UBFC
UNIVERSITÉ
BOURGOGNE FRANCHE-COMTÉ

THÈSE DE DOCTORAT DE L'ÉTABLISSEMENT UNIVERSITÉ BOURGOGNE FRANCHE-COMTE

PREPARÉE A L'UNIVERSITÉ DE FRANCHE-COMTÉ

Ecole doctorale n°37

Sciences Pour l'Ingénieur et Microtechniques

Doctorat de micro-techniques

Par

Étienne Coffy

Investigation de la dispersion des ondes élastiques dans les milieux micro-structurés : applications aux poutres phononiques

13/12/2017

Composition du Jury :

Bernard Bonello	Directeur de Recherche, CNRS, Université Pierre et Marie Curie Institut des NanoSciences de Paris	Président du jury
Emmanuel Le Clézio	Professeur, Université de Montpellier Institut d'Électronique et des Systèmes	Rapporteur
Abdelkrim Talbi	Maître de Conférences, HDR, École Centrale de Lille Institut d'Électronique, de Microélectronique et de Nanotechnologie	Rapporteur
Sébastien Euphrasie	Maître de Conférences, HDR, Université de Franche-Comté Institut FEMTO-ST	Directeur de thèse
Abdelkrim Khelif	Directeur de Recherche, CNRS Institut FEMTO-ST	Co-encadrant de thèse
Pascal Vairac	Professeur, École Nat. Sup. de Mécanique et Microtechniques Institut FEMTO-ST	Co-encadrant de thèse

Remerciements

Cette thèse représente le résultat de trois années de recherche et je souhaiterais remercier toutes les personnes qui y ont contribuée, que ce soit grâce à leur aide scientifique et technique, mais aussi par leurs apports humains.

En tout premier lieu, je voudrais adresser un immense merci à mes encadrants de thèse, Sébastien Euphrasie, Abdelkrim Khelif et Pascal Vairac, qui m'ont accompagné tout au long de ces travaux avec patience et bienveillance. Merci pour toutes ces discussions qui m'ont apporté énormément d'un point de vue scientifique, mais aussi humain. Merci pour votre confiance et votre soutien dans les périodes plus dures. Cette thèse ne serait simplement pas sans vous.

Je souhaiterais remercier les directeurs successifs de l'institut FEMTO-ST : MM. Nicolas Chaillet puis M. Laurent Larger, ainsi que M. Wilfrid Boireau, directeur du département Micro Nano Sciences et Systèmes, de m'avoir accepté au sein du laboratoire. Merci aussi aux directeurs successifs de l'école doctorale Sciences Pour l'Ingénieur et Microtechniques (SPIM) : M. Philippe Lutz puis Mme Thérèse Leblois.

Mes remerciements vont aussi aux membres de mon jury : merci à M. Bernard Bonello d'avoir accepté d'en être le président, ainsi qu'à MM. Emmanuel Le Clézio et Abdelkrim Talbi, qui ont rapporté ce travail de thèse.

Un grand merci à l'équipe Phononique et Microscopies pour les nombreuses discussions, ainsi que leur aide dans de multiples domaines (corrections d'articles, fabrication salle blanche, caractérisations AFM, réparation d'électronique, etc.). Un merci tout particulier à Vincent Laude, Sarah Benchabane, Muamer Kadic et Mahmoud Addouche.

Les résultats du dernier chapitre ont été obtenus grâce à plusieurs personnes que je souhaiterais vivement remercier. En particulier Guillaume Dodane, ancien doctorant travaillant sur le banc optique pompe sonde femtoseconde, qui a largement contribué à son développement et aux résultats obtenus. Merci pour tes conseils et ta patience pendant ma formation sur cette "machine de guerre" ! Merci à Nicolas Martin pour la fabrication des échantillons GLAD et pour les nombreux échanges très intéressants sur leurs propriétés. Mes remerciements vont aussi à Alexis Mosset et Asma Chargui, qui ont rejoint l'aventure pompe sonde au cours de ma thèse, bon courage à vous deux !

Merci aussi à toutes les équipes techniques, en particulier à l'équipe de salle blanche (Laurent Robert, Djaffar Belharet Tristan Faure, Marinha Raschetti, David Raddenzati et Cyril Millon), ainsi qu'à Franck Lardet-Vieudrin et Etienne Herth pour leur support sur le MEMS Analyzer. Je n'oublie pas non plus les équipes administratives, en particulier Cindy Pointelin, Jocelyne Renaut, Sandrine Pyon et Joëlle Berthelot.

Cette thèse n'aurait sans doute jamais été achevée sans le soutien et l'amitié des doctorants et post-doctorants du laboratoire. Merci pour les discussions enflammées de la pause-café, les parties de ping-pong, les nombreuses sorties et tous les bons moments passés ensemble. Le plan d'Europa park est enfin achevé, il ne reste plus qu'à y aller ! En espérant n'oublier personne :

Anurupa, Phong, Gautier, Raya, Stefania, Xu, Séverine, Tintu, Xavier, Tatiana, Venancio, Bicky, Louis, Florent, Solveig, Benoit, Yan-Feng, Farhan, Faiz, Laeticia, Asma, Khouloud, Guillaume et Alexia !

J'en profite aussi pour remercier tous les amis de la musique (qui a constitué un bon exutoire à la thèse !), en particulier Aline (merci pour ta relecture), Mehdi, Rémi, Coralie, Guillaume, Jean-Michel, ainsi que Violaine, Elodie et Margot.

Enfin, je voudrais remercier mes frères et sœurs Thibaud et Amélie, Blandine et Lionel, ainsi que mes parents François et Bernadette pour leur indéfectible soutien.

Sommaire

Remerciements iii

Introduction générale 1

1 Propagation des ondes élastiques dans les milieux périodiques 5

1.1 Introduction . . . 5

1.2 Généralités sur les ondes élastiques . . . 6

1.2.1 Propagation libre . . . 6

1.2.2 Propagation guidée . . . 6

1.2.3 Propagation dans des milieux non homogènes . . . 8

1.3 Cristaux phononiques . . . 9

1.3.1 Mécanismes d'ouverture des bandes interdites . . . 10

1.3.2 Exemples d'applications des cristaux phononiques . . . 12

1.4 Cristaux phononiques formés d'une plaque avec piliers résonants . . . 13

1.5 Poutres phononiques . . . 17

1.5.1 Ouverture de bandes interdites dans les poutre phononiques . . . 18

1.5.2 Applications des poutres phononiques . . . 19

1.6 Conclusion . . . 21

2 Modélisation, génération et caractérisation de la propagation des ondes élastiques 23

2.1 Introduction . . . 23

2.2 Modélisation par la méthode des éléments finis . . . 24

2.2.1 Equations de l'élastodynamique . . . 24

2.2.2 Implémentation de la méthode des éléments finis . . . 25

2.2.3 Calcul d'un diagramme de dispersion . . . 27

2.2.4 Calcul de la transmission d'une structure finie . . . 29

2.2.5 Calcul des déplacements avec céramique piézoélectrique . . . 30

2.3 Génération des ondes élastiques . . . 31

2.3.1 Excitation mécanique . . . 31

2.3.2 Excitation photothermique . . . 32
2.4 Détection des ondes élastiques . . . 33
2.4.1 Vibrométrie laser . . . 33
2.4.2 Acoustique picoseconde . . . 36
2.4.2.1 Principe pompe sonde . . . 36
2.4.2.2 Méthode d'échantillonnage optique asynchrone ASOPS . . . 37
2.4.2.3 Description du banc optique . . . 37
2.4.2.4 Exemples de caractérisation . . . 41
2.5 Conclusion . . . 42

3 Poutres phononiques à larges bandes interdites : étude numérique 45
3.1 Introduction . . . 45
3.2 Poutre homogène . . . 45
3.3 Poutre phononique avec piliers résonants . . . 47
3.3.1 Influence des piliers résonants . . . 47
3.3.2 Influence de la poutre . . . 50
3.4 Poutre phononique avec un nombre fini de périodes . . . 51
3.4.1 Transmission de la structure phononique S'2 . . . 51
3.4.2 Positionnement de la source : mode localisé . . . 53
3.5 Influence de l'épaisseur de la poutre de silicium . . . 54
3.6 Conclusion . . . 56

4 Démonstration d'une micro-poutre phononique à large bande interdite 59
4.1 Introduction . . . 59
4.2 Fabrication des micro-poutres phononiques . . . 59
4.2.1 Fabrication des micro-poutres en salle blanche . . . 60
4.2.2 Collage des plots de tungstène . . . 62
4.3 Étude numérique de la dispersion de la structure . . . 63
4.3.1 Influence de l'epoxy . . . 64
4.3.2 Influence du positionnement des plots . . . 66
4.3.2.1 Décalage constant simulé avec une cellule élémentaire . . . 67
4.3.2.2 Décalage aléatoire simulé avec une super cellule élémentaire . . . 68
4.4 Caractérisation des micro-poutres phononiques . . . 69
4.4.1 Réponses des poutres phononiques et structurées . . . 70
4.4.2 Comparaison avec la dispersion numérique . . . 72
4.4.3 Atténuation de la poutre phononique . . . 72

4.4.4 Comparaison des déplacement spatiaux . . . 74
4.5 Conclusion . . . 75

5 Démonstration du confinement de l'énergie mécanique dans des résonateurs par des micro-poutres phononiques 77

5.1 Introduction . . . 77
5.2 Fabrication des dispositifs . . . 78
5.2.1 Amélioration de la fabrication . . . 78
5.2.2 Description de la fabrication salle blanche . . . 79
5.3 Dispersion de la poutre phononique tout silicium . . . 81
5.4 Caractérisation des bandes interdites . . . 82
5.4.1 Influence de la période . . . 82
5.4.2 Effet de bord . . . 85
5.4.3 Sortie de la bande interdite . . . 86
5.4.4 Atténuation de la bande interdite . . . 88
5.5 Résonances de défauts isolés par des poutres phononiques . . . 89
5.5.1 Excitation piézoélectrique . . . 89
5.5.1.1 Défaut encastré-libre . . . 89
5.5.1.2 Défaut encastré-encastré . . . 91
5.5.2 Excitation photothermique . . . 91
5.5.2.1 Simulation de la résonance du défaut encastré-encastré . . . 92
5.5.2.2 Résultats expérimentaux . . . 93
5.6 Conclusion et perspectives . . . 96

6 Étude de la dispersion des ondes élastiques à la surface de films minces micro-structurés 99

6.1 Introduction . . . 99
6.2 Technique GLAD . . . 100
6.3 Influence de l'angle de déposition sur l'anisotropie . . . 102
6.3.1 Présentation des échantillons étudiés . . . 102
6.3.2 Résultats préliminaires . . . 104
6.3.3 Mesures expérimentales et traitement des données . . . 104
6.3.4 Résultats et discussion . . . 107
6.4 Etude numérique de l'influence de la structuration du film mince sur l'anisotropie 110
6.4.1 Modèle avec film homogène pour l'échantillon GLAD *0°* . . . 111
6.4.2 Modèles avec films structurés . . . 113

6.4.2.1 Structure de référence 113
6.4.2.2 Influence des paramètres géométriques 115
6.4.2.3 Influence de la nano-porosité 117
6.5 Discussion et perspectives 119
6.6 Conclusion 121

Conclusion générale et perspectives **123**

Introduction générale

Les ondes élastiques trouvent leurs utilités dans de nombreux produits de la vie de tous les jours. Celles-ci sont particulièrement utilisées pour les dispositifs à ondes de surface avec des applications pour les capteurs et surtout pour les filtres, notamment dans le domaine des télécommunications. Ainsi, chacun possède au moins un composant à ondes élastiques sur lui par le biais de son téléphone portable. Par ailleurs, celles-ci peuvent aussi être utilisées pour réaliser des opérations de contrôle non destructif ou bien des actionneurs.

Depuis 25 ans, un nouveau domaine scientifique, visant à l'étude de la propagation des ondes élastiques dans des milieux périodiquement structurés, a émergé. De tels milieux, appelés cristaux phononiques, permettent en effet de contrôler la propagation des ondes élastiques. Une propriété clé est l'ouverture, sous certaines conditions, de bandes interdites de fréquences pour lesquelles la propagation de toute onde élastique est prohibée dans le cristal. Cela permet de créer des miroirs pour les ondes, mais aussi des guides ou bien des cavités résonantes, avec des applications allant de la protection des bâtiments en sismique, à l'amélioration de la résonance des micro-résonateurs.

Deux mécanismes principaux existent pour l'ouverture des bandes interdites. Le premier repose sur les interférences de Bragg causées par les réflexions multiples de l'onde dues aux ruptures d'impédances mécaniques. Le deuxième provient de l'interaction des modes propagatifs avec une résonance locale. Chaque mécanisme possède ses spécificités : une bande interdite de Bragg est ouverte pour des longueurs d'ondes de l'ordre de la périodicité, alors que celles liées à des résonances locales peuvent être situées à des longueurs d'ondes bien inférieures. Ces dernières sont aussi généralement plus étroites que les bandes interdites de Bragg.

Cette thèse a été effectuée au sein du laboratoire FEMTO-ST, dans le département Micro Nano Sciences et Systèmes. Elle est liée au regroupement de deux équipes de recherche en phononique et en micro-instrumentation. Ces deux thématiques trouvent des liaisons communes dont sont issus les deux objectifs de recherche de la thèse énoncés ci-dessous :

Le premier objectif concerne l'utilisation des cristaux phononiques pour la micro-instrumentation. Le but est de travailler sur des poutres phononiques, qui sont des structures relativement nouvelles dans la communauté, avec des perspectives intéressantes pour des applications dans les micro-résonateurs. Le premier point vise à développer des poutres phononiques à larges bandes interdites, grâce à la combinaison des deux mécanismes d'ouverture de bandes interdites discutés précédemment. Le deuxième point a pour but d'utiliser ces structures afin de confiner l'énergie mécanique des résonances de poutres encastrées-libres, et ainsi d'en améliorer les facteurs de qualité. Le principe repose sur l'ouverture d'une bande interdite de la poutre

phononique qui recouvre la fréquence de résonance de la poutre résonante. Cela permet ainsi de réduire, voire supprimer, les pertes du résonateur dues à son ancrage.

Les applications visées sont les cantilevers de microscope à sonde locale. Ces cantilevers, formés d'une poutre résonante avec une pointe sont couramment utilisés dans les microscopes à sonde locale tels que les microscopes à force atomique (AFM) ou à effet tunnel (STM), mais aussi au sein de l'équipe avec un microscope à déformation mécanique (SMM). Les travaux de cette thèse constituent les premières étapes en vue de la réalisation de cantilevers phononiques. L'objectif est d'améliorer le facteur de qualité de la résonance des cantilevers afin d'améliorer la sensibilité des microscopes. Les fréquences étudiées dans cette thèse se situent donc typiquement autour du mégahertz.

Le deuxième objectif concerne l'utilisation des techniques de micro-instrumentation afin de caractériser des cristaux phononiques aux petites échelles. Dans le cadre d'un projet ANR de 2010 à 2015, un banc optique pompe sonde hétérodyne femtoseconde a été développé en collaboration avec le Laboratoire Ondes et Matières d'Aquitaine (LOMA). Ce banc permet notamment la caractérisation de la propagation des ondes élastiques dans le domaine du gigahertz. Au cours de cette thèse, le développement de cette plateforme a été poursuivie, ainsi que son utilisation pour différentes caractérisations thermiques et élastiques. Dans ce manuscrit sont présentés les résultats de l'investigation de la dispersion des ondes de surface au sein de films minces micro-structurés déposés par une technique de pulvérisation cathodique sur substrat incliné, dite GLAD (GLancing Angle Deposition). Ces résultats fournissent une première base pour la caractérisation à court-terme de cristaux phononiques micro ou nano-structurés exhibant des bandes interdites à hautes fréquences.

La thèse est structurée en 6 chapitres dont de brèves descriptions sont données ci dessous :

Dans le premier chapitre, nous rappelons les notions fondamentales et la terminologie utilisée pour décrire la propagation des ondes élastiques dans des milieux libres, guidées, puis avec des inhomogénéités, ce qui constitue le cœur de cette thèse. La deuxième partie concerne les cristaux phononiques. Un bref historique et quelques applications sont proposées, puis les deux principaux mécanismes d'ouverture de bandes interdites sont expliquées. Un état de l'art focalisé sur les plaques avec piliers résonants, puis sur les poutres phononiques est ensuite réalisé, ces deux thématiques étant combinées au cours de la thèse.

Une présentation des outils utilisés au cours de la thèse est proposée dans le deuxième chapitre. Les calculs numériques sont réalisés avec la méthode des éléments finis. Ce type de calcul est développé ainsi que la réalisation des simulations des modes propres et harmoniques des différentes structures. Les méthodes expérimentales utilisées au cours de la thèse pour générer et détecter les ondes élastiques sont décrites. En particulier, le fonctionnement du banc optique pompe sonde est développé.

Le premier chapitre de résultats concerne l'étude numérique pour l'élargissement des bandes interdites dans les poutres phononiques. Les différentes étapes et structures sont décrites afin de comprendre l'influence des différents paramètres sur les positions et largeurs des bandes

interdites. La dispersion des modes ainsi que leurs distributions de déplacements sont analysées afin d'apporter une compréhension sur les natures couplées des bandes interdites ouvertes.

Le chapitre suivant présente les résultats expérimentaux obtenus avec une première structure basée sur les poutres optimisées décrites dans le chapitre numérique précédent. La fabrication des poutres phononiques, réalisée partiellement en salle blanche, est détaillée. L'influence des paramètres de fabrication sur les bandes interdites est discutée afin de comparer les résultats de caractérisation aux simulations numériques.

Le cinquième chapitre présente les résultats obtenus sur le confinement de l'énergie au sein de résonateurs, grâce aux poutres phononiques. Une nouvelle méthode de fabrication des poutres phononiques à piliers résonants, entièrement réalisées en salle blanche, est décrite. L'étude du confinement de l'énergie est menée dans des résonateurs insérés en fin, ou au sein des poutres phononiques. Ce chapitre permet une démonstration des possibilités d'amélioration des facteurs de qualité de résonateurs grâce à des poutres phononiques.

Le dernier chapitre regroupe les résultats de caractérisations menées avec le banc pompe sonde sur différents échantillons déposés par GLAD. Une forte dispersion ainsi qu'une anisotropie sont exhibées pour les échantillons déposés avec de grands angles. Une discussion basée sur des simulations numériques de la micro et nano-structuration est menée afin de comprendre leurs rôles dans les phénomènes observés.

Enfin, une conclusion ainsi que des perspectives sur les deux objectifs de cette thèse sont discutées en fin de ce manuscrit.

1

Propagation des ondes élastiques dans les milieux périodiques

1.1/ Introduction

Le but de ce premier chapitre est de poser le cadre de cette thèse, qui vise à étudier l'interaction des ondes élastiques guidées (ondes de surfaces, modes d'une poutre) et les matériaux micro-structurés à travers l'analyse de leur dispersion. Dans la première section, un bref rappel sur la propagation des ondes élastiques libre, puis guidée, est effectué afin d'introduire les termes utilisés au cours du manuscrit. En particulier sont abordées la propagation des ondes de surfaces de type Rayleigh, ainsi que celle des ondes de plaque. L'objectif de cette thèse est de comprendre l'influence de l'inclusion d'inhomogénéités périodiques (ou assimilées comme telles) dans un milieu, sur la propagation des ondes élastiques. De telles structures périodiques portent le nom de cristaux phononiques, dont le début de la deuxième section propose un bref historique. Les cristaux phononiques permettent de contrôler la propagation des ondes élastiques en les ralentissant, voire en interdisant leurs propagations pour certaines gammes de fréquences. Ces intervalles de fréquences sont nommés bandes interdites et permettent différentes applications, dont quelques exemples sont proposés. Les deux principaux mécanismes qui permettent l'ouverture de bandes interdites : interférences de Bragg et résonances locales, sont décrits. Un état de l'art sur les plaques phononiques avec piliers résonants est ensuite proposé, ainsi qu'un deuxième état de l'art sur les poutres phononiques. Comme expliqué dans l'introduction, un des objectifs de cette thèse est d'étudier l'ouverture de larges bandes interdites dans des poutres phononiques à piliers résonants. Ces deux états de l'art constituent donc la base sur laquelle les résultats de cette thèse s'appuient. De plus, une revue des applications des poutres phononiques est donnée, en particulier sur les micro-résonateurs, en lien avec le chapitre 2.

1.2/ Généralités sur les ondes élastiques

Cette première section va servir à rappeler les notions fondamentales sur les ondes élastiques, ainsi que la terminologie utilisée dans la thèse. Ces explications se veulent synthétiques et sans formalisme mathématique. Celui-ci sera développé dans le chapitre 2. Cette synthèse s'appuie sur le livre de Royer et Dieulesaint intitulé *Ondes élastiques dans les solides* [1].

1.2.1/ Propagation libre

La propagation des ondes élastiques peut être décrite comme un perturbation hors position équilibre de la matière qui se transmet de proche en proche. Cet ébranlement correspond à une modification locale des contraintes et des déplacements dans le solide lors du passage de l'onde. Une illustration simple de ce phénomène dans un milieu cristallin consiste à considérer une chaîne unidimensionnelle de masses reliées par des ressorts. Sous l'effet d'une excitation appliquée au bout de cette chaine, la première masse va sortir de sa position d'équilibre, et va successivement entrainer les masses suivantes, par les forces de raideurs des ressorts qui les lient, et ainsi propager une onde. Une fois l'excitation arrêtée, les masses vont progressivement retrouver leurs positions d'équilibre, les déformations restant dans le domaine élastique. Ce modèle permet d'introduire les principaux paramètres qui décrivent la propagation des ondes dans un milieu solide : la densité (reliée aux masses) et les propriétés élastiques (reliées aux constantes de raideur des ressorts).

Dans le cas plus général d'un milieu tridimensionnel infini, plusieurs types d'ondes peuvent exister. Ces ondes de volume sont généralement divisées suivant leurs polarisations, c'est à dire en fonction de la direction des déformations par rapport à la direction de propagation. Suivant les propriétés élastiques du milieu considéré, différentes ondes peuvent se propager. Pour un milieu isotrope, *i.e.* avec des propriétés élastiques indépendantes de la direction, deux ondes existent. La première est l'onde longitudinale, dont la polarisation est dirigée dans la direction de propagation. La deuxième est l'onde transverse, dont la polarisation est orthogonale à la direction de propagation. Cette deuxième onde est dite dégénérée, puisque celle-ci recouvre en fait l'onde transverse horizontale et verticale. La vitesse de propagation de l'onde transverse est plus faible que l'onde longitudinale. Pour un milieu anisotrope, ces trois ondes sont définies comme quasi-longitudinale et quasi-transversales, puisque leurs polarisations ne sont pas forcément purement colinéaires ou orthogonales à la direction de propagation.

1.2.2/ Propagation guidée

Les milieux considérés dans le paragraphe précédent étaient infinis, c'est à dire que les dimensions du faisceau d'onde sont petites par rapport à la taille du solide. Dans le cas contraire, l'onde élastique peut être amenée à rencontrer une frontière de son milieu de propagation, typiquement une interface solide/vide dans le cas d'un solide avec des dimensions finies. Cette

frontière implique des conditions mécaniques supplémentaires sur la propagation de l'onde. Dans le cas de la surface libre par exemple, les contraintes normales de la surface sont nulles.

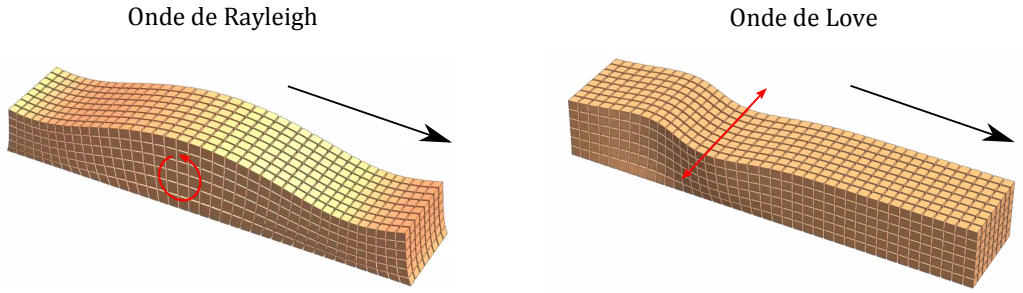


FIGURE 1.1 – Illustration des déformations pour une onde de Rayleigh et une onde de Love, d'après [2]. Les flèches noires indiquent la direction de propagation, les flèches rouges indiquent la polarisation.

En 1885, Lord Rayleigh démontre que, dans le cas d'un solide isotrope semi-infini dont la surface est libre, une onde confinée en sa surface peut se propager. Cette onde, nommée onde de Rayleigh, est polarisée sagittalement (dans le plan de propagation) de manière elliptique. Elle correspond à une onde guidée par la surface, dont la déformation décroit de façon exponentielle à l'intérieur du solide. La profondeur de pénétration est généralement admise comme étant de l'ordre de la longueur d'onde. Une illustration de la propagation de cette onde est proposée dans la figure 1.1. Dans le cas de certaines symétries cristallographiques, une deuxième onde de Rayleigh, ainsi qu'une onde polarisée transversalement, appelée onde Love (représentée dans la figure 1.1), peuvent se propager à la surface du solide. Celles-ci sont en revanche moins confinées. Les ondes de Rayleigh ont des vitesses de propagation plus faibles que les ondes de volume. Dans le cas de films minces déposés sur des milieux semi-infinis, les ondes de surfaces avec une polarisation sagittale sont généralement appelées ondes de Sezawa, du fait de l'interaction possible entre les deux milieux de propagation. Les ondes transverses sont toujours appelées ondes de Love. Il est intéressant de noter la propagation que l'interface des deux milieux peut conduire à un mode guidée nommé onde de Stoneley. Les ondes de surfaces (Surface Acoustic Waves - SAWs) ont été initialement étudiées dans le cas des tremblements de terre et sont depuis les années 60 massivement utilisées pour des opérations de filtrage dans le domaine des télécommunications mais aussi pour des applications de capteurs.

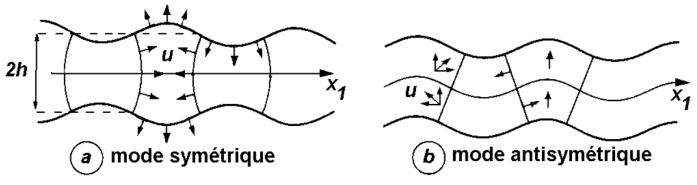


FIGURE 1.2 – Illustration des déformations pour les deux modes de Lamb.

Lorsque le milieu de propagation se présente sous la forme d'une plaque, le guidage peut résulter de l'interaction avec les deux surfaces libres. En effet, si l'épaisseur de la plaque est petite devant la longueur d'onde des modes de Rayleigh, ces modes vont être affectés par

la deuxième condition limite. Les ondes ainsi guidées portent alors le nom d'ondes de Lamb. Ces modes sont divisés entre mode symétrique et mode anti-symétrique, suivant la nature des déformations, telles qu'illustrées dans la figure 1.2. De plus un mode transverse, non intégré dans la dénomination de modes de Lamb, peut aussi se propager dans la plaque.

Suivant les longueurs d'ondes considérées, la réduction à des dimensions finies peut introduire de fortes dispersions pour la propagation des ondes. C'est à dire que l'onde n'a pas la même vitesse suivant la fréquence étudiée. Il convient alors de définir la vitesse de phase de l'onde $v_\Phi = \omega/k$, ainsi que la vitesse de groupe $v_g = \partial\omega/\partial k$. Dans ces définitions, $\omega = 2\pi/T$ représente la pulsation de l'onde, et $k = 2\pi/\lambda$ le nombre d'onde. Ces deux grandeurs sont respectivement liées à la période temporelle T et spatiale λ de l'onde. Il est commun de représenter la dispersion des modes de propagation au sein d'un milieu, par un diagramme de dispersion, représentant la fréquence (ou la pulsation) en fonction du nombre d'onde. Ces diagrammes représentent ainsi l'existence des modes pour un intervalle de fréquence donné, mais aussi leurs dispersions.

1.2.3/ Propagation dans des milieux non homogènes

Les notions introduites jusqu'à maintenant ne concernent que des milieux de propagation homogènes, constitués d'un seul matériau. Lorsqu'une onde élastique arrive à la frontière plane de deux milieux constitués de matériaux avec des paramètres mécaniques différents, des ondes réfléchies et réfractées peuvent être générées. Cependant, des conversions de polarisation se produisent à l'interface et peuvent mener à la génération de tout types d'ondes (onde quasi-longitudinale, et les deux ondes quasi-transversales), aussi bien pour les ondes transmises que les ondes réfléchies. Cela donne ainsi toute la richesse et la complexité à l'étude de la propagation des ondes élastiques dans des milieux non homogènes.

Dans le cas de milieux avec des inhomogénéités de dimensions finies distribuées aléatoirement, l'onde élastique incidente peut être fortement perturbée par les défauts. En particulier, le milieu inhomogène peut devenir fortement dispersif pour la propagation des ondes élastiques (par exemple pour le cas de structure poreuses [3]). L'étude peut alors être réalisée en fonction de la longueur d'onde considérée. En effet, si la longueur d'onde est grande devant la taille caractéristiques des défauts, des techniques d'homogénéisation [4] peuvent être utilisées afin d'obtenir les paramètres mécaniques effectifs du milieu. Cette technique revient à considérer un milieu effectif et permet de conserver les équations de propagation, avec l'utilisation de paramètres effectifs. Si la longueur d'onde est de l'ordre de grandeur des tailles caractéristiques des défauts, il convient alors de prendre en compte l'influence de chaque inhomogénéité. Dans cette thèse nous n'étudierons que des milieux périodiques ou assimilés comme tels, qui comprennent des inhomogénéités de l'ordre de la longueur d'onde étudiée. Ces milieux dans lequel des inhomogénéités périodiques sont insérées sont connus sous le nom de cristaux phononiques.

1.3/ Cristaux phononiques

Les cristaux phononiques sont des structures périodiques qui permettent de contrôler, voire manipuler la propagation des ondes élastiques ou acoustiques en leur sein. Le terme *phononique* a été introduit il y a 25 ans, avec l'article de Kushwaha *et al.* [5]. Dans leur papier, les auteurs dressent un parallèle entre les cristaux phoNoniques et les cristaux phoToniques pour la manipulation des ondes électromagnétiques. Ces cristaux phoToniques, apparus en 1987 simultanément avec les articles de Yablonovitch [6] et John [7], dérivent de la même manière des concepts établis en quantique, pour les équations d'ondes des électrons. Une propriété clé de ces cristaux est l'ouverture de bandes interdites (band gap) dans laquelle la propagation de la particule étudiée (électron - photon - phonon) est interdite. Ces bandes interdites sont naturellement présentes pour les électrons dans les cristaux tels que les semi-conducteurs, formés par l'arrangement périodique des atomes. En revanche, l'ouverture des bandes interdites pour la phoTononique et la phoNonique nécessite la création de structures artificielles, formés par l'arrangement périodique d'au moins deux milieux. Les caractéristiques principales des trois physiques sont regroupées dans le tableau de la figure 1.3. Bien que la paternité du terme *phononique* soit attribuée aux auteurs de [5], l'ouverture d'une bande interdite élastique avait été étudiée dès 1992, par Sigalas et Economou [8, 9].

TABLE I. Band-structure-related properties of three periodic systems.

Property	"Electronic" crystal	"Photonic" crystal	"Phononic" crystal
Materials	Crystalline (natural or grown)	Constructed of two dielectric materials	Constructed of two elastic materials
Parameters	Universal constants, atomic numbers	Dielectric constants of constituents	Mass densities, sound speeds c_l, c_t of constituents
Lattice constant	1–5 Å (microscopic)	0.1 μm–1 cm (mesoscopic or macroscopic)	Mesoscopic or macroscopic
Waves	de Broglie (electrons) ψ	Electromagnetic or light (photons) $\mathbf{E}, \mathbf{B}$	Vibrational or sound (phonons) $\mathbf{u}$
Polarization	Spin $\uparrow, \downarrow$	Transverse: $\nabla \cdot \mathbf{D} = 0$ $(\nabla \cdot \mathbf{E} \neq 0)$	Coupled trans.-longit. $(\nabla \cdot \mathbf{u} \neq 0, \nabla \times \mathbf{u} \neq 0)$
Differential equation	$-\frac{\hbar^2}{2m}\nabla^2\psi + V(\mathbf{r})\psi = i\hbar\frac{\partial\psi}{\partial t}$	$\nabla^2\mathbf{E} - \nabla(\nabla \cdot \mathbf{E}) = \frac{\epsilon(\mathbf{r})}{c^2}\frac{\partial^2\mathbf{E}}{\partial t^2}$	See Refs. [27,28]
Free particle limit	$W = \frac{\hbar^2 k^2}{2m}$ (electrons)	$\omega = \frac{c}{\sqrt{\bar{\epsilon}}}k$ (photons)	$\omega = c_{t,l}k$ (phonons)
Band gap	Increases with crystal potential; no electron states	Increases with $\lvert\epsilon_a - \epsilon_b\rvert$; no photons, no light	Increases with $\lvert\rho_a - \rho_b\rvert$, etc. no vibration, no sound
Spectral region	Radio wave, microwave, optical, x ray	Microwave, optical	$\omega \lesssim 1$ GHz

Figure 1.3 – Propriétés des diagrammes de bande pour un cristal électronique, photonique et phononique, d'après [5].

Toute onde dans un cristal obéit au théorème de Bloch-Floquet, du fait de la périodicité de celui-ci. Des diagrammes de dispersions peuvent donc être calculés sur la première zone de Brillouin, correspondant à la géométrie de la périodicité choisie. Dans leur article, Kushwaha *et al.* démontrent ainsi la possibilité d'ouvrir une bande interdite pour les ondes élastiques dans un milieu de nickel composé de cylindres périodiques d'aluminium [5]. Le calcul n'est cependant réalisé que pour des ondes polarisées transversalement. La bande interdite n'est

donc pas complète. Pour une bande interdite complète, aucun mode de propagation, quelque soit sa polarisation, n'existe pour l'intervalle de fréquence correspondant à la bande interdite. Seuls des modes évanescents, avec une décroissance exponentielle, peuvent exister.

1.3.1/ Mécanismes d'ouverture des bandes interdites

L'ouverture d'une bande interdite dans un cristal phononique peut provenir de différents mécanismes. Le premier mécanisme, prédit dans les articles [5, 8, 9], est celui des interférences multiples de Bragg. Le contraste d'impédance mécanique entre les inclusions provoquent des réflexions multiples qui peuvent mener à des interférences destructives et l'ouverture de bandes interdites. Les bandes interdites apparaissent aux points de symétrie de la première zone de Brillouin [10]. C'est à dire pour des fréquences de l'ordre de $c/2a$, où c représente la vitesse de l'onde élastique dans le milieu, et a la période. Ces bandes interdites de Bragg dépendent fortement du contraste entre les inclusions et le milieu de propagation, de l'arrangement périodique, du choix de la forme des inclusions, qui peuvent être représentées sous la forme du facteur de remplissage [11].

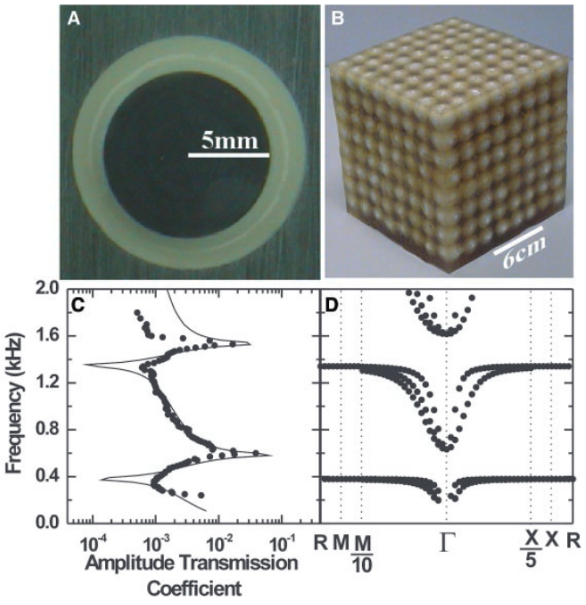


Figure 1.4 – Cristal phononique à résonances locales, d'après [12]. (a) photo de la cellule élémentaire utilisée pour fabriquer (b) le cristal phononique constitué d'inclusions sphériques d'aciers avec des coques en silicone distribuées périodiquement dans une matrice d'époxy. (c) Transmission de la structure expérimentale (points) et numérique (trait continu) et (d) diagramme de bande correspondant.

Un deuxième mécanisme d'ouverture des bandes interdites est celui des résonances locales, introduit par Liu *et al.* en 2000 [12]. Dans cet article, les auteurs étudient une structure faite d'inclusions sphériques de plomb avec une coque en silicone (figure 1.4 (a)), distribuées selon un réseau cubique dans une matrice de résine (figure 1.4 (b)). Les auteurs rendent compte de l'ouverture de bandes interdites à des fréquences bien inférieures de celles d'une bande interdite

basée sur des mécanismes de Bragg. L'ouverture de la bande interdite est causée par l'interaction entre les résonances localisées des sphères et les modes de propagation. La résonance, et donc la position de l'éventuelle bande interdite, dépend des propriétés mécaniques et géométriques des inclusions. Les bandes interdites d'hybridation, liées à des résonances locales, sont généralement plus étroites que celles formées par interférence de Bragg. Ce mécanisme est à l'origine des méta-matériaux acoustiques, qui permettent notamment d'obtenir des paramètres effectifs mécaniques (densité, module d'Young) du milieu négatifs [13, 14]. Les lois classiques de propagation sont ainsi fortement affectées. Ces méta-matériaux ont comme applications des lentilles à haute résolution, grâce à la réfraction négative [15, 16], mais aussi des capes d'invisibilités acoustiques [17, 18, 19, 20] ou des méta-écrans [21, 22, 23].

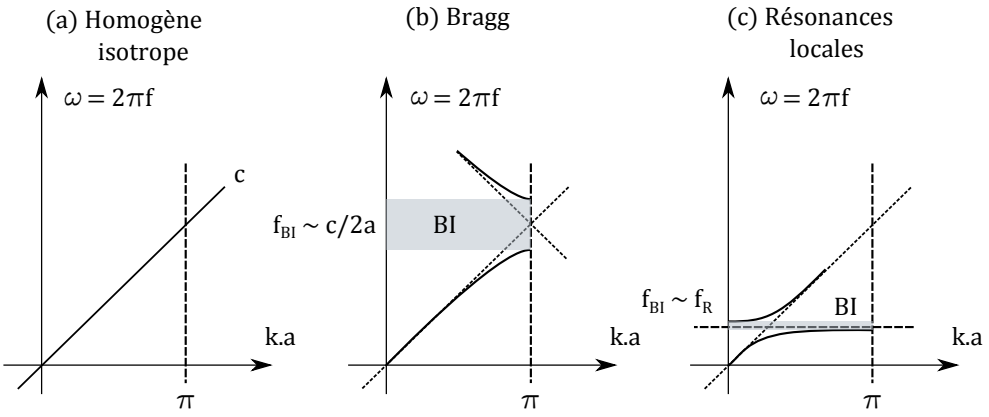


FIGURE 1.5 – Représentation schématique de l'ouverture d'une bande interdite par interférences multiples de Bragg ou par résonances locales, en comparaison avec un milieu homogène isotrope. Les sigles et constantes représentent : Bande Interdite (BI), c la vitesse du mode considéré, a la période du cristal phononique et f_{BI} la fréquence centrale d'ouverture de la bande interdite. Ces graphiques sont adaptés de [10, 24].

Les graphiques de la figure 1.5 illustrent schématiquement les deux mécanismes d'ouverture de bandes interdites décrits précédemment. Les diagrammes de dispersion de trois milieux sont représentés : (a) un milieu homogène et isotrope avec un mode non dispersif de vitesse $v = c$, un cristal phononique avec une périodicité 1D, avec une bande interdite ouverte par des interférences multiples de Bragg (b), ou par résonances locales (c). La bande interdite de Bragg s'ouvre sur les bords de la première zone de Brillouin, autour d'une fréquence $f_{BI} = c/2a$ déterminée par la périodicité. Au contraire, la bande interdite liée aux résonances locales s'ouvre autour de la fréquence de résonance des éléments $f_{BI} = f_R$. Cette bande interdite s'ouvre par hybridation du mode de propagation en un mode de résonance. Elle dépend essentiellement du couplage entre le mode de propagation et la résonance locale. Elle est donc généralement plus petite qu'une bande interdite de Bragg et ne dépend pas de la périodicité [25, 26]. Un autre type d'ouverture de bandes interdites par localisation d'Anderson a été reporté dans la littérature [27].

1.3.2/ Exemples d'applications des cristaux phononiques

Les possibilités d'ouvrir des bandes interdites, mais aussi de contrôler et manipuler la propagation des ondes dans les cristaux phononiques permettent leurs applications dans de nombreux domaines. Les fréquences des ondes mécaniques et/ou acoustiques étudiées vont de quelques hertz (applications sismiques [28, 29]) à plusieurs dizaines de terahertz (applications en thermique [30, 31]). Une première application concerne l'isolation sonore [32, 33], avec la célèbre expérience sur la sculpture de Sempere à Madrid [34].

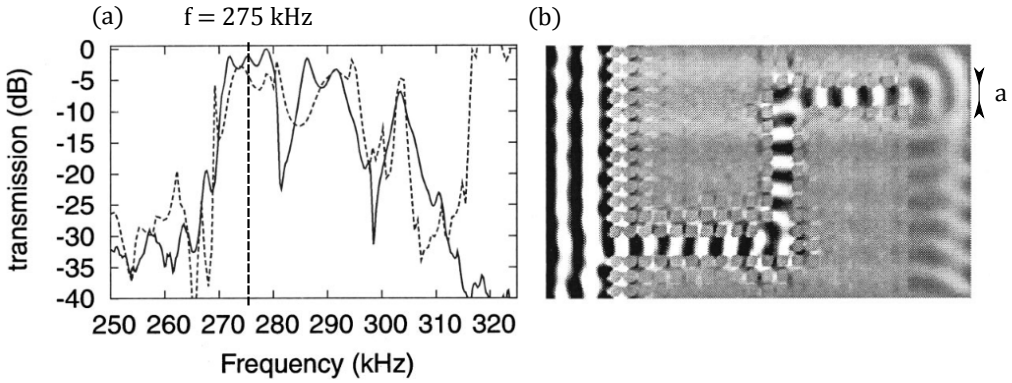


Figure 1.6 – Guidage des ondes acoustiques par un cristal phononiques composé d'inclusions cylindriques d'acier dans de l'eau, d'après [35]. (a) Transmission expérimentale (ligne continue) et numérique (ligne pointillée) du guide d'onde. (b) Déplacements calculés numériquement pour la fréquence f = 275 kHz.

Plusieurs équipes ont aussi montré les possibilités des cristaux phononiques pour réaliser des opérations de guidage des ondes acoustiques ou élastiques [35, 36, 37, 38], ou de filtrage [39, 40], grâce à l'introduction d'un défaut à l'intérieur d'un cristal phononique. Ce défaut peut typiquement prendre la forme d'un retrait de la périodicité sur une ligne, tel que dans la structure proposé par Khelif *et al.* illustré dans la figure 1.6. La transmission des ondes acoustiques à travers un guide courbée, grâce au confinement du cristal phononique, est clairement visible (figure 1.6 (b)).

Des opérations de multiplexing entre les ondes acoustiques [39, 41] et les ondes élastiques [42] ont aussi été décrites. Des exemples de cristaux phononiques dont les propriétés peuvent être modifiées par variation de la géométrie [43], stimuli externe comme un champ magnétique [44] ou bien par un changement de la nature des constituants [39] ont aussi été publiés. Une diode acoustique, basée sur un cristal phononique dont les deux entrées ne comportent pas la même rugosité, a été décrite par Li *et al.* [45]. La bande interdite d'un cristal phononique peut aussi être superposée à celle d'une bande interdite photonique afin de créer des cavités à forts couplages opto-mécanique [46, 47].

Le facteur de qualité d'un résonateur peut être amélioré par l'utilisation d'un cristal phononique. Mohammadi *et al.* ont étudié les réponses de résonateurs isolés par des cristaux phononiques de 2 ou 3 périodes. Un schéma de principe de la structure est illustré dans la figure 1.7 (a), ainsi qu'une image de la structure avec les cristaux phononiques de 3 périodes (b). Les transmissions

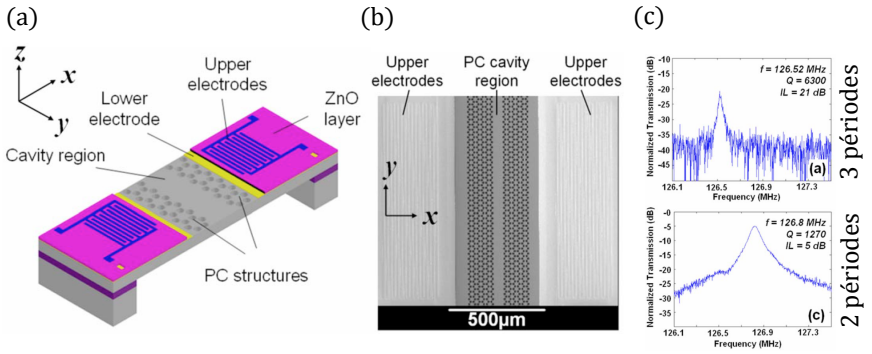


FIGURE 1.7 – Amélioration du facteur de qualité d'un résonateur isolé par un cristal phononique formé de trous percés selon une maille hexagonale dans une plaque, d'après [48]. (a) Schéma de principe des structures caractérisées. (b) Images par microscopie à balayage électronique de la structure avec des cristaux phononiques à 3 périodes. (c) Transmission normalisée obtenue pour la résonance en fonction du nombre de périodes.

des deux structures autour de la fréquence de résonance de 126 MHz sont tracées dans la figure 1.7 (c). Une amélioration du facteur de qualité de 1270 pour 2 périodes, à 6300 pour 3 périodes est observée. La fréquence de résonance est située dans la bande interdite, ce qui permet le confinement de l'énergie mécanique à l'intérieur du résonateur. L'augmentation du nombre de 2 à 3 périodes des cristaux permet un meilleur confinement et donc une amélioration du facteur de qualité de la résonance. L'amélioration des facteurs de qualité de résonateurs isolés par des cristaux phononiques ont été démontrées par de nombreuses équipes [49, 50, 51, 52].

1.4/ CRISTAUX PHONONIQUES FORMÉS D'UNE PLAQUE AVEC PILIERS RÉSONANTS

Depuis une dizaine d'années, un nouveau type de cristal phononique, constitué de piliers résonants disposés périodiquement sur une plaque, a émergé. Ces cristaux ont attiré une attention assez soutenue de la part de la communauté, de par la possibilité d'ouvrir plusieurs bandes interdites et d'en contrôler facilement les positions et largeurs.

En 2008, deux équipes ont reporté indépendamment des cristaux phononiques formées d'une plaque avec des piliers résonants. Pennec *et al.* ont étudié numériquement un cristal de ce type, en analysant l'influence des paramètres géométriques et des matériaux de la plaque ainsi que des cylindres résonants [53]. Une illustration de la structure étudiée est présentée dans la figure 1.8 (a). Le diagramme de bande de la structure avec une plaque de silicium et des piliers en acier est présenté en dessous. Avec ces conditions, les auteurs notent l'ouverture de deux bandes interdites. La première bande interdite (en bleue) est située pour des fréquences dont les longueurs d'ondes correspondantes sont bien supérieures aux dimensions géométriques de la structure. Cela est similaire à un mécanisme d'ouverture par résonances locales. Cependant, la bande interdite montre une forte dépendance aux paramètres géométriques et aux choix des matériaux, et l'analyse des modes ne montrent pas une résonance localisée. Plusieurs larges

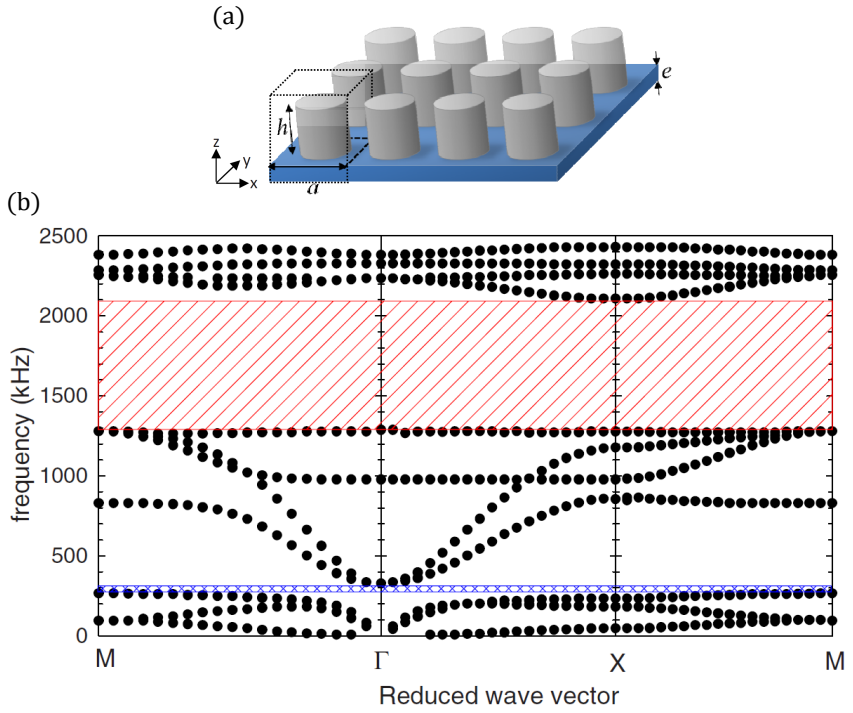


FIGURE 1.8 – Cristal phononique avec piliers résonants d'après [53]. (a) Schéma du cristal phononique (bleu : silicium et gris : aluminium). (b) Diagramme de bande du cristal phononique avec $a = 1$ mm, $e = 0.1$ mm, $h = 0.6$ mm et $r = 0.42$ mm.

bandes interdites peuvent être ouvertes à des plus hautes fréquences (en rouge). Les nombres, positions et largeurs de ces bandes dépendent fortement de la hauteur des piliers mais aussi de l'épaisseur de la plaque.

Wu *et al.* ont publié simultanément un article sur une structure similaire formée par des piliers cylindriques d'aluminium périodiquement espacés sur une plaque d'aluminium [54]. De la même manière, les auteurs étudient numériquement l'influence de la hauteur des piliers et démontrent la possibilité d'ouvrir des bandes interdites dont les positions et fréquences dépendent du ratio entre la hauteur des piliers et l'épaisseur de la plaque. Une démonstration expérimentale des bandes interdites est réalisée. Il est intéressant de remarquer que dans leur étude, le matériau des piliers est identique à celui de la plaque. Ainsi, comme l'avaient noté Pennec *et al.*, le contraste des paramètres mécaniques entre les inclusions et le milieu de propagation joue un rôle moins important pour les cristaux phononiques avec piliers résonants.

En 2010, Oudich *et al.* étudient un cristal phononique formé d'une plaque d'epoxy, sur laquelle sont déposés périodiquement des piliers cylindriques formés d'un empilement de silicone et de plomb [55]. Une représentation de la structure est présentée dans la figure 1.9 (a), le diagramme de dispersion étant tracé en (b). Les auteurs démontrent que l'ouverture de la bande interdite est bien liée à un mécanisme de résonance locale. Le choix d'un matériau mou (epoxy) pour la plaque et d'un composite pour le pilier résonant, conduit à un couplage très faible entre la plaque et le pilier. Cela permet donc une résonance très localisée du mode dans le pilier, alors que les résonances sont moins localisées dans les structures de Pennec *et al.* et

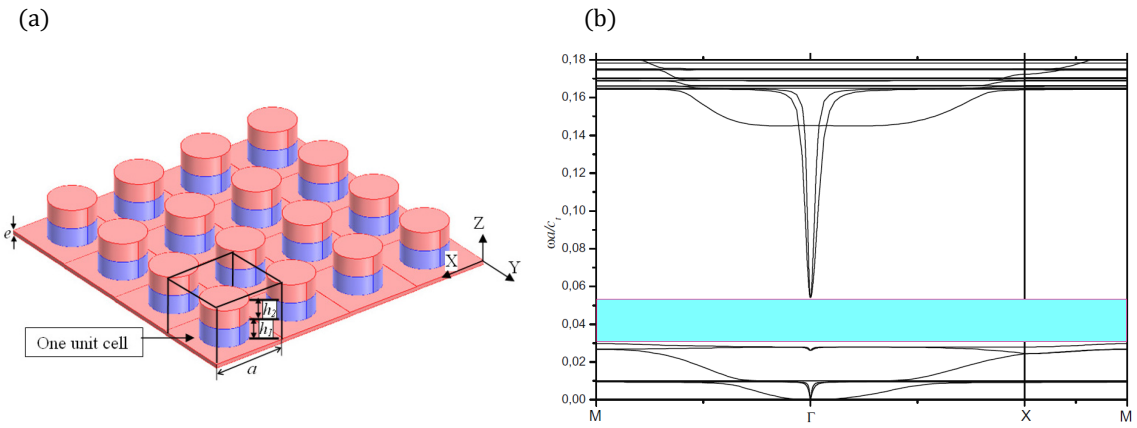


FIGURE 1.9 – Cristal phononique avec piliers résonants, d'après [55]. (a) Schéma du cristal phononique (plaque : epoxy, pilier bleu : caoutchouc, pilier rose : plomb). (b) Diagramme de bande du cristal avec $h_1/a = 0.1$, $h_2/a = 0.3$ et $r/a = 0.48$. L'axe des ordonnées représentent la pulsation normalisée par la période et la vitesse de l'onde transverse : $\omega a/c_t$.

de Wu *et al.* [53, 54], du fait des matériaux choisis. La notion de couplage peut aussi être analysée en terme de facteur de qualité de la résonance. Un grand facteur de qualité conduit à une résonance dont le spectre est très étroit, l'interaction avec le mode de propagation est donc limitée et conduit à une bande interdite étroite et fortement localisée. La structure à trois matériaux proposée par Oudich *et al.* permet de contrôler ce couplage en variant les paramètres géométriques des piliers.

Plusieurs équipes ont travaillé avec des cristaux phononiques à piliers résonants et ont cherché à en optimiser les largeurs de bandes interdites. Hsu *et al.* ont proposé une structure avec des résonateurs formés par des piliers cylindriques attachés à la plaque par le biais de fins cylindres [56]. Les auteurs démontrent un découplage entre la résonance et les modes de la plaque et l'ouverture d'une bande interdite par résonances locales. L'intérêt d'une telle structure réside dans la possibilité de décaler cette bande interdite sur une large gamme de fréquence, en changeant les paramètres géométriques du résonateur. Assouar *et al.* démontrent la possibilité d'élargir les bandes interdites à résonances locales des cristaux en attachant des piliers résonants symétriquement d'un coté et de l'autre de la plaque [57]. Le couplage des résonances des deux piliers identiques conduit à une plus forte interaction avec la plaque et à l'élargissement de la bande interdite. Les auteurs démontrent aussi la possibilité d'utiliser deux piliers avec des hauteurs différentes, ce qui permet d'ouvrir plusieurs bandes interdites résultant de l'interaction des modes de propagation avec les différentes fréquences de résonances de chaque pilier.

Finalement, une combinaison entre interférences de Bragg et résonances locales permet d'obtenir de fortes dispersions, et ainsi de larges bandes interdites. En 2013, Bilal *et al.* proposent une structure composée de piliers cylindriques résonants déposés sur une plaque sur laquelle un réseau carré de trous périodiques ont été creusés [58]. Les auteurs comparent les dispersions de cette structure représentée dans la figure 1.10 (c), avec la plaque structurée sans piliers (b) et la plaque non structurée avec piliers (b). Un élargissement de la largeur de la bande interdite

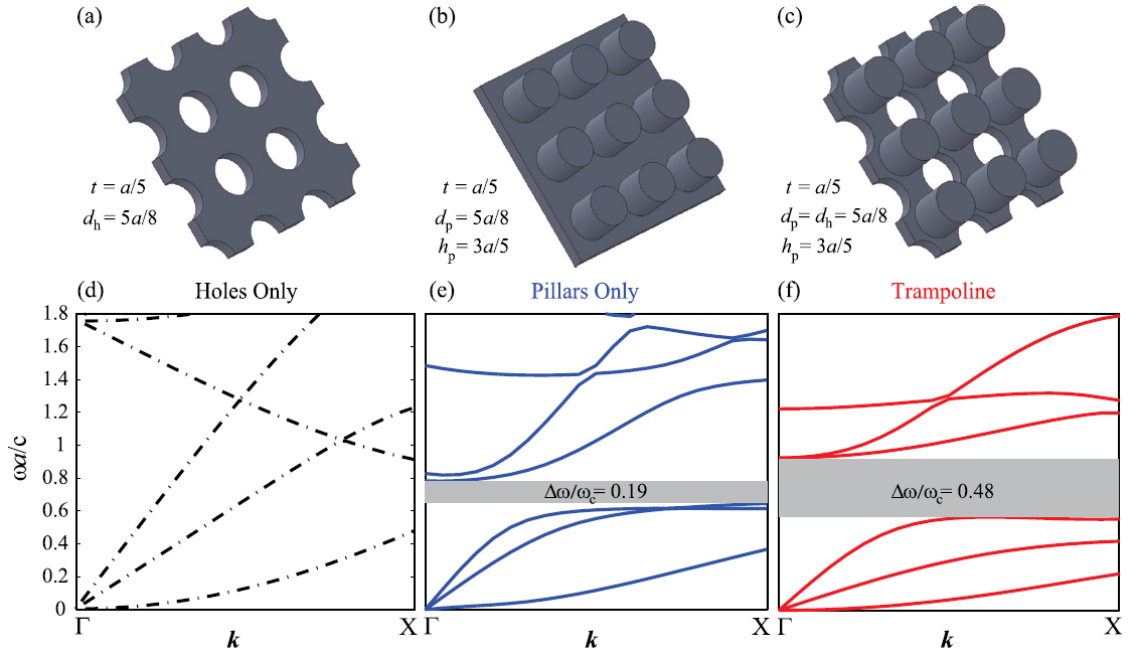


FIGURE 1.10 – Cristaux phononiques avec piliers résonants et plaques structurées, d'après [58]. (a)-(c) Schémas des cellules élémentaires des cristaux phononiques étudiés. (d)-(f) Diagramme de dispersion des cristaux phononiques.

est notée pour la plaque structurée avec piliers (f), par rapport à la plaque non structurée avec piliers (e), bien qu'aucune bande interdite ne soit ouverte sans les piliers (d). Les auteurs attribuent cet élargissement à une amélioration de la résonance des piliers grâce à l'introduction des trous et nomment cet effet "l'effet trampoline". Une démonstration expérimentale de l'effet est réalisée en 2017 [59].

