréquence centrale de la bande de fréquence sur laquelle on souhaite travailler. L'ajout d'un matériau favorisant la propagation d'ondes longitudinales permet d'augmenter la sélection du mode A0 par rapport au mode S0 en stimulant principalement la composante hors-plan du déplacement mécanique à la surface de la plaque. La figure IV.15-a présente le schéma d'un transducteur couplé avec une couche viscoélastique formant un *réseau de contacts* du mode de Lamb A0 d'une fréquence particulière afin de favoriser l'émission de ce mode précis. Si la couche viscoélastique est un simple disque correspondant au plot central de l'illustration, son rayon vaudra $\lambda/4$ conformément à l'équation (IV.1). Dans les cas où la longueur d'onde est petite et pour conserver une taille de transducteur adéquate tout en favorisant la sélection d'une longueur d'onde particulière, l'utilisation de plusieurs alternances de l'onde est envisagée. L'émetteur rayonne l'onde sous forme de crêtes circulaires concentriques. Dans le cas représenté sur le schéma IV.15-a, le diamètre total vaut 2,5 λ. La photo IV.15-b représente un couplage de transducteur selon cette approche.

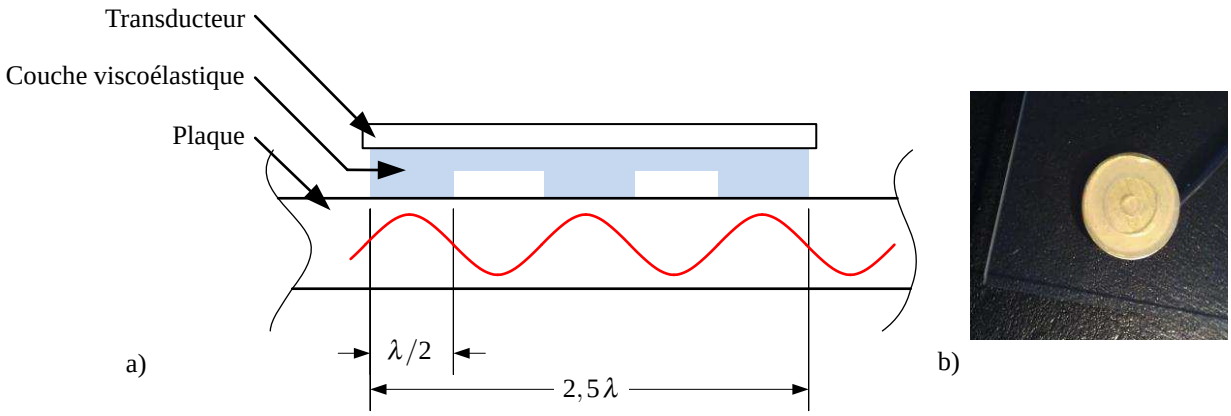


FIGURE IV.15 – a) Schéma d'une plaque équipée d'un transducteur avec un couplant favorisant l'insertion de déplacements hors-plan afin de favoriser le mode de Lamb A0. b) photo d'un transducteur fixé sur une vitre à l'aide d'une couche viscoélastique et réalisé selon cette approche.

Le couplant idéal permettant de ne créer que des déplacements hors-plan sur la surface de la plaque est un fluide ne transmettant qu'un mode longitudinal. En pratique, l'utilisation d'un matériau viscoélastique apparait comme une solution intéressante. À la section II.3, nous avons évalué les impédances acoustiques longitudinales et transversales de différents matériaux et nous avons pu mettre en évidence que dans le cas de certains silicones,

l'impédance longitudinale pouvait être jusqu'à 130 fois plus élevée que l'impédance transversale, contre un rapport compris entre $\sqrt{2}$ et généralement 2 à 3 pour la plupart des matériaux constituant les coques. Un matériau viscoélastique est plus favorable à la transmission d'ondes longitudinales et plus apte à sélectionner le mode antisymétrique A0 dans les basses fréquences.

Le mode de Lamé, présent à une fréquence de 184 kHz dans une plaque d'ABS de 3 mm d'épaiseur, présente un déplacement particulaire purement hors-plan sur les surfaces de la plaque. De plus, la contrainte T_{xz} est nulle et la contrainte T_{zz} est maximale [89]. Ce mode particulier des ondes de Lamb est constitué d'une onde transverse verticale pure, réfléchie sur les faces de la plaque avec un angle de 45°. Il apparaît pour des produits fréquence$\times$épaisseur régulièrement espacés :

$$f \times e = m \frac{V_T}{\sqrt{2}},\ m = 1, 2, 3, \ldots \tag{IV.2}$$

Sur la figure IV.16, le rapport des composantes $|u_z/u_x|$ est tracé dans le cas d'une plaque d'ABS de 3 mm d'épaisseur. Le premier mode de Lamé provoque un pic infini du rapport des déplacements mécaniques pour le mode S0 à la fréquence de 184 kHz.

Deux transducteurs couplés à l'aide de couches viscoélastiques selon cette approche sur une plaque de 3 mm d'ABS permettent d'évaluer cette sélection de mode. Un des transducteurs émet un train d'impulsion de 5 périodes de sinusoïde pondérées par une gaussienne. L'autre transducteur enregistre le signal pour des fréquences allant de 20 kHz à 200 kHz. Sur la figure IV.17, on observe les spectres normalisés de réponse pour des couches viscoélastiques adaptés à deux longueurs d'ondes différentes. La courbe bleue correspond à une longueur d'onde λ=11,2 mm et présente un pic de sensibilité à 32 kHz. La courbe verte pour λ=5 mm présente un pic de sensibilité à 149,5 kHz. Malgré des spectres perturbés par la réponse impulsionnelle de la coque, les pics de sensibilité des modes favorisés par ces couches viscoélastiques sont clairement visibles.

Outre la sélection d'un mode de Lamb particulier, ce couplage sous forme d'un anneau et d'un disque concentrique offre la possibilité d'adhérer par effet ventouse sur des surfaces lisses.

IV.2 Signatures temps-fréquence

Le procédé actuel de localisation de touchers par la méthode FDPA, compare une *signature* de la figure de diffraction lors d'un toucher à une base de données de référence afin d'en déterminer la localisation [24]. Une représentation temps-fréquence permettrait de donner une interprétation intuitive de l'évolution des phénomènes dans le temps selon la gamme des

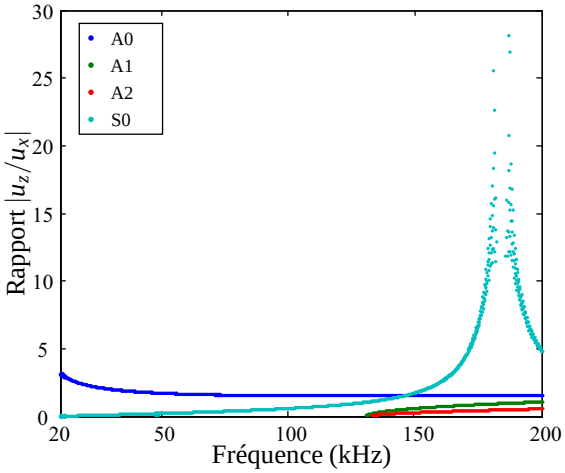


FIGURE IV.16 – Rapport du déplacement mécanique hors-plan u_z sur le déplacement mécanique dans le plan u_x des différents modes de Lamb dans une plaque d'ABS de 3 mm d'épaisseur.

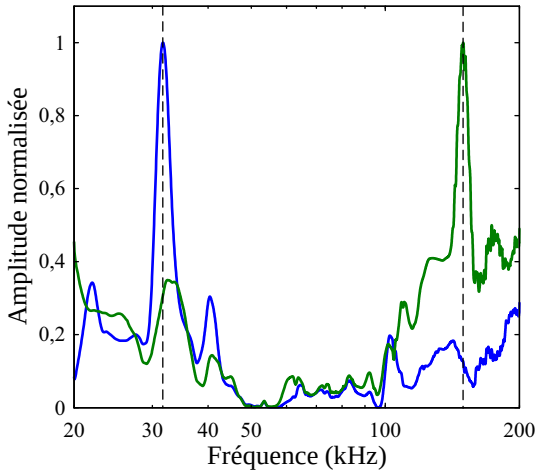


FIGURE IV.17 – Spectre pour l'émission/réception d'un train d'impulsions de 5 périodes de sinusoïde entre deux transducteurs montés avec un couplant viscoélastique sur une plaque d'ABS de 3 mm d'épaisseur.

fréquences d'excitations émises dans la coque [173].

Des représentations temps-fréquences (TF) peuvent améliorer l'interprétation d'évènements en contrôle non-destructifs [174]. Elles présentent un intérêt pour déterminer les propriétés de différents modes d'ondes guidées. Niethammer [175] compare quatre représentations temps-fréquences courantes : la transformée de Fourrier à court-terme (STFT pour *Short-Time Fourier Transform*) dont la trace dans le plan TF est appelé *spectrogramme*, la transformée en ondelettes dont la représentation TF est le scalogramme, une représentation dans le domaine de Wigner-Ville et un spectre de Hilbert. D'autres méthodes peuvent s'avérer efficaces, mais plus coûteuses en calculs, comme la S-transform [176, 177]. Ces méthodes ne sont pas équivalentes et peuvent présenter un avantage selon l'élément d'intérêt que l'on cherche à mettre en évidence. Les représentations de Wigner-Ville sont gourmandes en temps de calculs et leur interprétation peut s'avérer délicate en raison des phénomènes d'interférences qui apparaissent. Néanmoins, certaines applications exploitent les interférences comme information plutôt que les signaux réels. La transformée de Hilbert s'avère inefficace en raison de la difficulté à séparer les modes des ondes de Lamb. La représentation STFT s'avère plutôt intéressante de par son compromis entre le coût de calcul et les performances, et permet une localisation fine de modes d'ondes pourtant proches dans les deux domaines, temporel et fréquentiel. Le scalogramme quant à lui, s'avère moins précis dans les hautes fréquences, en raison de son principe de conservation du rapport de la bande

passante sur la fréquence. Et enfin, les transformées en ondelettes peuvent s'avérer utiles lorsque l'on travaille à une fréquence particulière d'un mode pour dé-bruiter ou extraire un signal [178, 179].

Pour la suite de ces travaux, nous retenons principalement la classique méthode STFT qui permet d'offrir des performances suffisantes et un algorithme simple et courant, facilitant son implémentation sur ordinateur mais également sur des dispositifs de calcul embarqués tels que les processeurs DSP (*Digital Signal Processor*).

IV.2.1 Simplification des calculs par une émission temps-fréquence

En utilisant la vitre tactile représentée sur la photographie IV.3, il est possible d'obtenir une représentation dans le plan TF de la cavité acoustique. Sur la figure IV.18, on voit que pour un signal émis et un balayage fréquentiel sur une courte durée. Sa représentation TF montre le balayage de la fréquence d'excitation dans le temps. La courbe du dessous montre le signal mesuré sur le récepteur. En raison du faible temps de réverbération, comparativement aux durées d'émission de chaque fréquence, l'allure générale de la réponse est similaire à celle de l'émission, mais avec des pics caractéristiques en réponse aux ondes se propageant le mieux dans la cavité acoustique. La représentation fréquentielle, visible sur la figure IV.6, correspond à une projection du plan TF sur l'axes des fréquences.

La figure IV.19 montre la représentation TF du signal mesuré pour différentes positions de touchers sur la surface tactile. On observe des caractéristiques dépendantes des positions des touchers, comme démontré dans la section II.4. La répartition des pics d'amplitude caractéristiques des modes propagatifs dans la cavité pour un toucher donné, est également visible dans le domaine temporel. Dans le cas d'un balayage suffisamment lent par rapport aux temps de propagation dans l'interface, on peut ainsi faire l'économie d'un calcul fréquentiel couteux en mesurant simplement l'amplitude du signal reçu dans le temps, que l'on pourra faire correspondre aux fréquences émises au même moment. La répartition temporelle du balayage pourra ainsi être rapprochée du module du spectre de réponse dans la cavité acoustique. Cette méthode permet de concentrer le calcul sur la recherche de correspondances d'un toucher dans la base de données, et finalement augmenter la fréquence des cycles de mesures de l'interface.

IV.2.2 Signature temps-fréquence

Plus que de simple signature, une représentation temps-fréquence peut permettre d'identifier plus intuitivement un phénomène. Chiollaz [180] analyse les évènements vibratoires de moteurs de voitures en utilisant une représentation TF dans la classe de Wigner-Ville.

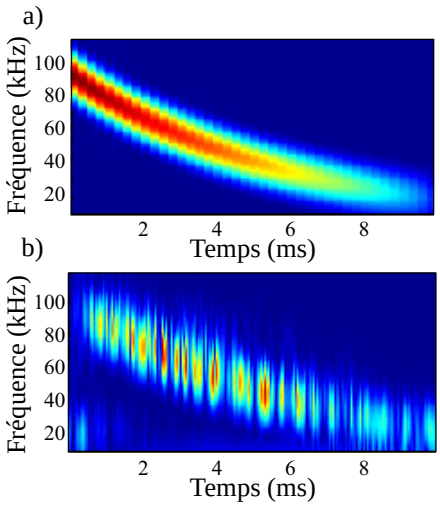


FIGURE IV.18 – Comparaison du signal émis et du signal reçu par un capteur sur une vitre équipée de transducteurs piézo-électriques. La courbe du dessus correspond au signal émis et la courbe du dessous au signal réceptionné.

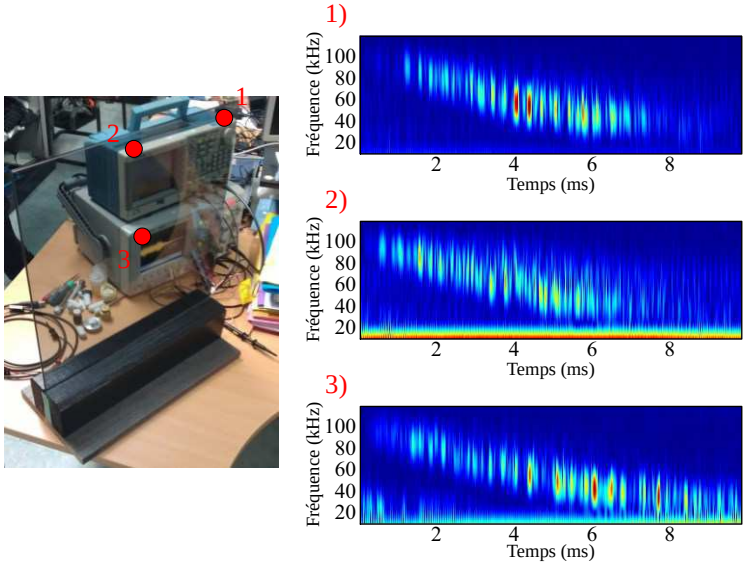


FIGURE IV.19 – Signatures dans le plan temps-fréquences obtenues pour différentes positions de touchers sur l'interface tactile acoustique.

La signature caractéristique du fonctionnement d'un piston dans un moteur à combustion peut aider au réglage ou à la vérification de son bon état. Sur une telle représentation, les différentes phases du cycle de fonctionnement peuvent être observées, comme illustré sur la figure IV.20.

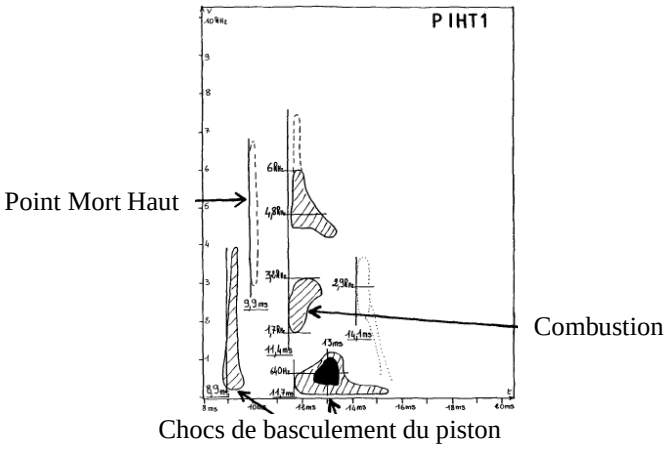


FIGURE IV.20 – Exemple d'une signature temps-fréquence du fonctionnement d'un piston dans un moteur à combustion [180].

Une signature en domaine TF apporte plus d'informations que le module du spectre, enrichit la *signature* d'un toucher et améliore la robustesse de l'algorithme FDPA. L'idée proposée est d'utiliser les distances relatives en temps et en fréquences des pics caractéristiques de la représentation TF comme signature d'une position d'un toucher sur la coque.

Le dispositif représenté sur la figure III.80 est soumis à différentes conditions de température pendant qu'un signal d'excitation est appliqué sur les émetteurs. Un traitement du signal par STFT est appliqué aux signaux de réponse de la coque. Sur la figure IV.21, la représentation en TF du signal d'émission est montrée sur la courbe du haut. Les trois courbes du bas montrent l'évolution des représentations TF du signal de réponse de la coque pour les températures de 10°C, 48°C et 68°C. On observe que les points caractéristiques de la représentation TF à 10°C, se décalent lorsque la température de la coque change. Notons qu'il est plus judicieux d'utiliser une excitation qui conserve une durée d'émission constante pour chaque fréquence et une répartition des fréquences particulière dans le temps afin de compenser les décalages fréquentiels liés à la sensibilité du matériau, comme nous l'avons vu à la section III.3. Ainsi, les décalages des caractéristiques du signal dans le plan TF conservent des distances relatives stables en temps et en fréquence lors de changement de température. La *signature acoustique* d'un toucher est ainsi indépendante des fluctuations de température du matériau.

La représentation en TF du signal de réponse à 10°C est tracée sur la figure IV.22. Un algorithme de détection des pics permet de déterminer les points caractéristiques du signal. Les n pics ainsi détectés sont identifiés relativement les uns aux autres par leurs distances Δf_n et Δt_n. Une variation de température provoque un décalage dans le plan TF de ces caractéristiques, comme nous l'avons vu à la section III.3, mais permet de conserver une cohérence des distances relatives de ces caractéristiques. Sur la figure IV.22, ces mêmes pics caractéristiques sont représentés en magenta pour une température de coque de 28,5°C et en vert pour une température de 48°C.

Une augmentation de la température de la cavité, conduit à un ralentissement des vitesses de propagation et donc à un décalage vers les basses fréquences et un retard temporel des signaux mesurés. Les temps relatifs entre chaque pics localisés en temps et en fréquence sont moins perturbés, comme on peut le constater sur la figure IV.23. Les barres en bleues représentent les décalages des pics d'un point de vue temporel ou fréquentiel par rapport à l'origine du plan TF, tandis que les barres en rouge représentent les variations relatives entre chaque pic pour un saut de température de 10°C à 28,5°C ou de 10°C à 48°C. On observe moins de déformations de la *signature* si elle est constituée d'éléments caractéristiques pris relativement les uns par rapport aux autres (barres rouges montrant moins de disparité pour un changement de température). Cette approche permet de limiter l'influence de la température et d'améliorer ainsi la robustesse du système de localisation des touchers.

