



HAL
open science

Etude de la propagation des ondes élastiques de Lamb dans les matériaux composites micro/nano structurés : Application pour l'ingénierie des propriétés physiques des résonateurs électromécaniques

Mohammed Moutaouekkil

► To cite this version:

Mohammed Moutaouekkil. Etude de la propagation des ondes élastiques de Lamb dans les matériaux composites micro/nano structurés : Application pour l'ingénierie des propriétés physiques des résonateurs électromécaniques. Micro et nanotechnologies/Microélectronique. Ecole Centrale de Lille; Université Mohammed I (Oujda, Maroc). Faculté des sciences, 2018. Français. NNT : 2018ECLI0011 . tel-02134701

HAL Id: tel-02134701

<https://theses.hal.science/tel-02134701>

Submitted on 20 May 2019

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

Numéro d'ordre: 359

CENTRALE LILLE

THESE

Présentée en vue d'obtenir le grade de

DOCTEUR

En

Spécialité: Micro et Nanotechnologies, Acoustique et Télécommunications

Par

Mohammed MOUTAOUEKKIL

**DOCTORAT DELIVRE CONJOINTEMENT PAR CENTRALE LILLE ET L'UNIVERSITE
MOHAMMED PREMIER D'OUJDA**

Titre de la thèse:

**Etude de la propagation des ondes élastiques de Lamb dans les matériaux
micro/nano structurés : Application pour l'ingénierie des propriétés des résonateurs
électromécaniques**

Soutenue le 15 Décembre 2018 devant le jury d'examen :

Président	M. Abdellah MIR	Professeur des Universités, Université Moulay Ismail, Meknès
Rapporteur	M. Badreddine ASSOUAR	Chargé de Recherche CNRS (HDR), Nancy
Examinatrice	Mme Noama. Ouchani	Maître de conférences (HDR), CRMEF, Fès
Examinatrice	Mme Leticia Gimeno	Maître de conférences, Université Grenoble Alpes
Examineur	M. Youssef El Hassouani	Maître de conférences (HDR), Univ. Moulay Ismail, Errachidia
Directeur de thèse	M. Philippe Pernod	Professeur des Universités, Centrale Lille
Co-Directeur de thèse	M. El Houssaine El Boudouti	Professeur des Universités, Univ. Mohammed Premier, Oujda
Co-Directeur de thèse	M. Abdelkrim Talbi	Professeur des Universités, Centrale Lille

Thèse préparée dans le Laboratoire International Associé LICS/LEMAC Institut d'Electronique de
Microélectronique et de Nanotechnologies (IEMN, UMR CNRS 8520, France), Laboratoire de Physique de
la Matière et Rayonnements (LPMR, 60000, Oujda, Maroc) et Ecole Doctorale SPI 072 (Lille I, Lille III, Artois,
ULCO, UVHC, EC Lille)

Remerciements

Ce travail de thèse a été réalisé dans le cadre d'une cotutelle de thèse entre Centrale Lille et l'Université Mohammed Premier d'Oujda, au sein du groupe AIMAN-FILMS à l'Institut d'Electronique, de Microélectronique et de Nanotechnologie (IEMN) et le Laboratoire de Physique de la Matière et de Rayonnement de la Faculté des Sciences d'Oujda. Ce travail est mené également en interaction avec le Professeur Bahram-Djafari Rouhani de l'équipe EPHONI de l'IEMN.

Je tiens tout d'abord à exprimer ma gratitude envers mes encadrants, M. Philippe PERNOD et Abdelkrim TALBI, Professeurs à l'Ecole Centrale Lille, M. El Houssaine El BOUDOUTI, Professeur à l'Université Mohammed 1^{er} Oujda pour m'avoir encadré durant ces années de thèse. Je tiens à remercier tout particulièrement M. Abdelkrim TALBI pour son effort considérable durant la progression de cette thèse. Il m'a accordé toute sa confiance, ses précieux conseils et son aide durant toutes ces années.

Je veux remercier M. Lionel BUCHAILLOT, directeur de l'IEMN, de m'avoir accueilli au sein de l'IEMN, M. Philippe PERNOD, d'avoir accepté de diriger ma thèse et aussi m'accueillir au sein de son groupe.

Je remercie également vivement les membres de jury qui ont accepté d'évaluer et d'examiner mes travaux de thèse : M. Badreddine ASSOUAR et M. Abdellah MIR en tant que rapporteurs Centrale Lille et l'Université Mohammed 1^{er} Oujda et M. Youssef EL HASSOUANI Rapporteur pour l'Université Mohammed 1^{er} Oujda et examinateur pour Centrale Lille. M^{me}. Noama OUCHANI, M^{me} Leticia GIMENO en tant que examinatrices pour Centrale Lille et l'Université Mohammed 1^{er} Oujda.

J'adresse mes remerciements à M. Omar Elmazria (Professeur à l'université de Lorraine), de m'avoir accueilli au sein de son groupe durant mes deux années d'ATER. Une collaboration très fructueuse en terme de publications dans des revues internationales.

Je voudrais également remercier très sincèrement M. Bahram Djafari-Rouhani, responsable de l'équipe EPHONI, pour ses interventions et ses discussions scientifiques qui ont permis d'améliorer certains aspects de mes travaux de thèse.

Je n'oublierai jamais de remercier vivement les Professeurs du Master Optique et Matériaux, très particulièrement messieurs Khalid LAABIDI, Driss BRIA, de m'avoir offert l'opportunité de faire mon stage à Lille et d'avoir apporté un soutien financier durant mon stage de Master. Aussi, j'exprime mes sincères remerciements au Professeur Abdellatif AKJOUJ, Directeur du département de physique et membre de l'équipe EPHONI pour son soutien et ses conseils et ses qualités humaines.

Je voudrais exprimer ma reconnaissance envers mes amis et mes collègues qui m'ont apporté leur soutien moral et intellectuel tout au long de ces années de thèse.

Enfin, je souhaiterais exprimer ma profonde gratitude à mes parents, grâce à eux, je suis parvenu jusqu'ici avec leur soutien et leurs encouragements. Je souhaite remercier aussi mes frères et mes sœurs pour leur soutien.

Table des matières

Introduction générale	8
Chapitre I: Propagation des ondes élastiques dans les milieux périodiques micro-structurés .	17
Introduction	17
I.1 Ondes élastiques dans les solides piézoélectriques	17
I.1.1 SAW : Du concept aux applications	18
I.1.2 BAW : du concept aux applications	22
I.1.3 Ondes de Lamb : du concept aux applications	24
I.1.4 Synthèse	25
I.2 Cristaux phononiques: du concept aux applications	26
I.2.1 Le Concept de la bande interdite	26
I.2.2 Structure de bande/courbe de dispersion	27
I.2.3 Mécanismes d'ouverture de la bande interdite.....	28
I.2.4 Bref état de l'art sur les cristaux phononiques	31
I.3 Positionnement et motivations de la thèse	36
I.3.1 Positionnement des travaux de la thèse au niveau national et international	36
I.3.2 Positionnement des travaux de la thèse au niveau du groupe	37
Conclusion	41
Références:	41
Chapitre II: Impact de la micro structuration sur les performances du mode de Lamb symétrique S_0 dans une plaque de nitrure d'aluminium	48
Introduction	48
II.1 Présentation de la structure étudiée et du modèle Comsol utilisé	49
II.1.1 Présentation des différentes configurations.....	49
II.1.2 Présentation du Modèle.....	50
II.2 Caractéristiques du mode S_0 dans une plaque d'AlN	54
II.2.1 Courbes de dispersion	54
II.2.2 Coefficient de couplage électromécanique.....	56
II.2.3 Coefficient de Fréquence en Température (TCF)	58
II.3 Caractéristiques du mode S_0 dans la membrane composite SiO_2/AlN	60
II.3.1 Coefficient de température en fréquence et courbes de dispersion.....	60
II.3.2 Analyse du coefficient de couplage électromécanique dans la membrane composite SiO_2/AlN	63

Conclusion.....	67
Références:	68
Chapitre III : Analyse de structures phononiques 1D à base de membranes piézoélectriques d'AlN	71
Introduction	71
III.1.1 Description de la structure	73
III.1.2 Description du modèle	76
III.1.3 Calcul de Structures de bandes	77
III.1.4 Etude des propriétés du CP en fonction des paramètres géométriques	79
III.1.5 Calcul de la transmission à travers un CP de taille finie	83
III.1.6 Application du design pour la conception de résonateur cavité.....	84
III.1.7 Effet de la nature des matériaux sur la structure de bandes	90
III.2 Application du design pour l'isolation d'un défaut local résonant	92
III.2.1 Présentation de la structure	92
III.2.2 Calcul des structures de bandes et de la transmission	93
III.2.3 Effet des paramètres géométriques sur les modes de défaut	96
III.2.4 Effet de la taille de la super-cellule sur le facteur de qualité du mode de défaut 2	97
III.2.5 Analyse du cas d'un mode de défaut situé dans le continuum.....	98
Conclusion.....	100
Références:.....	101
Chapitre IV: Conception de structures phononiques pour le guidage, le filtrage et le démultiplexage des ondes élastiques dans des plaques piézoélectriques	105
Introduction	105
IV.1 Présentation de la structure phononique et étude de ses caractéristiques en fonction des paramètres géométriques	106
IV.1.1 Présentation de la structure et description du modèle	106
IV.1.2 Effet des paramètres géométriques sur l'évolution de l'ouverture des bandes interdites....	108
IV.1.3 Bande interdite partielle ou absolue.....	111
IV.2 Modes de défauts dans le cristal phononique	112
IV.2.1 Structure de bande du CP avec défaut.....	112
IV.2.2 Analyse du coefficient de transmission à travers le CP sans défaut	115
IV.2.3 Analyse du coefficient de transmission en présence du défaut	116
IV.2.4 Caractéristiques des modes de défaut en fonction des paramètres géométriques.....	118

IV.2.5 Facteur de qualité des modes de défaut	119
IV.3 Transmission sélective à travers deux cavités.....	121
IV.3.1 Effet de l'épaisseur de disque sur les modes de cavité	121
IV.3.2 Effet du rayon de la bicouche (plot/disque) sur les modes de cavité.....	122
IV.4 Applications	123
IV.4.1 Démultiplexeur multicanal à base d'onde de Lamb dans un CP	123
IV.4.2 Etude de la sensibilité au champ magnétique des modes de Lamb et de disque dans les matériaux magnéto-élastiques.....	128
Conclusion.....	133
Références :	134
Conclusion générale.....	136
Bref résumé des contributions.....	136
Perspectives	138

Introduction générale

Le contrôle de la propagation des ondes élastiques/acoustiques représente un enjeu majeur dans plusieurs secteurs applicatifs et très variés (Géophysique, Acoustique Vibratoire et Bruit, et Télécoms, ...). Ce contrôle repose en particulier sur la conception de milieu artificiels à base de matériaux structurés pour obtenir des propriétés extraordinaires par exemple les bandes permises, les bandes interdites, vitesse de groupe négative, et autres propriétés. Ainsi du point de vue de la propagation des ondes dans ces milieux, les longueurs d'onde pouvant se propager dans la structure s'appellent les modes. Les groupes de modes autorisés : les bandes permises. L'absence de propagation des ondes pour une plage de fréquence : bande interdite. Le diagramme de dispersion permet de prédire les bandes interdites, les bandes permises, les branches à vitesse de groupe négative, les branches plates, etc. Le concept de la bande interdite est l'élément clé pour la manipulation et le contrôle de la propagation des ondes, c'est le cas pour le transport des électrons dans les semi-conducteurs, les photons dans les composants optiques, et les phonons pour la propagation des ondes élastiques dans les solides.

Ainsi, des propriétés élastiques/acoustiques ont été obtenues: dans les cristaux phononiques, structures périodiques composées de matériaux de propriétés élastiques distinctes, conçue pour modifier la propagation des ondes acoustiques et élastiques [1-6] à une longueur d'onde du même ordre de grandeur que le paramètre de maille. L'utilisation des structures périodiques pour le contrôle est la manipulation des ondes élastiques dans des matériaux piézoélectriques a été proposé en 1965 par White et Voltmer par l'invention du concept des transducteurs à électrodes inter-digités. Ces structures métalliques déposées à la surface d'un matériau piézoélectriques qui permettent d'exciter, de détecter les ondes mais également d'implémenter des fonctions avancées de traitement de signal (filtrage, compression, lignes à retard pour les récepteurs des téléviseurs couleurs). L'élément clé dans la conception de ces dispositifs est basée sur le principe d'interférences constructives/destructives des ondes élastiques dans le matériau par un choix spécifique du design du transducteur. Par analogie avec l'optique et la cristallographie, ces structures ont été utilisées pour réaliser des réflecteurs de Bragg et autres structures dans les domaines de l'électronique, traitement du signal et télécoms. Au début des

années 90, les physiciens ont introduit la terminologie de cristal phononique par analogie avec l'optique et l'électronique pour désigner un milieu périodique et qui s'est traduit aussi par le passage de longueurs d'onde nanométriques, micrométriques aux longueurs d'ondes millimétriques voire métrique. Les designs sont alors étendus à tous les matériaux présentant une inhomogénéité ou un contraste de propriétés physiques. Et également à la fin des années 90 dans les métamatériaux qui désignent ici la classe des matériaux contenant des particularités à une échelle plus petite que la longueur d'onde. L'effet recherché est obtenu pour des longueurs d'onde grandes par rapport à la dimension caractéristique de la structuration locale.

Sur la base de ces concepts, de nombreuses fonctionnalités potentielles ont été démontrées comme le filtrage et le démultiplexage en fréquence, l'isolation acoustique, le guidage d'onde, la réfraction négative et la super-résolution, le retard ou la compression d'impulsions pour des domaines d'applications variés comme les composants pour les télécommunications, l'imagerie ou la furtivité acoustique.