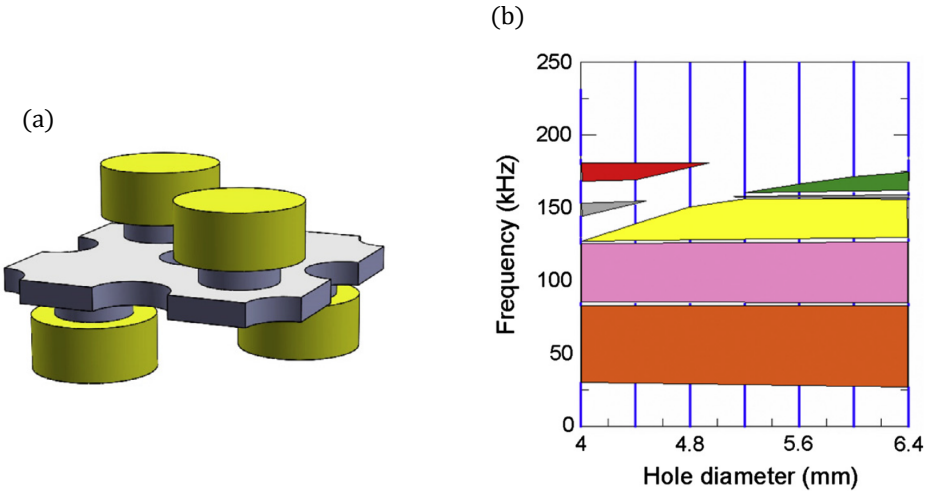


FIGURE 1.11 – Cristal phononique avec piliers résonants et plaque structurée, d'après [60]. (a) Schéma de la cellule élémentaire du cristal phononique (gris : aluminium et jaune : tungstène). (b) Bandes interdites en fonction du diamètre des trous dans la plaque.

En 2014, Assouar *et al.* proposent une structure constituée d'une plaque de silicium struc-

turée avec des piliers de tungstène périodiquement attachés par le biais de fins cylindres de silicium [60]. Une illustration de la cellule élémentaire finale utilisée est proposée dans la figure 1.11 (a). Les bandes interdites d'une telle structure en fonction du diamètre des trous sont représentées dans la figure 1.11 (b). Cette structure, qu'il nomme "hybride", permet la génération de larges bandes interdites, grâce à l'amélioration combinée des interférences de Bragg et des résonances locales.

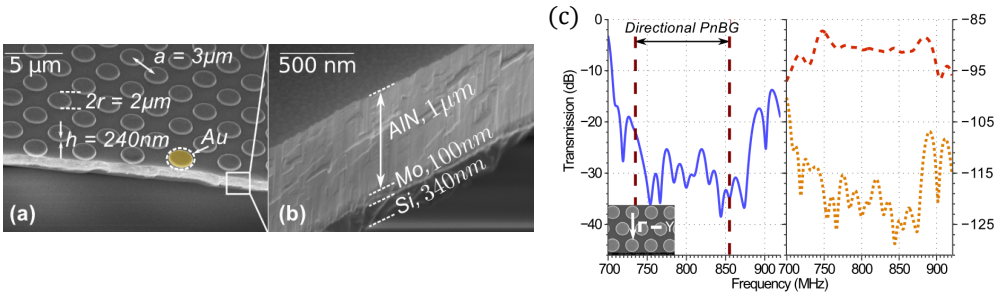


FIGURE 1.12 – Cristal phononique avec piliers résonants et plaque structurée, d'après [61]. (a) et (b) Images obtenue par microscopie électronique à balayage de la structure fabriquée composée de piliers d'or déposés sur une membrane d'AlN/Mo/Si. (c) Transmission de la structure, l'excitation et la détection des ondes élastiques sont réalisées par des peignes interdigités.

La même année, Pourabolghasem *et al.* mènent une étude sur les bandes interdites d'un cristal phononique composé de piliers de tungstène périodiquement attachés à une plaque homogène de silicium [62]. Ils démontrent que les larges bandes interdites résultent d'une combinaison entre mécanismes de Bragg et résonances locales. L'influence de chaque mécanisme dépend notamment de la hauteur des piliers, qui détermine l'effet dominant dans la formation de la bande interdite. Avec cette structure, les auteurs démontrent expérimentalement une bande interdite complète autour de 800 MHz [61]. Une représentation du cristal et de la bande interdite obtenue est représentée dans la figure 1.12.

1.5/ POUTRES PHONONIQUES

Les cristaux phononiques peuvent être classés en fonction du nombre de dimensions infinies pour lesquelles une périodicité est considérée. Ainsi, la majorité des articles cités précédemment concerne des cristaux phononiques 2D, puisque la périodicité s'étend dans le plan du substrat semi-infini ou de la plaque. Depuis 2010 et l'article de Hsu *et al.* [63], un intérêt croissant est porté par la communauté des phononiciens aux poutres phononiques (phononic strips). Ces structures ne doivent pas être confondues avec les cristaux phononiques 1D, qui désignent les cristaux phononiques constitués d'un empilement de couches de différents matériaux telle que la structure étudiée par Wang *et al.* [64]. L'intérêt des poutres phononiques réside notamment dans leurs utilisations courantes dans de nombreux domaines tels que la construction ou bien les micro-systèmes.

1.5.1/ Ouverture de bandes interdites dans les poutre phononiques

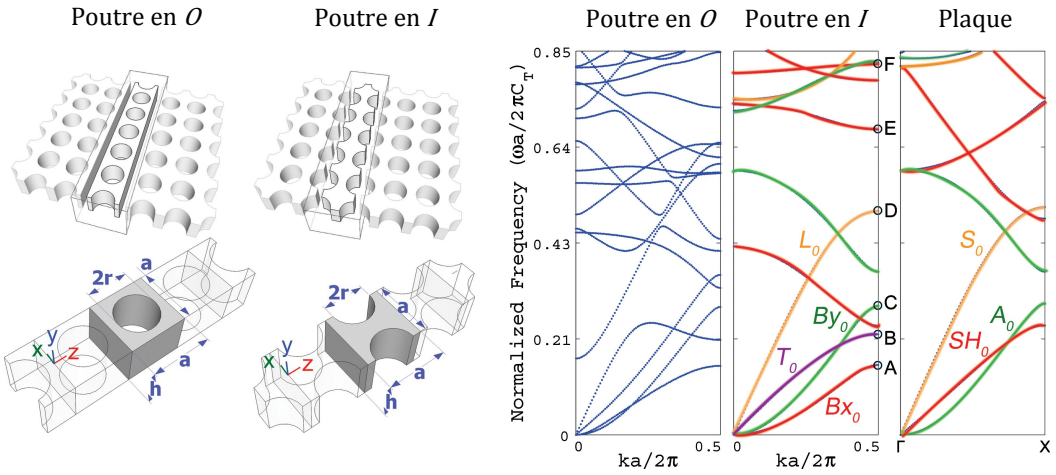


FIGURE 1.13 – Schémas et diagrammes de dispersion de la plaque et des deux poutres phononiques, d'après [63]. La couleur des modes indique une polarisation similaire. Les abréviations pour les modes d'ordre 0 sont : Longitudinal (L_0), Torsionel (T_0), Flexion suivant les deux directions perpendiculaires à la direction de propagation (Bending (B_{x_0} et B_{y_0}) pour la poutre ; Symétrique (S_0), Antisymétrique (A_0) et Transverse horizontal (SH_0) pour la plaque.

Dans leur article [63], Hsu *et al.* s'interrogent sur les possibilités d'ouverture de bandes interdites pour des poutres phononiques découpées à partir d'une plaque phononique. Cette plaque phononique est représentée dans la figure 1.13 (a). La plaque est découpée de deux façons pour former une poutre phononique en *O* (avec les trous au centre), ou bien en *I* (avec les trous sur les bords de la poutre). Les diagrammes de dispersion des deux poutres ainsi que de la plaque sont représentés dans la figure 1.13 (b). Les auteurs montrent numériquement qu'il n'est pas possible d'ouvrir une bande interdite pour la poutre en *O*, quelque soit le rayon du trou, alors qu'une bande interdite peut être ouverte pour la poutre en *I*. De plus, ils étudient la différence entre les modes de la plaque et ceux de la poutre en *I*. Un mode supplémentaire apparait pour les modes de la poutre : le mode de torsion. Les auteurs notent aussi que les modes longitudinaux et de flexion suivant *y*, sont peu affectés par la réduction de la dimension suivant *x* pour les basses fréquences, comparés aux modes symétriques et antisymétriques. En revanche, le mode transverse horizontal de la plaque est fortement affecté, ce qui permet l'ouverture de la bande interdite.

Basé sur le même type de structures, Feng *et al.* ont proposé une optimisation des paramètres géométriques (tailles des trous et de la période) afin d'élargir la bande interdite [65]. En considérant la largeur relative (largeur divisée par la fréquence centrale) de la bande interdite principale, l'équipe a démontré numériquement une structure optimisée avec une largeur relative de 62% contre 14% pour la structure de [63]. Les auteurs soulignent l'intérêt de telles structures à larges bandes interdites qui possèdent de meilleurs propriétés d'atténuation [66], mais aussi permettent de réduire l'influence des tolérances de fabrication. Li *et al.* ont aussi étudié l'optimisation numérique de telles structures et ont démontré une forte réduction de la vitesse de groupe pour un défaut inséré au centre de telles poutres phononiques [67]. Les

largeurs relatives des bandes interdites obtenues sont de l'ordre de 15%.

En parallèle de ces structures phononiques basées sur des mécanismes d'interférence multiples de Bragg, Yao *et al.* ont démontré numériquement en 2012 la possibilité d'ouvrir des bandes interdites avec des mécanismes de résonances locales. Ces bandes, situées à très basses fréquences, sont ouvertes grâce à la présence périodique d'éléments en caoutchouc sur une poutre en epoxy [68]. Leurs largeurs relatives sont cependant plus faibles que pour des bandes interdites basées sur des mécanismes de Bragg. Khales *et al.* ont aussi démontré l'ouverture numérique et expérimentale d'une bande interdite d'une largeur relative d'environ 5% dans une poutre d'aluminium sur laquelle des résonateurs d'aluminium sont usinés [69].

Parallèlement aux travaux développés dans le cadre de cette thèse, Ma *et al.* ont proposé en 2015 de combiner les deux mécanismes de résonances locales et de Bragg afin de créer des poutres phononiques avec de larges bandes interdites, dites hybrides [70]. La cellule élémentaire se compose d'une poutre d'aluminium structurée avec des trous, et d'un simple ou double pilier résonant du même matériau que la poutre. Avec une optimisation des paramètres géométriques, les auteurs montrent numériquement la possibilité d'obtenir des bandes interdites d'une largeur relative d'environ 105% pour la poutre structurée avec simple pilier, et de 155% pour la poutre avec double piliers.

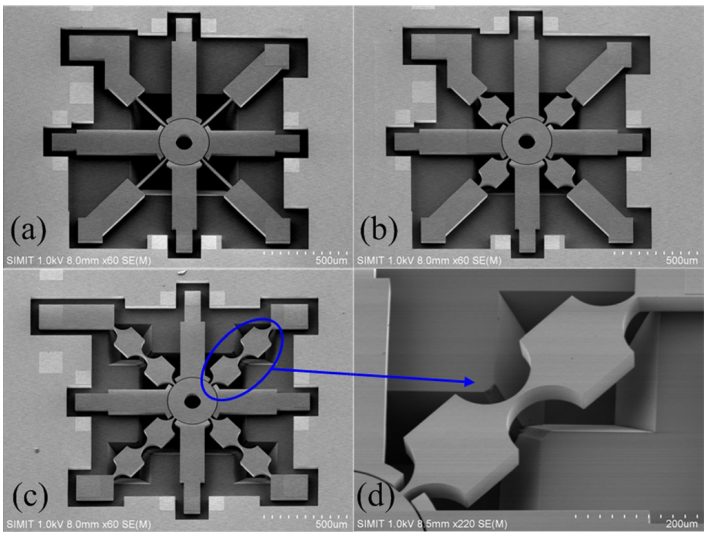
En 2016, Ha *et al.* ont démontré numériquement la possibilité de créer des poutres phononiques en silicium dont la bande interdite peut être ajustée en fonction de la température et des caractéristiques du dopant utilisé [71]. De la même manière, Wang *et al.* ont proposé une structure avec des cylindres creux, dont les propriétés de résonance changent si un liquide les remplit, permettant de modifier l'intervalle de fréquence de la bande interdite. Une étude expérimentale a été réalisée et démontre les possibilités d'ajustement [72].

1.5.2/ Applications des poutres phononiques

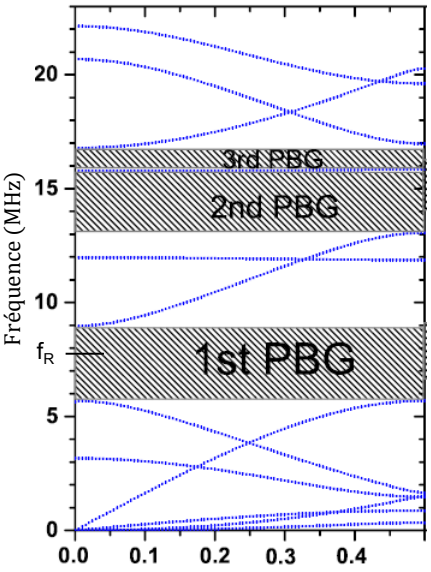
Plusieurs applications ont été étudiées pour les poutres phononiques. Un premier domaine d'application a émergé pour des micro-résonateurs dans le domaine des MEMS. Le principe consiste à remplacer les accroches du résonateur par des poutres phononiques, dont la bande interdite recouvre la fréquence de résonance du résonateur. Cela permet de limiter les pertes par les ancrages dues aux ondes qui se propagent en dehors du résonateur. Le facteur de qualité de la résonance est ainsi amélioré. Un principe similaire de confinement de l'énergie mécanique dans des résonateurs avec des cristaux phononiques 2D en plaques a été démontré dans de nombreux travaux [48, 49, 50, 51, 52]. Hsu *et al.* ont démontré numériquement l'amélioration du facteur de qualité de résonateurs en forme de parallélépipèdes [73] et en forme d'anneau [74], grâce à l'utilisation de poutres phononiques comme accroches. Sorenson *et al.* ont démontré expérimentalement l'amélioration du facteur de qualité de 1400 à 2550 pour la même résonance d'un résonateur en forme de parallélépipède, respectivement accroché avec des poutres homogènes, et avec une poutre phononique de 5 périodes [75].

En 2014, Feng *et al.* ont étudié expérimentalement l'influence de poutres phononiques utili-

(1)



(2)



(3) Fréquence de résonance f_R : 7.845 MHz

	Poutre	Poutre phononique	
Type	Homogène	1 période	2 périodes
Q moyen	2.95×10^5	3.59×10^5	3.95×10^5
Q max	4.13×10^5	4.48×10^5	5.23×10^5

FIGURE 1.14 – Amélioration du facteur de qualité de la résonance d'un résonateur en forme d'anneau par l'utilisation de poutres phononiques comme accroches, d'après [76]. (1) Image obtenue par microscopie à balayge électronique des structures caractérisées. Les différents types d'accroches peuvent être notées : (a) poutre homogène, (b) poutre phononique avec 1 période, (c) poutre phononique avec 2 périodes. (2) Diagramme de dispersion de la poutre phononique. (3) Facteurs de qualité moyens et maximaux de la résonance de l'anneau à $f_R = 7.845$ MHz, en fonction du type d'accroche.

sées comme accroches sur un résonateur en forme d'anneau [76]. Les structures caractérisées expérimentalement sont présentées dans la figure 1.14 (1). Un résonateur en forme d'anneau est accroché au substrat par le biais de (a) quatre poutres homogènes, (b) quatre poutres phononiques d'une période, ou (c) quatre poutres phononiques de deux périodes. L'anneau est excité électrostatiquement par le biais d'une différence de potentiel appliquée entre l'électrode supérieure et celle de gauche. La détection est réalisée par mesure de la variation de courant sur l'électrode de droite [77]. La fréquence de résonance caractérisée $f_R = 7.845$ MHz, est située dans la première bande interdite de la poutre phononique, dont le diagramme de dispersion est présenté dans la figure 1.14 (2). Le tableau de la figure 1.14 (3) présente les résultats de caractérisation des différentes structures. Par rapport à la structure avec les poutres homogènes, une amélioration du facteur de qualité moyen de 21.5% pour la poutre phononique avec une période, et de 33.9% pour celle avec deux, est notée.

En 2015, Zhu *et al.* ont montré expérimentalement une amélioration du facteur de qualité de la résonance d'un résonateur de forme parallélépipédique d'un facteur 3 par l'utilisation de

poutres phononiques comme accroches [78]. Cette résonance est située dans la bande interdite des poutres phononiques, les résonances hors bandes interdites ne sont presque pas affectées par la poutre phononique. De manière similaire, Ha *et al.* démontrent numériquement que des poutres phononiques avec 3 et 5 périodes suffisent pour supprimer entièrement les pertes par les ancrages de leur résonateurs, suivant le type de résonance [79]. Wu *et al.* obtiennent une amélioration de 45.2% du facteur de qualité de la résonance d'un résonateur parallélépipédique, par l'utilisation de poutres phononiques comme accroches [80].

Un deuxième domaine d'application des poutres phononiques concerne les interactions lumière-matière. Un des objectifs est d'améliorer les interactions photons-phonons afin de réaliser des fonctions acousto-optiques intégrées à haute efficacité, telles que des modulateurs acousto-optiques par exemple. Pour cela, l'idée consiste à confiner en même temps dans une cavité résonante l'énergie mécanique et électromagnétique. Le confinement étant réalisé par l'utilisation à la fois de cristaux phoToniques et phoNoniques, couramment appelés cristaux phoXoniques. Plusieurs réalisations avec des cristaux 2D ont été publiées [46, 81, 82]. Plus récemment, l'ouverture d'une bande interdite duale (photonique (pour une certaine polarisation et symétrie) et phononique) dans une poutres phoXonique a été montrée théoriquement par Pennec *et al.* [83] puis expérimentalement [84]. Hsiao *et al.* ont montré la possibilité d'un fort couplage dans une nano-poutre phoXonique, grâce au ralentissement des vitesses de groupes des modes optiques et élastiques [85]. Chan *et al.* ont démontré les possibilités de réaliser une nano-poutre avec une cavité présentant de forts facteurs de qualité optiques et mécaniques [86], grâce à l'utilisation d'un deuxième cristal phononique 2D situé aux accroches de la poutre.

Quelques autres applications des poutres phononiques ont été notées au cours de cette revue. Chen *et al.* ont proposé d'utiliser une poutre phononique piézoélectrique avec des masses périodiques pour améliorer la micro-récupération d'énergie. Ils démontrent numériquement et expérimentalement l'intérêt de telles structures, comparées à des poutres homogènes [87]. Dans le domaine de la thermique, Maire *et al.* ont observé une réduction de la conduction thermique dans des nano-poutres phononiques, comparé à des nano-poutres [88]. La réduction est cependant liée majoritairement aux paramètres géométriques (dimensions et rugosité de la surface) [89].

1.6/ Conclusion

Ce premier chapitre nous a tout d'abord permis d'introduire les notions fondamentales ainsi que la terminologie utilisée au cours de cette thèse pour la propagation des ondes élastiques. Une définition des cristaux phononiques a ensuite été donnée. Ces structures périodiques permettent de contrôler la propagation des ondes élastiques en leur sein. En particulier, une propriété fondamentale est la possibilité d'ouvrir des bandes interdites, soit des intervalles de fréquences pour lesquels la propagation des ondes élastiques est interdite, quelque soit leurs polarisations. Les deux principaux mécanismes d'ouverture de bandes interdites ont été définis comme étant les interférences multiples de Bragg et les résonances locales. Une bande interdite liée à une

résonance locale est généralement ouverte pour des fréquences basses et est plus étroite qu'une bande interdite liée à Bragg. Un état de l'art sur les cristaux phononiques avec piliers résonants a été mené. Suivant les matériaux et les géométries considérés, ce type de structure permet l'ouverture de bandes interdites à résonances locales à très basses fréquences, mais aussi de larges bandes interdites à des fréquences plus hautes. Ces bandes interdites résultent d'une combinaison des deux mécanismes de Bragg et de résonances locales. Il est possible de les élargir en optimisant simultanément les deux mécanismes. Un deuxième état de l'art a été réalisé sur les poutres phononiques. Ces structures présentent des intérêts de par leurs faibles encombrements mais aussi leur utilisations dans le domaine des MEMS. La revue a montré la possibilité d'ouvrir des bandes interdites liées à Bragg ou bien aux résonances locales. Différentes application pour les poutres phononiques ont été notées, en particulier en tant qu'accroche de résonateurs pour lesquels de fortes optimisations des facteurs de qualité ont été prouvées.

Un des premiers objectifs de cette thèse est de créer des poutres phononiques à larges bandes interdites, afin d'obtenir de meilleures caractéristiques, telles qu'une plus forte atténuation, mais aussi une robustesse accrue aux conditions de fabrication. Basée sur la revue effectuée sur les plaques avec piliers résonants, l'idée est d'implémenter ces résonateurs sur des poutres structurées afin de combiner les mécanismes de Bragg et résonances locales. L'objectif suivant de la thèse est d'utiliser ces structures pour former des résonateurs à forts facteurs de qualité. L'application visée concerne les cantilevers de microscopie à sonde locale. Le but est donc d'explorer les résonances de poutre encastrées-libres dans le domaine du mégahertz, et de voir les possiblités d'amélioration grâce à l'utilisation de poutres phononiques comme accroches.

2

Modélisation, génération et caractérisation de la propagation des ondes élastiques

2.1/ Introduction

Dans ce chapitre, nous allons présenter les différents outils et méthodes utilisés au cours de la thèse. Dans un premier temps, nous expliquerons les simulations réalisées par la méthode des éléments finis. Les équations fondamentales de la mécanique seront rappelées puis le principe de la méthode des éléments finis sera présenté. Les calculs des diagrammes de dispersion et des courbes de transmission seront ensuite décrits. En particulier, l'implémentation de domaines parfaitement adaptés et absorbants (PML pour Perfectly Matched Layer en anglais) sera expliquée. Les échantillons caractérisés au cours de cette thèse ont nécessité l'utilisation de différentes techniques, afin de générer et détecter la propagation des ondes élastiques. La génération a été réalisée soit par une excitation mécanique, par le biais d'une céramique piézoélectrique, soit par une excitation photoélastique, par le biais d'un laser modulé pour le domaine du mégahertz, et d'un laser impulsionnel femtoseconde pour le domaine du gigahertz. La physique d'excitation sera discutée pour ces deux techniques. La détection a été réalisée grâce à deux plateformes d'instrumentation optique. Une première plateforme *MSA-500* de la société *Polytec* a été utilisée afin de réaliser de la vibrométrie laser. Le principe de fonctionnement de cette méthode, ainsi que les équations principales de la physique de détection seront explicitées. La deuxième plateforme est un banc optique pompe sonde femtoseconde hétérodyne, développé en collaboration avec le LOMA (Laboratoire Ondes et Matière d'Aquitaine). La physique liée à la détection des ondes acoustiques, ainsi que le fonctionnement de ce banc seront expliqués. En fin de section, deux exemples de caractérisations réalisées avec le banc pendant la thèse seront présentés.

2.2/ Modélisation par la méthode des éléments finis

Plusieurs outils numériques peuvent être utilisés pour simuler la propagation d'une onde élastique dans un cristal phononique. En particulier le calcul d'une structure de bande peut être réalisé par différentes méthodes [90, 10]. Une première méthode, utilisée dans l'article [5] considéré comme fondateur pour la phononique, est la méthode de décomposition en ondes planes (PWE pour Plane Wave Expansion en anglais). Celle-ci repose sur une application directe du théorème de Bloch-Floquet, en considérant les décompositions en série de Fourier des paramètres mécaniques et inconnues du problème, du fait de leurs périodicités. Ces séries sont tronquées, afin d'être calculables numériquement. Un problème aux valeurs propres peut alors être écrit sous forme matricielle de dimensions finies, du fait des décompositions tronquées. Une deuxième méthode possible est la méthode MST (Multiple Scattering Theory), qui repose sur le principe de superposition des ondes [91]. Considérant un champ d'inclusions rayonnantes dans un milieu homogène, le principe de cette méthode repose tout d'abord sur la description matricielle du champ rayonné par une seule inclusion sous l'action de n'importe quelle onde plane. Le champ total rayonné est ensuite construit en sommant correctement le champ rayonné par chacun des éléments. Une autre méthode, populaire pour obtenir la transmission d'une structure de dimensions finies, est la méthode FDTD (Finite-Difference Time-Domain) de calcul par différences finies dans le domaine temporel, introduit. Comme son nom l'indique, cette méthode est basée sur une discrétisation temporelle et spatiale des problèmes aux équations aux dérivées partielles [92]. Enfin, une autre méthode est le calcul par éléments finis (FEM Finite Element Method en anglais). Cette dernière méthode est celle qui a été utilisée dans la thèse, à travers son implémentation dans le logiciel *COMSOL*. Celle-ci va être décrite plus en détail dans les paragraphes suivants. Cette méthode est particulièrement efficace pour résoudre des problèmes sur des structures résonantes complexes, qui seront majoritairement le type de structures étudiées dans cette thèse.

2.2.1/ Equations de l'élastodynamique

L'objectif de ce premier paragraphe est de rappeler les équations de la mécanique utiles pour étudier la propagation des ondes. Celui-ci s'appuie sur le livre de Royer et Dieulesaint nommé *Ondes élastiques dans les solides* [1], ainsi que celui de V. Laude intitulé *Phononic crystals* [10].

Considérons un solide plongé dans un repère orthonormé et un point de ce solide, de coordonnées $\mathbf{x} = (x_1, x_2, x_3)$. Ce point peut varier autour de sa position d'équilibre selon un déplacement $\mathbf{u}$. Si on considère un développement au premier ordre, ce déplacement peut s'écrire comme selon l'équation 2.1 :

$$u_i(\mathbf{x} + d\mathbf{x}) = u_i(\mathbf{x}) + \frac{\partial u_i}{\partial x_j} dx_j. \tag{2.1}$$

Par définition, $\frac{\partial u_i}{\partial x_j}$ est le gradient de déplacement, un tenseur d'ordre 2. Celui-ci peut être vu

comme la somme d'un tenseur symétrique S_{ij} et d'un tenseur asymétrique Ω_{ij}. Par construction :

$$\begin{aligned} S_{ij} &= \frac{1}{2}\left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i}\right) \\ \Omega_{ij} &= \frac{1}{2}\left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} - \frac{\partial u_j}{\partial x_i}\right). \end{aligned} \tag{2.2}$$

S_{ij} est le tenseur des déformations qui mesure la déformation locale du solide, alors que le tenseur asymétrique Ω_{ij}, mesure les rotations locales.

L'équation fondamentale de l'élastodynamique, par application de la seconde loi de Newton, peut s'écrire comme :

$$\frac{\partial T_{ik}}{\partial x_k} + f_i = \rho \frac{\partial^2 u_i}{\partial t^2}, \tag{2.3}$$

où ρ représente la masse volumique du solide et T_{ik}, le tenseur des contraintes mécaniques et f_i les forces de volumes.

Pour les petites déformations, la plupart des solides suivent la loi de Hooke qui relie tenseur des déformations et tenseur des contraintes selon :

$$T_{ij} = c_{ijkl} S_{kl}. \tag{2.4}$$

L'élément de proportionnalité entre les deux tenseurs est le tenseur des constantes élastiques. D'après la relation 2.4, ce tenseur est d'ordre 4. Cependant, la symétrie de T_{ij} et S_{kl} implique que $c_{ijkl} = c_{jikl} = c_{ijlk} = c_{jilk}$, ce qui réduit le tenseur d'ordre 4 à 36 éléments indépendants. La notation contractée de Voigt peut être utilisée pour réduire le tenseur à une matrice c_{IJ} de 6×6. En combinant les équations 2.3 et 2.4 et en négligeant les forces de volume f_i telles que la gravité, l'équation de la propagation des ondes élastiques peut alors s'écrire :

$$\rho \frac{\partial^2 u_i}{\partial t^2} = c_{ijkl} \frac{\partial^2 u_l}{\partial x_j \partial x_k} \tag{2.5}$$

2.2.2/ Implémentation de la méthode des éléments finis

Les résultats numériques présentés dans cette thèse ont été calculés par la méthode des éléments finis à l'aide du logiciel COMSOL Multiphysics. La méthode des éléments finis permet de simuler le comportement de structures complexes en calculant des solutions approchées aux équations aux dérivées partielles des physiques mises en jeu. Le domaine sur lequel est réalisé le calcul doit être compact avec des conditions aux bords bien définies (conditions de Dirichlet ou Neumann par exemple). Dans notre étude, nous avons principalement utilisé le modèle 3D avec le module de mécanique afin de réaliser des études fréquentielles ou bien aux valeurs propres. Les explications qui suivent s'appuient sur le livre de V. Laude [10].

La méthode des éléments finis repose principalement sur deux outils qui sont décrits simplement dans la suite. Le premier outil est la discrétisation du domaine sur laquelle le calcul va être effectué. Le calcul ne va en effet pas être effectué en tout point du domaine, mais sur une discrétisation de celui-ci. Celle-ci peut par exemple être réalisée en découpant la structure en un ensemble de tétraèdres dont chacun est le support d'un élément fini. A partir du domaine et du choix du maillage, un certain nombre de degrés de liberté (dofs en anglais) peut être choisi, correspondant aux points sur lesquels l'espace est discrétisé. Un choix simple peut par exemple consister à prendre les sommets des tétraèdres. La taille de la structure finie correspond au nombre total de degrés de liberté, qui constitue un paramètre crucial pour la durée du calcul.

Le deuxième outil repose sur l'utilisation de la formulation faible pour simplifier la recherche de solutions. Le but d'une formulation faible est de redéfinir la recherche de solutions d'une équation aux dérivées partielles afin d'en simplifier la résolution.

Par exemple, si on réécrit l'équation 2.3 avec l'opérateur différentiel ∇ :

$$-\nabla \cdot T + \rho \frac{\partial^2 \mathbf{u}}{\partial t^2} = \mathbf{f}. \tag{2.6}$$

La recherche d'une solution $\mathbf{u}$ sur Ω vérifiant l'équation 2.6 peut s'approximer en formulation variationnelle (formulation faible dans un espace de Hilbert) et discrétisation, à la recherche des solutions $\mathbf{u}$ sur les éléments finis de Ω vérifiant pour toutes les fonctions test $\mathbf{v}$ définies sur les mêmes éléments finis, que :

$$-\int_\Omega \mathbf{v*} \cdot (\nabla \cdot T) + \int_\Omega \mathbf{v*} \cdot \rho \frac{\partial^2 \mathbf{u}}{\partial t^2} = \int_\Omega \mathbf{v*} \cdot \mathbf{f}. \tag{2.7}$$

Par définition :

$$\nabla(\mathbf{v*} \cdot T) = \nabla \mathbf{v*} T + \mathbf{v*} \cdot (\nabla \cdot T). \tag{2.8}$$

En remplaçant 2.8 dans 2.7 et en utilisant le théorème de la divergence sur le premier terme, il vient :

$$\int_\Omega \nabla \mathbf{v*} T - \int_\sigma \mathbf{v*} T_n + \int_\Omega \rho \frac{\partial^2 \mathbf{u}}{\partial t^2} \cdot \mathbf{v} = \int_\Omega \mathbf{f} \cdot \mathbf{v}, \tag{2.9}$$

où σ représente la surface de Ω, le vecteur T_n la traction normale. En utilisant la loi d'Hooke avec la notation contractée $T_{IJ} = c_{IJ} S_J$, avec la déformation $S(\mathbf{u}) = \nabla \mathbf{u}$, et en considérant le cas harmonique, l'équation 2.9 s'écrit comme :

$$\int_\Omega S_I(\mathbf{v})^* c_{IJ} S(\mathbf{u})_J - \int_\sigma \mathbf{v*} T_n - \omega^2 \int_\Omega \rho \mathbf{u} \cdot \mathbf{v} = \int_\Omega \mathbf{f} \cdot \mathbf{v}. \tag{2.10}$$

La discrétisation et la formulation faible permettent ainsi de passer de la recherche de solu-

tions pour tous les points de Ω (soit une infinité) à une recherche de solutions pour toutes les fonctions tests **v** de l'espace des éléments finis, ce qui amène donc à un nombre fini d'équations. De plus, l'écriture du problème sous la formulation de l'équation 2.10 permet de réduire l'évaluation de **u** de sa dérivée spatiale d'ordre 2 à celle d'ordre 1. Le second terme contient les conditions aux limites (sur les bords du domaine considéré). Le terme du membre de droite est nul dans le cas d'une recherche aux valeurs propres (recherche des modes propres), ou bien contient le terme d'excitation dans le cas d'une étude harmonique. La méthode des éléments finis constitue un puissant outil pour approximer la recherche de solutions du comportement d'une structure complexe.

Pour l'ensemble des structures présentées, les maillages ont été générés à partir d'éléments tétraèdriques libres. Une attention particulière a été portée à ces maillages, en particulier dans le cas de petits éléments de volume telles que les couches d'epoxy ou d'oxyde des structures des chapitres 4 et 5, ou bien les fines séparations entre les trous pour le chapitre 6. Ces volumes ont été maillés séparément afin d'éviter des problèmes de convergence ou d'imprécisions trop grands. Un moyen simple de vérifier le maillage de la structure consiste à reproduire le même calcul avec un maillage plus fin. Si les deux résultats sont suffisamment proches, on peut alors considérer le premier maillage comme suffisant pour la précision voulue. Cette vérification illustre le compromis permanent de la méthode des éléments finis entre temps de calcul et précision.

Les propriétés mécaniques des matériaux utilisés au cours de la thèse sont présentées dans le tableau 2.1. Le silicium est considéré comme anisotrope et simule un wafer de silicium orienté suivant la direction (100). Les directions *x* et *y* correspondent aux axes cristallographiques [100] et [010], de mêmes constantes élastiques. L'epoxy provient d'un bicomposant *3450 A&B* de la société *Loctite*.

Matériau	ρ [Kg/m^3]	c_{11} [GPa]	c_{12} [GPa]	c_{44} [GPa]
Silicium (Si)	2330	166	63.9	79.6
Tungstène (W)	19300	501	198	151.4
Epoxy	1300	4.8	2.5	2.3
Dioxyde de silicium (SiO_2)	2200	75.2	15.4	29.9

TABLE 2.1 – Propriétés mécaniques des matériaux utilisés dans les simulations numériques.

2.2.3/ Calcul d'un diagramme de dispersion

Les diagrammes de dispersion présentés dans cette thèse sont calculés pour des structures périodiquement infinies selon la direction *x* pour les chapitres 3, 4 et 5, et selon les directions *x* et *y* pour le dernier chapitre 6. Le théorème de Bloch-Floquet pour la propagation des ondes dans un milieu périodique de période a permet d'affirmer que le déplacement de n'importe quel point du milieu satisfait à la relation :

$$u_j(x_m + a) = \exp(ik_m a)\, u_j(x_m), \tag{2.11}$$

où k_m représente le vecteur d'onde, et x_m la coordonnée dans la direction m correspondant à l'axe *x* ou *y*. Par construction, toutes les solutions peuvent donc être calculées en faisant varier le vecteur d'onde k_m dans la première zone de Brillouin, soit $-\pi/a < k_m < \pi/a$. Par symétrie, ce calcul peut être réduit à l'intervalle $[0, \pi/a]$. Ainsi, seules les ondes se propageant dans la direction ΓX (ainsi que ΓY pour le chapitre 6) de la première zone de Brillouin seront considérées au cours de cette thèse.

L'implémentation par la méthode des éléments finis du théorème de Bloch revient à ne considérer que la cellule élémentaire de la structure périodique. La périodicité de la structure est simulée par l'ajout de conditions périodiques de Bloch, sur les surfaces orthogonales aux directions de propagations considérées. Les autres surfaces sont généralement laissées en condition mécanique libre sauf précision contraire (chapitre 6). Un calcul de résolution aux valeurs propres est effectué avec *COMSOL*, en faisant varier k_m avec le pas désiré. Un programme *Matlab* couplé avec le logiciel *COMSOL* est utilisé afin de réaliser une boucle sur les valeurs de k_m, en enregistrant pour chaque itération les fréquences propres calculées. Les résultats sont ensuite présentés sous la forme d'un diagramme de dispersion, l'axe des abscisses étant celui des nombres d'ondes, l'axe des ordonnées celui des fréquences.

Dans le chapitre 3, toutes les dimensions sont présentées de façon normalisée par rapport à la période a. Les diagrammes de bandes sont aussi présentés de façon normalisée : les abscisses sont tracées pour un vecteur d'onde réduit $ka/2\pi$. Afin de simplifier les axes, seuls les deux vecteurs d'ondes correspondants aux positions remarquables de la zone irréductible de Brillouin sont représentés, soit Γ ($ka/2\pi = 0$) et X ($ka/2\pi = 0.5$). L'axe des ordonnées est calculé pour une fréquence normalisée avec la période $f.a$, c'est à dire une unité en hertz mètre. L'intérêt de cette normalisation réside dans le fait que les calculs restent valables quelque soit la dimension de la période utilisée. Ainsi, lors de la réalisation pratique, il suffit de choisir la gamme de fréquence voulue, ce qui détermine la période a, et donc le reste des dimensions à considérer.

Les modes des diagrammes de dispersion des chapitres 3 à 5 sont tracés en échelle de couleur. Cette échelle est utilisée pour indiquer le degré de polarisation du mode selon les trois directions principales x, y et z. Ce degré de polarisation est calculé en utilisant la norme 2 pour les déplacements, tel que représenté dans l'Équation 2.12 :

$$\frac{\int_V |u_j|\, dV}{\int_V \sqrt{\sum_l |u_l|^2}\, dV}, \tag{2.12}$$

où V représente le volume de la cellule unitaire, u_j le déplacement selon la direction étudiée. Ainsi, si nous considérons par exemple un mode purement longitudinal, c'est à dire uniquement polarisé suivant la direction de propagation, par exemple *x*. Le degré de polarisation vaudra 1 pour la polarisation en x, et 0 pour les polarisations en y et z. Ce mode apparaîtra ainsi en jaune sur le diagramme de dispersion polarisé en x, et en noir sur les deux autres diagrammes polarisés

dans les deux autres directions. Il est à noter que ce degré ne représente pas un vrai pourcentage de polarisation puisque la somme des trois contributions ne vaut pas nécessairement 1. Ce degré est utile pour représenter visuellement la nature des modes ainsi que les couplages et interactions entres modes.

2.2.4/ Calcul de la transmission d'une structure finie

Comme nous l'avons vu dans le chapitre précédent, un aspect important des cristaux phononiques réside aussi dans leurs spectres de transmission, qui caractérisent la façon dont les structures atténuent les ondes élastiques en fonction de la fréquence. En outre, le spectre de transmission permet de caractériser des structures avec un nombre fini de périodes alors que les diagrammes de dispersion sont simulés pour des structures infinies. Ces calculs de transmission sont réalisés pour le chapitres 3.

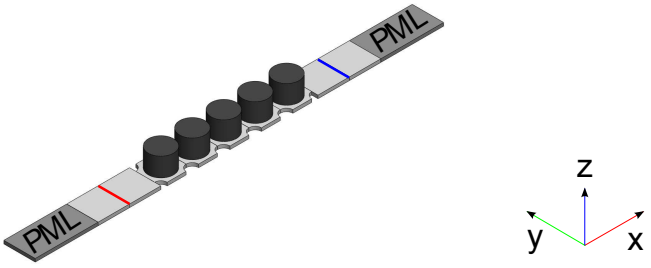


Figure 2.1 – Schéma de la structure utilisée pour le calcul du spectre de transmission. La poutre phononique caractérisée est composée de 5 périodes (les dimensions ne sont pas à l'échelle). Ligne rouge : source polarisée, ligne bleue : ligne de mesure.

Afin d'expliquer comment est réalisé le calcul de transmission d'une structure finie, la figure 2.1 présente la structure utilisée pour calculer la transmission d'une poutre phononique de 5 périodes. Cet exemple est facilement généralisable aux calculs de transmissions d'autres poutres phononiques avec un nombre donné de périodes. Une ligne source, placée à une distance $d_1 = a$ de l'entrée de la structure, impose un déplacement polarisé suivant une polarisation spécifique ou bien mixte (x, y, et z). Cette ligne source sert d'excitation. L'étude réalisée ne consiste pas en une résolution aux valeurs propres, comme pour les calculs de dispersion, mais en une résolution fréquentielle, afin d'obtenir le spectre de transmission. Les déplacements en sortie de structure sont mesurés sur une ligne située à une distance $d_2 = a$ de la sortie de la structure phononique. Afin d'éviter des réflexions aux extrémités de la structure homogène, des domaines de type PML (Perfectly Matched Layer) de longueur $l_{PML} = 2a$ sont implémentés [93, 94]. Ces deux domaines présentent l'avantage de graduellement atténuer l'onde qui se propage en leur sein, tout en étant adaptés mécaniquement aux milieux de propagation homogènes. Cela permet ainsi de minimiser la réflexion en bout de poutre (l'onde réfléchie étant absorbée lors de sa propagation dans la PML), et d'éviter une éventuelle réflexion lors du passage de l'onde entre les deux domaines. Dans le cas d'une onde se propageant dans un milieu de type PML, l'équation de propagation 2.5 peut être réécrite comme :

$$\frac{1}{\gamma_j}\frac{\partial}{\partial x_j}\left(\frac{c_{ijkl}}{\gamma_l}\frac{\partial u_k}{\partial x_l}\right) = \rho\frac{\partial^2 u_i}{\partial t^2} \quad (i,j,k,l = 1,2,3), \tag{2.13}$$

où ρ et c_{ijkl} représentent la masse volumique et les constantes élastiques du matériau à adapter, soit ceux du milieu homogène. La fonction γ_j permet l'atténuation des ondes élastiques dans la direction x_j. Dans notre cas, l'onde est atténuée seulement selon la direction de propagation utilisée, soit $x_1 = x$. La fonction d'atténuation γ_j est définie alors comme selon l'Équation 2.14 :

$$\begin{cases} \gamma_j(x) = 1 - i\sigma_x(x - x_{\mathrm{PML}})^2 \text{ si } j = 1, \\ \gamma_j(x) = 1 \text{ si } j = 2 \text{ ou } 3, \end{cases} \tag{2.14}$$

x_{PML} représente la coordonnée située à l'interface entre le domaine homogène et le domaine de la PML, σ_x représente une variable. La longueur de la PML ainsi que cette variable σ_x doivent être ajustées afin d'atténuer suffisamment l'onde avant que celle-ci n'atteigne le bord de la structure, tout en assurant une modification des propriétés mécaniques de la PML suffisamment continue afin de ne pas introduire de réflexions numériques entre les éléments du maillage. En pratique, nous avons considéré que la PML se comportait d'une manière satisfaisante si un rapport d'un ordre de grandeur était atteint entre l'amplitude de l'onde en entrée de PML et celle à son extrémité.

2.2.5/ Calcul des déplacements avec céramique piézoélectrique

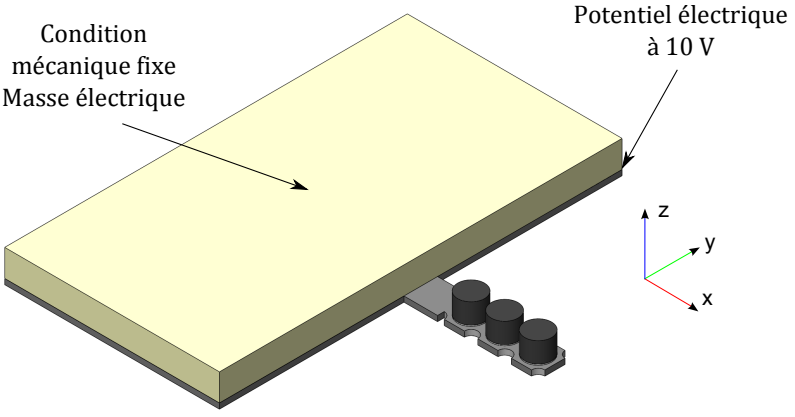


Figure 2.2 – Schéma de la structure utilisée pour le calcul des déplacements des poutres finies en prenant en compte l'excitation venant de la céramique piézoélectrique.

Afin de comparer les résultats obtenus lors des expériences, certaines simulations ont été réalisées sur une structure finie en intégrant la céramique piézoélectrique d'excitation. Un schéma de principe de la structure utilisée pour les simulations est représenté dans la figure 2.2. Les calculs sont effectués avec le module combinant les équations de la piézoélectricité et de la mécanique de *COMSOL*. Les constantes de la céramique piézoélectrique sont prises comme $\rho = 7600$ Kg.m^{-3} pour la densité, $c_{11} = 134.9$ GPa, $c_{12} = 67.8$ GPa, $c_{44} = 22.2$ GPa pour

les constantes élastiques, $\epsilon_{11} = \epsilon_{22} = 504.1\times10^{-11}$ F.m^{-1}, $\epsilon_{33} = 270\times10^{-11}$ F.m^{-1} pour les constantes électriques et e_{31} = -1.816 C.m^{-2}, e_{33} = 9.0506 C.m^{-2}, e_{13} = 9.7778 C.m^{-2}, pour les constantes piézoélectriques. Une condition mécanique fixe, ainsi qu'une masse électrique, sont imposées sur la surface supérieure de la céramique piézoélectrique. Un potentiel de 10 V est appliqué sur la surface inférieure de celle-ci. Les autres conditions externes sont de type Neumann pour les conditions mécaniques et sans charge électrique appliquée pour les conditions électriques. Une analyse fréquentielle est menée sur les fréquences considérées.

2.3/ Génération des ondes élastiques

Avant de pouvoir caractériser expérimentalement la propagation d'ondes élastiques dans des solides structurés, il est nécessaire de s'intéresser à comment générer ces ondes. Deux méthodes ont été utilisées dans cette thèse : l'excitation mécanique par céramique piézoélectrique, et l'excitation photoélastique par le biais d'un laser focalisé. Ces deux méthodes sont décrites dans cette section.

2.3.1/ Excitation mécanique

L'excitation mécanique des poutres phononiques pour la caractérisation de leurs réponses spectrales (chapitres 4 et 5) a été réalisée par excitation piézoélectrique. Les céramiques piézoélectriques, $PZ27$ de la société *Ferroperm*, sont faites en PZT (Titanate-Zirconate de Plomb), choisi pour ses bonnes propriétés piézoélectriques. Les céramiques ont été achetées sous la forme de plaques avec une polarisation perpendiculaire aux électrodes afin de vibrer en mode d'épaisseur. Le choix de l'épaisseur a été réalisé afin de fixer la fréquence fondamentale de résonance du mode à la limite supérieure de la gamme de fréquence étudiée. Les fréquences de résonance ont été calculées grâce à la constante de résonance fournie par la constructeur : N_t = 1950 Hz.m. Dans le chapitre 4, la gamme de fréquence étudiée s'étend de 0 à 2 MHz, l'épaisseur du transducteur a été choisie e = 1 mm, ce qui correspond à une fréquence de résonance fondamentale de 1.95 MHz. Pour le chapitre 5, la gamme s'étend de 0 à 4 MHz, de nouvelles céramiques d'épaisseur e = 0.5 mm ont donc été achetées.

Les plaques de céramiques ont été découpées à la scie rotative aux dimensions de l'embase des poutres. Celles-ci ont ensuite été collées sur les embases à l'aide d'une colle epoxy de la société *Loctite*. Une deuxième colle (cyanoacrylate) a été testée mais n'a pas montré de meilleur couplage. Les contacts électriques ont été pris à l'étain sur les deux surfaces des électrodes. Un agent promoteur a été utilisé afin d'assurer l'adhérence de l'étain sur les électrodes faites par dépôt d'argent.

L'excitation a été réalisée en appliquant une différence de potentiel de 10 V aux bornes de la céramique. La tension était modulée par un signal pseudo-périodique (periodic chirp), ou bien, lorsqu'un bon rapport signal sur bruit était requis, par une excitation sinusoïdale. Le signal pseudo-périodique consiste à exciter toutes les fréquences d'un spectre avec une même

amplitude. Le signal est généré par une transformée inverse de Fourier du spectre désiré. L'embase permet le couplage des modes et donc la génération de modes de flexion, mais aussi de torsion, dans les poutres étudiées.

2.3.2/ Excitation photothermique

La deuxième méthode d'excitation utilisée pour générer des ondes élastiques est l'excitation photothermique. Cette méthode sans contact permet d'éviter le collage d'un élément, de type piézoélectrique. Elle consiste à focaliser un laser, modulé ou impulsionnel, sur l'échantillon à caractériser. Une partie de l'énergie du laser va être absorbée par l'échantillon et va générer des ondes élastiques à la fois de volume et de surface. Cette technique a en particulier été utilisée pour exciter les résonateurs des poutres phononiques présentées dans le chapitre 5, ainsi que les ondes de surface du chapitre 6.

L'excitation photoélastique fait intervenir différents paramètres qui vont influer sur les ondes excitées (amplitudes et fréquences). Ceux-ci sont liés au laser (longueur d'onde, énergie, fréquence de modulation ou de répétition, durée des impulsions, taille du faisceau focalisé) ainsi qu'au matériau caractérisé (coefficient d'absorption, coefficient d'expansion linéaire, densité, chaleur massique, conductivité thermique, constantes élastiques). En fonction de ces paramètres, en particulier de la densité de puissance déposée, deux régimes peuvent être à l'origine des ondes élastiques. Le premier est le régime d'ablation (forte densité de puissance), pour lequel les ondes sont générées par transfert de moment de la matière vaporisée à la surface de l'échantillon. Ce régime ne sera pas utilisé dans la suite de la thèse. Pour les faibles densités de puissance, le régime dominant est le régime thermoélastique.

La génération d'ondes élastiques par régime thermoélastique peut être décomposée en trois grandes étapes. Premièrement, une partie de l'énergie incidente du faisceau laser est absorbée par les électrons à la surface du matériau, dans la zone de profondeur de pénétration de l'onde électromagnétique. Par interaction électrons-phonons, cette énergie est ensuite transférée aux phonons, par effet Joule. Cette brusque contrainte thermique génère une dilatation mécanique locale du matériau, à l'origine des ondes élastiques. Cette dilatation-contraction ne produit normalement que des ondes de compression, mais par conversion à la surface de l'échantillon, elle permet aussi la génération d'ondes transverses et de surface de type Rayleigh [95].

Dans le chapitre 5, une excitation photoélastique est utilisée pour exciter les résonateurs inclus dans les poutres phononiques. Pour cela, un laser continu de puissance 100 mW et de longueur d'onde 532 nm, est modulé à l'ordre 1 par un modulateur acousto-optique (AOM-40 de la société *IntrAction Corp.*). En sortie de ce modulateur de porteuse 40 MHz, l'intensité du faisceau est modulée par une fonction carrée à une fréquence de l'ordre de 2 MHz. La puissance moyenne après modulation est mesurée à environ 40 mW. Ce faisceau est ensuite focalisé par une lentille biconvexe de distance focale 5 cm, ce qui conduit à une tache focale sur le résonateur avec un diamètre de l'ordre de la centaine de micromètres

Les ondes étudiées dans le chapitre 6 sont générées par le biais d'un laser impulsionnel fem-

toseconde de la société *Amplitude Système*. Ce laser possède une fréquence de répétition de 48.1 MHz et des impulsions d'environ 200 fs sur échantillon. Les impulsions sont générées par le biais d'un miroir à absorbant saturable à semi-conducteur (SESAM) [96], qui compose l'un des miroirs de la cavité. Le faisceau est focalisé sur les échantillons au moyen d'un objectif $\times$10, d'ouverture numérique $NA = 0.3$. Cela conduit à des taches focales de rayon en $1/e^2$ d'environ 1 µm. Les ondes sont générées dans un domaine fréquentiel allant de quelques centaines de mégahertz à quelques gigahertz.

2.4/ Détection des ondes élastiques

Plusieurs techniques peuvent être utilisées pour détecter la propagation d'une onde élastique à la surface d'un solide. De même que pour la génération des ondes élastiques, ces techniques sont divisées entre détections avec et sans contact. Les méthodes avec contact incluent notamment le collage d'un transducteur piézoélectrique [97] ou l'utilisation de peignes interdigités [98, 99, 100]. Les limitations de ces techniques résident dans le fait que le contact de l'élément sensible perturbe la propagation des ondes. Ainsi, seule une caractérisation de la transmission de la structure à étudier est généralement réalisée. A l'inverse, les méthodes de détection sans contact ne perturbent pas la propagations des ondes, et permettent donc la caractérisation de celles-ci à l'intérieur des structures [101, 102]. Celles-ci reposent principalement sur l'utilisation de faisceaux lasers dont les propriétés vont être modifiées par le passage de l'onde élastique. Dans cette thèse, deux techniques différentes, liées à deux mécanismes physiques, sont utilisées : la vibrométrie laser par interférométrie optique [103], sensible au déplacement ou à la vitesse de l'onde ; et l'acoustique picoseconde [104, 105] sensible à la variation de réflectivité causée par effet piezo-optique. La mise en oeuvre de ces deux méthodes est décrite dans la suite de cette section.

2.4.1/ Vibrométrie laser

La caractérisation des échantillons présentés dans les chapitres 4 et 5 a été réalisée par vibrométrie laser Doppler, grâce à la plateforme de mesure "MSA-500 MEMS Analyzer" de la société *Polytec*. Cet appareil permet notamment la mesure des vibrations hors plans jusqu'à 24 MHz. Le principe de fonctionnement de la plateforme est décrit dans la figure 2.3. Celui-ci repose sur un interféromètre de Mach-Zender avec une détection hétérodyne, de manière similaire aux sondes fabriquées par Royer *et al.* [106]

Un laser continu He-Ne, de longueur d'onde $\lambda = c/f_0 = 633$ nm, est émis dans l'interféromètre de type Mach-Zender. Le faisceau est divisé dans les deux bras de l'interféromètre à l'aide d'un cube séparateur. La phase du faisceau de mesure est modulée lors de sa réflexion contre la surface en vibration. Si on considère un déplacement de l'échantillon $x(t) = x_0 \cdot cos(2\pi f_D t + \varphi)$, le champ électrique du faisceau de mesure réfléchie s'écrit alors selon l'équation 2.15 :

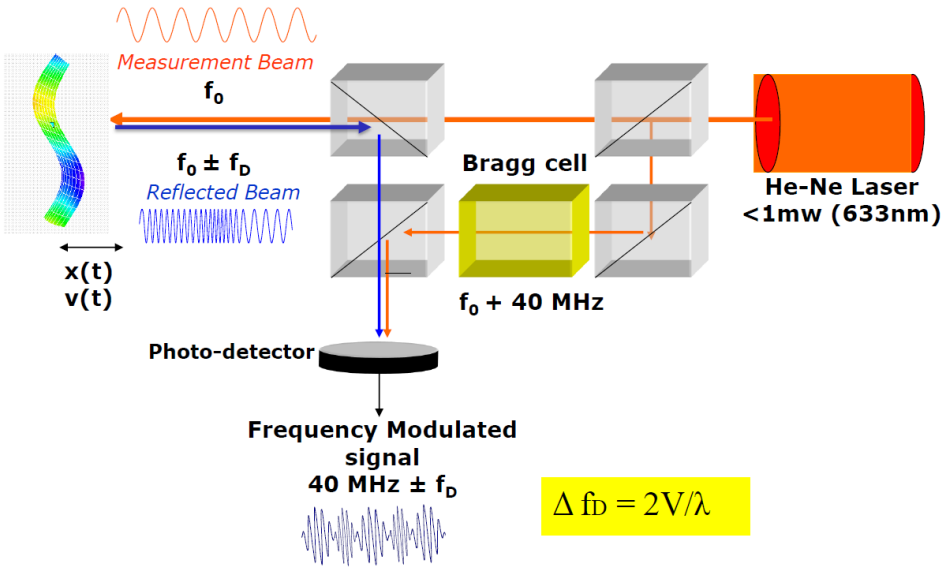


FIGURE 2.3 – Schéma de principe de la vibrométrie laser utilisée par la plateforme "MSA-500" de la société *Polytec*, d'après [107].

$$E_{Mes} = E_M \cdot e^{2i\pi f_0 t + i\Delta\phi(t)}. \tag{2.15}$$

Avec :

$$\Delta\phi(t) = \frac{4\pi}{\lambda} x(t). \tag{2.16}$$

Le faisceau de référence parcourt l'autre bras de l'interféromètre et est modulé par la cellule de Bragg (Modulateur Acousto-Optique) à la fréquence $f_B = 40$ MHz. Son champ électrique s'écrit donc :

$$E_{Ref} = E_0 \cdot e^{2i\pi(f_0 + f_B)t}. \tag{2.17}$$

Les deux faisceaux sont recombinés et détectés par le photo-détecteur. Ces deux faisceaux interfèrent et produisent un signal électrique $I(t)$:

$$I(t) = |E_{Mes} + E_{Ref}|^2 = I_0 \cdot (1 + \alpha cos(2\pi f_B t + \Delta\phi(t))). \tag{2.18}$$

Ce signal est modulé par la fréquence f_B ainsi que par la fréquence de vibration de l'échantillon f_0. L'extraction du signal utile est réalisée à partir de la dérivée instantanée de la fréquence du signal $f_S(t)$:

$$\frac{df_S(t)}{dt} = f_B + \frac{1}{2\pi}\frac{d\Delta\phi(t)}{dt}. \tag{2.19}$$

Et d'après l'équation 2.16 :

$$\frac{1}{2\pi}\frac{d\Delta\phi(t)}{dt} = \frac{2v(t)}{\lambda}. \tag{2.20}$$

D'où :

$$\frac{df_S(t)}{dt} = f_B + \frac{2v(t)}{\lambda}. \tag{2.21}$$

Ainsi, la dérivée de la fréquence de modulation du signal reçue par la photodiode est directement liée à la vitesse de déplacement de l'échantillon. La démodulation en fréquence peut être réalisée grâce à une boucle à verrouillage de phase [108]. La résolution en déplacement peut atteindre 1 pm. Un système de miroirs orientables, intégré à l'appareil, permet de réaliser un balayage spatial à la surface de l'échantillon à caractériser.

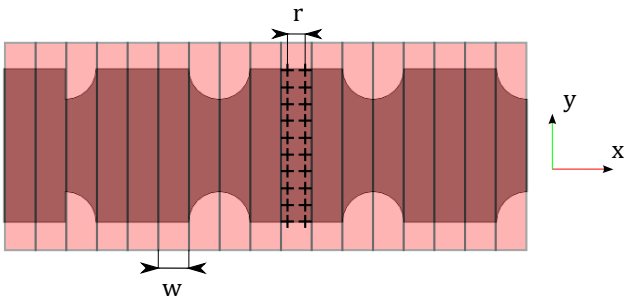


FIGURE 2.4 – Schéma de principe de la méthode de calcul de l'atténuation pour les poutres.