On peut imaginer plusieurs types de signal d'émission. L'excitation peut être un balayage fréquentiel suffisamment lent dans le temps par rapport aux constantes de temps de la ca-

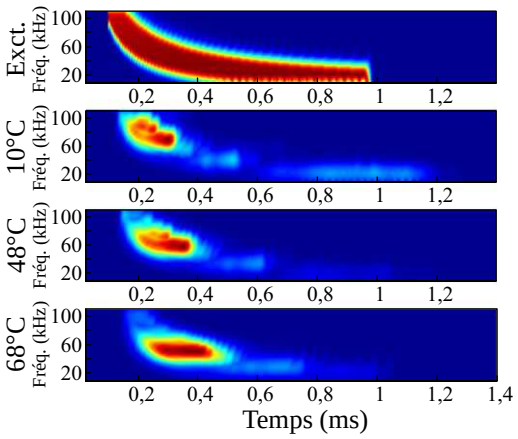


FIGURE IV.21 – Comparaison de la représentation temps-fréquence du signal émis et du signal reçu aux températures de 10°C, 48°C et 68°C. On observe un décalage des éléments caractéristiques du plan temps-fréquence lorsque la température change.

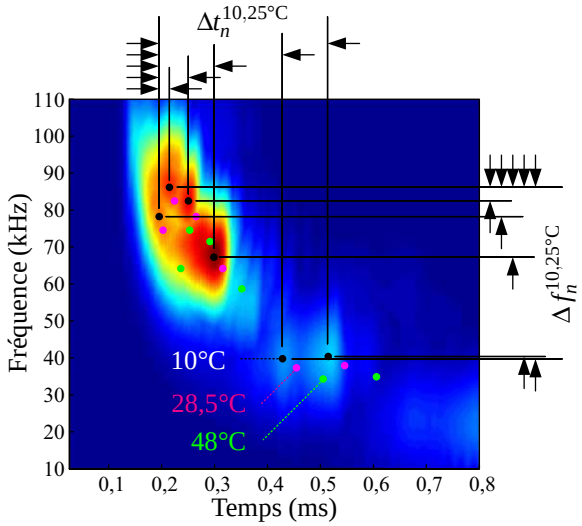


FIGURE IV.22 – Principe de *signature* en temps-fréquence basé sur les distances relatives des pics caractéristiques du signal. La représentation temps-fréquence ainsi que les points noirs correspondent à une température de 10°C. Les points magenta et vert correspondent aux pics des représentations temps-fréquence obtenues pour les températures de 28,5°C et de 48°C.

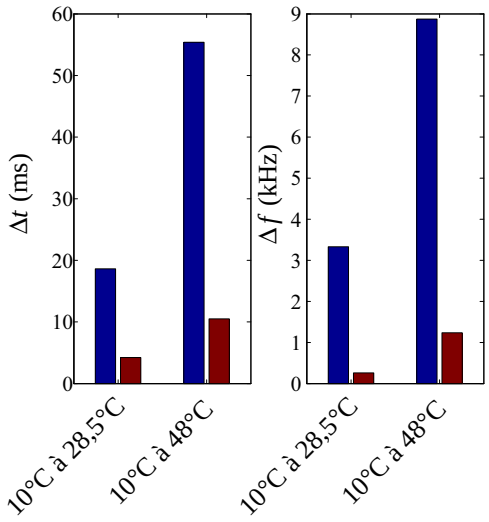


FIGURE IV.23 – En bleues : Valeurs moyennes des différences absolues en temps et en fréquence des points caractéristiques de la figure IV.22, entre la représentation à 10°C et à 28,5°C ou 48°C. En rouge : Valeurs moyennes des différences relatives en temps et en fréquence. On peut constater que les différences relatives utilisées pour une signature sont moins sensibles aux variations de température.

vité acoustique, permettant d'obtenir l'équivalent des réponses de la coque pour chaque fréquence presque de manière indépendante. L'excitation peut être un train d'impulsions à une seule fréquence ou une impulsion temporelle, ce qui se traduira par une largeur de bande fréquentielle plus ou moins importante. Des trains d'impulsions en balayant des fréquences judicieusement choisies peut permettre de compenser les effets de la température sur le matériau et conserver la forme de la représentation temps-fréquence. Cependant, cette approche

nécessite un algorithme plus complexe à mettre en œuvre et reste néanmoins tributaire d'une bonne détection des éléments caractéristiques du plan TF, par exemple les pics du signal qui vont également subir les effets de changement des propriétés du matériau comme le montre la baisse de cohérence de l'allure du spectre constatée sur la figure III.87. Néanmoins, il est possible d'espérer une réelle amélioration de la robustesse de la localisation des touchers vis-à-vis de la sensibilité aux variations de températures.

IV.3 Implémentation

L'approche expérimentale employée jusqu'à présent consistait à utiliser un générateur de signaux et un oscilloscope pour générer ou détecter les ondes élastiques dans les coques. Cependant, le procédé FDPA est destiné à être implémenté sur une électronique embarquée, afin de rendre tactile les surfaces de différents équipements du quotidien.

L'utilisation de céramiques piézoélectriques comme transducteurs offre une solution compacte, économique et performante sur une plage de fréquences allant jusqu'aux dizaines ou centaines de kilohertz. Elles peuvent être intégrées dans les coques elles-mêmes et offrent l'avantage de fonctionner aussi bien en émetteur qu'en récepteur. L'élément piézoélectrique génère une charge électrique proportionnelle aux efforts mécaniques appliqués ou inversement va générer des déformations et contraintes lorsqu'un champ électriques lui est appliqué [181, 182]. On peut ainsi émettre ou recevoir des signaux selon les configurations représentées sur les figures IV.24 et IV.25. Le premier montage simplifie la conception électronique et permet d'assurer une bonne isolation entre émission et réception. Le deuxième permet de commuter d'un mode d'émission à un mode de réception sur un même transducteur, afin d'en réduire le nombre ou de rendre les mesures redondantes. Il est ainsi possible d'améliorer la fiabilité des localisations ou de réduire le coût et la complexité de l'intégration mécanique sur la coque.

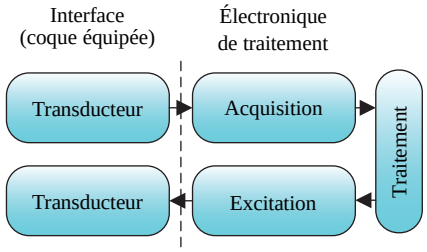


FIGURE IV.24 – Signaux d'émission / réception séparées.

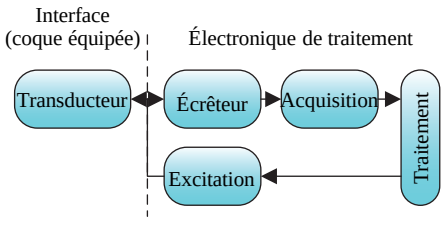


FIGURE IV.25 – Signaux d'émission / réception sur un seul transducteur.

La méthode FDPA s'intéresse aux mesures relatives d'un signal lors d'un toucher par rapport à un signal à vide. La dynamique du système n'est donc pas uniquement donnée par l'adéquation de la pleine échelle des signaux avec la quantification du dispositif de conver-

sion analogique-numérique, mais par la partie utile du signal en fonction de la pleine échelle. En effet, l'amplification est limitée par la valeur maximale de chacun des signaux, à vide ou avec toucher, mais l'information utile résultante de la différence entre ces deux signaux peut être très faible. La part de la perturbation du spectre du signal avec toucher s_m peut être exprimée à partir du spectre du signal à vide s_{ref} par l'Écart Normalisé Relatif maximal ENR_{max} :

$$ENR_{max} = \max \left[\frac{\sqrt{\left(s_m - s_{ref}\right)^2}}{s_{ref}} \right]. \tag{IV.3}$$

À partir de ce rapport ENR_{max} dans un système d'une dynamique de n_{ADC} bits, on exprime la résolution de la partie utile des données acquises, par la formule :

$$n_{utiles} = \frac{\log\left(ENR_{max}\, 2^{n_{ADC}}\right)}{\log(2)}. \tag{IV.4}$$

Sur la figure IV.26, des mesures ont été faites pour des touchers sur la surface d'une coque en PA12 en trois points distincts. On peut observer le spectre correspondant à l'écart normalisé relatif ENR pour les trois emplacements des touchers. Ici, la valeur maximale des acquisitions atteint $ENR_{max} = 0,16$. Pour un système avec une quantification sur 12 bits, la perturbation du signal numérisé induite par le toucher correspond à une variation maximale sur 9 bits. La valeur la plus basse dans cet exemple correspond à 4 bits utiles.

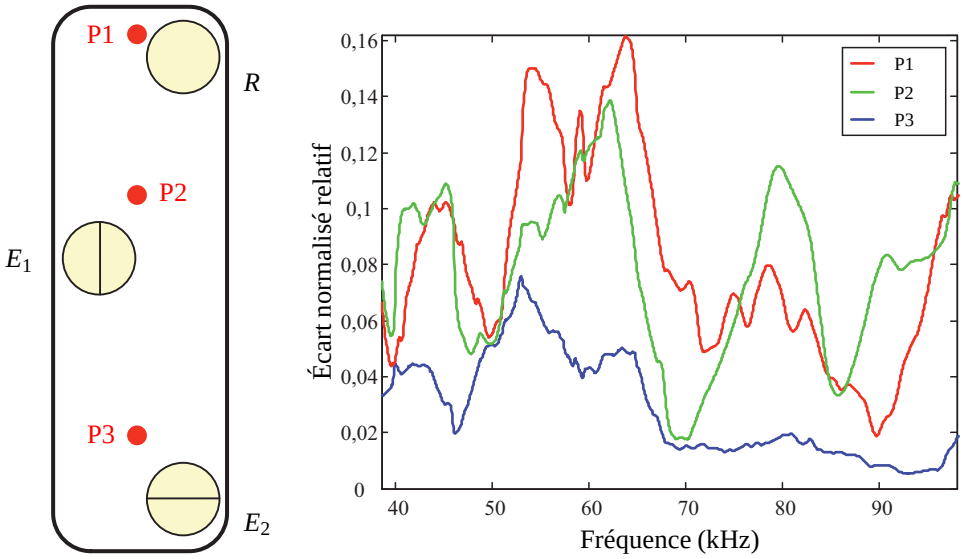


FIGURE IV.26 – Acquisition typique sur une coque en plastique PA12 de forme quelconque, équipée de trois transducteurs, un récepteur et deux dipôles émetteurs. La mesure d'un signal, suite à l'émission d'un balayage fréquentiel entre 30 kHz et 100 kHz à vide et pour des touchers d'un doigt artificiel en silicone de 147 mm² aux trois points P1, P2 et P3, conduit aux trois spectres relatifs normalisés $\left|s_m - s_{ref}\right| / s_{ref}$, avec s_m la mesure lors d'un toucher et s_{ref} la mesure à vide, représentés sur la figure de droite.

Plus la valeur ENR est grande, et plus les niveaux de quantifications des différentes caractéristiques de la *signature* sont élevés, permettant une meilleure différenciation des éléments de la base de données des localisations de touchers (voir section I.2). Outre un signal propre et proche de la pleine échelle de quantification, il est important de minimiser la valeur de S_{ref}, par exemple en le disposant dans une zone d'interférences destructrices des émetteurs, comme à la sous-section IV.1.1.1.

Le signal d'excitation dans la coque doit être riche en information afin de favoriser le caractère bijectif entre une *signature* et l'ensemble des éléments de la base d'apprentissage. L'amplification permet de mettre en évidence les faibles variations, mais agit également sur l'ensemble du signal et peut masquer le signal utile dans la réponse de la coque. L'utilisation de transducteurs directifs pour couvrir de manière plus uniforme et différenciée l'ensemble de la cavité acoustique (section I.3.3) ou une réduction des modes propres masquant la part de signal des modes non-résonants (section IV.1.1), peuvent améliorer considérablement les performances du dispositif de localisation.

Une première carte électronique a été réalisée pour permettre une mesure des signaux sur 12 bits au lieu des 8 bits d'un oscilloscope. Dans le cadre de cette mesure, la coque de la figure III.80 est utilisée. Cette carte, montrée sur la figure IV.27, permet également de valider le calcul du spectre par transformée de Fourier discrète par un DSP, dont un exemple est visible sur la figure IV.28. On observe que sur plusieurs acquisitions du spectre, l'écart-type est presque deux fois plus faible avec l'acquisition par le DSP. La quantification sur 12 bits apporte une meilleure précision des mesures et la possibilité de mieux exploiter les faibles variations du spectre. Une moyenne des acquisitions peut permettre une résolution suffisante, mais augmente considérablement le temps de mesure et pénalisera la reconnaissance de touchers. En effet, un toucher rapide sera d'au moins 10 ms correspondant au temps d'une acquisition, mais le suréchantillonage permettant d'augmenter la résolution de n bits nécessite 2^{2n} acquisitions, ce qui conduirait à effectuer l'acquisition de 256 spectres pour obtenir une quantification équivalente de 12 bits. On ne pourrait donc localiser que des touchers d'au moins 2,5 s, ce qui conduirait à un grand nombre de fausses localisations des touchers d'une durée inférieure.

Dans le cadre de l'implémentation du procédé tactile FDPA, une approche séquentielle est représenté sur la figure IV.29. Dans une première phase, les signaux sont émis et acquis sur les différents transducteurs. Ensuite, le module de la transformée de Fourier du signal est calculé, puis un traitement permet d'obtenir la *signature* du toucher. L'écart normalisé relatif par rapport à la mesure à vide est calculé lorsqu'un toucher est détecté. La recherche d'une localisation dans la base de données est effectuée par le calcul de la distance de Manhattan

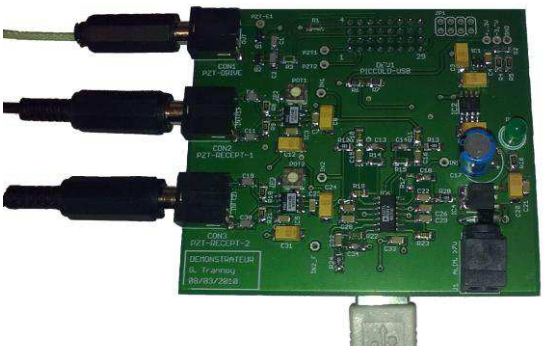


FIGURE IV.27 – Prototype exploitant une carte de développement Piccolo TMS320F28027 USB. Une carte d'amplification et de génération des signaux par ponts-complets a été développée.

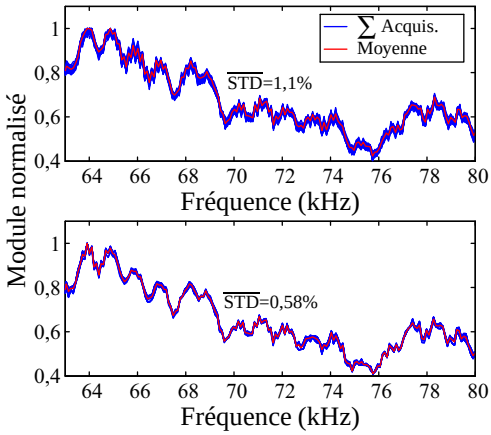


FIGURE IV.28 – Comparaison de spectres obtenus avec une quantification sur 8 bits à l'aide d'un oscilloscope (courbes du haut) ou avec une quantification sur 12 bits à l'aide du prototype basé sur un DSP de type Piccolo de Texas Instrument (courbes du bas). On observe un écart-type, sur les séries de mesures, plus faible avec l'utilisation du DSP.

entre la signature obtenue et l'ensemble des éléments, selon la méthode des *plus proches voisins*. Enfin, la position et les caractéristiques du toucher détecté sont envoyées à un système extérieur par une liaison série.

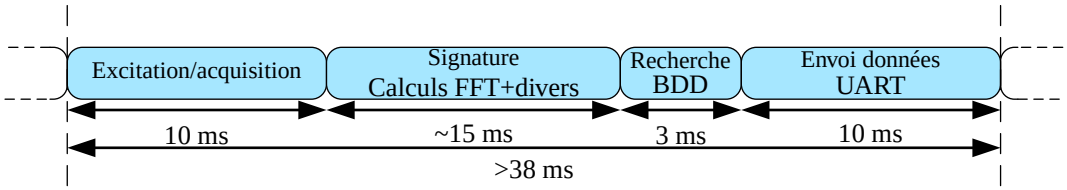


FIGURE IV.29 – Étapes et durée d'un exemple d'implémentation de l'algorithme FDPA.

Dans le but d'obtenir de bonnes performances, il est envisagé d'utiliser un microcontrôleur 32 bits *Concerto* basé sur une architecture double cœur . Ce processeur comprends plusieurs interfaces matérielles telles qu'un convertisseur analogique-numérique performant , l'accès direct à la mémoire (DMA - Direct Memory Access), une mémoire vive importante, des interfaces de communication variées (USB, UART, Ethernet...), ainsi qu'une gestion du stockage sur une carte SD pouvant aller jusqu'à plusieurs giga-octets pour les bases de données de calibration des coques. Sur la figure IV.30, on peut voir la carte réalisée autour de ce processeur double cœurs. Ce type d'architecture permet de décomposer les tâches en une partie bas-niveau dédiée aux émissions et acquisitions des signaux ainsi qu'à certaines fonctionnalités évoluées de traitement du signal à l'aide d'un coprocesseur mathématique et d'une unité à virgule flottante et en une partie haut-niveau concernant la recherche dans les bases de données et la communication des résultats à un système extérieur.

Les accès directs en mémoire et les interfaces permettent d'optimiser le fonctionnement de l'algorithme en *parallélisant* les tâches. La figure IV.31 présente la répartition des tâches entre les deux cœurs du processeur. Les éléments représentés en rouge sont effectués par les cœurs du processeur, tandis que les éléments en bleu et vert sont exécutés de manière autonome par les interfaces et les accès directs en mémoire (DMA). Sur le cœur haut-niveau (ARM), la gestion de l'interface USB native émule un port série. La cadence de mesure est donc maintenant limitée par la tâche la plus critique selon le contexte, soit les délais d'émission et d'acquisition, soit le calcul de la signature, soit les temps de recherche dans la base de données.

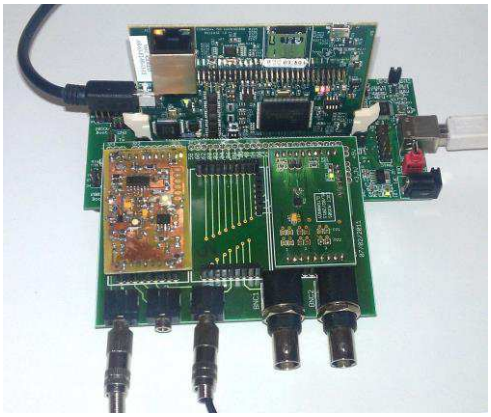


FIGURE IV.30 – Carte électronique développée autour d'un processeur double cœurs.