Depuis les années 2000 jusqu'à aujourd'hui, les recherches se sont focalisées sur l'ingénierie des propriétés physiques des cristaux phononiques et les méta-matériaux. Les travaux ont montré que les bandes interdites sont déterminées par plusieurs facteurs, tels que les propriétés physiques de chaque constituant du matériau artificiel, les paramètres géométriques et la symétrie du réseau [7-22]. En général, pour un paramètre de maille donné, une bande interdite plus large signifie que les dispositifs PnC peuvent être rendus plus compacts, et dans le cas des méta-matériaux un plus grand rapport entre la longueur d'onde d'intérêt et la dimension caractéristique de la maille élémentaire implique un matériau artificiel léger.

En conséquence, de nombreuses études ont été menées pour atteindre ces objectifs et peuvent se résumer en trois stratégies différentes: la diffusion de Bragg inhérente à la structure périodique [7,8], les résonances locales de la cellule unitaire [9-17] et le couplage entre les deux approches [17,18]. De nombreuses topologies originales ont été proposées et optimisées pour élargir au mieux la bande interdite [19-22].

L'étude des PnCs/Méta-matériaux est ainsi devenue l'une des disciplines les plus actives et en forte croissance en physique (physique de la matière condensée, propagation des ondes dans les milieux hétérogènes et périodiques) et en ingénierie (télécoms, acoustique, ultrasons, génie mécanique, géophysique).

Les PnCs sont sans doute l'une des voies les plus prometteuses vers la manipulation et le contrôle de la propagation des ondes acoustiques et élastiques [1-4]. Les cavités et les guides d'ondes à base de cristaux phononiques, par exemple, offrent la possibilité de faire une ingénierie avancée des propriétés de dispersion et permettent potentiellement d'obtenir des modes avec des vitesses de groupe considérablement réduites (modes quasi-plats). Le guidage par l'utilisation des cristaux phononiques a été prédit théoriquement et expérimentalement pour les ondes de volume [23-28] ou de Lamb [15, 29-31] dans les cristaux phononiques fluides / solides ou solides / solides.

À l'échelle micronique, le confinement phononique des ondes guidées en surface est prometteur pour des applications dans le régime des radiofréquences (RF). Des solutions de guidage d'ondes efficaces ouvriraient en effet des voies inexplorées vers des technologies de rupture pour l'implémentation de fonctionnalités avancées de traitement du signal. Cela vaut en particulier pour les systèmes à ondes acoustiques de surface (SAW) et à ondes de Lamb qui sont à la base de nombreuses applications dans les domaines des télécommunications sans fil ou des systèmes micro-électro-mécaniques (MEMS). Des démonstrations expérimentales de résonateurs aux échelles microniques [32,33] et de cavités [34,35] ont récemment été rapportées. Des designs de guides d'ondes élastiques à base de PnCs ont également été récemment considérés pour les ondes de Lamb dans les structures de type plaque [36,37] et pour les ondes élastiques de surface dans des substrats semi-infinis micro/nano structurés à la surface.

Ces dernières années, de nombreux travaux ont porté sur les cristaux phononiques et méta-matériaux pour contrôler les ondes élastiques dans les MEMS résonants pour réduire les pertes d'énergie via les supports et les ancrages, et la sensibilité aux perturbations par le bruit provenant de sources de vibrations environnementales [38-42]. Cependant, les chercheurs sont toujours confrontés à la difficulté que les concepts soient à la fois originaux et compatibles avec les technologies MEMS. La robustesse représente un point qui n'est pas souvent pris en compte, puisque les performances des MEMS intégrant les PnCs imposent des restrictions strictes sur la superficie et le volume des structures. L'établissement de topologies robustes et optimisant les performances des PnCs et répondant aux exigences des applications MEMS reste un problème majeur.

Ce travail de thèse a été effectué dans le cadre d'une cotutelle entre Centrale Lille et l'Université Mohammed 1^{er} Oujda (LIA LIC/LEMAC IEMN groupe AIMAN-FILMS, Laboratoire de LPMR à Oujda). Le travail est mené en interaction avec le groupe Ephoni de l'IEMN.

L'objectif principal de cette thèse se décline en deux lignes principales : 1. Investiguer l'apport de la micro/nano structuration sur les performances des dispositifs électroacoustiques même celle qui n'aboutit pas à l'ouverture de la bande interdite. 2. Proposer une nouvelle topologie pour le design de PnCs pour le contrôle de la propagation des ondes élastiques de Lamb dans une membrane piézoélectrique permettant à la fois d'augmenter la robustesse, d'améliorer les performances des dispositifs, et d'implémenter de nouvelles fonctionnalités.

La thèse est structurée en 4 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 les milieux libres, guidées, puis avec des irrégularités de surface. La deuxième partie concerne les cristaux phononiques avec un bref historique, le concept de la bande interdite et puis nous citerons quelques applications. A la fin de ce chapitre sera donné un état de l'art focalisé sur la combinaison des cristaux phononiques avec les MEMS basés sur les ondes de Lamb.

Dans le deuxième chapitre, on s'intéresse particulièrement à l'étude de l'impact de la micro/nano structuration de la surface sur les performances des résonateurs à ondes de Lamb basés sur le mode S_0 . Il ne s'agit pas dans ce chapitre d'induire des bandes interdites dans les courbes de dispersions mais uniquement d'agir sur la branche du mode S_0 de manière à changer ces propriétés. Nous présenterons dans un premier temps les propriétés de ce mode dans le cas de membranes simples à base de Nitrure d'Aluminium. Nous présenterons les courbes de dispersion, le coefficient de couplage électromécanique et le coefficient de température en fréquence de la structure. Dans un second temps, nous présentons les propriétés du mode S_0 dans le cas de membranes composites AlN/SiO₂. L'introduction du SiO₂ dans la structure permet d'envisager la compensation en température, la structure a été étudiée intensivement dans la littérature ces dernières années. Dans l'ensemble de ces études, le choix s'est porté sur l'utilisation d'une couche homogène de SiO₂ ce qui en conséquence influence les performances des résonateurs en

termes de coefficient de couplage électromécanique et également diminution de la vitesse de phase. Cela nous a conduit à proposer une nouvelle structure basée sur la micro/nano structuration du SiO_2 sous forme de rubans qui couvrent les électrodes inter-digités. Nous présenterons dans cette partie les résultats permettant de mettre en évidence l'impact de la micro/nano structuration du SiO_2 sur les performances du mode S_0 .

Dans le troisième chapitre nous exploiterons la micro/nano structuration présentée au chapitre précédent pour proposer des designs de cristaux phononiques. Nous nous sommes inspirés des travaux de l'équipe de Bruno Morvan [43] qui a investigué l'interaction des ondes de plaques dans une plaque d'Aluminium pour des applications en Control non destructif (CND). Nous proposons d'étendre cette étude pour des applications dans le domaine des dispositifs électro-acoustiques à base de membrane de Nitrure d'Aluminium. Nous présentons l'effet des paramètres géométriques et le choix des matériaux sur l'ouverture des bandes interdites. Nous présentons également un design de cavité et l'évolution de ces caractéristiques en fonction des paramètres géométriques (fréquence de résonance et facteur de qualité). Dans ce design, la cavité consiste en la brisure de la périodicité du cristal phononique par la suppression d'une ou plusieurs mailles du cristal. La troisième partie de ce chapitre est consacrée à un nouveau concept de cavité, il s'agit d'introduire un résonateur dont les modes se situent dans la bande interdite ou permise du cristal phononique. Le design du résonateur est ici indépendant du design du cristal phononique. Dans cette étude le résonateur consiste en un disque d'Or qu'on ajoute à la surface du ruban. Nous présentons dans cette partie les mécanismes physiques qui régissent les différents couplages dans ces systèmes. Nous présentons également l'évolution des caractéristiques des différents modes du résonateur en fonction des paramètres géométriques et de la taille du cristal phononique.

Dans le quatrième chapitre, nous étendons la structure précédente au cas 2D et $\frac{1}{2}$ en remplaçant les rubans par des plots. Le cristal phononique est composé ici de plots organisés dans un réseau carré. Comme dans le chapitre précédent, on introduit un résonateur sous forme de disque à la surface du plot. Ce design permet alors un contrôle de la propagation du mode S_0 dans les deux directions du cristal. Nous présentons également ici les propriétés des modes cavités en fonction des paramètres géométriques (fréquence de résonance et facteur de qualité). La quatrième partie sera consacrée au volet applicatif de la structure optimale, il s'agit de la

conception d'un capteur de champ magnétique basé sur l'utilisation de couches minces magnéto-élastiques nano-structurées. Nous abordons également le couplage entre les cavités et les différentes applications de ce design pour le guidage et le démultiplexage. Et enfin, nous présentons de nouveau un design de capteur de champ magnétique basé sur ce nouveau concept et nous discuterons les résultats obtenus.

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

Références:

- [1] M.M. Sigalas, E.N. Economou, Elastic and acoustic-wave band-structure, *J. Sound Vib.*158 377–382 (1992).
- [2] J.P. Dowling, *J. Acoust. Soc. Am.*, 91, 2539–2543 (1992).
- [3] M.S. Kushwaha, P. Halevi, L. Dobrzynski, B. Djafari-Rouhani, *Phys. Rev. Lett.*, 71, 2022 (1993).
- [4] M.M. Sigalas, E.N. Economou, *Solid State Commun.* , 86, 141–143 (1993).
- [5] R. Martinezsala, J. Sancho, J. Sánchez, V. Gómez, J. Llinares, F. Meseguer, *Nature*, 378, 241 (1995).
- [6] T. Suzuki, and P. K. L. Yu, *J. Mech. Phys. Solids*, 46(1), 115–138 (1998).
- [7] S. Degraeve, C. Granger, B. Dubus, J. O. Vasseur, M. Pham Thi, and A.-C. Hladky-Hennion, *Journal of Applied Physics* **115**, 194508 (2014).
- [8] Y.-F. Wang, A. A. Maznev and V. Laude, *Crystals*, 6(5), 52 (2016).
- [9] Z.Liu, X. Zhang, Y. Mao, Y. Y. Zhu, Z. Yang, C. T. Chan, and P. Sheng, *Science* 289, 1734 (2000).
- [10] G. Wang, X. Wen, J. Wen, L. Shao, and Y. Liu, *Phys. Rev. Lett*, 93, 154302 (2004)
- [11] J. C. Hsu and T. T. Wu, *Appl. Phys. Lett.* 90, 201904 (2007).
- [12] M. Oudich, B. M. Assouar, and Z. Hou, *Appl. Phys. Lett.* 97, 193503 (2010).
- [13] M. Oudich, Y Li, M. B. Assouar, Z. Hou, *New Journal of Physics* 12, 083049 (2010).

- [14] M Oudich, M Senesi, MB Assouar, M Ruzenne, JH Sun, B Vincent, Z Hou, T-T Wu, *Physical Review B* 84 (16), 165136 (2011).
- [15] M. B. Assouar, M. Oudich, *Appl. Phys. Lett.* 100, 123506 (2012).
- [16] M. B. Assouar, M. Oudich, *Appl. Phys. Lett.* 99, 123505 (2011).
- [17] Y. Chen, and L. Wang, *Appl. Phys. Lett.* 105, 191907 (2014).
- [18] A.O.Krushynska, M. Miniaci, F.Bosia, N.M. Pugno, *Extreme Mechanics Letters*, 12, 30–36 (2017).
- [19] M.B. Assouar, J.H. Sun, FS Lin, J.C. Hsu, *Ultrasonics* 54 (8), 2159-2164 (2014).
- [20] E. Coffy, T. Lavergne, M. Addouche, S. Euphrasie, P. Vairac, A. Khelif, Ultra-Wide acoustic band gaps in pillar-Based phononic crystal strips. *J. Appl. Phys.* 118, 214902 (2015).
- [21] D. Midtvedt, A. Isacsson, A. Croy, Nonlinear phononics using atomically thin membranes. *Nat. Commun.* 5, 4838 (2014).
- [22] B. Graczykowschi, M. Sledzinska, F. Alzina, J. Gomis-Bresco, J.S. Reparaz, M.R. Wagner, C.M. Sotomayor Torres, Phonon dispersion in hypersonic two-dimensional phononic crystal membranes. *Phys. Rev. B*, 91, 075414 (2015).
- [23] M.M. Sigalas, *J. Acoust. Soc. Am.* 101 1256–1261 (1997).
- [24] M. Torres, F.R.M. de Espinosa, D. Garcia-Pablos, N. Garcia, *Phys. Rev. Lett.* 82 3054–3057 (1999).
- [25] A. Khelif, A. Choujaa, S. Benchabane, B. Djafari-Rouhani, and V. Laude, *Applied Physics Letters*, 84 (22), 4400-4402 (2004).
- [26] A. Khelif, A. Choujaa, S. Benchabane, V. Laude, and B. Djafari-Rouhani, *Ultrasonics Symposium, 2004 IEEE*, 654-657 Vol.1 (2004).
- [27] A. Khelif, A. Choujaa, B. Djafari-Rouhani, M. Wilm, S. Ballandras, V. Laude, *Phys. Rev. B*, 68, 214301(2003).
- [28] A. Khelif, A. Choujaa, S. Benchabane, B. Djafari-Rouhani, V. Laude, *Z. Kristallogr.* 220, 836-840 (2005).
- [29] J.H. Sun, T.T. Wu, *Phys. Rev. B*, 76, 104304 (2007).
- [30] Y. Jin, Y. Pennec, Y. Pan, B. Djafari-Rouhani, *Crystals*, 6, 64 (2016).
- [31] Y. Jin, N. Fernandez, Y. Pennec, B. Bonello, R.P. Moiseyenko, S. Hemon, Y. Pan, B. Djafari-Rouhani, Tunable waveguide and cavity in a phononic crystal plate by controlling whispering-gallery modes in hollow pillars. *Phys. Rev. B*, 93, 054109 (2016).