Pour toutes les caractérisations présentées dans cette thèse, un balayage de l'intégralité de la surface inférieure des poutres a été réalisé. La surface est maillée régulièrement pour obtenir une résolution r d'environ 0.1 mm. L'acquisition du déplacement hors plan, via la vitesse, est réalisée pour chacun de ces points et pour l'ensemble des fréquences étudiées. Afin de présenter les résultats, la surface de la poutre est divisée en zones rectangulaires de largeur w dépendantes de la position suivant x. Ces zones peuvent éventuellement se superposer. Un schéma de principe de ce découpage est représenté dans la figure 2.4. Le déplacement suivant x est calculé pour chaque surface comme étant la moyenne de l'amplitude du déplacement mesurée pour tous les points de cette surface, selon l'équation 2.22 :

$$\tilde{u_z}(x,f) = \frac{1}{N_{R_x}}\Sigma_{n\in R_x}|u_{n,z}(f)|, \tag{2.22}$$

où $\tilde{u_z}$ représente le déplacement moyen de la zone R_x, N_{R_x} représente le nombre de points de mesures sur cette zone et $|u_{n,z}|$ l'amplitude de déplacement hors plan de chacun de ces points. Cela permet ainsi de représenter, à l'aide d'un graphique 3D, l'évolution du déplacement moyen le long de la poutre en fonction de la fréquence. Le fait d'utiliser la moyenne permet de s'affranchir de l'éventuelle influence de la structuration de la poutre.

2.4.2/ Acoustique picoseconde

Un banc optique pompe sonde femtoseconde hétérodyne a été utilisé pour caractériser à hautes fréquences les échantillons présentés dans le chapitre 6. Ce banc a été développé en collaboration avec le Laboratoire Ondes et Matières d'Aquitaine (LOMA) dans le cadre d'un projet ANR de 2010 à 2015 [109]. Il repose sur le principe de l'acoustique picoseconde [110], avec l'utilisation d'impulsions femtosecondes pompe (génération des ondes élastiques) et sonde (détection par variation de réflectivité). La particularité de ce banc pompe sonde réside dans l'utilisation de deux lasers femtosecondes, dont les fréquences de répétitions sont synchronisées avec un petit décalage, selon la technique dite ASOPS, pour ASynchronous OPtical Sampling [111, 112]. Le principe de fonctionnement du banc, ainsi que quelques exemples de caractérisations réalisées, sont présentés dans la suite du chapitre.

2.4.2.1/ Principe pompe sonde

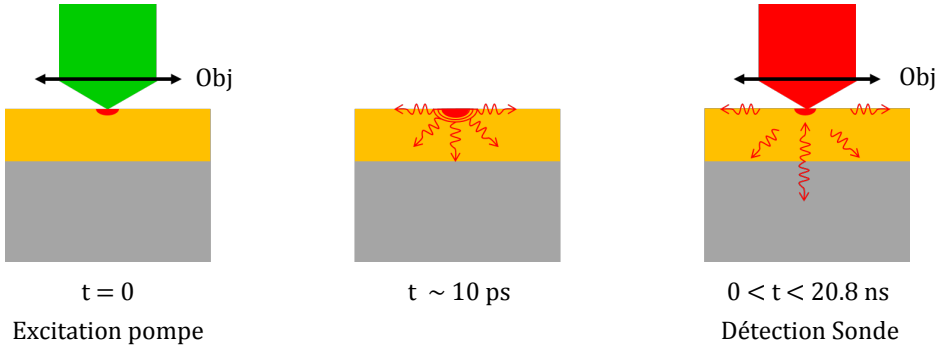


Figure 2.5 – Schéma de principe de la méthode pompe sonde. Le substrat est représenté en gris, le transducteur en jaune, le faisceau pompe en vert, et le faisceau sonde en rouge.

Le banc optique fonctionne sur le principe pompe sonde décrit dans la figure 2.5. Une première impulsion (en vert sur la figure), appelée impulsion pompe, est envoyée sur l'échantillon à caractériser. Cette impulsion, intense ($\sim$ nJ/µm^2) et brève ($\sim$ 200 fs) est absorbée par le transducteur (en jaune) et conduit à une brusque augmentation de la température et à la génération d'ondes élastiques telles que discutées dans la section précédente. Ces ondes se propagent à la surface et dans le matériau. En particulier, l'onde longitudinale qui se propage normalement à la surface va en partie être réfléchie à l'interface transducteur/substrat puis par l'interface air/transducteur et peut effectuer plusieurs aller-retours avant de ne plus être détectée. Les perturbations thermiques et acoustiques générées par la première impulsion pompe modifient les propriétés optiques de l'échantillon et donc sa réflectivité. Cette variation de réflectivité est mesurée à l'aide d'une deuxième impulsion, appelée impulsion sonde (en rouge), qui est moins intense ($\sim$ 0.1 nJ/µm^2) et donc considérée comme non perturbatrice. L'intensité de la réflexion de cette impulsion, envoyée avec un certain retard par rapport à l'impulsion pompe, est mesurée à l'aide d'une photodiode. En faisant varier le retard entre les deux impulsions, une mesure de la réponse en réflectivité en fonction du temps de l'échantillon peut ainsi être

obtenue (Time Domaine ThermoReflectance - TDTR).

2.4.2.2/ Méthode d'échantillonnage optique asynchrone ASOPS

Traditionnellement [110, 113, 114], une technique homodyne est utilisée pour introduire le retard entre les deux impulsions. Dans cette configuration, un unique laser impulsionnel, dont le faisceau est séparé en deux, est utilisé. Sur un des deux chemins optiques est montée une ligne à retard mécanique. En faisant varier la distance parcourue par l'impulsion sur ce chemin, il est ainsi possible de plus ou moins retarder son arrivée sur l'échantillon par rapport à la deuxième impulsion parcourant l'autre chemin. Cette technique souffre cependant de quelques désavantages [115] : l'introduction de retards importants (intéressants pour des caractérisations acoustiques) nécessite la mise en place de lignes à retard mécanique relativement grandes. Par exemple, un retard de 20 ns nécessite une ligne de $d = c{\cdot}\delta t = 6$ m. Ces changements de longueurs de chemin optique peuvent entrainer des fluctuations de pointés importantes, liées en particulier à la divergence des faisceaux, ainsi qu'une plus grande sensibilité aux bruits (mécaniques). Enfin, les fréquences d'acquisition sont faibles (miroir sur platine de translation), ou limitées en retards (miroir sur membrane vibrante).

Le banc utilise une technique d'échantillonnage hétérodyne, appelée ASOPS pour ASynchronous OPtical Sampling [111, 116]. Dans cette configuration, deux lasers femtosecondes sont utilisés pour générer les impulsions pompe et sonde. Le retard est introduit en synchronisant électroniquement avec un battement les deux fréquences de répétition des lasers. Cette technique permet ainsi de supprimer la ligne à retard mécanique. La figure 2.6 présente l'évolution temporelle des différentes grandeurs physiques de la technique hétérodyne. Le laser pompe possède une fréquence de répétition $f_P = 48.1$ MHz, soit une période de $T_P = 1/f_P \approx 20.8$ ns. Le train d'impulsions pompe, représenté en rouge, génère la réponse du matériau représentée en noir. La fréquence de répétition du laser sonde est synchronisée sur celle du pompe avec un battement de $\delta f = 700$ Hz, soit $f_S = f_P - \delta f = 48\ 099\ 300$ Hz. Un retard temporel incrémental de $\delta t = \delta f \cdot 1/f_P \cdot 1/f_S \approx 300$ fs est donc généré à chaque répétition. Le principe de la mesure peut être comparé à un effet stroboscopique. Le signal mesuré, représenté dans le graphique du bas de la figure 2.6, est une image de la réponse réelle de l'échantillon mais dilatée dans le temps. Le signal est maximum chaque fois que les deux impulsions coïncident temporellement, soit tous les $\Delta t = 1/\delta f \approx 1.43$ ms. Un simple rapport $f_P/\delta f = 67\ 714$ sur l'échelle des temps est utilisé pour ramener le signal dilaté dans le temps réel.

2.4.2.3/ Description du banc optique

La figure 2.7 montre une photo du banc pompe sonde. Bien qu'un seul boitier (en orange) soit visible, les lasers pompe et sonde sont bien indépendants avec une cavité chacun. L'électronique de contrôle de la synchronisation n'est pas visible sur la photo, celle-ci est réalisée à partir des mesures de fréquences de répétition réalisées sur les deux lasers, et dont l'information transite par les câbles coaxiaux visibles à l'arrière du boitier. Sur la photo sont représentées les parties

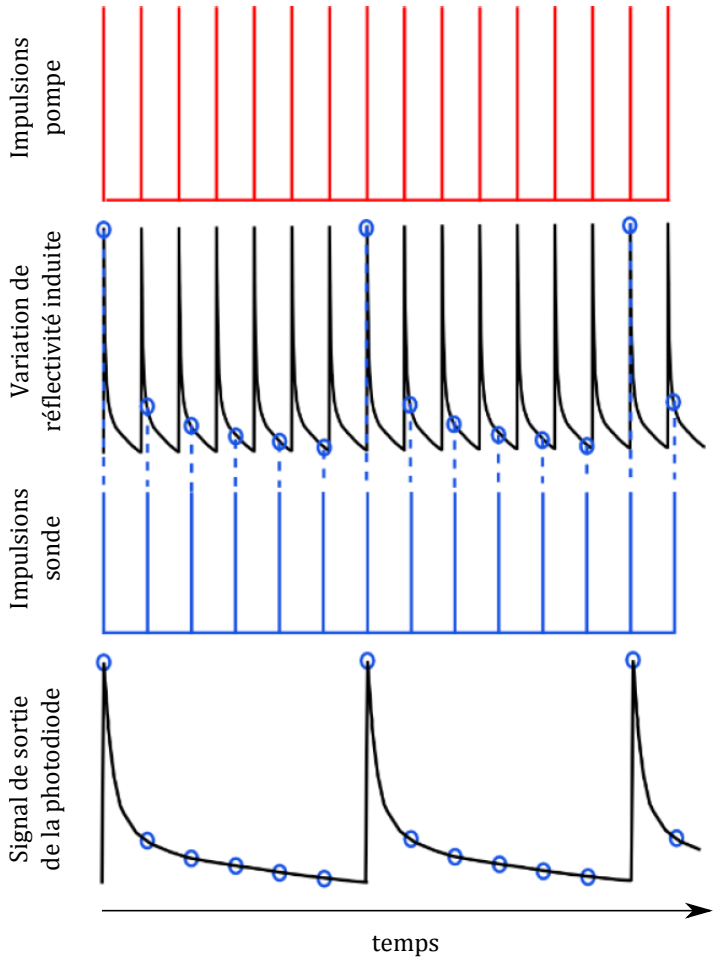


FIGURE 2.6 – Principe de la thermoréflectance pompe sonde hétérodyne, d'après [109].

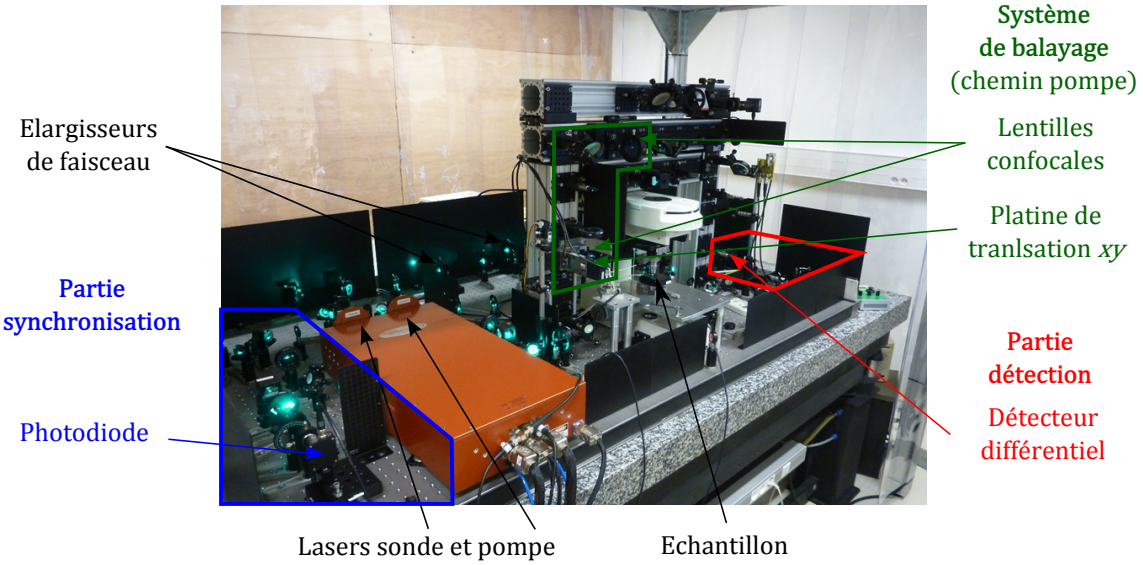


FIGURE 2.7 – Photo du banc optique pompe sonde femtoseconde hétérodyne.

principales du banc optique, dont une description va être effectuée grâce au schéma de la figure suivante.

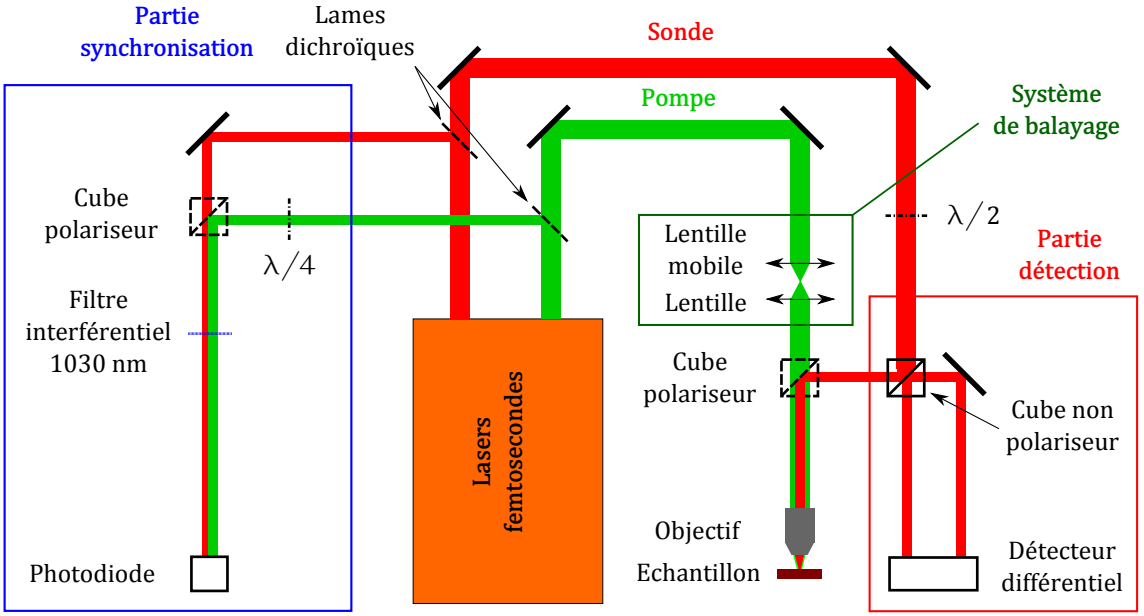


FIGURE 2.8 – Schéma optique simplifié du banc optique pompe sonde femtoseconde hétérodyne.

Ce schéma optique simplifié du banc, représenté dans la figure 2.8, permet d'expliquer les parties principales du banc optique. Les deux cavités lasers à Ytterbium génèrent deux trains d'impulsions femtosecondes de longueurs d'onde 1030 nm (infrarouge). Un cristal SHG (Second Harmonic Generation), inclus dans le boitier des cavités est utilisé pour doubler leurs fréquences, et ainsi passer leurs longueurs d'ondes dans le vert, à 515 nm. Deux lames dichroïques sont placées sur les trajets des faisceaux, juste après leurs sorties de boitier, afin de récupérer le résidu à 1030 nm qui n'a pas été converti en 515 nm par le cristal SHG. Ces deux résidus sont utilisés dans la partie synchronisation pour générer l'horloge de l'acquisition.

Cette horloge permet d'indiquer les instants de coïncidence temporelle des impulsions pompe et sonde, tels que discutés dans la section précédente. Pour générer ces "tics" d'horloge, les deux faisceaux sont recombinés par le cube polariseur. Un filtre infrarouge est utilisé pour retirer la petite partie de longueur d'onde 515 nm qui est réfléchie par les lames dichroïques. Puis les deux faisceaux sont focalisés sur une photodiode *G1115* de l'entreprise *Hamamatsu*. Cette photodiode est utilisée comme diode à deux photons [117] : si les deux faisceaux à 1030 nm coïncident temporellement, un phénomène non linéaire permet la génération d'un courant dans la photodiode, même si celle-ci n'est pas sensible à 1030 nm. Cela permet ainsi de détecter les superpositions temporelles des deux faisceaux, la diode n'émettant aucun courant quand les deux faisceaux ne sont pas superposés.

Après la traversée de la lame dichroïque, le faisceau pompe à 515 nm (en rouge), passe à travers un système de balayage qui est expliqué avec la figure suivante. Ce faisceau traverse le cube polariseur et est focalisé sur l'échantillon par l'objectif. Le faisceau sonde (en vert) est

polarisé orthogonalement au faisceau pompe par la lame $\lambda/2$. Ce faisceau sonde est divisé en deux faisceaux de puissances égales au moyen du cube non polariseur. Le premier faisceau, qui traverse le cube, est focalisé sur la première entrée du détecteur différentiel et sert de référence. Le deuxième faisceau, qui est réfléchi à 90° par le cube non polariseur, est aussi réfléchi à 90° par le cube polariseur, du fait de sa polarisation. Le faisceau est alors focalisé sur l'échantillon. La partie réfléchie parcourt le trajet inverse : elle est de nouveau réfléchie par le cube polariseur, sa polarisation n'ayant pas changée. Elle est ensuite séparée en deux faisceaux par le cube non polariseur. La partie réfléchie qui part vers le laser n'est pas utilisée. La partie transmise est focalisée sur la deuxième entrée du détecteur différentiel et est comparée au faisceau de référence. L'utilisation d'un détecteur différentiel permet de limiter les problèmes dus aux variations de puissance du laser et d'optimiser la numérisation du signal.

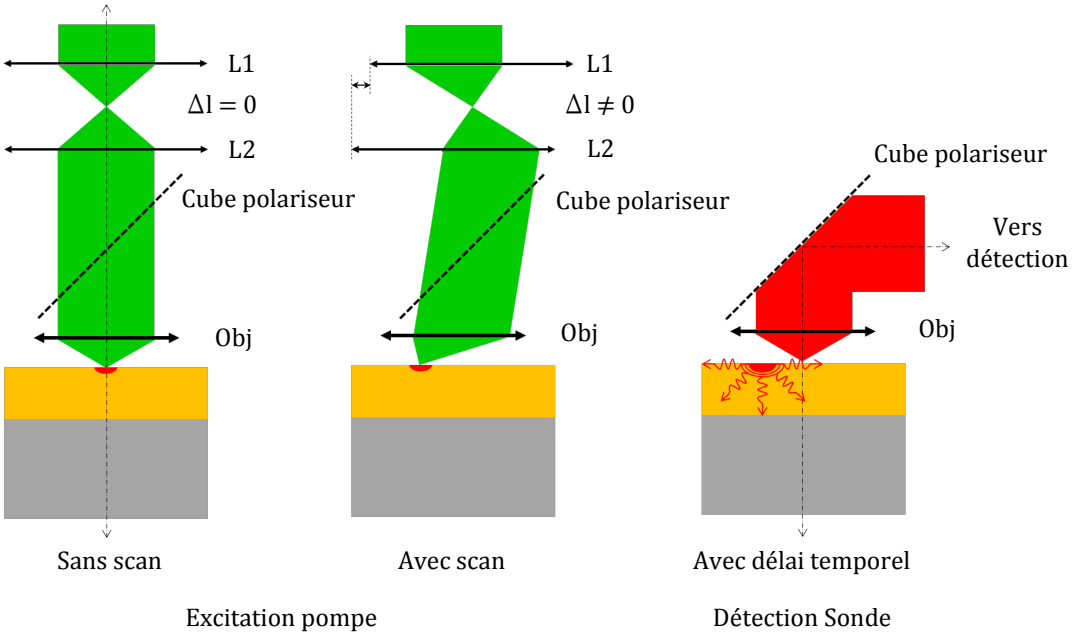


FIGURE 2.9 – Schéma de principe du balayage acoustique réalisé par le système de lentilles cofoncales monté sur le trajet pompe.

Un système permettant le balayage de la surface de l'échantillon a été mis en place sur le faisceau pompe. Un schéma de principe est montré dans la figure 2.9. Le système utilise deux lentilles confocales L1 et L2, dont l'une (L1) est montée sur un platine de translation *xy*. En faisant varier la position de la lentille, son centre optique varie aussi, et amène à un décalage de la position du spot sur l'échantillon. Pour des faibles déplacements (environ 70 µm avec l'objectif utilisé), on peut considérer que la déviation du faisceau n'influe pas trop sur la tâche de focalisation sur l'échantillon. Un étalonnage sur des peignes interdigités de période 2 µm a été effectué afin de connaître l'influence du déplacement de la lentille L1 sur le décalage de la tache focale sur échantillon. Cette dépendance a été approximée pour les petits déplacements comme étant linéaire.

2.4.2.4/ Exemples de caractérisation

Deux exemples d'acquisitions réalisées avec le banc pompe sonde pendant la thèse sont présentés dans cette dernière section. Ils permettent d'illustrer les possibilités de caractérisation de cette plateforme d'instrumentation.

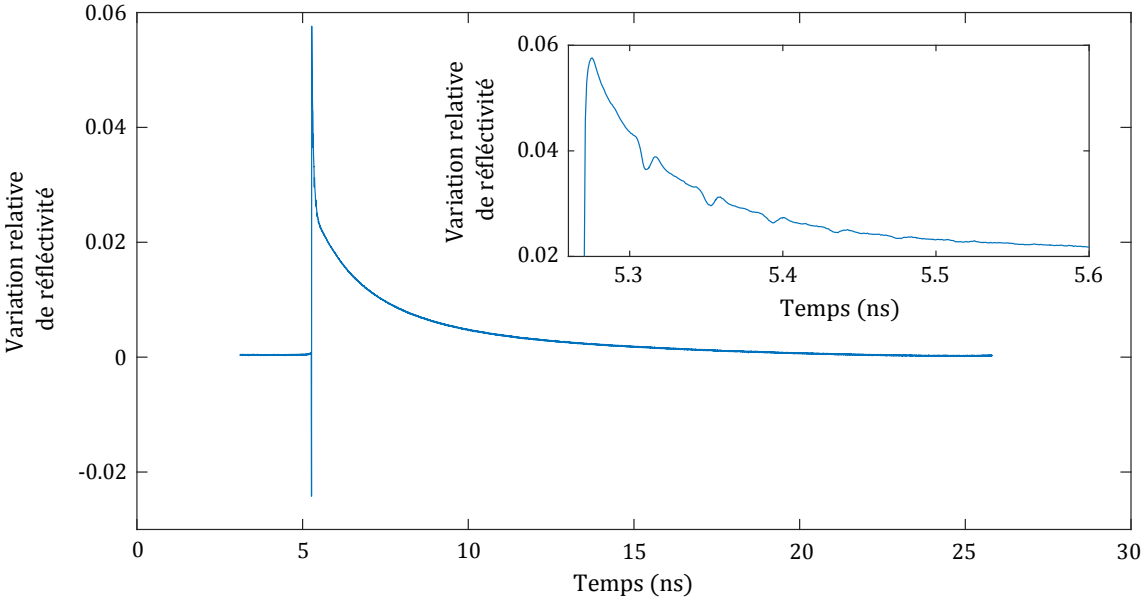


Figure 2.10 – Visualisation des échos acoustiques sur un échantillon composé d'un film mince de tungstène déposé sur un substrat de silicium. Insert : Grandissement de la courbe de thermoréflectance sur les premiers instants après la coïncidence.

Une première caractérisation sur un échantillon composé d'un film mince de tungstène déposé sur un substrat de silicium a été réalisée afin de visualiser les échos acoustiques décrits dans la figure 2.5. Cet échantillon a, par la suite, constitué l'échantillon de référence, permettant de valider le bon fonctionnement du banc optique. Le résultat de cette caractérisation réalisée avec les deux faisceaux superposés spatialement est présenté dans la figure 2.10. La courbe montre la variation de réflectivité de la surface de l'échantillon mesurée en fonction du temps. La décroissance de la composante thermique est observée. En observant les premiers instants après le pic de coïncidence (cf insert), des perturbations dans le signal peuvent être notées. Celles-ci correspondent aux échos de l'onde acoustique piégée dans le transducteur. En mesurant le temps moyen entre deux échos $\Delta t = 41.5 \pm 1$ ps et en connaissant l'épaisseur de la couche de tungstène $e = 100$ nm, il est possible de calculer la vitesse de propagation de l'onde longitudinale dans le film de tungstène : $v_{longi} = 2d/\Delta t \approx 4820$ m.s^{-1}. Cette vitesse est légèrement inférieure à celle de la littérature pour le tungstène massif $v_{longi,massif} = 5100$ m.s^{-1}. Cet écart peut en partie être expliqué par la différence des paramètres mécaniques d'un même matériau massif ou déposé [118].

Le deuxième exemple présenté est extrait d'un ensemble de caractérisations thermiques réalisées sur différents matériaux massifs dans le cadre d'un projet européen nommé *Quantiheat*. Cet exemple sur le tantale permet d'illustrer les possibilités de caractérisations thermiques du banc

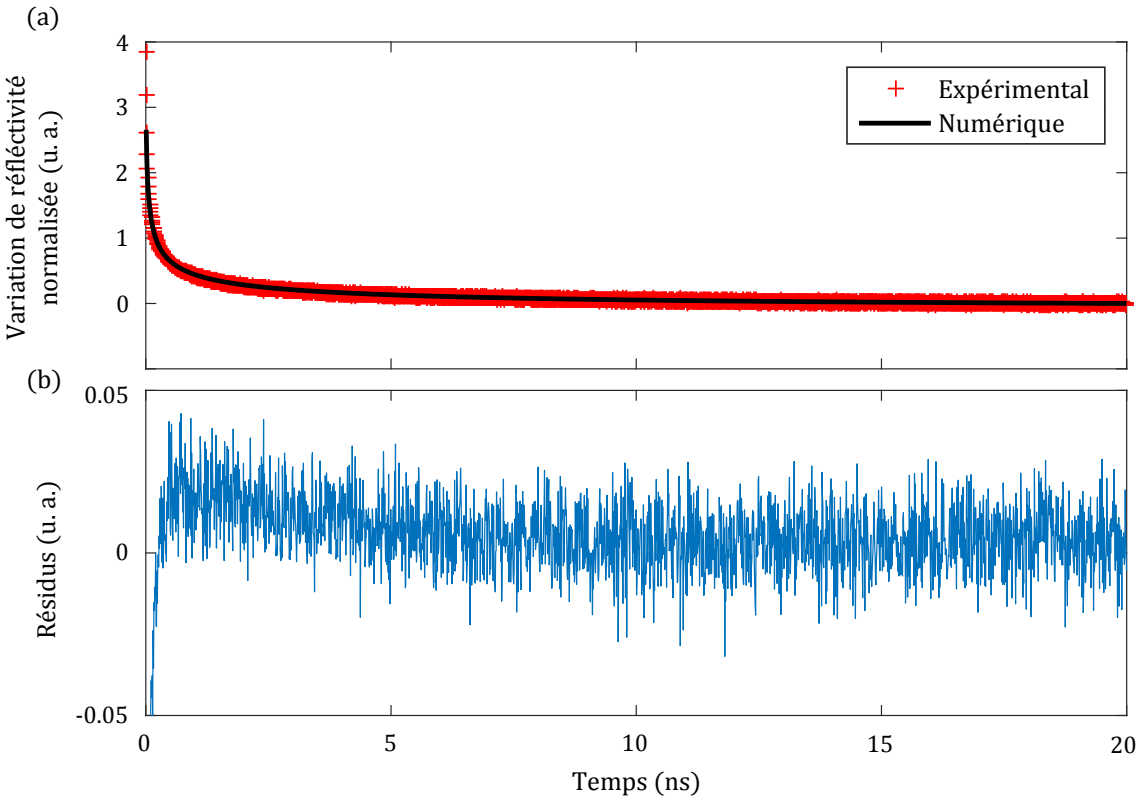


FIGURE 2.11 – Détermination de la conductivité thermique d'un échantillon massif de tantale. (a) Superposition de la courbe de thermoréflectance expérimentale à la courbe numérique obtenue par un modèle basé sur la méthode des quadripôles thermiques. (b) Résidus (erreur absolue entre les courbes de thermoréflectance expérimentale et numérique) en fonction du temps.

optique. La figure 2.5 (a) présente la courbe de thermoréflectance expérimentale (en rouge) ainsi qu'une courbe (en noire) issue d'un modèle numérique. Le modèle numérique repose sur la méthode des quadripôles thermiques et a été adapté par le LOMA [119, 120]. Ce modèle permet de décrire l'évolution de la température d'un échantillon composé éventuellement de plusieurs couches en introduisant différents paramètres libres (conductivités thermiques, capacité calorifique, résistance thermique d'interface) [109]. Dans l'exemple présenté, la courbe numérique a été calculée en utilisant les données de la littérature pour les propriétés thermiques du tantale massif, notamment une conductivité thermique $K_{Ta} = 57.5$ W.m^{-1}.K^{-1}. Aucun paramètre n'a donc été ajusté. Un bon accord est trouvé entre les deux courbes, la différence (résidu), représentée dans la figure (b), est inférieure à 0.04 pour une normalisation de la courbe à 200 ps après la coïncidence.

2.5/ CONCLUSION

Ce deuxième chapitre a permis de développer les différentes méthodes et outils de caractérisation que nous avons utilisés au cours de la thèse. Dans un premier temps, nous avons explicité

les différentes simulations qui reposent sur la méthode des éléments finis. Les équations de l'élastodynamique ont été développées, ce qui a permis d'introduire les paramètres mécaniques clés tels que le tenseur des constantes élastiques ainsi que l'équation de la propagation des ondes élastiques dans les solides. Nous avons ensuite simplement exposé les caractéristiques principales de la méthode des éléments finis. Cette méthode permet de simuler le comportement physique de structures complexes en calculant des solutions approchées aux équations aux dérivées partielles des physiques mises en jeu. Deux outils ont été décrits : la discrétisation en éléments finis et la formulation faible des équations. Les calculs de diagrammes de dispersion ont été expliqués, ainsi que les calculs de transmission pour des structures finies. En particulier, l'implémentation de domaines parfaitement adaptés et absorbants (PML) a été décrite, ces domaines servant à atténuer les réflexions en bout de structures.

Dans un deuxième temps, nous avons décrit les différents outils expérimentaux utilisés pour caractériser la propagation des ondes élastiques. En premier lieu se pose le problème de la génération de ces ondes. Deux moyens ont été utilisés dans cette thèse : une excitation mécanique par céramique piézoélectrique, et une excitation photoélastique par laser modulé ou impulsionnel. La mise en œuvre et le principe physique des deux techniques ont été discutés. En deuxième lieu se pose la question de la détection des ondes. Deux techniques basées sur des lasers ont été utilisées. La première repose sur un outil de caractérisation commercial : le *MSA-500* de *Polytec*. Celui-ci est un vibromètre laser, qui utilise le principe d'un interféromètre de Mach-Zender. La caractérisation de l'onde élastique est réalisée par la mesure indirecte de sa vitesse, via la fréquence de modulation du laser après réflexion sur l'échantillon. Le deuxième outil de caractérisation est un banc pompe sonde femtoseconde hétérodyne. Cet outil, non commercial, a été développé depuis 2010 à FEMTO-ST en collaboration avec le LOMA. Il permet la caractérisation des ondes élastiques par mesure de la réflectivité d'un laser femtoseconde. Les contraintes liées à l'onde entrainent en effet une modification de la réflexion par effet piezo-optique. Le principe pompe sonde a été expliqué, ainsi que la mesure hétérodyne grâce à l'utilisation de deux lasers dont les fréquences de répétition sont synchronisées électroniquement avec un léger battement. Un schéma optique de principe du banc a été décrit, permettant d'en expliquer les grandes parties : synchronisation, balayage et détection. Enfin, deux exemples de caractérisations réalisées pendant la thèse ont été présentés afin d'en illustrer l'utilisation, en particulier pour des caractérisations thermiques.

3

Poutres phononiques à larges bandes interdites : étude numérique

3.1/ Introduction

Dans ce chapitre, nous allons décrire les différentes étapes utilisées pour parvenir à une poutre phononique avec une large bande interdite. Comme nous l'avons vu, l'ouverture de bandes de fréquences interdites est principalement basée sur deux mécanismes : les résonances locales et les réflexions multiples de Bragg. L'idée développée dans cette partie est de proposer des structures combinant les deux effets afin de développer des structures phononiques à larges bandes interdites. Pour cela, en s'inspirant des cristaux 2D avec piliers résonants étudiés dans le chapitre 1, des structures combinant piliers résonants et poutre structurée vont être étudiés. Les diagrammes de dispersion de plusieurs structures phononiques seront ainsi calculés afin de parvenir à une structure optimisée. L'étude et l'optimisation sont basées sur une analyse de la physique d'ouverture des bandes interdites et sur la dispersion des modes. A partir de l'étude des modes composant la dispersion, nous proposerons différentes stratégies pour élargir les bandes interdites. Nous montrerons dans la suite de ce chapitre que de telles structures à larges bandes interdites présentent des caractéristiques améliorées, notamment au niveau de l'atténuation dans la bande interdite. De plus, une large bande interdite signifie aussi une meilleure robustesse aux paramètres de fabrication. Il sera en effet plus difficile de fermer une large bande interdite plutôt qu'une étroite. Une partie des résultats de ce chapitre a été publiée dans l'article [121].

3.2/ Poutre homogène

Afin d'étudier les différentes structures présentées dans ce chapitre, il est utile de revenir sur la dispersion d'une simple poutre de silicium. La figure 3.1 (b)-(d) présente les structures de bandes calculées pour une poutre homogène en silicium dont la période est choisie arbitraire-

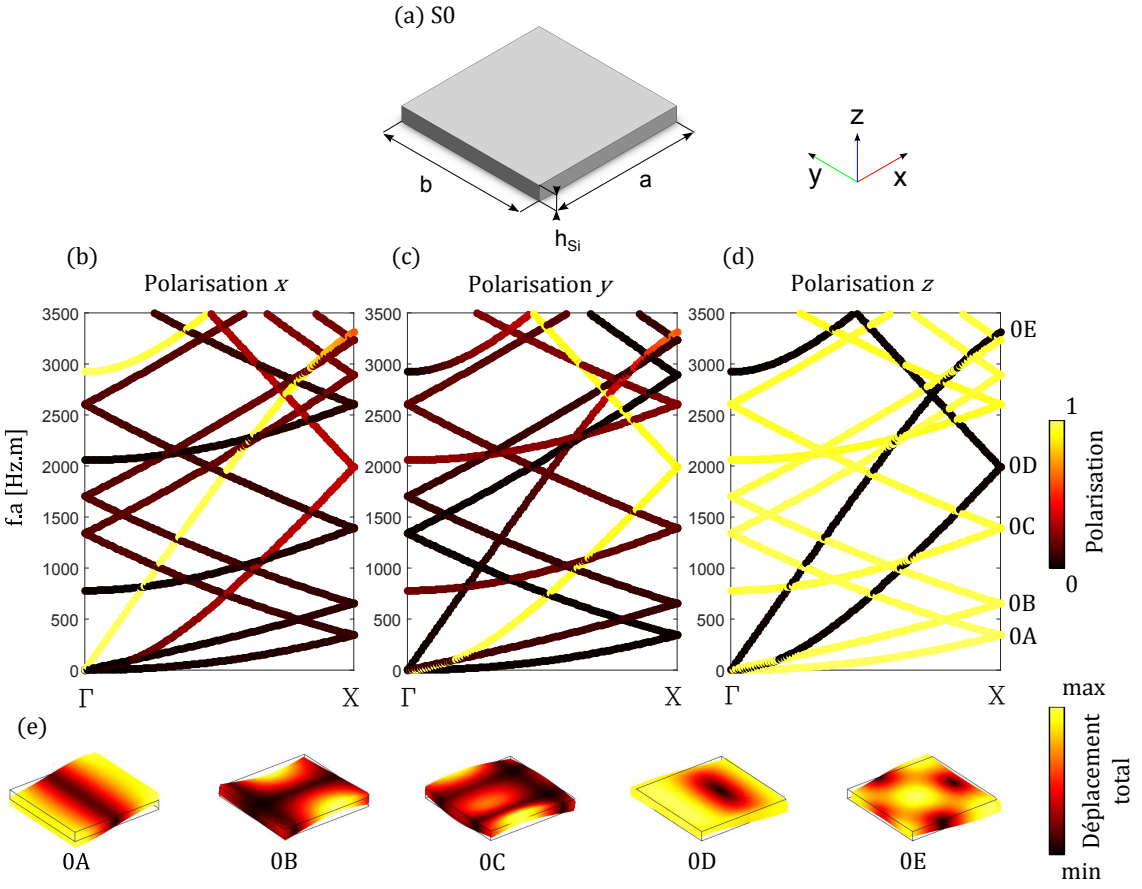


FIGURE 3.1 – Structures de bandes et distributions des déplacements pour la poutre phononique S0. (a) Schéma de la cellule élémentaire de la structure S0. Les dimensions utilisées dans la simulation sont $b/a = 1$ et $h_{Si}/a = 0.1$. Structures de bandes pour la polarisation suivant les directions (b) x, (c) y, et (d) z. (e) Distributions des déplacements pour les quatre modes fondamentaux ainsi que le premier mode d'ordre supérieur représentées pour un nombre d'onde situé au point X de la première zone de Brillouin ($ka/2\pi = 0.5$).

ment comme a. La cellule élémentaire, représentée dans la figure 3.1 (a), possède une largeur $b/a = 1$ et une hauteur $h_{Si}/a = 0.1$. Ces diagrammes de bandes vont permettre de préciser plusieurs caractéristiques d'un diagramme de poutre. Les quatre modes fondamentaux, dont la fréquence est nulle en Γ, peuvent être observés. Ces modes correspondent respectivement aux deux modes de flexion suivant y (en jaune dans le diagramme polarisé suivant y) et z (le mode le plus lent) dont les vitesses de groupes sont nulles pour $f.a = 0$ Hz.m. Les deux autres modes présentent des vitesses de groupe positives et correspondent respectivement au mode de torsion (deuxième mode le plus lent) et au mode longitudinal (en jaune sur le diagramme polarisé suivant x). La distribution des déplacements de ces 4 modes est représentée en (e). Les quatre modes fondamentaux ne forment pas des droites : ils sont dispersifs. Leurs vitesses de phase $v_\Phi = w/k$ et vitesses de groupe $v_g = \partial w/\partial k$ ne sont pas constantes en fonction de $ka/2\pi$. La dispersion des modes est liée aux choix des deux dimensions finies de la poutre. En particulier, le mode longitudinal présente un couplage avec la polarisation suivant y pour des fréquences supérieures à 3000 Hz.m, lié au choix de la dimension ($b/a = 1$) dans cette

direction. Le repliement des modes est observable et lié au choix de la période a. Ces zones de repliement pour les modes fondamentaux définissent la zone de Bragg. Enfin, des modes supérieurs à l'ordre 0 des quatre modes fondamentaux sont aussi présents dans la gamme des fréquences. Ces modes présentent la particularité de ne pas être excités au dessous d'une certaine fréquence. Par exemple, le mode de fréquence 750 Hz.m pour un nombre d'onde nul correspond à un mode de flexion polarisée suivant z d'ordre 2.

3.3/ Poutre phononique avec piliers résonants

Ce diagramme de dispersion constitue la première étape de l'étude de ce chapitre et nous a permis de comprendre et de localiser les modes fondamentaux et supérieurs de propagation d'une poutre de silicium. Pour ouvrir une bande de fréquences interdites dans ce diagramme de dispersion, il est nécessaire de modifier la dispersion de ces modes. Nous allons montrer que cela est possible en rajoutant périodiquement des éléments résonants et en structurant la poutre de silicium.

3.3.1/ Influence des piliers résonants

La deuxième structure étudiée consiste en la même poutre sur laquelle sont attachés périodiquement des cylindres de tungstène de rayon $r_W/a = 0.4$ et de hauteur $h_W/a = 0.3$. Le choix d'intégrer de tels éléments résonants a déjà été étudié pour des cristaux phononiques 2D pour les modes de plaque [53, 54, 55]. La dispersion est représentée dans la figure 3.2 (b)-(d). Les pointillés bleus indiquent la fréquence de résonance du cylindre de tungstène seul, avec des conditions mécaniques libres. La structure de bandes de cette nouvelle structure est complètement modifiée par l'apport des piliers. Notamment, plusieurs bandes de fréquences interdites sont ouvertes. La première bande interdite s'ouvre de $f.a = 1060$ Hz.m à $f.a = 1670$ Hz.m, ce qui correspond à une largeur relative de bande de 45%. Cette bande interdite s'ouvre dans l'intervalle de fréquence correspondant au premier repliement des modes fondamentaux. Cette zone détermine typiquement la fréquence centrale des mécanismes d'ouverture basés sur les réflexions multiples de Bragg. En choisissant les piliers de telles façons à ce que leurs fréquences de résonances se situent dans cette gamme de fréquence, cela permet de combiner les deux mécanismes et ainsi d'ouvrir ces bandes de fréquences interdites.

Dans le diagramme de dispersion, quatre modes séparent les deux premières bandes de fréquences interdites. La figure 3.2 (e) présente la distribution des déplacements de ces modes notés 1A-1D pour un nombre d'onde réduit situé au point X de la première zone de Brillouin (soit $ka/2\pi = 0.5$). Il est intéressant d'étudier ces modes car ils séparent les deux bandes de fréquences interdites principales. De plus, ces modes présentent une polarisation similaire, principalement suivant l'axe z. Pour les modes 1A, 1C et 1D, les déplacements sont principalement concentrés dans les coins de la structure. Ces modes ne sont pas des modes de résonances pures, ils constituent des modes de propagation avec un transfert d'énergie par les côtés de

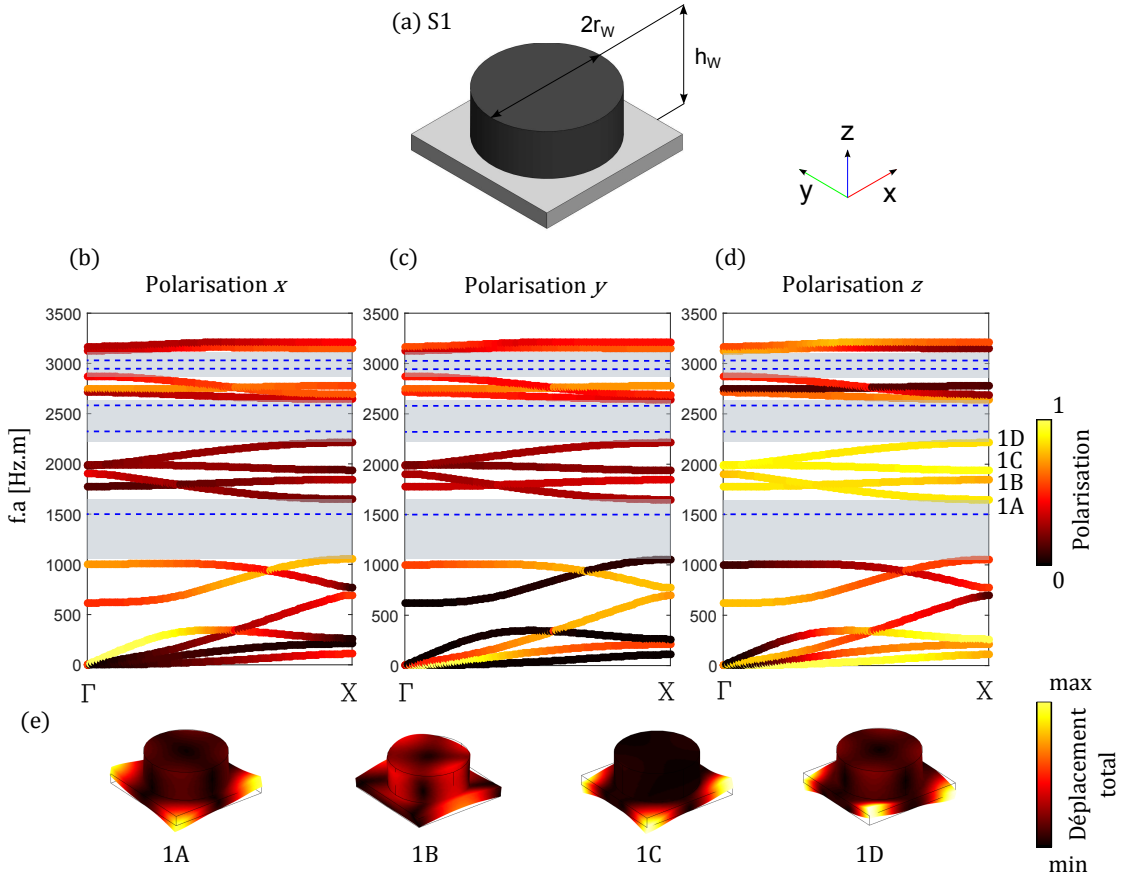


FIGURE 3.2 – Structures de bandes et distributions des déplacements pour la poutre phononique S1. (a) Schéma de la cellule élémentaire de le structure S1. Les dimensions utilisées dans la simulation sont $b/a = 1$, $h_{Si}/a = 0.1$, $r_W/a = 0.4$ et $h_W/a = 0.3$. Structures de bandes pour la polarisation suivant les directions (b) x, (c) y, et (d) z. Les pointillés bleus indiquent les fréquences de résonances du pilier de tungstène seul. (e) Distributions des déplacements pour les modes marqués 1A à 1D représentées pour un nombre d'onde situé au point X de la première zone de Brillouin ($ka/2\pi = 0.5$).

la poutre de silicium. Cela est aussi visible par la dispersion puisque les vitesses de groupe ne sont pas nulles, ce qui est lié à des modes de propagation. Une façon d'élargir les bandes de fréquences interdites serait d'aplatir ces modes, c'est à dire de réduire le couplage entre les résonances des piliers afin de parvenir à des modes purement résonants. Pour cela, il suffit de réduire les possibilités de couplage entre les piliers, c'est à dire de créer des échancrures aux extrémités de la base de silicium de la cellule élémentaire comme représentées sur la figure 3.3 (a).

La figure 3.3 (b)-(d) présente la dispersion de cette nouvelle structure S2 avec l'ajout de ces quatre trous de rayon $r_{Si}/a = 0.2$ aux extrémités de la cellule unité. La bande de fréquences interdites principale est maintenant élargie à une largeur relative de 62.5%. L'introduction des trous conduit à un aplatissement des quatre modes 1A-1D à deux modes presque plats s'étendant dans la gamme de fréquence de $f.a = 1826$ à 1897 Hz.m. Ces modes sont similaires à des modes de résonances. La distribution de déplacement de ces deux modes est représentée

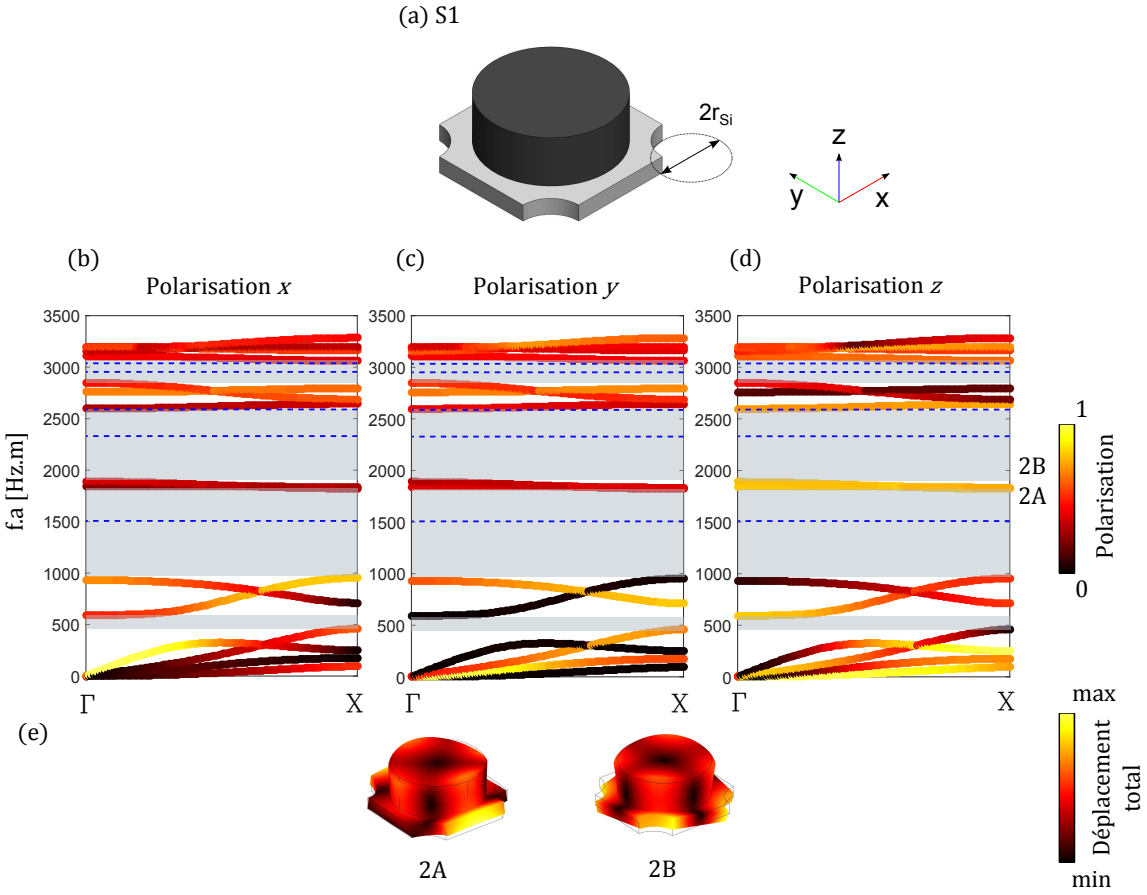


FIGURE 3.3 – Structures de bandes et distributions des déplacements pour la poutre phononique S2. (a) Schéma de la cellule élémentaire de le structure S2. Les dimensions utilisées dans la simulation sont $b/a = 1$, $h_{Si}/a = 0.1$, $r_{Si}/a = 0.2$, $r_W/a = 0.4$ et $h_W/a = 0.3$. Structures de bandes pour la polarisation suivant les directions (b) x, (c) y, et (d) z. Les pointillés bleus indiquent les fréquences de résonances du pilier de tungstène seul. (e) Distributions des déplacements pour les modes marqués 2A et 2B représentées pour un nombre d'onde situé au point X de la première zone de Brillouin ($ka/2\pi = 0.5$).

en (e). Pour les deux modes, les piliers présentent un déplacement beaucoup plus important, ce qui indique un mode de résonance lié à la résonance du pilier. Pour le mode 2A, une partie de l'énergie est aussi confinée sur les bords de la poutre, qui est liée à la résonance des ailettes. Une partie de l'énergie est encore localisée sur les coins de la poutre dans le cas du mode 2B. Il peut être ainsi questionné si le choix d'un rayon $r_{Si}/a = 0.2$ est suffisant pour localiser la résonance. Cependant, des simulations supplémentaires ont été réalisées afin de vérifier cette hypothèse et, même dans le cas d'un rayon maximal $r_{Si} = \sqrt{(a^2 - b^2)} - r_W$, la largeur de la bande interdite n'est pas significativement modifiée. Ce résultat est corroboré par le fait que pour les deux modes, la dispersion est déjà presque plate, donc correspond à un mode de résonance.

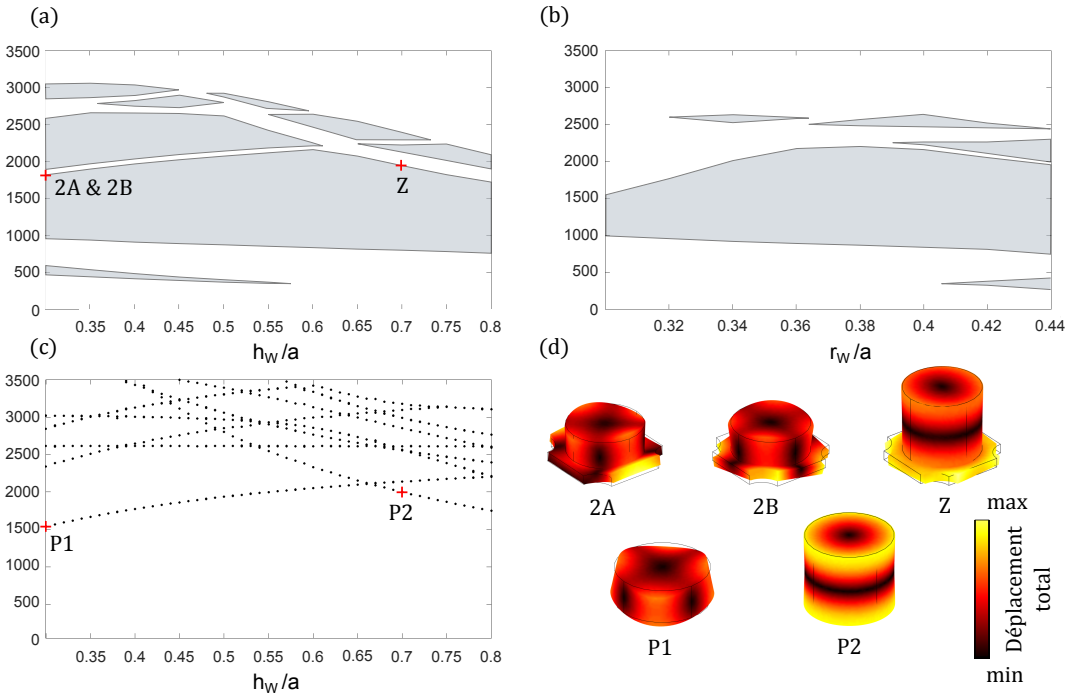


FIGURE 3.4 – Bandes interdites principales de la structure phononique S2 en fonction des paramètres géométriques du pilier de tungstène. Les dimensions de la poutre utilisées pour la simulation sont $b/a = 0.1$, $h_{Si}/a = 0.1$, et $r_{Si}/a = 0.2$. (a) Les bandes interdites de S2 avec $r_W/a = 0.4$ sont représentées en fonction de h_W/a. (b) Les bandes interdites de S2 avec $h_W/a = 0.6$ sont représentées en fonction de r_W/a. (c) Les fréquences de résonances d'un pilier de tungstène seul avec $r_W/a = 0.4$ sont représentées en fonction de h_W/a. (d) Distributions des déplacements pour les modes 2A et 2B (structure S2), P1 et P2 (pilier seul) et Z (structure S2 avec $h_W/a = 0.7$).

3.3.2/ INFLUENCE DE LA POUTRE

L'introduction des trous a permis la réduction des 4 modes 1A-1D à deux modes presque plats et donc l'élargissement de la première bande de fréquences interdites. Cependant, ces deux modes constituent toujours une séparation entre les deux bandes de fréquences interdites principales. Comme ces modes sont liés à des modes de résonance, l'idée suivante consiste à étudier le rôle de l'élément résonant, le pilier, dans la dispersion de ces modes. La figure 3.4 (a) et (b) présentent la position et largeur des bandes de fréquences interdites en fonction des deux paramètres géométriques du pilier : sa hauteur et son rayon. Sur ces deux graphiques, nous pouvons voir que les deux modes 2A et 2B sont fortement affectés par les paramètres des piliers, avec l'existence d'une valeur optimale pour la hauteur ($h_W/a = 0.6$) et le rayon ($r_W/a = 0.4$). Pour ces valeurs, les deux modes 2A et 2B deviennent alors les modes fermant la bande de fréquences interdites pour sa limite supérieure. Afin de mieux comprendre l'influence de la résonance du pilier sur ces modes, le graphique (c) présente l'évolution des résonances discrètes du pilier seul en fonction de la hauteur du pilier. La même tendance est observée entre l'évolution des modes 2A et 2B et celle de la résonance discrète du pilier seul, avec l'existence d'un optimum pour une hauteur de pilier semblable. Cette rupture dans la dépendance des

modes 2A et 2B à la hauteur des piliers est ainsi expliquée avec ce deuxième graphique, montrant le croisement de deux résonances de piliers différentes. Afin d'illustrer ce phénomène, la distribution de déplacements pour la résonance P1, soit une hauteur réduite de 0.3, est comparée à celle des modes 2A et 2B. Le même type de résonance, en "selle à cheval", est ainsi observé, avec une rotation de $\pi/4$ pour le mode 2A. De la même façon, pour une hauteur réduite de 0.7, la distribution de déplacement de la résonance du pilier seul P2 est comparée avec celle du mode appelé Z. La résonance de pilier est cette-fois de type "respiration" pour les deux éléments. Des observations similaires ont été faites pour la dépendance en rayon. Ainsi le contrôle de la largeur de la bande de fréquences interdites est intimement lié à celui du type de résonance de pilier. Ces modes supérieurs et leurs fréquences d'existence étant liés au type de résonance. Par ailleurs, un petit décalage existe entre la hauteur optimale pour la structure phononique et celle du croisement des deux types de résonances dans le cas du pilier seul. Cela peut provenir du type de simulation effectué pour la résonance seule, en considérant un pilier avec des conditions mécaniques libres. En effet le couplage avec la poutre de silicium n'est dans ce cas pas prise en compte et peut conduire à ce petit décalage.

3.4/ Poutre phononique avec un nombre fini de périodes

3.4.1/ Transmission de la structure phononique S'2

Le diagramme de dispersion de la structure avec les paramètres géométriques de piliers optimisés, dont la cellule élémentaire est illustrée en 3.5 (a), est représenté dans la figure 3.5 (b). La largeur relative de la bande de fréquences interdites est ainsi optimisée à 90% avec une fréquence centrale de 1500 Hz.m. Cette valeur est bien supérieure à celles des structures phononiques 1D en silicium n'utilisant que les mécanismes de Bragg, telle que la structure optimisée proposée dans l'article [65], dont la largeur relative vaut 62%. Les modes limitant la bande interdite sont représentés en (c). La limite supérieure est caractérisée par les modes correspondant aux distributions de déplacement 2'A et 2'B, principalement liés à la résonance du pilier. A contrario, les modes limitant la bande interdite dans sa limite inférieure sont principalement liés aux modes se propageant dans la poutre silicium. Ces modes se comportent comme deux modes de flexion, respectivement polarisés selon x et y pour le mode 2'C, et selon x et z pour le mode 2'D. Il est ainsi intéressant de souligner le fait que ces modes sont facilement contrôlables par les dimensions données à la poutre, c'est à dire sa hauteur et sa largeur. Par ailleurs, d'après la figure 3.4, ces modes sont logiquement peu affectés par les paramètres du piliers. Ainsi, cette poutre phononique présente une large bande de fréquences interdites dont la limite supérieure est pilotée par le pilier alors que la limite inférieure est pilotée par la poutre, ce qui permet plusieurs degrés de liberté dans la conception de la dispersion de la structure.