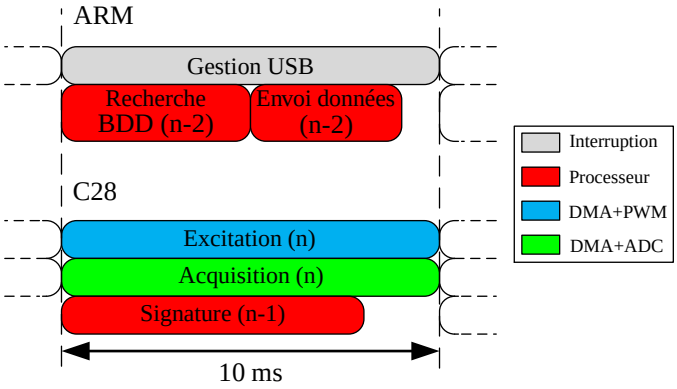


FIGURE IV.31 – Étapes et durées de l'algorithme implémenté sur la carte à processeur double cœurs.

Cette nouvelle implémentation n'en est qu'à un stade de mise au point et n'est pas encore fonctionnelle. Il s'agit ici de présenter la philosophie d'une *parallélisation* des tâches dans les perspectives de continuité de ces travaux.

IV.4 Discussion

Ce chapitre propose des perspectives d'amélioration du procédé acoustique de localisation de touchers sur une coque plastique. Lorsqu'il s'agit de rendre une coque existante tactile, le matériau et sa forme sont imposés et les améliorations possibles concernent les transducteurs ou l'algorithme. Des améliorations sont envisagées du point de vue de l'intensité et de la sélectivité du mode de plaque engendré, ou d'une meilleure spécificité de la *signature acoustique* d'un toucher.

L'utilisation de matériaux viscoélastiques pour contrôler la réverbération de cavités acoustiques a été envisagée et des résultats préliminaires révèlent une réduction de $-8\,\mathrm{dB}$ des amplitudes d'ondes de Lamb se propageant dans une plaque d'aluminium dont 5% de sa sur-

face est couplée à du silicone. Un autre usage de ces matériaux et de limiter les résonances propres des coques afin d'améliorer le rapport signal sur bruit des perturbations engendrées par un toucher. Une autre approche, qui favorise des modes d'ondes guidées pour un meilleur échange d'énergie entre la coque et le doigt de l'utilisateur, montre l'intérêt de maximiser la perturbation sur la cavité acoustique et ainsi la différenciation du spectre d'une localisation par rapport aux autres. Par exemple, le premier mode de Lamé présente un déplacement de la matière purement normal à la surface de la coque tactile, et est donc susceptible d'être plus perturbé par l'imposition du doigt sur la coque.

L'utilisation de procédés temps-fréquence est une piste intéressante afin d'enrichir les *signatures acoustiques* des coques. Une représentation selon ces deux dimensions peut constituer une alternative au procédé existant dans le but d'améliorer les performances et la robustesse de l'algorithme ou de travailler avec un signal d'excitation fréquentiellement plus localisé. Néanmoins l'augmentation de la complexité de l'algorithme et de la puissance de calcul nécessaire comparativement au gain de performance est à évaluer dans de futurs travaux. Enfin, des dispositifs embarqués ont été réalisés comme preuve de concept du procédé permettant de transformer les coques inertes de machines et appareils divers en interfaces tactiles.

Conclusion

Ce travail de thèse s'inscrit dans le prolongement de travaux préliminaires sur le procédé de localisation par *figures de diffraction perturbées en amplitude* [24] avec pour vocation d'améliorer la connaissance des phénomènes physiques sous-jacents, la nature du toucher sur la coque et l'évolution des propriétés en fonction des variations de température et d'humidité relative.

Les phénomènes intervenants lors du toucher entre un utilisateur et l'interface tactile, sont intimement liés aux propriétés de la peau humaine et d'une manière générale au comportement viscoélastique du doigt. Ces résultats permettent une estimation de la force d'appui sur les surfaces tactiles par la connaissance du niveau de perturbation de la cavité acoustique. Nous avons également caractérisé le doigt humain ainsi que différents polymères par une approche basée sur l'évaluation des impédances acoustiques caractéristiques longitudinale et transversale. Ces paramètres reflètent la capacité d'échange d'énergie entre une coque tactile et l'utilisateur pour les modes d'ondes présents. En outre, l'allure spectrale de la *signature* d'un toucher est liée à la localisation de la perturbation sur la cavité acoustique, alors que son amplitude traduit l'intensité de la perturbation produite par le toucher. La connaissance des propriétés viscoélastiques du doigt humain peut ainsi apporter des informations sur la nature du contact, comme la superficie ou la force d'appui. Ces connaissances ont conduit à la mise au point d'un doigt artificiel afin de simuler la perturbation sur une cavité acoustique provoquée par un toucher. Ce dispositif constitue un outil utile pour l'analyse automatisée de différentes surfaces tactiles.

Un problème majeur du procédé tactile est sa sensibilité aux modifications de l'environnement, dégradant les performances du procédé de localisation. Plusieurs campagnes de mesures de la sensibilité des ondes de volumes longitudinales et transversales ont été menées afin d'évaluer l'influence de la température et de l'humidité relative. La connaissance du comportement des matériaux plastiques considérés dans ce travail permet de déterminer les propriétés mécaniques et le comportement des modes guidés de Lamb dans des plaques et des coques. Comme démontré expérimentalement, la sensibilité des coques aux conditions environnementales induit des changements dans les deux premiers modes de Lamb, et donc

dans le spectre du signal de réponse d'une cavité acoustique. Ainsi la caractérisation des matériaux permet d'envisager une compensation de l'algorithme de la déformation du spectre de signature acoustique résultant des variations de température.

Outre ces différentes études concernant la sensibilité de nos matériaux et l'interaction entre le doigt de l'utilisateur et la coque tactile, différentes approches sont proposées en perspectives afin de mieux contrôler les cavités acoustiques, la sélection de modes particuliers ou d'améliorer les performances du système. L'utilisation de matériaux viscoélastiques ou d'une représentation temps-fréquence sont ainsi suggérées pour améliorer les *signatures* résultantes de la localisation de touchers. Des dispositifs embarqués préliminaires ont été développés pour permettre l'utilisation de coques plastiques quelconques comme interfaces homme-machine. Avec l'évolution du nombre de systèmes connectés, l'usage de tels dispositifs tactiles acoustiques correspond aux attentes d'amélioration de l'intuitivité et d'acceptation dans le quotidien. Les résultats présentés dans ce travail permettent ainsi d'améliorer la connaissance des phénomènes mis en jeux et de proposer des pistes intéressantes pour de futurs projets reposant sur des procédés de localisation par ondes élastiques.

Bibliographie

[1] David D. Woods, Emily S. Patterson, Emilie M. Roth, and Klaus Christoffersen. Can we ever escape from data overload ? a cognitive systems diagnosis. *Cognition, Technology and Work*, 4 :22–36, 2002.

[2] Raafat George Saadé and Camille Alexandre Otrakji. First impressions last a lifetime : effect of interface type on disorientation and cognitive load. *Computers in Human Behavior*, 23(1) :525–535, January 2007.

[3] Gibson J J. *"The theory of affordances" in Perceiving, Acting, and Knowing. Towards an Ecological Psychology.* Hoboken, NJ : John Wiley & Sons Inc., 1977.

[4] Mark T. Maybury and Wolfgang Wahlster. An introduction. In *Readings in Intelligent User Interfaces*, pages 1–13. Morgan Kaufmann, 1998.

[5] Ken Hinckley and Daniel Wigdor. Input technologies and techniques. In *The Human-Computer Interaction Handbook*, page 49. CRC press book edition, September 2007.

[6] Scott Brave, Hiroshi Ishii, and Andrew Dahley. Tangible interfaces for remote collaboration and communication. In *Proceedings of the 1998 ACM conference on Computer supported cooperative work*, CSCW '98, page 169–178, New York, NY, USA, 1998. ACM.

[7] Mohamed Benali-khoudja, Moustapha Hafez, Jean-marc Alex, and Abderrahmane Kheddar. Tactile interfaces : a state-of-the-art survey. In *Int. Symposium on Robotics*, page 721–726, 2004.

[8] C. Lenay, S. Canu, and P. Villon. Technology and perception : the contribution of sensory substitution systems. In *, Second International Conference on Cognitive Technology, 1997. Humanizing the Information Age. Proceedings*, pages 44 –53, 1997.

[9] Nathan Efron. Optacon - a replacement for braille ? *Australian Journal of Optometry*, April 1977.

[10] M. Benali-Khoudja, M. Hafez, A. Sautour, and S. Jumpertz. Towards a new tactile language to communicate emotions. In *Mechatronics and Automation, 2005 IEEE International Conference*, volume 1, pages 286 – 291 Vol. 1, August 2005.

[11] Charles Lenay. Constitution de l'espace et immersion. *Arob@se*, 11 :85–93, 2005.

[12] Gwénaël Changeon, Delphine Graeff, Margarita Anastassova, and José Lozada. Tactile emotions : A vibrotactile tactile gamepad for transmitting emotional messages to children with autism. *Haptics : Perception, Devices, Mobility, and Communication*, 7282 :79–90, January 2012.

[13] Mi Jeong Kim and Mary Lou Maher. The impact of tangible user interfaces on spatial cognition during collaborative design. *Design Studies*, 29(3) :222–253, 2008.

[14] Mary Lou Maher, Yohann Daruwala, and Edward Chen. A design workbench with tangible interfaces for 3D design. In *In E. Edmonds and R. Gibson (Ed.) Proceedings of the Interaction Symposium, UTS Printing Services*, page 491–522, 2004.

[15] Mark Weiser. The computer for the 21st century. *SIGMOBILE Mob. Comput. Commun. Rev.*, 3(3) :3–11, 1999.

[16] Henri Crohas. Ensemble boitier-écran, son procédé de fabrication, et appareil électronique portable ainsi équipé, May 2009. Brevet FR2923070B1.

[17] iPad, January 2013. http ://http ://fr.wikipedia.org/wiki/Ipad.

[18] Aldebaran-robotics : Projet ROMÉO. http ://www.projetromeo.com, accédé le 16/01/2014.

[19] Ros Kiri Ing, Nicolas Quieffin, Stefan Catheline, and Mathias Fink. In solid localization of finger impacts using acoustic time-reversal process. *Applied Physics Letters*, 87(20) :204104, 2005.

[20] Elo TouchSystems - tyco electronics - technologie de reconnaissance d'Impulsions acoustiques. http ://www.elotouch.fr/Produits/EcransTactiles/AcousticPulseRecognition, accédé le 30/11/2011.

[21] 3M france - touch systems - la technologie tactile "Dispersive signal technology" (DST). www.solutions.3mfrance.fr/wps/portal/3M/fr_FR/TouchScreens/Home/ ProdInfo/ScreenTech/DST/, accédé le 30/11/2011.

[22] Y. Liu, J.P. Nikolovski, N. Mechbal, M. Hafez, and M. Vergé. An acoustic multi-touch sensing method using amplitude disturbed ultrasonic wave diffraction patterns. *Sensors and Actuators A : Physical*, In Press, Corrected Proof, March 2010.

[23] Ajay Raghavan and Carlos E. S Cesnik. Review of guided-wave structural health monitoring. *The Shock and Vibration Digest*, 39(2) :91–114, March 2007.

[24] Yuan Liu. *Procédé tactile à diffraction ultrasonore*. Thèse de doctorat, Ecole Doctorale Sciences des Métiers de l'Ingénieur - SMI, Paris, France, 2010.

[25] Jean Pierre Nikolovski. *Détecteur à ondes de Lamb de la position d'un stylet*. Thèse de doctorat, Paris VI – Pierre et Marie CURIE, February 1995.

[26] Hiroshi Ishii, Craig Wisneski, Julian Orbanes, Ben Chun, and Joseph A. Paradiso. PingPongPlus : design of an athletic-tangible interface for computer-supported cooperative play. In *Proceedings of the SIGCHI conference on Human factors in computing systems : the CHI is the limit*, pages 394–401, Pittsburgh, Pennsylvania, United States, 1999. ACM.

[27] Alain Crevoisier and Pietro Polotti. Tangible acoustic interfaces and their applications for the design of new musical instruments. In *Proceedings of the 2005 conference on New interfaces for musical expression*, pages 97–100, Vancouver, Canada, 2005. National University of Singapore.

[28] Alain Crevoisier and Cédric Bornand. Transforming daily life objects into tactile interfaces. In *Smart Sensing and Context*, pages 1–13. 2008.

[29] Jingdong Chen, Jacob Benesty, and Yiteng Huang. Time delay estimation in room acoustic environments : an overview. *EURASIP J. Appl. Signal Process.*, pages 170–170, 2006.

[30] N.J. Carino. The impact-echo method : an overview. In *National Institue of Standards and Technology*, page 18, Washington, D.C., May 2001.

[31] Y.-F. Chang, C.-Y. Wang, and C.-H. Hsieh. Feasibility of detecting embedded cracks in concrete structures by reflection seismology. *NDT and E International*, 34 :39–48, January 2001.

[32] S. G. Pierce, F. Dong, K. Atherton, B. Culshaw, K. Worden, G. Manson, T. Monnier, P. Guy, J-C. Baboux, J. Assad, E. Moulin, S. Grondel, C. Delebarre, V. Agostini, P-P. Delsanto, I. Genesio, E. Mino, and C. Boller. Damage assessment in smart composite

structures : the DAMASCOS programme. *Air & Space Europe*, 3(3-4) :132–138, August 2001.

[33] Seth S. Kessler. *Piezoelectric-Based In-Situ Damage Detection of Composite Materials for Structural Health Monitoring Systems*. PhD thesis, January 2002.

[34] R. Kazys, O. Tumsys, and D. Pagodinas. A new ultrasonic technique for detection and location of defects in three-layer plastic pipes with a reinforced internal layer. *ULTRASOUND*, 63(3) :19–27, 2008.

[35] Tsung-Tsong Wu. Elastic wave propagation and nondestructive evaluation of materials. *Proc. Natl. Sci. Counc. ROC(A)*, 23(6) :703–715, 1999.

[36] M. Asty. Acoustic emission source location on a spherical or plane surface. *NDT International*, 11(5) :223–226, October 1978.

[37] Steven M. Ziola and Michael R. Gorman. Source location in thin plates using cross-correlation. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 90(5) :2551–2556, November 1991.

[38] Kikuo Kishimoto, Hirotsugu Inoue, Makoto Hamada, and Toshikazu Shibuya. Time frequency analysis of dispersive waves by means of wavelet transform. *J. Appl. Mech.*, 62(4) :841–847, March 1994.

[39] A. K. Maji, D. Satpathi, and T. Kratochvil. Acoustic emission source location using lamb wave modes. *Journal of Engeneering Mechanic*, 123(2) :154–161, February 1997.

[40] Hyunjo Jeong and Young-Su Jang. Fracture source location in thin plates using the wavelet transform of dispersive waves. *Ultrasonics, Ferroelectrics and Frequency Control, IEEE Transactions on*, 47(3) :612–619, 2000.

[41] N. Toyama, J.-H. Koo, R. Oishi, M. Enoki, and T. Kishi. Two-dimensional AE source location with two sensors in thin CFRP plates. *Journal of Materials Science Letters*, 20(19) :1823–1825, October 2001.

[42] M. Surgeon and M. Wevers. One sensor linear location of acoustic emission events using plate wave theories. *Materials science & engineering. A, Structural materials : properties, microstructure and processing*, 265(1-2) :254–261, 1999.

[43] Seth S. Kessler, S. Mark Spearing, and Constantinos Soutis. Damage detection in composite materials using lamb wave methods. *Smart Materials and Structures*, 11(2), April 2002.

[44] W. J. Staszewski. Intelligent signal processing for damage detection in composite materials. *Composites Science and Technology*, 62(7-8) :941–950, 2002.

[45] Jennifer E. Michaels. A comparison of feature-based classifiers for ultrasonic structural health monitoring. In *Proceedings of SPIE*, pages 363–374, San Diego, CA, USA, 2004.

[46] Jacob Benesty. Adaptive eigenvalue decomposition algorithm for passive acoustic source localization. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 107(1) :384–391, January 2000.

[47] W. Rolshofen, M. Yang, and Z. Wang. Acoustic holography in-solids for computer-human interaction. In *IPROMS Virtual Conference 2005*, Cardiff, 2005.

[48] D.T. Pham, Z. Ji, O. Peyroutet, M. Yang, Z. Wang, and M. Al-Kutubi. Localisation of impacts on solid objects using the wavelet transform and maximum likelihood estimation. *IPROMS*, 2006.

[49] J. A. Paradiso, K. Hsiao, J. Strickon, J. Lifton, and A. Adler. Sensor systems for interactive surfaces. *IBM Syst. J.*, 39(3-4) :892–914, 2000.

[50] Joseph A. Paradiso. Tracking contact and free gesture across large interactive surfaces. *Commun. ACM*, 46(7) :62–69, 2003.

[51] D2.6_TaiChi_Technical solutions for the TDOA method, August 2005. Rapport Technique, http ://www.taichi.cf.ac.uk , accédé le 06/11/2009.

[52] Che King Leo. *Contact and Free-Gesture Tracking for Large Interactive Surfaces*. PhD thesis, June 2002.

[53] Nisha Checka. *A System for Tracking and Characterizing Acoustic Impacts on Large Interactive Surfaces*. PhD thesis, 2001.

[54] J.A. Paradiso, Che King Leo, N. Checka, and Kaijen Hsiao. Passive acoustic sensing for tracking knocks atop large interactive displays. In *Sensors, 2002. Proceedings of IEEE*, volume 1, pages 521–527 vol.1, 2002.

[55] D.T. Pham, Z. Wang, Z. Ji, M. Yang, M. Al-Kutubi, and Stefan Catheline. Acoustic pattern registration for a new type of human-computer interface. In *IPROMs 2005 Virtual Conference*, 2009.

[56] D.T. Pham, M. Al-Kutubi, M. Yang, Z. Wang, and Z. Ji. Pattern matching for tangible acoustic interfaces. In *IPROMS 2006 Virtual International Conference on Intelligent Production Machines and Systems*, 2006.

[57] A.W.H. Khong and P.A. Naylor. Stereophonic acoustic echo cancellation employing selective-tap adaptive algorithms. *IEEE Transactions on Audio, Speech and Language Processing*, 14(3) :785–796, May 2006.

[58] Stan Birchfield and Daniel Gillmore. Fast bayesian acoustic localization. In *Acoustics, Speech, and Signal Processing (ICASSP)*, volume 2, Orlando, Florida, August 2002.

[59] A. Tobias. Acoustic-emission source location in two dimensions by an array of three sensors. *Non-Destructive Testing*, 9(1) :9–12, 1976.

[60] M. Walworth and A. Mahajan. 3D position sensing using the difference in the time-of-flights from a wave source to various receivers. In *Advanced Robotics, 1997. ICAR '97. Proceedings., 8th International Conference on*, pages 611–616, 1997.

[61] G. De Sanctis, D. Rovetta, Augusto Sarti, G. Scarparo, and Stefano Tubaro. Localization of tactile interactions through tdoa analysis : Geometric vs. inversion-based method. In *European Signal Processing Conference*, Florence, Italy, September 2006.

[62] Fabrice Devige and Jean-Pierre Nikolovski. Accurate interactive acoustic plate, April 2003. Brevet US20030066692.