- [32] S. Mohammadi, A. A. Eftekhar, W. Hunt, and A. Adibi, *Appl. Phys. Lett.* 94, 051906 (2009).
- [33] N. Wang, F.-L. Hsiao, J. M. Tsai, M. Palaniapan, D.-L. Kwong, and C. Lee, *J. Micromech. Microeng.* 23, 065030 (2013).
- [34] R. Marchal, O. Boyko, B. Bonello, J. Zhao, L. Belliard, M. Oudich, Y. Pennec, and B. Djafari-Rouhani, *Phys. Rev. B* 86, 224302 (2012).
- [35] S. Benchabane, O. Gaiffe, R. Salut, G. Ulliac, V. Laude, and K. Kokkonen, *Appl. Phys. Lett.* 106, 081903 (2015).
- [36] N.-K. Kuo and G. Piazza, in *IEEE International Ultrasonics Symposium*, p. 530 (2010).
- [37] P. H. Otsuka, K. Nanri, O. Matsuda, M. Tomoda, D. M. Profunser, I. A. Veres, S. Danworaphong, A. Khelif, S. Benchabane, V. Laude, and O. B. Wright, *Sci. Rep.* 3, 3351 (2013).
- [38] C. Cassella, J. S. Fernandez, M. Cremonesi, A. Frangi, and G. Piazza, “Reduction of anchor losses by etched slots in aluminum nitride contour mode resonators,” in *Proc. Eur. Freq. Time Forum & IEEE Int. Freq. Contr. Symp.*, Prague, Czech, pp. 926–929 (2013).
- [39] C.M. Lin, J.C. Hsu, D.G. Senesky, and A.P. Pisano, 2014 *IEEE International Frequency Control Symposium (FCS)*, pages 1–5, May (2014).
- [40] H. Zhu and J.E. Y. Lee. *Proceedings of the IEEE International Conference on Micro Electro Mechanical Systems (MEMS)*, pp 797–800, January (2015).
- [41] C.-M. Lin, Y.-J. Lai, J.-C. Hsu, Y.-Y. Chen, D. G. Senesky, and A. P. Pisano, *Appl. Phys. Lett.*, vol. 99, 143501, Oct. (2011).
- [42] J. Zou, C.-M. Lin, and A. P. Pisano, in *Proc. IEEE Intl. Ultrason. Symp.*, Chicago, IL, pp. 81–84 Sep. (2014).
- [43] Bruno Morvan, HDR : De la rugosité aléatoire aux structures périodiques : étude de la propagation d'ondes ultrasonores en milieux inhomogènes, *Acoustique*, Université du Havre, (2010).

Chapitre I : Propagation des ondes élastiques dans les milieux périodiques micro-structurés

Chapitre I: Propagation des ondes élastiques dans les milieux périodiques micro-structurés

Introduction

Le but de ce premier chapitre est de positionner les travaux menés dans le cadre de cette thèse par rapport à l'état de l'art et aux travaux antérieurs des équipes impliquées dans l'encadrement. La thèse vise à étudier l'interaction des ondes élastiques en particulier les ondes de Lamb avec des matériaux micro-structurés à travers l'analyse de leur relation de dispersion (calcul de structures de bandes) et la sensibilité de cette dernière aux perturbations liées aux conditions aux limites électriques, aux modifications des propriétés élastiques en fonction de la température et du champ magnétique.

On propose alors dans ce chapitre de présenter un bref historique permettant de retracer l'évolution de cette thématique de recherche dans les domaines des télécoms et des capteurs. Dans la première section de ce chapitre, un bref rappel sur le guidage et la localisation des ondes élastiques dans un substrat semi-infini et les membranes composites est effectué. En particulier, sont abordées l'interaction des ondes de surface de type Rayleigh avec des irrégularités périodiques de surface et les applications potentielles qui en découlent, les différentes technologies des résonateurs à ondes de volume avec en particulier l'utilisation des miroirs acoustiques. Dans une seconde section, nous discuterons les motivations qui ont jalonné la montée en puissance de l'intérêt porté sur les matériaux structurés pour développer la technologie dite de cristaux phononiques qui sont l'équivalent des semi-conducteurs dans le domaine de l'électronique et des cristaux photoniques dans le domaine de l'optique. Nous focaliserons notre attention sur les tentatives visant à intégrer ces matériaux dans les dispositifs électroacoustiques en vue d'améliorer leurs performances et d'élaborer de nouvelles fonctionnalités.

I.1 Ondes élastiques dans les solides piézoélectriques

De nos jours, l'application potentielle des dispositifs à ondes élastiques est le domaine des communications mobiles. Le domaine des capteurs est également concerné mais de manière réduite pour le moment. Ils sont principalement utilisés pour filtrer les signaux reçus/émis par les émetteurs-récepteurs mobiles. Dans les systèmes actuels on y trouve deux types de dispositifs : les dispositifs à ondes élastiques de surface (SAW : surface acoustic wave) et à ondes élastiques de volume (Bulk acoustic wave : BAW) qui ont fait et continue de faire l'objet de production scientifique massive ces dernières décennies. Beaucoup d'efforts ont été déployés pour réduire le nombre de dispositifs SAW/BAW ou, idéalement, pour les supprimer complètement. Cependant, aucune technologie compétitive offrant les mêmes performances à la même taille et au même coût n'existe aujourd'hui. La tendance va donc dans la direction opposée, motivée par la demande de débits de données toujours plus élevés et par le désir d'utiliser les mêmes émetteurs/récepteurs dans toutes les régions du monde. Le nombre de dispositifs à ondes élastiques dans un téléphone mobile augmente avec chaque nouvelle génération pour les communications mobiles. La fin de cette tendance n'est pas encore prévisible.

I.1.1 SAW : Du concept aux applications

Depuis les premières expériences sur la piézoélectricité par les frères Curie en 1880, des dispositifs dans la gamme des fréquences ultrasoniques et sous de nombreuses formes ont été utilisés pour traiter les signaux électriques. Les résonateurs à ondes de volume basés sur l'utilisation des cristaux, en particulier le quartz, se sont révélés compacts et fiables et sont devenus omniprésents dans les oscillateurs de haute précision ayant une fréquence fondamentale allant jusqu'à 20 MHz. Pour des fréquences plus élevées, les résonateurs à base des cristaux à quartz deviennent trop fragiles pour la plupart des applications.

En 1965, White et Voltmer ont démontré qu'il était possible de générer, de propager et de détecter des ondes mécaniques à la surface d'un cristal piézoélectrique par l'utilisation du transducteur à électrodes inter-digitées [1]. L'invention a permis de s'affranchir des limitations de fréquence de la technologie utilisant les résonateurs à ondes de volume à bases des cristaux de quartz. En effet, ils ont proposé un design dans lequel la fréquence de fonctionnement est devenue indépendante de l'épaisseur du cristal. Cette invention a également rendu la propagation de l'onde mécanique accessible en des points arbitraires de la surface, permettant ainsi un

échantillonnage multiple (spatial et temporel) de l'onde. Cette invention constitue la genèse d'une nouvelle filière technologique pour les composants électromécaniques. Les avantages de cette technologie ont été largement exploités au cours des cinq dernières décennies dans les dispositifs, généralement connus sous le nom de dispositifs à ondes acoustiques de surface (SAW) ou de manière générale dans les dispositifs électro-acoustiques basés sur les ondes élastiques évanescentes ou guidées. Le design de transducteur à électrodes inter-digités est devenu une technologie essentielle pour les secteurs des télécoms (communications sans fil) [2], du traitement de signal et des capteurs.

Dans cette partie nous allons nous intéresser au principe de fonctionnement des transducteurs à électrodes inter-digitées pour mettre en évidence l'apport de la structuration des matériaux pour le développement de toute une filière technologique. Comme il a été signalé ci-dessus, les ondes élastiques de surface sont générées au moyen de transducteurs à électrodes inter-digitées placés à la surface d'un cristal piézoélectrique. Le transducteur est composé d'électrodes métalliques en couches minces structurées en doigts entrelacés. Lorsqu'un signal RF est appliqué au transducteur, les champs électriques induits au niveau de chaque paire de doigt génèrent des déformations qui se propagent sous forme d'ondes. Ces ondes s'ajoutent de manière constructives si la condition d'interférences constructives est remplie qui se traduit par la relation suivante : $v = \lambda * f$ où v est la vitesse de phase, λ est la longueur d'onde (périodicité du transducteur) et f est la fréquence d'excitation. Pour des coupes de cristal soigneusement choisies, ces ondes se propagent principalement sous forme d'ondes de surface, appelées ondes de Rayleigh, ou ondes transverses de type Bleustein-Gulayev.

La structure élémentaire d'un dispositif à ondes élastiques de surface est celle de la ligne à retard, illustrée par le design présenté sur la figure I.1. Elle se compose d'un transducteur d'entrée et d'un transducteur de sortie ayant des électrodes de polarité alternée mais de longueur égale. La réponse impulsionnelle de chaque transducteur peut être écrite en première approximation sous la forme $\sin(x)/x$, par conséquent la réponse du filtre complet peut se mettre sous la forme $(\sin(x)/x)^2$. La fréquence centrale du filtre est définie par le rapport entre la vitesse de propagation de l'onde et la période du transducteur (longueur d'onde).

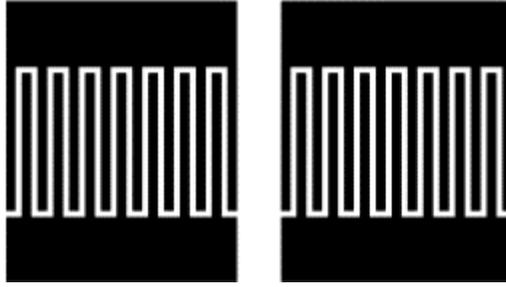


Figure I.1 : Design d'une ligne à retard à base de transducteurs à électrodes interdigitées [3].

La forme de la réponse fréquentielle peut être améliorée voire optimisée en appliquant une fonction de pondération sur les doigts du transducteur. Cette pondération consiste dans le cas le plus simple à modifier la longueur des doigts ou supprimer sélectivement des doigts. Le transducteur peut être également conçu en jouant sur le taux de métallisation et la distance entre les doigts ce qui implique un espacement non uniforme entre les doigts. Cette approche est particulièrement intéressante quand il s'agit de réaliser des filtres large bande ou présentant une forte dispersion. Ces technologies de filtres présentent des pertes d'insertion qui avoisinent 20dB.

Pour réduire ces pertes il a été proposé, dans le cas d'une ligne à retard, de placer de part et d'autre du transducteur ou des transducteurs un réseau de lignes métalliques qui joue le rôle de réflecteur et permet de confiner l'énergie et créer ainsi des structures résonnantes (figure I.2 (d) (e)). L'idée d'utiliser un tel réflecteur pour concevoir un résonateur a été démontré pour la première fois expérimentalement avec une réalisation à 30 MHz en 1970 [3]. Il a fallu attendre quatre ans pour obtenir de nouveaux résultats expérimentaux qui rapportent sur des résonateurs avec un facteur de qualité de l'ordre de 4000 [4].

La figure I.2 montre quelques exemples de designs pour les réflecteurs, chacun consistant en un réseau périodique de plusieurs centaines d'éléments réfléchissants. Ces lignes existent sous différentes formes : 1) une fine ligne métallique qui court-circuite le champ électrostatique à la surface du cristal piézoélectrique; 2) une fine ligne (métallique ou diélectrique) avec un fort contraste des propriétés mécaniques par rapport à celle du substrat; 3) une rainure; 4) une fine ligne obtenue par implantation ionique; et 5) une rainure remplie par une couche métallique.

L'ingénierie de la réflexion par ce réseau de lignes, peut être obtenue via l'effet de masse (contraste de la densité entre le substrat et le métal) ou par l'application de conditions aux limites électriques (lignes court-circuitées ou lignes ouvertes). Dans tous les cas, l'énergie mécanique va être localisée dans la cavité formée par les deux réflecteurs (cavité de type Fabry-Perrot) séparés

par une distance qui permet l'interférence constructive de réflexions successives entre ces derniers. Cela permet en conséquence le design de dispositifs avec de faibles pertes d'insertion.

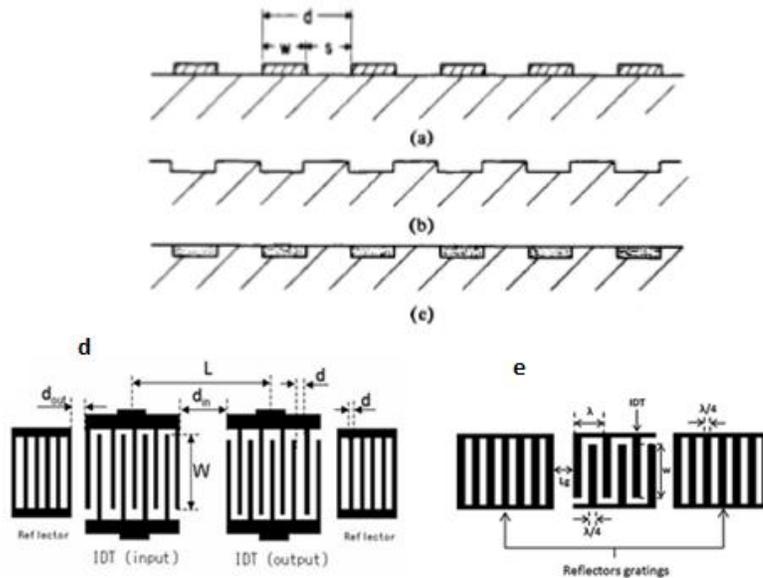


Figure I.2 : Design de résonateur (cavité) à base de transducteurs à IDTs (d) et (e). Designs de réflecteurs: lignes métalliques (a), rainures (b), rainure remplie ou par implantation ionique (c)[3].

Dans l'attente de la découverte d'un réflecteur localisé efficace pour les ondes de surface, les designs proposés et utilisés par la communauté des dispositifs SAW restent les mêmes depuis les années 80 jusqu'à aujourd'hui. Ils utilisent des réflecteurs répartis relativement longs pour atteindre les coefficients de réflexion élevés requis (généralement supérieurs à 98%).