La figure 3.5 (b) présente le spectre de transmission de la structure avec 5 périodes dont le schéma est tracé dans la figure 2.1 du chapitre précédent. La courbe noire correspond à une source de polarisation mixte alors que la courbe rouge représente une source avec une

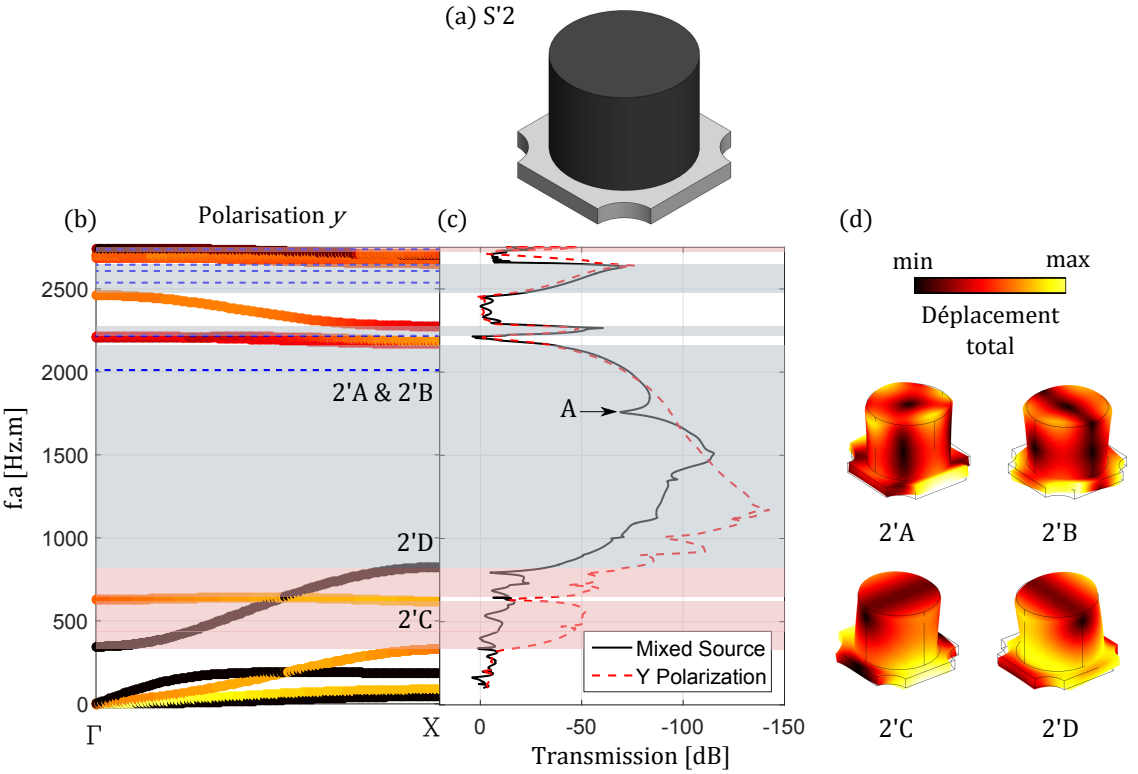


FIGURE 3.5 – Structure de bandes et spectre de transmission pour la poutre phononique S'2. (a) Schéma de la cellule élémentaire de le structure S'2. Les dimensions utilisées dans la simulation sont $b/a = 1$, $h_{Si}/a = 0.1$, $r_{Si}/a = 0.2$, $r_W/a = 0.4$ et $h_W/a = 0.6$. (b) Structure de bandes pour la polarisation suivant la direction y. Les pointillés bleus indiquent les fréquences de résonances du pilier de tungstène seul. (c) Spectre de transmission pour une structure composée de 5 périodes de la cellule élémentaire liée à S'2. La courbe noire correspond à une source avec une polarisation mixte, celle en rouge à une polarisation suivant la direction y. Distributions des déplacements pour les modes marqués 2'A a 2'D représentées pour un nombre d'onde situé au point X de la première zone de Brillouin ($ka/2\pi = 0.5$).

polarisation suivant y. Pour la polarisation mixte, une bonne correspondance entre les intervalles de fréquences des bandes interdites, colorées en bleu, et les zones d'atténuation est observée. L'atténuation maximum est trouvée pour la fréquence centrale de la bande interdite principale et dépasse 100 dB. Dans le cas de la source polarisée suivant y, l'atténuation maximale est trouvée pour une fréquence inférieure à cette fréquence centrale. Cela est expliquée par le fait que deux bandes de fréquences interdites partielles existent pour cette polarisation. En effet, le mode 2D' étant un mode de flexion suivant z, une source polarisée suivant y ne peut pas l'exciter, ce qui conduit à un élargissement de la bande interdite pour cette polarisation. Ces bandes interdites de polarisation sont colorées en rouge sur le graphique. Le mode 2'C étant polarisé suivant y, celui-ci est excité par la source polarisée, d'où le pic dans la transmission pour les fréquences correspondantes. L'élargissement de la bande interdite conduit ainsi à un décalage de la fréquence et à une meilleure atténuation, puisque la bande interdite polarisée est plus large que celle pour la polarisation mixte. Un pic, noté 'A', pour la transmission de la source mixte peut être remarqué dans la bande interdite principale. Celui-ci correspond à un

mode résonant existant entre la source et l'entrée de la structure phononique.

3.4.2/ Positionnement de la source : mode localisé

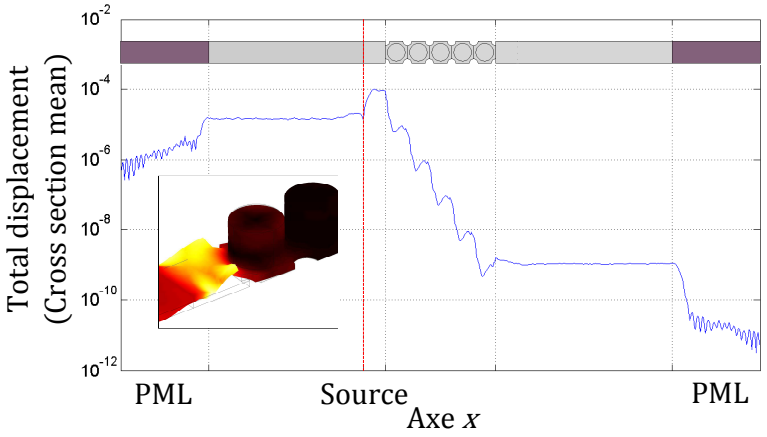


Figure 3.6 – Déplacement total (moyenne des déplacements de la coupe orthogonale à x) pour des ondes élastiques se propageant à la fréquence $f = 1760$ Hz.m à travers la structure phononique S'2 composée de 5 périodes. L'encart représente la distribution des déplacements pour le mode de résonance localisée entre la source et l'entrée du crystal.

Afin d'étudier plus en détail ce mode résonant, la figure 3.6 présente le déplacement moyen à cette fréquence suivant une coupe transversale perpendiculaire à la direction de la poutre, en fonction de la position sur la poutre suivant l'axe x. La source, polarisée de manière mixte, est positionnée à une distance égale à une période de l'entrée de la structure. Une forte atténuation d'environ 5 ordres de grandeur est notée entre l'amplitude de déplacement en entrée de structure et celle en sortie de la structure phononique. L'atténuation à l'intérieur de la structure phononique suit une tendance exponentielle (linéaire en échelle logarithmique) avec des variations locales dues aux piliers. De part et d'autre de la structure, le rôle atténuant des PMLs peut être noté, avec de petites oscillations probablement dues aux interférences entre l'onde incidente et celle réfléchie.

La résonance, dont la distribution de déplacements est montrée dans l'encart, est créée à cause du déplacement imposé par la source d'une part, et de la réflexion du cristal phononique ainsi que de la rupture géométrique à l'entrée de la structure d'autre part. L'énergie transférée au cristal est ainsi supérieure à cette fréquence, amenant au pic constaté dans la transmission. Afin de mieux comprendre cette résonance, la figure 3.7 présente la transmission dans la bande de fréquences interdites, pour trois positions de source différentes. La fréquence de résonance du pic A dépend de la position de la source. En changeant la longueur de la poutre résonante, on modifie la fréquence de résonance de celle-ci, ce qui amène le décalage en fréquence. D'autres fréquences de résonances dans la transmission peuvent apparaître en fonction de la position de la source. Avant la fabrication d'une poutre phononique, il est ainsi utile d'étudier les fréquences de résonances d'un tel mode, afin d'éviter toute perturbation dans la réponse de la poutre. La position, le type et la polarisation de la source doivent aussi être considérés pour obtenir

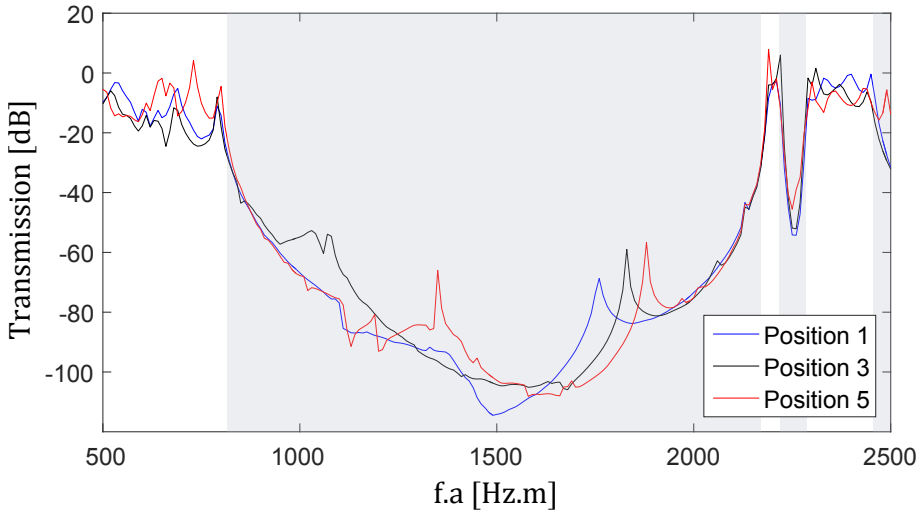


FIGURE 3.7 – Spectre de transmission pour la structure phononique S'2 composée de 5 périodes pour une ligne source située à une distance de $d/a = 1$ (bleu), $d/a = 3$ (noir) et $d/a = 5$ (rouge).

la réponse globale de la poutre. Anecdotiquement, la source polarisée suivant y ne permet pas l'excitation de la résonance et donc conduit à une transmission monotone pour la région fréquentielle considérée.

La figure 3.8 (a) présente le spectre de transmission de la structure phononique finie avec 3 (noir), 5 (bleu), et 7 (rouge) périodes. Plus le nombre de périodes est important, plus l'atténuation est creusée à l'intérieur des bandes de fréquences interdites, alors que la transmission reste proche de 0 dB en dehors de celles-ci. Les différents types de pertes telles que les pertes de propagation ou bien l'amortissement avec l'air n'ont pas été implémentés dans le modèle. Les résultats présentent ainsi seulement un intérêt théorique sur les mécanismes des bandes interdites. Il est cependant utile de noter que même pour la structure avec trois périodes, l'atténuation dans les fréquences de la bande interdite est déjà bien marquée. Concernant le mode de résonance localisée, la fréquence de celui-ci ne dépend pas du nombre de période. La figure (b) présente la transmission calculée pour la fréquence centrale $f.a = 1500$ Hz.m, en fonction du nombre de périodes de la structure phononique. Une dépendance linéaire est notée avec une atténuation d'environ 20 dB par période supplémentaire. En l'absence d'implémentation des pertes, cette dépendance est respectée sur l'ensemble du graphique, même pour des atténuations supérieures à 200 dB.

3.5/ INFLUENCE DE L'ÉPAISSEUR DE LA POUTRE DE SILICIUM

Dans la première partie du chapitre, nous avons vu qu'il était possible de contrôler certains des modes 1A-1D en structurant la poutre de silicium. Nous avons aussi montré que les modes limitant la borne inférieure de la bande interdite étaient fortement liés à la poutre. Dans cette partie, nous allons étudier l'influence de la structuration de la poutre sur la dispersion.

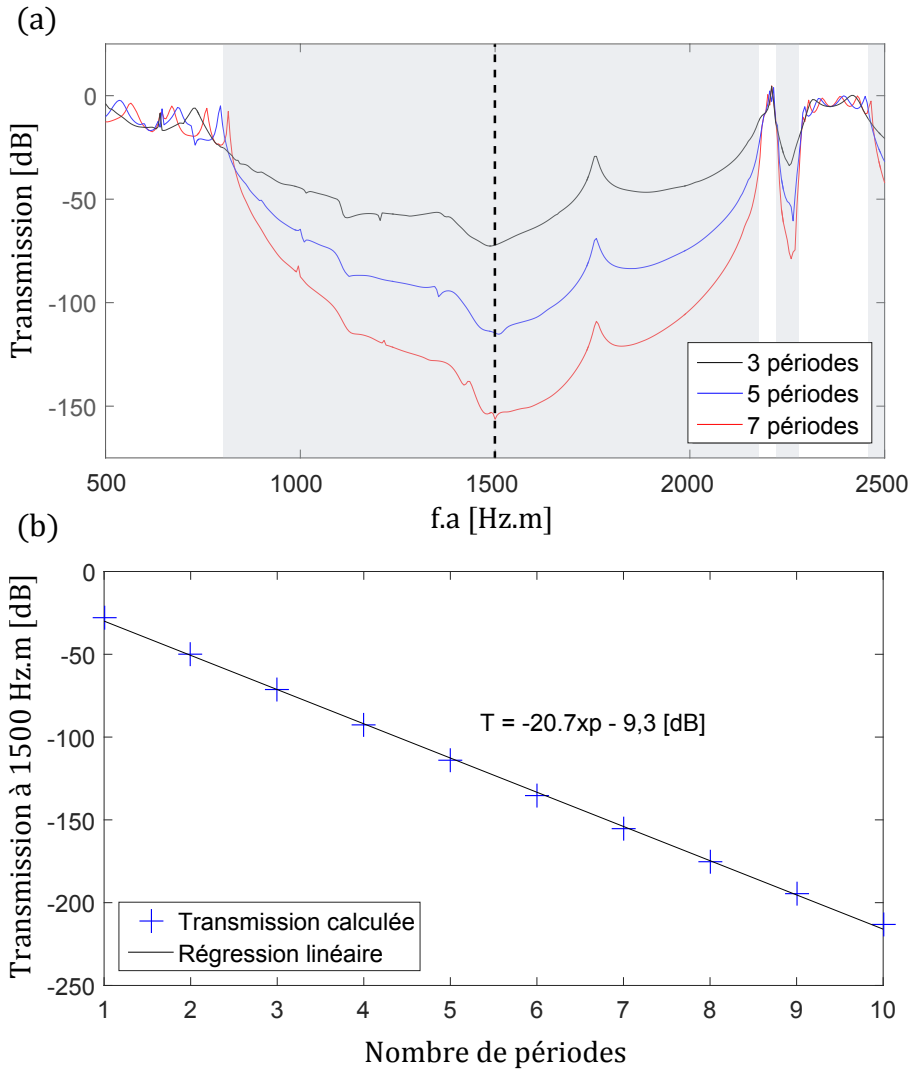


FIGURE 3.8 – Transmission de la structure S'2. (a) Spectre de transmission pour la structure phononique S'2 composée de 3 (noir), 5 (bleu), et 7 (rouge) périodes. (b) Transmission de la structure S'2 à 1500 Hz.m en fonction du nombre de périodes.

La dépendance des bandes de fréquences interdites à la hauteur de la poutre de silicium est présentée dans la figure 3.9. Comme expliqué précédemment, les modes limitant la bande interdite principale sont de natures différentes et sont donc affectés différemment par la hauteur de silicium. La limite inférieure, liée aux deux modes de flexion varie ainsi de 635 à 1055 Hz.m, pour des hauteurs de silicium respectives de $h_{Si}/a = 0.05$ et $h_{Si}/a = 0.15$. La limite supérieure est liée aux deux modes de résonances des piliers et est moins influencée par cette hauteur, la variation est seulement comprise entre 2095 à 2180 Hz.m. Il est donc possible d'optimiser la largeur de la bande interdite en diminuant la hauteur de la poutre. Cependant, cela peut conduire à une fragilisation de la structure, qui doit tout d'abord supporter statiquement le poids des piliers de tungstène.

Une deuxième manière d'optimiser la bande de fréquences interdites consiste à stucturer la poutre de silicium encore plus fortement. La figure 3.10 (b) présente la dispersion de la structure

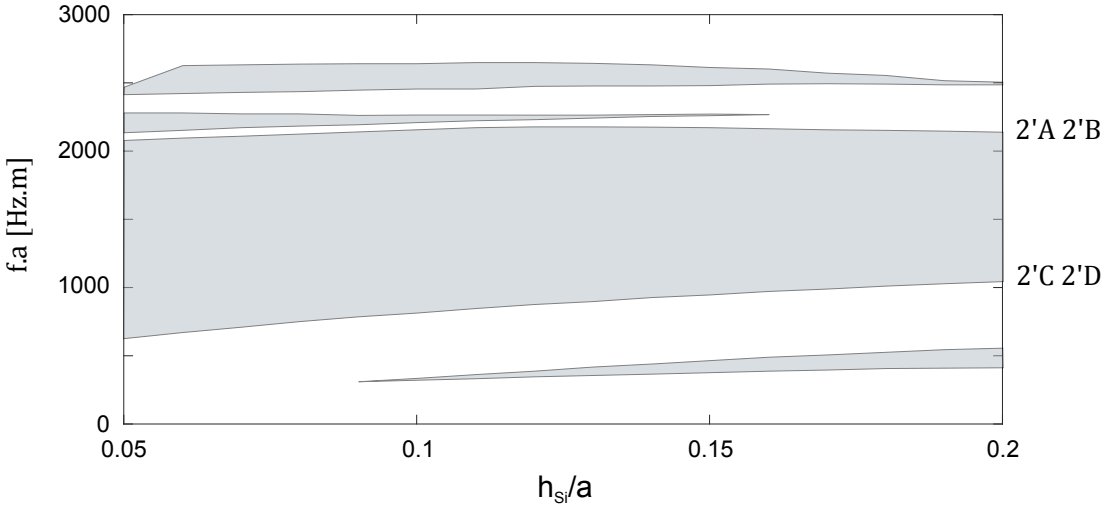


FIGURE 3.9 – Bandes interdites principales de la structure phononique S'2 en fonction de la hauteur de la poutre de silicium h_{Si}/a. Les autres dimensions utilisées pour la simulation sont $b/a = 1$, $r_{Si}/a = 0.2$, $r_W/a = 0.4$ et $h_W/a = 0.6$.

dont la cellule unité est représentée en (a). La poutre de silicium est réduite à des cylindres de rayons égaux à ceux des piliers périodiquement connectés par des poutres de sections $b/a = h_{Si}/a = 0.1$. La bande interdite principale s'étend alors de 400 à 2185 Hz.m, ce qui correspond à une largeur relative de bande égale à 138%, soit une valeur à l'état de l'art comparativement à ce qui a été étudié dans le premier chapitre (excepté l'article de Ma *et al.* publié simultanément à la soumission de ces travaux [70]). La nouvelle poutre de silicium conduit à une diminution des fréquences des modes liés à 3C et 3D, alors que celle-ci ne modifie que très peu les modes résonants 3A et 3B. Il est intéressant de noter que la majorité des modes s'étendant aux hautes fréquences correspondent à des modes présentant des vitesses de groupes presque nuls, c'est à dire à des modes de résonance. Pour les hautes fréquences, la structure se comporte ainsi comme une chaine de résonateurs peu couplés. Cette structure présente cependant une grande fragilité dues aux faibles dimensions des poutres utilisées.

3.6/ CONCLUSION

Dans ce chapitre, nous avons démontré numériquement qu'il était possible de créer des poutres phononiques avec de larges bandes de fréquences interdites allant jusqu'à des largeurs relatives de 138%. La dispersion d'une simple poutre de silicium a tout d'abord été étudiée, ses quatre modes fondamentaux ont été décrits, ainsi que les modes d'ordres supérieurs et les repliements spectraux. Un cylindre de tungstène, dont les résonances se situent dans la zone de Bragg à été ajouté à la cellule élémentaire. L'interaction entre ses résonances, et les modes de propagation de la poutre a permis de créer une nouvelle figure de dispersion avec l'apparition de plusieurs bandes interdites. En étudiant plus précisément les modes séparant les deux bandes interdites principales, il a été montré qu'il était possible de limiter la propagation de ces modes en

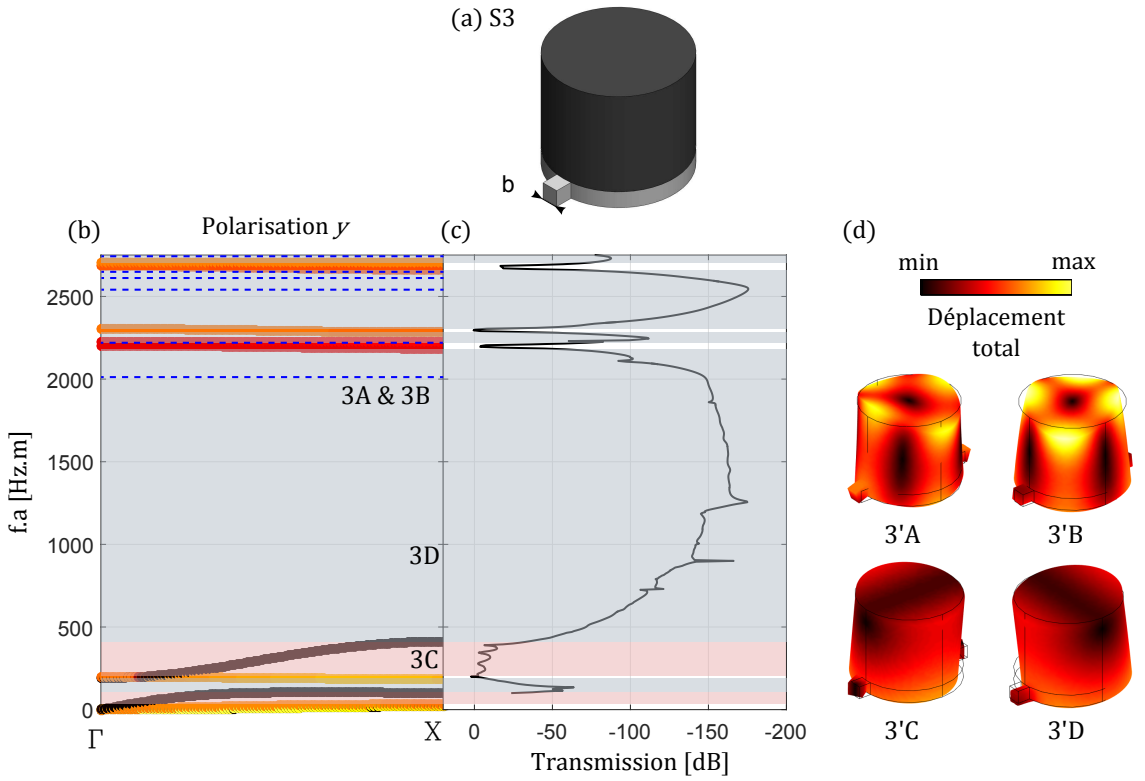


FIGURE 3.10 – Structure de bandes et distributions des déplacements pour la poutre phononique S3. (a) Schéma de la cellule élémentaire de le structure S3. Les dimensions utilisées dans la simulation sont $b/a = 0.1$, $h_{Si}/a = 0.1$, $r_{Si}/a = r_W/a = 0.4$ et $h_W/a = 0.6$. (b) Structure de bandes pour la polarisation suivant la direction y. Les pointillés bleus indiquent les fréquences de résonances du pilier de tungstène seul. (c) Spectre de transmission pour une structure composée de 5 périodes de la cellule élémentaire liée à S3 pour une source avec une polarisation mixte. Distributions des déplacements pour les modes marqués 2'A a 2'D représentées pour un nombre d'onde situé au point X de la première zone de Brillouin ($ka/2\pi = 0.5$).

implémentant des trous aux coins la base en silicium. Le diagramme de dispersion de cette nouvelle structure a montré que les modes de propagation étaient alors réduits à deux modes de résonance liés au pilier de tungstène. L'influence des paramètres géométriques des piliers de tungstène sur les bandes interdites a permis de mettre en évidence le rôle de la résonance du pilier. Nous avons en particulier montré que les modes supérieurs de la bande interdite suivaient le même comportement fréquentiel que celui de la résonance du pilier seul. En utilisant les paramètres géométriques optimums du pilier de tungstène, une structure avec une bande interdite de largeur 90% a été proposée. La transmission de cette structure avec 5 périodes a été calculée. Une forte atténuation, avec un maximum dépassant 100 dB pour la fréquence centrale de la bande interdite a été obtenue. Cette bande interdite pouvant être étendue dans le cas d'onde polarisée suivant la direction y. La présence d'un pic dans l'intervalle correspondant à la bande interdite a permis de démontrer la présence d'un mode de résonance localisée entre l'entrée de la structure et la source. En modifiant la position de la source, il est possible de contrôler la géométrie de la résonance, et donc sa fréquence. Le nombre

de périodes de la structure phononique influence fortement l'atténuation obtenue pour les fréquences appartenant à la bande interdite de fréquence. En revanche, la fréquence du mode de résonance n'est pas modifiée. Enfin, nous avons montré qu'en structurant encore plus largement la poutre de silicium, il était possible d'obtenir une largeur relative pour la bande interdite principale de 138%. La structure ainsi optimisée présente principalement des modes de résonances, ce qui permet d'ouvrir plusieurs larges bandes de fréquences interdites.

4

Démonstration d'une micro-poutre phononique à large bande interdite

4.1/ Introduction

Dans ce chapitre, nous allons démontrer expérimentalement la possibilité de créer des poutres phononiques à larges bandes interdites dans le domaine du mégahertz. Basée sur l'étude du chapitre précédent, une nouvelle structure phononique avec piliers résonants intégrant les contraintes de fabrication est décrite. Notamment, l'influence d'une couche d'epoxy utilisée pour attacher les piliers, est étudiée. L'influence du positionnement des piliers est aussi analysée, dans le but de comprendre la robustesse du design liée aux incertitudes de fabrication. Les résultats de caractérisation sur une puce comprenant une poutre phononique de trois périodes, ainsi qu'une poutre structurée de même longueur, sont présentés. Ces caractérisations ont été réalisées par interférométrie optique, grâce au vibromètre laser de la société *Polytec* dont le principe est décrit dans le chapitre 2. Cette technique permet de balayer la surface entière des poutres et ainsi de visualiser les mécanismes à l'intérieur des structures phononiques. Des simulations numériques sont aussi réalisées afin de corroborer l'analyse des résultats expérimentaux. Une partie des résultats de ce chapitre a été publiée dans les articles [122, 123].

4.2/ Fabrication des micro-poutres phononiques

Dans l'introduction, nous avons expliqué que l'une des applications visées pour les poutres phononiques à larges bandes interdites est la réalisation de cantilevers de type AFM. Comme nous l'avons vu, ces cantilevers doivent notamment posséder un facteur de qualité et une fréquence de résonance élevés. Typiquement, les fréquences de résonance des cantilevers commerciaux s'étendent dans la gamme de quelques centaines de kilohertz. Nous avons donc choisi pour cette première démonstration de travailler un ordre de grandeur au dessus, soit dans le domaine du MHz. Cela implique une période de longueur millimétrique pour les poutres phononiques. En

effet nous avons vu dans le chapitre précédent, que la bande interdite principale des structures étudiées, en particulier de la structure présentée dans la figure 3.5 (a), s'ouvrait autour d'une fréquence normalisée $f.a = 1000$ Hz.m, il est donc nécessaire de choisir a autour du millimètre afin d'obtenir f de l'ordre du mégahertz. Pour les autres paramètres, cela implique donc une hauteur de poutre h_{Si} et des échancrures r_{Si} de l'ordre de la centaine de micromètres, alors que le pilier présenterait des dimensions de l'ordre du millimètre.

La fabrication de telles structures phononiques de dimensions millimétriques est possible par plusieurs techniques. La présence d'une salle blanche du réseau Renatech : MIMENTO, a orienté notre choix de l'usinage des poutres et des échancrures sur des techniques de micro-fabrication. En effet, ces techniques sont très bien adaptées et connues pour réaliser des motifs de ces tailles dans le silicium. La hauteur de la poutre voulue h_{Si}, de l'ordre de la centaine de micromètres, impose l'utilisation de wafers 4 pouces non standards de notre fournisseur *Sil-Tronix*. Ce même fournisseur offre la possibilité de travailler avec des wafers amincis jusqu'à des épaisseurs de 125 µm. Pour des raisons de tenue mécanique, le choix a été fait de travailler avec des wafers d'épaisseurs $h_{Si} = 200$ µm. La hauteur des plots de tungstène n'est pas compatible avec les techniques de salle blanche. Les plots ont donc été découpés à partir d'un fil de tungstène de rayon 0.5 mm, puis collés sur les structures.

Finalement, le choix des dimensions est déterminé par trois contraintes : l'intervalle de fréquence de la bande interdite autour du mégahertz, l'épaisseur du wafer $h_{Si} = 0.2$ mm pour la hauteur de la poutre de silicium, ainsi que le rayon du fil de tungstène $r_W = 0.5$ mm pour le rayon des plots. Afin de garder des paramètres optimisés, il a donc été choisi d'utiliser pour les paramètres ajustables une période $a = 1.25$ mm, des échancrures $r_{Si} = 0.25$ mm et une hauteur de pilier $h_W = 0.75$ mm.

4.2.1/ Fabrication des micro-poutres en salle blanche

La fabrication des micro-poutres a été réalisée en salle blanche. Un schéma des étapes principales de fabrication sur un wafer vue en coupe est proposé dans la figure 4.1. Un procédé classique de photolithographie a été utilisé afin de transférer les motifs des poutres échancrées sur le silicium à l'aide d'un masque et d'une résine positive. Les motifs ont ensuite été gravés grâce à une machine de gravure profonde (Deep Reactive Ion Etching), basée sur le procédé Bosch (alternance de gravure et passivation afin d'obtenir une gravure avec un haut rapport d'aspect) [124]. Cette gravure étant traversante, un wafer de protection a été préalablement collé sur la face arrière du wafer de silicium. A la suite de la gravure, ce wafer a été retiré. Enfin une découpe du wafer à la scie a été réalisée pour former des puces possédant plusieurs poutres structurées différentes. Pour cette étape, un film adhésif a été utilisé pour assurer l'unité du wafer pendant la découpe. Ce film a ensuite été insolé aux ultraviolets, puis le wafer découpé a été plongé dans un bain d'acétone pour aider à l'enlèvement du film. Cependant, la trop fine épaisseur du wafer (200 µm) combinée à des poutres longues de plusieurs millimètres et une fragilisation due à la structuration (échancrures de type S'2 et S3) a conduit à une casse

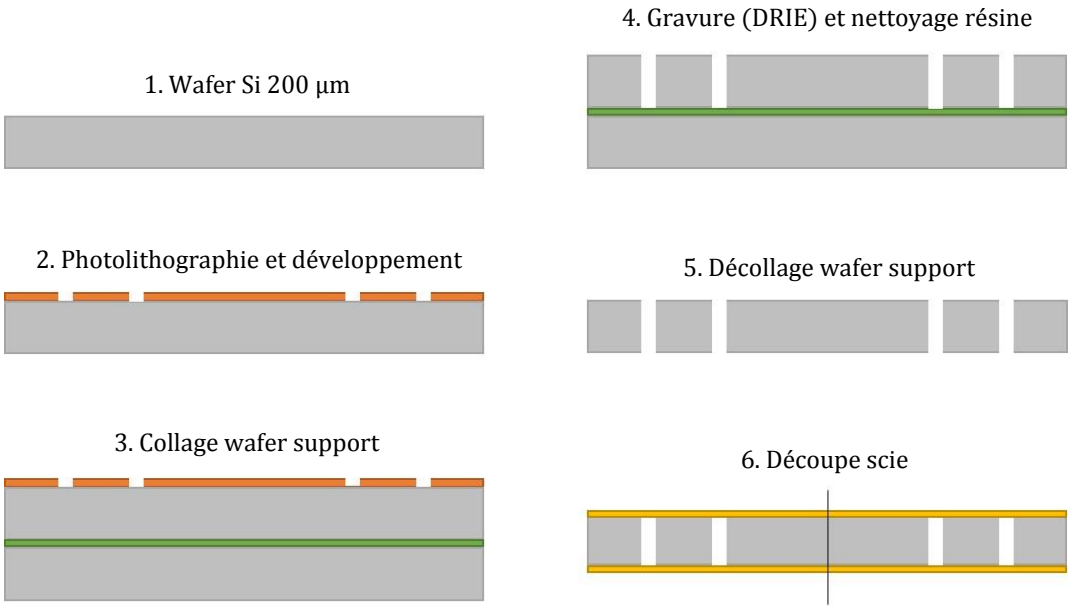


FIGURE 4.1 – Diagramme schématique des étapes principales de la fabrication en salle blanche des micro-poutres phononiques. L'abréviation DRIE signifie Deep Reactive Ion Etching. La correspondance des couleurs avec les matériaux est décrite ci-après. Gris : silicium (Si) ; orange : résine (AZ9260) ; vert : huile de collage ; jaune : film adhésif.

importante des structures fabriquées pendant le décollage du film. Une puce avec trois poutres différentes, dont une poutre phononique de trois périodes a été fabriquée et sera présentée dans la suite de ce chapitre. Les étapes des procédés utilisés sont listées ci-dessous :

– Photolithographie :
  - Enduction d'un promoteur d'adhérance TI Prime
  - Enduction de 6 µm de résine AZ9260, vitesse : 4200 m.s^{-1}, accélération : 1000 m.s^{-2}, temps : 30 s - recuit à 105° pendant 5 min
  - Insolation à 700 mJ/cm^2 avec le masque des poutres
  - Développement avec le développeur AZ400K dilué $1:4$ pendant 60 s
– Gravure :
  - Collage d'un wafer silicium support d'épaisseur 500 µm sur la face arrière du wafer par huile de collage
  - Gravure traversante du wafer par DRIE sur environ 220 itérations, contrôle optique de la gravure
  - Décollage de la plaque support (1 h dans un bain d'acétone)
  - Nettoyage de la plaque par RIE pendant 4 min sur chaque face
– Découpe :
  - Spray coating de 6 µm sur la face avant du wafer pour protection lors de la découpe, recuit à 120° pendant 5 min
  - Collage du wafer sur film adhésif
  - Découpe à la scie circulaire

- Insolation du film aux Ultraviolets pendant 30 s
- Décollage et nettoyage par bain d'acétone

4.2.2/ Collage des plots de tungstène

Les plots de tungstène n'ont pas été fabriqués en salle blanche, puisque les techniques classiques de dépot et de gravure ne sont pas adaptées pour former des piliers de tailles millimétriques. Les cylindres de tungstène ont donc été collés manuellement après les étapes de micro-fabrication des poutres. Ces cylindres ont été fabriqués à partir d'un fil de tungstène pur à 99.95% de 1 mm de diamètre de la société *Goodfellow*. Une machine d'érosion à fil a été utilisée pour découper le fil et former des plots de hauteur 0.75 mm.

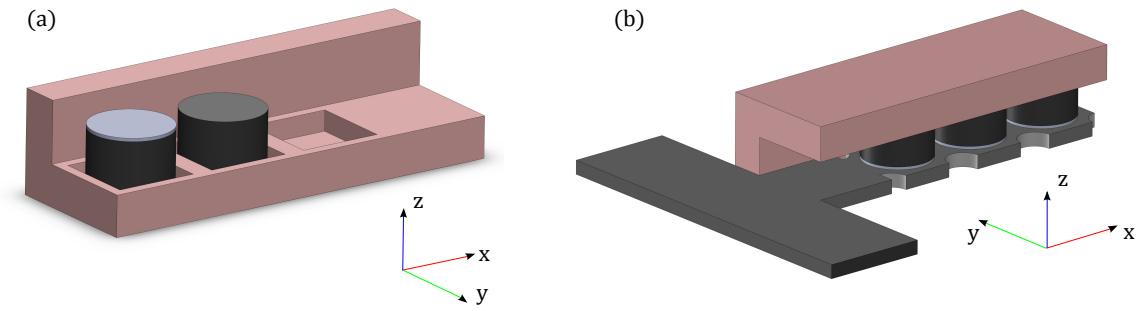


Figure 4.2 – Schéma de la pièce réalisée en impression 3D pour le positionnement des cylindres de tungstène (rose : polymère impression 3D, noir : tungstène, blanc : epoxy, gris : silicium). (a) Pièce 3D avec deux plots de tungstène semi-encastrés et dépot de l'epoxy sur le premier plot. (b) Positionnement des plots sur la poutre structurée de silicium. La pièce 3D vient en double butée sur l'angle formé par l'embase et la poutre.

Les plots de tungstène ont ensuite été collés sur les poutres de silicium à l'aide d'un epoxy bicomposant de la société *Loctite*. Le choix de l'epoxy a été motivé par sa simplicité de mise en œuvre. Afin d'assurer une meilleure précision pour le collage des plots de tungstène, une pièce mécanique imprimée en 3D a été créée sous *Solidworks*. Cette pièce est représentée dans la figure 4.2. Les trois plots de tungstène ont été semi-encastrés dans la pièce (a). Puis une fine couche d'epoxy a été déposée sur les faces supérieures de chacun des plots. Cette pièce a ensuite été retournée et a été placée en butée par rapport à la poutre et son encastrement, telle que représentée dans la figure (b). Ces deux butées permettent d'assurer un positionnement précis des plots par rapport aux axes x et y. Les deux pièces ont été maintenues en contact pendant 24 h, temps de séchage de la couche d'epoxy. Enfin la pièce 3D a été retirée. La hauteur d'epoxy déposée entre les trois plots et la poutre de silicium a été mesurée par la mesure de la hauteur totale des trois éléments. Les hauteurs des piliers et de la poutre ont ensuite été soustraits pour obtenir la hauteur réelle de la couche d'epoxy, mesurée à $h_E = 40 \pm 10\,\mu m$.

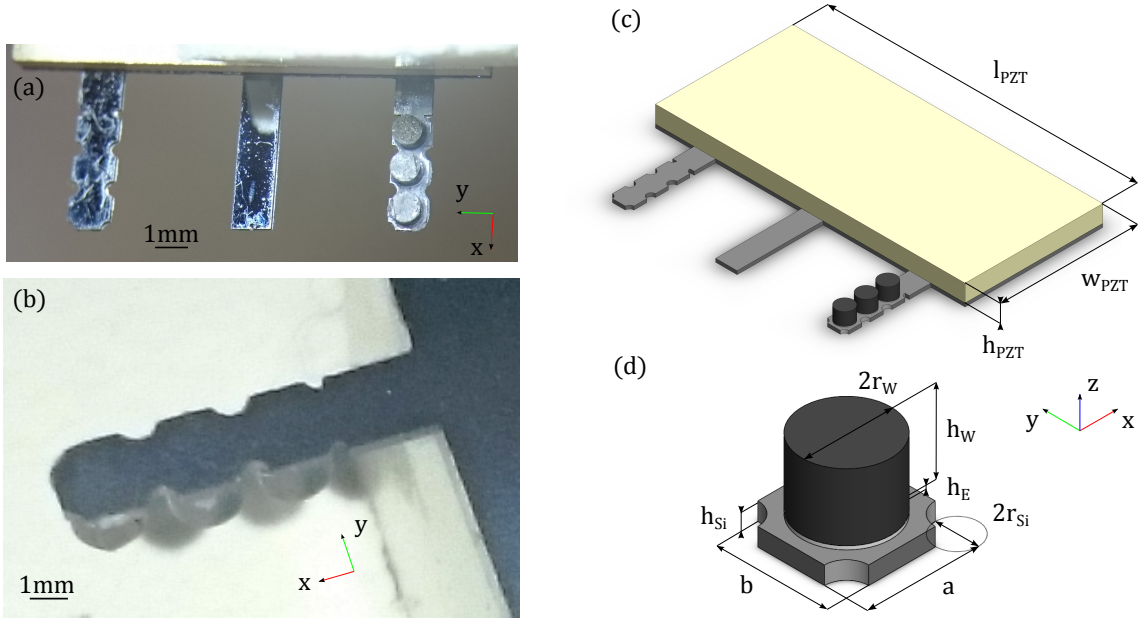


FIGURE 4.3 – Dispositif fabriqué et caractérisé composé d'une embase sur laquelle sont attachées trois micro-poutres de même longueurs : une poutre homogène, une poutre structurée et une poutre phononique (structurée avec plots de tungstène et epoxy). (a) Photo des trois micro-poutres et (b) de la face inférieure de la poutre phononique. (c) Schéma de la structure caractérisée (jaune : céramique piézoélectrique, gris clair : silicium, noir : tungstène). Les dimensions de la céramique piézoélectrique sont $l_{PZT} = 15$ mm, $w_{PZT} = 8$ mm et $h_{PZT} = 1$ mm. (d) Schéma de la cellule unité de la poutre phononique (blanc : epoxy). Les dimensions sont $a = 1.25$ mm, $b = 1.25$ mm, $h_{Si} = 0.2$ mm, $r_{Si} = 0.25$ mm, $r_W = 0.5$ mm, $h_W = 0.75$ mm et $h_E = 0.04$ mm.

Enfin, une céramique piézoélectrique, de référence *PZ27*, du fabricant *Hybrico international*, a été collée sur l'embase de la puce. Le processus d'excitation est décrit dans le chapitre 2. La figure 4.3 présente des images obtenues (a-b) à l'aide d'un microscope optique, ainsi qu'un schéma (c) de la structure avec les triples poutres et la céramique piézoélectrique, et un schéma (d) de la cellule élémentaire de la poutre phononique. Dans la suite, seuls les résultats de la poutre structurée (sans piliers et epoxy) et de la poutre phononique (avec piliers et epoxy) seront présentés.

4.3/ ÉTUDE NUMÉRIQUE DE LA DISPERSION DE LA STRUCTURE

Dans cette section sont présentés les calculs numériques réalisés afin de prendre en compte les nouveaux paramètres de la structure. En particulier, l'influence de l'epoxy sur la dispersion, et donc les bandes interdites, est étudiée. La robustesse de la structure au positionnement des cylindres est aussi discutée.

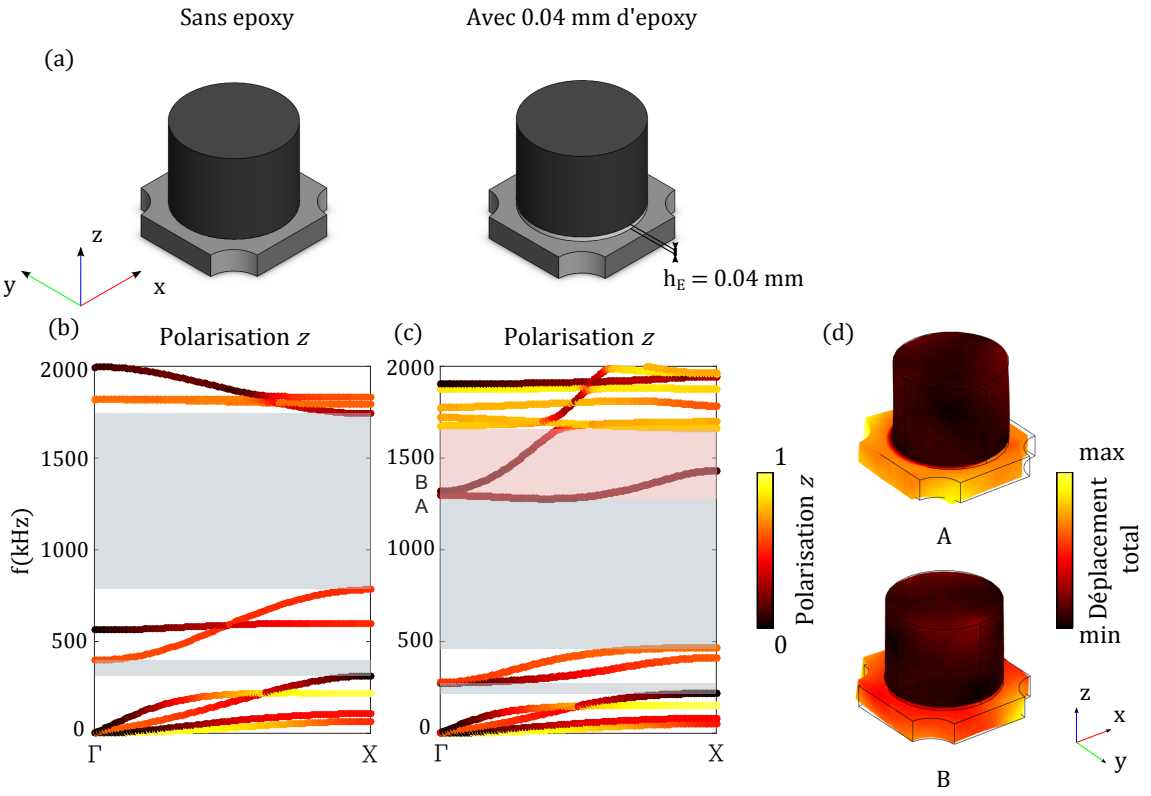


FIGURE 4.4 – Structures de bandes et distributions des déplacements pour les poutres phononiques avec et sans le cylindre d'epoxy. (a) Schémas des cellules élémentaires des deux structures phononiques calculées. Les dimensions utilisées dans les simulations sont $a = 1.25$ mm, $b = 1.25$ mm, $h_{Si} = 0.2$ mm, $r_{Si} = 0.25$ mm, $r_W = 0.5$ mm, $h_W = 0.75$ mm et $h_E = 0.04$ mm. (b) Diagramme de dispersion de la structure sans epoxy pour la polarisation suivant la direction z. (c) Diagramme de dispersion de la structure avec epoxy pour la polarisation suivant la direction z. (d) Distributions des déplacements pour les modes marqués A et B (structure avec epoxy) représentées pour un nombre d'onde situé au point Γ de la première zone de Brillouin ($ka/2\pi = 0$).

4.3.1/ INFLUENCE DE L'EPOXY

Les nouvelles dimensions imposées par la fabrication ainsi que l'introduction d'une couche d'epoxy pour attacher les piliers de tungstène à la poutre nécessitent le calcul d'une nouvelle dispersion. La figure 4.4 présente les diagrammes de bandes des structures avec (c) et sans (b) la couche d'epoxy, telles que représentées en (a) sur les schémas des cellules élémentaires. Le diagramme de dispersion de la structure sans epoxy (b) est semblable à celui de la structure S'2 calculée dans le chapitre précédent. Deux bandes interdites sont ouvertes jusqu'à 2 MHz, la bande interdite principale étant délimitée par les deux modes de flexion pour sa limite inférieure, identiquement à S'2. Les changement mineurs de paramètres géométriques modifient légèrement la dispersion pour sa limite supérieure, le mode est cependant lié à une résonance de type "selle à cheval" du pilier de tungstène, similairement à celui de la structure S'2. Ce calcul de dispersion de la nouvelle structure sans epoxy est utile afin de pouvoir comprendre l'influence du cylindre d'epoxy, utilisé pour attacher les piliers. La dispersion de la structure avec l'epoxy

est représentée en (c). Celle-ci est fortement modifiée par l'ajout de cette fine interface d'epoxy de 40 µm. Les deux bandes interdites sont décalées vers les basses fréquences, en particulier la bande interdite principale s'étend de 470 à 1280 kHz, ce qui correspond à une largeur relative de 93%. Pour les fréquences supérieures, la dispersion est fortement modifiée avec l'apparition de plusieurs modes dans cette gamme de fréquence. En particulier deux modes, notés comme A et B, délimitent la limite supérieure de la bande interdite. La distribution de déplacement de ces modes est montrée en (d).

L'introduction du disque d'epoxy change drastiquement les conditions de résonance du pilier de tungstène. Cela amène à deux changements majeurs : d'une part les fréquences de résonances du pilier vont être modifiées par ce changement de conditions aux limites. D'autre part le couplage entre ces résonances et les modes de propagation dans la poutre de silicium va être fortement modifié. En effet, les caractéristiques mécaniques de l'epoxy contrastent fortement avec celles du silicium et du tungstène. L'epoxy est un matériau peu rigide par rapport aux deux autres matériaux utilisés. Par exemple, un rapport 100 existe entre la première constante élastique du tenseur élastique de l'epoxy ($c_{11} = 4.8$ GPa) et celle du tungstène ($c_{11} = 501$ GPa), celle du silicium étant $c_{11} = 166$ GPa. Le décalage des bandes interdites vers les basses fréquences peut ainsi être expliqué par le décalage des fréquences de résonance de la structure. Cela peut être décrit en modélisant simplement le pilier de tungstène et la couche d'epoxy par un système masse ressort [55]. L'apport de la couche d'epoxy diminue fortement la rigidité du ressort et va donc diminuer la fréquence propre de résonance de l'oscillateur ($\sqrt{k/m}$) vers les basses fréquences. De plus, la dispersion va être modifiée puisque le couplage entre les modes de propagation de la poutre et les résonances est changé. Cela est illustré par l'existence des deux modes A et B qui limitent la borne supérieure de la bande interdite alors que ces deux modes n'existent pas dans la gamme de fréquence pour la structure sans epoxy. La distribution de déplacements de ces deux modes de la figure 4.4 (d) montre que la majorité des déplacements est située dans la poutre, la résonance des piliers étant très faible. La couche d'epoxy joue pour ces deux modes le rôle d'une "couche tampon" qui réduit le couplage entre la résonance du pilier et la poutre. Cela permet ainsi l'existence de ces deux modes de propagation dans la poutre qui ne sont que peu sensibles à la résonance du pilier. De plus, il est intéressant de noter que ces deux modes ne sont que très peu polarisés suivant la direction *z*. Le mode A vibre principalement selon la diagonale par rapport à la base de silicium, c'est à dire suivant *x* et *y*, alors que le mode B vibre principalement suivant *y*. La zone coloriée en rouge correspond aux fréquences liées à ces deux modes et sera discutée dans la suite de ce chapitre.

Afin de mieux comprendre le rôle de l'epoxy, la figure 4.5 (a) présente l'évolution des bandes interdites en fonction de la hauteur du cylindre d'epoxy h_E. La hauteur d'epoxy influence fortement les bandes interdites. En particulier, la largeur de la bande interdite principale décroit rapidement alors que la hauteur de l'epoxy augmente, celle-ci étant fermée pour une hauteur d'epoxy équivalente à celle du pilier. La fréquence centrale de la bande interdite est aussi décalée vers les basses fréquences. Plus la hauteur d'epoxy est augmentée, plus le couplage entre les résonances du pilier et les modes de propagation de la poutre est réduit. La figure 4.5

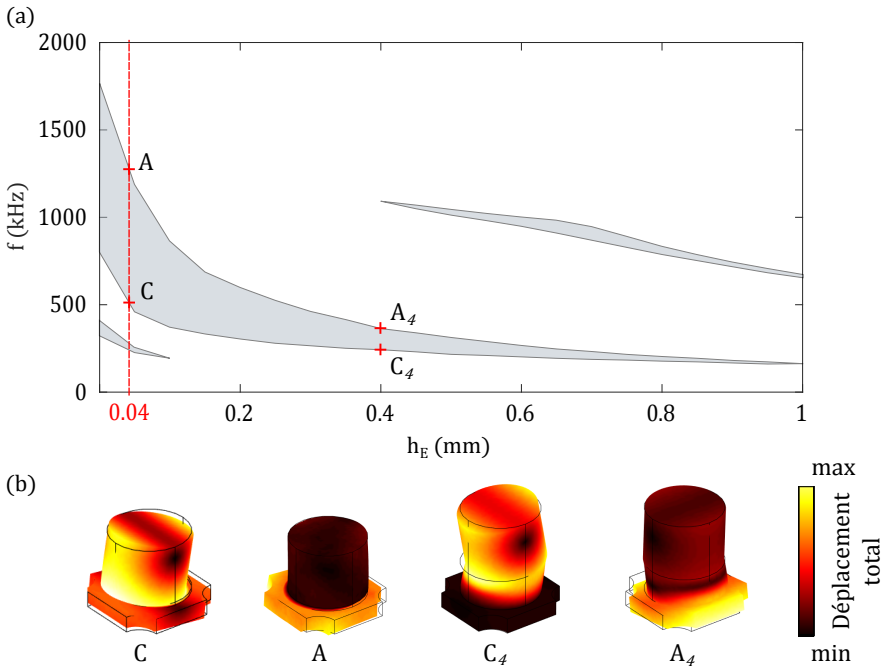


FIGURE 4.5 – (a) Bandes interdites principales de la structure phononique en fonction de la hauteur du cylindre d'epoxy h_E. Les autres dimensions utilisées pour la simulation sont $b = 1.25$ mm, $r_{Si} = 0.25$ mm, $r_W = 0.5$ mm et $h_W = 0.75$ mm. (b) Distributions des déplacements pour les modes limitant la bande interdite principale pour une structure avec $h_E = 0.04$ mm (A et C) et $h_E = 0.4$ mm (A_4 et C_4). Les distributions de déplacements sont représentées pour les nombres d'onde limitant la bande interdite, soit le nombre d'onde situé au point Γ de la première zone de Brillouin ($ka/2\pi = 0$) pour les modes A et A_4, et au point X de la première zone de Brillouin ($ka/2\pi = 0.5$) pour les modes C et C_4.

(b) présente les distributions de déplacements des modes limitant la bande interdite principale pour une hauteur de 0.04 et 0.4 mm d'epoxy. Il peut ainsi être observé pour la hauteur de 0.4 mm que le mode C_4 est un mode de résonance lié au pilier, alors que le mode A_4 est un mode lié à la poutre. Ces deux modes illustrent le fort découplage de la poutre par rapport au pilier et au disque d'epoxy. Un couplage plus important existe pour la structure utilisée expérimentalement, avec la hauteur d'epoxy $h_E = 0.04$ mm, ce qui permet à la bande interdite principale une largeur bien supérieure. Il est intéressant de noter que la méthode de comparaison des largeurs de bandes interdites choisie normalise la valeur absolue de la largeur par la fréquence centrale. Ainsi, la largeur relative de la poutre considérée expérimentalement ($h_E = 0.4$ mm), 93%, est plus grande que celle de la poutre sans epoxy, 76%, bien que la largeur absolue de 810 kHz soit plus petite que celle de la structure sans epoxy de 960 kHz.

4.3.2/ INFLUENCE DU POSITIONNEMENT DES PLOTS

Les plots devant être collés manuellement, une étude de l'influence de leurs positionnement a été menée afin d'en vérifier les conséquences sur la dispersion et sur la bande interdite. Deux types d'erreurs de positionnement ont été envisagés : un écart répété et constant du centre des

plots par rapport au centre de la base de silicium, et un positionnement aléatoire de chaque plot. Deux simulations ont donc été réalisées. La première est faite sur la cellule élémentaire sur laquelle le plot est décalé. La deuxième utilise une super cellule élémentaire de trois périodes sur lesquelles chacun des plots est décalé aléatoirement.

4.3.2.1/ Décalage constant simulé avec une cellule élémentaire

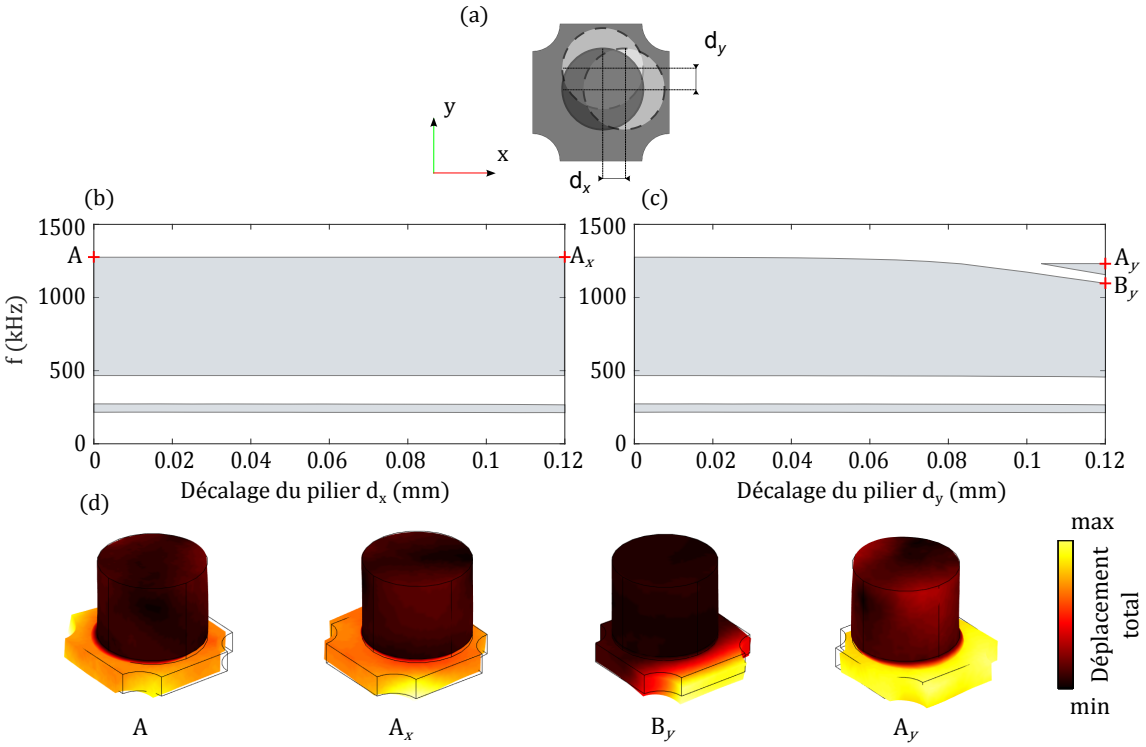


FIGURE 4.6 – Influence de la position du pilier de tungstène et epoxy sur la poutre de silicium pour un décalage constant. (a) Schéma de principe représentant le décalage du pilier par rapport aux directions x et y sur la cellule unité. Les calculs ont été réalisés pour une structure infinie à l'aide de conditions périodiques. (b) Bandes interdites principales de la structure avec epoxy en fonction du décalage d_x selon la direction x des cylindres d'epoxy et de tungstène. (c) Bandes interdites principales de la structure avec epoxy en fonction du décalage d_y selon la direction y des cylindres d'epoxy et de tungstène. (d) Distributions des déplacements pour les modes indiqués A, A_x, A_y et B_y représentée pour un nombre d'onde situé au point Γ de la première zone de Brillouin ($ka/2\pi = 0$).

La figure 4.6 présente les résultats obtenus pour des plots positionnés avec un décalage d_x selon x, ou d_y selon y par rapport au centre de la cellule élémentaire, tel que représenté dans le schéma (a). Les deux diagrammes (b) et (c) montrent l'influence de ce décalage sur la position et la largeur des bandes interdites selon les deux directions. Le décalage du plot le long de l'axe x, c'est à dire l'axe de la poutre, ne modifie que très peu les deux bandes interdites. Même avec un décalage important, $d_x = 0.12$ mm, soit pour un pilier à 0.05 mm de la limite de la base de silicium, les intervalles de fréquences des bandes interdites restent très similaires. La distribution de déplacement A_x pour ce décalage est comparée avec celle de la cellule avec un

pilier centré A en (d). Le décalage en x ne modifie que très peu ce mode de propagation lié à la poutre de silicium. Le diagramme (c) montre une influence du positionnement du pilier suivant y pour des décalages supérieurs à 0.1 mm. La bande interdite est divisée en deux bandes à cause du décalage vers les basses fréquences d'un mode lié à la résonance de l'ailette de silicium située à l'opposé du pilier. La distribution de ce mode B_y est représentée en (d). L'étroite bande interdite créée par la présence de ce mode est limitée supérieurement par le mode A_y, de même nature et fréquence que les modes A et A_x. Ainsi, excepté l'introduction du mode pour des grands décalages d_y, un décalage constant du positionnement des piliers par rapport à x ou y n'influencera que peu les bandes interdites.