[63] Jean-Pierre Nikolovski. Dispositif interface émetteur et récepteur sélectif à ondes acoustiques antisymétriques de plaque, June 2006. Brevet FR2879885.

[64] Jean Pierre Nikolovski and Danièle Fournier. Device for the acquisition of an acoustic source applied to a plate, April 1996. Brevet WO9611378A1.

[65] Acoustic pulse recognition touch technology - elo TouchSystems - TE connectivity. http ://www.elotouch.com/Technologies/AcousticPulseRecognition, accédé le 24/01/2013.

[66] W. Rolshofen, D.T. Pham, M. Yang, Z. Wang, Z. Ji, and M. Al-Kutubi. New approaches in computer-human interaction with tangible acoustic interfaces. In *IPROM 2005 Virtual Conference*, May 2005.

[67] Alain Crevoisier, Pietro Polotti, Manuel Sampietro, Augusto Sarti, and Stefano Tubaro. Acoustic localization of tactile interactions for the development of novel tangible interfaces. In *8th Int. Conference on Digital Audio Effects (DAFX-05)*, page 4, Madrid, Spain, September 2005.

[68] J.-P. Nikolovski. Lamb-wave (x, y) giant tap screen panel with built-in microphone and loudspeaker. *IEEE Transactions on Ultrasonics, Ferroelectrics and Frequency Control*, 60(6) :–, 2013.

[69] E. Dieulesaint, D. Royer, and J.C. Ballegeer. S.A.W. co-ordinate sensor. *Electronics Letters*, 12(22) :586 –587, 1976.

[70] R. Adler and P.J. Desmares. An economical touch panel using SAW absorption. *IEEE Transactions on Ultrasonics, Ferroelectrics and Frequency Control*, 34(2) :195 –201, March 1987.

[71] E. Dieulesaint, D. Royer, A. Chaabi, and B. Formery. Lamb wave graphic tablet. *Electronics Letters*, 23(19) :982 –984, 1987.

[72] D. Royer, E. Dieulesaint, and O. Legras. Capteurs à ondes élastiques guidées. *Journal de physique 3, Applied physics, materials science, fluids, plasma and instrumentation*, 2(1) :145–168, 1992.

[73] Jean-Pierre Nikolovski and Fabrice Devige. Plaque acoustique interactive à moyens de traitement du signal perfectionnés, October 2001. Brevet EP1141884.

[74] Matthew Reynolds, Alexandra Mazalek, and Glorianna Davenport. An acoustic position sensing system for large scale interactive displays. In *Sensors, 2007 IEEE*, pages 1193–1196, 2007.

[75] Chris Harrison and Scott E. Hudson. Scratch input : creating large, inexpensive, unpowered and mobile finger input surfaces. In *Proceedings of the 21st annual ACM symposium on User interface software and technology*, UIST '08, page 205–208, New York, NY, USA, 2008. ACM.

[76] Bernard Geaghan and Robert Pechman. Localisation d'un effleurement par la dispersion de paquets d'ondes de vibrations, July 2006. Brevet WO2006071982A3.

[77] Robert Howe and Mark R. Cutkowsky. Dynamic tactile sensing : perception of fine surface features with stress rate sensing. *IEEE Transactions on Robotics and Automation*, 9(2) :12, April 1993.

[78] M. Wiertlewski, J. Lozada, and V. Hayward. The spatial spectrum of tangential skin displacement can encode tactual texture. *IEEE Transactions on Robotics*, 27(3) :461 –472, June 2011.

[79] Y. Liu, J. P. Nikolovski, N. Mechbal, M. Hafez, and M. Vergé. A multi-touch plate based on lamb wave absorption. *Proceedings of the Eurosensors XXIII conference*, 1(1) :156–159, September 2009.

[80] Devin L. Jindrich, Yanhong Zhou, Theodore Becker, and Jack Tigh Dennerlein. Non-linear viscoelastic models predict fingertip pulp force-displacement characteristics during voluntary tapping. *Journal of Biomechanics*, 36(4) :497–503, 2003.

[81] Mathias Fink, Ros Kiri Ing, and Jean-Pierre Nikolovski. Procédé pour localiser un toucher sur une surface et dispositif pour la mise en oeuvre de ce procédé. brevet WO2008142345, November 2008.

[82] Bernard. *CHDensity Estimation for Statistics and Data Analysis (Chapman & Hall/-CRC Monographs on Statistics & Applied Probability)*, volume 26. Chapman and Hall/CRC, 1986.

[83] Yuan Liu, Jean-Pierre Nikolovski, Nazih Mechbal, Moustapha Hafez, and Michel Verge. Tactile objects based on an amplitude disturbed diffraction pattern method. *Applied Physics Letters*, 95(25) :251904, 2009.

[84] Mathias Fink, Ros Kiri Ing, and Jean-Pierre Nikolovski. Procédé pour localiser un toucher sur une surface et dispositif pour la mise en oeuvre de ce procédé, November 2008.

[85] Yuan Liu, Jean-Pierre Nikolovski, Moustapha Hafez, Nazih Mechbal, and Michel Vergé. Acoustic wave approach for multi-touch tactile sensing. In *2009 International Symposium on Micro-NanoMechatronics and Human Science*, Nagoya, Japan, November 2009.

[86] Ros-Kiri Ing, Didier Cassereau, Mathias Fink, and Jean-Pierre Nikolovski. Tactile touch plate with variable boundary conditions. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 123(5) :3643, 2008.

[87] Philip McCord Morse. *Theoretical Acoustics*. Princeton University Press, 1968.

[88] Timothy Thomas Diller, David Schloerb, and Mandayam A. Srinivasan. Frequency response of human skin in vivo to mechanical stimulation, February 2001. Rapport technique, http ://dspace.mit.edu/handle/1721.1/4116, accédé le 27/11/2009.

[89] Daniel Royer and Eugène Dieulesaint. *Ondes élastiques dans les solides, Tome 1. Propagation libre et guidée*. Paris, masson edition, 1996.

[90] Joseph L. Rose. *Ultrasonic waves in solid media*. Cambridge university press edition, September 2004.

[91] Guillemette Ribay. *Localisation de source en milieu réverbérant par Retournement Temporel*. PhD thesis, December 2006.

[92] Ernst Florens Friedrich Chladni. *Traité d'acoustique*. Courcier, 1809.

[93] Pavlakovic and Lowe. Disperse (logiciel), 2003.

[94] Ferroperm. Site internet : http ://www.ferroperm-piezo.com/, accédé le 24/06/2013.

[95] Victor Giurgiutiu. Tuned lamb wave excitation and detection with piezoelectric wafer active sensors for structural health monitoring. *Journal of Intelligent Material Systems and Structures*, 16(4) :291 –305, April 2005.

[96] PI ceramic : Piezo ceramics, custom piezo assemblies, piezo technology, piezoelectrics actuator, PZT transducers.

[97] J. Pohl, C. Willberg, U. Gabbert, and G. Mook. Experimental and theoretical analysis of lamb wave generation by piezoceramic actuators for structural health monitoring. *Experimental Mechanics*, 52(4) :429–438, May 2011.

[98] Ismael Nunez, Ros K. Ing, Carlos Negreira, and Mathias Fink. Transfer and green functions based on modal analysis for lamb waves generation. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 107(5) :2370–2378, 2000.

[99] I. A. Viktorov. *Rayleigh and Lamb waves*. Plenum Press, (New York), 1967.

[100] Elaine R. Serina, C.D. Mote Jr., and David Rempel. Force response of the fingertip pulp to repeated compression—Effects of loading rate, loading angle and anthropometry. *Journal of Biomechanics*, 30(10) :1035–1040, October 1997.

[101] Yoshihiro Tanaka, Akihito Sano, Mayumi Ito, and Hideo Fujimoto. A novel tactile device considering nail function for changing capability of tactile perception. In Manuel Ferre, editor, *Haptics : Perception, Devices and Scenarios*, volume 5024 of *Lecture Notes in Computer Science*, pages 543–548. Springer Berlin / Heidelberg, 2008.

[102] Y. C. Fung. *Biomechanics : Mechanical Properties of Living Tissues*. Springer, 2nd edition, June 1993.

[103] R. Barkmann, S. Lüsse, B. Stampa, S. Sakata, M. Heller, and C.-C. Glüer. Assessment of the geometry of human finger phalanges using quantitative ultrasound in vivo. *Osteoporosis International*, 11(9) :745–755, 2000. 10.1007/s001980070053.

[104] M.B. Wagner, G.J. Gerling, and J. Scanlon. Validation of a 3-d finite element human fingerpad model composed of anatomically accurate tissue layers. *Haptic interfaces for virtual environment and teleoperator systems, 2008. haptics 2008. symposium on*, pages 101–105, March 2008.

[105] Shigeki Ohgitani, Takuo Fujita, Yoshio Fujii, Chiyo Hayashi, and Hisahide Nishio. Nail calcium and magnesium content in relation to age and bone mineral density. *Journal of Bone and Mineral Metabolism*, 23(4) :318–322, 2005.

[106] A.y. Finlay, H. Moseley, and T.c. Duggan. Ultrasound transmission time : an in vivo guide to nail thickness. *British Journal of Dermatology*, 117(6) :765–770, 1987.

[107] G. B. Jemec. Ultrasound structure of the human nail plate. *Archives of Dermatology*, 125(5) :643–646, May 1989.

[108] Henning E. Gierke and Anthony J. Brammer. Chapter 42 -effects of shock and vibration on humans. In *Harris' Shock and Vibration Handbook*, page 62. McGraw-Hill Prof Med/Tech, October 2009.

[109] Uwe Wollina, Martin Berger, and Kerstin Karte. Calculation of nail plate and nail matrix parameters by 20 MHz ultrasound in healthy volunteers and patients with skin disease. *Skin Research and Technology*, 7(1) :60–64, 2001.

[110] S. Timoshenko. *Theory of Elasticity*. McGraw-Hill Publishing Company, 3rd edition, October 1970.

[111] M. A. Srinivasan and K. Dandekar. An investigation of the mechanics of tactile sense using two-dimensional models of the primate fingertip. *Journal of Biomechanical Engineering*, 118(1) :48–55, 1996.

[112] F. Barbagli, A. Frisoli, K. Salisbury, and M. Bergamasco. Simulating human fingers : a soft finger proxy model and algorithm. In *Haptic Interfaces for Virtual Environment and Teleoperator Systems, 2004. HAPTICS '04. Proceedings. 12th International Symposium on*, pages 9 – 17, March 2004.

[113] Arun P. Sripati, Sliman J. Bensmaia, and Kenneth O. Johnson. A continuum mechanical model of mechanoreceptive afferent responses to indented spatial patterns. *Journal of Neurophysiology*, 99(6) :3852–3864, June 2006.

[114] M.A. Srinivasan. Surface deflection of primate fingertip under line load. *Journal of Biomechanics*, 22(4) :343–349, 1989.

[115] Elaine R. Serina, Eric Mockensturm, C.D. Mote Jr, and David Rempel. A structural model of the forced compression of the fingertip pulp. *Journal of Biomechanics*, 31(7) :639 – 646, 1998.

[116] K. L. Johnson. *Contact Mechanics*. Cambridge University Press, August 1987.

[117] N. Xydas and I. Kao. Modeling of contact mechanics with experimental results for soft fingers. In *, 1998 IEEE/RSJ International Conference on Intelligent Robots and Systems, 1998. Proceedings*, volume 1, pages 488 –493, October 1998.

[118] DINBelg 2005 - tableau anthropométrie, 2005. http ://www.dinbelg.be/anthropometrie.htm, accédé le 16/11/2010.

[119] D. T. V. Pawluk and R. D. Howe. Dynamic lumped element response of the human fingerpad. *Journal of Biomechanical Engineering*, 121(2) :178–183, 1999.

[120] Amanda Sue Birch. *Experimental determination of the viscoelastic properties of the human fingerpad*. Thesis, Massachusetts Institute of Technology, 1998. Thesis (S.M.)–Massachusetts Institute of Technology, Dept. of Mechanical Engineering, 1998.

[121] Han Hyun-Yong and S. Kawamura. Analysis of stiffness of human fingertip and comparison with artificial fingers. *Systems, Man, and Cybernetics, 1999. IEEE SMC '99 Conference Proceedings. 1999 IEEE International Conference on*, 2 :800–805, 1999.

[122] Hiroshi Kinoshita, Lars Bäckström, J. Randall Flanagan, and Roland S. Johansson. Tangential torque effects on the control of grip forces when holding objects with a precision grip. *Journal of Neurophysiology*, 78(3) :1619–1630, September 1997.

[123] Feng Wang, Xiang Cao, Xiangshi Ren, and Pourang Irani. Detecting and leveraging finger orientation for interaction with direct-touch surfaces. In *Proceedings of the 22nd annual ACM symposium on User interface software and technology*, UIST '09, page 23–32, New York, NY, USA, 2009. ACM.

[124] Hrvoje Benko, Andrew D. Wilson, and Patrick Baudisch. Precise selection techniques for multi-touch screens. In *Proceedings of the SIGCHI Conference on Human Factors in Computing Systems*, CHI '06, page 1263–1272, New York, NY, USA, 2006. ACM.

[125] R.G. Dong, J.Z. Wu, T.W. McDowell, D.E. Welcome, and A.W. Schopper. Distribution of mechanical impedance at the fingers and the palm of the human hand. *Journal of Biomechanics*, 38(5) :1165 – 1175, 2005.

[126] C.-Y. Fu and M. Oliver. Direct measurement of index finger mechanical impedance at low force. In *Eurohaptics Conference, 2005 and Symposium on Haptic Interfaces for Virtual Environment and Teleoperator Systems, 2005. World Haptics 2005. First Joint*, pages 657 – 659, March 2005.

[127] G. Berselli, M. Piccinini, G. Palli, and G. Vassura. Engineering design of fluid-filled soft covers for robotic contact interfaces : Guidelines, nonlinear modeling, and experimental validation. *Robotics, IEEE Transactions on*, 27(3) :436–449, June 2011.

[128] Martin O. Culjat, David Goldenberg, Priyamvada Tewari, and Rahul S. Singh. A review of tissue substitutes for ultrasound imaging. *Ultrasound in Medicine & Biology*, 36(6) :861–873, 2010.

[129] Han Hyun-Yong, A. Shimada, and S. Kawamura. Analysis of friction on human fingers and design of artificial fingers. *Robotics and Automation, 1996. Proceedings., 1996 IEEE International Conference on*, 4, April 1996.

[130] C.H.D. Tsai, Imin Kao, K. Yoshimoto, M. Hihashimori, and M. Kaneko. An experimental study and modeling of loading and unloading of nonlinear viscoelastic contacts. pages 3404–3409, October 2009.

[131] P. Tiezzi and G. Vassura. Experimental analysis of soft fingertips with internal rigid core. In *Advanced Robotics, 2005. ICAR '05. Proceedings., 12th International Conference on*, pages 109–114, 2005.

[132] Smooth-on, inc, August 2013. http ://www.smooth-on.com/Silicone-Rubber-an/c2/index.html, accédé le 16/08/2013.

[133] Francesco Lanza di Scalea and Salvatore Salamone. Temperature effects in ultrasonic lamb wave structural health monitoring systems. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 124(1) :161–174, July 2008.

[134] K. Salama and C. K. Ling. The effect of stress on the temperature dependence of ultrasonic velocity. *Journal of Applied Physics*, 51(3) :1505, 1980.

[135] Guillemette Ribay, Stefan Catheline, Dominique Clorennec, Ros-Kiri Ing, Nicolas Quieffin, and Mathias Fink. Acoustic impact localization in plates : properties and stability to temperature variation. *Ultrasonics, Ferroelectrics and Frequency Control, IEEE Transactions on*, 54(2) :378–385, February 2007.

[136] Robert L. Forgacs. An improved sing-around system for ultrasonic velocity measurements. *Instrumentation, IRE Transactions on*, I-9(3) :359 –367, December 1960.

[137] J. Williams and J. Lamb. On the measurement of ultrasonic velocity in solids. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 30(4) :308–313, 1958.

[138] Keishi Negita and Hiroshi Takao. Superposed pulse echo overlap method for ultrasonic sound velocity measurement. *Review of Scientific Instruments*, 60(11) :3519–3521, November 1989.

[139] A.R. Selfridge. Approximate material properties in isotropic materials. *Sonics and Ultrasonics, IEEE Transactions on*, 32(3) :381 –394, May 1985.

[140] Ned D. Arnold and Arthur H. Guenther. Experimental determination of ultrasonic wave velocities in plastics as functions of temperature. i. common plastics and selected nose-cone materials. *Journal of Applied Polymer Science*, 10(5) :731–743, 1966.

[141] James R. Asay and Arthur H. Guenther. Experimental determination of ultrasonic wave velocities in plastics as functions of temperature. IV. shear velocities in common plastics. *Journal of Applied Polymer Science*, 11(7) :1087–1100, 1967.

[142] Ensinger. http ://ensinger-inc.com, accédé le 10/03/2013.

[143] DuraForm ® PA plastic, March 2013. http ://production3dprinters.com/materials/duraform-pa-plastic, accédé le 10/03/2013.

[144] Theodore L. Rhyne. Radiation coupling of a disk to a plane and back or a disk to a disk : An exact solution. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 61(2) :318, 1977.

[145] Kushibiki and M. Arakawa. Diffraction effects on bulk-wave ultrasonic velocity and attenuation measurements. *Journal of the Acoustical Society of America*, 108(2) :564–73, 2000.

[146] Abdellatif Bey Temsamani, Steve Vandenplas, Mikaya L. Lumöri, and Leo Van Biesen. Experimental validation for the diffraction effect in the ultrasonic field of piston transducers and its influence on absorption and dispersion measurements. *Transactions on ultrasonics and frequency control*, 48(2), March 2001.

[147] Hajime Seki, Andrew Granato, and Rohn Truell. Diffraction effects in the ultrasonic field of a piston source and their importance in the accurate measurement of attenuation. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 28(2) :230, 1956.

[148] Peter R. Stepanishen. Transient radiation from pistons in an infinite planar baffle. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 49(5B) :1629–1638, 1971.

[149] Charles J. Daly and N. A. H. K. Rao. The arccos and lommel formulations—Approximate closed-form diffraction corrections. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 105(6) :3067–3077, 1999.

[150] Gordon S. Kino. *Acoustic waves : devices, imaging, and analog processing*. Prentice-hall edition, 1987.

[151] Espen Storheim, Per Lunde, and Magne Vestrheim. Diffraction correction in ultrasonic fields for measurements of sound velocity in gas. conventional and alternative methods. Geilo, Norway, January 2011.

[152] Peter H. Rogers and A. L. Van Buren. An exact expression for the lommel-diffraction correction integral. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 55(4) :724, 1974.

[153] Sonia H. Contreras Ortiz, Tsuicheng Chiu, and Martin D. Fox. Ultrasound image enhancement : A review. *Biomedical Signal Processing and Control*, 7(5) :419–428, September 2012.

[154] Charles J. Daly and N.A.H.K. Rao. Time- and frequency-domain descriptions of spatially averaged one-way diffraction for an unfocused piston transducer. *Ultrasonics*, 37(3) :209–221, March 1999.