Actuellement, les filtres SAW dominent le marché : cette technologie est exploitée sur une très large plage de fréquences allant de la centaine de MHz à plus de 2 GHz. Ils ont deux positions stratégiques dans les systèmes de communications sans fil: soit en tant que filtre RF (ou filtre de tête ou encore filtre d'antenne) placé près de l'antenne pour sélectionner la fréquence attendue (Duplexeur, GPS, WLAN et autres) pour la gamme de fréquence allant de quelques centaines de MHz à plus de 2 GHz, soit comme filtre de fréquence intermédiaire (FI) qui s'attribue la plage de 70 à 400MHz. Parallèlement aux filtres et oscillateurs, ces composants sont utilisés également pour des applications capteurs pour la mesure de la température, de la pression, des contraintes mécaniques, pour la détection de gaz et en micro fluidique. Avec le progrès des procédés de dépôt des couches minces, des recherches intenses ont été menées pour tenter de rendre la technologie des composants SAW complètement intégrable en combinant les couches piézoélectriques avec le silicium. Ce développement a été bénéfique pour les applications

capteurs, en revanche il l'a été moins pour les systèmes de communication mobile de par les performances insuffisantes pour répondre aux besoins de ces systèmes.

Les inconvénients de la technologie des ondes acoustiques de surface (SAW) sont : 1) vitesse de propagation dans le cas d'un substrat piézoélectrique qui est de l'ordre de 4000m/s, donc pour atteindre des fréquences dans la gamme de 2 GHz, la largeur des doigts peut atteindre dans le cas optimal 250nm. Cette résolution est difficilement réalisable avec des procédés technologiques bas coût. 2) Leur sensibilité aux niveaux élevés de puissance qui peut entraîner des problèmes de décharges électrostatique, de claquage, d'électro-migration et d'acousto-migration. Cela est en particulier vrai pour les filtres utilisés sur la chaîne d'émission où la puissance d'excitation peut atteindre 1W. 3) La dérive en température. En général, le TCF des filtres SAW dépend principalement de la stabilité des propriétés du substrat en température (en premier lieu les constantes élastiques). Ce coefficient est assez élevé pour les SAW (entre -38ppm/K pour le LiTaO_3 jusqu'à -80ppm/K pour le LiNbO_3 , comparés aux ondes de volume ou ondes de plaque qui ont un TCF autour de -20ppm/K sans compensation. Cette dérive pose un problème majeur lorsque les bandes de fréquences des canaux sont proches et représente un véritable défi pour les SAW. Des solutions astucieuses ont été utilisées pour compenser la dérive en température en combinant les substrats piézoélectriques avec une couche de SiO_2 . 4) Dans le cas des composants SAW, les ondes se propagent en surface et donc les électrodes sont sensibles à la contamination, d'où la nécessité de développer une encapsulation particulière au prix de la miniaturisation.

Ces inconvénients montrent que la solution apportée par les composants SAW demeure mal adaptée à des fréquences d'utilisation supérieures à 2 GHz et à un fonctionnement à fort signal. C'est l'ensemble de ces points qui a permis l'émergence de la technologie à ondes de volume.

I.1.2 BAW : du concept aux applications

La première réalisation expérimentale d'un résonateur acoustique à ondes de volume en couche mince a été démontrée en 1980 à base d'une couche mince d'oxyde de zinc [5]. Lakin et al. ont publié un article en 1982 qui mettait en évidence le potentiel des dispositifs BAW à couches minces et préconisait également l'utilisation de l'AlN comme couche mince piézoélectrique [6]. La décennie qui a précédé cette démonstration a connu d'intenses recherches sur les résonateurs à ondes de volume à base de couches minces. Le début des années 90 a

constitué un moment de flottement pour cette technologie du fait de l'absence de valeurs ajoutées en comparaison avec les technologies existantes à l'époque en particulier les résonateurs SAW ainsi que la difficulté de reproduire de manière parfaite les procédés technologiques. Il a fallu attendre 1998, date à laquelle il est devenu évident la nécessité de disposer d'une nouvelle technologie de filtres dont les performances à hautes fréquences dépassent celles des filtres à base des céramiques et SAW pour répondre à l'évolution des standards de communication mobile nécessitant plus de performances à des fréquences supérieures à 2GHz (Fig. I.3).

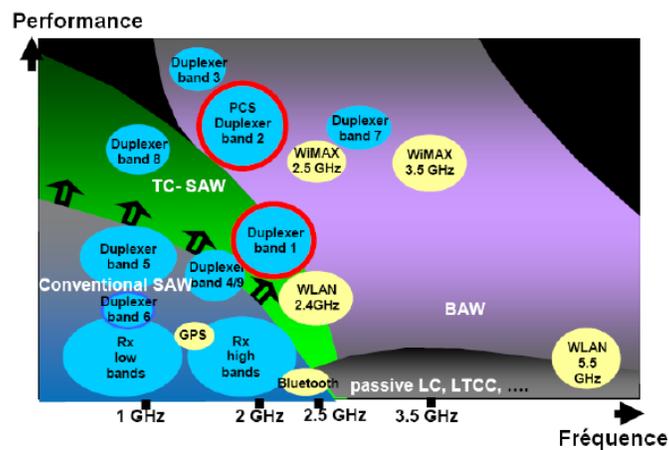


Figure I.3 : Comparaison des performances des technologies SAW et BAW pour les applications en téléphonie mobile, montant plus haut en fréquence. Les BAW sont meilleurs même avec les SAW compensés en température [7].

Comme le montre la figure I.4, un résonateur BAW est constitué d'une couche piézoélectrique prise en sandwich entre deux électrodes métalliques. Pour limiter la fuite de l'énergie mécanique vers le substrat, deux solutions sont utilisées : la première consiste à utiliser une cavité d'air pour isoler le résonateur de son substrat (FBAR) (Film Bulk Acoustic Wave Resonator) (Fig. I.4 (a) & (b)). La deuxième solution est basée sur l'utilisation d'un miroir de Bragg (SMR) (Solidly Mounted Resonator) (Fig. I.4 (c)). Le concept de miroir de Bragg est inspiré de l'optique. Son application aux résonateurs à Quartz a été proposée en 1965. En 1995, il fut appliqué aux résonateurs BAW par Lakin. Le concept de miroir de Bragg transposé en acoustique, consiste à alterner des couches d'impédance acoustique élevée et des couches d'impédance acoustique faible. Pour maximiser le coefficient de réflexion, le paramètre de maille doit être égal à la moitié de la longueur d'onde.

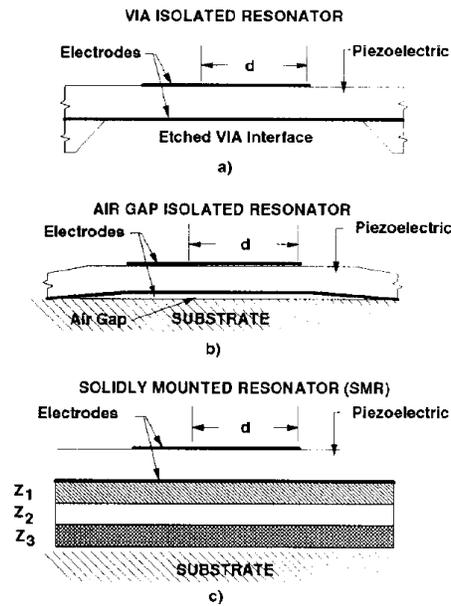


Figure I.4 : Illustration des différentes configurations pour les résonateurs à ondes de volume [8].

De par leurs performances dans des gammes de fréquences allant jusqu'à 10GHz en termes de facteur de qualité, stabilité en température et de tenue en puissance, les technologies FBAR et SMR sont devenues incontournables. Elles sont utilisées principalement comme filtre d'antenne (le filtre qui suit ou qui précède l'antenne) et dans les émetteurs/récepteurs RF. La technologie n'est pas adaptée pour les filtres destinés à des fréquences inférieures à 2 GHz.

I.1.3 Ondes de Lamb : du concept aux applications

Les ondes de Lamb aussi appelées onde de plaque, sont des ondes qui se propagent dans des membranes présentant des épaisseurs comparables voire inférieures à la longueur d'onde. Ces ondes ont été mises en évidence par Horace Lamb en 1917. Comme cela a été le cas pour les ondes de volume, la maîtrise de dépôts de couches minces piézoélectriques a permis l'exploitation de ce type d'ondes dans la gamme de fréquences allant de quelques dizaines de MHz au GHz. Les applications visées couvrent les capteurs et les télécoms, tout particulièrement comme filtres intermédiaires dans les récepteurs dans le cas des télécoms et pour les oscillateurs commandés en tension (VCO). Les ondes de Lamb peuvent être classées suivant deux familles

selon la symétrie de la déformation par rapport au plan de symétrie de la plaque: les modes symétriques et les modes antisymétriques (Fig. I.5(a) et (b)).

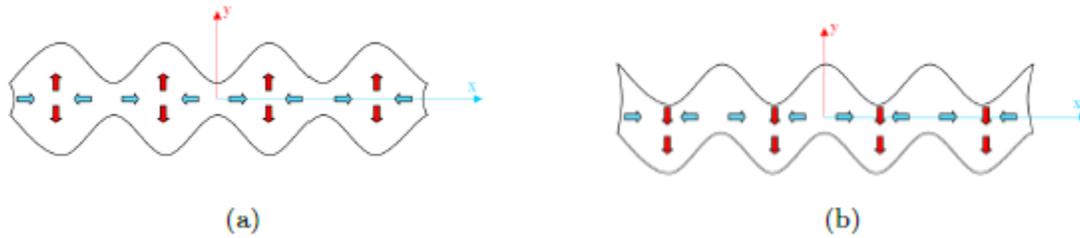


Figure I.5 : Symétrie de déformation des ondes de Lamb : (a) mode symétrique et (b) mode antisymétrique.

Les modes symétriques sont les plus exploités dans les composants développés pour les applications en communication mobile. En particulier, ces composants sont basés sur l'utilisation de couches minces de Nitrure d'Aluminium (AlN) qui présentent une grande stabilité chimique, une stabilité en température, une vitesse de propagation de l'ordre de 10 000m/s ainsi qu'un coefficient de couplage effectif proche de 4% lorsqu'une configuration optimale pour les électrodes est utilisée. Ces dispositifs combinent à la fois les avantages des dispositifs SAW en termes d'excitation et de détection et ceux des FBAR en termes de performances (facteur de qualité et stabilité en température). Comme il est indiqué ci-dessus, AlN est le matériau le plus courtisé pour élaborer les résonateurs piézoélectriques à ondes de volume FBAR et SMR [9-10]. Durant les dix dernières années des recherches intenses sont menées sur l'investigation des propriétés du mode S_0 dans les membranes piézoélectriques à base de AlN pour les raisons citées ci-dessus [11]. Le design est appliqué pour plusieurs configurations de membranes composites [12-14]. Citons par exemple la membrane composite AlN/SiO₂ pour réaliser des résonateurs auto-compensés en température. AlN/SiC pour améliorer la qualité des matériaux et donc le facteur de mérite Q_{xf} . AlN/NCD pour améliorer les performances et en particulier viser les applications capteurs en milieux biologiques. Les résonateurs à ondes de Lamb combinés avec les cristaux phononiques, font également l'objet de recherches intenses comme nous allons le voir dans les parties suivantes.

I.1.4 Synthèse

Afin de pouvoir confiner l'énergie acoustique dans la partie active du résonateur, une forte isolation acoustique est nécessaire: facteur de qualité, coefficient de couplage

électromécanique et stabilité en température. L'ensemble des designs illustrés sur la figure I.6 peuvent être considérés comme des cristaux phononiques 1D. Jusqu'à aujourd'hui ces designs sont encore utilisés dans nos téléphones portables et dans la plupart des systèmes électroniques où le traitement analogique du signal est utilisé.

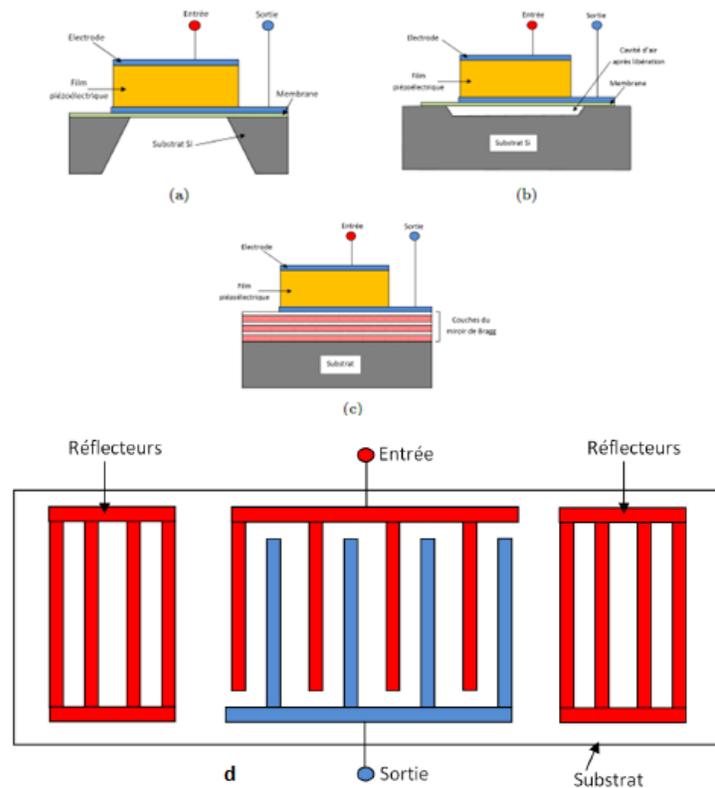


Figure I.6 : Designs des résonateurs à ondes confinées : FBAR (a) & (b), SMR (c) et SAW (d).