4.3.2.2/ Décalage aléatoire simulé avec une super cellule élémentaire

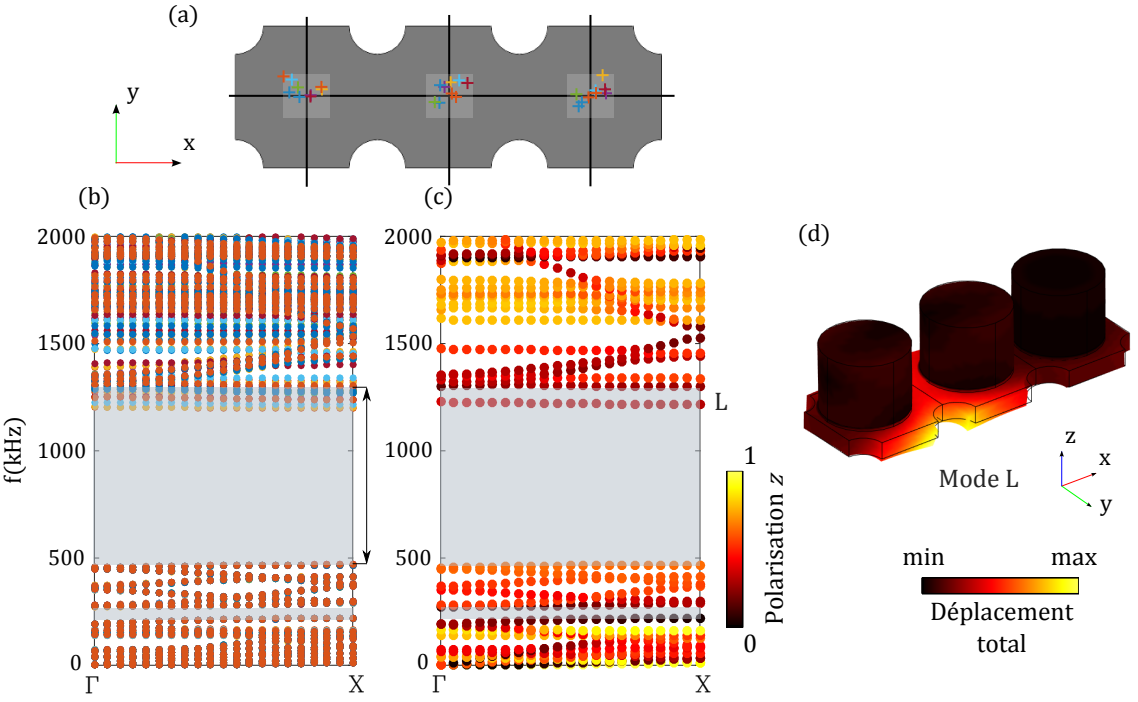


FIGURE 4.7 – Influence de la position du pilier de tungstène et epoxy sur la poutre de silicium pour un positionnement aléatoire. (a) Schéma de principe représentant la super cellule élémentaire composée de trois périodes avec un positionnement aléatoire des plots de tungstène et d'epoxy dans un carré de coté 0.2 mm par rapport au centre des trois périodes. Les calculs ont été réalisés pour des structures infinies à l'aide de conditions périodiques. Neuf structures différentes ont été calculées. Le positionnement des centres des trois plots pour les neufs structures est indiqué à l'aide de croix de couleurs à une échelle $2:1$ par rapport au schéma de la super cellule élémentaire. (b) Diagrammes de dispersion superposés des neuf structures calculées. La dispersion de chaque structure est tracée dans la couleur utilisée pour représenter le positionnement des centres des plots. (c) Diagramme de dispersion de l'une des structures. La couleur des modes indique la polarisation suivant la direction z. (d) Distribution des déplacements pour le mode indiqué L représentée pour un nombre d'onde situé au point X de la première zone de Brillouin ($ka/2\pi = 0.5$).

Une deuxième étude a été menée dans le cas d'un positionnement aléatoire des trois piliers

sur la poutre de silicium. Pour cela, une super cellule élémentaire de trois périodes a été simulée, telle que représentée dans la figure 4.7 (a). Des conditions périodiques ont été placées sur les deux frontières perpendiculaires à x afin de calculer le diagramme de dispersion. Les centres des piliers sont positionnés de façon aléatoire dans un carré de coté 0.2 mm par rapport au centre des trois périodes. Plusieurs diagrammes de dispersion de cette structure avec différents positionnements ont ainsi été calculés. Le diagramme (b) présente la superposition des neuf diagrammes, chaque dispersion étant tracée dans une couleur. Les modes de fréquences inférieures à 500 kHz ne sont que très peu affectés par les différentes positions, la première bande interdite n'est pas modifiée. En revanche, la partie supérieure du diagramme est modifiée par l'existence de nouveaux modes. En particulier la limite supérieure de la bande interdite principale (représentée en bleu pour une structure ayant les plots centrés) n'est pas identique pour toutes les structures. Afin de mieux comprendre ces modes, le diagramme de dispersion calculé pour une des structures est représenté en (c). Un mode de résonance, nommé L, se situe dans la bande interdite. La distribution de déplacement de ce mode pour un nombre d'onde en X est représentée en (d). Une résonance d'une partie de la poutre de silicium est localisée dans l'espace légèrement plus grand créé par l'écartement des piliers. La fréquence de résonance est directement liée à l'écartement entre les deux piliers. Dans le cas d'une structure avec les piliers centrés, un tel mode de résonance n'existe pas dans l'intervalle de fréquence de la bande interdite. Le mauvais positionnement des piliers peut mener à décaler une telle résonance dans la bande interdite et ainsi en limiter la largeur. Cependant, il peut être remarqué que, pour les intervalles de positionnement considérés, la limitation de la bande interdite est petite par rapport à sa largeur totale. De plus l'utilisation de la pièce imprimé en 3D permet de grandement limiter les écarts aléatoires de positionnement. En effet, ceux-ci vont principalement être liés à la précision de la fabrication cette pièce, qui est de l'ordre de quelques dizaines de micromètres.

4.4/ Caractérisation des micro-poutres phononiques

Le dispositif décrit dans la première partie de ce chapitre a été caractérisé à l'aide du *MSA-500*, décrit dans le chapitre 2. Pour cela, le générateur et l'amplificateur de l'appareil ont été utilisés pour appliquer un signal pseudo-périodique de fréquence jusqu'à 2 MHz et d'amplitude 10 V aux bornes de la céramique piézoélectrique. Le système d'interférométrie a été utilisé pour réaliser la détection des déplacements hors-plan. Dans la suite, les résultats de la poutre phononique seront comparés à ceux de la poutre structurée, qui constituera la référence. Pour chacune des deux poutres, un maillage régulier d'environ 800 points (soit environ 250 points par période) a été utilisé pour scanner le déplacement hors plan de la surface mesurée. Cela correspond à un paramètre de maille d'environ 0.1 mm.

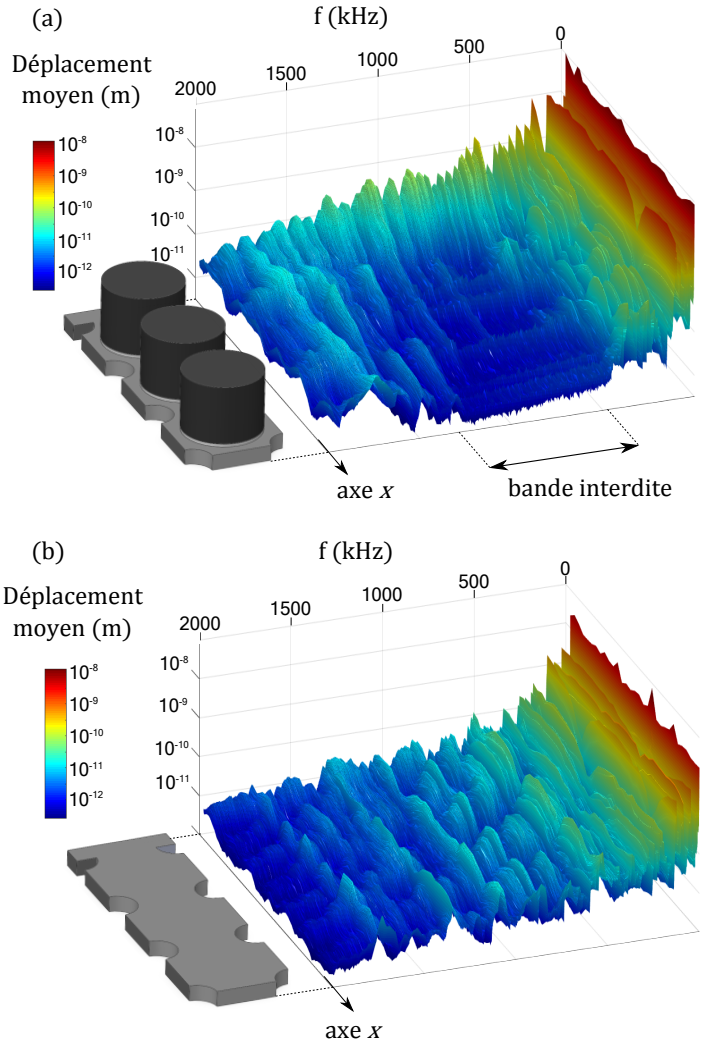


FIGURE 4.8 – Déplacement moyen en fonction de la fréquence et de la position sur la poutre (selon la direction x) pour (a) la poutre phononique composée de trois périodes et (b) la poutre structurée sans les plots composée de trois périodes. Le déplacement moyen est calculé selon l'équation 2.22 sur un total de 30 sections.

4.4.1/ RÉPONSES DES POUTRES PHONONIQUES ET STRUCTURÉES

La figure 4.8 présente le déplacement moyen hors plan en fonction de la fréquence et de la position sur la poutre pour la poutre phononique (a) et la poutre structurée (b). Pour calculer ce déplacement, la surface de la poutre mesurée a été divisée en 30 surfaces rectangulaires de largeur $l = 0.2$ mm et longueur $a = 1.25$ mm. Le déplacement moyen a ensuite été calculé sur chaque surface comme la moyenne de l'amplitude du déplacement mesurée pour tous les points appartenant à cette surface (voir l'équation 2.22). Cela permet ainsi de représenter à l'aide d'un graphe 3D l'évolution du déplacement le long de la poutre en fonction de la fréquence. Le fait d'utiliser la moyenne permet de s'affranchir de la structuration de la poutre, le maillage étant régulier. Le graphique de la poutre phononique (a) montre une atténuation graduelle des ondes se propageant à l'intérieur de la poutre pour des fréquences centrées autour

de 850kHz. A la fin de la poutre, l'atténuation est clairement marquée pour ces fréquences, alors que pour les autres intervalles de fréquence, la structuration de la poutre ne semble pas affecter la propagation : l'onde conservant un déplacement moyen constant. Ce phénomène est caractéristique de l'existence d'une bande interdite dont l'intervalle de fréquence, estimé entre 450 et 1250 kHz, est représenté sur la figure. Cette large bande interdite correspond à une largeur relative de 94%. A l'inverse, pour la figure (b) correspondant à la poutre structurée, aucune atténuation de la sorte n'est notée. Pour l'ensemble des fréquences considérées, l'onde se propage avec un déplacement moyen globalement constant le long de la poutre. Les oscillations le long de cet axe sont dues au type de mode excité, qui dépend notamment de la fréquence d'excitation et de la structuration de la poutre, mais aussi du choix de la représentation, en particulier du choix des dimensions des surfaces utilisées pour le découpage de la poutre. Les niveaux faibles de déplacement, c'est à dire les creux notés le long de l'axe x, correspondent à des nœuds de vibration.

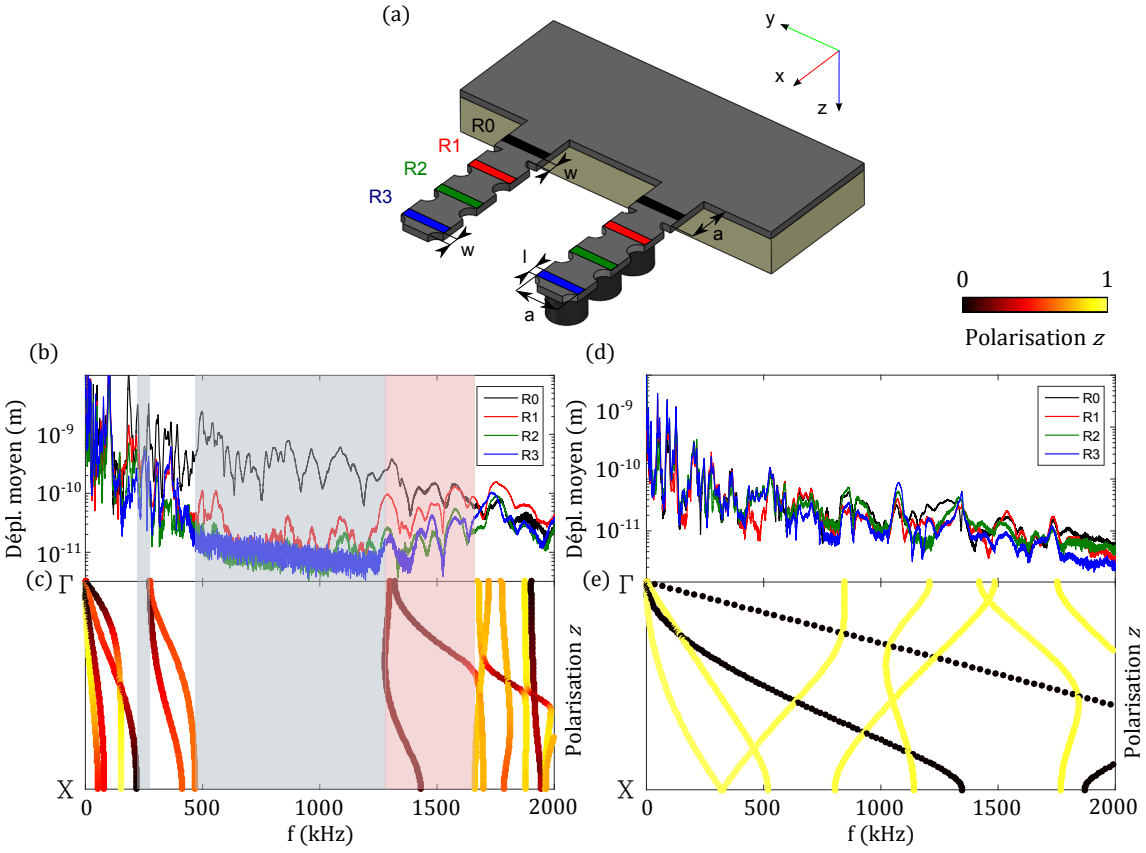


FIGURE 4.9 – (a) Schéma de la structure utilisée comprenant la poutre phononique et la poutre structurée. Les rectangles colorés indiquent les surfaces sur lesquelles sont moyennés les déplacements. (b) Déplacement moyen mesuré sur les quatre surfaces en fonction de la fréquence d'excitation de la céramique piézoélectrique pour la poutre phononique. (c) Diagramme de dispersion calculé pour la poutre phononique. La couleur des modes indique la polarisation suivant la direction z. (d) Déplacement moyen mesuré sur les quatre surfaces en fonction de la fréquence d'excitation de la céramique piézoélectrique pour la poutre structurée. (e) Diagramme de dispersion calculé pour la poutre structurée. La couleur des modes indique la polarisation suivant la direction z.

4.4.2/ Comparaison avec la dispersion numérique

Afin de présenter plus lisiblement les résultats de la figure 4.8, les déplacements pour quatre positions sur la poutre sont représentés dans la figure 4.9. Ces quatre surfaces sont choisies à une distance $w = 0.25$ mm de la fin de chaque période, telles que représentées en (a), afin de pouvoir comparer ces résultats avec ceux de la portion homogène de poutre (R0) sur des dimensions géométriques comparables. Le graphique (b) présente le déplacement moyen des quatre positions en fonction de la fréquence d'excitation pour la poutre phononique. Les atténuations successives sont bien marquées pour les quatre surfaces pour l'intervalle de fréquence correspondant à la bande interdite alors que les déplacements moyens se superposent pour les autres fréquences. La figure (c) représente le diagramme de dispersion de la structure phononique, telle que discutée dans la section précédente de ce chapitre. Un bon accord est observé pour la zone de la bande interdite, colorée en bleu, entre les résultats expérimentaux et ceux issus de la simulation. De plus, le calcul nous permet d'affirmer que la bande interdite mesurée expérimentalement est bien totale. En effet, seuls les déplacements hors plan sont mesurés, ainsi la mesure permet seulement de caractériser les bandes interdites polarisées selon la direction *z*. Le diagramme de dispersion de la poutre structurée (e) montre que les échancrures ne permettent pas d'ouvrir de bandes interdites. Cela se traduit expérimentalement (d) par une superposition des spectres de déplacement pour les quatre surfaces considérées. Cela permet d'illustrer le rôle fondamental des piliers dans l'ouverture de la bande interdite pour la poutre phononique.

Pour la poutre phononique, un intervalle de fréquence, coloré en rouge, peut être remarqué pour lequel les déplacements ne se superposent pas totalement. Cet intervalle correspond au domaine d'existence des deux modes A et B étudiés en première partie de ce chapitre. Comme nous l'avons vu, ces deux modes sont liés à l'introduction de la couche d'epoxy, qui modifie le couplage entre les résonances des piliers et les modes de la poutre. Le diagramme de dispersion montre que ces deux modes ne sont que faiblement polarisés suivant la composante hors plan. Ainsi, une première explication de la non superposition des spectres de déplacements, réside dans la détection de ces modes, qui ne présente qu'un faible déplacement selon l'axe *z*.

4.4.3/ Atténuation de la poutre phononique

Le choix d'utiliser une céramique piézoélectrique fixée à l'embase des poutres comme source d'excitation conduit à un spectre de déplacement non constant en entrée des poutres, comme cela peut être observé pour les surfaces R0 des graphiques (b) et (d). Ces deux spectres montrent une décroissance du niveau d'amplitude moyen en fonction de la fréquence. Cela est certainement lié à la céramique piézoélectrique utilisée, dont la fréquence de coupure vaut $f = 2000$ kHz. De plus, l'epoxy utilisée pour attacher la céramique à l'embase du silicium absorbe et découple plus les hautes fréquences. Enfin, les réflexions provenant de la poutre, en particulier pour les bandes de fréquences interdites, modifient ce spectre de déplacement. D'autre part, le spectre d'excitation présente de fortes variations locales. Celles-ci sont liées à la

géométrie choisie, notamment aux résonances de la céramique piézoélectrique et au couplage entre la poutre et l'embase. Afin de s'affranchir de ces différents effets, le déplacement en bout de poutre peut être normalisé par le déplacement en entrée de poutre afin de représenter une grandeur similaire à une transmission en dB. La poutre étant choisie comme encastrée libre, nous ne pouvons pas réellement parler de transmission puisque l'onde est réfléchie en bout de poutre. Ce calcul reste cependant intéressant pour avoir un ordre de grandeur de l'atténuation de la poutre phononique pour les fréquences de la bande interdite.

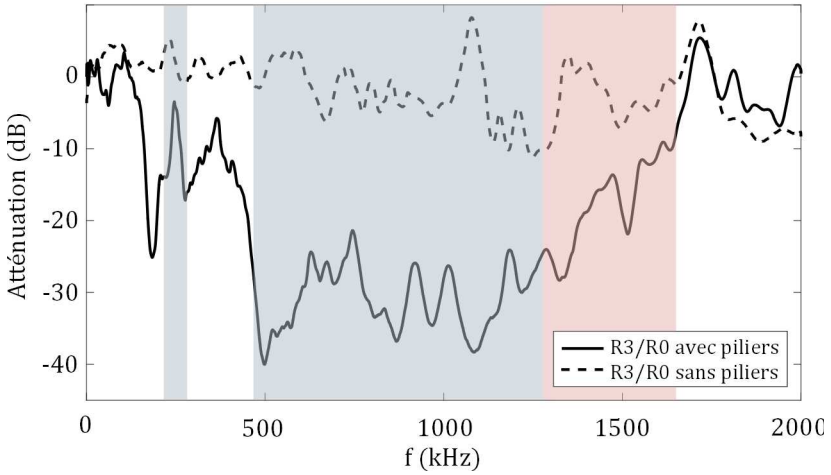


FIGURE 4.10 – Atténuation mesurée pour la poutre phononique et la poutre structurée en fonction de la fréquence d'excitation de la céramique piézoélectrique. L'atténuation est calculée selon l'équation : $A(f) = 20\,log(w_{\mathrm{R3}}(f)/w_{\mathrm{R0}}(f))$ où A représente l'atténuation, w_{R3} le déplacement hors plan moyenné sur R3 et w_{R0} le déplacement hors plan moyenné sur R0.

La figure 4.10 représente l'atténuation, calculée comme le rapport en décibel du déplacement moyen de la surface R3 sur la surface R0 pour la poutre phononique et la poutre structurée. Pour cette dernière, l'atténuation reste autour de 0 dB, ce qui équivaut à une transmission intégrale. A l'inverse, les deux bandes de fréquences interdites sont clairement notées pour la poutre phononique. Les fréquences théoriques de ces deux bandes ont été coloriées en bleu sur le graphique, la zone rouge représentant l'intervalle lié aux deux modes A et B, déjà évoqué dans la partie numérique. Un bon accord pour la large bande interdite est noté entre les résultats expérimentaux et ceux de simulation. En revanche, un décalage est noté pour la bande interdite à basse fréquence, le pic d'atténuation expérimental de -25 dB étant situé pour une fréquence centrale plus basse. Ces variations sont certainement dues à la fabrication imparfaite de la structure, en particulier aux variations de la hauteur des trois piliers et de l'épaisseur du silicium. Dans la bande interdite principale, la structure phononique présente une forte atténuation, supérieure à -40 dB pour certaines fréquences. Cependant, cette valeur ne constitue qu'une majoration de l'atténuation puisque les mesures effectuées pour la surface R3, ainsi qu'une partie de la surface R2 correspondent au niveau de bruit du système de mesure, estimé à quelques picomètres.

4.4.4/ Comparaison des déplacement spatiaux

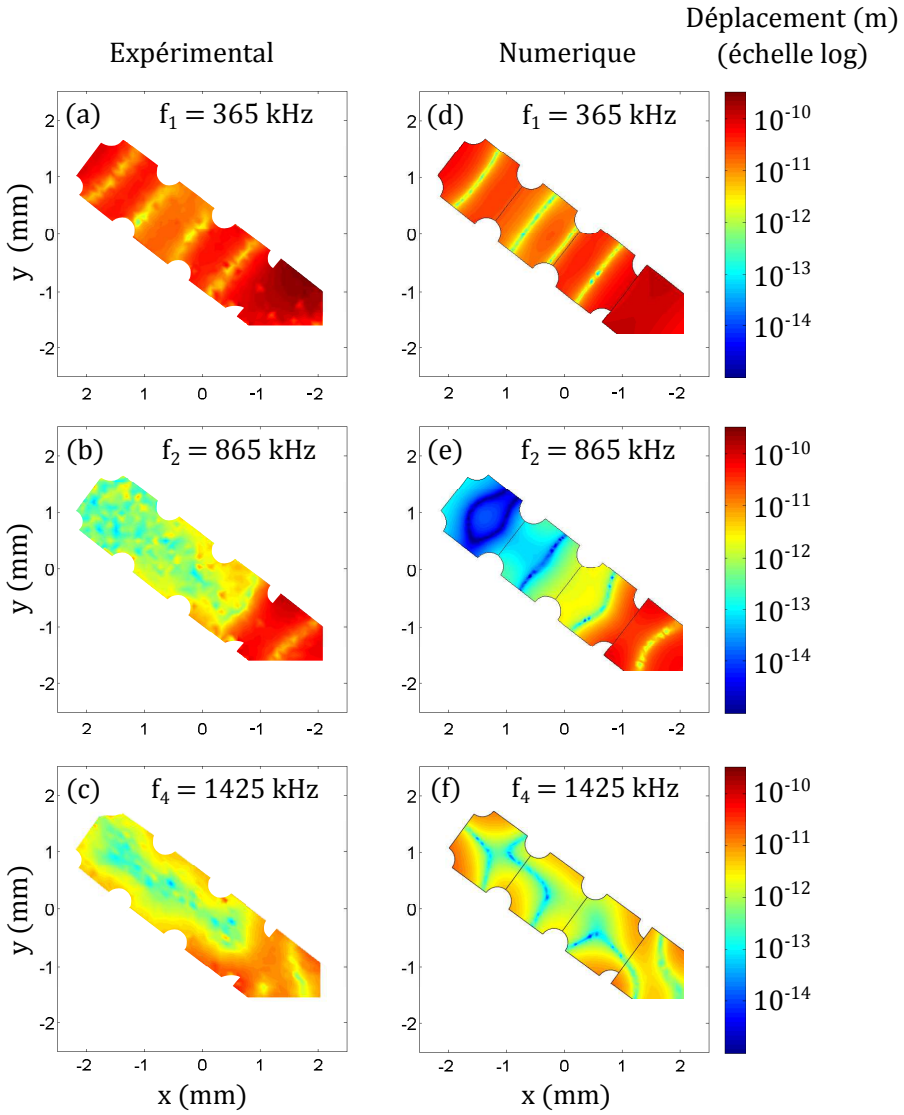


FIGURE 4.11 – Déplacements de la structure phononique mesurés pour différentes fréquences d'excitation : (a) fréquence inférieure à la bande interdite $f_1 = 365$ kHz, (b) fréquence dans la bande interdite $f_2 = 865$ kHz et (c) fréquence supérieure à la bande interdite $f_3 = 1425$ kHz. Déplacements simulés pour les mêmes fréquences d'excitation : (d) $f_1 = 365$ kHz, (e) $f_2 = 865$ kHz et (f) $f_3 = 1425$ kHz.

La figure 4.11 présente les déplacements hors plans mesurés pour la structure phononique à trois fréquences $f_1 = 365$ kHz (a), $f_2 = 865$ kHz (b), et $f_3 = 1425$ kHz. Ces trois fréquences permettent d'illustrer différents comportements de la structure : f_1 correspond à une fréquence située entre les deux bandes interdites, f_2 au centre de la bande interdite principale et f_3 au centre de l'intervalle lié aux modes A et B. Les déplacements ont de plus été simulés à ces trois fréquences et sont représentés dans les graphiques (d) à (f). La structure utilisée pour cette simulation intègre la céramique piézoélectrique et donc les modes de résonance de celle-ci. Cependant le mauvais couplage dû à l'epoxy ainsi que les différentes pertes ne sont pas

implémentés. Afin de permettre une comparaison, les niveaux de déplacement simulés en entrée de la structure ont donc été normalisés par rapport à ceux mesurés. Pour la fréquence hors bande interdite f_1 (a), un mode de flexion en z est observé avec quatre nœuds de vibrations. Une très bonne correspondance avec la simulation (d) est trouvée, en particulier pour la position géométrique des nœuds de vibration, ainsi que le niveau de déplacement plus faible pour la deuxième période. Comme attendu, cette fréquence correspond bien à un mode de propagation et le niveau de déplacement entre l'entrée et la fin de la poutre est comparable. Pour la fréquence f_2 située au centre de la bande interdite principale, le graphique (b) montre une forte atténuation de l'onde, dès son entrée dans la première période de la structure phononique. Cela est caractéristique de l'existence de la bande interdite pour cette fréquence. La comparaison avec la simulation (e) permet de souligner le plancher de bruit atteint pour des valeurs de l'ordre du picomètre, dès la deuxième période, alors que l'onde est atténuée jusqu'au femtomètre pour la dernière période de la structure simulée. Encore une fois, la simulation est en bon accord pour le début de la poutre, en particulier pour les deux nœuds de vibrations. Enfin, pour la fréquence f_3 (c), les déplacements expérimentaux montrent un faible déplacement sur les zones correspondant à l'emplacement des piliers, la majorité des déplacements étant localisés sur les bords de la poutre. Ce graphique permet de nier l'existence d'une bande interdite pour cette fréquence, puisque un mode de propagation par les côtés de la poutre existe. Les atténuations successives notées dans les graphiques précédents pour l'intervalle de fréquence coloré en rouge sont à relier à la nature des modes A et B, tel que discuté dans la partie numérique de ce chapitre (déplacement dans le plan xy), ainsi qu'à la représentation du déplacement moyen sur une surface. Le graphique (f) corrobore les déplacements mesurés, en particulier les faibles déplacements observés pour la partie centrale de la poutre. Un écart est cependant noté pour la dernière période, pour laquelle les déplacements sont plus forts pour la simulation. Cet écart peut potentiellement être expliqué par une moins bonne réflexion des ondes en bout de la poutre expérimentale, sans doute due à la fabrication.

4.5/ Conclusion

Ce chapitre a permis de démontrer la possibilité de créer des poutres phononiques à larges bandes interdites. En se basant sur les structures étudiées dans le chapitre numérique précédent, qui combinent résonance et réflexions multiples de Bragg, une poutre phononique comprenant une base structurée de silicium et des piliers de tungstène a été fabriquée. Une large bande interdite présentant une largeur relative de 94% a été mesurée autour du mégahertz. Cette valeur constitue, à notre connaissance, la plus grande largeur relative mesurée pour une poutre phononique. Une atténuation supérieure à 40 dB a été observée pour la structure avec seulement 3 périodes. L'introduction d'une couche d'epoxy, utilisée pour attacher les piliers de tungstène à la poutre, introduit un découplage entre les résonances des piliers et les modes de propagation de la poutre. Cela modifie grandement la dispersion, par rapport à une structure sans epoxy, et conduit à un décalage global vers les basses fréquences des modes et à une ré-

duction de la largeur absolue de la bande interdite. Le positionnement des piliers sur la poutre de silicium n'est pas critique, bien qu'un positionnement aléatoire des piliers puisse conduire à l'existence de mode de résonance dans l'intervalle de fréquence de la bande interdite.

Ces premières mesures expérimentales ont permis de valider les résultats numériques décrits dans le chapitre précédent et de montrer une bande interdite avec une largeur très importante, relativement à celles observées (de 6 à 45$\%$) dans la littérature [125, 126, 78]. Deux problèmes majeurs ont été rencontrés lors de la fabrication des poutres : la découpe à la scie avec l'utilisation du film adhésif et le collage manuel des plots de tungstène. Ces deux étapes seront évitées dans le chapitre suivant grâce à des choix technologiques différents, en particulier l'utilisation d'une structure tout silicium. Nous montrerons que cela permet de fabriquer entièrement les structures par micro-fabrication et ainsi de montrer la faisabilité de diminuer les tailles, et donc d'augmenter les fréquences d'utilisation.

5

Démonstration du confinement de l'énergie mécanique dans des résonateurs par des micro-poutres phononiques

5.1/ Introduction

L'objectif de ce chapitre est de démontrer expérimentalement les capacités de confinement de l'énergie mécanique par des poutres phononiques à l'intérieur de résonateurs (ou défauts). Plusieurs travaux ont déjà démontré la possibilité d'améliorer le facteur de qualité de micro-résonateurs en utilisant des poutres phononiques [75, 76, 78]. Le principe est basé sur la diminution des pertes liées aux ancrages du résonateur, grâce à l'introduction de poutres phononiques dont la bande interdite recouvre la fréquence de résonance du résonateur [74]. Cela permet ainsi de confiner l'énergie mécanique dans le résonateur et donc d'améliorer le facteur de qualité de la résonance. Basé sur le développement de nos structures à larges bandes interdites, nous allons étudier dans ce chapitre le confinement de l'énergie dans différentes défauts résonants. Nous montrerons en particulier qu'il est possible d'améliorer le facteur de qualité de la résonance d'un défaut encastré-libre d'un facteur 8. Les résonances d'un défaut encastré-encastré sont aussi étudiées. Les résultats constituent une première validation en vue d'une application aux cantilevers de type AFM.

Sur le plan technologique, un nouveau procédé de fabrication des poutres phononiques à larges bandes interdites a été développé et est présenté dans ce chapitre. Ce procédé permet la fabrication complète et donc parallèle des poutres phononiques par micro-fabrication en salle blanche. La nouvelle structure est entièrement réalisée en silicium, à partir d'un wafer de type SoI (Silicon on Insulator). Ces wafers sont composés d'un empilement de deux wafers de silicium séparés par une fine couche d'oxyde de silicium. La méthode de fabrication est présentée, le principe étant d'utiliser le premier wafer pour former les plots résonants et le deuxième pour les poutres. Nous montrons ensuite numériquement que la fine couche d'isolant n'influence que

peu la dispersion de la nouvelle structure et peut ainsi être négligée.

Les résultats de caractérisation de deux poutres phononiques avec respectivement 4 et 5 périodes sont ensuite présentés et comparés avec la dispersion obtenue par simulation. Plusieurs fréquences particulières sont analysées afin d'expliquer les différences observées entre les deux poutres, en particulier au niveau de la bande interdite principale. Le confinement de l'énergie mécanique par les poutres phononiques est ensuite démontré. Dans un premier temps, une excitation mécanique par céramique piézoélectrique est utilisée. La réponse d'un défaut encastré-libre accroché à une poutre phononique de trois périodes est comparée à la réponse d'un même défaut accroché directement à l'embase de la céramique. L'amélioration du facteur de qualité de 50 à 390 pour un défaut encastré-libre est ainsi montrée. La réponse d'un défaut encastré entre deux poutres phononiques est présentée. Des résonances avec des facteurs de qualité de l'ordre du millier sont exhibées. Dans un deuxième temps, l'excitation est réalisée sans contact et directement sur le défaut, par laser focalisé. Les résultats des deux méthodes sont comparés.

5.2/ Fabrication des dispositifs

Suite à l'expérience accumulée lors de la réalisation des premiers dispositifs du chapitre précédent, la fabrication des poutres phononiques a été repensée. Cette première partie présente les objectifs et la réalisation des nouvelles poutres.

5.2.1/ Amélioration de la fabrication

Le premier point était de proposer une fabrication entièrement intégrable, uniquement avec des techniques de salle blanche. L'objectif était d'éviter le collage manuel des plots avec l'epoxy, et ainsi de proposer une méthode parallèle, ce qui est l'un des avantages de la fabrication en salle blanche. Ce point nécessite de pouvoir fabriquer des piliers de hauteurs de plusieurs centaines de micromètres avec des techniques salles blanches. Plusieurs méthodes ont été envisagées, notamment l'électrodéposition de couches épaisses de Nickel. Cependant cette technique n'est adaptée que pour des couches de quelques dizaines de micromètres d'épaisseur. La solution retenue a consisté à réaliser les plots en silicium, à partir d'un wafer SoI, pour Silicon on Insulator. Ce type de wafer, utilisé en micro-électronique pour réaliser des transistors à hautes fréquences, consiste en un empilement de deux wafers de silicium séparés par une fine couche de dioxyde de silicium. Les épaisseurs des deux couches de silicium sont indépendantes et peuvent s'étendre du micromètre au millimètre. En effet, la principale technologie pour fabriquer ces wafers est la technologie *Smart Cut* et consiste de manière simplifiée en un bonding d'un wafer avec un wafer oxydé [127]. L'idée développée dans cette thèse consiste à choisir le wafer inférieur (ou handler) de grande épaisseur afin de pouvoir réaliser par gravure profonde les plots. Le wafer supérieur (ou device) étant choisi d'épaisseur plus fine, afin de graver les poutres supportant les plots. Les deux gravures sont arrêtées par la fine couche de dioxyde de

silicium.

Le deuxième point était d'éviter l'étape de découpe à la scie qui avait été une source de casse importante pour les dispositifs du chapitre précédent. Pour cela, les séparations entre les puces ont été réalisées en même temps que les plots et les poutres, par gravure de fines tranchées. Afin de conserver l'unité du wafer et assurer sa rigidité, de fines poutres ont été conservées entre les puces. A la fin de la fabrication, ces poutres ont été brisées à l'aide d'une pince afin de libérer les puces.

5.2.2/ Description de la fabrication salle blanche

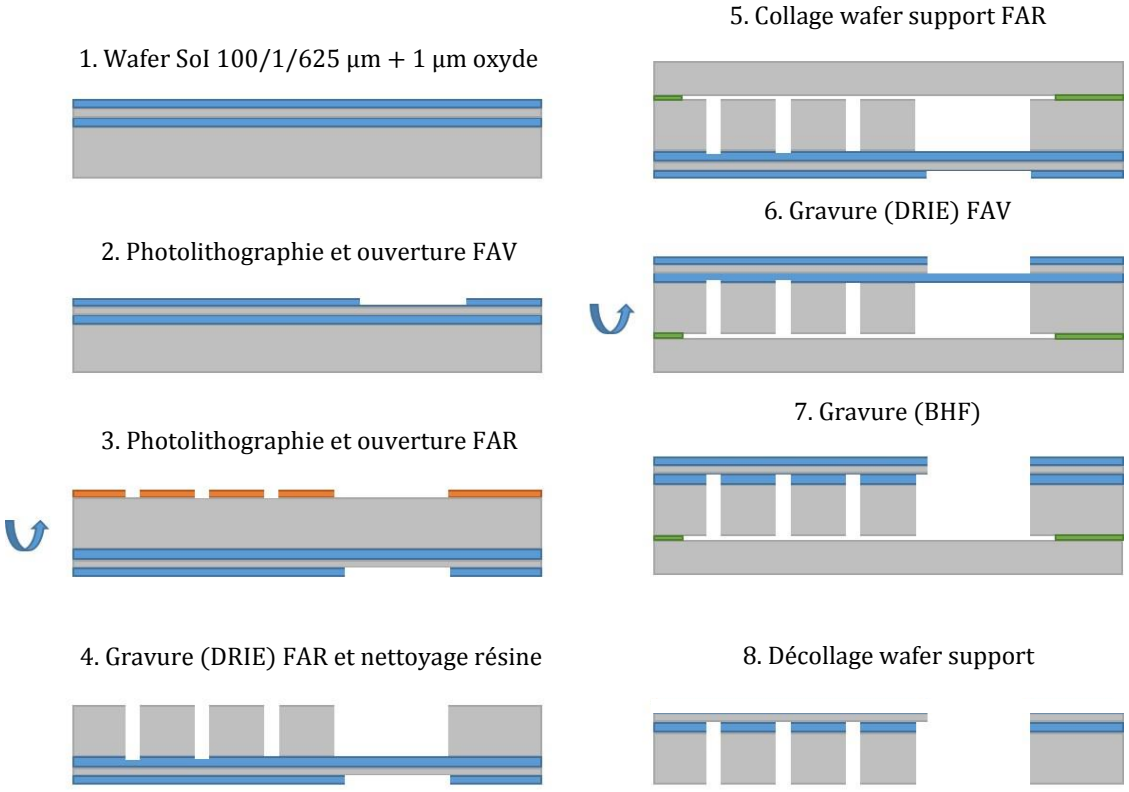


Figure 5.1 – Diagramme schématique de la fabrication en salle blanche des poutres phononiques. Les abréviations sont explicitées ci-après. SoI : Silicon On Insulator ; FAV : Face AVant ; FAR : Face ARrière ; DRIE : Deep Reactive Ion Etching ; BHF : Buffered HydroFluoric Acid. La correspondance des couleurs avec les matériaux est décrite ci-après. Gris : silicium (Si) ; bleu : dioxyde de silicium (SiO_2) ; orange : résine (AZ9260) ; vert : huile de collage. Les flèches bleues indiquent que le wafer a été retourné.

Les étapes principales de la fabrication des poutres phononiques sont décrites dans la figure 5.1. Les wafers SoI de 4" ont été commandés auprès de la société *MEMS Engineering and Materials*. L'empilement consiste en un wafer de silicium orienté (100), d'épaisseur 625 ± 15 µm (wafer FAR (Face ARrière)), avec un autre wafer de silicium de même orientation (100) et d'épaisseur 100 ± 1 µm (wafer FAV (Face AVant)). Ces deux wafers sont séparés par une couche de dioxyde de silicium d'épaisseur 1 µm ± 5%. Enfin, le wafer FAV possède une couche de dioxyde

de silicium d'épaisseur 1 µm $\pm$ 5%.

Une première photolithographie est réalisée afin d'ouvrir cette couche d'oxyde, qui servira de masque pour la gravure profonde. Le choix d'un masque oxyde pour la FAV réside dans la nécessité d'avoir un masque résistant puisque celui-ci sera notamment en contact avec le support (chuck) de la machine de de gravure profonde (DRIE - Deep Reactive Ion Etching). Le masque est ouvert par gravure chimique de l'oxyde (BHF - Buffered HydroFluoric Acid) non protégé par la résine. Une deuxième photolithographie est réalisée sur la FAR. Pour cela, un aligneur double face est utilisé afin de superposer les motifs du masque de la FAR, aux motifs ouverts sur la FAV. La FAR est ensuite gravée par DRIE sur toute son épaisseur, le dioxyde de silicium enterré servant de couche d'arrêt. Les plots sont ainsi formés. Un wafer support est ensuite collé sur la FAR afin de faciliter la manipulation du wafer et de le rigidifier. Le wafer est retourné et la FAV est gravée sur toute son épaisseur, la couche d'oxyde enterrée servant de nouveau de couche d'arrêt. Cette étape permet de former les poutres. Le wafer est ensuite plongé dans un bain de BHF afin de graver la couche d'oxyde apparente du Sol mais aussi de retirer le masque de la FAV. Enfin le wafer support est retiré.

Les recettes des différentes étapes de fabrication sont décrites dans la liste suivante :

– Photolithographie et ouverture FAV :
  - Enduction d'un promoteur d'adhérence TI Prime
  - Enduction de 1.3 µm de résine S1813, vitesse : 4000 m.s^{-1}, accélération : 4000 m.s^{-2}, temps : 30 s - recuit à 120° pendant 2 min
  - Insolation à 700 mJ/cm^2 avec le masque device
  - Développement avec le développeur AZ726 dilué $1:4$ pendant 50 s
  - Ouverture du masque d'oxyde de 1 µm : BHF pendant 18 min
  - Nettoyage de la résine en bain d'acétone puis ethanol
– Photolithographie et ouverture FAR :
  - Enduction d'un promoteur d'adhérence TI Prime
  - Enduction de 11 µm de résine AZ9260, vitesse : 1700 m.s^{-1}, accélération : 3000 m.s^{-2}, temps : 30 s - recuit à 105° pendant 6 min
  - Insolation à 700 mJ/cm^2 avec le masque handler
  - Développement avec le développeur AZ400K dilué $1:4$ pendant 210 s
  - Nettoyage de la résine en bain d'acétone puis ethanol
– Gravure (DRIE) FAR :
  - Gravure de la FAR par DRIE sur 870 itérations, contrôle optique de la gravure
  - Gravure de la FAR par RIE pendant 2 min
  - Nettoyage de la résine par Remover 1165 à 60° pendant 15 min
– Gravure (DRIE) FAV :
  - Collage d'un wafer silicium support d'épaisseur 500 µm sur la FAR du wafer par huile de collage
  - Gravure de la FAV par DRIE sur 110 itérations, contrôle optique de la gravure
– Gravure (BHF) de l'oxyde :

- Ouverture de l'oxyde de 1 µm : BHF pendant 18 min
- Décollage de la plaque support (1 h dans un bain d'acétone)

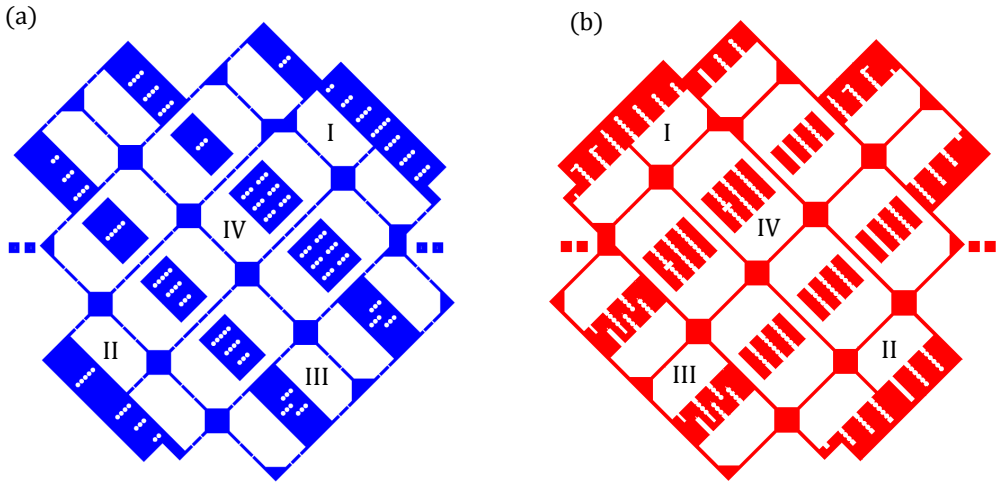


FIGURE 5.2 – Dessins des masques de la face arrière (a) et de la face avant (b). Les puces étudiées sont numérotées sur leurs embases.

La figure 5.2 présente les deux masques utilisés lors de la fabrication. Le premier masque (a) est le masque de la FAR qui est utilisé pour la réalisation des plots. Les tranchées de séparation entre les différentes puces peuvent être observées, ainsi que les fines poutres qui sont brisées une fois la fabrication finie afin de libérer les puces. Le masque (b) est le masque de la FAV, utilisée pour réaliser les poutres structurées. Ce masque est en miroir par rapport à l'autre masque à cause de l'alignement double face. Les fines poutres n'ont pas été reproduites dans le wafer de 100 µm. Différentes structures ont été testées, notamment des structures en pont (encastrées-encastrées) ou en poutres (encastrées-libres). Les puces numérotées sur les masques regroupent les structures présentées dans ce chapitre. Les quatre carrés situés aux extrémités des masques contiennent les croix utilisées pour l'alignement double face. Une photo du wafer en fin de fabrication est proposée dans la figure 5.3.

5.3/ DISPERSION DE LA POUTRE PHONONIQUE TOUT SILICIUM

Les nouvelles poutres phononiques se composent de piliers de silicium joints à des poutres de silicium par un disque d'oxyde. Ces structures sont similaires aux structures des deux chapitres précédents à l'exception du matériau du pilier en silicium, ainsi que du disque d'oxyde. Afin de vérifier l'influence de la couche d'oxyde, la figure 5.4 présente les diagrammes de dispersion d'une structure avec une couche d'oxyde de 5 µm (b) et sans couche d'oxyde (c) dont les cellules élémentaires sont représentées en (a). La dimension de 5 µm, alors que l'épaisseur réelle est de 1 µm, est choisie afin de faciliter le maillage. Les paramètres mécaniques utilisés pour la simulation sont présentés dans le tableau 2.1 du chapitre 2. La dispersion des deux cellules est très semblable, un léger décalage pour les hautes fréquences peut cependant être noté. La

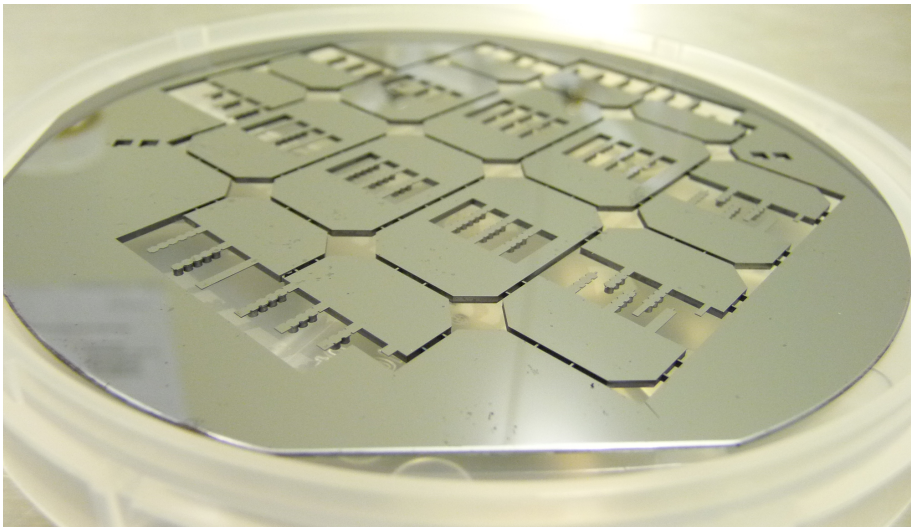


FIGURE 5.3 – Photo du wafer à la fin de la fabrication salle blanche.

couche d'oxyde peut donc être négligée dans les simulations futures. A l'inverse de l'epoxy, dont nous avons étudié l'influence dans le chapitre précédent, les paramètres mécaniques de l'oxyde de silicium sont beaucoup plus proches de ceux du silicium. L'introduction de la fine couche d'oxyde ne modifie donc pas drastiquement les conditions d'accroche du pilier résonant. Des résultats similaires ont été obtenus pour une couche de 10 µm, indiquant que l'épaisseur de la couche ne joue pas un rôle prépondérant pour ces dimensions relativement faibles par rapport à la hauteur du pilier.

Le changement de matériau du pilier en silicium, qui a permis d'intégrer entièrement la fabrication, conduit à une réduction de la largeur de la bande interdite principale, par rapport aux structures des deux chapitres précédents. Avec les paramètres optimisés, choisis pour la fabrication, la bande interdite principale s'étend en effet de 1740 à 3180 kHz, ce qui correspond à une largeur relative de 59%. La même structure avec des piliers optimisés de tungstène correspond à la structure S'2 présentée dans le chapitr 3, soit une structure avec une largeur relative de 90%. L'utilisation de piliers de silicium réduit la largeur relative maximale possible en réduisant le contraste mécanique entre le pilier et la poutre.

5.4/ CARACTÉRISATION DES BANDES INTERDITES

5.4.1/ INFLUENCE DE LA PÉRIODE

Dans cette section, les réponses expérimentales de deux poutres phononiques vont être étudiées. Ces deux poutres comportent respectivement quatre et cinq périodes et sont accrochées sur les deux puces numérotées I et II dans la figure 5.2. Les deux poutres ont été caractérisées à l'aide du *MSA-500 Micro System Analyzer*, décrit dans le chapitre 2, de façon similaire aux caractérisations réalisées dans le chapitre précédent. Une différence de potentiel de 10 V a

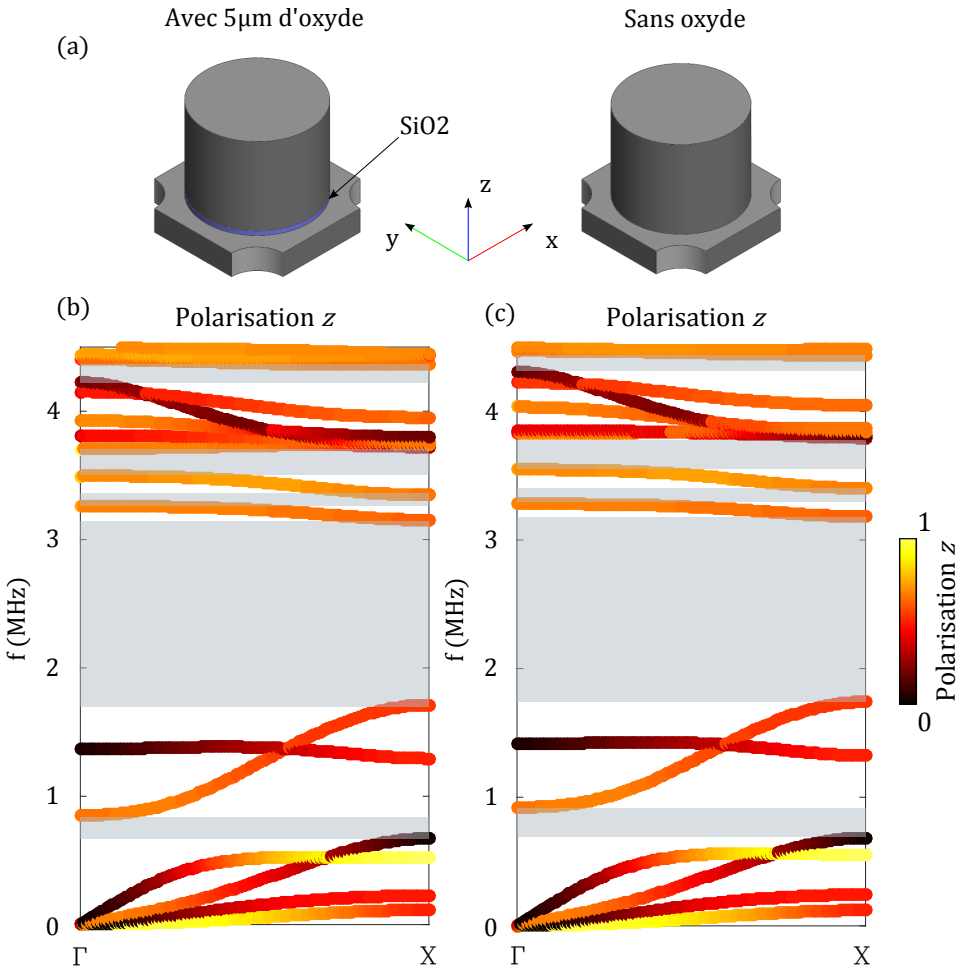


FIGURE 5.4 – Influence de la couche d'oxyde sur la dispersion. (a) Schémas des cellules élémentaires des deux structures phononiques calculées. Les dimensions utilisées dans les simulations sont $a = 1$ mm, $b = 1$ mm, $h_{Si} = 0.1$ mm, $r_{Si} = 0.2$ mm, $r_{Si,Cyl} = 0.45$ mm, $h_{Si,Cyl} = 0.625$ mm et $h_{SiO_2} = 0.005$ mm. (b) Diagramme de dispersion de la structure sans epoxy pour la polarisation suivant la direction z. (c) Diagramme de dispersion de la structure avec epoxy pour la polarisation suivant la direction z.

été appliquée aux bornes des céramiques piézoélectriques collées sur les embases des puces. Ce potentiel était modulé par un chirp pseudo-périodique de bande passante 5 MHz. Les déplacements hors plan des structures phononiques ont été balayés sur un maillage régulier avec un paramètre de maille d'environ 0.1 mm. Les déplacements sont présentés sous la forme de déplacement moyen. Pour cela, les structures ont été découpées en 40 surfaces rectangulaires disjointes de surfaces égales. Les déplacements moyens ont été calculés comme la moyenne de tous les modules de déplacements des points de mesures appartenant à la surface, selon l'équation 2.22.

La figure 5.5 présente les résultats des caractérisations des deux poutres sous la forme de courbes 3D. Le déplacement moyen est présenté en fonction de la position le long de la poutre (suivant l'axe x), et en fonction de la fréquence. Pour les deux poutres, une large atténuation pour une bande de fréquence située autour de 2 MHz peut être observée, correspondant à la

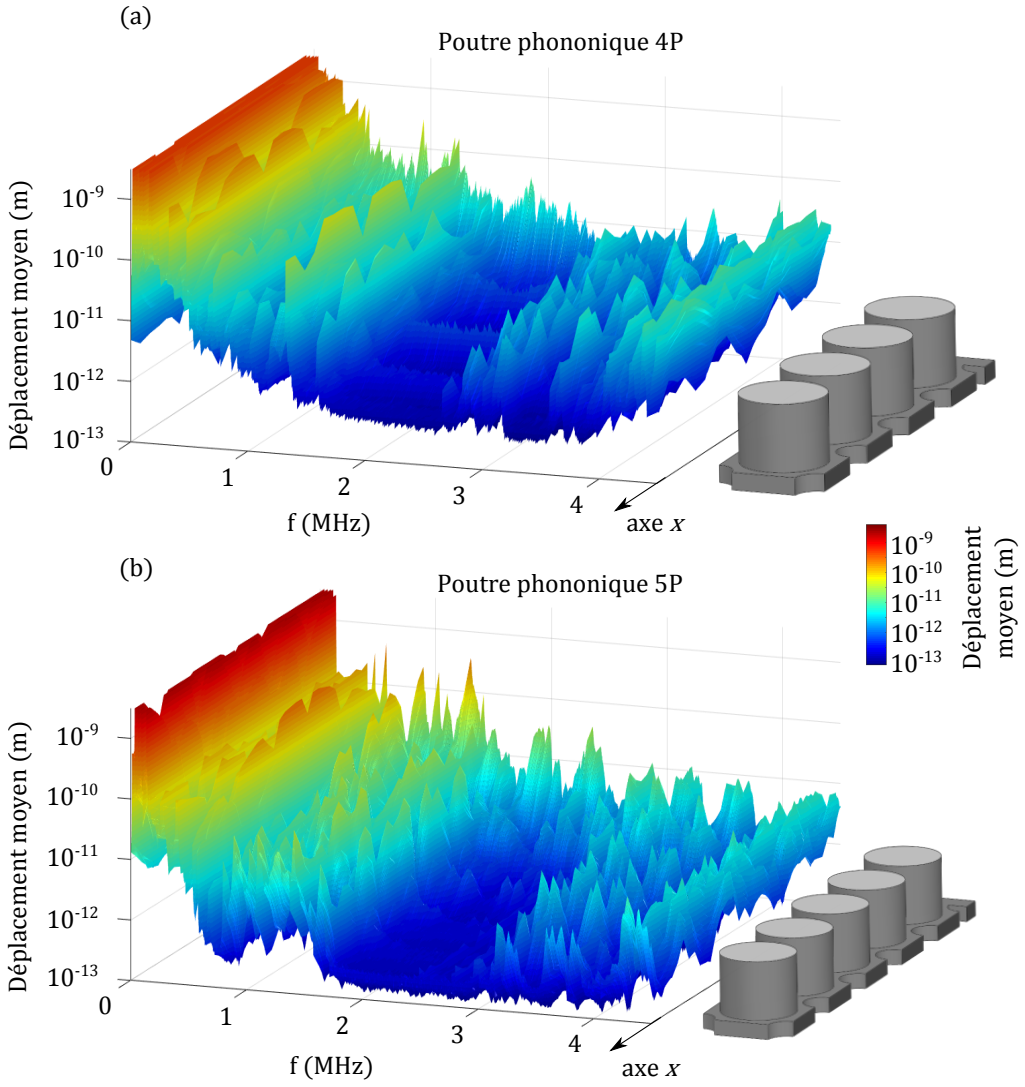


FIGURE 5.5 – Déplacement moyen en fonction de la fréquence et de la position sur la poutre (selon la direction x) pour (a) la poutre phononique composée de quatre périodes et (b) la poutre phononique composée de cinq périodes. Les déplacements moyens sont calculés selon l'équation 2.22 sur un total de 40 sections.

bande interdite principale de la structure.

Afin de mieux comparer les bandes interdites, les déplacements moyens des premières et avant-dernières surfaces sont présentés en fonction de la fréquence dans la figure 5.6 (a) et (b). La dispersion simulée de la structure est de plus montrée en (c). Les bandes interdites des structures expérimentales et numérique sont colorées en bleu. Les fréquences de la bande interdite principale se recoupent globalement. Cependant, un décalage peut être noté, en particulier pour la fréquence supérieure de la bande interdite principale, ainsi que pour les bandes interdites de fréquences supérieures. L'atténuation est logiquement plus marquée pour la poutre phononique avec cinq périodes.