[155] Jack D. Gaskill. *Linear systems, Fourier transforms, and optics*. Wiley, June 1978.

[156] Charles J. Daly and N. A. H. K. Rao. A spatially averaged impulse response for an unfocused piston transducer. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 105(3) :1563–1566, 1999.

[157] Constant climate chamber KMF 240 : KMF series from BINDER / BINDER GmbH. http ://www.binder-world.com/en/products/constant-climate-chambers/kmf-series/kmf-240, accédé le 27/03/2013.

[158] Olympus-ims. http ://www.olympus-ims.com/fr/, accédé le 27/03/2013.

[159] Francesco Simonetti. *Sound propagation in lossless waveguides coated with attenuative materials*. Mechanical engineering department, Imperial College London, London, 2003.

[160] Kazuhito Nishikawa, Yuji Hirose, Osamu Urakawa, Keiichiro Adachi, Akira Hatano, and Yuji Aoki. Ultrasonic absorption and relaxations in ABS composite polymers. *Polymer*, 43(4) :1483 – 1490, 2002.

[161] Olympus/Panametrics -normal incidence shear wave transducers. http ://www.olympus-ims.com/fr/ultrasonic-transducers/shear-wave/, accédé le 10/04/2013.

[162] Dharmendra and Shri Pandey. Ultrasonics : a technique of material characterization. In Don Dissanayake, editor, *Acoustic Waves*, pages 397–430. September 2010.

[163] Thierry Ditchi, Claude Alquie, and Jacques Lewiner. Broadband determination of ultrasonic attenuation and phase velocity in insulating materials. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 94(6) :3061–3066, 1993.

[164] Dharmendra Kumar Pandey and Shri Pandrey. Acoustic waves - chapter 2 : Ultrasonics : A technique of material characterization. In *Acoustic waves*. September 2010.

[165] Edward F. Crawley and Javier De Luis. Use of piezoelectric actuators as elements of intelligent structures. *AIAA Journal*, 25(10) :1373–1385, October 1987.

[166] Hoon Sohn and Sang Jun Lee. Lamb wave tuning curve calibration for surface-bonded piezoelectric transducers. *Smart Materials and Structures*, 19(1) :015007, January 2010.

[167] Yun-Kyu An and Hoon Sohn. Instantaneous crack detection under varying temperature and static loading conditions. *Structural Control and Health Monitoring*, 17(7) :730–741, 2010.

[168] Yinghui Lu and Jennifer E. Michaels. A methodology for structural health monitoring with diffuse ultrasonic waves in the presence of temperature variations. *Ultrasonics*, 43(9) :717–731, October 2005.

[169] Karl F. Graff. *Wave motion in elastic solids*. Courier Dover Publications, 1975.

[170] Richard L. Weaver and Oleg I. Lobkis. Temperature dependence of diffuse field phase. *Ultrasonics*, 38(1-8) :491–494, March 2000.

[171] J.-P. Nikolovski. Moderately reverberant learning ultrasonic pinch panel. *IEEE Transactions on Ultrasonics, Ferroelectrics and Frequency Control*, 60(10) :2105–2120, October 2013.

[172] Mihai Valentin M. Predoi, Mounsif Ech Cherif El Kettani, Zahia Hamitouche, and Cristian Catalin Petre. Guided waves in plates with linear variation of thickness. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 123(5) :3834–3834, 2008.

[173] P. Flandrin and J.P. Sessarego. Méthodes temps-fréquence en acoustique. *COLLOQUE DE PHYSIQUE, Colloque C2, supplbment au n02*, page 10, 1990.

[174] M.E. Zakharia and J.-P. Sessarego. Application of time-frequency analysis to NDE. In *Ultrasonics Symposium, 1991. Proceedings., IEEE 1991*, pages 809–818 vol.2, 1991.

[175] Marc Niethammer, Laurence J. Jacobs, Jianmin Qu, and Jacek Jarzynski. Time-frequency representations of lamb waves. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 109(5) :1841–1847, 2001.

[176] Fabien Millioz and Nadine Martin. Time-frequency segmentation for engine speed monitoring. In *13th International Congress on Sound and Vibration*, Vienna, Austria, July 2006.

[177] Robert A Brown and Richard Frayne. A fast discrete s-transform for biomedical signal processing. *Conference Proceedings : ... Annual International Conference of the IEEE Engineering in Medicine and Biology Society. IEEE Engineering in Medicine and Biology Society. Conference*, 2008 :2586–2589, 2008. PMID : 19163232.

[178] Piervincenzo Rizzo and Francesco Lanza di Scalea. Discrete wavelet transform to improve guided-wave-based health monitoring of tendons and cables. In *Smart Structures and Materials*, volume 5391, pages 523–532. SPIE, 2004.

[179] Y. Ding, R. L. Reuben, and J. A. Steel. A new method for waveform analysis for estimating AE wave arrival times using wavelet decomposition. *NDT & E International*, 37(4) :279–290, 2004.

[180] M. Chiollaz and B. Favre. Caractérisation fine de bruits moteurs par analyse temps-référence de wigner-ville. *Traitement du signal*, 8(5) :301–318, 1991.

[181] Bertrand Bogarede. Moteurs piézoélectriques, techniques de l'ingénieur (ref. article : d3765).

[182] IEEE standard on piezoelectricity 176, 1987.

[183] A. Ilan and J. P. Weight. The propagation of short pulses of ultrasound from a circular source coupled to an isotropic solid. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 88(2) :1142–1151, 1990.

[184] Noliac. www.noliac.com, accédé le 14/02/2014.

[185] T.l. Jordan and Z. Ounaies. Characterization of piezoelectric ceramic materials. In *Encyclopedia of Smart Materials*. John Wiley & Sons, Inc., 2002.

[186] Olympus-Panametrics_Precision thickness gages, transducers and accessories. http ://www.olympus-ims.com/fr/precision-thickness-gages-transducers/, accédé le 22/11/2011.

[187] Charles J. Daly. The arccos and lommel diffraction formulations : An approximate fourier transform pair leading to a unified theory of spatially averaged diffraction corrections for ultrasonic piston transducers operating in pulsed mode, 1998. Rapport technique, Rochester Institue of Technology.

[188] E. Wolf. Light distribution near focus in an error-free diffraction image. *Proceedings of the Royal Society of London. Series A. Mathematical and Physical Sciences*, 204(1079) :533–548, January 1951.

Annexes

Résolution numérique de l'équation de Rayleigh-Lamb

La section I.3.1 présente les ondes de Lamb dans les plaques et les coques. À partir de l'équation fondamentale de la dynamique, il a été démontré l'obtention de l'équation de dispersion de Rayleigh-Lamb, reliant le nombre d'onde $k = \omega/c$ aux vitesses de propagation des ondes de volumes dans le matériau c_L et c_T, pour une épaisseur $2h$:

$$\frac{\tan(qh+\alpha)}{\tan(ph+\alpha)} = -\frac{4k^2pq}{(k^2-q^2)^2},$$

avec $p^2 = (\omega/c_L)^2 - k^2$, $q^2 = (\omega/c_T)^2 - k^2$ et $\alpha = 0$ ou $\pi/2$, respectivement pour le mode symétrique ou antisymétrique.

La résolution numérique consiste à parcourir l'ensemble des fréquences d'intérêts et à relever les valeurs des vitesses de Lamb pour lesquelles l'équation est vérifiée (Rose [90]).

On obtient ainsi les courbes de dispersion théorique des modes de Lamb sur une plage de fréquences d'intérêts pour les matériaux dont on connait les vitesses des ondes de volume. Les figures IV.32 et IV.33 illustrent ces résultats pour l'ABS et le PA12 aux températures de 25°C et de 40°C.

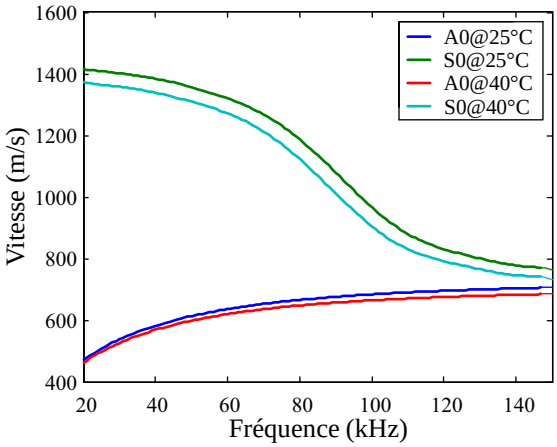


FIGURE IV.32 – Courbes de dispersion théoriques pour 25°C et 40°C dans une plaque d'ABS de 3 mm d'épaisseur.

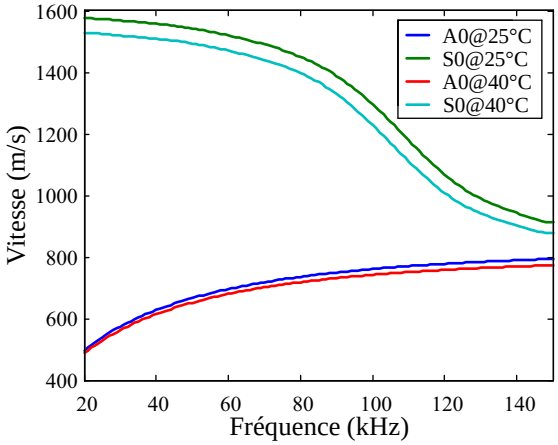


FIGURE IV.33 – Courbes de dispersion théoriques pour 25°C et 40°C dans une plaque de PA12 de 3 mm d'épaisseur.

```
% Paramètres
% Ondes de volumes, modèles d'après mesures expérimentales sur les matériaux
pVLABS = [-2.84, 2168]; pVTABS = [-1.62, 805];
pVLPA12 = [-5.53, 2146];
pVTPA12(1,:) = [-0.0275, -0.088, 926]; % 30%
RH pVTPA12(2,:) = [-0.0305, 0.39, 900]; % 55%
RH pVTPA12(3,:) = [-0.0331, 0.346, 899]; % 80% RH

% Vitesse à la température de 25C pour l'ABS
VL = polyval(pVLABS, 25); VT = polyval(pVTABS, 25);

d = 3e-3; % épaisseur
h = d/2; % demi-épaisseur
% vecteur fréquences évaluées
f = 10e3:50:150e3;
% Vecteur vitesses possibles
VP=1:1:5500;

% Vecteurs des vitesses de Lamb
Vit_A = []; Vit_S = [];
% nb de modes
mmax_A = 1; mmax_S = 1;
for i=1:1:length(f),
    % Parametres du determinant de l'equation de Rayleigh-Lamb
    w = 2 * pi * f(i);
    kn = (w ./ VP).^2; % Nombre d'onde du mode de Lamb
    p = ((w ./ VL).^2 - kn).^.5;
    q = ((w ./ VT).^2 - kn).^.5;

    % Symetrique
    detS = real((4*kn.*p.*tan(p*h) ./ ((w./VT).^2 - 2*kn).^2) + (tan(q*h) ./ q) );
    VS_temp = VP(abs(diff(sign(detS))) > 0);
    % nb modes max
    if (size((VS_temp),2) > mmax_S), mmax_S = size((VS_temp),2); end;
    % Matrice de resultats
    Vit_S(i , 1:size((VS_temp),2)) = VS_temp;

    % Antisymetrique
    detA = real(q.*tan(q*h) + (((w./VT).^2 - 2*kn).^2.*tan(p*h) ./ (4*kn.*p)));
    VA_temp = VP(abs(diff(sign(detA))) > 0);
    % nb modes max
    if (size((VA_temp),2) > mmax_A), mmax_A = size((VA_temp),2); end;
    % Matrice de resultats
    Vit_A(i , 1:size((VA_temp),2)) = VA_temp;
end;

% Elimine les zeros
Vit_A(Vit_A==0) = NaN; Vit_S(Vit_S==0) = NaN;

% Affichage
figure;
plot(f*1e-3,Vit_A, '*',f*1e-3,Vit_S, '*');
xlabel('Fréquence (KHz)'); ylabel('Vitesse de phase (m/s)');
title(['Vitesses de phase des modes de Lamb (ép. ' num2str(d*1e3) 'mm)']);
leg = [];
for k=1:size(Vit_A,2), leg = [leg; ['A' num2str(k-1)]]; end; % Legende Antisymetrique
for k=1:size(Vit_S,2), leg = [leg; ['S' num2str(k-1)]]; end; % Legende Symetrique
legend(leg);
```

Directivité des transducteurs par fonction de Green des ondes de Lamb

La réponse et la directivité d'un transducteur piézoélectrique fonctionnant en deux demi-disque en opposition de phase, est calculée comme la somme des contributions des fonctions de Green de chaque point discrétisé, de chaque demi-disque.

```
function value = green_lamb_g(r,h,f,clamb,cl,ct,u)
% r : rayon, h : épaisseur, f : fréquence du signal, clamb : vitesse de phase,
% cl : vitesse longitudinale, ct : vitesse transversale, u : coefficient de Lamé
%
d = h/2;
% Nombre d'onde
k = 2*pi*f/clamb;
% Composantes tangentielles du nombre d'onde
Sn = sqrt( k^2 - (2*pi*f/ct)^2 );
Qn = sqrt( k^2 - (2*pi*f/cl)^2 );
% Dérivée du déterminant de Rayleigh-Lamb
dA = (4*k^3 + 4*k*Sn^2)*cosh(Sn*d)*sinh(Qn*d)-8*k*Qn*Sn*sinh(Sn*d)*cosh(Qn*d);
% Fonction de green antisymétrique
HA = (1i*pi/u)*(Qn*(Sn^2-k^2)*cosh(Sn*d)*cosh(Qn*d))/dA;
value = (1/(2*pi))^2 * HA * exp(1i*k*r) / (-1i * 2 * pi * f);
```

```
%% Déclaration Variables
% Transducteur (mm)
% Rayon, épaisseur, séparation des pôles
PZT_r = 30/2; PZT_ep = 0.5; PZT_sep = 1;
mes_r = 160/2; % Rayon du cercle de mesure (mm)
np = 360; % Nombre de points sur périmètre
PZT_n = 200e3; % Nombre de points discrétisés sur PZT
f = 40.4e3; % Fréquence d'excitation (Hz)
% Verre borosilicate
% Epaisseur, coefficient de Lamé mu, vitesses T, L et A0
M_ep = 3.3e-3; M_lame = 26.1e9; VL = 5592; VT = 3424; VA = 800;
% Disque divisé en PZT_n petits disques centrés sur 0
rm = sqrt(PZT_r^2/PZT_n); % Rayons des PZT_n disques
am = (360*2*rm)/(2*pi*PZT_r); % Discrétisation du périmètre extérieur (delta angle)
nray=fix(PZT_r/rm); % Nb points par rayon
% Coordonnées des N points du PZT
ray=linspace(0, PZT_r, nray);
pts = zeros(2,fix(PZT_r/rm) * fix(360/am));
clear pts ptsp ptsn
i = 1;
for ang=0:am:360-am,
    pts(1,i:i+nray-1) = ray.*cosd(ang); % x
    pts(2,i:i+nray-1) = ray.*sind(ang); % y
    % Nb de points calculés
    i = i + nray + 1;
end;
% Suppression des points sur la bande milieu
ind = find ((pts(1,:) > (PZT_sep/2))); ptsp(1,:) = pts(1, ind); ptsp(2,:) = pts(2, ind);
ind = find ((pts(1,:) < (-PZT_sep/2))); ptsn(1,:) = pts(1, ind); ptsn(2,:) = pts(2, ind);
% Pour chaque point du cercle de mesure
val1 = zeros(np,1)'; val2 = zeros(np,1)';
for j=1:np,
    ang = 360/np * j;
    xm = mes_r * cosd(ang);
    ym = mes_r * sind(ang);
    % Pour chaque point positif du piezo
    dist = sqrt( (xm - ptsp(1,:)).^2 + (ym - ptsp(2,:)).^2 );
    % Somme de l'influence de chaque point par la fonction de Green pour un angle
    % d'observation donné
    ang = 360/np * j;
    val1(j) = sum( real( green_lamb_g(dist*1e-3,M_ep,f,VA,VL,VT,M_lame) ));
    % Pour chaque point négatif du piezo
    dist = sqrt( (xm - ptsn(1,:)).^2 + (ym - ptsn(2,:)).^2 );
    % Somme de l'influence de chaque point par la fonction de Green pour un angle
    % d'observation donné
    ang = 360/np * j;
    val2(j) = sum( real( green_lamb_g(dist*1e-3,M_ep,f,VA,VL,VT,M_lame) ));
    disp(['Angle : ' num2str(360/np * j)]);
end;
val = val1 - val2; % Valeur résultante
%% Affichage des résultats
figure; polar(degtorad(linspace(1,360,np)), abs(val)/max(abs(val)));
```

Dimensionnement de la structure du doigt artificiel

Un programme Matlab a permis d'effectuer l'optimisation des paramètres de la structure porteuse du doigt artificiel.

```
% Constantes
phi = 60; a = 90; d = 83; theta1 = 15; theta2 = 60;
MaxErr = 1e9;
% Recherche d'erreur minimale pour des plages de valeurs de "ap" et "dp"
for ap = 25:60,
    for dp = 30:80,
        try
        F = @(x)([dp*sind(phi) + x(1)*cosd(asind(((a-ap)*cosd(theta1)...
        +d*cosd(phi)-x(3))/x(1)))- x(2)*cosd(asind((a*cosd(theta1)...
        +(d-dp)*cosd(phi)-x(3))/x(2))) - ap*sind(theta1),...
            dp*sind(phi) + x(1)*cosd(asind(((a-ap)*cosd(theta2)+d*cosd(phi)-x(3))/x(1)))
              ...
        - x(2)*cosd(asind((a*cosd(theta2)+(d-dp)*cosd(phi)-x(3))/x(2)))...
        - ap*sind(theta2), a*cosd(theta2) + (d - dp)*cosd(phi) - x(3)]);

        x0 = [30, 60, 70];  % Initisalisation
        options=optimset('Display','off');%'iter');   % Options
        [x,fval] = fsolve(F,x0,options);

        if (norm(fval) < MaxErr),
            MaxErr = norm(fval);
            disp(num2str(fval));
            b = x(1); c = x(2); OPx = x(3);
            disp(['ap=' num2str(ap) ';dp=' num2str(dp) ';OPx=' num2str(OPx)...
                '; => b=' num2str(b) ' , c=' num2str(c)]);
        end;
        catch Err
            disp(Err);
        end;
    end;
end;
disp('Fin');
```

Méthode de calcul par différences finies dans le domaine temporel

Cette méthode FDTD (*Finite Difference Time-Domain* en anglais), introduite par Kane S. Yee en 1966, permet de résoudre des équations différentielles dépendantes du temps.