I.2 Cristaux phononiques: du concept aux applications

I.2.1 Le Concept de la bande interdite

L'étude de la propagation des ondes dans les structures périodiques est un champ d'investigation commun à plusieurs domaines de la physique incluant l'électronique, l'optique, le magnétisme et l'acoustique. Nous citons ici quelques exemples : l'étude de la vibration d'une chaîne monoatomique ou diatomique pour introduire le concept de la relation de dispersion et le concept des phonons acoustiques et optiques qui ont permis d'expliquer l'évolution de la capacité calorifique en fonction de la température, l'étude de la diffraction des rayons X ou des ondes

optiques en milieu solide ou liquide et l'étude des systèmes dits multicouches (ou super-réseaux) qui suscitent un grand intérêt dans les domaines de l'optique et acoustique ou encore la physique des semi-conducteurs. Dans toutes ces structures, on retrouve la notion de bande d'arrêt (ou bande interdite) qui définit une gamme de fréquences dans laquelle toute propagation d'ondes est rendue impossible. Le principe fondateur sous-jacent à l'apparition de ces bandes interdites de quelque nature soient elles (électroniques, électromagnétiques ou encore élastiques), est la diffraction de Bragg. La loi de Bragg a été mise en évidence lors des expériences consistant à étudier la réflexion des rayons X incidents sur la surface d'un cristal. Elle peut toutefois être observée dans toute structure périodique artificielle comme nous l'avons indiqué dans les parties ci-dessus pour les ondes élastiques dans le cas des résonateurs SAW et de la technologie à ondes de volume SMR.

La première étude de la propagation des ondes élastiques dans des structures périodiques tridimensionnelles a été effectuée expérimentalement en 1990 [16] par Liu et al., Jing et al. [17, 18] ont développé le modèle théorique permettant d'expliquer la dispersion des phonons dans ce cristal et ils ont introduit comme perspectives de transposer les phénomènes de localisation des ondes proposés dans le domaine de l'optique aux systèmes à ondes élastiques. La première observation d'un phénomène de repliement de bandes lié à la périodicité du milieu, dans le cas unidimensionnel, a été rapportée en tant que telle pour la première fois en 1992 par Dutcher et al. [19]. En effet, la notion de bande interdite, de modes de défauts/cavités a été la base pour la communauté de la filière SAW et BAW dans la conception de transducteurs ou réflecteurs à électrodes inter-digités. Mais ce n'est qu'en 1993 que la terminologie « Cristal Phononique » est utilisée pour la première fois avec les travaux de Kushwaha et al. [20] et Economou et Sigalas [21] sur la propagation des ondes élastiques dans des réseaux bi- ou tridimensionnels.

I.2.2 Structure de bande/courbe de dispersion

La structure de bande est représentée sous la forme d'une courbe de dispersion, qui décrit la relation entre la fréquence f ou la fréquence angulaire ω et le vecteur d'onde k . Due à la périodicité du milieu, le formalisme des ondes de Bloch nous permet de limiter la recherche des solutions pour l'équation caractéristique de la propagation uniquement dans la première zone de Brillouin. Par exemple dans le cas d'un système unidimensionnel de paramètre de maille a , le

vecteur de la cellule élémentaire dans l'espace des k est donné par $G= 2*\pi/a$. la première zone de Brillouin est définie par l'intervalle $[-\pi/a, \pi/a]$. Tout vecteur d'onde peut donc être ramené dans la première zone de Brillouin par translation avec un vecteur multiple de G . Si on considère un milieu homogène unidimensionnel, la relation de dispersion est une fonction linéaire $w=v*k$, avec la vitesse de phase de l'onde (Fig. I.7). La pulsation correspondante au vecteur d'onde $k=((2n-1) \pi/a) +K_0$, avec K_0 un vecteur dans l'intervalle $[0,2\pi/a]$, est représentée à $k=(-\pi/a)+K_0$. Le résultat de cette représentation est tout simplement un repliement de la relation de la dispersion dans la première zone de Brillouin.

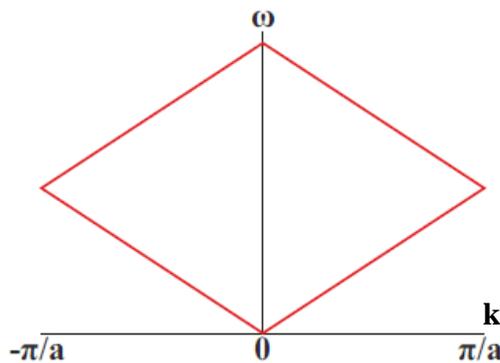


Figure I.7: Courbe de dispersion (fréquence en fonction du vecteur d'onde) pour un milieu 1D homogène.

I.2.3 Mécanismes d'ouverture de la bande interdite

L'ouverture d'une bande interdite dans un cristal phononique peut provenir de différents mécanismes. Le premier mécanisme, décrit ci-dessus, est celui de la diffraction de Bragg. Si le milieu 1D considéré est constitué de deux milieux présentant un contraste d'impédance mécanique, cela va provoquer des réflexions multiples qui peuvent mener à des interférences destructives et l'ouverture de bandes interdites (Fig. I.8). Les bandes interdites apparaissent aux points de repliement dans la première zone de Brillouin provoquées par la levée de dégénérescence. C'est à dire pour des fréquences de l'ordre de $v/2a$, où v représente la vitesse de l'onde élastique dans le milieu et a est le paramètre de maille. Ces bandes interdites de Bragg dépendent fortement du contraste d'impédance entre les deux matériaux constituant le milieu de propagation.

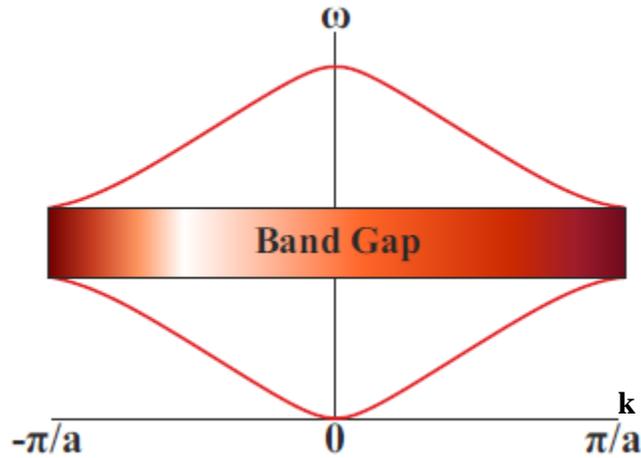


Figure I.8: Courbe de dispersion (fréquence en fonction du vecteur d'onde de Bloch k) pour un milieu constitué de deux matériaux présentant un contraste d'impédance mécanique.

Un deuxième mécanisme d'ouverture des bandes interdites est celui basé sur les résonances locales. Dans cet article, Liu *et al.* [22] ont étudié en 2000 une structure à base d'inclusions sphériques de plomb avec une coque en silicone (Fig. I.9 (a)), ces sphères sont arrangées selon un réseau cubique dans une matrice de résine (Fig. I.9 (b)). Les auteurs ont mis en évidence l'ouverture de bandes interdites à des fréquences bien inférieures à celles d'une bande interdite basée sur le mécanisme de Bragg. L'origine de ces bandes interdites provient de l'interaction entre les résonances propres de la cellule élémentaire et les modes qui se propagent dans le milieu. Les modes de résonance définissent alors la position de l'apparition de l'éventuelle bande interdite. Dans ce cas la bande interdite va dépendre directement des paramètres géométriques et des propriétés élastiques de la cellule élémentaire et non de la périodicité du milieu. Ces bandes interdites d'hybridation, liées à des résonances locales, sont généralement plus étroites que celles formées par l'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) anormaux [23, 24]. Ces lois de comportement sont très prisées pour des domaines applicatifs liés aux lentilles à haute résolution grâce à la réfraction négative [25, 26], mais aussi des capes d'invisibilités acoustiques [27-30] ou des méta-surfaces [31-33].

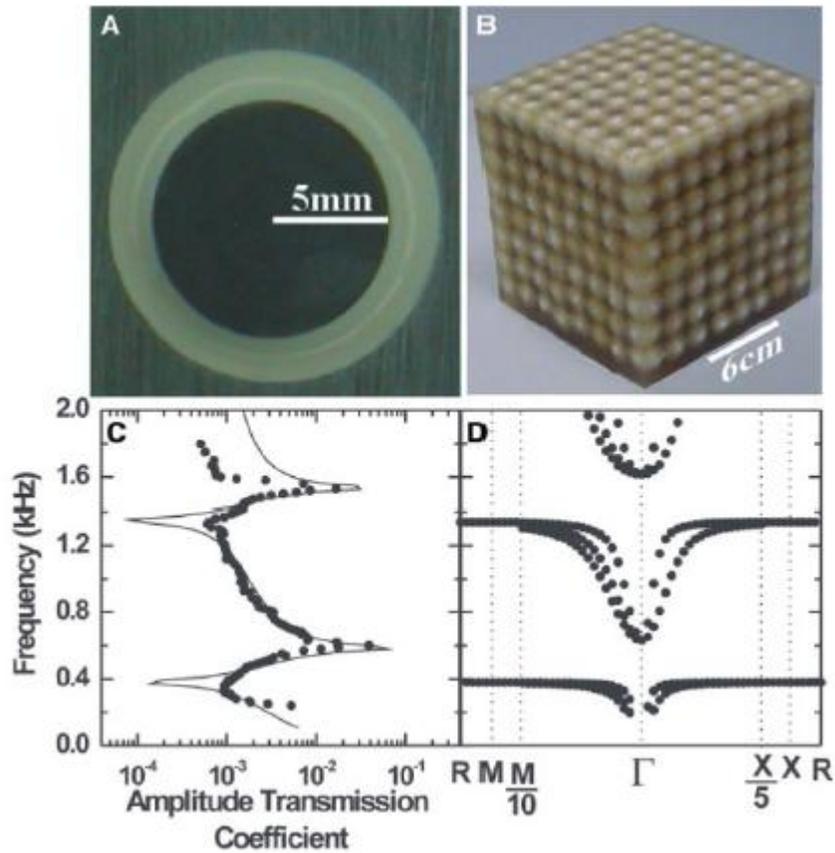


Figure I.9 : Cristal phononique à résonances locales, d'après [12]. (A) Photo de la cellule (B) le cristal phononique. (C) Transmission de la structure expérimentale (points) et numérique (trait continu) et (D) diagramme de bande correspondant.

Les schémas de la figure I.10 illustrent 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 (Fig. I.10(a)), un cristal phononique de périodicité a avec une bande interdite ouverte par des interférences multiples de Bragg (Fig. I.10(b)) ou par résonances locales (Fig. I.10(c)).

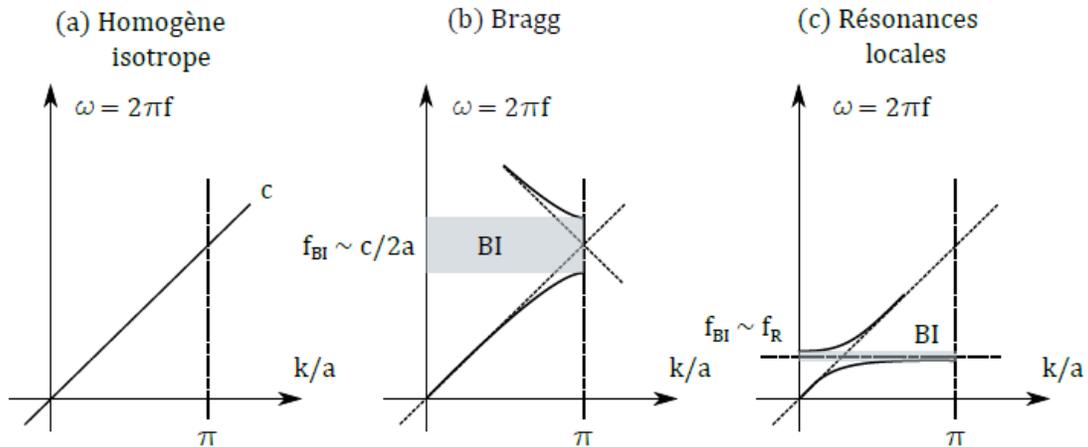


Figure I.10 : Représentation schématique des mécanismes pour l'ouverture d'une bande interdite. Milieu homogène isotrope non dispersif (voir repliement ci-dessus). Mécanismes d'ouverture de BI : (b) mécanisme de Bragg. (c) de résonances locales. Ces graphiques sont adaptés de [10, 24].

Dans le cas d'un cristal phononique 2D, on définit également la notion de bande interdite absolue, qui décrit la capacité d'un cristal à bloquer la propagation d'une certaine gamme de fréquences dans toutes les directions du cristal. Cela permet en particulier de contrôler spatialement la propagation des ondes élastiques et proposer des designs pour la réalisation de fonctions avancées comme le guidage, le démultiplexage et autres.

I.2.4 Bref état de l'art sur les cristaux phononiques

Le début des années 90 a connu l'émergence du concept des cristaux phononiques. Les premières démonstrations théoriques et expérimentales ont conduit à une croissance considérable du nombre de travaux dédiés aux cristaux phononiques, engouement qui n'a cessé de croître à l'heure actuelle avec la puissance des outils de calcul et la maturité des procédés technologiques allant de ceux qui utilisent les imprimantes 3D jusqu'à ceux basés sur la micro-électronique. La première structure expérimentale étudiée concerne la sculpture de l'artiste espagnol Eusebio Sempere exposée à la Juan March Foundation à Madrid [34] (Fig. I.11). L'expérience a permis de mettre en évidence l'atténuation du signal acoustique transmis au travers de la sculpture dans une gamme de fréquence autour de 2 kHz. Ce travail constitue la première démonstration expérimentale de l'existence de bandes interdites partielles pour les ondes élastiques de volume

dans une structure périodique bidimensionnelle. Suite à cette démonstration, de nombreux composites susceptibles de présenter des bandes interdites complètes ont ensuite été proposés [35, 36]. La première démonstration d'une bande interdite absolue est proposée par l'équipe de Leonard Dobrzynski de l'université de Lille et par l'équipe espagnole citée ci-dessus [37, 38]. L'avantage qu'offre les cristaux phononiques en comparaison avec les cristaux photoniques est lié principalement au fait qu'on peut adresser des longueurs d'ondes métriques jusqu'à des longueurs d'ondes micrométriques voir sub-micrométriques. Cet avantage a laissé le champ libre pour imaginer des designs pour couvrir tous les champs possibles du point de vue applications : isolation sonore, sismique, microsystème, et thermique [39-42].