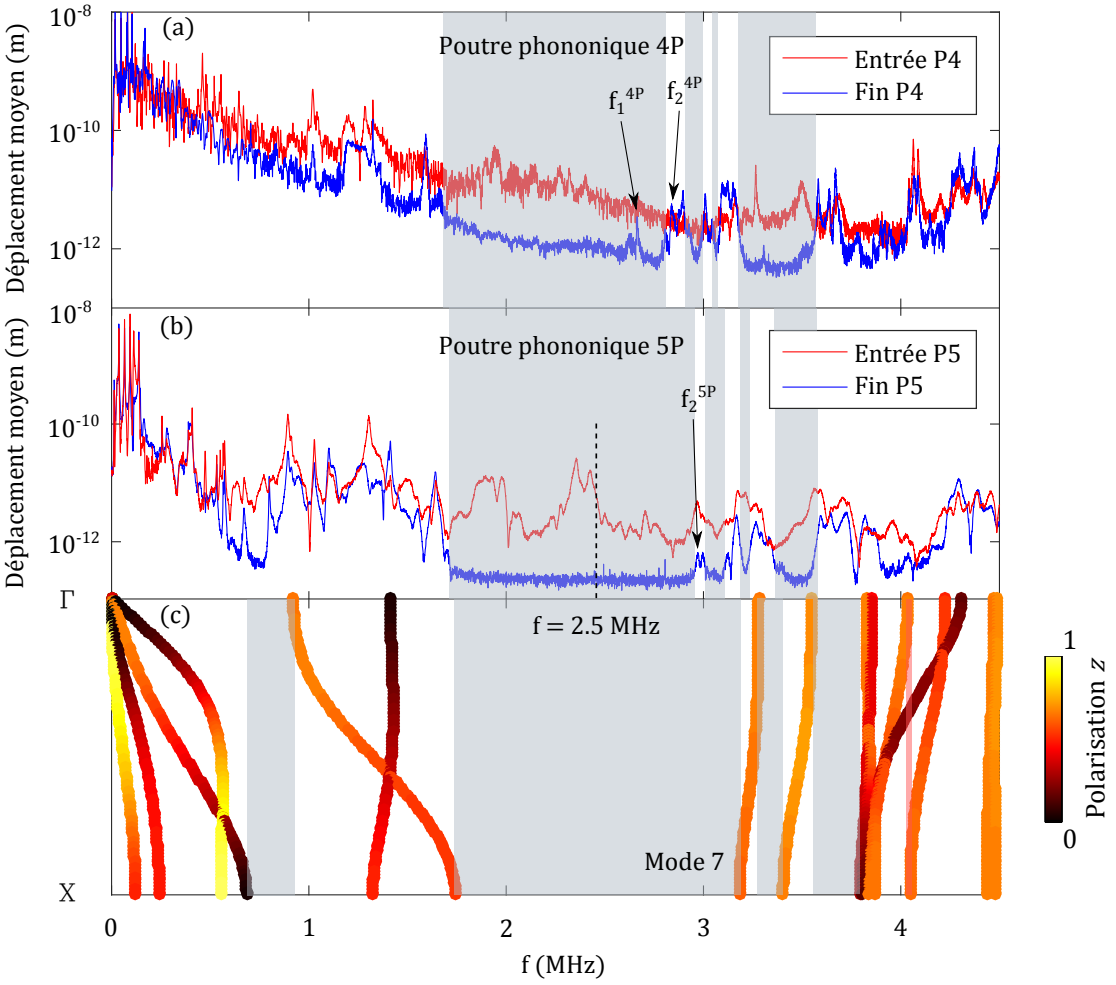


FIGURE 5.6 – Déplacement moyen en fonction de la fréquence pour deux surfaces situées à l'entrée et à la fin de (a) une poutre phononique composée de quatre périodes et (b) une poutre phononique composée de cinq périodes. Le déplacement moyen est calculé selon l'équation 2.22 sur la première et l'avant-dernière section. (c) Diagramme de dispersion de la poutre phononique infinie. La couleur des modes indique la polarisation selon l'axe z, c'est à dire le déplacement hors plan.

5.4.2/ EFFET DE BORD

Le spectre de la poutre phononique avec 4 périodes présenté dans la figure 5.6 (a) possède un pic dont la fréquence $f_1^{4P} = 2.665$ MHz, est située dans la bande interdite. Ce pic est analysé dans cette section.

La figure 5.7 (a) présente les déplacements de la structure pour la fréquence correspondant à ce pic. Pour cette fréquence, ces déplacements ne correspondent pas à un mode de propagation mais à un mode de résonance lié à la dernière période. En effet, il peut être observé que l'onde présente un déplacement fortement atténué entre l'entrée dans la structure et la troisième période, ce qui correspond à la signature de la bande interdite. En revanche, un fort déplacement des trois extrémités de la dernière période peut être observé. Un mode de

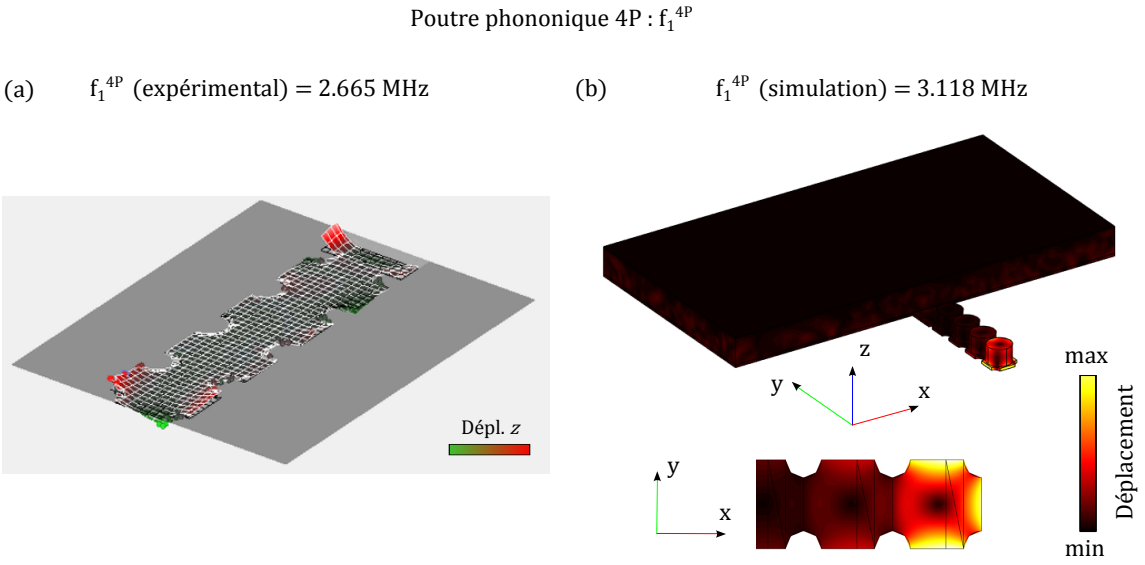


FIGURE 5.7 – Mode de résonance de la poutre avec 4 périodes. (a) Déplacements hors plan de la poutre phononique avec 4 périodes à la fréquence $f_1^{4P} = 2.665$ MHz. (b) Simulation de la structure avec la céramique piézoélectrique avec une analyse de la réponse fréquentielle pour $f_1^{4P} = 3.118$ MHz.

résonance similaire peut être calculé par simulation pour une structure finie avec 4 périodes. Ce mode, représenté dans la figure 5.7 (b), est trouvé pour une fréquence $f_1^{4P} = 3.118$ MHz. Le décalage relatif en fréquence entre la simulation et l'expérience vaut 14.5%. Bien que les fréquences soient légèrement décalées, les déplacements des résonances sont en bon accord. Ce mode de résonance existe pour une structure finie à cause du changement de conditions mécaniques pour la dernière période. Il n'apparait donc logiquement pas dans le diagramme de dispersion qui est simulé pour une structure infinie mais peut exister pour des structures finies. Cette résonance n'est pas observée expérimentalement pour la structure avec cinq périodes. L'atténuation est beaucoup plus marquée pour cette structure et il est probable que la source ne permette pas une excitation suffisante pour que la résonance soit détectée.

5.4.3/ SORTIE DE LA BANDE INTERDITE

La figure 5.8 présente les déplacements des structures pour les fréquences correspondant à la sortie de la bande interdite. Ces fréquences sont respectivement de $f_2^{4P} = 2.791$ MHz pour la structure avec 4 périodes (a), $f_2^{5P} = 2.971$ MHz pour la structure avec 5 périodes, et $f_2^{num} = 3.182$ MHz pour la structure simulée. Les déplacements des deux poutres expérimentales sont semblables, et correspondent à des modes se propageant sur les bords de la structure. Les ailettes latérales des premières périodes (proches de l'embase) ont un déplacement en phase, ce qui semble correspondre au mode 7 calculé numériquement. Pour les deux structures, la dernière période montre un déplacement légèrement différent, avec les coins opposés en phase. Le déplacement du mode sur la dernière période est probablement perturbé par la réflexion en bout de poutre. Les deux fréquences expérimentales étudiées correspondent

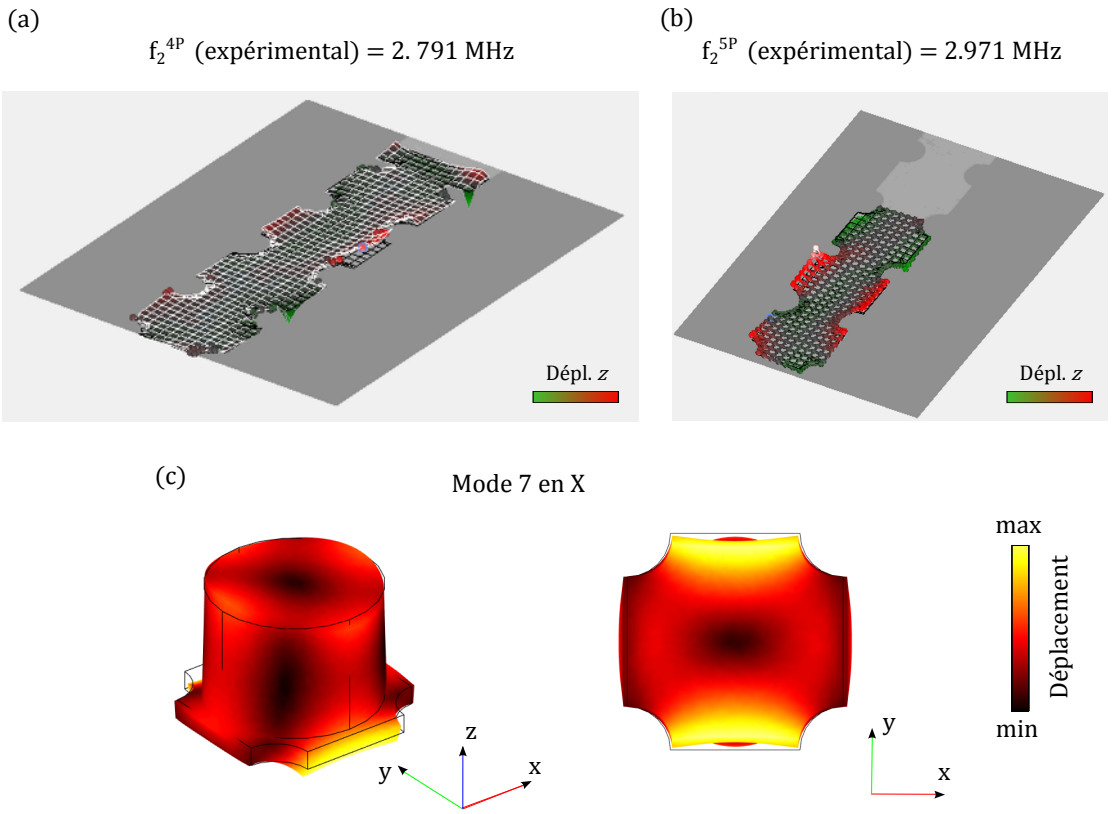


FIGURE 5.8 – Comparaison du déplacement pour le mode limitant la fréquence supérieure de la bande interdite principale. (a) Déplacements hors plan de la poutre phononique avec 4 périodes à la fréquence $f_2^{4P} = 2.791$ MHz. (b) Déplacement hors plan de la poutre phononique avec 5 périodes à la fréquence $f_2^{5P} = 2.971$ MHz. (c) Distribution des déplacements pour le mode marqué comme 7 dans la figure 5.6 (c) représentée pour un nombre d'onde situé au point X de la première zone de Brillouin.

cependant à des modes de propagation et marquent donc bien la fin de la bande interdite principale. Un décalage relatif en fréquence de 12.3% pour la structure avec 4 périodes et de 6.6% pour la structure avec 5 périodes est calculé par rapport à la simulation.

Pour les fréquences particulières étudiées, un décalage des fréquences expérimentales vers les basses fréquences est noté par rapport à la simulation. Le fait que le décalage ne soit pas le même pour les deux poutres, qui sont situées de part et d'autre du wafer (I et II sur la figure 5.2), semble indiquer que cet écart est lié à la fabrication. Plusieurs paramètres peuvent être à l'origine de cette différence. En particulier, la hauteur des piliers qui influe fortement sur la dispersion des modes à hautes fréquences, comme nous l'avons vu dans le chapitre 3. Cette hauteur de piliers a été mesurée à 640 µm $\pm$ 10 µm au lieu des 625 µm du constructeur pour la structure avec quatre périodes. Cette variation ne conduit cependant qu'à une variation de 2% de la largeur de la bande interdite. Un deuxième paramètre pourrait concerner la légère conicité des piliers due à la non verticalité des flancs causée par la gravure profonde. Cependant, les simulations ne montrent pas d'influence importante de ce paramètre pour des angles inférieurs à 5°. Nous avons aussi vu que la couche d'oxyde influençait légèrement les hautes fréquences.

Il semble qu'une combinaison de ces différents paramètres soit responsable des différences observées.

5.4.4/ Atténuation de la bande interdite

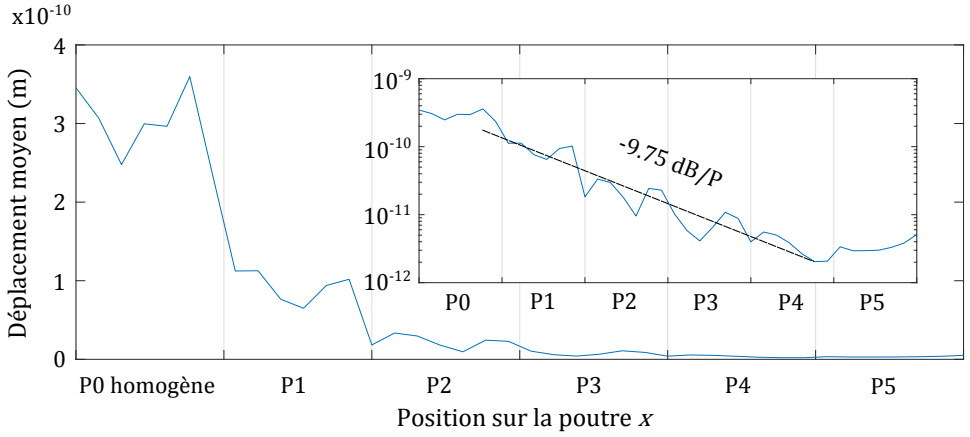


FIGURE 5.9 – Déplacement moyen en fonction de la position le long de la poutre suivant l'axe x pour la poutre phononique avec 5 périodes à la fréquence $f = 2.5$ MHz. L'excitation appliquée à la céramique piézoélectrique est de type sinusoïdale.

La structure avec cinq périodes a été caractérisée à la fréquence $f = 2.5$ MHz en utilisant une excitation sinusoïdale au lieu d'un signal pseudo-périodique. Cela permet en particulier de générer un déplacement plus important dans la poutre et donc de sortir du plancher de bruit dans la structure. Le résultat de cette caractérisation est présenté dans la figure 5.9. Le graphique représente le déplacement moyen sur les 40 surfaces pour une échelle de déplacement linéaire et logarithmique (insert). La fréquence étant au centre de la bande interdite, une forte atténuation peut être notée le long de la structure. La propagation des modes n'est pas possible, seules des ondes évanescentes existent. Ces ondes possèdent une amplitude qui décroit exponentiellement. Une régression linéaire a été effectuée sur le déplacement en échelle logarithmique des quatre premières périodes de la poutre (la dernière période n'est pas considérée à cause des réflexions). Une décroissance de 9.75 dB/période est mesurée. Cela signifie que toutes les deux périodes, la structure permet la réduction de l'amplitude de vibration d'un ordre de grandeur. Cette atténuation est plus faible que l'atténuation minimale de 40 dB (soit 13 dB/période) trouvée pour la structure du chapitre 2, ainsi que la décroissance de 20 dB/période trouvée pour la structure du chapitre numérique. L'utilisation d'un pilier de silicium réduit la largeur de la bande interdite, et donc l'atténuation.

5.5/ Résonances de défauts isolés par des poutres phononiques

La section précédente nous a permis de caractériser la réponse des poutres phononiques, en particulier de déterminer les fréquences de la bande interdite principale. Dans cette section, nous allons nous intéresser à l'influence de telles poutres phononiques sur les résonances de défauts. Deux défauts sont étudiés dans deux configurations différentes. Dans la première, celui-ci est ajouté à la fin d'une poutre phononique encastrée-libre. Dans la deuxième, il est inséré au milieu d'une poutre phononique encastrée-encastrée. Le but de cette section est d'étudier les résonances dont les fréquences sont situées dans la bande interdite. Dans un premier temps nous utilisons la céramique piézoélectrique pour exciter le défaut à travers la poutre phononique. La deuxième partie démontre la possibilité de réaliser l'excitation directement sur le défaut par l'utilisation d'un laser focalisé.

5.5.1/ Excitation piézoélectrique

Deux défauts avec différentes conditions d'accroches sont étudiés. Une céramique piézoélectrique, collée sur l'embase, est utilisée pour exciter le défaut. Lorsque le défaut est accroché à la poutre phononique, l'excitation se fait donc à travers l'onde évanescente si la fréquence d'excitation est située dans la bande interdite.

5.5.1.1/ Défaut encastré-libre

Le premier défaut étudié est un parallélépipède de longueur $2a = 2$ mm, de largeur 0.6 mm et de hauteur 0.1 mm, identique à celle de la poutre. Deux configurations sont étudiées : dans la première, le défaut est directement accroché à l'embase de la puce sur laquelle se trouve la céramique piézoélectrique. Dans la deuxième configuration, le défaut est ajouté à la fin d'une poutre phononique de trois périodes. Ces deux défauts sont tous les deux situés sur la puce numérotée III dans la figure 5.2.

La figure 5.10 (a) présente le module de déplacement moyen sur l'ensemble du résonateur en fonction de la fréquence d'excitation de la céramique piézoélectrique pour les deux configurations. En dehors de la bande interdite, de nombreuses résonances sont visibles pour les deux configurations. En revanche, dans la bande interdite, seules trois résonances sont marquées pour le défaut accroché à la poutre phononique, le déplacement étant faible pour les autres fréquences. Cela n'est pas le cas pour le défaut accroché directement à l'embase, où de multiples résonances apparaissent dans l'intervalle de fréquence de la bande interdite. Ainsi la poutre phononique peut être vue dans cette configuration comme un moyen permettant d'isoler certaines résonances à l'intérieur de la bande interdite, de manière similaire à un filtre. A titre d'illustration, les déplacements des deux premières résonances du défaut pour la poutre phononique notées comme A_P et B_P sont représentés dans la figure 5.10 (b). Ces mêmes

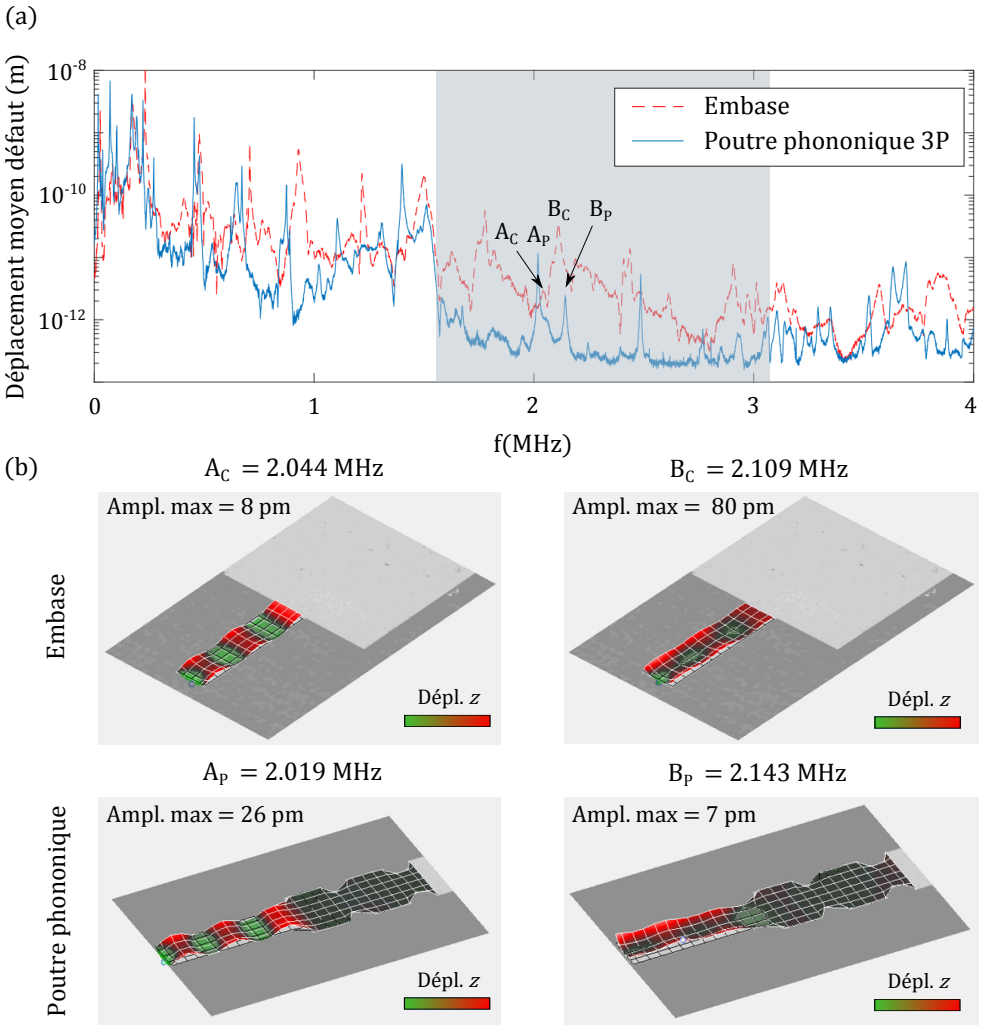


FIGURE 5.10 – Influence d'une poutre phononique de trois périodes sur la résonance d'un défaut. (a) Déplacement moyen en fonction de la fréquence pour le défaut accroché directement à l'embase de la puce sur laquelle se trouve la céramique piézoélectrique (rouge), et accroché à une poutre phononique de trois périodes (bleu) reliée à l'embase. Le déplacement moyen est calculé comme la moyenne des modules des amplitudes de déplacements hors plan sur l'ensemble des points de mesures appartenant au défaut. (b) Déplacements hors plan du défaut pour deux fréquences de résonances correspondant au mode de flexion 5 (A) et à un mode en *U* (B) pour les deux conditions d'accroches.

résonances ont aussi été tracées pour le défaut directement accroché à l'embase. La première résonance correspond à un mode de flexion d'ordre 5. La deuxième résonance correspond à une résonance en *U*.

Les facteurs de qualité des quatre résonances peuvent être calculés comme $Q = f_0/\Delta f$, où f_0 représente la fréquence de résonance et Δf la largeur fréquentielle à mi-hauteur. Les valeurs des facteurs de qualité sont regroupées dans le tableau 5.1.

Une augmentation des facteurs de qualité est notée pour les défauts accrochés à la poutre phononique. La résonance du défaut étant située dans la bande interdite de la poutre pho-

Configuration	Q résonance A	Q résonance B
Céramique piézoélectrique (C)	50 ± 20	110 ± 20
Poutre phononique (P)	390 ± 20	180 ± 20

TABLE 5.1 – Facteurs de qualité du défaut encastré-libre, dans les deux configurations d'accroches

nonique, l'énergie mécanique est confinée dans le défaut et les pertes par ancrage sont ainsi limitées [74]. Cet effet est bien visible dans les cartographies de déplacements du défaut avec la poutre phononique de la figure 5.10 (b), où les déplacements sont confinés dans le résonateur, la poutre phononique ne présentant pas de déplacements. La poutre permet ainsi d'empêcher la propagation des ondes générées à la résonance dans son encrage, et donc une perte d'énergie. Cela permet ainsi d'augmenter le facteur de qualité des résonances du défaut. Plusieurs équipes ont déjà montré cet augmentation du facteur de qualité [75, 76, 78]. Nous reportons ici une amélioration du facteur de qualité d'un facteur 8 pour la résonance A.

5.5.1.2/ Défaut encastré-encastré

Le deuxième défaut étudié est un défaut de longueur $a = 1$ mm, de largeur 0.6 mm et de hauteur 0.1 mm. Ce défaut est inséré entre deux poutres phononiques de trois périodes et est donc de type encastré-encastré.

La figure 5.11 présente le déplacement total du défaut en fonction de la fréquence d'excitation de la céramique piézoélectrique. Trois résonances principales peuvent être notées dans l'intervalle de la bande interdite. De la même manière que pour le défaut encastré-libre, la structure permet d'isoler les résonances particulière du défaut à l'intérieur de la bande interdite. Les déplacements des deux premières résonances sont illustrées dans la figure 5.11 (b). Les déplacements sont fortement confinés pour la résonance A, moins pour la résonance B, bien que le déplacement soit fortement atténué sur les périodes suivantes. Les facteurs de qualité des deux résonances sont calculés comme $Q_A = 750$ et $Q_B = 1400$. Ces facteurs de qualité élevés illustrent le rôle fondamental des poutres phononiques dans la réduction des pertes par les ancrages.

5.5.2/ Excitation photothermique

Dans les deux démonstrations précédentes, l'excitation du défaut est réalisée à travers la poutre phononique. Celle-ci sert donc à la fois de milieu pour transmettre l'excitation au défaut, mais aussi de milieu pour isoler le défaut et améliorer le facteur de qualité. Pour faire entrer le défaut en résonance, il faut que l'énergie mécanique apportée à chaque période soit supérieure à l'amortissement de la résonance sur cette même période. Ainsi un paradoxe peut exister dans cette configuration : augmenter le nombre de périodes de la poutre phononique va permettre

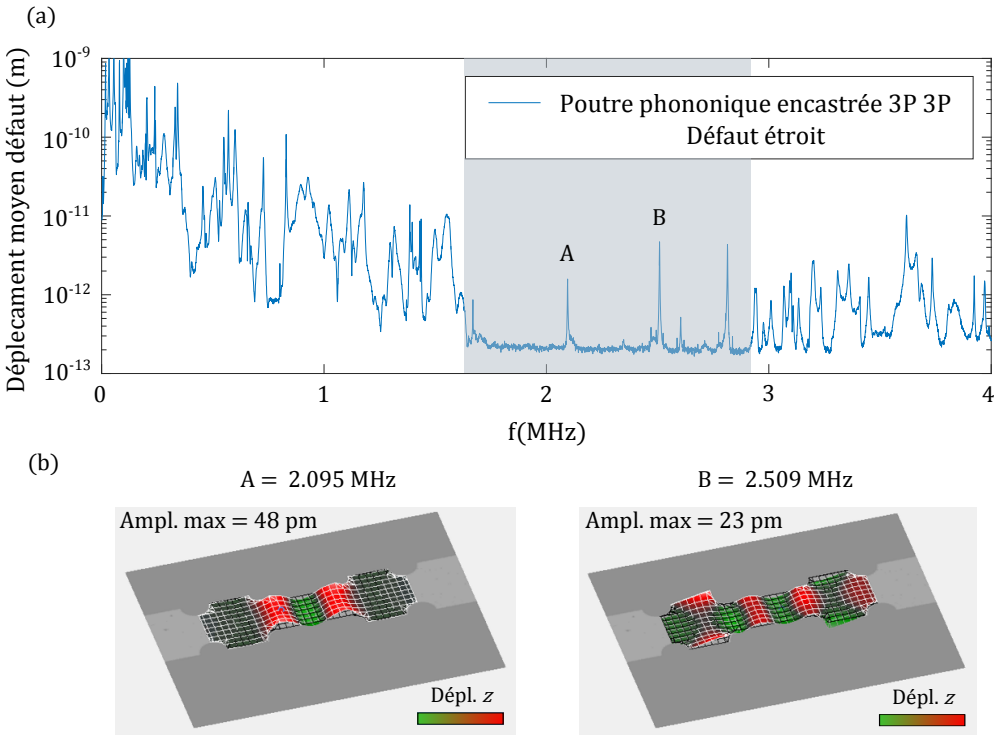


FIGURE 5.11 – Résonance d'un défaut étroit encastré entre deux poutres phononiques de trois périodes. (a) Déplacement moyen du défaut en fonction de la fréquence. Le déplacement moyen est calculé comme la moyenne des modules des amplitudes de déplacements hors plan sur l'ensemble des points de mesures appartenant au défaut. (b) Déplacements hors plan du défaut et des premières périodes de chaque poutre phononique pour les deux résonances A et B.

d'augmenter le facteur de qualité mais va réduire l'énergie apportée pour le faire entrer en résonance. Afin de résoudre ce problème, une excitation photothermique par le biais d'un laser focalisé sur le défaut est proposée dans cette partie. Cela permet ainsi d'amener l'énergie directement au défaut.

Le principe de l'excitation photothermique et de la méthode est détaillé dans le chapitre 2. Un laser continu est modulé à la fréquence voulue par le biais d'un modulateur acousto-optique. Le faisceau ainsi modulé est ensuite focalisé par le biais d'une lentille bi-convexe de focale 5 cm, ce qui amène à une tâche focale avec un diamètre de l'ordre de la centaine de micromètres. La résonance A du défaut encastré-encastré est choisie comme exemple dans cette partie, du fait de son très bon facteur de qualité.

5.5.2.1/ Simulation de la résonance du défaut encastré-encastré

Afin de savoir sur quelle position doit être focalisé le laser, une simulation de la résonance du défaut est réalisée. En effet, il est intéressant de connaître les contraintes subies par la structure lors de la résonance puisque la zone de contraintes maximales correspond à la zone de meilleur couplage entre l'excitation photothermique et la vibration mécanique [128]. Pour

cela, la structure phononique encastrée-encastrée est simulée ainsi que le début de l'embase de chaque côté des poutres. Une condition mécanique fixe est appliquée sur les deux faces inférieures des embases. Une recherche aux valeurs propres est réalisée sur la structure pour des fréquences situées dans la bande interdite.

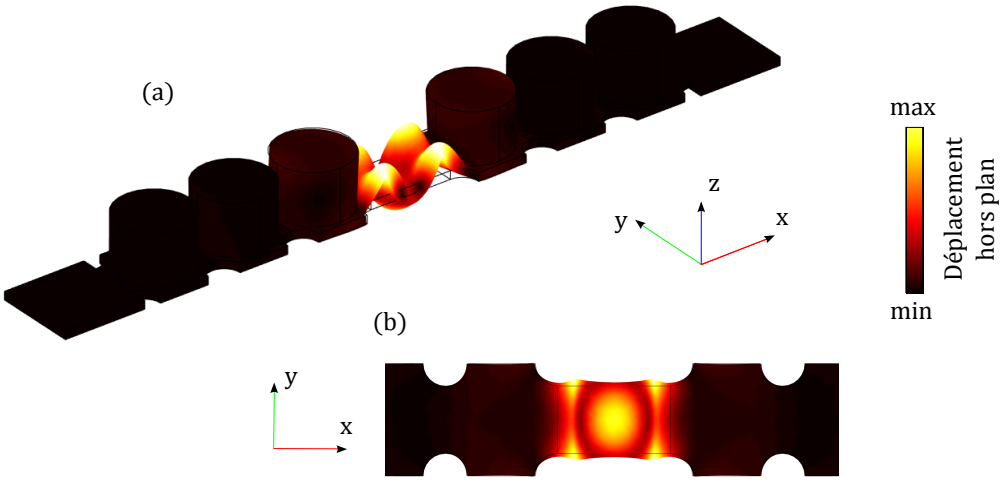


FIGURE 5.12 – Déplacements hors plan pour le mode propre simulé à une fréquence $f = 2.36$ MHz. (a) Vue d'ensemble de la structure simulée. (b) Vue de dessous, correspondant à la zone balayée expérimentalement.

La figure 5.12 présente le mode propre obtenu correspondant à la résonance expérimentalement observée, dont une cartographie des déplacements est présentée en 5.11 (b). Un léger décalage vers les hautes fréquences est de nouveau noté pour la simulation, la fréquence propre numérique étant trouvée pour $f = 2.36$ MHz contre 2.095 MHz pour la fréquence expérimentale. L'écart relatif est de 11%, soit du même ordre de grandeur des écarts précédemment calculés. De plus, une légère différence dans la forme du mode existe : la résonance expérimentale semble correspondre à un mode de flexion 3, alors que le mode simulé combine en plus du mode de flexion, un léger mode en *U*.

Les contraintes de Von Mises pour le mode propre sont présentées dans la figure 5.13. L'utilisation des contraintes de Von Mises est choisie afin de représenter simplement les zones de contraintes maximales à la résonance. Il peut être observé que les contraintes sont maximales au centre du résonateur, sur sa surface inférieure. Le résultat de cette simulation permet ainsi de définir que la zone optimale de focalisation du laser doit être le centre du résonateur.

5.5.2.2/ RÉSULTATS EXPÉRIMENTAUX

Afin de vérifier les résultats de simulation et définir la zone optimale d'excitation, un balayage de la position de la tâche focale du laser a été réalisé. Pour cela, la structure a été montée sur une platine de translation *xy*, le laser étant fixe. Le balayage a tout d'abord été réalisé suivant la direction *x*, au milieu de la largeur de la poutre.

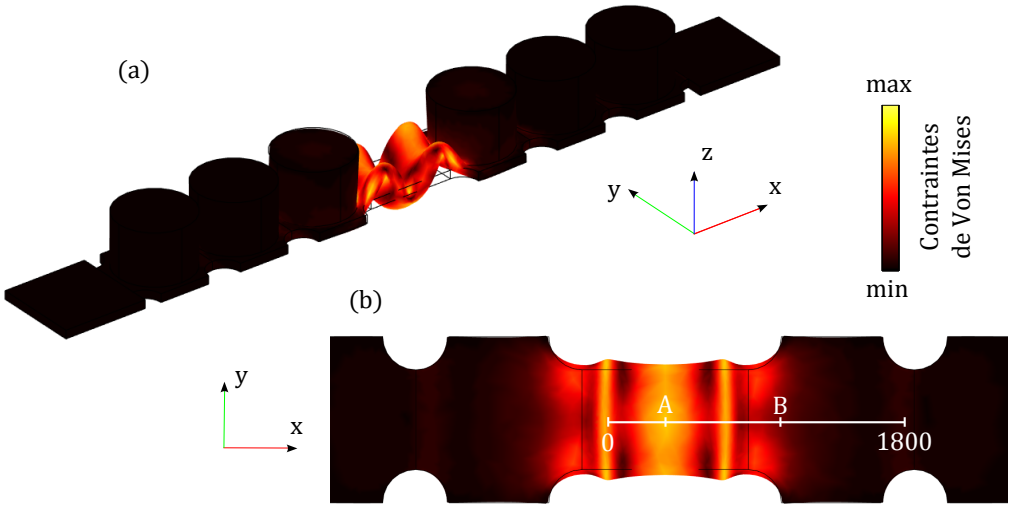


FIGURE 5.13 – Contraintes de Von Mises pour le mode propre simulé à une fréquence $f = 2.36$ MHz. (a) vue d'ensemble de la structure simulée. (b) Vue de dessous, correspondant à la zone balayée expérimentalement.

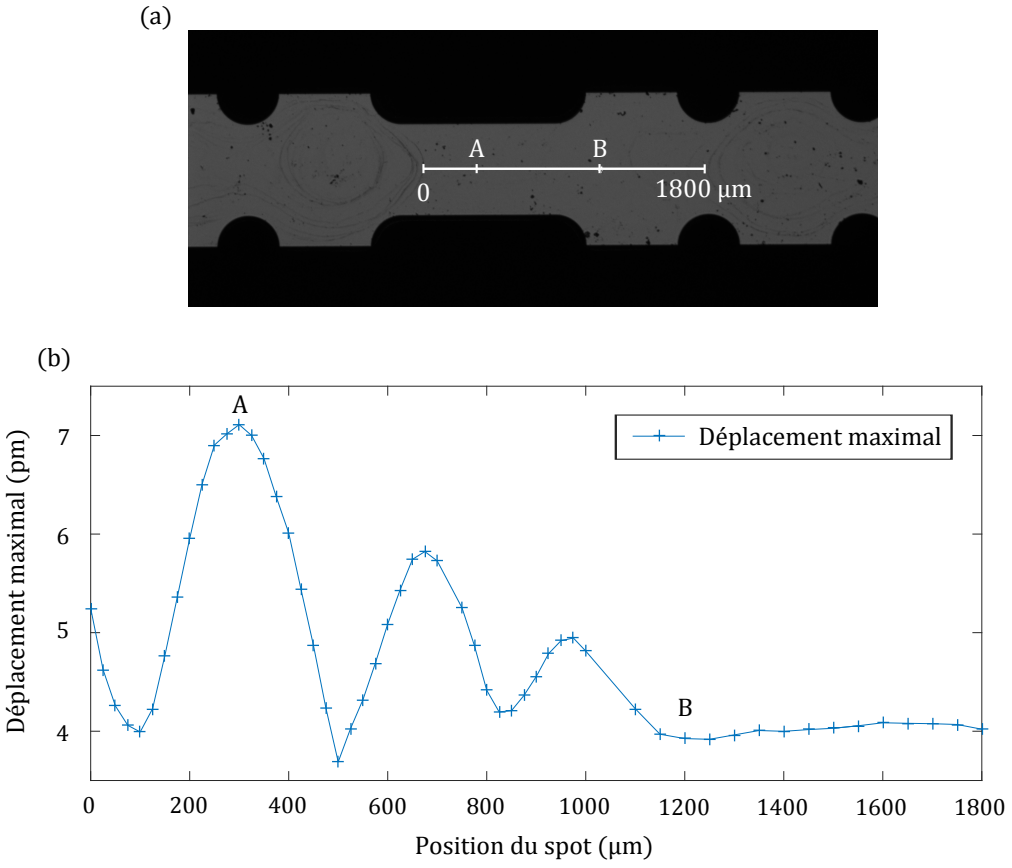


FIGURE 5.14 – Influence de la position de la tâche focale du laser. (a) Représentation de la ligne balayée sur une photo optique du défaut. (b) Amplitude maximale du déplacement (au centre du résonateur) en fonction de la position de la tache focale du laser modulé à la fréquence de résonance du défaut $f = 2.095$ MHz.

La figure 5.14 (a) présente une photo de la structure ainsi que la ligne sur laquelle le balayage de la tâche focale du laser est réalisé. Afin de faciliter la comparaison, cette ligne est reproduite sur la simulation des contraintes, dans la figure 5.13 (b). Le graphique 5.14 (b) présente le déplacement maximal du résonateur (mesuré en son centre) en fonction de la position de la tâche focale. Trois maxima locaux peuvent être observés. L'amplitude maximale se situe pour la position A, qui correspond au centre du résonateur et confirme les résultats de la simulation. De plus, le calcul des contraintes montre aussi l'existence de trois maxima locaux entre A et B. Le lien entre la position de la tache focale pour obtenir le déplacement maximal de la résonance et les contraintes est cependant plus compliqué qu'un simple lien direct. En effet, plusieurs paramètres doivent être considérés tels que la taille de la tâche de focalisation, sa distribution énergétique, ou bien la profondeur de pénétration. De plus, il faudrait considérer le tenseur complet des contraintes et non la simplification de la contrainte équivalente de Von Mises. Les simulation permettent cependant d'établir des premiers résultats concluants. Un balayage selon la direction y a été réalisé au centre du résonateur mais n'a pas montré de grandes variations du déplacement, en accord avec la simulation.

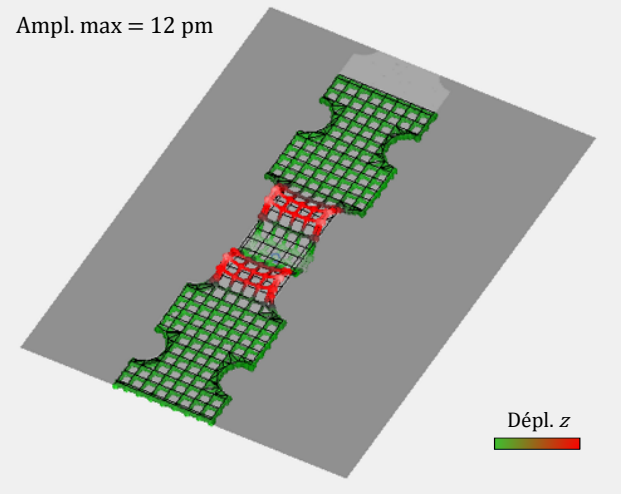


FIGURE 5.15 – Déplacements hors plan du résonateur avec une excitation photo-élastique (laser modulé à $f = 2.095$ MHz).

La cartographie des déplacements hors plan à la résonance du défaut excité par effet photothermique est présenté dans la figure 5.15. Les déplacements de la résonance sont similaires à ceux obtenus dans le cas d'une excitation par la céramique piézoélectrique. Les maxima locaux de déplacement aux quatre coins du résonateur sont cependant légèrement plus marqués et confirment les résultats de simulations. Le déplacement maximal est plus faible par excitation photothermique (12 pm) qu'avec l'excitation par la céramique (48 pm). De nombreuses possibilités d'améliorations existent, en particulier l'ajout d'une couche métallique absorbante sur la zone de contraintes maximales, notamment employé pour les cantilevers d'AFM excité par effet photothermique [129, 130].

5.6/ Conclusion et perspectives

Ce chapitre nous a permis de démontrer les possibilités de confinement de l'énergie mécanique dans des résonateurs, grâce à l'utilisation de poutres phononiques.

Nous avons tout d'abord développé une nouvelle méthode de fabrication des poutres phononiques, entièrement en salle blanche. Cette méthode, basée sur un wafer SoI, permet la fabrication massivement parallèle des poutres phononiques sur le wafer. De plus, le procédé est compatible pour la réalisation de poutres à des dimensions beaucoup plus petites, c'est à dire des poutres dont les bandes interdites s'étendent jusqu'à la centaine de mégahertz. Il suffit en effet de choisir des wafers dont les épaisseurs des couches de silicium sont plus petites, le procédé restant le même.

La dispersion de la nouvelle structure a ensuite été calculée. L'utilisation de piliers de silicium réduit la bande interdite à 59% contre 94% pour les structures présentées dans le chapitre précédent avec des piliers de tungstène. La bande interdite principale est de plus décalée vers les hautes fréquences et s'étend autour de 2.5 MHz contre 0.9 MHz pour la structure avec tungstène. La fine couche d'oxyde entre le pilier et la poutre ne présente que peu d'influence sur la dispersion de la structure et peut donc être négligée.

Une première caractérisation expérimentale de deux poutres phononiques a été conduite. Leurs réponses spectrales ont été comparées à la dispersion numérique. Un décalage vers les basses fréquences des modes et bandes interdites situées dans les hautes fréquences est noté pour les deux réponses expérimentales par rapport à la simulation. L'écart relatif n'étant pas identique entre les deux poutres, la raison peut en être attribuée à des écarts de fabrication. Le pic noté dans la transmission de la poutre phononique avec quatre périodes peut être attribué à un mode de résonance localisée de la dernière période de la poutre. Enfin la transmission de la poutre phononique avec cinq périodes a été caractérisée à la fréquence centrale de 2.5 MHz et montre une atténuation d'environ 10 dB par période.

La réponse d'un défaut accroché à une poutre phononique de trois périodes et du même défaut directement accroché à l'embase a été caractérisée à l'aide de l'excitation piézoélectrique. Une forte augmentation des facteurs de qualité des résonances du défaut accroché à la poutre phononique a été trouvée, attribuée au confinement de l'énergie mécanique dans le défaut. Un deuxième défaut encastré entre deux poutres phononiques a été caractérisé. Des facteurs de qualité de l'ordre du millier ont été trouvés pour les résonances dans la bande interdite. Des premiers résultats de l'excitation d'une résonance par excitation photothermique ont été présentés. La résonance a été simulée afin de trouver la zone de contrainte maximale, correspondant à la zone de meilleur couplage pour l'excitation. L'excitation de la résonance a été réalisée expérimentalement mais présentait de faibles déplacements. Des optimisations de ce déplacement peuvent être menées, notamment par l'ajout d'une couche de transduction métallique, afin d'améliorer l'absorption optique.

Ce chapitre constitue une première étape pour la réalisation de cantilevers AFM à fort facteurs

de qualité, grâce à l'utilisation de poutres phononiques à larges bandes interdites. L'étape suivante consisterait à remplacer les poutres résonantes par des cantilevers afin de pouvoir les intégrer au sein d'un microscope à sonde locale. Cela pourrait être fait soit en collant des cantilevers commerciaux à la fin de poutres phononiques, ou bien en les fabriquant par des techniques de salle blanche, parallèlement à la fabrication des poutres phononiques. Une amélioration du facteur de qualité des cantilevers accrochés aux poutres phononiques est attendue, similairement à ce qui a été montré pour des poutres homogènes dans ce chapitre.

6

Étude de la dispersion des ondes élastiques à la surface de films minces micro-structurés

6.1/ Introduction

Nous avons vu dans les chapitres précédents qu'il était possible de contrôler, voire d'interdire grâce à l'ouverture de bandes interdites, la propagation des ondes élastiques dans les cristaux phononiques. Nous avons étudié numériquement et expérimentalement les propriétés de poutres phononiques basées sur des piliers résonants et avons notamment démontré la possibilité d'ouvrir de larges bandes interdites dans le domaine du mégahertz, ainsi que de confiner l'énergie dans des résonateurs.

Dans ce chapitre, nous allons présenter la caractérisation et la modélisation de films minces micro-structurés. Ces films ont été déposés par une méthode particulière de pulvérisation cathodique appelée GLAD, pour Glancing Angle Deposition. Plusieurs échantillons ont été fabriqués en faisant varier l'angle de dépôt formé entre le flux de particules déposées et le substrat. Les films déposés avec de grands angles montrent une micro-structuration particulière caractéristique de la méthode de dépôt. Dans ce chapitre, nous montrons que l'anisotropie de cette structuration est responsable de la propagation fortement anisotrope des ondes de surface de type Rayleigh. En particulier, un angle critique : 60° sera exhibé, à partir duquel la propagation devient anisotrope. La caractérisation de la propagation des ondes sur les différents échantillons a été réalisée grâce au banc optique pompe sonde femtoseconde décrite dans le chapitre 2 de ce manuscrit. La compréhension de l'influence de la micro-structuration sur la propagation est appuyée par une étude numérique, présentée en fin de ce chapitre. En particulier, celle-ci permet de démontrer que la forme des gros trous qui composent la micro-structuration influencent fortement la propagation anisotrope. De plus, nous montrons que la forte réduction des vitesses peut être expliquée par la structuration plus fine du film.

Ces films, contrairement aux cristaux phononiques, ne présentent pas de structurations périodiques ni de bandes interdites. Cependant, à l'instar des résultats présentés dans les chapitres

précédents, la structuration entraine une modification de la dispersion des modes. Le travail présenté dans ce chapitre a été mené en parallèle des activités sur la phononique et constitue des premiers résultats sur le montage pompe sonde, en vue de travailler sur des cristaux phononiques dans le domaine du gigahertz. Une partie des résultats de ce chapitre a été acceptée dans *Journal of Physics D : Applied Physics* [131].

6.2/ Technique GLAD

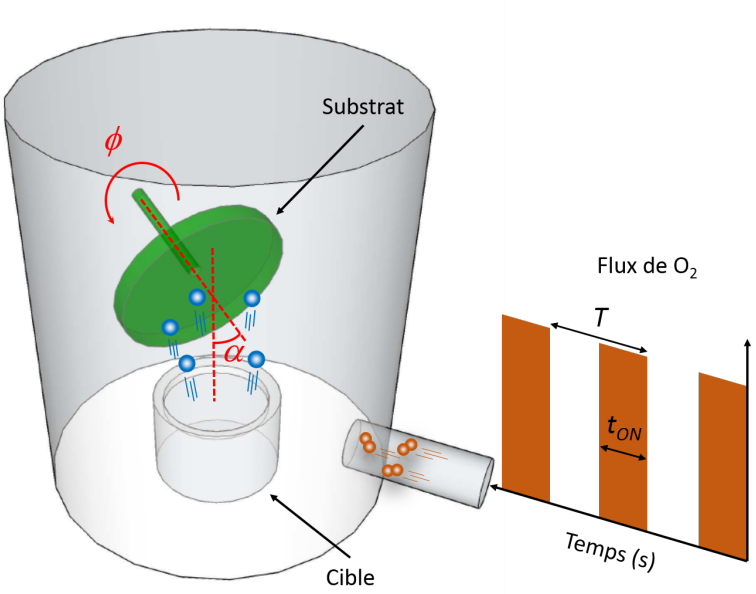


Figure 6.1 – Principe de la technique de dépôt par GLAD (Glancing Angle Deposition).

Un ensemble d'échantillons composés d'un substrat de silicium sur lequel un film mince microstructuré de tungstène a été déposé est étudié dans ce chapitre. Ces films ont été réalisés par la technique particulière de dépôt dite GLAD (Glancing Angle Deposition) [132, 133, 134, 135, 136] par le Prof. N. Martin [137, 138, 139, 140], membre du même département Micro-Nano Sciences et Systèmes de l'institut FEMTO-ST. Un schéma de principe de la technique de dépôt utilisée est représenté dans la figure 6.1. La méthode est similaire à une technique classique de pulvérisation cathodique : un vide est créé dans une chambre dans laquelle sont insérés la cible du matériau à déposer (dans notre cas du tungstène) ainsi que le substrat sur lequel le dépôt va être effectué. Un plasma froid est créé dans la chambre et vient, sous l'application d'un champ électrique, pulvériser des atomes de la cible. Ces atomes neutres peuvent alors se condenser sur le substrat. L'utilisation d'un flux d'O_2 pulsé comme gaz réactif permet éventuellement de créer des multi-couches métal/oxyde. Dans le cas du GLAD, le substrat peut être orienté d'un angle α par rapport au flux incident de particules, à la différence d'une technique conventionnelle de pulvérisation ou celui-ci est normal au substrat. De plus, une vitesse de rotation ϕ autour de son centre peut être imposée au substrat pendant le dépôt.

L'angle imposé entre le substrat et le flux incident de particules amène à la création de struc-

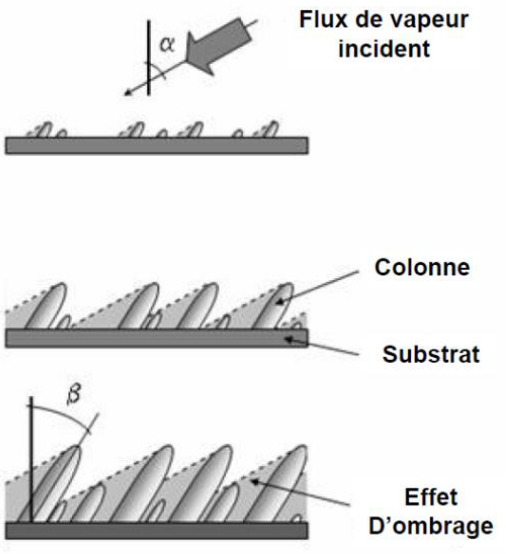


FIGURE 6.2 – Influence de l'effet d'ombrage causé par l'angle d'incidence du flux de vapeur sur la structuration du film déposé.

tures de type colonnaires telles que représentées dans la figure 6.2. Ces colonnes sont inclinées d'un angle β, qui dépend de l'angle d'incidence α. De plus, en fonction de cet angle d'incidence, un effet d'ombrage peut se produire et mener à une micro-structuration du film, c'est à dire à la croissance de colonnes indépendantes de différentes hauteurs séparées par une micro-structuration.

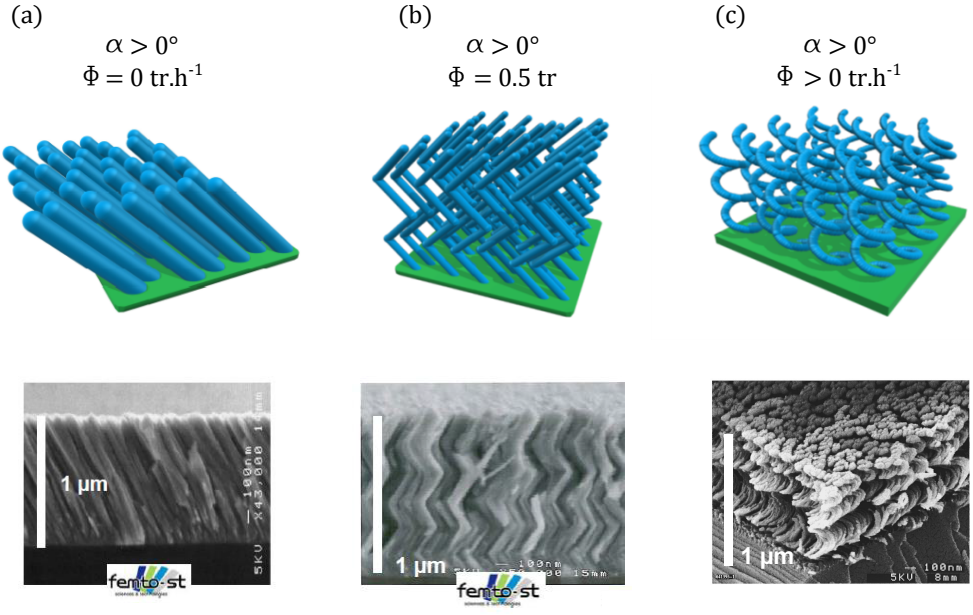


FIGURE 6.3 – Schémas et photos obtenues par microscope électronique à balayage de structures réalisées avec la technique GLAD avec différents paramètres de dépôt. (a) Structure colonnaire inclinée. (b) Structure en zigzag. (c) Structure hélicoïdale d'après [135].

La figure 6.3 illustre les principales possibilités de réalisation de couches minces par GLAD

en fonction de l'angle α et de la vitesse de rotation du substrat ϕ. Dans le cas d'une vitesse de rotation nulle, des structures inclinées sont créées, telles que représentées en (a). Si des demi-rotations sont effectuées pendant le dépôt, des structures de type zigzag (b) peuvent être générées. Enfin en appliquant une vitesse de rotation non nulle, des structures hélicoïdales (c) peuvent aussi être déposées.

6.3/ Influence de l'angle de déposition sur l'anisotropie

La technique de dépôt GLAD permet de créer une micro-structuration du film mince, avec différentes formes et distributions, comme l'illustre la figure précédente. La structuration ainsi créée va modifier les propriétés optiques [141], magnétiques [142], électriques [143], de mouillabilité [144], de friction [135] etc. Dans la suite, nous allons nous intéresser aux propriétés mécaniques de telles couches, grâce à la caractérisation de la propagation des ondes en leurs surfaces. Nous montrerons qu'à partir d'un d'angle d'incidence α critique, la propagation des ondes de Rayleigh est anisotrope, et qu'une forte réduction des vitesses apparait.

6.3.1/ Présentation des échantillons étudiés

Afin d'étudier l'influence de l'angle d'incidence α, six échantillons constitués d'un substrat de silicium sur lequel un film mince de tungstène a été déposé par GLAD, ont été fabriqués. Les angles d'incidence α utilisés pour le dépôt sont : $0°$, $40°$, $60°$, $70°$, $80°$ et $85°$. La figure 6.4 présente les images obtenues par microscope à balayage électronique des différents échantillons (excepté l'échantillon GLAD $40°$). Pour chacun d'entre eux, une vue en coupe et une vue de la surface sont montrées. La flèche blanche indique la direction du flux incident de particules. Les hauteurs des couches déposées se situent entre 250 et 500 nm. La couche du GLAD $0°$ présente une belle uniformité et ne montre pas de structuration particulière. En effet, celle-ci correspond à un dépôt par une technique conventionnelle de pulvérisation cathodique avec un substrat normal au flux de particules. En revanche, les échantillons avec un angle supérieur à $40°$ montrent un angle d'inclinaison des colonnes croissant avec l'angle d'incidence. La structuration devient plus prononcée à mesure que l'angle d'incidence est plus grand.

Dans chacun des cas, les structures colonnaires ont des formes globalement elliptiques avec un axe long perpendiculaire à la direction du flux de particules. Il peut être remarqué aussi que les ellipses sont globalement plus connectées le long de cet axe, et forment des pseudo-chaines de piliers connectés. Un schéma simplifié de la compréhension de cette structuration est proposé dans la figure 6.5. Dans ce modèle, les colonnes sont toutes comme étant de bases égales. Dans la suite, l'axe perpendiculaire à la direction du flux sera défini comme l'axe. *y*, l'axe *x* étant l'axe de la direction du dépôt. Nous montrerons que cette anisotropie structurelle est responsable de l'anisotropie de propagation des ondes de Rayleigh ainsi que de leurs ralentissements.