On considère une décomposition en série de Taylor d'une fonction $u(x)$:

$$u(x) = \sum_{n=0}^{\infty} \frac{(x-x_i)^n}{n!} \left(\frac{\partial^n u}{\partial x^n}\right)_i, \; u \in \mathbb{C}^{\infty}([0,X]). \tag{IV.5}$$

Soit :

$$\begin{aligned} (1) : u_{i+1} &= u_i + \Delta x \left(\frac{\partial u}{\partial x}\right)_i + \frac{(\Delta x)^2}{2}\left(\frac{\partial^2 u}{\partial x^2}\right)_i + \frac{(\Delta x)^3}{6}\left(\frac{\partial^3 u}{\partial x^3}\right)_i + \dots \\ (2) : u_{i-1} &= u_i - \Delta x \left(\frac{\partial u}{\partial x}\right)_i + \frac{(\Delta x)^2}{2}\left(\frac{\partial^2 u}{\partial x^2}\right)_i - \frac{(\Delta x)^3}{6}\left(\frac{\partial^3 u}{\partial x^3}\right)_i + \dots \end{aligned} \tag{IV.6}$$

On considère une espace discrétisé dans lequel l'écart entre deux points correspond au pas de grille $\Delta x = x - x_i$. Il est ainsi possible d'exprimer les dérivées selon une approximation par différenciation d'états, en des points voisins de celui considéré. Plusieurs formes de différences finies peuvent être écrites :

- Différence *avant* : $\left(\frac{\partial u}{\partial x}\right)_i = \frac{u_{i+1}-u_i}{\Delta x} - \frac{\Delta x}{2}\left(\frac{\partial^2 u}{\partial x^2}\right)_i - \frac{(\Delta x)^2}{6}\left(\frac{\partial^3 u}{\partial x^3}\right)_i + \dots$
- Différence *arrière* : $\left(\frac{\partial u}{\partial x}\right)_i = \frac{u_i-u_{i-1}}{\Delta x} + \frac{\Delta x}{2}\left(\frac{\partial^2 u}{\partial x^2}\right)_i - \frac{(\Delta x)^2}{6}\left(\frac{\partial^3 u}{\partial x^3}\right)_i + \dots$
- Différence *centrale* : $\left(\frac{\partial u}{\partial x}\right)_i = \frac{u_{i+1}-u_{i-1}}{2\Delta x} - \frac{(\Delta x)^2}{6}\left(\frac{\partial^3 u}{\partial x^3}\right)_i + \dots$

Et en tronquant la partie de la série correspondants aux termes d'ordres supérieurs (en rouge), on induit une erreur dans l'approximation qui est réduite si le pas de grille tends vers zéro :

$$\frac{\partial u}{\partial x} = \lim_{\Delta x \to 0} \frac{u(x+1)-u(x)}{\Delta x}.$$

Pour des dérivées du deuxième ordre, on peut définir les formulations suivantes en combinant les formulations de l'équation (IV.6) :

$$\begin{aligned} \left(\frac{\partial^2 u}{\partial x^2}\right)_i &\approx \frac{u_{i+1}-2u_i+u_{i-1}}{(\Delta x)^2} \\ \left(\frac{\partial^2 u}{\partial x \partial y}\right)_i &\approx \frac{u_{i+1,j+1}-u_{i+1,j-1}-u_{i-1,j+1}+u_{i-1,j-1}}{4\Delta x \Delta y} \end{aligned} \tag{IV.7}$$

Simulation FDTD fluide

L'équation de propagation dans un fluide parfait, non-visqueux et compressible [89], relie les vitesses à la pression P et aux forces extérieures f_i. La pression P s'exprime comme la dilatation dans le fluide compressible, caractérisé par sa constante de rigidité c_{11}, produit de la masse volumique ρ et de la vitesse de propagation longitudinale V_L dans le fluide et au carré $c_{11} = \rho V_L^2$. En pratique, on néglige les forces extérieures en considérant des variations de vitesses et de pression autour de l'équilibre. L'excitation est introduite sous forme d'une source de pression P_{exct}. Les équations s'écrivent :

$$\begin{cases} \rho \dfrac{\partial v_i}{\partial t} = -\vec{\text{grad}} P + f_i \\ \\ \dfrac{\partial P}{\partial t} = -c_{11}\, \text{div}\vec{v} + P_{exct} \end{cases} \tag{IV.8}$$

En utilisant une formulation par différences finies, comme détaillée dans l'annexe IV.4, on peut exprimer les équations précédentes par des formules dépendantes du pas de grille $\Delta r = \Delta x = \Delta y = \Delta z$ dans un repère cartésien (x, y, z), et du pas de temps Δt :

$$\begin{cases} v_i^{n+1} = v_i + \dfrac{\Delta t}{\rho\, \Delta r} \dfrac{\partial P}{\partial x_i} \\ \\ P^{n+1} = P + \dfrac{\Delta t\, c_{11}}{\Delta r} \text{div}\vec{v} + \Delta t\, P_{exct} \end{cases} \tag{IV.9}$$

Une programmation dans Matlab permet de simuler des fronts d'ondes pour des transducteurs et récepteurs de différents diamètres à des distances données.

```
% Initialisation des variables
% Espace "LX", "LY", "LZ" de "NX", "NY" et "NZ" points
% Pas de grille "dr" et de temps "dt"
% Source à une distance "DistSource" de l'origine en Z
% "N" impulsions sinusoïdales à la fréqeunce "f"
% Récepteurs aux distances "DistRec" et "DistRec2"
% Initialisation des matrices "T", "VX", "VY", "VZ"

% Indices de référence
SeposY = round(PSeY/dr);
Recpos = round(DistRec/dr);
Recpos2 = round(DistRec2/dr);
Eind = round(DistSource/dr);
MatSource = dt * cat(3,zeros(NX,NY,round(DistSource/dr)-1),Seind,...
            zeros(NX,NY,NZ-round(DistSource/dr)));
coef1 = c11*dt/dr; coef2 = dt/dr/rho;

% Propagation dans le temps
for t=1:length(tps);
    % MAJ des contraintes
    T = T + coef1*( cat(1,zeros(1,NY,NZ),diff(VX,1,1),zeros(1,NY,NZ))...
    + cat(2,zeros(NX,1,NZ),diff(VY,1,2),zeros(NX,1,NZ))...
    + cat(3,zeros(NX,NY,1),diff(VZ,1,3),zeros(NX,NY,1)))...
                                + DSe(t) * MatSource;

    % MAJ des vitesses
    VX = VX + coef2* diff(T,1,1);
    VY = VY + coef2* diff(T,1,2);
    VZ = VZ + coef2* diff(T,1,3);

    % Enregistrement
    ResXZ(:,:,t) = T(:,SeposY,:);
    ResXY(:,:,t) = T(:,:,Recpos);
    IntRec(t) = mean(mean(T(:,:,Recpos).*Reind));
    IntRec2(t) = mean(mean(T(:,:,Recpos2).*Reind));
    disp([num2str(t) '/' num2str(length(tps))]);
end;
```

Simulation FDTD en coordonnées cylindriques

À partir de la base théorique présentée à l'annexe IV.4, on peut effectuer la même démarche pour un espace de rayonnement de coordonnées cylindriques (r, θ, z). Les transducteurs étant circulaires, on considère l'ensemble des projections sur un plan, formant une géométrie de révolution autour de l'axe (z). La divergence des vitesses div$\vec{v}$ en négligeant la composante selon θ, s'écrit désormais en coordonnées cylindriques :

$$\text{div}\vec{v} = \frac{u_r}{r} + \frac{\partial v_r}{\partial r} + \frac{\partial v_z}{\partial z}. \tag{IV.10}$$

L'émetteur rayonne de manière uniforme autour de l'axe de révolution et seules les déplacements et contraintes selon les axes r et z seront considérés. On pourra donc calculer les pressions et les vitesses dans un plan $(r, 0, z)$.

En utilisant une formulation en différences finies, comme détaillée dans l'annexe IV.4, on peut exprimer les équations précédentes par des formules dépendantes du pas de grille $\Delta h = \Delta r = \Delta z$ dans le repère cylindrique réduit aux composantes (r, z), et du pas de temps Δt :

$$\begin{cases} P^{n+1} = P + \Delta t\, c_{11}\, \text{div}\vec{v} + \Delta t\, P_{exct} \\ \\ v_i^{n+1} = v_i + \dfrac{\Delta t}{\rho}\, \dfrac{\partial P}{\partial x_i} \end{cases} \tag{IV.11}$$

Une programmation dans Matlab permet de simuler des fronts d'ondes pour des transducteurs de différents diamètres dans un fluide, et pour un repère cylindrique réduit à deux dimensions en raison de la géométrie de révolution.

```
% Initialisation des variables
% Espace de taille "LR" et "LZ" avec "NR" et "NZ" points
% Pas de grille "dr" et de temps "dt"
% Source à une distance "DistSource" de l'origine en Z
% "N" impulsions sinusoïdales à la fréqeunce "f"
% Récepteurs aux distances "DistRec" et "DistRec2"
% Initialisation des matrices "T", "VR", "VZ"

% Indices de référence
Recpos = round(DistRec/dr);
Recpos2 = round(DistRec2/dr);
Eind = fix(DistSource/dr);
MatSource = logical(cat(2,zeros(NR,Eind-1),[1 ; Seind'],zeros(NR,NZ-Eind)));
coef1 = c11*dt/dr; coef2 = dt/dr/rho;

% Propagation dans le temps
for t=1:length(tps);
    % MAJ des contraintes
    T = T + coef1*( cat(1,zeros(1,NZ),diff(VR,1,1),zeros(1,NZ))...
        + cat(2,zeros(NR,1),diff(VZ,1,2),zeros(NR,1)) )...
        + coef2*cat(1,zeros(1,NZ),VR(2:end,:)...
    +VR(1:end-1,:),zeros(1,NZ)) ./ (2*(ones(NZ,1)*(1:NR))')...
        + PAmp * dt * DSe(t) * MatSource;

    T(1,:) = T(2,:); % Condition sur l'axe

    % MAJ des vitesses
    VR = VR + coef2* diff(T,1,1);
    VZ = VZ + coef2* diff(T,1,2);

    % Conditions sur l'axe pour les vitesses
    VR(1,:) = zeros(1,NZ);
    VZ(1,:) = VZ(2,:);

    % Enregistrement
    ResRZ(:,:,t) = T;
    IntRec(t) = pi*dr*trapz(T(:,Recpos).*[1 Reind]');
    IntRec2(t) = pi*dr*trapz(T(:,Recpos2).*[1 Reind]');
    disp([num2str(t) '/' num2str(length(tps))]);
end;
```

En considérant un solide isotrope, les contraintes sont exprimées par la loi de Hooke en fonction des paramètres de Lamé comme dans l'équation (I.8), et l'équation du mouvement [89] s'écrit :

$$\rho \frac{\partial^2 \vec{u}}{\partial t^2} = (\lambda + \mu)\, \vec{\text{grad}}\,(\text{div}\,(\vec{u})) + \mu \Delta \vec{u}. \qquad \text{(IV.12)}$$

Les termes du gradient de la divergence du déplacement et du laplacien, dans lesquels on néglige la composante angulaire θ, peuvent être exprimés en coordonnées cylindriques par

une représentation dans le plan à deux dimensions (r,z) :

$$\vec{\text{grad}}\left(\text{div}\vec{u}\right) = \begin{cases} \dfrac{\partial}{\partial r}\left(\dfrac{u_r}{r}\right) + \dfrac{\partial^2 u_r}{\partial r^2} + \cancel{\dfrac{\partial^2 u_\theta}{r\,\partial r\,\partial\theta}} + \dfrac{\partial^2 u_Z}{\partial z^2} \\ \cancel{\dfrac{\partial u_r}{r\,\partial\theta}} + \cancel{\dfrac{\partial^2 u_r}{\partial r\,\partial\theta}} + \cancel{\dfrac{\partial^2 u_\theta}{r\,\partial\theta^2}} + \cancel{\dfrac{\partial^2 u_Z}{\partial z\,\partial\theta}} \\ \dfrac{\partial u_r}{r\,\partial z} + \dfrac{\partial^2 u_r}{\partial r\,\partial z} + \cancel{\dfrac{\partial^2 u_\theta}{r\,\partial\theta\,\partial z}} + \dfrac{\partial^2 u_Z}{\partial z^2} \end{cases} \tag{IV.13}$$

$$\Delta\vec{u} = \begin{cases} \Delta u_r - \cancel{\dfrac{2}{r^2}\dfrac{\partial u_\theta}{\partial\theta}} - \dfrac{u_r}{r^2} \\ \cancel{\Delta u_\theta + \dfrac{2}{r^2}\dfrac{\partial u_r}{\partial\theta} - \dfrac{u_\theta}{r^2}} \quad \text{avec } \Delta f = \dfrac{\partial^2 f}{\partial r^2} + \dfrac{\partial f}{r\,\partial r} + \cancel{\dfrac{\partial^2 f}{r^2\,\partial\theta^2}} + \dfrac{\partial^2 f}{\partial z^2} \\ \Delta u_z \end{cases} \tag{IV.14}$$

En arrangeant et en exprimant l'équation en fonction des vitesses de propagation longitudinale et transversale, respectivement $V_L^2 = (\lambda + 2\mu)/\rho$ et $V_T^2 = \mu/\rho$, les déplacements selon les composantes r et z s'écrivent :

$$\begin{cases} \dfrac{\partial^2 u_r}{\partial t^2} = V_L^2\left[\dfrac{\partial^2 u_r}{\partial r^2} + \dfrac{\partial u_r}{r\,\partial r} - \dfrac{u_r}{r^2}\right] + \left(V_L^2 - V_T^2\right)\dfrac{\partial^2 u_z}{\partial r\,\partial z} + V_T^2\dfrac{\partial^2 u_r}{\partial z^2} \\ \dfrac{\partial^2 u_z}{\partial t^2} = V_L^2\dfrac{\partial^2 u_z}{\partial z^2} + \left(V_L^2 - V_T^2\right)\left[\dfrac{\partial^2 u_r}{\partial r\,\partial z} + \dfrac{\partial u_r}{r\,\partial z}\right] + V_T^2\left[\dfrac{\partial^2 u_z}{\partial r^2} + \dfrac{\partial u_z}{r\,\partial r}\right] \end{cases} \tag{IV.15}$$

En utilisant deux maillages superposés de points correspondants aux composantes selon r et z du vecteur vitesse et avec des différences finies centrales détaillées dans l'annexe IV.4, une implémentation Matlab permet de simuler l'émission d'ondes acoustiques dans nos matériaux. Un traitement particulier a été fait sur les points de l'axe z pour éviter une division par zéro et sur les différentes surfaces afin d'annuler les contraintes, comme détaillé dans la publication [183].

```
% Initialisation des variables
% Espace de taille "LR" et "LZ" avec "NR" et "NZ" points
% Pas de grille "dr" et de temps "dt"
% Source à une distance "DistSource" de l'origine en Z
% "N" impulsions sinusoïdales à la fréqeunce "f"
% Récepteurs aux distances "DistRec" et "DistRec2"
% Initialisation des matrices de déplacements "UR", "UZ" avec les variantes "URf", "UZf"
  pour l'état futur et "URo", "UZo" pour l'état précédent

% Indices de référence
Recpos = round(DistRec/dr);
Recpos2 = round(DistRec2/dr);
Eind = fix(DistSource/dr);
MatSource = logical(cat(2,zeros(NR,Eind-1),[1 ; Seind'],zeros(NR,NZ-Eind)));
% Constantes
coef1 = dt^2*VL^2/(dr^2); coef2 = dt^2*VT^2/(dr^2); coef3 = dt^2*(VL^2-VT^2)/(4*dr^2);
coef3b = dt^2*(VL^2-VT^2)/(2*dr); coef4 = dt^2*VL^2/(2*dr); coef4b = dt^2*VT^2/(2*dr);
coef5 = dt^2*VL^2; MatR = (ones(NZ,1)*[1 Rpts(2:end)])';

% Propagation dans le temps
for t=1:length(tps);
    % MAJ des déplacements
    URf = 2.*UR - URp + coef1*( cat(1,zeros(1,NZ),UR(3:end,:)-2*UR(2:end-1,:)
    + UR(1:end-2,:),zeros(1,NZ)) )...
    + coef2*( cat(2,zeros(NR,1),UR(:,3:end)-2*UR(:,2:end-1)+UR(:,1:end-2),zeros(NR,1)) )
      ...
    + coef3*( cat(1,zeros(1,NZ),cat(2,zeros(NR-2,1),UZ(3:end,3:end) - UZ(3:end,1:end-2)
      ...
    - UZ(1:end-2,3:end) + UZ(1:end-2,1:end-2),zeros(NR-2,1)),zeros(1,NZ)) )...
    + coef4*( cat(1,zeros(1,NZ),UR(3:end,:)-UR(1:end-2,:),zeros(1,NZ)) ) ./ MatR...
    - coef5* UR ./ (MatR.^2);

    UZf = 2.*UZ -UZp + coef1*( cat(2,zeros(NR,1),UZ(:,3:end)-2*UZ(:,2:end-1)
    + UZ(:,1:end-2),zeros(NR,1)) )...
    + coef2*( cat(1,zeros(1,NZ),UZ(3:end,:)-2*UZ(2:end-1,:)+UZ(1:end-2,:),zeros(1,NZ)) )
      ...
    + coef3*( cat(1,zeros(1,NZ),cat(2,zeros(NR-2,1),UR(3:end,3:end) - UR(3:end,1:end-2)
      ...
    - UR(1:end-2,3:end) + UR(1:end-2,1:end-2),zeros(NR-2,1)),zeros(1,NZ)) )...
    + coef3b*(cat(2,zeros(NR,1),UR(:,3:end)-UR(:,1:end-2),zeros(NR,1)) ) ./ MatR...
    + coef4b*(cat(1,zeros(1,NZ),UZ(3:end,:)-UZ(1:end-2,:),zeros(1,NZ)) ) ./ MatR;
    % Traitement spécial de la surface émettrice
    URf(:,1) = URf(:,2) + ([0; (UZf(3:end,2)-UZf(1:end-2,2)); 0]/2);
    UZf(:,1) = UZf(:,2)...
    + ((VL^2-2*VT^2)/VL^2) * ( dr*URf(:,2)./[1 Rpts(2:end)]'...
    + ([0; (URf(3:end,2)-URf(1:end-2,2)); 0]/2) )...
    - (dr/VL^2) * PAmp * DSe(t) * Seind';
    % Conditions sur l'axe
    URf(1,:) = zeros(1,NZ); UZf(1,:) = UZf(2,:);
    % Gestion des états dans le temps
    URp = UR; UZp = UZ; UR = URf; UZ = UZf;

    % Enregistrement
    ResRZ(:,:,t) = sqrt(UR.^2+UZ.^2); % Norme du déplacement
    % Intégration sur la surface du récepteur
    IntRec(t) = 2*pi*dr*trapz(UZ(:,Recpos).*Reind');
    IntRec2(t) = 2*pi*dr*trapz(UZ(:,Recpos2).*Reind');
    disp([num2str(t) '/' num2str(length(tps))]);
end;
```

Simulation FDTD en coordonnées cylindriques avec atténuation

En introduisant l'atténuation dans la formulation de l'équation du mouvement pour un matériau isotropique [89], la formule devient :

$$\rho \frac{\partial^2 u_i}{\partial t^2} = (\lambda + \mu) \frac{\partial u_j}{\partial x_i \partial x_j} + \mu \frac{\partial^2 u_i}{\partial x_j^2} + (\chi + \eta) \frac{\partial^2 u_j}{\partial x_i \partial x_j \partial t} + \eta \frac{\partial^3 u_i}{\partial x_j^2 \partial t}. \tag{IV.16}$$