Figure I.11 : Sculpture minimaliste de l'artiste Eusebio Sempere, qui a servi de support à la première démonstration expérimentale de bandes interdites pour les ondes élastiques [34].

Le début des années 2000 a été la période pour implémenter des fonctions avancées exploitant le concept de la bande interdite pour les ondes élastiques. Ainsi la possibilité de guider, filtrer, localiser les ondes élastiques/acoustique en introduisant des défauts à l'intérieur d'un cristal phononique a été reportée dans la littérature grâce à l'introduction d'un défaut [43-46]. Quelques exemples de designs applicatifs sont illustrés sur la figure I.12. Le défaut consiste en un retrait de la périodicité sur une ligne d'une cellule élémentaire. La fonction de démultiplexage en longueurs d'ondes a été également proposée par les mêmes auteurs (Fig. I.12 (f)) [45,46].

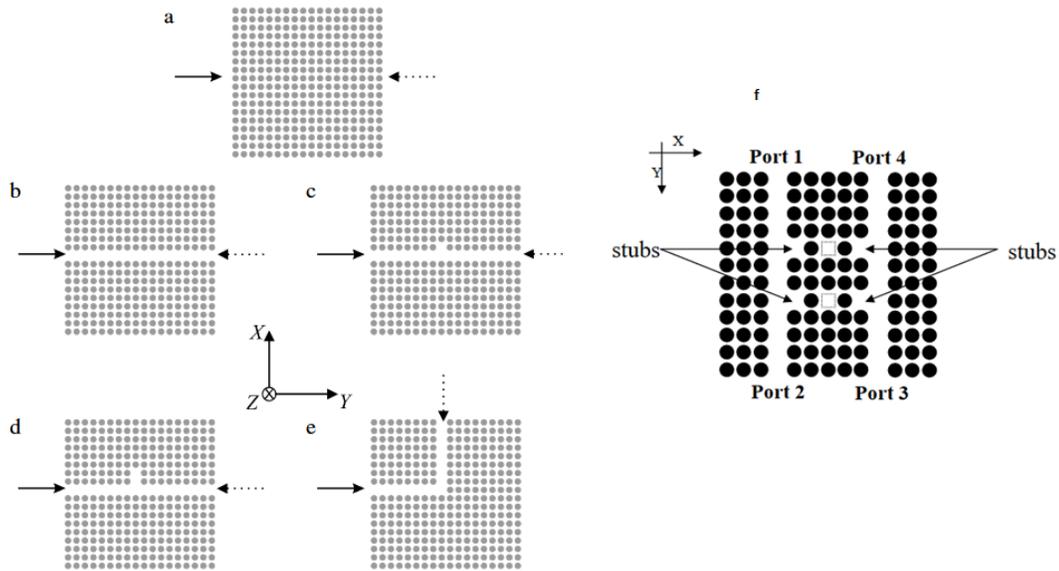


Figure I.12 : Différents designs applicatifs pour les cristaux phononiques 2D [46].

Au regard de ce que procure le concept de la bande interdite, il est évident de penser que les dispositifs électro-acoustiques et de manière générale les microsystèmes résonants peuvent être influencés par l'introduction de ce concept dans leurs designs. En effet, les performances de ces dispositifs sont régies par l'ingénierie des vibrations pour permettre de manière efficace le guidage, le filtrage et la localisation des ondes. Du point de vue technologique, transposer les structures élaborées pour le contrôle de la propagation des ondes acoustique/élastiques dans la gamme des fréquences qui relève du domaine de l'audible ou des ultrasons vers des technologies de microsystèmes n'est pas intuitive. En parallèle de l'implémentation de fonctions avancées à base de cristaux phononiques dans le domaine des basses fréquences, des recherches intenses ont été menées dès le but des années 2000 pour exploiter le concept des cristaux phononiques dans les dispositifs à ondes élastiques de surface [47-49]. En raison de la profondeur de pénétration qui est de l'ordre de la longueur d'onde des ondes élastiques de surface SAW, modifier la surface du substrat ne provoque pas de modifications drastiques sur la structure globale. Par conséquent, l'investigation des cristaux phononiques 2D et 2.5D dans les dispositifs SAW peut constituer une alternative pertinente aux cristaux phononiques bidimensionnels et tridimensionnels.

Dès le milieu des années 2000, une troisième catégorie de cristaux phononiques a vu le jour, elle est basée sur la propagation des ondes de Lamb dans une membrane avec des trous ou des inclusions périodiques [50-53]. Ces structures permettent de confiner l'énergie mécanique en

3D avec un procédé de fabrication compatible avec les technologies de la microélectronique. Ces systèmes présentent des applications potentielles dans le domaine des télécoms.

Dans le cas des cristaux phononiques à base de membranes, modifier les propriétés du cristal nécessite d'agir sur la forme géométrique des trous et l'épaisseur de la membrane ainsi que sur le choix du matériau dans le cas d'inclusions à base d'un matériau différent de celui de la membrane. Plusieurs travaux ont été menés dans ce sens durant cette dernière décennie pour montrer l'existence des bandes interdites, en particulier pour l'ingénierie du facteur de qualité dans les résonateurs MEMS en intégrant des cristaux phononiques au niveau des poutres d'ancrages pour minimiser les fuites de l'énergie mécanique vers le support [54-57]. La figure I.13 en illustre quelques exemples de CPs à base de membranes.

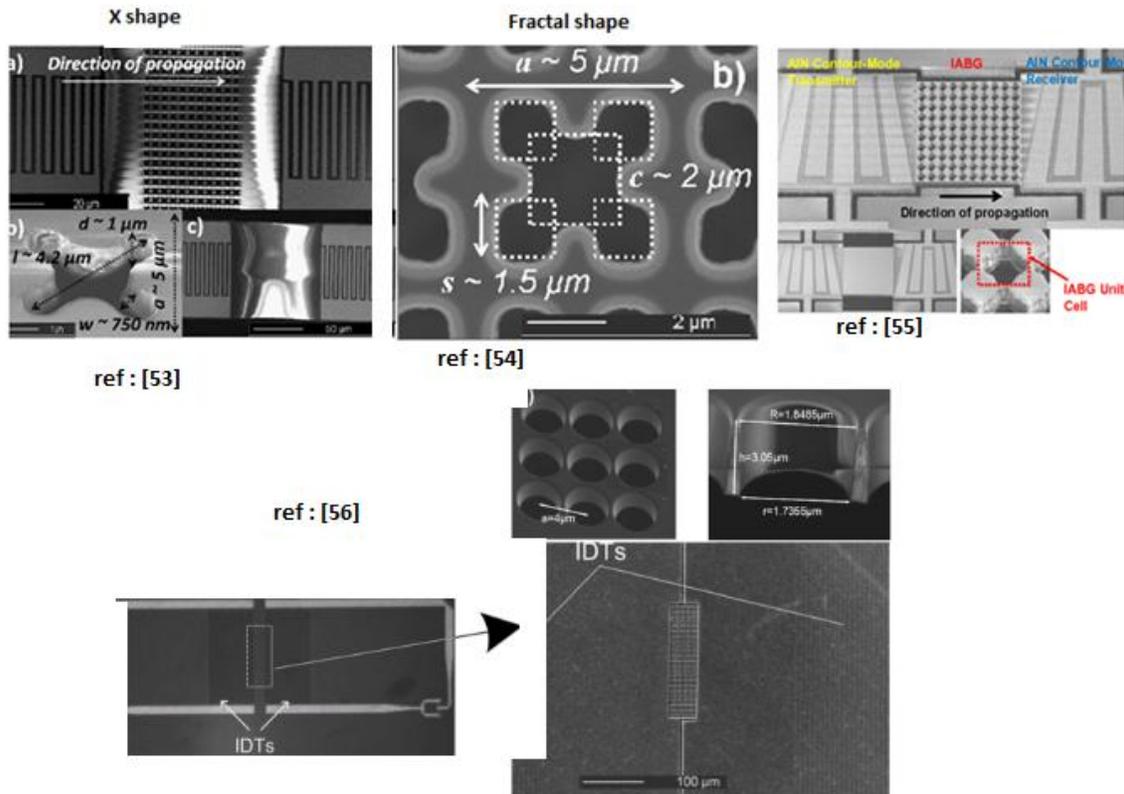


Figure I.13 : Exemples de designs proposés récemment pour l'ingénierie du facteur de qualité dans les résonateurs MEMS piézoélectriques à ondes de Lamb [53-56].

Pour contourner les limites technologiques des structures membranaires ou substrats à trous, une nouvelle configuration a été introduite dès 2008. Elle est basée sur l'utilisation d'un

réseau de piliers déposés à la surface de membranes ou substrats semi-infini. Ces cristaux ont attiré une attention assez soutenue de la part de la communauté, en effet ils offrent la possibilité d'ouvrir des bandes interdites à la fois par le mécanisme de Bragg et la résonance locale et par conséquent d'en contrôler facilement la position et la largeur. Quelques exemples de designs sont illustrés sur la figure I.14. En 2008, deux équipes ont reporté indépendamment des cristaux phononiques formés 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 [58]. 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 [59]. En 2010, Oudich et al. ont étudié 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 [60]. Ces auteurs ont démontré 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, ont conduit à un couplage très faible entre la plaque et le pilier. Cela a permis d'obtenir une résonance très localisée du mode dans le pilier, alors que les résonances sont moins localisées dans les structures de Pennec et al. et celles de Wu et al. [58, 59] en raison des matériaux choisis. Assouar et al. ont démontré la possibilité d'élargir les bandes interdites des cristaux à résonances locales en attachant des piliers résonants symétriquement d'un côté et de l'autre de la plaque (Fig. I.14 (d)) [61]. Bilal et al. ont proposé un design de cristal phononique où ils ont exploité à la fois les piliers et les trous pour élargir les bandes interdites (Fig. I.14 (c)) [62]. Pourabolghasem et al. ont reporté une première démonstration expérimentale aux fréquences RF d'un design de cristal phononique à base d'une membrane d'AlN et des piliers en Platine (Fig. I.14 (e)) [63].

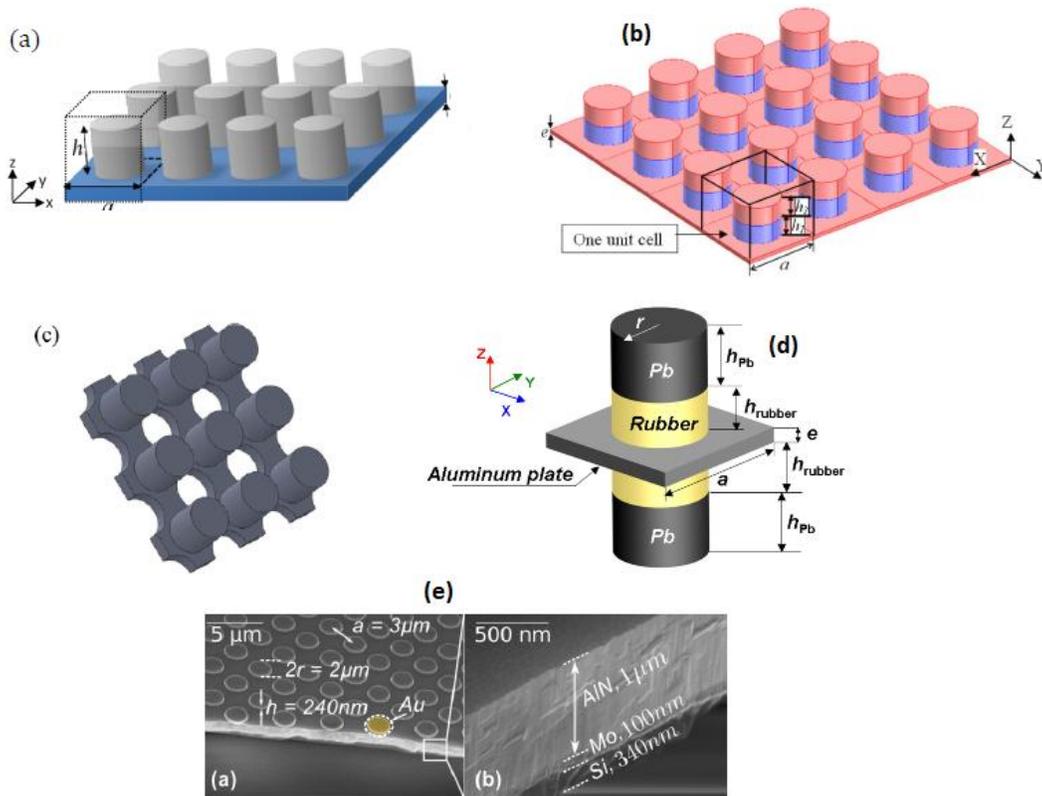


Figure I.14 : Exemples de designs de cristaux phononiques à base de réseaux de piliers déposés sur une membrane. (a) [57], (b) [59], (d) [60], (c) [61], (e) [62].