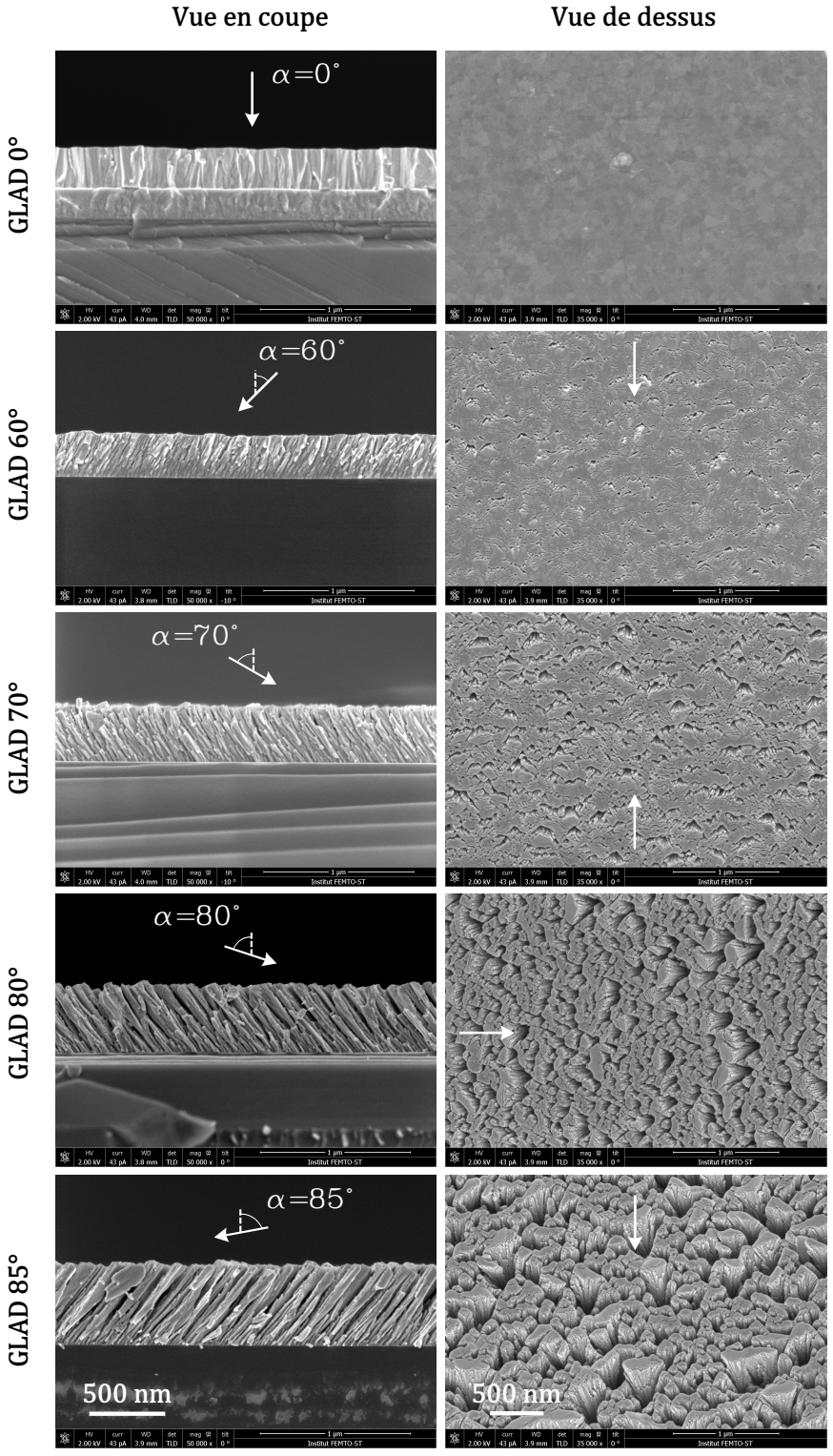


FIGURE 6.4 – Observations d'un plan de coupe et de la surface de chacun des films minces de tungstène déposés par GLAD avec différents angles d'incidence. Ces photos ont été obtenues par microscopie électronique à balayage. Les flèches blanches indiquent la direction du flux incident de particules.

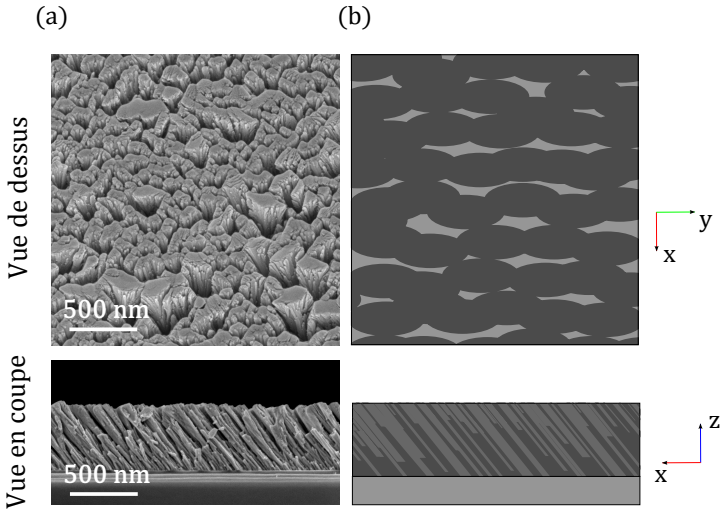


FIGURE 6.5 – Schéma simplifié de la structuration de l'échantillon GLAD $80°$. (a) Images (vue en coupe et de dessus) obtenues par microscopie électronique à balayage de l'échantillon GLAD $80°$. (b) Schéma de la structure simplifiée modélisée aux mêmes dimensions (noir : tungstène, gris clair : silicium, le gris foncé du schéma de la vue en coupe représente le tungstène situé derrière la structuration).

6.3.2/ RÉSULTATS PRÉLIMINAIRES

Une première étude sur les deux échantillons GLAD $0°$ et $80°$ a été réalisée Guillaume Dodane, ancien doctorant travaillant sur la montage pompe sonde. Ses résultats ont permis de démontrer expérimentalement la forte anisotropie de propagation pour le film mince déposé avec un angle de $80°$ par rapport à la propagation isotrope [109].

La figure 6.6 présente les résultats des deux balayages spatiaux réalisés sur l'intégralité d'une surface de $100\times100\,\mu m^2$ sur les deux échantillons GLAD $0°$ et $80°$. Une résolution spatiale de 1 μm a été utilisée pour parcourir la surface. Quatre instants différents sont montrés : 200 ps, 1 ns, 4 ns et 6 ns. L'onde générée au centre de la figure de l'échantillon GLAD $0°$ se propage bien de manière circulaire, ce qui correspond à une propagation isotrope. Pour l'échantillon GLAD $80°$, les ondes présentent une forme elliptique, caractéristique d'une propagation anisotrope. L'axe court de l'ellipse est orienté dans la direction de l'axe x, c'est à dire dans la direction du flux de particules. A l'inverse, l'axe long correspond à l'axe y. Les cercles concentriques en bord de figures correspondent à l'onde générée par l'impulsion pompe précédente. Ces premiers résultats permettent pour la suite de restreindre les acquisitions à l'étude de la propagation selon les axes x et y puisque ces directions correspondent aux extrema des vitesses de propagation.

6.3.3/ MESURES EXPÉRIMENTALES ET TRAITEMENT DES DONNÉES

L'ensemble des échantillons a été caractérisé par la banc optique pompe sonde femtoseconde décrite dans le chapitre 2. Pour chacun des échantillons, un balayage spatial du faisceau pompe par rapport au faisceau sonde a été réalisé suivant une demi-croix dont les axes coïncidaient

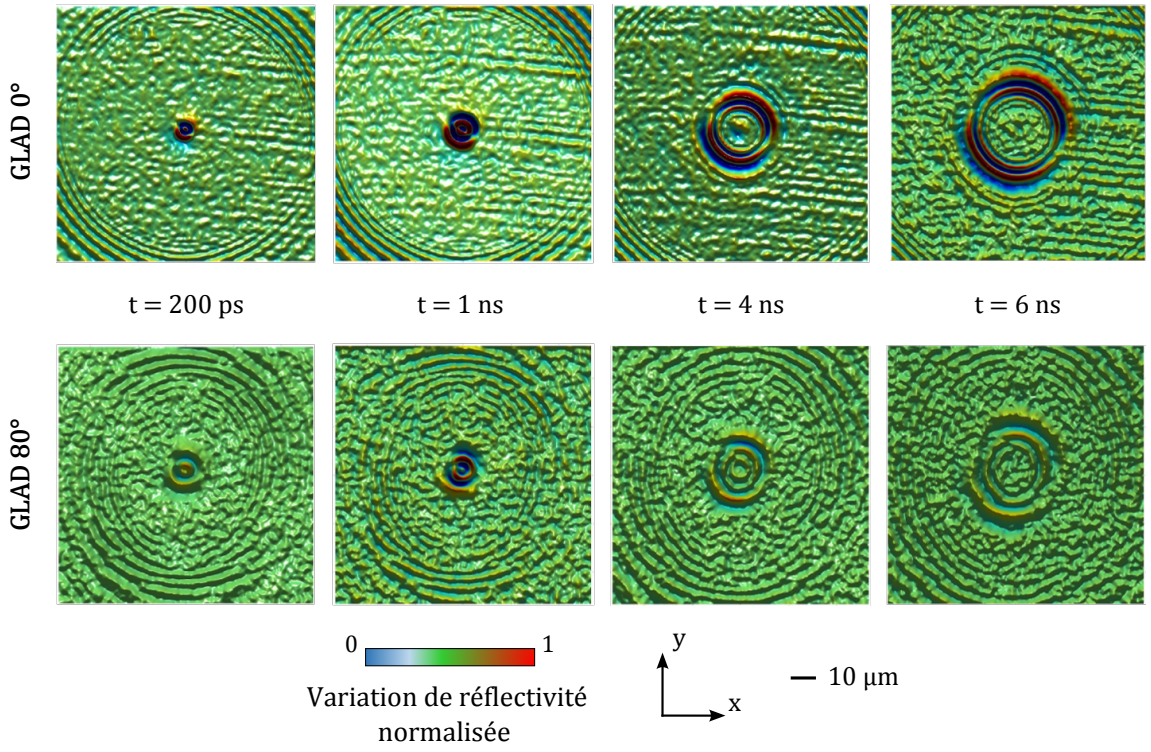


FIGURE 6.6 – Propagation des ondes acoustiques à la surface de l'échantillon GLAD $0°$ et GLAD $80°$ représentée à quatre instants différents ($t = 200$ ps, $t = 1$ ns, $t = 4$ ns et $t = 6$ ns). Un balayage spatial sur une surface de 100×100 µm^2 avec une résolution de 1 μm a été réalisé afin d'acquérir l'évolution temporelle de chacun des points spatiaux. Ces résultats sont tirés des travaux présentés dans [109].

avec les axes *x* (direction du flux incident) et *y*. Sur les 50 µm balayés sur chacun des bras de la demi-croix, une résolution spatiale d'un micromètre a été utilisée, soit 51 points d'acquisitions par axe. Les deux faisceaux étaient focalisés sur les échantillons à l'aide d'un objectif $\times 10$, d'ouverture numérique $NA = 0.3$, d'où des rayons à $1/e^2$ d'environ 1 µm sur les échantillons. Pour chacun des points, l'intégralité du signal temporel a été acquis, soit 20.8 ns, avec une résolution temporelle estimée à 1 ps.

La figure 6.7 illustre l'acquisition de deux points suivant l'axe *x* réalisée sur l'échantillon GLAD $0°$. Ces deux points ont respectivement une distance pompe sonde de 15 µm et 35 µm. Les courbes présentées sont issues des données brutes, seule une moyenne glissante sur environ 20 ps a été effectuée afin de retirer une partie du bruit de mesure. Sur les deux courbes, deux trains d'ondes peuvent être notés : un premier train d'ondes rapide (donc arrivant sur le point spatial de mesure avec le plus faible temps) et un deuxième plus lent. Le premier train semble moins dispersif que le deuxième train, dont l'étalement du paquet d'ondes est clairement observé entre les distances pompe sonde de 15 µm et de 35 µm. Cependant, le faible rapport signal sur bruit empêche l'observation de l'intégralité du train d'ondes. En dehors du bruit, il peut être noté deux autres composantes sur le signal. Premièrement, une composante très lente, d'amplitude assez importante, dont les constantes de temps pourrait indiquer qu'elle provient de la contribution thermique. C'est à dire de la décroissance temporelle de la composante

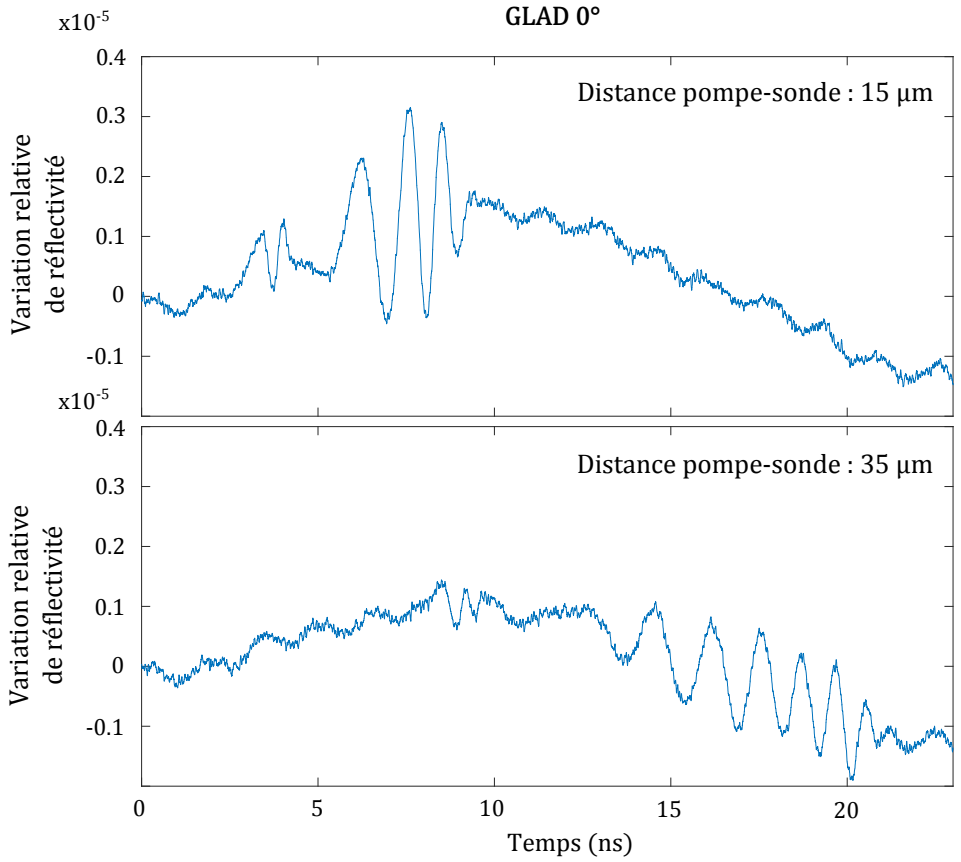


FIGURE 6.7 – Exemple de deux acquisitions réalisées sur l'échantillon GLAD $0°$ suivant l'axe x avec une distance pompe sonde de 15 µm (haut) et 35 µm (bas). Les deux courbes sont tracées à la même échelle et représentent l'évolution de la variation relative de réflectivité en fonction du temps.

thermique du signal de réflectivité. Cependant, la répétabilité de cette dérive (comparable à 15 µm et 35 µm), et sa non monotonie (croissante puis décroissante au cours du temps) semble indiquer que celle-ci n'est pas liée à la thermique, mais plutôt au réglage optique du banc. La deuxième composante prend la forme d'une sinusoïde présentant environ 16 périodes sur la gamme temporelle, soit une fréquence autour du gigahertz. L'origine de cette composante n'a pas été clairement élucidée.

La figure 6.8 présente l'ensemble des mesures effectuées suivant l'axe x sur l'échantillon GLAD $0°$. Ce graphique permet ainsi de représenter la variation de réflectivité (couleur) en fonction à la fois du temps et de la distance pompe sonde. Les deux trains d'ondes précédemment décrits sont clairement notés, ainsi que leurs caractéristiques principales. En particulier, le fort étalement temporel du train d'onde le plus lent en fonction de la distance peut être observé. Quelques post-traitements ont été réalisés sur les données acquises afin d'obtenir cette figure. Notamment, la variation de réflectivité moyenne pour chaque instant a été calculée puis retirée sur l'ensemble des points spatiaux, ce qui a permis de filtrer la sinusoïde et la composante lente décrites dans la figure 6.7. De plus, les points spatiaux trop près de la coïncidence, c'est à dire proche d'une distance pompe sonde égale à zéro, ont été retirés. La composante

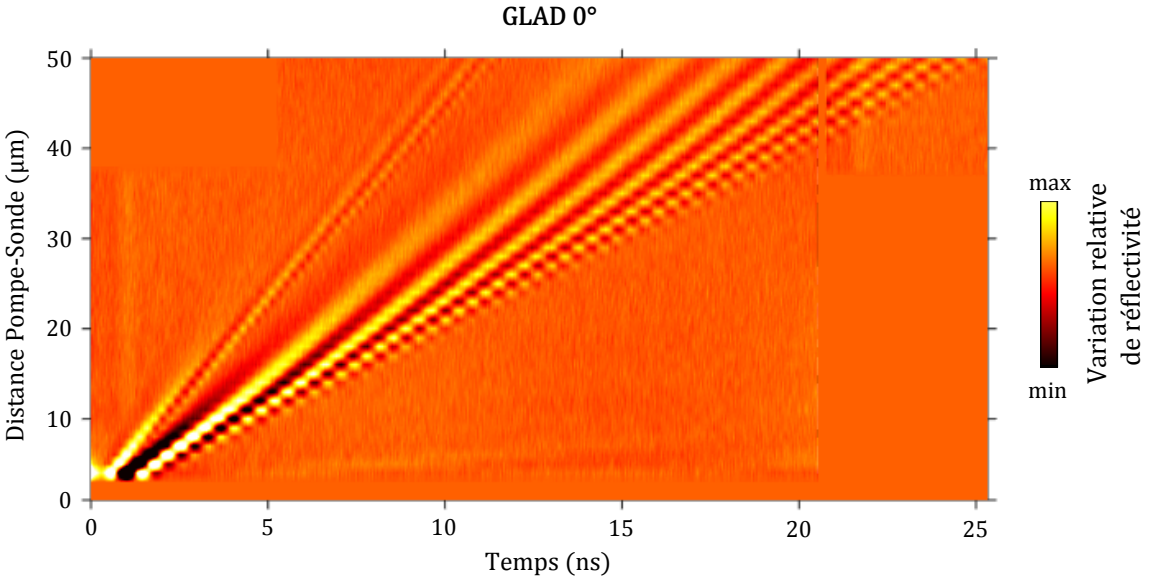


FIGURE 6.8 – Variation de la réflectivité relative en fonction du temps et de la distance pompe sonde suivant l'axe x pour le l'échantillon GLAD $0°$.

thermique étant trop forte, celle-ci est difficile à soustraire complètement. Enfin, le faisceau pompe possède une fréquence de répétition d'environ 20.8 ns. Pour les grandes distances pompe sonde, il est ainsi possible de voir le train d'ondes généré par l'impulsion précédente. Dans l'exemple présenté dans cette figure, le train d'ondes précédent est visible à partir d'une distance 39 µm et pendant environ 5.5 ns. Cette partie a été retirée de la courbe et a été collée à la suite temporelle de la figure, ce qui permet d'élargir "artificiellement" le temps d'acquisition et ainsi d'améliorer la transformée de Fourier temporelle qui est présentée dans la figure suivante. Cette opération a été réalisée pour l'ensemble des acquisitions faites sur les différents échantillons, en tenant compte de l'étendue du signal du train d'ondes précédent.

Enfin, une double transformée de Fourier (ou transformée 2D) dans le temps et l'espace a été appliquée aux données de la figure précédente. Cela permet de présenter les résultats dans l'espace fréquentiel et réciproque, c'est à dire sous la forme d'un diagramme de dispersion. La figure 6.9 présente le diagramme de dispersion de l'échantillon GLAD $0°$ suivant l'axe x. Deux modes peuvent être observés correspondant aux deux trains d'ondes observés dans les figures précédentes. Ce diagramme sera utile pour étudier l'évolution des vitesses de groupe, qui correspondent à la dérivés des courbes.

6.3.4/ RÉSULTATS ET DISCUSSION

L'ensemble des échantillons a été caractérisé suivant l'axe x et y et post-traité d'une manière similaire à l'exemple du GLAD $0°$ présenté dans la partie précédente. Les diagrammes de dispersion des six échantillons pour les deux axes sont réunis dans la figure 6.10. Pour les faibles angles, les deux modes sont visibles. Le mode le plus rapide disparait pour les plus grands angles de dépôts. Les diagrammes sont beaucoup plus bruités pour les grands angles.

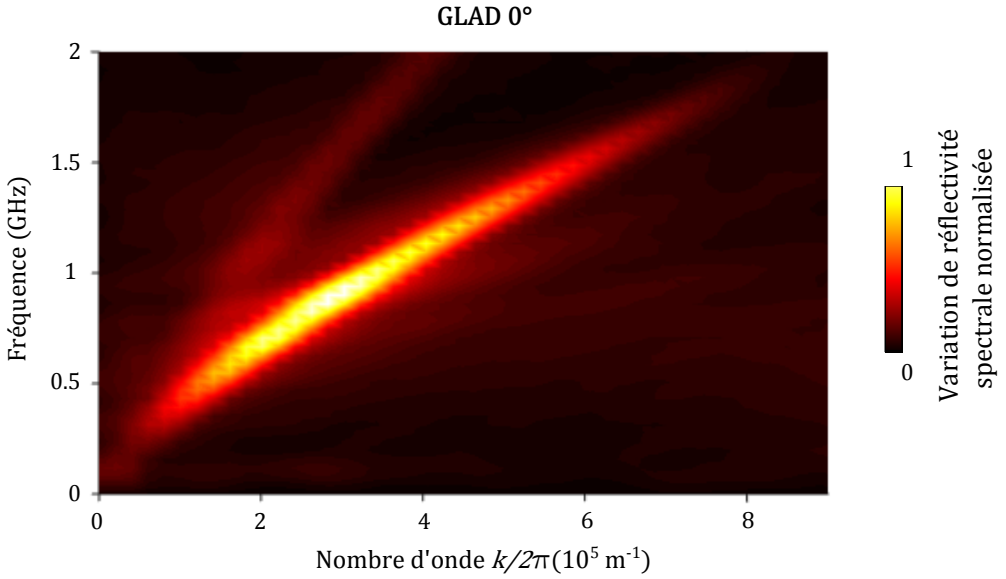


FIGURE 6.9 – Courbe de dispersion (fréquence en fonction du nombre d'onde) suivant l'axe x pour l'échantillon GLAD $0°$.

Cela provient en partie d'une baisse de la puissance du faisceau pompe utilisée, afin de ne pas oxyder les films que la micro-structuration rend plus sensibles. Il est donc probable que la disparition du second mode soit liée à une trop faible excitation, ce mode étant déjà à la limite du bruit pour les échantillons déposés avec des petits angles. Pour l'ensemble des échantillons considérés, la taille du faisceau pompe focalisé (rayon en $1/e^2$ d'environ 1 µm) limite la génération dans le domaine du gigahertz.

Dans la suite, seul le mode ayant la plus grande énergie, donc ici le plus lent, sera étudié. De manière globale, il peut être noté un aplatissement de ce mode en fonction de l'angle α d'incidence utilisé. Il est intéressant d'observer que cet effet ne commence que pour des angles supérieurs à $60°$. En effet, aucune différence n'est observée dans la dispersion entre les échantillons GLAD $0°$ et $40°$. Une forte réduction des vitesses de groupe de ce mode dans les deux directions peut être notée pour les échantillons avec de forts angles. Cependant, la réduction est beaucoup plus fortement marquée suivant la direction x, et une différence notable apparait à partir de $70°$ entre la propagation suivant la direction x et la direction y. Une forte anisotropie de propagation peut ainsi être remarquée pour ces échantillons.

Afin de quantifier la réduction de vitesse et l'anisotropie, une mesure de la vitesse de groupe a été effectuée pour l'ensemble des courbes pour le nombre d'onde réduit $k/2\pi = 3 \times 10^5\ \mathrm{m}^{-1}$. Ce nombre d'onde est choisi car il représente la valeur pour laquelle la variation de réflectivité est la plus grande. L'ensemble des résultats est regroupé dans le tableau 6.1. Dans le tableau sont aussi indiqués les rapports de réduction de vitesses, calculés par rapport à l'échantillon GLAD $0°$, ainsi que le rapport d'anisotropie. La réduction des vitesses est clairement remarquée pour les deux directions, celle-ci étant bien plus importante pour la direction x. L'échantillon GLAD $80°$ montre une réduction d'un facteur de 0.45 selon x contre 0.70 pour y. Un fort rapport d'anisotropie de 0.61 est noté pour cet échantillon. Il est à noter que l'anisotropie

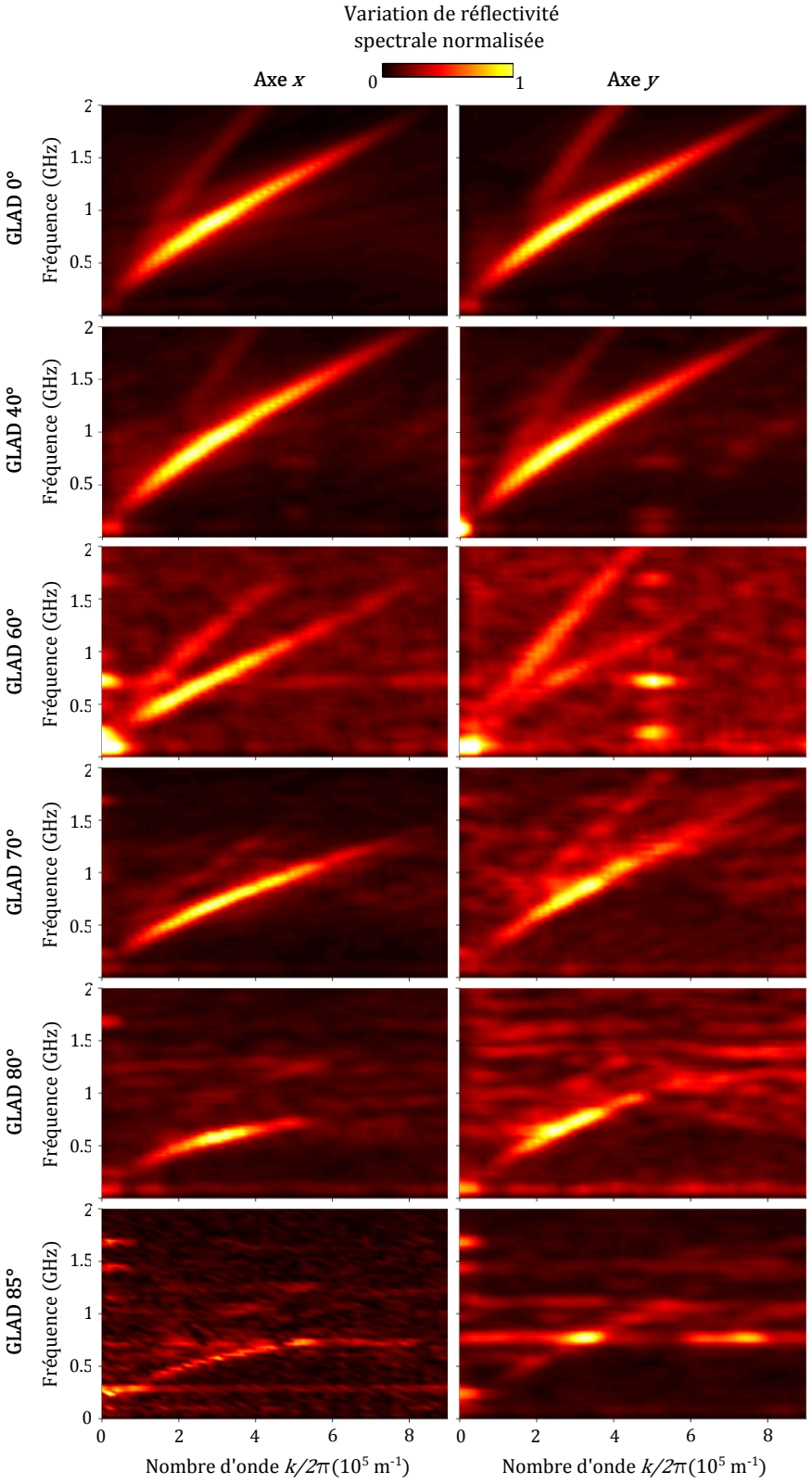


FIGURE 6.10 – Courbes de dispersion (fréquence en fonction du nombre d'onde) pour chacun des échantillons caractérisés suivant l'axe x et l'axe y.

α (°)	β (°)	v_x (m.s^{-1})	Réduction x	v_y (m.s^{-1})	Réduction y	Anisotropie
0 ± 2	0 ± 3	2220 ± 100	1.00	2200 ± 100	1.00	0.99
40 ± 2	NA	2250 ± 100	1.01	2240 ± 100	1.02	1.00
60 ± 2	32 ± 3	1810 ± 100	0.82	1850 ± 100	0.84	1.02
70 ± 2	36 ± 3	1460 ± 100	0.68	1950 ± 100	0.87	1.34
80 ± 2	43 ± 3	870 ± 100	0.39	1600 ± 100	0.73	1.84
85 ± 2	44 ± 3	850 ± 100	0.38	1350 ± 200	0.61	1.59

TABLE 6.1 – Vitesses de groupe des ondes de Rayleigh pour un nombre d'onde $k/2\pi = 3 \times 10^5\,\mathrm{m}^{-1}$ pour les directions x et y. Les réductions des vitesses sont calculées comme le ratio de la vitesse de groupe de l'échantillon considérée, par rapport à celle du GLAD $0°$ dans la direction étudiée. L'anisotropie est calculée comme le rapport de la vitesse de groupe en y par rapport à celle en x.

ne commence à chuter qu'à partir de l'échantillon GLAD $60°$. L'absence d'image MEB pour l'échantillon GLAD $40°$ n'a pas permis la mesure de l'inclinaison β des colonnes.

L'anisotropie mesurée sur les échantillons à partir d'un angle incident de $60°$ est causée par la structuration des films, observée sur les images MEB de la figure 6.4. Les images montrent clairement une micro-structuration de plus en plus importante en fonction de l'angle. Cette micro-structuration n'est pas isotrope : les trous possèdent un axe long dirigé suivant l'axe y, perpendiculaire à la direction du flux incident de particules. La forme allongée des trous est particulièrement visible sur les échantillons GLAD $70°$, $80°$ et $85°$. Ces échantillons correspondent aux observations d'anistropie les plus fortes. Rappelons que cette structuration provient de l'effet d'ombrage expliqué dans la figure 6.2. Cet effet implique la création de chaines de colonnes de tungstène de base elliptique, telles que schématisées dans la figure 6.5 (b). Dans la partie suivante, nous allons montrer à l'aide de simulations numériques que cette structuration joue un rôle sur l'anisotropie et qu'ainsi la structure anisotrope implique la propagation anisotrope.

6.4/ ETUDE NUMÉRIQUE DE L'INFLUENCE DE LA STRUCTURATION DU FILM MINCE SUR L'ANISOTROPIE

Des simulations ont été réalisées dans le but de discuter le lien entre la structure anisotrope des films et la propagation anisotrope. Ces simulations ont été réalisées avec les mêmes outils (FEM, conditions périodiques) que dans les chapitres précédents. Afin d'utiliser le théorème de Bloch, valide uniquement pour des structures périodiques, un modèle simplifié périodique de la structuration des films minces a été proposé. Les différences principales des simulations de ce chapitre avec celles des chapitres précédents résident premièrement dans le fait que la structure considérée ne consiste plus en une plaque mais en une structure semi-infinie. Ce ne sont donc plus les modes de Lamb qui sont étudiés mais les modes de surfaces. Deuxièmement,

contrairement aux poutres précédemment étudiées dans une unique direction de propagation, les deux directions (x et y) de propagation seront ici étudiées. La méthode de calcul reste cependant très similaire.

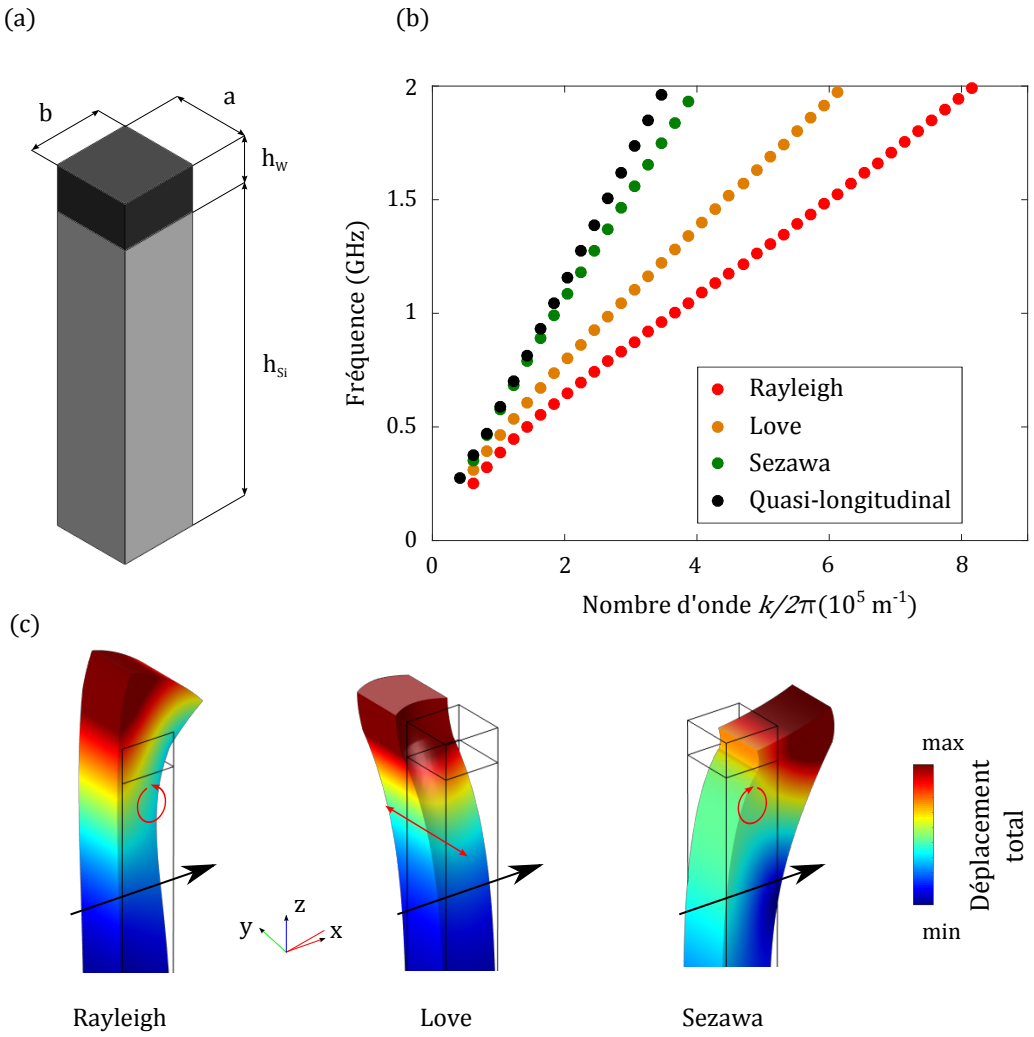


FIGURE 6.11 – Simulation numérique d'un film mince homogène de tungstène déposé sur un substrat de silicium. (a) Schéma de la cellule élémentaire utilisée pour les calculs. Les dimensions sont : $a = b = 0.5\,\mu m$, $h_W = 0.3\,\mu m$ et $h_{Si} = 0.5\,\mu m$. (b) Diagramme de dispersion calculé, seuls les quatre premiers modes propres sont représentés. (c) Distributions des déplacements pour les trois premiers modes représentées pour un nombre d'onde $k/2\pi = 3 \times 10^5\,m^{-1}$. Les flèches noires indiquent la direction de propagation, les flèches rouges indiquent la polarisation.

6.4.1/ MODÈLE AVEC FILM HOMOGÈNE POUR L'ÉCHANTILLON GLAD *0°*

L'échantillon homogène, déposé avec un angle de $0°$ a tout d'abord été simulé afin de valider la méthode sur une structure simple. La cellule élémentaire sur laquelle le calcul a été réalisé est décrite dans la figure 6.11 (a). Des conditions périodiques ont été imposées sur les faces orthogonales aux directions x et y. La face du dessous du substrat de silicium a été fixée mé-

caniquement afin d'éviter le calcul des modes de surfaces sur cette face [145]. La hauteur de la couche de tungstène a été mesurée $h_W = 300$ nm au profilomètre sur les bords de l'échantillon. Les dimensions latérales ($a = b = 0.5$ µm) ont été définies par les structures qui seront décrites dans la suite. La hauteur du substrat a été prise relativement grande ($h_{Si}/a = 50$) afin de pouvoir calculer des modes de surfaces pour des faibles nombres d'onde (grandes longueurs d'onde), sans que ceux-ci soient affectés par la condition mécanique fixe de la face inférieure du substrat. La limite inférieure du nombre d'onde a été fixée en considérant la longueur de pénétration dans le substrat des modes et en considérant le calcul valide si celle-ci est inférieure au tiers de la hauteur du substrat. Les paramètres mécaniques utilisés sont décrits dans le tableau 2.1 du chapitre 2.

La figure 6.11 (b) présente le diagramme de dispersion obtenu pour la cellule élémentaire précédemment décrite. Seuls les quatre premiers modes propres ont été tracés. Les trois premiers modes correspondent à des modes de surface dont les distributions de déplacement sont représentées en (c). Le quatrième mode correspond au premier mode de volume, c'est à dire au mode quasi-longitudinal (mode longitudinal affecté par le film mince). La distribution de déplacement de ce mode n'est pas représentée puisque ce mode est affecté par la condition mécanique fixe imposée sur la face inférieure du substrat. Le premier mode correspond au mode de Rayleigh. Celui-ci est polarisé sagittalement (plan *xy*) avec une polarisation tournant dans le sens anti-horaire par rapport à la direction de propagation, comme indiqué par la flèche rouge sur la figure. Ce mode correspond au mode expérimentalement observé, un très bon accord est trouvé entre la dispersion mesurée et celle calculée. La vitesse de groupe calculée pour $k/2\pi = 3 \times 10^5$ m^{-1} vaut $v_x = v_y = 2130$ m.s^{-1}, ce qui est assez proche des valeurs mesurées ($v_x = 2170$ m.s^{-1} et $v_y = 2270$ m.s^{-1}). Logiquement, la simulation donne les mêmes diagrammes de dispersion pour les directions *x* et *y*, aucune anisotropie n'est donc notée pour ce mode, similairement à ce qui a été mesuré. Les matériaux considérés (voir chapitre 2) sont en effet isotropes pour le tungstène et cubique pour le silicium (100), donc présentant les mêmes propriétés en [100] ou [010]. De plus, la structure est symétrique. Un point d'inflexion situé pour des nombres d'onde de l'ordre de $k/2\pi = 3 \times 10^5$ m^{-1} peut être noté pour ce mode. Ce point est lié à la superposition des deux matériaux : pour des faibles nombres d'ondes, le mode va grandement dépendre du substrat de silicium alors que pour des nombres d'onde plus grands, l'onde va être confinée dans la couche de tungstène et ne dépendra donc plus du silicium. Le silicium possède des vitesses d'onde de Rayleigh dans un semi-espace plus élevées que le tungstène ($v_{Rayleigh,Si} = 4920$ m.s^{-1} contre $v_{Rayleigh,W} = 2650$ m.s^{-1}) [146], la vitesse de groupe est donc plus élevée pour les faibles nombres d'onde. La position de ce point d'inflexion est directement reliée à l'épaisseur de la couche de tungstène déposée, puisque la contribution du substrat de silicium va dépendre de la longueur d'onde considérée, c'est à dire du nombre d'onde. Ainsi, une première explication de la légère variation entre vitesse expérimentale et numérique peut provenir des variations locales d'épaisseur de la couche de tungstène. Une deuxième source d'erreur peut être liée au choix des paramètres mécaniques de la couche de tungstène utilisés dans la simulation, ceux-ci étant choisis comme ceux du tungstène massifs, ce qui peut amener à des variations dans le cas de films minces déposés.

Le deuxième mode correspond au mode de Love, c'est à dire à un mode polarisé orthogonalement à sa direction de propagation (mode transverse). Ce mode n'est pas observé expérimentalement. L'absence de ce mode peut être expliquée par la symétrie de la source d'excitation qui ne permet pas de générer (efficacement) un tel mode ou bien la variation de réflectivité trop faible pour être détectée. Le troisième mode correspond au mode de Sezawa, c'est à dire à un mode de surface polarisé sagittalement. Ce mode est similaire au mode de Rayleigh, mais avec une polarisation tournant dans le sens horaire par rapport à la direction de propagation. Ce mode ne semble pas non plus être détecté expérimentalement dans ces conditions. Cependant, sa proximité avec le quatrième mode le rend difficilement observable [147]. Ce quatrième mode constitue le premier mode de volume de la structure considérée et correspond à un mode longitudinal. La dispersion de ce mode semble être en bon accord avec le deuxième mode observé expérimentalement pour l'échantillon $0°$. Ce mode serait donc détecté par le biais de sa composante surfacique. Rappelons que la grandeur physique mesurée est une variation relative de réflectivité, qui dépend notamment d'un changement de contrainte dans le matériau. Ainsi, contrairement à un interféromètre classique qui ne serait sensible qu'aux mouvements hors plans de la surface, il est possible de détecter avec ce montage des mouvements, via des contraintes, dans le plan. Afin de vérifier la nature du deuxième mode mesuré, la décroissance d'une image de la puissance des deux modes en fonction de la distance pompe sonde a été analysée. Cette grandeur a été mesurée comme l'intégrale du déplacement sur le train d'ondes considéré. Une dépendance à l'inverse de la distance a été trouvée pour le mode Pseudo-Rayleigh, confirmant le caractère surfacique de ce mode. Une dépendance plus proche de $1/d^2$ a été mesurée pour le deuxième mode, ce qui correspondrait à un mode de volume.

Cette première simulation a permis de valider la méthode ainsi que de confirmer la nature des modes observés pour l'échantillon GLAD $0°$, en accord avec les données de la littérature [148, 149]. Le mode le plus rapide correspond ainsi à la partie surfacique du premier mode de volume : le mode quasi-longitudinal, alors que le mode le plus lent correspond à un mode de Rayleigh. Un bon accord a été trouvé entre les dispersions expérimentales et numériques pour ces deux modes.

6.4.2/ Modèles avec films structurés

6.4.2.1/ Structure de référence

Les échantillons déposés avec des angles supérieurs à $60°$ montrent une micro-structuration compliquée, avec une distribution pseudo-aléatoire de colonnes de bases elliptiques inclinées. La figure 6.12 (a) rappelle les deux images MEB observées pour l'échantillon GLAD $80°$, qui servira d'échantillon de référence pour les simulations. Afin de vérifier le lien entre l'anisotropie de la structure et celle de la propagation de l'onde de Rayleigh, un modèle simplifié (b) a été proposé. Des trous de bases rectangulaires, simulant la micro-structure sont creusés avec un angle $\beta = 43°$ dans la couche de tungstène. Ceux-ci sont simulés de tailles égales et sont périodiques, afin de pouvoir construire une cellule élémentaire simple. Un schéma de la cellule

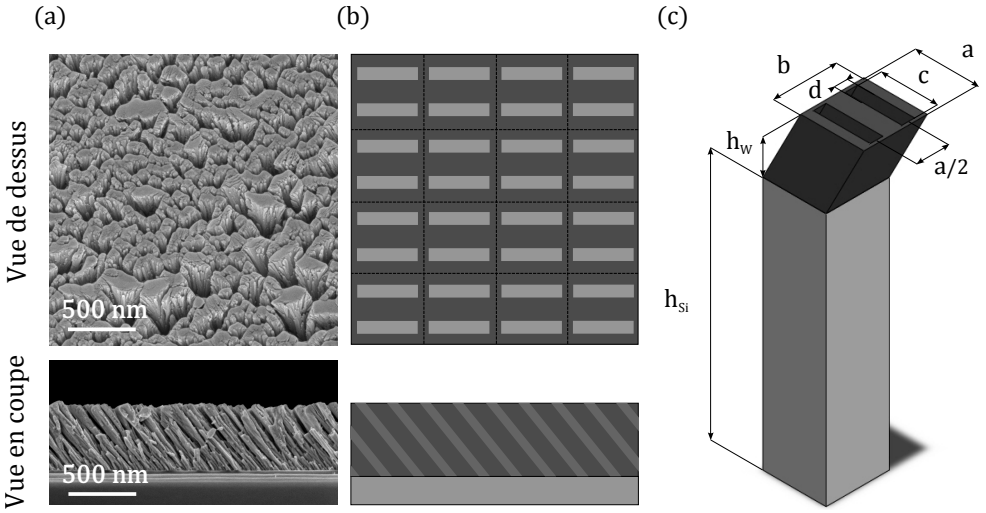


FIGURE 6.12 – Modélisation simplifiée des films minces structurés obtenus par GLAD. (a) Images (vues en coupe et de dessus) obtenues par microscope électronique à balayage de l'échantillon GLAD $80°$. (b) Schéma de la structure simplifiée modélisée aux mêmes dimensions. (c) Cellule élémentaire de la structure utilisée pour les calculs. Les dimensions sont : $a = b = 0.5\,\mu m$, $c = 0.45\,\mu m$, $d = 0.1\,\mu m$, $h_W = 0.3\,\mu m$, $\beta = 43°$ et $h_{Si} = 25\,\mu m$.

élémentaire est donné dans la figure (c). Les dimensions choisies sont : $a = b = 0.5\,\mu m$, $c = 0.45\,\mu m$, $d = 0.1\,\mu m$, $h_W = 0.3\,\mu m$, $\beta = 43°$ et $h_{Si} = 25\,\mu m$. La simplification de la structure ne permet dans la suite qu'une étude qualitative de l'influence des différents éléments de la structuration. L'objectif n'est pas de proposer un modèle qui représenterait fidèlement les résultats expérimentaux obtenus mais de comprendre simplement les mécanismes à l'origine des phénomènes observés.

La figure 6.13 (a) présente le diagramme de dispersion de la cellule élémentaire discutée précédemment. Seuls les deux modes correspondant aux modes de Rayleigh dans les deux directions (bleu suivant x et rouge suivant y) sont tracés. Une forte anisotropie est observée entre ces deux modes, ainsi qu'une dispersion plus marquée par rapport à la structure avec une couche homogène. Ces deux phénomènes sont à relier à l'introduction des deux trous et de leurs formes rectangulaires qui induit une anisotropie géométrique sur la structure et donc sur la propagation des ondes de Rayleigh. Cette première simulation permet donc de valider que l'anisotropie de structure entraine une anisotropie pour la propagation des ondes de Rayleigh. Les vitesses de groupe pour un nombre d'onde $k/2\pi = 3 \times 10^5\,m^{-1}$ sont mesurées comme $v_x = 1720\ m.s^{-1}$ et $v_y = 2350\ m.s^{-1}$. Il est intéressant de noter que la vitesse de groupe pour le mode se propageant suivant la direction y est légèrement plus élevée que la vitesse calculée pour la couche homogène. Pour ce nombre d'onde, les déplacements ne sont pas confinés dans la couche de tungstène comme cela est visible sur la figure 6.13 (b). Ainsi la contribution du silicium est encore relativement importante et influence la propagation. Deux effets opposés prennent donc place : d'un coté, la structuration ralentit les ondes par des mécanismes de réflexions multiples de Bragg. De l'autre coté, la structuration augmente l'influence du substrat de silicium (plus rapide pour les ondes de Rayleigh) et accélère les ondes.

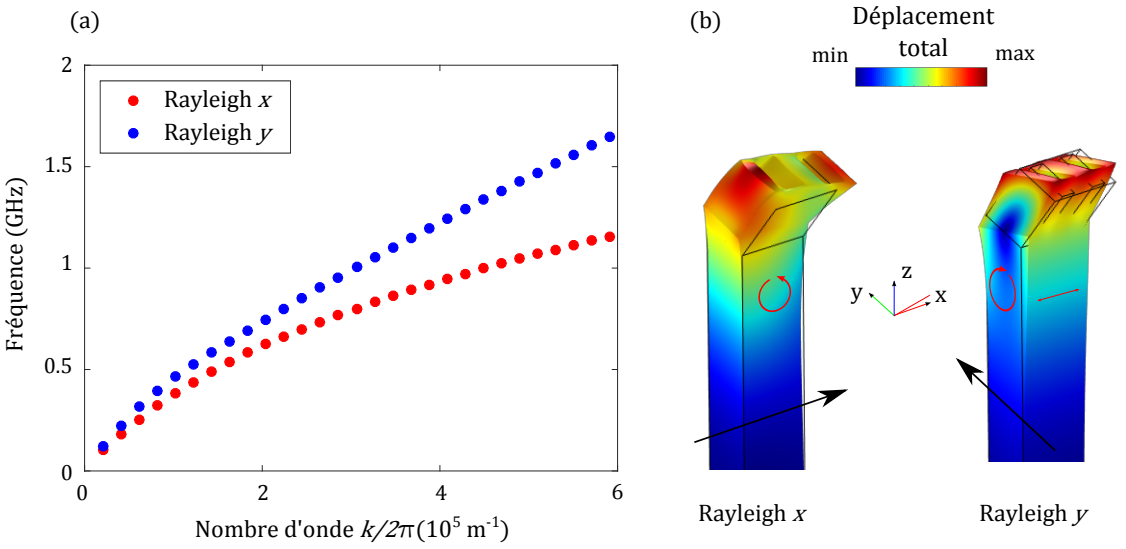


FIGURE 6.13 – Simulation d'un film mince micro-structuré simplifié obtenu par GLAD. (a) Diagramme de dispersion calculé pour la cellule élémentaire représentée dans la figure 6.12 (c). Seuls les modes de Rayleigh suivant les directions x et y sont représentés. (b) Distributions des déplacements de ces deux modes représentées pour un nombre d'onde $k/2\pi = 3 \times 10^5\ \mathrm{m}^{-1}$. Les flèches noires indiquent la direction de propagation, les flèches rouges indiquent la polarisation.

6.4.2.2/ INFLUENCE DES PARAMÈTRES GÉOMÉTRIQUES

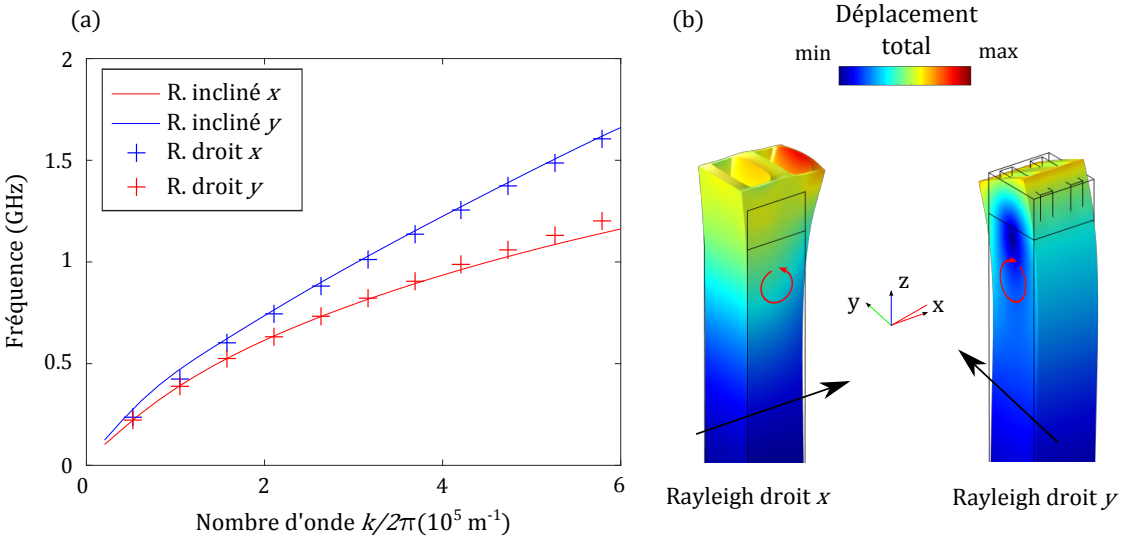


FIGURE 6.14 – Influence de l'inclinaison de la micro-structuration. (a) Diagramme de dispersion calculé pour la cellule élémentaire représentée dans la figure 6.12 (c) avec un angle $\beta = 0°$. Seuls les modes de Rayleigh suivant les directions x et y sont représentés. Afin de permettre la comparaison, les modes de Rayleigh de la structure avec un angle $\beta = 43°$ sont rappelés en traits continus. (b) Distributions des déplacements des deux modes avec les trous droits pour un nombre d'onde $k/2\pi = 3 \times 10^5\ \mathrm{m}^{-1}$. Les flèches noires indiquent la direction de propagation, les flèches rouges indiquent la polarisation.

L'influence de différents paramètres a été simulée afin de mieux comprendre les mécanismes à

l'origine de l'anisotropie. Le premier paramètre étudié est l'influence de l'inclinaison des structures. La figure 6.14 présente le diagramme de dispersion d'une cellule élémentaire identique à celle décrite dans la figure 6.12 (d), mais dont les trous ne sont pas inclinés. Afin de permettre la comparaison, les deux courbes de dispersions de la cellule avec les trous inclinés sont reproduites sur le diagramme. Pour les deux directions, les courbes présentent un comportement très similaire. Ce résultat permet d'affirmer que l'inclinaison des colonnes ne joue pas de rôle prépondérant dans l'anisotropie observée.

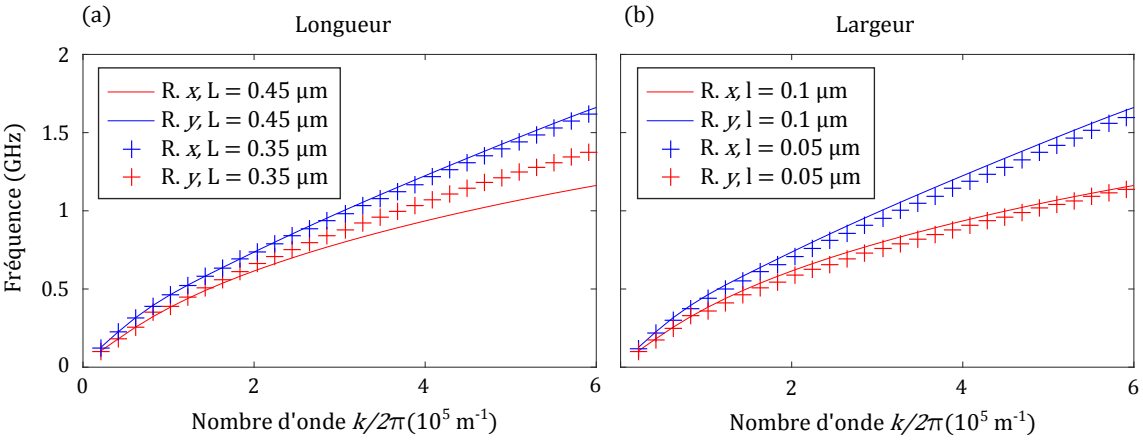


FIGURE 6.15 – Influence de la forme des trous. (a) Diagramme de dispersion de la cellule élémentaire représentée dans la figure 6.12 (c) avec une longueur de trous égale à $c = 0.45\,\mu m$ (traits continus) et $c = 0.35\,\mu m$ (croix). Seuls les modes de Rayleigh dans les deux directions sont représentés. (b) Diagramme de dispersion pour la cellule élémentaire représentée dans la figure 6.12 (c) avec une largeur de trous égale à $d = 0.1\,\mu m$ (traits continus) et $d = 0.05\,\mu m$ (croix). Seuls les modes de Rayleigh dans les deux directions sont représentés.

Le deuxième paramètre étudié est l'influence des trous. La figure 6.15 montre les dispersions des modes suivant x et y pour une longueur (a) et une largeur (b) plus faible que la structure de référence (rappelée en traits continus). Une longueur plus faible conduit à une modification de la dispersion du mode de Rayleigh suivant x, et à une anisotropie plus faible. Il est intéressant de noter que le mode suivant y n'est pas affecté par ce changement de longueur des trous. En modifiant la longueur des trous, deux paramètres sont en fait affectés : le facteur de forme des trous mais aussi l'espacement suivant l'axe y entre chaque trou. Cette première simulation permet ainsi simplement de conclure que la longueur des trous influence l'anisotropie. Une diminution de la largeur des trous (de 0.1 µm à 0.05 µm) ne conduit qu'à peu de variations sur les modes selon x et y qui sont tout les deux très légèrement ralentis. De la même manière, la modification de la largeur des trous influe en réalité sur le facteur de forme des trous ainsi que sur l'espacement des trous selon x. Il semblerait que ces deux paramètres n'influent que peu sur l'anisotropie.

Afin de vérifier l'hypothèse précédente, l'influence de l'écartement des trous dans la direction x est étudiée. La structure considérée est similaire à la structure de référence présentée dans la figure 6.12 (c), mais ne présente qu'un seul trou centré. Cela revient à écarter les rangées de trous d'une distance $a = 0.5\,\mu m$ au lieu de $a/2$. Le diagramme de dispersion de cette

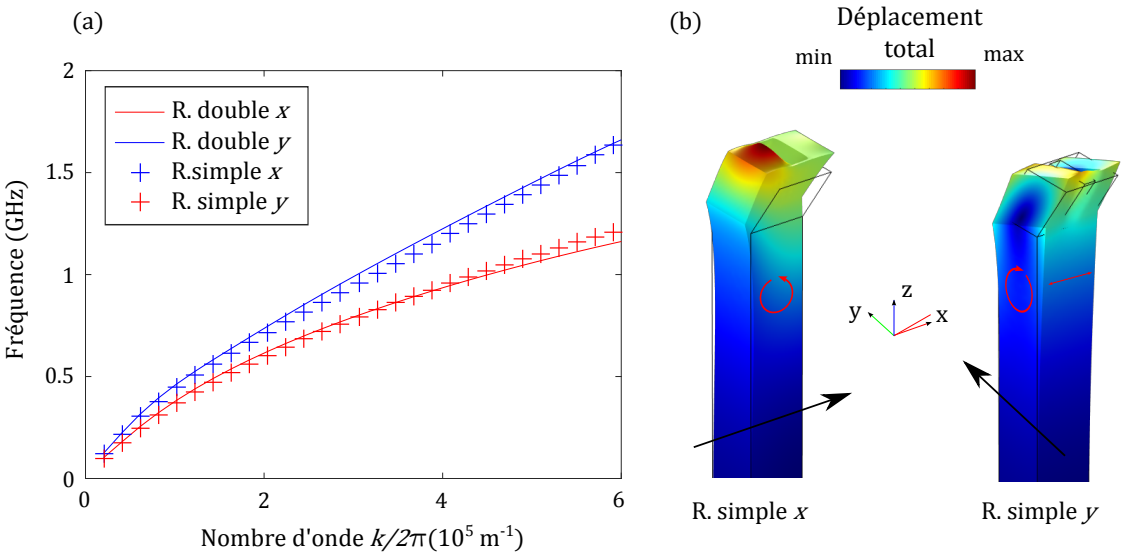


FIGURE 6.16 – Influence de l'espacement des trous. (a) Diagramme de dispersion de la cellule élémentaire représentée dans la figure 6.12 (c) (traits continus) et la même structure avec un seul trou centré (croix), soit avec un espacement entre les trous suivant la direction x égal à $a = 0.5\,\mu m$ (croix). Seuls les modes de Rayleigh dans les deux directions sont représentés. (b) Distributions des déplacements des deux modes de la structure avec un simple trou pour un nombre d'onde $k/2\pi = 3 \times 10^5\,m^{-1}$. Les flèches noires indiquent la direction de propagation, les flèches rouges indiquent la polarisation.

structure est présenté dans la figure 6.16 (a). Les dispersions des modes de la structure de référence sont rappelées en traits continus. La réduction à un seul trou ne modifie que très peu la dispersion des modes par rapport à ceux de la structure de référence. Ainsi, dans cette gamme de paramètres géométriques, ce paramètre n'est pas critique pour l'anisotropie, de même que la largeur et donc le facteur de forme des trous. L'ensemble des résultats permet donc de conclure que le paramètre principal pour l'anisotropie consiste en l'espacement entre les trous dans la direction y. Cela est corroboré par l'étude des images MEB de la figure 6.4, en particulier entre les échantillons GLAD $70°$ et $80°$ pour lesquels l'anisotropie passe de 1.34 et 1.84.