La réécriture en coordonnées cylindriques dans le cas d'une géométrie de révolution permet de négliger les composantes selon $\partial\theta$ comme vue dans l'annexe IV.4. Les composantes selon les axes r et z s'écrivent avec les constantes de viscosité χ et η pour un matériau isotrope :

$$\begin{cases} \dfrac{\partial^2 u_r}{\partial t^2} = \left(\dfrac{\lambda+2\mu}{\rho}\right)\left[\dfrac{\partial^2 u_r}{\partial r^2} + \dfrac{\partial u_r}{r\,\partial r} - \dfrac{u_r}{r^2}\right] + \left(\dfrac{\lambda+\mu}{\rho}\right)\dfrac{\partial^2 u_z}{\partial r\,\partial z} + \dfrac{\mu}{\rho}\dfrac{\partial^2 u_r}{\partial z^2} \\ \qquad + \left(\dfrac{\chi+2\eta}{\rho}\right)\left[\dfrac{\partial^2 \dot{u}_r}{\partial r^2} + \dfrac{\partial \dot{u}_r}{r\,\partial r} - \dfrac{\dot{u}_r}{r^2}\right] + \left(\dfrac{\chi+\eta}{\rho}\right)\dfrac{\partial^2 \dot{u}_z}{\partial r\,\partial z} + \dfrac{\eta}{\rho}\dfrac{\partial^2 \dot{u}_r}{\partial z^2} \\ \dfrac{\partial^2 u_z}{\partial t^2} = \left(\dfrac{\lambda+2\mu}{\rho}\right)\dfrac{\partial^2 u_z}{\partial z^2} + \left(\dfrac{\lambda+\mu}{\rho}\right)\left[\dfrac{\partial^2 u_r}{\partial r\,\partial z} + \dfrac{\partial u_r}{r\,\partial z}\right] + \dfrac{\mu}{\rho}\left[\dfrac{\partial^2 u_z}{\partial r^2} + \dfrac{\partial u_z}{r\,\partial r}\right] \\ \qquad + \left(\dfrac{\chi+2\eta}{\rho}\right)\dfrac{\partial^2 \dot{u}_z}{\partial z^2} + \left(\dfrac{\chi+\eta}{\rho}\right)\left[\dfrac{\partial^2 \dot{u}_r}{\partial r\,\partial z} + \dfrac{\partial \dot{u}_r}{r\,\partial z}\right] + \dfrac{\eta}{\rho}\left[\dfrac{\partial^2 \dot{u}_z}{\partial r^2} + \dfrac{\partial \dot{u}_z}{r\,\partial r}\right] \end{cases} \tag{IV.17}$$

En utilisant les principes de différences finies rappelés à l'annexe IV.4, les déplacements de particules de l'état futur $u_{r,z}^{t+1}$ s'expriment à partir de l'état actuels $u_{r,z}$ et de l'état précédent $u_{r,z}^{t-1}$, en raison d'une dérivée seconde. Pour des raisons de clarté, on définit les termes $R = u_r$ et $W = u_z$. Les incréments dans l'espace sont i dans le sens de l'axe r et j dans le sens de

l'axe z, pour un pas de grille dr et un pas de temps dt :

$$\begin{aligned}
R_{i,j}^{t+1} &= 2R_{i,j}^{t} - R_{i,j}^{t-1} + \frac{dt^2}{\rho\, dr^2}\left[\left(\lambda+2\mu+\frac{\chi+2\eta}{dt}\right)\left(R_{i+1,j}-2R_{i,j}+R_{i-1,j}\right)\right.\\
&+\left(\mu+\frac{\eta}{dt}\right)\left(R_{i,j+1}-2R_{i,j}+R_{i,j-1}\right)+\frac{dr}{2r}\left(\lambda+2\mu+\frac{\chi+2\eta}{dt}\right)\left(R_{i+1,j}-R_{i-1,j}\right)\\
&+\left(\frac{\lambda+\mu}{4}+\frac{\chi+\eta}{4dt}\right)\left(W_{i+1,j+1}-W_{i+1,j-1}-W_{i-1,j+1}+W_{i-1,j-1}\right)\\
&\left.-\left(\frac{dr}{r}\right)^2\left(\lambda+2\mu+\frac{\chi+2\eta}{dt}\right)R_{i,j}\right]-\frac{dt}{\rho\, dr^2}\left[(\chi+2\eta)\left(R_{i+1,j}^{t-1}-2R_{i,j}^{t-1}+R_{i-1,j}^{t-1}\right)\right.\\
&+\eta\left(R_{i,j+1}^{t-1}-2R_{i,j}^{t-1}+R_{i,j-1}^{t-1}\right)+\frac{\chi+\eta}{4}\left(W_{i+1,j+1}^{t-1}-W_{i+1,j-1}^{t-1}-W_{i-1,j+1}^{t-1}+W_{i-1,j-1}^{t-1}\right)\\
&\left.+\frac{dr}{2r}(\chi+2\eta)\left(R_{i+1,j}^{t-1}-R_{i-1,j}^{t-1}\right)-\left(\frac{dr}{r}\right)^2(\chi+2\eta)R_{i,j}^{t-1}\right]
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
W_{i,j}^{t+1} &= 2W_{i,j}^{t} - W_{i,j}^{t-1} + \frac{dt^2}{\rho\, dr^2}\left[\left(\mu+\frac{\eta}{dt}\right)\left(W_{i+1,j}-2W_{i,j}+W_{i-1,j}\right)\right.\\
&+\left(\lambda+2\mu+\frac{\chi+2\eta}{dt}\right)\left(W_{i,j+1}-2W_{i,j}+W_{i,j-1}\right)+\frac{dr}{2r}\left(\lambda+\mu+\frac{\chi+\eta}{dt}\right)\left(R_{i+1,j}-R_{i-1,j}\right)\\
&+\left(\frac{\lambda+\mu}{4}+\frac{\chi+\eta}{4dt}\right)\left(R_{i+1,j+1}-R_{i+1,j-1}-R_{i-1,j+1}+R_{i-1,j-1}\right)\\
&\left.+\frac{dr}{2r}\left(\mu+\frac{\eta}{dt}\right)\left(W_{i+1,j}-W_{i-1,j}\right)\right]-\frac{dt}{\rho\, dr^2}\left[\eta\left(W_{i+1,j}^{t-1}-2W_{i,j}^{t-1}+W_{i-1,j}^{t-1}\right)\right.\\
&+(\chi+2\eta)\left(W_{i,j+1}^{t-1}-2W_{i,j}^{t-1}+W_{i,j-1}^{t-1}\right)+\frac{dr}{2r}(\chi+\eta)\left(R_{i+1,j}^{t-1}-R_{i-1,j}^{t-1}\right)\\
&\left.+\frac{dr\,\eta}{2r}\left(W_{i+1,j}^{t-1}-W_{i-1,j}^{t-1}\right)+\left(\frac{\chi+\eta}{4}\right)\left(R_{i+1,j+1}^{t-1}-R_{i+1,j-1}^{t-1}-R_{i-1,j+1}^{t-1}+R_{i-1,j-1}^{t-1}\right)\right]
\end{aligned}$$

Dans le cas d'une symétrie de révolution dans un repère de coordonnées cylindriques, un traitement particulier est effectué sur les points de l'axe z :

$$R_{1,j}=0 \text{ et } W_{1,j}=W_{2,j}. \tag{IV.18}$$

De même, les équations des points à la surface du demi-espace en $z=0$, sont obtenues par les conditions des contraintes et la consigne d'effort appliquée en fonction du temps et du rayon de la source $S(r,t)$. Dans un matériau isotrope atténué, les contraintes s'écrivent :

$$\tau_{rz}=\mu\left(\frac{\partial R}{\partial z}+\frac{\partial W}{\partial r}\right)+\eta\left(\frac{\partial \dot{R}}{\partial z}+\frac{\partial \dot{W}}{\partial r}\right)=0$$

$$\tau_{zz}=\lambda\left(\frac{R}{r}+\frac{\partial R}{\partial r}+\frac{\partial W}{\partial z}\right)+2\mu\frac{\partial W}{\partial z}+\chi\left(\frac{\dot{R}}{r}+\frac{\partial \dot{R}}{\partial r}+\frac{\partial \dot{W}}{\partial z}\right)+2\eta\frac{\partial \dot{W}}{\partial z}=S(r,t)$$

Elles permettent d'exprimer les équations des particules à la surface de l'espace :

$$\begin{aligned} R_{i,1} &= R_{i,2} + \frac{W_{i+1,2} - W_{i-1,2}}{2} \\ &\quad - \frac{\eta}{dt\,\mu + \eta} \left[R_{i,2}^{t-1} - R_{i,1}^{t-1} + \frac{W_{i+1,2}^{t-1} - W_{i-1,2}^{t-1}}{2} \right] \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} W_{i,1} &= W_{i,2} + \frac{dt\,\lambda + \chi}{dt\,(\lambda + 2\,\mu) + \chi + 2\,\eta} \left[\frac{dr}{r} R_{i,2} + \frac{R_{i+1,2} - R_{i-1,2}}{2} \right] \\ &\quad - \frac{\chi + 2\,\eta}{dt\,(\lambda + 2\,\mu) + \chi + 2\,\eta} \left(W_{i,2}^{t-1} - W_{i,1}^{t-1} \right) - \frac{\chi}{dt\,(\lambda + 2\,\mu) + \chi + 2\,\eta} \left[\frac{dr}{r} R_{i,2}^{t-1} \right. \\ &\quad \left. + \frac{R_{i+1,2}^{t-1} - R_{i-1,2}^{t-1}}{2} \right] - \frac{dt\,dr}{dt\,(\lambda + 2\,\mu) + \chi + 2\,\eta} S(i,t) \end{aligned}$$

Circuit impulsion-écho

Les céramiques piézoélectriques présentent l'intérêt de pouvoir être employées à la fois comme émetteur et comme récepteur d'ondes mécaniques dans un matériau. Pouvoir disposer d'un seul transducteur pour engendrer et mesurer les ondes élastiques dans la coque permet de réduire l'encombrement et le coût. L'inconvénient est de devoir trouver un compromis entre les caractéristiques d'un bon émetteur, à savoir une impédance de sortie faible, et d'un bon récepteur dont l'impédance d'entrée doit être élevée.

Si on considère un modèle simplifié de céramique piézoélectrique composé d'un générateur de charge en parallèle à une capacité et une résistance, on peut exprimer la tension V aux bornes comme une fonction des charges induites par la déformation mécanique :

$$V = Q\frac{pR_i}{1+pR_iC_s}. \tag{IV.19}$$

Un transducteur piézoélectrique utilisé dans un mode non-résonant selon une configuration parallèle, présente une impédance équivalente à une capacité C_S en parallèle d'une résistance interne R_i. Les documentations des fabricants [94, 184] fournissent les valeurs de la constante diélectrique K_{33}^T ainsi que le facteur de perte diélectrique $\tan\delta$ à une pulsation ω. En connaissant les dimensions de la céramique de rayon r et d'épaisseur e, nous pouvons estimer les valeurs de C_S et R_i :

$$C_S = \frac{K_{33}^T \varepsilon_0 \pi r^2}{e} \text{ et } R_i = \frac{1}{\omega \tan\delta C_s} \tag{IV.20}$$

Dans le cas d'une céramique de 10 mm de diamètre et de 0,5 mm d'épaisseur de matériau PZ27 [94], dont la constante diélectrique est $K_{33}^T = 1800$ et le facteur de pertes diélectriques est $\tan\delta = 17\,10^{-3}$ à 1 kHz, nous obtenons une capacité de 2,5 nF et une résistance interne de 3,74 MΩ.

En raison de la valeur élevée de la résistance interne dans des fréquences bien inférieures aux fréquences de résonances et du procédé de localisation sur lequel s'appuie ce travail de thèse, l'expression de la tension en fonction de la charge de la céramique peut être simplifiée :

$$V \equiv Q/C_S.$$

Notons que la puissance nécessaire pour alimenter un transducteur piézoélectrique à une fréquence f, dépend des propriétés diélectriques, des dimensions et de la tension efficace

appliquée à ses bornes [185] :

$$P = 2\,\pi\,f\,C_S \tan\delta\, V_{rms}^2. \tag{IV.21}$$

On considère un circuit fonctionnant en impulsion-écho comme illustré à la figure IV.34-a, dans lequel un générateur basses-fréquences (GBF) et un transducteur piézoélectrique sont montés en parallèle et sur lequel on peut mesurer la tension de sortie V_o à l'aide d'un dispositif de mesure de haute-impédance R_{osc}, tel qu'un oscilloscope ou un conditionneur/amplificateur. Deux modes de fonctionnement différents sont considérés, le premier pour l'émission lorsque le GBF impose une consigne sur le transducteur, et le second pour la réception lorsque l'on veut mesurer la tension aux bornes du transducteur. Dans le premier mode, le GBF impose une tension V_{GBF} aux bornes du transducteur et on a la fonction de transfert $H_e = V_o/V_{GBF}$. Dans le second, lors de la réception, la tension du GBF est nulle $V_{GBF} = 0$, et la mesure est caractérisée par la fonction de transfert $H_r = V_o/Q$. Ces fonctions de transfert peuvent s'exprimer sous formes complexes par :

$$H_e = \frac{V_o}{V_{GBF}} = \frac{\frac{R_i R_{osc}}{R_{eq}}}{1 + j\,\omega\,\frac{R_i R R_{osc}}{R_{eq}}\,(C_S + C_{osc})} \text{ et } H_r = \frac{V_o}{Q} = \frac{j\,\omega\,\frac{R_i R R_{osc}}{R_{eq}}}{1 + j\,\omega\,\frac{R_i R R_{osc}}{R_{eq}}\,(C_S + C_{osc})}$$

$$\text{avec } R_{eq} = R_i R_{osc} + R_i R + R R_{osc} \tag{IV.22}$$

En considérant les résistances internes de la céramique R_i et du dispositif de mesure R_{osc} élevées devant l'impédance R du GBF, ainsi que la capacité du dispositif de mesure C_{osc} faible devant C_S, les fonctions de transfert se simplifient :

$$H_e \equiv \frac{1}{1 + j\,\omega R C_S} \text{ et } H_r \equiv \frac{j\,\omega R}{1 + j\,\omega R C_S} \tag{IV.23}$$

La même fréquence de coupure $f_c = 1/(2\,\pi R C_S)$ correspondant à la réponse à -3 dB s'applique pour l'émission et la réception, mais en rejetant respectivement les fréquences hautes ou basses. Il est donc préférable d'adapter la résistance en série avec le PZT pour faire correspondre la fréquence de coupure avec la fréquence de travail.

Pour un GBF d'impédance interne de 50 Ω et un oscilloscope d'impédance interne de 1 MΩ et de 100 pF, le module du spectre correspondant à la réponse des fonctions de transfert des équations (IV.22) pour un transducteur M110 de Panametrics [186] montre une fréquence de coupure optimale de $3,5$ MHz pour un bon compromis entre émission et réception du signal.

À titre d'information, des circuits séparés d'émission avec un GBF et de réception avec un

oscilloscope, présentant les mêmes caractéristiques que dans l'exemple précédent, donnent respectivement des fréquences de coupure de $1,3$ MHz et 77 Hz pour un disque piézoélectrique de type PZ27 [94] de diamètre 10 mm et d'épaisseur $0,5$ mm.

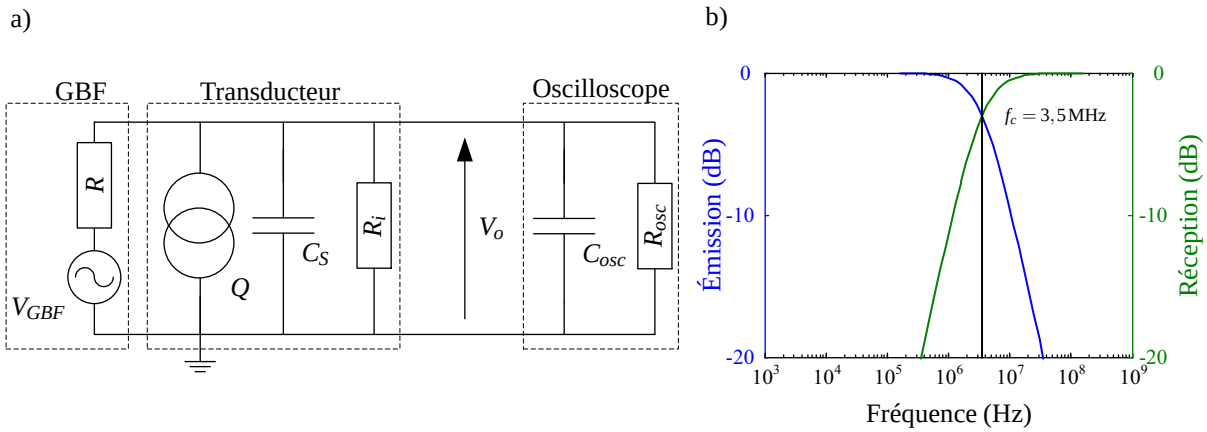


FIGURE IV.34 – Montage d'émission-réception schématisé dans le cas d'une liaison directe avec le GBF d'impédance interne de 50 Ω et l'oscilloscope d'impédance interne 1 MΩ et 100 pF. Cet exemple trace le module du spectre d'un transducteurs M110 de Panametrics [186] pour un montage en impulsion-écho.

L'insertion de deux diodes montées en têtes-bêche en série avec le générateur offre une faible impédance (diodes passantes) pour les tensions élevées imposées sur le transducteur par le générateur, et une grande impédance (diodes bloquées) lorsque les tensions sont inférieures aux tensions de seuil des diodes. La fonction de transfert simplifiée à l'émission H_e reste identique à celle de l'équation (IV.23), mais la fonction de transfert de la réception devient désormais :

$$H_r = \frac{j\,\omega\,\frac{R_i R_{osc}}{R_i+R_{osc}}}{1+j\,\omega\,\tau_r} \text{ avec } \tau_r = \frac{R_i R_{osc}}{R_i+R_{osc}}\,(C_S+C_{osc}) \qquad \text{(IV.24)}$$

La figure IV.35 montre l'utilisation de diodes dans le montage précédent ainsi que les modules des spectres de réponses en émission et réception dans ce cas. La fréquence de coupure en émission reste la même, mais la fréquence de coupure en réception est désormais très basse en raison de la grande constante de temps τ_r lorsque les diodes sont bloquées.

Néanmoins, l'ajout de diodes entraîne des non-linéarités dans les réponses et la coupure des basses-fréquences grâce à l'impédance du GBF permet de filtrer une partie des signaux dont on a pas forcément besoin.