I.3 Positionnement et motivations de la thèse

I.3.1 Positionnement des travaux de la thèse au niveau national et international

À l'échelle micrométrique, le confinement phononique des ondes guidées en surface est prometteur pour des applications dans le régime des radiofréquences (RF). Des solutions de guidage d'ondes efficaces ouvriraient en effet des voies inexplorées vers des technologies de rupture pour l'implémentation de fonctionnalités avancées de traitement du signal. Cela vaut en particulier pour les systèmes à ondes acoustiques de surface (SAW) et à ondes de Lamb qui sont à la base de nombreuses applications dans les domaines des télécommunications sans fil ou des systèmes micro-électro-mécaniques (MEMS). Des designs de guides d'ondes élastiques à base de PnCs ont également été récemment considérés pour les ondes de Lamb dans les structures de type plaque comme il est rapporté dans la section précédente. De nombreux travaux ont porté sur les cristaux phononiques et méta-matériaux pour contrôler les ondes élastiques dans les MEMS

résonants pour réduire les pertes d'énergie via les supports et les ancrages, et la sensibilité aux perturbations par le bruit provenant de sources de vibrations environnementales [50-63]. Cependant, les chercheurs sont toujours confrontés à la difficulté que les concepts soient à la fois originaux et compatibles avec les technologies MEMS. La robustesse représente un point qui n'est pas souvent pris en compte, puisque les performances des MEMS intégrant les PnCs imposent des restrictions strictes sur la superficie et le volume des structures. L'établissement de topologies robustes et optimisant les performances des PnCs et répondant aux exigences des applications MEMS reste un problème majeur.

I.3.2 Positionnement des travaux de la thèse au niveau du groupe

Dans le cadre des travaux antérieurs du groupe, Huan Zhou et Nora Gasmi (thèses soutenues en février et juin 2014 respectivement), l'équipe encadrante s'est intéressée à l'étude de l'interaction des ondes élastiques de surface avec des couches minces magnéto-élastiques nano-structurées. En particulier, la thèse de Huan Zhou s'est portée sur la propagation des ondes SAW de type Rayleigh et transverse horizontale dans les films magnéto élastiques homogènes. Elle a étudié numériquement et expérimentalement l'évolution des propriétés des structures élaborées en fonction du champ magnétique (amplitude et direction) (Fig. I.15 à gauche). Nora Gasmi s'est intéressée dans sa thèse à l'interaction des ondes SAW de type Rayleigh avec des cristaux phononiques à base de piliers constitués de couches minces magnéto-élastiques nano structurées (Fig. I.15 à droite). Elle a caractérisé numériquement les structures en calculant les structures de bandes et le coefficient de transmission en fonction du champ magnétique.

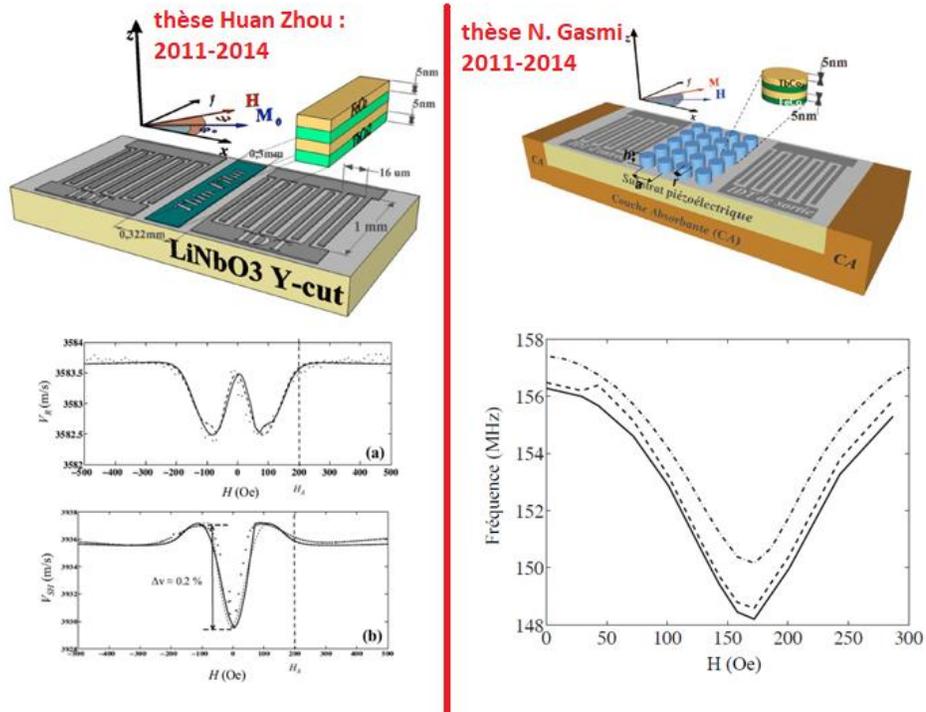


Figure I.15 : A gauche : Schéma de la structure étudiée dans le cadre de la thèse de Huan Zhou et comparaison des résultats théoriques et expérimentaux pour l'évolution de la vitesse en fonction du champ magnétique. A droite : Schéma de la structure étudiée dans le cadre de la thèse de Nora Gasmî et le résultat théorique concernant l'évolution d'un mode extrait de la structure de bande en fonction du champ magnétique.

Dans le cadre des travaux de thèses de Sergey Yankin (soutenue en 02/2015), Anastasia Pavlova (soutenue 09/2014) et Yu Du (soutenue 10/2015), le groupe s'est intéressé à la validation théorique et expérimentale de l'interaction des ondes élastiques de surface avec des structures périodiques constituées de réflecteurs magnéto-élastiques ou non déposés à la surface d'un substrat de Niobate de Lithium. Sergey Yankin s'est intéressée en partie au développement des modèles numériques sous Comsol Multiphysiques pour l'étude des structures RFID à 6GHz et également pour l'étude des cristaux phononiques 2D à base des piliers de Ni (Fig. I.16). Anastatsia Pavlova s'est intéressée en partie dans sa thèse à la réalisation de structures à base des résonateurs SAW fonctionnant entre 2 et 6GHz (Fig. I.17). Yu Du s'est intéressée dans sa thèse aux cristaux phononiques 2D à base de piliers de Ni déposés sur le Niobate de Lithium, elle a mené une étude théorique et expérimentale sur les propriétés de ces cristaux 2D en fonction des paramètres géométriques et la symétrie du cristal (Fig. I.18).

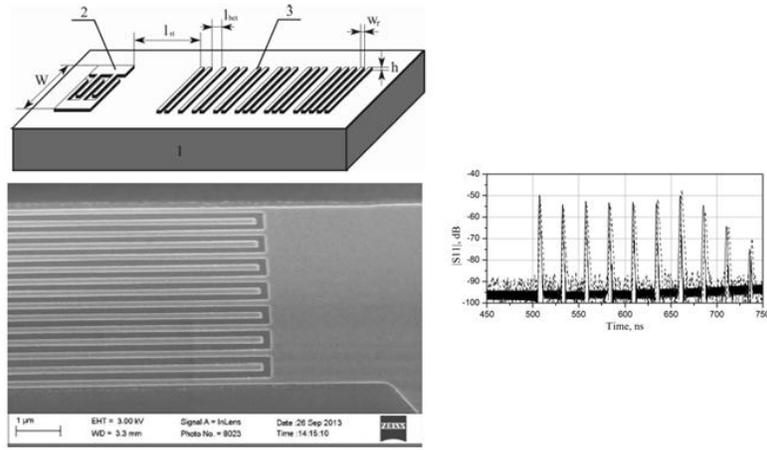


Figure I.16 : Schéma de la structure SAW RFID Tag à 6GHz et zoom sur le transducteur réalisé. Comparaison entre les résultats de calcul et de mesure. (Thèse de Sergey Yankin).

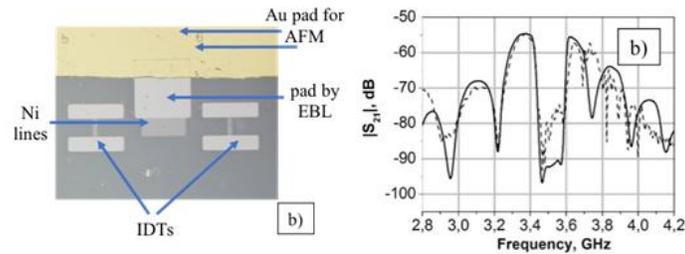


Figure I.17: Image MEB d'une ligne à retard SAW à 3.5GHz avec un réseau de réflecteur situé entre l'émetteur et le récepteur. Comparaison entre les résultats de calcul et de mesure.

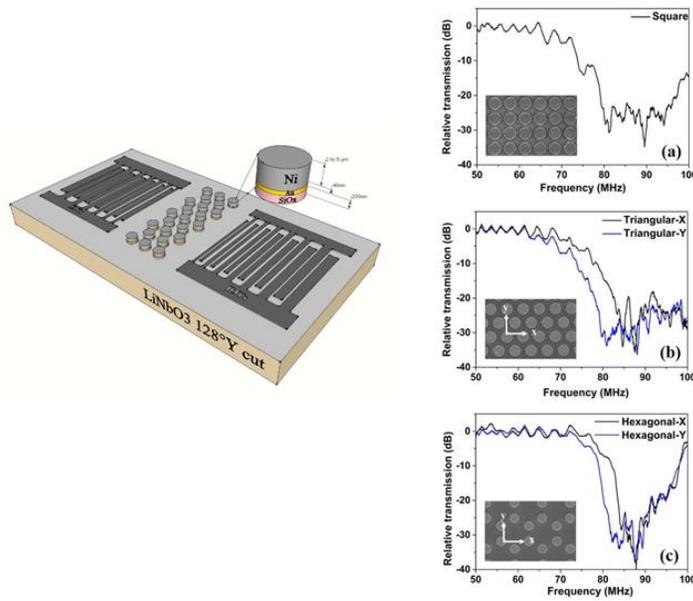


Figure I.18 : Schéma de la structure phononique étudiée dans la thèse de Yu Du. A droite : les résultats expérimentaux obtenus pour différentes symétries du cristal.

Les travaux antérieurs du groupe AIMAN-FILMS de l'IEMN concernent principalement l'interaction des ondes élastiques de surface avec les milieux périodiques 1D et 2D. Les travaux du Professeur El Boudouti concernent principalement l'étude des structures multicouches 1D solide/solide et solide/fluide [69]. Dans le cadre de cette thèse, on s'est intéressé à l'interaction des ondes élastiques de Lamb avec les matériaux micro/nano structurés. Comme l'indique l'analyse bibliographique, l'étude de la propagation des ondes de Lamb a connu un regain d'intérêt avec le développement des résonateurs à ondes de Lamb à base de l'AIN pour les systèmes de communications mobiles et les applications capteurs ainsi que pour le grand intérêt que présentent les structures membranaires pour l'étude des cristaux phononiques. Ces structures permettent un confinement 3D de l'énergie mécanique moyennant la nature 2D des ondes de Lamb et le confinement dans le plan par l'utilisation des cristaux phononiques 2D. Malgré le fait qu'il a été démontré théoriquement et expérimentalement la possibilité de combiner les ondes élastiques de surface avec les cristaux phononiques, cependant il s'est avéré jusqu'à aujourd'hui que ces structures ne permettent pas de résoudre les problèmes liés à la diffraction vers le volume des ondes élastiques de surface au niveau du cristal phononique. Cela limite donc leur utilisation quand il s'agit de designer des résonateurs et des guides d'ondes ou de manière générale des structures à base de SAW qui offrent moins de flexibilité pour l'exploitation des modes de défauts. D'autre part, malgré que les procédés de fabrication des structures membranaires restent un vrai défi, le confinement 2D des ondes élastiques par l'utilisation des cristaux phononiques dans les structures membranaires, a permis d'exploiter pleinement la physique des défauts pour le design de structures compactes et de hautes performances.

L'objectif donc de cette thèse se décline en deux lignes principales : 1) investiguer l'apport de la micro/nano structuration sur les performances des dispositifs électroacoustiques même celle qui n'aboutit pas à l'ouverture de la bande interdite. 2) Proposer une nouvelle topologie pour le design des cristaux phononiques pour le contrôle de la propagation des ondes élastiques de Lamb dans une membrane piézoélectrique permettant à la fois d'augmenter la robustesse, d'améliorer les performances des dispositifs, et d'implémenter de nouvelles fonctionnalités.

Conclusion

Ce premier chapitre nous a tout d'abord permis de retracer l'histoire autour de l'évolution des technologies à ondes de surface, à ondes de volume et à ondes de plaques. Ces dispositifs qui sont aujourd'hui largement utilisés dans les systèmes électroniques en particulier les systèmes de communication mobile dans les étages nécessitant un traitement analogique du signal. Cette analyse nous a permis également de mettre en évidence les points susceptibles d'être source d'innovation technologique en particulier ceux qui permettent la montée en fréquence, la stabilité en température, la tenue en puissance, et ceux qui permettent d'obtenir un facteur de qualité le plus élevé. Nous avons également introduit les concepts de cristaux phononiques, les bandes interdites et nous avons présenté au travers l'état de l'art des applications potentielles de ces matériaux artificiels et leurs apports pour améliorer les performances des dispositifs électro-acoustiques et des microsystèmes résonants. Nous avons présenté également le positionnement de la thèse par rapport aux travaux antérieurs de l'équipe encadrante. Enfin, nous avons donné les motivations de la thèse, en partant de l'avantage qu'offrent les structures à ondes de Lamb par rapport aux ondes de surface. Et également le fait que le sujet présente toujours un intérêt de plus en plus croissant malgré que depuis deux décennies aucun design n'a pu affranchir le cap de la recherche vers la production industrielle.

Références:

- [1] R.M. White and F.W. Volmer, "Direct piezoelectric coupling to surface elastic waves," *Applied Physics Letters*, 7, 314 (1965).
- [2] C.C.W. Ruppel, et al, "SAW devices for consumer communication applications," *IEEE Transactions on Ultrasonics, Ferroelectrics and Frequency Control*, vol. 40, no. 5, p. 438-452, (1993).
- [3] E. A. Ash, "Surface wave grating reflectors and resonators," *G-MTT 1970 International Microwave Symposium*, Newport Beach, CA, May (1970).
- [4] E. J. Staples, "UHF surface acoustic wave resonators," in *Proc 28th Annu. Frequency Control Symp.* (U. S. Army Electronics.Command, Ft. Monmouth, NJ), p. 280-285, May (1974).