6.4.2.3/ INFLUENCE DE LA NANO-POROSITÉ

Les modèles présentés dans cette partie permettent de comprendre l'origine de l'anisotropie liée aux macro-trous qui apparaissent lors du dépôt GLAD. Cependant, ils n'expliquent pas l'importante réduction des vitesses de groupes observée expérimentalement. En effet, pour le modèle de référence à double trous, la vitesse de groupe selon x est calculée comme $v_x = 1720\ m.s^{-1}$, alors qu'elle est mesurée expérimentalement comme $v_x = 870\ m.s^{-1}$. Dans le modèle, seuls les plus grands trous, de dimensions comparables aux longueurs d'onde des ondes générées expérimentalement, ont été considérés. Or, les images MEB montrent une distribution en tailles des trous assez étalée, avec une importante structuration de dimensions inférieures aux trous simulés. Ces trous n'ont pas été pris en compte dans le modèle. Leurs petites tailles comparées

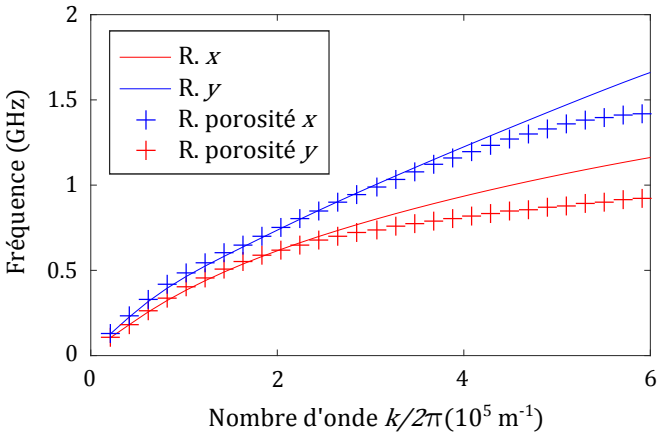


FIGURE 6.17 – Influence de la porosité. Diagramme de dispersion de la cellule élémentaire représentée dans la figure 6.12 (c) (traits continus), et de la même structure avec les nouveaux paramètres mécaniques incluant la réduction des vitesses et une densité de 70% (croix). Seuls les modes de Rayleigh dans les deux directions sont représentés.

aux longueurs d'onde permettent de considérer un milieu homogénéisé dans cette gamme. Cela revient donc à simuler une méso-porosité (trous de dimensions de la longueur d'onde) ainsi qu'une micro-porosité (trous de dimensions plus petits que la longueur d'onde), similairement à ce qui est fait dans [150]. Plusieurs équipes se sont intéressées à l'influence de la micro-porosité sur les paramètres effectifs mécaniques d'un milieu de propagation. Depuis l'article de Biot en 1956 [3], de nombreuses équipes ont étudié l'influence de la micro-porosité sur la vitesse de propagation des ondes. En particulier, quelques équipes ont établi une loi expérimentale de dépendance de la vitesse des ondes de volume en fonction de la porosité, notamment pour le silicium micro-poreux [151, 152, 153, 154]. Cette loi peut être écrite comme :

$$v = v_0 \times (1 - p)^t, \tag{6.1}$$

où v et v_0 sont les vitesses de l'onde longitudinale ou transverse, respectivement du milieu micro-poreux et bulk de propagation considéré, p le facteur de porosité et t un paramètre empirique, dépendant notamment de l'onde considérée, de la forme des trous, de leurs distributions spatiale et en taille, ainsi que du matériau.

Afin de vérifier numériquement l'hypothèse de la réduction des vitesses par la nano-structuration, une micro-porosité avec un facteur $p = 0.7$, soit une densité de 70% par rapport au bulk a été simulée dans le modèle. Cette porosité a été choisie en accord avec des mesures de densité effectuées sur d'autres échantillons déposées par GLAD. L'implémentation de cette nano-structuration a été faite en modifiant la densité ainsi que les paramètres mécaniques du film mince de tungstène. Pour cela, nous avons fait l'hypothèse que le film de tungstène nano-poreux suivait une loi du même type que l'équation 6.1 avec $t = 1$ pour les ondes longitudinales et transverses. Les constantes élastiques du tungstène ont été recalculées en implémentant la réduction des vitesses dans l'équation suivante :

$$v = \sqrt{c_{xx}/\rho}, \tag{6.2}$$

où c_{xx} représente la constante élastique (c_{11} pour l'onde longitudinale, et c_{44} pour l'onde transverse), ρ étant la densité du milieu nano-poreux. Les nouveaux paramètres mécaniques du tungstène ont été calculés comme : $c_{11} = 171.8$ GPa, $c_{44} = 51.9$ GPa et $\rho = 13510$ Kg/m^3.

La figure 6.17 présente le diagramme de dispersion de la structure avec les nouvelles constantes élastiques et la nouvelle densité. Les courbes de dispersion des modes de Rayleigh de la structure de référence sont rappelées. Un fort ralentissement des modes pour la structure avec les paramètres homogènes est observé dans les deux directions. Les vitesses pour un nombre d'onde $k/2\pi = 3 \times 10^5$ m^{-1} sont mesurées comme $v_x = 950$ m.s^{-1} et $v_y = 2230$ m.s^{-1}. Cela confirme l'hypothèse que les trous de plus petites tailles jouent aussi un rôle dans le ralentissement des modes. La réduction pour le mode suivant *x* est de l'ordre de grandeur de celle observée pour les échantillons fortement inclinés. Celle pour la direction *y* est plus faible, cela provient sans doute d'une trop faible structuration dans cette direction par rapport à la réalité.

En conclusion, ces différentes simulations faites autour de la structure de référence ont permis de montrer les influences de différents paramètres. Notamment, nous avons montré que l'anisotropie était principalement liée à la forme et l'espacement des trous dans la direction *y*. L'inclinaison, la largeur et l'espacement entre les rangées de trous suivant la direction *x* n'influencent que très peu les dispersions des deux modes dans les gammes considérées. Ce premier modèle simplifié de la micro-structuration des films ne permet cependant pas d'expliquer la forte réduction des vitesses. Cette réduction peut en partie être expliquée en considérant des paramètres mécaniques homogénéisés, simulant les trous de petites tailles par rapport aux longueurs d'onde considérées. Par le biais de modèles empiriques trouvés dans la littérature, une implémentation d'une porosité de 30% a été simulée et a montré un fort ralentissement du mode selon la direction *x*, validant l'influence des trous de petites tailles.

6.5/ Discussion et perspectives

Nous avons vu que la micro-structuration créée par le dépôt GLAD impliquait une forte réduction des vitesses de groupe des ondes de Rayleigh, ainsi qu'une forte anisotropie entre les directions de propagation *x* et *y* pour les échantillons déposés avec de forts angles. Dans la littérature sur les couches minces déposées par GLAD, cette anisotropie est aussi mesurée pour d'autres phénomènes physiques, avec des caractéristiques semblables.

La figure 6.18 présente deux exemples de caractérisations en fonction de l'angle d'incidence réalisées sur des couches minces déposées par GLAD. Le premier exemple (courbe (a)) concerne la caractérisation électrique de films minces de Nickel (Ni) déposés par GLAD en évaporation [155]. La caractérisation de la résistivité a été réalisée par une mesure quatre pointes sur les différents films préparés suivant les directions parallèles et perpendiculaires à la direc-

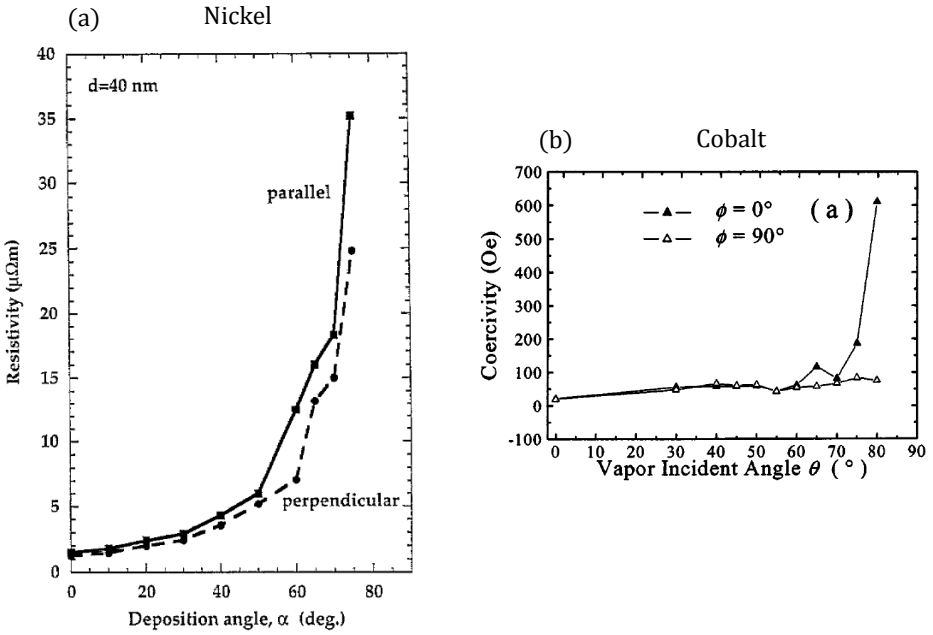


FIGURE 6.18 – Influence de l'angle d'incidence α sur d'autres paramètres physiques. (a) Influence de l'angle d'incidence sur la résistivité mesurée sur des films minces de Nickel (Ni) déposé par GLAD (évaporation), d'après [155]. (b) Influence de l'angle d'incidence sur le champ coercitif mesurée sur des films minces de Cobalt (Co), d'après [142]. L'indication "parallel" (a) ou $\Phi = 0°$ (b), représente la direction du flux de particules (soit la direction x). Respectivement, la direction "perpendicular" ou $\Phi = 90°$ représente la direction y.

tion de dépôt. Le deuxième exemple concerne la caractérisation magnétique de films minces de Cobalt (Co) déposés par GLAD en évaporation [142]. Une mesure du cycle d'hystérésis a été réalisée sur l'ensemble des échantillons par microscopie à effet Kerr (réflexion d'une onde électromagnétique sur un milieu magnétique) dans les deux directions $\Phi = 0°$ (parallèle) et $\Phi = 90°$ (perpendiculaire à la direction de propagation). Les champs coercitifs (demi-largeur de la courbe d'hystérésis) sont rassemblés dans la figure 6.18 (b).

Pour les deux exemples, la grandeur physique mesurée dépend de l'angle d'inclinaison du dépôt α et une anisotropie apparait pour les grands angles. Cette anisotropie est particulièrement marquée pour des angles supérieurs à $60°$, similairement à ce que nous avons observé. Cet angle, ou zone critique, est discuté dans la littérature [156, 157], sur différents paramètres (angle des colonnes β, épaisseur de la couche déposée, contraintes résiduelles), et ne semble par être seulement lié aux paramètres géométriques mais aussi au matériau.

Une des perspectives intéressantes sur les échantillons GLAD serait de mener une caractérisation sur un même groupe d'échantillons de l'influence de l'angle d'inclinaison sur différents paramètres physiques en optique, magnétique, thermique, électrique et mécanique. Cela permettrait d'étudier si l'anisotropie ainsi que l'angle critique sont toujours présents, quelque soit la grandeur physique étudiée. De plus, cela permettrait de comparer les ratios d'anisotropie et ainsi de mieux comprendre l'influence de la micro-structuration.

6.6/ Conclusion

Ce chapitre nous a permis d'étudier l'influence sur la dispersion, de la micro-structuration d'un film mince déposé par la technique GLAD. Plusieurs échantillons ont été fabriqués par cette technique avec différents angles d'incidence du flux de particules. Ces échantillons ont été caractérisés par le banc pompe sonde femtoseconde, ce qui a permis d'observer la dispersion des ondes de Rayleigh dans le domaine du gigahertz. Une forte anisotropie, ainsi qu'une réduction des vitesses ont été observées lorsque l'angle de dépôt est supérieur à $60°$. Basée sur l'observation d'images MEB des échantillons, la propagation anisotrope des ondes a été reliée à la micro-structuration anisotrope des films, créée lors du dépôt par effet d'ombrage. Des simulations de films avec une micro-structuration simplifiée ont été réalisées et corroborent cette hypothèse. Le modèle développé montre une forte dépendance à la longueur des trous (suivant la direction perpendiculaire au flux de particules déposés), alors que d'autres paramètres, tels que l'inclinaison des structures influencent peu la dispersion. La réduction des vitesses peut être reliée à la structuration des trous de plus petites dimensions du film.

Le modèle numérique développé constitue un premier élément pour comprendre la propagation d'une onde à la surface d'un film micro-structuré. Ce modèle ne permet pas de représenter quantitativement le comportement de la dispersion. Pour cela, des caractérisations plus poussées sur l'architecture du film, ainsi que sur le matériau, devraient être faites puis implémentées dans un modèle plus complexe. Les premières limitations du modèle sur lequel des améliorations peuvent être apportées concernent la périodisation des trous. Les images MEB montrent en effet clairement une distribution pseudo-aléatoire des trous selon un modèle de chaines parallèles dans la direction y. Une idée de développement futur serait de créer une super cellule élémentaire de quelques micromètres de coté, dans laquelle plusieurs dizaines de trous seraient implémentés. Ces trous seraient distribués selon une observation faite sur une image MEB, en respectant les variations de tailles et de formes. Cela permettrait une moyenne de l'influence des différents trous aux longueurs d'onde considérées. L'implémentation des trous plus petits étant faite par l'introduction de paramètres homogénéisés.

Conclusion générale et perspectives

Le cadre de cette thèse concerne l'investigation de la dispersion des ondes élastiques dans les milieux micro-structurés. Dans le cas d'une structuration périodique, de tels milieux sont nommés cristaux phononiques et possèdent de nombreuses applications. La structuration permet en effet de manipuler la propagation des ondes élastiques en la ralentissant, voire en l'interdisant. Les objectifs de cette thèse étaient doubles. Le premier était d'étudier des poutres phononiques à larges bandes interdites, puis de les utiliser pour confiner l'énergie mécanique dans des résonateurs. Le deuxième était de poursuivre le développement, et d'utiliser un banc optique pompe sonde femtoseconde hétérodyne afin de caractériser la propagation des ondes élastiques dans les milieux micro-structurés.

Nous avons tout d'abord étudié des poutres phononiques sur lesquelles des piliers résonants sont placés. Les diagrammes de dispersion de plusieurs poutres ont été étudiés. En analysant les distributions de déplacements des modes, nous avons montré que la structuration de la poutre permettait l'élargissement de la bande interdite. Le rôle des résonances, qui peuvent être contrôlées par les paramètres géométriques ou bien la nature du pilier, a été mis en évidence. Nous avons montré que la largeur des bandes interdites dépend en même temps des résonances et de la structuration de la poutre. Une structure optimisée avec une bande interdite présentant une largeur relative de 138% a été décrite. Cette valeur est bien supérieure à la largeur relative maximale de 62% trouvée dans la littérature lors du commencement de cette thèse.

Une première version des poutres phononiques avec piliers résonants a été fabriquée et caractérisée. La fabrication des poutres a été réalisée en partie en salle blanche, puis les plots de tungstène ont été collés manuellement avec une fine couche d'epoxy. Nous avons montré que cette couche d'epoxy change drastiquement les conditions mécaniques de résonance du pilier, et conduit à un abaissement vers les basses fréquences de la bande interdite principale. La bonne robustesse de la structure à des variations de la position des piliers a été démontrée numériquement, prouvant le rôle des résonances locales dans la nature de la bande interdite. La caractérisation de la structure montre une bande interdite avec une largeur relative de 94%, et une atténuation d'au moins de 40 dB avec trois périodes. Un bon accord avec la simulation est trouvé.

Le confinement de l'énergie mécanique dans des résonateurs par des poutres phononiques à piliers résonants a ensuite été montré. De nouvelles structures ont été fabriquées entièrement

en salle blanche, à partir de wafers composés d'un empilement $Si/SiO_2/Si$. L'utilisation de piliers résonants en silicium, soit du même matériau que la poutre structurée, réduit la bande interdite à des largeurs relatives de l'ordre de 50%, puisque le contraste mécanique est nul. Cependant, ce procédé permet une fabrication entièrement parallélisée des structures ainsi que la possibilité de réduire les dimensions des structures pour travailler à plus haute fréquence. Une amélioration d'un facteur 8 du facteur de qualité d'une résonance d'une poutre encastrée-libre accrochée à une poutre phononique a été démontrée expérimentalement. Cet effet est attribué à la réduction des pertes par les ancrages grâce au confinement de l'énergie mécanique dans le résonateur, la fréquence de résonance étudiée étant située à l'intérieure la bande interdite. La possibilité d'exciter les résonateurs directement par un laser modulé a ensuite été démontrée.

Nous avons aussi étudié la dispersion des ondes élastiques à la surface d'un film micro-structuré par la technique de dépot GLAD. Plusieurs échantillons déposés avec différents angles ont été préparés. Les images obtenues par microscopie électronique à balayage montrent une structuration du film liée à l'angle, avec la création de pseudo-chaines de piliers elliptiques. La caractérisation réalisée avec le montage pompe sonde permet de mettre en évidence une anisotropie pour la propagation des ondes élastiques, ainsi qu'une forte réduction des vitesses en fonction de l'angle. Les simulations numériques ont permis de souligner l'importance de la forme allongée des trous dans l'anisotropie, alors que la réduction des vitesses semble être liée à la micro-porosité. Ces résultats sont cohérents avec les anisotropies déjà observées dans la littérature pour d'autres physiques.

Les résultats de cette thèse constituent une avancée dans la réalisation des objectifs énoncés en début de thèse.

La réalisation des poutres phononiques à larges bandes interdites a été démontrée. L'utilisation de piliers résonants pour combiner mécanismes de Bragg et résonances locales est prouvée numériquement et expérimentalement. Des optimisations restent possibles, par exemple avec l'utilisation de doubles piliers, similairement à ce qui a déjà été fait pour les cristaux 2D. La réalisation pratique des structures devant cependant être prise en compte, ainsi que leurs fragilités. L'intérêt des poutres ou plaques réside dans la forte dispersion des modes due à une fine épaisseur de celles-ci. Un compromis doit donc toujours être fait entre largeurs de bandes interdites et robustesse (particulièrement liée à l'épaisseur de la poutre, ou des liaisons entre périodes). La démonstration du confinement de l'énergie mécanique dans des poutres résonantes à été prouvée. L'étape suivante consisterait à réaliser des cantilevers avec pointes en fin des poutres phononiques. Ces cantilevers pourraient être collés à la fin des poutres phononiques, ou bien réalisés en salle blanche simultanément avec la structure globale. Les résultats obtenus au sein d'un microscope à sonde locale avec le cantilever phononique pourraient être comparés avec ceux d'un cantilever normal. Une amélioration de la sensibilité du microscope, grâce à de meilleurs facteurs de qualité des résonances du cantilever, est attendue.

Une caractérisation de la propagation des ondes élastiques dans le domaine du gigahertz a été réalisée dans un film mince micro-structuré. Des résultats intéressants sur la dispersion (anisotropie et réduction des vitesses) ont été obtenus, bien que la micro-structuration aléatoire ne

permette pas l'ouverture de bandes interdites. Les propriétés de tels films, fabriqués parallèlement, peuvent être intéressantes pour créer des nouveaux dispositifs à ondes de surface. Le contrôle de la structuration, par exemple avec des films bicomposés, devraient permettre de contrôler encore plus finement les propriétés mécaniques de tels films. Les résultats vont être comparés à ceux obtenus pour d'autres physiques (optique, électrique et thermique (en cours)). Ces premiers résultats permettent aussi d'envisager la caractérisation de cristaux phononiques à petites dimensions (sub-micrométriques). Ce banc optique constitue un outil de caractérisation complémentaire avec des sondes interférométriques, de part les fréquences d'étude, mais aussi la physique de caractérisation (réflectivité contre déplacement ou vitesse (hors-plan)). De plus, les possibilités de caractérisation thermique du banc optique, évoquées dans cette thèse, rendent possibles l'étude de cristaux thermo-phononiques. Une propriété intéressante de tels cristaux consiste en la possibilité de contrôler la propagation de la chaleur via une structuration périodique de taille nanométrique.

Bibliographie

[1] Royer, D., and Dieulesaint, E. **Ondes élastiques dans les solides I : Propagation libre et guidée**. Masson, 1996.

[2] Chang, Y.-S. **Built to last : Understanding earthquake engineering**. Consulté à l'adresse http://blog.wolfram.com/2011/03/18/built-to-last-understanding-earthquake-engineering/, le (02/10/2017).

[3] Biot, M. A. **Theory of propagation of elastic waves in a fluid saturated porous solid. i. low frequency range**. *J. Acoust. Soc. Am. 28*, 2 (1956), 168–178.

[4] Bensoussan, A., Lions, J.-L., and Papanicolaou, G. **Asymptotic analysis for periodic structures**, vol. 5. North-Holland Publishing Company Amsterdam, 1978.

[5] Kushwaha, M. S., Halevi, P., Dobrzynski, L., and Djafari-Rouhani, B. **Acoustic band structure of periodic elastic composites**. *Phys. Rev. Lett. 71*, 13 (1993), 2022–2025.

[6] Yablonovitch, E. **Inhibited spontaneous emission in solid-state physics and electronics**. *Phys. Rev. Lett. 58*, 20 (1987), 2059–2063.

[7] John, S. **Strong localization of photons in certain disordered dielectric superlattices**. *Phys. Rev. Lett. 58*, 23 (1987), 2486–2489.

[8] Sigalas, M. M., and Economou, E. N. **Elastic and acoustic wave band structure**. *J. Sound Vib. 158*, 2 (1992), 377–382.

[9] Sigalas, M., and Economou, E. **Band structure of elastic waves in two dimensional systems**. *Solid State Commun. 86*, 3 (1993), 141–143.

[10] Laude, V. **Phononic crystals, artificial crystals for sonic, acoustic and elastic waves**. De Gruyter, 2015.

[11] Kushwaha, M. S., Halevi, P., Martinez, G., Dobrzynski, L., and Djafari-Rouhani, B. **Theory of acoustic band structure of periodic elastic composites**. *Phys. Rev. B 49*, 4 (1994), 2313.

[12] Liu, Z., Zhang, X., Mao, Y., Zhu, Y. Y., Yang, Z., Chan, C. T., and Sheng, P. **Locally resonant sonic materials**. *Science 289* (2000), 1734.

[13] Ding, Y., Liu, Z., Qiu, C., and Shi, J. **Metamaterial with simultaneously negative bulk modulus and mass density**. *Phys. Rev. Lett. 99* (2007), 093904.

[14] Liu, X., Hu, G., Huang, G., and Sun, C. **An elastic metamaterial with simultaneously negative mass density and bulk modulus**. *Appl. Phys. Lett. 98*, 25 (2011), 251907.

[15] Ke, M., Liu, Z., Qiu, C., Wang, W., Shi, J., Wen, W., and Sheng, P. **Negative-refraction imaging with two-dimensional phononic crystals**. *Phys. Rev. B 72* (2005), 064306.

[16] Ming-Hui, L., Zhang, C., Liang, F., Zhao, J., Yan-Feng, C., Yi-Wei, M., Zi, J., Yong-Yuan, Z., Shi-Ning, Z., and Ming, N.-B. **Negative birefraction of acoustic waves in a sonic crystal**. *Nat. Mater. 6*, 10 (2007), 744.

[17] Chen, H., and Chan, C. **Acoustic cloaking in three dimensions using acoustic metamaterials**. *Appl. Phys. Lett. 91*, 18 (2007), 183518.

[18] Farhat, M., Enoch, S., Guenneau, S., and Movchan, A. B. **Broadband cylindrical acoustic cloak for linear surface waves in a fluid**. *Phys. Rev. Lett. 101* (2008), 134501.

[19] Farhat, M., Guenneau, S., and Enoch, S. **Ultrabroadband elastic cloaking in thin plates**. *Phys. Rev. Lett. 103* (2009), 024301.

[20] Zhang, S., Xia, C., and Fang, N. **Broadband acoustic cloak for ultrasound waves**. *Phys. Rev. Lett. 106*, 2 (2011), 024301.

[21] Elayouch, A., Addouche, M., Herth, E., and Khelif, A. **Experimental evidence of ultrasonic opacity using the coupling of resonant cavities in a phononic membrane**. *Appl. Phys. Lett. 103*, 8 (2013), 083504.

[22] Xie, Y., Wang, W., Chen, H., Konneker, A., Popa, B.-I., and Cummer, S. A. **Wavefront modulation and subwavelength diffractive acoustics with an acoustic metasurface**. *Nat. Commun. 5*, 5553 (2014).

[23] Li, Y., Qi, S., and Assouar, M. B. **Theory of metascreen-based acoustic passive phased array**. *New J. Phys 18*, 4 (2016), 043024.

[24] Alonso-Redondo, E., Schmitt, M., Urbach, Z., Hui, C., Sainidou, R., Rembert, P., Matyjaszewski, K., Bockstaller, M., and Fytas, G. **A new class of tunable hypersonic phononic crystals based on polymer-tethered colloids**. *Nat. Commun. 6* (2015), 8309.

[25] Achaoui, Y., Khelif, A., Benchabane, S., and Laude, V. **Experimental observation of locally-resonant and Bragg band gaps for surface guided waves in a phononic crystal of pillars** . *Phys. Rev. B 83* (2011), 104201.

[26] Achaoui, Y., Laude, V., Benchabane, S., and Khelif, A. **Local resonances in phononic crystals and in random arrangements of pillars on a surface**. *J. Appl. Phys. 114*, 10 (2013), 104503.

[27] Sainidou, R., Stefanou, N., and Modinos, A. **Widening of phononic transmission gaps via anderson localization.** *Phys. Rev. Lett. 94*, 20 (2005), 205503/1 – 4.

[28] Jia, G., and Shi, Z. **A new seismic isolation system and its feasibility study**. *Earthq. Eng. Eng. Vib. 9*, 1 (2010), 75–82.

[29] Brûlé, S., Javelaud, E., Enoch, S., and Guenneau, S. **Experiments on seismic metamaterials : Molding surface waves**. *Phys. Rev. Lett. 112*, 13 (2014), 133901.

[30] Yu, J.-K., Mitrovic, S., Tham, D., Varghese, J., and Heath, J. R. **Reduction of thermal conductivity in phononic nanomesh structures**. *Nat. Nanotech. 5*, 10 (2010), 718–721.

[31] Hopkins, P. E., Reinke, C. M., Su, M. F., Olsson III, R. H., Shaner, E. A., Leseman, Z. C., Serrano, J. R., Phinney, L. M., and El-Kady, I. **Reduction in the thermal conductivity of single crystalline silicon by phononic crystal patterning**. *Nano Lett. 11*, 1 (2010), 107–112.

[32] Kushwaha, M. S. **Stop-bands for periodic metallic rods : Sculptures that can filter the noise**. *Appl. Phys. Lett. 70* (1997), 3218.

[33] Goffaux, C., Maseri, F., Vasseur, J. O., Djafari-Rouhani, B., and Lambin, P. **Measurements and calculations of the sound attenuation by a phononic band gap structure suitable for an insulating partition application.** *Appl. Phys. Lett. 83*, 2 (2003), 281.

[34] Martínez-Sala, R., Sancho, J., Sanchez, J. V., Gomez, V., Llinares, J., and Meseguer, F. **Sound attenuation by sculpture**. *Nature 378* (1995), 241.

[35] Khelif, A., Choujaa, A., Benchabane, S., Djafari-Rouhani, B., and Laude, V. **Guiding and bending of acoustic waves in highly confined phononic crystal waveguides**. *Appl. Phys. Lett. 84*, 22 (2004), 4400–4402.

[36] Vasseur, J. O., Hladky-Hennion, A.-C., Djafari-Rouhani, B., Duval, F., Dubus, B., Pennec, Y., and Deymier, P. A. **Waveguiding in two-dimensional piezoelectric phononic crystal plates**. *J. Appl. Phys. 101*, 11 (2007).

[37] Oudich, M., Assouar, M. B., and Hou, Z. **Propagation of acoustic waves and waveguiding in a two-dimensional locally resonant phononic crystal plate**. *Appl. Phys. Lett. 97*, 19 (2010), 193503.

[38] Benchabane, S., Gaiffe, O., Salut, R., Ulliac, G., Laude, V., and Kokkonen, K. **Guidance of surface waves in a micron-scale phononic crystal line-defect waveguide**. *Appl. Phys. Lett. 106*, 8 (2015).

[39] Pennec, Y., Djafari-Rouhani, B., Vasseur, J. O., Khelif, A., and Deymier, P. A. **Tunable filtering and demultiplexing in phononic crystals with hollow cylinders**. *Phys. Rev. E 69* (2004), 046608.

[40] Hussein, M., Hamza, K., Hulbert, G., Scott, R., and Saitou, K. **Multiobjective evolutionary optimization of periodic layered materials for desired wave dispersion characteristics**. *Struct. Multidiscipl. Optim. 31*, 1 (2006), 60–75.

[41] Pennec, Y., Djafari-Rouhani, B., Vasseur, J. O., Larabi, H., Khelif, A., Choujaa, A., Benchabane, S., and Laude, V. **Acoustic channel drop tunneling in a phononic crystal**. *Appl. Phys. Lett. 87*, 26 (2005), 261912.

[42] Jin, Y., Fernez, N., Pennec, Y., Bonello, B., Moiseyenko, R. P., Hémon, S., Pan, Y., and Djafari-Rouhani, B. **Tunable waveguide and cavity in a phononic crystal plate by controlling whispering-gallery modes in hollow pillars**. *Phys. Rev. B 93* (2016), 054109.

[43] Goffaux, C., and Vigneron, J. P. **Theoretical study of a tunable phononic band gap system**. *Phys. Rev. B 64* (2001), 075118.

[44] Robillard, J.-F., Devos, A., and Roch-Jeune, I. **Time-resolved vibrations of two-dimensional hypersonic phononic crystals**. *Phys. Rev. B 76*, 9 (2007), 092301.

[45] Li, X.-F., Ni, X., Feng, L., Lu, M.-H., He, C., and Chen, Y.-F. **Tunable unidirectional sound propagation through a sonic-crystal-based acoustic diode**. *Phys. Rev. Lett. 106*, 8 (2011), 084301.

[46] Maldovan, M., and Thomas, E. L. **Simultaneous localization of photons and phonons in two-dimensional periodic structures**. *Appl. Phys. Lett. 88* (2006), 251907.

[47] Safavi-Naeini, A. H., and Painter, O. **Design of optomechanical cavities and waveguides on a simultaneous bandgap phononic-photonic crystal slab**. *Opt. Express 18*, 14 (2010), 14926–14943.

[48] Mohammadi, S., Eftekhar, A. A., Hunt, W. D., and Adibi, A. **High-q micromechanical resonators in a two-dimensional phononic crystal slab**. *Appl. Phys. Lett. 94*, 5 (2009), 051906.

[49] Goettler, D., Su, M., Leseman, Z., Soliman, Y., Olsson, R., and El-Kady, I. **Realizing the frequency quality factor product limit in silicon via compact phononic crystal resonators**. *J. Appl. Phys. 108*, 8 (2010), 084505.

[50] Wang, N., Hsiao, F.-L., Palaniapan, M., and Lee, C. **Evidence on simultaneous improvement of motional impedance and q-factor of silicon phononic crystal micromechanical resonators by variously engineering the cavity defects**. *J. Appl. Phys. 115*, 9 (2014), 094904.

[51] Yu, P.-L., Cicak, K., Kampel, N., Tsaturyan, Y., Purdy, T., Simmonds, R., and Regal, C. **A phononic bandgap shield for high-q membrane microresonators**. *Appl. Phys. Lett. 104*, 2 (2014), 023510.

[52] Ardito, R., Cremonesi, M., D'Alessandro, L., and Frangi, A. **Application of optimally-shaped phononic crystals to reduce anchor losses of mems resonators**. In *Ultrasonics Symposium (IUS), 2016 IEEE International* (2016), IEEE, pp. 1–3.

[53] Pennec, Y., Djafari-Rouhani, B., Larabi, H., Vasseur, J. O., and Hladky-Hennion, A. C. **Low-frequency gaps in a phononic crystal constituted of cylindrical dots deposited on a thin homogeneous plate**. *Phys. Rev. B 78* (2008), 104105.

[54] Wu, T.-T., Huang, Z.-G., Tsai, T.-C., and Wu, T.-C. **Evidence of complete band gap and resonances in a plate with periodic stubbed surface**. *Appl. Phys. Lett. 93*, 11 (2008), 111902.

[55] Oudich, M., Li, Y., Assouar, B. M., and Hou, Z. **A sonic band gap based on the locally resonant phononic plates with stubs**. *New J. Phys 12*, 8 (2010), 083049.

[56] Hsu, J.-C. **Local resonances-induced low-frequency band gaps in two-dimensional phononic crystal slabs with periodic stepped resonators**. *J. Phys. D 44* (2011), 055401.

[57] Badreddine Assouar, M., and Oudich, M. **Enlargement of a locally resonant sonic band gap by using double-sides stubbed phononic plates**. *Appl. Phys. Lett. 100*, 12 (2012), 123506.

[58] Bilal, O. R., and Hussein, M. I. **Trampoline metamaterial : Local resonance enhancement by springboards**. *Appl. Phys. Lett. 103*, 11 (2013), 111901.

[59] Bilal, O. R., Foehr, A., and Daraio, C. **Observation of trampoline phenomena in 3d-printed metamaterial plates**. *Extreme Mech. Lett. 15* (2017), 103–107.

[60] Assouar, M. B., Sun, J.-H., Lin, F.-S., and Hsu, J.-C. **Hybrid phononic crystal plates for lowering and widening acoustic band gaps**. *Ultrasonics 54*, 8 (2014), 2159 – 2164.

[61] Pourabolghasem, R., Mohammadi, S., Eftekhar, A. A., Khelif, A., and Adibi, A. **Experimental evidence of high-frequency complete elastic bandgap in pillar-based phononic slabs**. *Appl. Phys. Lett. 105*, 23 (2014), 231908.

[62] Pourabolghasem, R., Khelif, A., Mohammadi, S., Eftekhar, A. A., and Adibi, A. **Physics of band-gap formation and its evolution in the pillar-based phononic crystal structures**. *J. Appl. Phys. 116*, 1 (2014).

[63] Hsu, F.-C., Lee, C.-I., Hsu, J.-C., Huang, T.-C., Wang, C.-H., and Chang, P. **Acoustic band gaps in phononic crystal strip waveguides**. *App. Phys. Lett. 96*, 5 (2010), 051902.

[64] Wang, G., Yu, D., Wen, J., Liu, Y., and Wen, X. **One-dimensional phononic crystals with locally resonant structures**. *Phys. Lett. A 327*, 5 (2004), 512 – 521.

[65] Feng, D., Xu, D., Wu, G., Xiong, B., and Wang, Y. **Extending of band gaps in silicon based one-dimensional phononic crystal strips**. *App. Phys. Lett. 103*, 15 (2013), 151906.

[66] Mohammadi, S., Eftekhar, A., Khelif, A., Moubchir, H., Westafer, R., Hunt, W., and Adibi, A. **Complete phononic bandgaps and bandgap maps in two-dimensional silicon phononic crystal plates**. *Electron. Lett. 43*, 16 (2007), 898–899.

[67] Li, C., Huang, D., Guo, J., and Nie, J. **Engineering of band gap and cavity mode in phononic crystal strip waveguides**. *Phys. Lett. A 377*, 38 (2013), 2633 – 2637.

[68] Yao, Y., Wu, F., Zhang, X., and Hou, Z. **Lamb wave band gaps in locally resonant phononic crystal strip waveguides**. *Phys. Lett. A 376*, 4 (2012), 579 – 583.

[69] Khales, H., Hassein-Bey, A., and Khelif, A. **Evidence of ultrasonic band gap in aluminum phononic crystal beam**. *J. Vib. Acoust. 135*, 4 (2013), 041007.

[70] Ma, C., Guo, J., and Liu, Y. **Extending and lowing band gaps in one-dimensional phononic crystal strip with pillars and holes**. *J. Phys. Chem. Solids 87* (2015), 95–103.

[71] Ha, T. D., and Bao, J. **A phononic crystal strip based on silicon for support tether applications in silicon-based mems resonators and effects of temperature and dopant on its band gap characteristics**. *AIP Adv. 6*, 4 (2016), 045211.

[72] Wang, T.-T., Wang, Y.-F., Wang, Y.-S., and Laude, V. **Tunable fluid-filled phononic metastrip**. *Appl. Phys. Lett. 111*, 4 (2017), 041906.

[73] Hsu, F.-C., Hsu, J.-C., Huang, T.-C., Wang, C.-H., and Chang, P. **Design of lossless anchors for microacoustic-wave resonators utilizing phononic crystal strips**. *Appl. Phys. Lett. 98*, 14 (2011), 143505.

[74] Hsu, F.-C., Hsu, J.-C., Huang, T.-C., Wang, C.-H., and Chang, P. **Reducing support loss in micromechanical ring resonators using phononic band-gap structures**. *J. Phys. D 44*, 37 (2011), 375101.

[75] Sorenson, L., Fu, J., and Ayazi, F. **One-dimensional linear acoustic band-gap structures for performance enhancement of aln-on-silicon micromechanical resonators**. In *Solid-State Sensors, Actuators and Microsystems Conference (TRANSDUCERS), 2011 16th International* (2011), IEEE, pp. 918–921.

[76] Feng, D., Xu, D., Wu, G., Xiong, B., and Wang, Y. **Phononic crystal strip based anchors for reducing anchor loss of micromechanical resonators**. *J. Appl. Phys. 115*, 2 (2014), 024503.

[77] Wu, G., Xu, D., Xiong, B., and Wang, Y. **A high-performance bulk mode single crystal silicon microresonator based on a cavity-soi wafer**. *J. Micromech. Microeng. 22*, 2 (2012), 025020.

[78] Zhu, H., and Lee, J. E.-Y. **Design of phononic crystal tethers for frequency-selective quality factor enhancement in aln piezoelectric-on-silicon resonators**. *Procedia Eng. 120* (2015), 516 – 519. Eurosensors 2015.

[79] Ha, T. D., and Bao, J. **Reducing anchor loss in thin-film aluminum nitride-on-diamond contour mode mems resonators with support tethers based on phononic crystal strip and reflector**. *Microsyst. Technol. 22*, 4 (2016), 791–800.

[80] Wu, G., Zhu, Y., Merugu, S., Wang, N., Sun, C., and Gu, Y. **Ghz spurious mode free aln lamb wave resonator with high figure of merit using one dimensional phononic crystal tethers**. *Appl. Phys. Lett. 109*, 1 (2016), 013506.

[81] Akimov, A. V., Tanaka, Y., Pevtsov, A. B., Kaplan, S. F., Golubev, V. G., Tamura, S., Yakovlev, D. R., and Bayer, M. **Hypersonic modulation of light in three-dimensional photonic and phononic band-gap materials**. *Phys. Rev. Lett. 101* (2008), 033902.

[82] Sadat-Saleh, S., Benchabane, S., Baida, F. I., Bernal, M. P., and Laude, V. **Opening of simultaneous photonic and phononic band gap in two-dimensional square lattice periodic structure**. *J. Appl. Phys. 109* (2009), 014507.

[83] Pennec, Y., Rouhani, B. D., Li, C., Escalante, J. M., Martinez, A., Benchabane, S., Laude, V., and Papanikolaou, N. **Band gaps and cavity modes in dual phononic and photonic strip waveguides**. *AIP Adv. 1*, 4 (2011), 041901.

[84] Gomis-Bresco, J., Navarro-Urrios, D., Oudich, M., El-Jallal, S., Griol, A., Puerto, D., Chavez, E., Pennec, Y., Djafari-Rouhani, B., Alzina, F., Martínez, A., and Sotomayor Torres, C. **A one-dimensional optomechanical crystal with a complete phononic band gap**. *Nat. Commun. 5* (2014), 4452.

[85] Hsiao, F.-L., Hsieh, C.-Y., Hsieh, H.-Y., and Chiu, C.-C. **High-efficiency acousto-optical interaction in phoxonic nanobeam waveguide**. *Appl. Phys. Lett. 100*, 17 (2012), 171103.

[86] Chan, J., Safavi-Naeini, A. H., Hill, J. T., Meenehan, S., and Painter, O. **Optimized optomechanical crystal cavity with acoustic radiation shield**. *Appl. Phys. Lett. 101*, 8 (2012).

[87] Chen, Z., Yang, Y., Lu, Z., and Luo, Y. **Broadband characteristics of vibration energy harvesting using one-dimensional phononic piezoelectric cantilever beams**. *Phys. B Condens. Mater. 410* (2013), 5–12.

[88] Maire, J., and Nomura, M. **Reduced thermal conductivities of si one-dimensional periodic structure and nanowire**. *Jpn. J. Appl. Phys. 53*, 6S (2014), 06JE09.

[89] Yanagisawa, R., Maire, J., Ramiere, A., Anufriev, R., and Nomura, M. **Impact of limiting dimension on thermal conductivity of one-dimensional silicon phononic crystals**. *Appl. Phys. Lett. 110*, 13 (2017), 133108.

[90] Khelif, A., and Adibi, A. **Phononic Crystals, Fundamentals and Applications**. Springer, 2015.

[91] Kafesaki, M., and Economou, E. N. **Multiple-scattering theory for three-dimensional periodic acoustic composites**. *Phys. Rev. B 60*, 17 (1999), 11993.

[92] Sigalas, M., and Garcia, N. **Theoretical study of three dimensional elastic band gaps with the finite-difference time-domain method**. *J. Appl. Phys. 87*, 6 (2000), 3122–3125.

[93] Berenger, J.-P. **A perfectly matched layer for the absorption of electromagnetic waves**. *J. Comput. Phys. 114*, 2 (1994), 185–200.

[94] Dühring, M. B., Laude, V., and Khelif, A. **Energy storage and dispersion of surface acoustic waves trapped in a periodic array of mechanical resonators**. *J. Appl. Phys. 105*, 9 (2009), 093504.

[95] Royer, D., and Dieulesaint, E. **Ondes élastiques dans les solides II : Génération, intéractions acousti-optiques et applications**. Masson, 1996.

[96] Keller, U., Weingarten, K. J., Kartner, F. X., Kopf, D., Braun, B., Jung, I. D., Fluck, R., Honninger, C., Matuschek, N., and Der Au, J. A. **Semiconductor saturable absorber mirrors (sesam's) for femtosecond to nanosecond pulse generation in solid-state lasers**. *IEEE Journal of selected topics in Qunatum Electronics 2*, 3 (1996), 435–453.

[97] Miniaci, M., Marzani, A., Testoni, N., and De Marchi, L. **Complete band gaps in a polyvinyl chloride (pvc) phononic plate with cross-like holes : numerical design and experimental verification**. *Ultrasonics 56* (2015), 251–259.

[98] Wu, T.-T., Wu, L.-C., and Huang, Z.-G. **Frequency band-gap measurement of two-dimensional air/silicon phononic crystals using layered slanted finger interdigital transducers**. *J. Appl. Phys. 97*, 9 (2005), 094916.

[99] Benchabane, S., Khelif, A., Rauch, J.-Y., Robert, L., and Laude, V. **Evidence for complete surface wave band gap in a piezoelectric phononic crystal**. *Phys. Rev. E 73*, 6 (2006), 065601.

[100] Hemon, S., Akjouj, A., Soltani, A., Pennec, Y., Hassouani, Y. E., Talbi, A., Mortet, V., and Djafari-Rouhani, B. **Hypersonic band gap in an aln-tin bilayer phononic crystal slab**. *Appl. Phys. Lett. 104*, 6 (2014), 063101.

[101] Bonello, B., Charles, C., and Ganot, F. **Lamb waves in plates covered by a two-dimensional phononic film**. *Appl. Phys. Lett. 90*, 2 (2007), 021909.

[102] Kokkonen, K., Kaivola, M., Benchabane, S., Khelif, A., and Laude, V. **Scattering of surface acoustic waves by a phononic crystal revealed by heterodyne interferometry**. *Appl. Phys. Lett. 91*, 8 (2007), 083517.

[103] Oudich, M., Senesi, M., Assouar, M. B., Ruzenne, M., Sun, J.-H., Vincent, B., Hou, Z., and Wu, T.-T. **Experimental evidence of locally resonant sonic band gap in two-dimensional phononic stubbed plates**. *Phys. Rev. B 84*, 16 (2011), 165136.

[104] Sugawara, Y., Wright, O., Matsuda, O., Takigahira, M., Tanaka, Y., Tamura, S., and Gusev, V. **Watching ripples on crystals**. *Phys. Rev. Lett. 88*, 18 (2002), 185504.

[105] Bonello, B., Belliard, L., Pierre, J., Vasseur, J. O., Perrin, B., and Boyko, O. **Negative refraction of surface acoustic waves in the subgigahertz range**. *Phys. Rev. B 82* (2010), 104109.

[106] Royer, D., and Dieulesaint, E. **Optical probing of the mechanical impulse response of a transducer**. *Appl. Phys. Lett. 49*, 17 (1986), 1056–1058.

[107] Polytec. **Improving performance of mems designs using dynamic characterization**. Consulté à l'adresse https://fr.slideshare.net/iyovan/improving-performance-of-mems-using-dynamic-characterizaton, le (23/08/2017).

[108] Dubois, M. **Contrôle des ondes de flexion dans les plaques**. PhD thesis, Université Paris Diderot - Paris 7 - Sorbonne, 2014.

[109] Dodane, G. **Plateforme d'instrumentation femtoseconde à haute résolution**. PhD thesis, Université de Franche-Comté, 2015.

[110] Thomsen, C., Strait, J., Vardeny, Z., Maris, H. J., Tauc, J., and Hauser, J. **Coherent phonon generation and detection by picosecond light pulses**. *Phys. Rev. Lett. 53*, 10 (1984), 989.

[111] Elzinga, P. A., Kneisler, R. J., Lytle, F. E., Jiang, Y., King, G. B., and Laurendeau, N. M. **Pump/probe method for fast analysis of visible spectral signatures utilizing asynchronous optical sampling**. *Appl. Opt. 26*, 19 (1987), 4303–4309.

[112] Dilhaire, S., Claeys, W., Rampnoux, J.-M., and Rossignol, C. **Optical heterodyne sampling device having probe and pump beams**, 2010. US Patent 7,728,317.

[113] Ezzahri, Y., Grauby, S., Rampnoux, J.-M., Michel, H., Pernot, G., Claeys, W., Dilhaire, S., Rossignol, C., Zeng, G., and Shakouri, A. **Coherent phonons in si/ si ge superlattices**. *Phys. Rev. B 75*, 19 (2007), 195309.

[114] Cahill, D. G., Goodson, K., and Majumdar, A. **Thermometry and thermal transport in micro/nanoscale solid-state devices and structures**. *J. Heat Transf. 124*, 2 (2002), 223–241.

[115] Bartels, A., Hudert, F., Janke, C., Dekorsy, T., and Köhler, K. **Femtosecond time-resolved optical pump-probe spectroscopy at kilohertz-scan-rates over nanosecond-time-delays without mechanical delay line**. *Appl. Phys. Lett. 88*, 4 (2006), 041117.

[116] Dilhaire, S., Pernot, G., Calbris, G., Rampnoux, J.-M., and Grauby, S. **Heterodyne picosecond thermoreflectance applied to nanoscale thermal metrology**. *J. Appl. Phys. 110*, 11 (2011), 114314.

[117] Rumi, M., and Perry, J. W. **Two-photon absorption : an overview of measurements and principles**. *Adv. Opt. Photon. 2*, 4 (2010), 451–518.

[118] Madou, M. **Fundamentals of Microfabrication : The Science of Miniaturization, Second Edition**. Taylor & Francis, 2002.

[119] Michel, H. **Imagerie pompe-sonde femtoseconde : application à l'étude thermique de nanomatériaux pour la microélectronique**. PhD thesis, Université de Bordeaux 1, 2008.

[120] Pernot, G. **Identification de propriétés thermiques et spectrocopie terahertz de nanostructures par thermréflectance pompe-sonde asynchrone**. PhD thesis, Université de Bordeaux 1, 2010.

[121] Coffy, E., Lavergne, T., Addouche, M., Euphrasie, S., Vairac, P., and Khelif, A. **Ultra-wide acoustic band gaps in pillar-based phononic crystal strips**. *J. Appl. Phys. 118*, 21 (2015).

[122] Coffy, E., Euphrasie, S., Addouche, M., Vairac, P., and Khelif, A. **Evidence of a broadband gap in a phononic crystal strip**. *Ultrasonics 78* (2017), 51–56.

[123] Coffy, E., Euphrasie, S., Vairac, P., and Khelif, A. **Evidence of a large elastic band gap in a one-dimensional phononic crystal**. In *Ultrasonics Symposium (IUS), 2016 IEEE International* (2016), IEEE, pp. 1–4.

[124] Laermer, F., and Schilp, A. **Method of anisotropically etching silicon**, 1996. US Patent 5,501,893.

[125] Feng, D., Xu, D., Wu, G., Xiong, B., and Wang, Y. **Phononic crystal strip based anchors for reducing anchor loss of micromechanical resonators**. *J. Appl. Phys. 115*, 2 (2014), 024503.

[126] Hatanaka, D., Mahboob, I., Onomitsu, K., and Yamaguchi, H. **Phonon waveguides for electromechanical circuits**. *Nat. Nanotech. 9*, 7 (2014), 520–524.

[127] Soitec. **Technologie smart cut**. Consulté à l'adresse https://www.soitec.com/fr/produits/smart-cut, le (11/09/2017).

[128] Spajer, M., Cavallier, B., Euphrasie, S., Matten, G., Vacheret, X., Vairac, P., Vernier, D., and Jalocha, A. **Thermoelastic investigation of a quartz tuning fork used in infrared spectroscopy**. *Appl. Phys. Lett. 103*, 20 (2013), 201111.

[129] Ratcliff, G. C., Erie, D. A., and Superfine, R. **Photothermal modulation for oscillating mode atomic force microscopy in solution**. *Appl. Phys. Lett. 72*, 15 (1998), 1911–1913.

[130] Inada, N., Asakawa, H., Kobayashi, T., and Fukuma, T. **Efficiency improvement in the cantilever photothermal excitation method using a photothermal conversion layer**. *Beilstein J. Nanotechnol. 7* (2016), 409.

[131] Coffy, E., Dodane, G., Euphrasie, S., Mosset, A., Vairac, P., Martin, N., Badia, H., Jean-Michel, R., and Dilhaire, S. **Anisotropic propagation imaging of elastic waves in oriented columnar thin films**. *J. Phys. D* (2017). (accepté).

[132] Young, N. O., and Kowal, J. **Optically active fluorite films**. *Nature (London) 183*, 4654 (1959), 104–105.

[133] Smith, D. O., Cohen, M. S., and Weiss, G. P. **Oblique incidence anisotropy in evaporated permalloy films**. *J. Appl. Phys. 31*, 10 (1960), 1755–1762.

[134] Tait, R. N., Smy, T., and Brett, M. J. **Structural anisotropy in oblique incidence thin metal films**. *J. Vac. Sci. Technol. A 10*, 4 (1992), 1518–1521.

[135] Robbie, K., Brett, M. J., and Lakhtakia, A. **First thin film realization of a helicoidal bianisotropic medium**. *J. Vac. Sci. Technol. A 13*, 6 (1995), 2991–2993.

[136] Robbie, K., and Brett, M. J. **Sculptured thin films and glancing angle deposition : Growth mechanics and applications**. *J. Vac. Sci. Technol. A 15*, 3 (1997), 1460–1465.

[137] Lintymer, J., Gavoille, J., Martin, N., and Takadoum, J. **Glancing angle deposition to modify microstructure and properties of sputter deposited chromium thin films**. *Surf. and Coat. Technol. 174* (2003), 316–323.

[138] Lintymer, J., Martin, N., Chappe, J.-M., and Takadoum, J. **Glancing angle deposition to control microstructure and roughness of chromium thin films**. *Wear 264*, 5 (2008), 444–449.

[139] Martin, N., Sauget, J., and Nyberg, T. **Anisotropic electrical resistivity during annealing of oriented columnar titanium films**. *Mater. Lett. 105* (2013), 20 – 23.

[140] Stempflé, P., Besnard, A., Martin, N., Domatti, A., and Takadoum, J. **Accurate control of friction with nanosculptured thin coatings : Application to gripping in microscale assembly**. *Tribol. Int. 59* (2013), 67 – 78.

[141] Briley, C., Schmidt, D., Hofmann, T., Schubert, E., and Schubert, M. **Anisotropic magneto-optical hysteresis of permalloy slanted columnar thin films**

determined by vector magneto-optical generalized ellipsometry. *Appl. Phys. Lett. 106*, 13 (2015), 133104.

[142] Tang, F., Liu, D.-L., Ye, D.-X., Zhao, Y.-P., Lu, T.-M., Wang, G.-C., and Vijayaraghavan, A. **Magnetic properties of co nanocolumns fabricated by oblique-angle deposition**. *J. Appl. Phys. 93*, 7 (2003), 4194–4200.

[143] Vick, D., and Brett, M. **Conduction anisotropy in porous thin films with chevron microstructures**. *J. Vac. Sci. Technol. A 24*, 1 (2006), 156–164.

[144] Malvadkar, N. A., Hancock, M. J., Sekeroglu, K., Dressick, W. J., and Demirel, M. C. **An engineered anisotropic nanofilm with unidirectional wetting properties**. *Nat. Mater. 9*, 12 (2010), 1023.

[145] Badreddine Assouar, M., and Oudich, M. **Dispersion curves of surface acoustic waves in a two-dimensional phononic crystal**. *Appl. Phys. Lett. 99*, 12 (2011), 123505.

[146] Mason, W. P. **Physical acoustics : principles and methods**. Academic Press, 1964.

[147] Saito, T., Matsuda, O., Tomoda, M., and Wright, O. B. **Imaging gigahertz surface acoustic waves through the photoelastic effect**. *J. Opt. Soc. Am. B 27*, 12 (2010), 2632–2638.

[148] Murray, T. W., Krishnaswamy, S., and Achenbach, J. D. **Laser generation of ultrasound in films and coatings**. *Appl. Phys. Lett. 74*, 23 (1999), 3561–3563.

[149] Abbas, A., Guillet, Y., Rampnoux, J.-M., Rigail, P., Mottay, E., Audoin, B., and Dilhaire, S. **Picosecond time resolved opto-acoustic imaging with 48 mhz frequency resolution**. *Opt. Express 22*, 7 (2014), 7831–7843.

[150] Sanzaro, S., Smecca, E., Mannino, G., Bongiorno, C., Pellegrino, G., Neri, F., Malandrino, G., Catalano, M. R., Condorelli, G. G., Iacobellis, R., and others. **Multi-scale-porosity tio2 scaffolds grown by innovative sputtering methods for high throughput hybrid photovoltaics**. *Sci. Rep. 6* (2016), 39509.

[151] Da Fonseca, R. J. M., Saurel, J. M., Foucaran, A., Camassel, J., Massone, E., Taliercio, T., and Boumaiza, Y. **Acoustic investigation of porous silicon layers**. *J. Mater. Sci. 30*, 1 (1995), 35–39.

[152] Reinhardt, A., and Snow, P. A. **Theoretical study of acoustic band-gap structures made of porous silicon**. *Phys. Status Solidi A 204*, 5 (2007).

[153] Andrews, G. T., Polomska, A. M., Vazsonyi, E., and Volk, J. **Brillouin light scattering from porous silicon films and multilayers**. *Phys. Status Solidi A 204*, 5 (2007), 1372–1377.

[154] Aliev, G. N., Goller, B., and Snow, P. A. **Elastic properties of porous silicon studied by acoustic transmission spectroscopy**. *J. Appl. Phys. 110*, 4 (2011), 043534.

[155] Otiti, T., Niklasson, G., Svedlindh, P., and Granqvist, C. **Anisotropic optical, magnetic, and electrical properties of obliquely evaporated ni films**. *Thin Solid Films 307*, 1 (1997), 245 – 249.

[156] Siad, A., Besnard, A., Nouveau, C., and Jacquet, P. **Critical angles in dc magnetron glad thin films**. *Vacuum 131* (2016), 305 – 311.

[157] Zhao, Y., He, Y., and Brown, C. **Composition dependent nanocolumn tilting angle during the oblique angle co-deposition**. *Appl. Phys. Lett. 100*, 3 (2012), 033106.

Titre : Investigation de la dispersion des ondes élastiques dans les milieux micro-structurés : applications aux poutres phononiques

Mots clés : phononique, microtechniques, instrumentation optique

Résumé : La micro-structuration périodique d'un milieu influence fortement la propagation des ondes élastiques. Ces structures, nommées cristaux phononiques, permettent de manipuler les ondes en les ralentissant, voire en interdisant leurs propagations pour certaines gammes de fréquences appelées bandes interdites.
Au cours de la thèse, la dispersion des ondes élastiques dans des structures composées de piliers résonants périodiquement attachés à des poutre structurées a été numériquement et expérimentalement étudiée. Basées sur la combinaison de résonances locales avec des réflexions multiples de Bragg, des poutres phononiques avec de larges bandes interdites ont été obtenues. En particulier, une poutre phononique avec une bande interdite présentant une largeur relative de 94% autour du mégahertz a été fabriquée et caractérisée.
Les poutres phononiques ont été utilisées pour améliorer les facteurs de qualité des résonances de défauts insérés en fin, ou entre les poutres. Une amélioration d'un facteur 8 d'une résonance d'un défaut encastrée-libre accroché à une poutre phononique a été démontrée. Cette amélioration est attribuée au confinement de l'énergie mécanique par la poutre phononique dont la bande interdite recouvre la fréquence de résonance du défaut.
En parallèle de ces activités, une plateforme pompe sonde hétérodyne femtoseconde a été utilisée pour caractériser la propagation des ondes élastiques à la surface de films minces microstructurés. Une forte anisotropie ainsi qu'une réduction des vitesses des ondes a été mis en évidence. Ces observations ont été reliées aux micro-structurations particulières des films, avec des simulations en éléments finis.

Title : Investigation of elastic wave dispersion in micro-structured media with a focus on phononic strip applications

Keywords : phononics, microtechnology, optical instrumentation

Abstract : Periodic microstructures in media strongly influences the propagation of elastic waves. These structures, known as phononic crystals, allow the manipulation of waves such as their slowdown, or their prohibition for frequency ranges called band gaps.
During the thesis, the dispersion of elastic waves propagating through structures composed of resonant pillars periodically attached to tailored strips was studied. Based on the combination of Bragg scattering and local resonances, phononic strips with large band gaps were achieved. Notably, a phononic strip with a band gap displaying a relative width of 94% in the megahertz range was demonstrated.
Phononic strips were then used to ameliorate the resonances' quality factors for defects inserted at the end, or within the strips. An improvement by a factor of 8 of the resonance quality factor of a beam clamped to a phononic strip was achieved. This improvement was assigned to the mechanical energy confinement linked with the phononic strip, as its band gap overlaps the resonance frequency of the defect.
In parrallel to these studies, a femtosecond heterodyne pump probe setup was used to characterize the waves propagation on the surface of microstructured thin films. A strong anisotropy as well as a speed reduction were observed. These observations were linked to the particular microstructures of the films, using numerical simulations performed with the Finite Element Method.

Université Bourgogne Franche-Comté
32, avenue de l'Observatoire
25000 Besancon