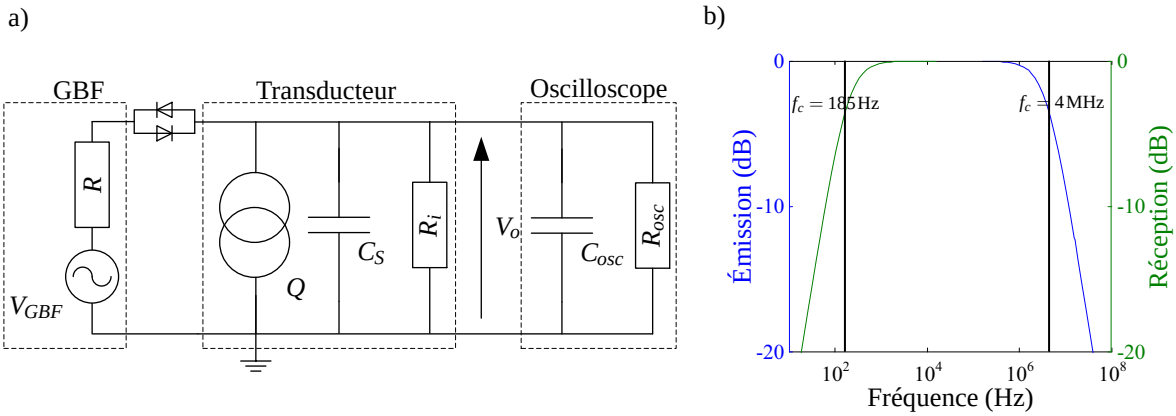


FIGURE IV.35 – Montage d'émission-réception schématisé dans le cas d'une liaison avec le GBF par l'intermédiaire de diodes têtes-bêche. Le module du spectre d'un transducteurs M110 de Panametrics [186] est tracé pour l'émission et la réception.

Terme de correction en diffraction formulé par les équations de Hankel

Kino [150] présente le calcul des variations radiales du potentiel scalaire de la diffraction par une transformation de Hankel et le concept de fréquence spatiale. En suivant le même raisonnement et à partir du potentiel scalaire $\phi(r,z)$ à la place de la vitesse particulaire $u(r,z)$, nous obtenons la même expression de la valeur moyenne captée par un second transducteur circulaire de même diamètre a que l'émetteur, normalisée par le valeur à l'origine $\phi(r,0) = \phi_0$:

$$\frac{\overline{\phi(r,z)}}{\phi_0} = 2\,e^{-jkz}\int_0^\infty \frac{J_1^2(Y)}{Y} e^{jY^2 S/4\pi} dY. \tag{IV.25}$$

Si on effectue le rapport de cette équation avec une onde plane équivalente $\phi_{plane}(z,t) = \phi_0 e^{i(\omega t - kz)}$ que l'on prendra indépendante du temps, on obtient l'expression d'un terme de correction en diffraction exprimé par la transformation de Hankel :

$$\frac{\overline{\phi(r,z)}}{\phi_{plane}(z)} = 2\int_0^\infty \frac{J_1^2(Y)}{Y} e^{jY^2 S/4\pi} dY. \tag{IV.26}$$

Carte d'amplificateur AD620

Cette carte d'amplification destinée aux transducteurs piézoélectriques s'alimente par port USB. Elle met en œuvre un amplificateur d'instrumentation AD620. Des inverseurs à glissière permettent de sélectionner un gain unitaire afin de l'utiliser comme simple adaptation d'impédance des céramiques piézoélectriques ou d'ajuster le gain jusqu'à 33 dB tout en restant dans une bande passante à 150 kHz. La figure IV.36 présente la schématique et une photographie de la carte. Une mesure effectuée avec un analyseur de réseau Agilent Technologies E5061B présente une réponse quasiment plate avec un gain autour de 33 dB dans la bande de fréquence de 20 kHz à 100 kHz sur la figure IV.37.

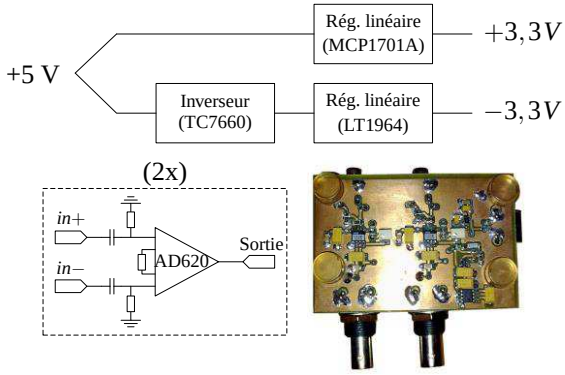


FIGURE IV.36 – Schéma et photographie de la carte d'amplification.

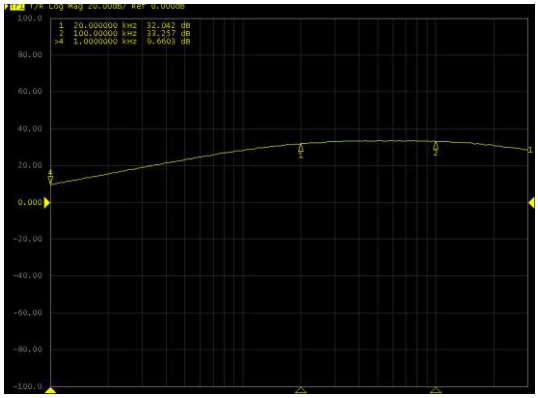


FIGURE IV.37 – Mesure du spectre d'un signal en sortie de la carte d'amplification montrant un gain de l'ordre de 33 dB dans la bande passante de 20 kHz à 100 kHz.

Capteur de pression

Un capteur de pression envoyant les mesures par liaison série à un ordinateur a été réalisé. La figure IV.38 présente le schéma de principe du dispositif de mesure de pression basé sur un manomètre digital MPX4115A mesurant une pression absolue comprise entre 15 kPa et 115 kPa. Une carte de développement Texas Instrument basée sur un microcontrôleur TMS320F28027 effectue des acquisitions de la valeur analogique en sortie du manomètre, une conversion en pression, et envoie cette dernière par le port USB de l'ordinateur. La conversion analogique-numérique s'effectue sur une dynamique de 12 bits à une cadence de 5 Hz pour une mesure moyennée sur 32 valeurs. La pression P, exprimée en kPa, se calcule à partir de la mesure du convertisseur ADC N_{mes}, par rapport à la pleine échelle de 4096 bits pour une tension maximale de 3,3 V, et requiert une réduction R_1 pour attaquer le port du convertisseur analogique-digital, et avec un coefficient de conversion du manomètre de α (donné à 46 mV kPa^{-1} pour une tension d'alimentation de 5,1 V) :

$$\frac{R_1 \times 3300\,\text{mV} \times N_{mes}}{4096\,\text{bits} \times \alpha} = P. \tag{IV.27}$$

La figure IV.39 présente l'organigramme du programme interne, programmé en langage C. Il consiste en une boucle dans laquelle une acquisition via le convertisseur analogique-numérique est effectuée, puis convertie en pression et envoyée à l'ordinateur via le port USB.

Le capteur de pression MPX4115A est directement alimenté par la tension de 5 V du port USB de l'hôte sur lequel le dispositif est connecté. Pour différentes raison, cette tension peut varier en fonction de la source d'alimentation USB (hub ou ordinateur, longueur du câble), ce qui entraine une fluctuation sur la sortie analogique et le coefficient de conversion de la tension par rapport à la pression. Une première acquisition de la tension d'alimentation sert de référence pour le calcul de la pression.

En utilisant la tension d'alimentation régulée à 3,3 V, l'alimentation théorique de 5 V peut être évaluée précisément. La tension de la carte est mesurée à l'aide d'une réduction R_2 sur une deuxième entrée ADC :

$$V_{ref} = \frac{R_2 \times 3300\,\text{mV} \times N_{ref}}{4096\,\text{bits}}. \tag{IV.28}$$

Le coefficient de conversion de la tension de sortie pour une valeur de pression, est pris sur une plage allant jusqu'à 90% de la pleine échelle :

$$\alpha = \frac{0,9 \times V_{ref}}{100\,\text{kPa}}. \tag{IV.29}$$

Soit après mise en forme, la pression mesurée P peut s'exprimer directement à partir des

mesures N_{res} et N_{mes} faites sur deux entrées de l'ADC avec les coefficients de division de tension $R_{1,2}$ réalisés par des ponts-diviseurs résistifs et qui sont évalués de manière expérimentale pour plus de précision :

$$P = \frac{R_1 \times N_{mes} \times 1000}{R_2 \times N_{ref} \times 9}. \tag{IV.30}$$

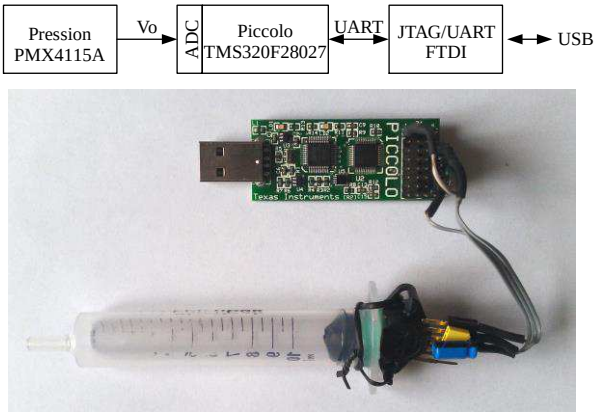


FIGURE IV.38 – Schéma et photographie du capteur de pression.

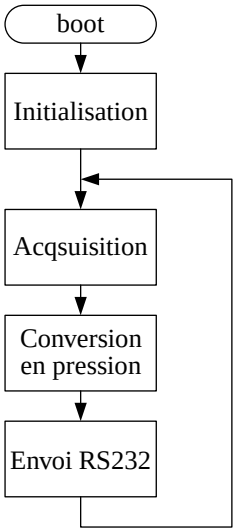


FIGURE IV.39 – Logigramme.

Correction en diffraction par la formule générale de Daly

Daly [187] a étudié le phénomène de diffraction aux travers des différents travaux dans le domaine fréquentiel (Lommel, Seki) et dans le domaine temporel (Stepanishen, Rhyne, Oberthier, Cassereau), puis propose une formulation polyvalente, valide pour la plupart des cas de diffraction par piston plan spatialement intégrés sur un récepteur distant.

La formulation complète de la formule de diffraction de Daly du potentiel scalaire ϕ dans le domaine fréquentiel s'écrit de trois manières selon le rapport du rayon de l'émetteur a_e avec celui du récepteur a_r :

$$\begin{cases} \left\langle \tilde{\phi}(z,\omega) \right\rangle_{a_r} = \dfrac{e^{-ikz}}{ik}\left\{1 - e^{-i(2\pi/S)}\left[Y_2(u,v_b) - iY_1(u,v_b)\right]\right\}, & a_e > a_r \\ \left\langle \tilde{\phi}(z,\omega) \right\rangle_{a_r} = \dfrac{e^{-ikz}}{ik}\left\{1 - e^{-i(2\pi/S)}\left[J_0\left(\dfrac{2\pi}{S}\right) + iJ_1\left(\dfrac{2\pi}{S}\right)\right]\right\}, & a_e = a_r \\ \left\langle \tilde{\phi}(z,\omega) \right\rangle_{a_r} = \dfrac{e^{-ikz}}{ik}\left\{1 - e^{-i(2\pi/S)}\left[X_2(u,v_b) - iX_1(u,v_b)\right]\right\}, & a_e < a_r \end{cases} \tag{IV.31}$$

avec les fonctions de Bessel d'ordre 0 et 1 de la première sorte J_0 et J_1, et les fonctions X_n et Y_n qui sont des combinaisons des fonctions de Lommel U et V, comme décrit dans les travaux de Wolf [188], et qui s'expriment à l'aide des fonctions de Bessel :

$$\begin{aligned} X_n(u,v) &= \sum_{S=0}^{\infty} (-1)^S (n+2S)\left(\frac{u}{v}\right)^{n+2S} J_{n+2S}(v) \\ Y_n(u,v) &= \sum_{S=0}^{\infty} (-1)^S (n+2S)\left(\frac{v}{u}\right)^{n+2S} J_{n+2S}(v) \end{aligned} \tag{IV.32}$$

En utilisant des principes mathématiques empruntés au domaine de l'optique, des travaux de Gaskil [155], il écrit la formulation dans le domaine temporel suivante :

$$\begin{cases} \left\langle h_1(z,t) \right\rangle_{a_r} = c & , \gamma < a_e - a_r \\ \left\langle h_1(z,t) \right\rangle_{a_r} = \dfrac{c a_e^2}{\pi a_r^2}\left[\cos^{-1}(\alpha) - \alpha\sqrt{1-\alpha^2}\right] + \dfrac{c}{\pi}\left[\cos^{-1}(\beta) - \beta\sqrt{1-\beta^2}\right] & , a_e - a_r \leq \gamma \leq a_e + a_r \\ \left\langle h_1(z,t) \right\rangle_{a_r} = 0 & , \gamma > a_e + a_r \end{cases}$$

avec $\gamma = \sqrt{(ct)^2 - z^2}$, $\alpha = \left(\gamma^2 + a^2 - b^2\right) / (2\gamma a)$ et $\beta = \left(\gamma^2 + b^2 - a^2\right) / (2\gamma b)$. Les fonctions ont été implémentées et résolues numériquement à l'aide du logiciel Matlab.

```
% Rayons émetteur et récepteur "a" et "b"
% Distance "zdist", vitesse de propagation "c"
% Temps discrétisé "t"
DarccosD = zeros(1,length(t));
for i=1:length(t),
    gamma = real(sqrt( (c*t(i))^2 - zdist^2));
    alpha = (gamma^2 + a^2 - b^2)./(2*gamma*a);
    beta = (gamma^2 + b^2 - a^2)./(2*gamma*b);
    if (gamma <= (a-b)),
        DarccosD(i) = 0;
    else
        if (gamma > (a+b)),
            DarccosD(i) = 0;
        else % a-b <= gamma <= a+b
            DarccosD(i) = (c*a^2)./(pi*b^2) * (acos(alpha)-alpha*sqrt(1-alpha^2)) + ...
                c/pi * (acos(beta)-beta*sqrt(1-beta^2)); %
        end;
    end;
end;
DarccosD = DarccosD .* (pi*a^2); % Coefficient pour retrouver la valeur d'Arccos
RTdaly = rho / (pi*a^2*rho*c) * conv(signal, [0 diff(DarccosD)]); % Pression moy. mesurée
RTdaly = RTdaly(1:length(t));
ArccosD_fft = fft(RTdaly(1:length(t)), fres); % fres = 2^18
DCorrArccosD = ArccosD_fft ./ fftsignalr; % Terme de correction onde diff. / plane
% Affichage
figure;
plot(t*1e6,DarccosD, 'm');
hold on;
plot(t*1e6,RTdaly,'c');
xlabel('temps (\mus)');
```

Les résultats montrent des courbes concordantes entre la formulation de Lommel et la formulation en Arccos de Rhyne, comme on peut le voir sur les figures IV.40 et IV.41. Les formulations de Lommel et de Daly dans le domaine fréquentiel concernent une onde monochromatique. C'est pourquoi les atténuations et les déphasages présentent moins d'oscillations qu'avec le calcul temporel dans le cas de la formulation en Arccos et de Daly dans le domaine temporel pour une seule période d'une sinusoïde. Il s'agit d'un artéfact lié au calcul numérique. Pour une onde monochromatique, on retrouve des valeurs similaires aux formules de Lommel et Daly dans le domaine fréquentiel.

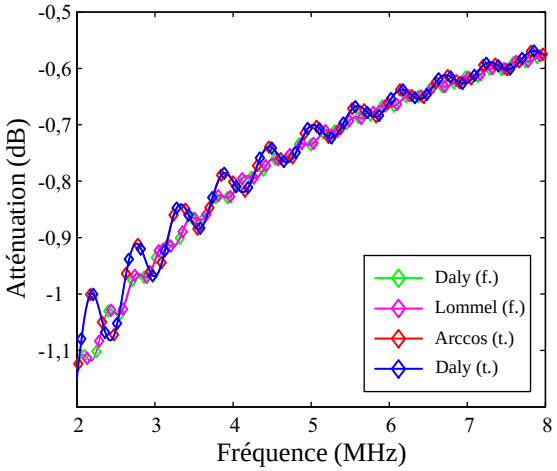


FIGURE IV.40 – Comparaison de l'effet sur l'atténuation de la correction en diffraction obtenue par les formulations de Daly, en régime fréquentiel et temporel, avec celle de Lommel en régime fréquentiel et de Rhyne en régime temporel.

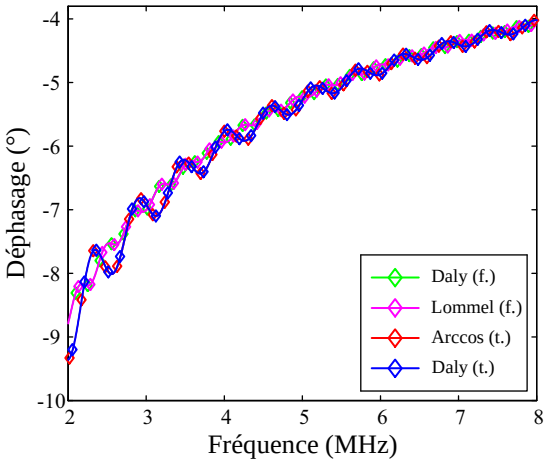


FIGURE IV.41 – Comparaison de l'effet sur la phase de la correction en diffraction obtenue par les formulations de Daly, en régime fréquentiel et temporel, avec celle de Lommel en régime fréquentiel et de Rhyne en régime temporel.

Outils algorithmiques du procédé FDPA

Dénomination	Expression	Données
Mesure à vide	$r_{ref}(t)$ Coque en condition libre	Vecteur de N échantillons
Mesure avec toucher	$r_n(t)$ Coque lors d'un toucher	Vecteur de N échantillons
Valeur absolue du spectre	$A_n = \lvert FFT(r_n(t))\rvert$ Module du spectre	Vecteur de N_f échantillons
Norme du vecteur à vide	$norme\,euclidienne(A_n) = \sqrt{\frac{1}{N_f}\sum_k^{N_f} A_n(k)^2}$ Intensité du signal sur les fréquences d'intérêt	Scalaire
Ecart Normalisé Realtif ENR	$ENR_n = \frac{A_n - A_{ref}}{A_{ref}} = \frac{\lvert FFT(r_n(t))\rvert - \lvert FFT(r_{ref}(t))\rvert}{\lvert FFT(r_{ref}(t))\rvert}$ Variations du spectre causées par un toucher = *réponse en diffraction*	Vecteur de N_f échantillons
Perturbation Relative Efficace PRE	$PRE_n = \sqrt{\frac{1}{N_f}\sum_k^{N_f}\left(\frac{A_n(k) - A_{ref}(k)}{A_{ref}(k)}\right)^2} = norme\,euclidienne(ENR_n)$ Moyenne quadratique de la *réponse en diffraction*, quantification de la perturbation du toucher	Scalaire
Perturbation Relative Moyenne PRM	$PRM_n = \frac{1}{N_f}\sum_k^{N_f} ENR_n$ Valeur moyenne de la perturbation négative pour un effet amortissant	Scalaire

TABLE IV.1 – Outils mathématiques du procédé FDPA.