- [5] T. Grudkowski, J. Black, T. Reeder, DE Cullen, RA, "Fundamental mode VHF/UHF miniature acoustic resonators and filters on silicon", *Applied Physics Lett.*, 37, p. 993-995 (1980).
- [6] K.M. Lakin , J. Wang, G. Kline, A. Landin, Y. Chen, J. Hunt, "Thin Film Resonators and Filters", *Ultrasonics Symp.*, pp. 466- 475, (1982).
- [7] R. Aigner, SAW and BAW Technologies for RF Filter Applications:A Review ofthe Relative Strengths and Weaknesses, *IEEE International Ultrasonics Symposium Proceedings*, (2008).
- [8] K.M. Lakin, K.T. McCarron, and R.E. Rose, Solidly mounted resonators and filters, 1995 *IEEE Ultrasonics Symposium. Proceedings. An International Symposium* (1995).
- [9] R. Lanz and P. Muralt, *IEEE Trans. Ultrason., Ferroelectr., Freq.Control* 52(6), p. 938-948 (2005).
- [10] K. Uehara, C.-M. Yang, T. Shibata, S.-K. Kim, S. Kameda, H. Nakase, K. Tsubouchi, *Ultras. Symposium, 2004 IEEE* 1, 203-206, (2004).
- [11] V.M. Yantchev and I.V. Katardjiev, *Journal of Applied Physics*, 98(8), 084910 (2005).
- [12] C-M. Lin et al., *Ultrasonics, Ferroelectrics and Frequency Control, IEEE Transactions on*, 57 (3), p. 524-532 (2010).
- [13] C-M. Lin, Y-Y. Chen, A. P. Pisano, Theoretical investigation of Lamb waves characteristics in AlN/SiC composite membrane, *Appl. Phys. Lett.*, Vol. 97 Issue 19, p. 193506 (2010).
- [14] A. Talbi, A. Soltani, V. Mortet, J.-C. Gerbedoen, J.C. Dejaeger, P. Pernod, " Theoretical study of Lamb acoustic waves characteristics in a AlN/diamond composite membranes for super high frequency range operating devices", *Diam. Relat. Mater.* 22, 66-69 (2012).
- [16] J. Liu, L. Ye, D. A. Weitz et P. Sheng, Novel acoustic excitations in suspensions of hardsphere colloids. *Phys. Rev. Lett.*, 65, 2602 (1990).
- [17] L. Ye, J. Liu, P. Sheng et D. A. Weitz, Sound propagation in suspensions of solid spheres. *Phys. Rev. E*, 48, 2805 (1993).
- [18] X. Jing, P. Sheng et M. Zhou, Theory of acoustic excitations in colloidal suspensions. *Phys. Rev. Lett.*, 66, 1240 (1991).
- [19] J. R. Dutcher, S. Lee, B. Hillebrands, G. J. McLaughlin, B. G. Nickel et G. I. Stegeman, Surface-grating-induced zone folding and hybridization of surface acoustic modes. *Phys. Rev. Lett.*, 68, 2464 (1992).
- [20] M. S. Kushwaha, P. Halevi, L. Dobrzynski et B. Djafari-Rouhani, Acoustic band structure of periodic elastic composites. *Phys. Rev. Lett.*, 71, 2022 (1993).

- [21] E. N. Economou et M. Sigalas, Stop bands for elastic waves in periodic composite materials. *J. Acous. Soc. Am.*, 95, 1734 (1994).
- [22] Z. Liu, X. Zhang, Y. Mao, Y.Y. Zhu, Z. Yang, C. T. Chan, and P. Sheng, Locally resonant sonic materials. *Science* 289, 1734 (2000),.
- [23] Y. Ding, Z. Liu, C. Qiu, and J. Shi, Metamaterial with simultaneously negative bulk modulus and mass density. *Phys. Rev. Lett.* 99, 093904 (2007).
- [24] X. Liu, G. Hu, G. Huang, and C. Sun, An elastic metamaterial with simultaneously negative mass density and bulk modulus. *Appl. Phys. Lett.* 98, 25, 251907 (2011).
- [125] M. Ke, Z. Liu, C. Qiu, W. Wang, J. Shi, W. Wen, and P. Sheng, Negative-refraction imaging with two-dimensional phononic crystals. *Phys. Rev. B* 72, 064306 (2005).
- [26] L. Ming-Hui, C. Zhang, F. Liang, J. Zhao, C. Yan-Feng, M. Yi-Wei, J. Zi, Z. Yong-Yuan, Z. Shi-Ning, and N.-B. Ming, Negative birefracton of acoustic waves in a sonic crystal. *Nat. Mater.* 6, 10, 744 (2007).
- [27] H. Chen, and C. Chan, Acoustic cloaking in three dimensions using acoustic metamaterials. *Appl. Phys. Lett.* 91, 18, 183518 (2007).
- [28] M. Farhat, S. Enoch, S. Guenneau, and A. B. Movchan, Broadband cylindrical acoustic cloak for linear surface waves in a fluid. *Phys. Rev. Lett.* 101, 134501 (2008).
- [29] M. Farhat, S. Guenneau, and S. Enoch, Ultrabroadband elastic cloaking in thin plates. *Phys. Rev. Lett.* 103, 024301(2009).
- [30] S. Zhang, C. Xia, and N. Fang, Broadband acoustic cloak for ultrasound waves. *Phys. Rev. Lett.* 106, 2, 024301(2011).
- [31] A. Elayouch, M. Addouche, E. Herth, and A. Khelif, Experimental evidence of ultrasonic opacity using the coupling of resonant cavities in a phononic membrane. *Appl. Phys. Lett.* 103, 8, 083504 (2013).
- [32] Y. Xie, W. Wang, H. Chen, A. Konneker, B.-I. Popa, and S. A. Cummer, Wavefront modulation and subwavelength diffractive acoustics with an acoustic metasurface. *Nat. Commun.* 5, 5553 (2014).
- [33] Y. Li, S. Qi, and M. B. Assouar, Theory of metascreen-based acoustic passive phased array. *New J. Phys* 18, 4 (2016), 043024.
- [34] R. Martínez-Sala, J. Sancho, J. V. Sanchez, V. Gomez, J. Llinares et F. Meseguer, Sound attenuation by sculpture. *Nature*, 378, 241 (1995).

- [35] J. O. Vasseur, B. Djafari-Rouhani, L. Dobrzynski, M. S. Kushwaha et P. Halevi, Complete acoustic band gaps in periodic fibre reinforced composite materials : the carbon/epoxy composite and some metallic systems. *Journ. Phys. Cond. Matt.*, 6, 8759 (1994).
- [36] M. S. Kushwaha et B. Djafari-Rouhani, Complete acoustic stop bands for cubic arrays of spherical liquid balloons. *J. Appl. Phys.*, 80, 3191 (1996).
- [37] J. O. Vasseur, P. A. Deymier, G. Frantziskonis, G. Hong, B. Djafari-Rouhani et L. Dobrzynski, Experimental evidence for the existence of absolute acoustic band gaps in twodimensional periodic composite media. *Journ. Phys. Cond. Matt.*, 10, 6051 (1998).
- [38] J. V. Sanchez-Perez, D. Caballero, R. Martinez-Sala, C. Rubio, J. Sanchez-Dehesa, F. Meseguer, J. Llinares et F. Galves, Sound attenuation by a two-dimensional array of rigid cylinders. *Phys. Rev. Lett.*, 80, 5325 (1998).
- [39] G. Jia, and Z. Shi, A new seismic isolation system and its feasibility study. *Earthq. Eng. Eng. Vib.* 9, 1, 75–82 (2010).
- [40] S. Brûlé, E. Javelaud, S. Enoch, and S. Guenneau, Experiments on seismic metamaterials : Molding surface waves. *Phys. Rev. Lett.* 112, 13, 133901 (2014).
- [41] J.-K. Yu, S. Mitrovic, D. Tham, J. Varghese, and J. R. Heath, Reduction of thermal conductivity in phononic nanomesh structures. *Nat. Nanotech.* 5, 10, 718–721 (2010).
- [42] P. E. Hopkins, C. M. Reinke, M. F. Su, R. H. Olsson III, E. A. Shaner, Z. C. Leseman, J. R. Serrano, L. M. Phinney, and I. El-Kady, Reduction in the thermal conductivity of single crystalline silicon by phononic crystal patterning. *Nano Lett.* 11, 1, 107–112 (2010).
- [43] A. Khelif, A. Choujaa, S. Benchabane, B. Djafari-Rouhani, and V. Laude, Guiding and bending of acoustic waves in highly confined phononic crystal waveguides. *Appl. Phys. Lett.* 84, 22, 4400–4402 (2004).
- [44] J. O. Vasseur, A.-C. Hladky-Hennion, B. Djafari-Rouhani, F. Duval, B. Dubus, Y. Pennec, and P. A. Deymier, Waveguiding in two-dimensional piezoelectric phononic crystal plates. *J. Appl. Phys.* 101, 11 (2007).
- [45] Y. Pennec, B. Djafari-Rouhani, J.O. Vasseur, A. Khelif, and P.A. Deymier, Tunable filtering and demultiplexing in phononic crystals with hollow cylinders. *Phys. Rev. E* 69, 046608 (2004).

- [46] Y. Pennec, Y., J. O. Vasseur, B. Djafari-Rouhani, L. Dobrzyński, P. A. Deymier, Two-dimensional phononic crystals: Examples and applications, *Surface Science Reports* 65 229–291 (2010).
- [47] Y. Tanaka, and S.-i. Tamura, “Surface acoustic waves in two-dimensional periodic elastic structures,” *Physical Review B*, vol. 58, no. 12, p. 7958, (1998).
- [48] V. Laude, M. Wilm, S. Benchabane, and A. Khelif, Full band gap for surface acoustic waves in a piezoelectric phononic crystal, *Physical Review E*, vol. 71, no. 3, p. 036607 (2005).
- [49] S. Benchabane, A. Khelif, J. Rauch, L. Robert, and V. Laude, Evidence for complete surface wave band gap in a piezoelectric phononic crystal, *Physical Review E*, vol. 73, no. 6, p. 065601 (2006).
- [50] A. Khelif, B. Aoubiza, S. Mohammadi, A. Adibi, and V. Laude, Complete band gaps in two-dimensional phononic crystal slabs, *Physical Review E*, vol. 74, no. 4, p. 046610 (2006).
- [51] H. Larabi, Y. Pennec, B. Djafari-Rouhani, and J. O. Vasseur, Multicoaxial cylindrical inclusions in locally resonant phononic crystals,” *Physical Review E*, vol. 75, no. 6, p. 066601 (2007).
- [52] S. Mohammadi, A. Eftekhar, A. Khelif, W. Hunt, and A. Adibi, Evidence of large high frequency complete phononic band gaps in silicon phononic crystal plates, *Applied Physics Letters*, vol. 92, no. 22, p. 221905–221905 (2008).
- [53] S. Mohammadi, A. Eftekhar, A. Khelif, H. Moubchir, R. Westafer, W. Hunt, and A. Adibi, , Complete phononic bandgaps and bandgap maps in two-dimensional silicon phononic crystal plates, *Electronics Letters*, vol. 43, no. 16, p. 898–899 (2007).
- [54] N. K. Kuo and G. Piazza. 1 GHz phononic band gap structure in air/aluminum nitride for symmetric lamb waves. *Micro Electro Mechanical Systems (MEMS)*, 2011 IEEE 24th International Conference on, p. 740–743, January (2011).
- [55] N.K. Kuo and G. Piazza. Fractal phononic crystals in aluminum nitride: An approach to ultra high frequency bandgaps. *Applied Physics Letters*, 99(16), (2011).
- [56] N.K. Kuo, C. Zuo, and G. Piazza. Microscale inverse acoustic band gap structure in aluminum nitride. *Applied Physics Letters*, 95(9), (2009).
- [57] S. Hemon, A. Akjouj, A. Soltani, Y. Pennec, Y. El Hassouani, A. Talbi, V. Mortet, and B. Djafari-Rouhani, Hypersonic band gap in an AlN-TiN bilayer phononic crystal slab, *Applied Physics Letters* 104, 063101 (2014).

- [58] Y. Pennec, B. Djafari-Rouhani, H. Larabi, J. O. Vasseur, and A. C. Hladky-Hennion, Low-frequency gaps in a phononic crystal constituted of cylindrical dots deposited on a thin homogeneous plate. *Phys. Rev. B.* 78, 104105 (2008).
- [59] T.-T. Wu, Z.-G. Huang, T.-C. Tsai, and T.-C. Wu, Evidence of complete band gap and resonances in a plate with periodic stubbed surface. *Appl. Phys. Lett.* 93, 11, 111902 (2008).
- [60] M. Oudich, Y. Li, B. M. Assouar, and Z. Hou, A sonic band gap based on the locally resonant phononic plates with stubs. *New J. Phys* 12, 8, 083049 (2010).
- [61] B. M. Assouar, and M. Oudich, Enlargement of a locally resonant sonic band gap by using double-sides stubbed phononic plates. *Appl. Phys. Lett.* 100, 12, 123506 (2012).
- [62] O. R. Bilal, and M. I. Hussein, Trampoline metamaterial : Local resonance enhancement by springboards. *Appl. Phys. Lett.* 103, 11, 111901 (2013).
- [63] R. Pourabolghasem, S. Mohammadi, A. A. Eftekhar, A. Khelif, and A. Adibi, Experimental evidence of high-frequency complete elastic band gap in pillar-based phononic slabs. *Appl. Phys. Lett.* 105, 23, 231908 (2014).
- [64] H. Zhou, "Etude théorique et expérimentale de système à ondes de surface dans des structures multicouches piézomagnétiques pour des applications en contrôle santé intégré de MEMS par imagerie acoustique non linéaire," Thèse, Université de Lille (2014).
- [65] N. Gasmi, "Propagation des ondes magnéto-électro-élastiques dans les systèmes multicouches et les cristaux phononiques," Thèse, Université de Lille (2014).
- [66] A. Pavlova, "Préparation et étude des propriétés des films magnétiques nanostructures pour des applications en dispositifs magneto-acoustiques et spintroniques," Thèse, Université de Lille (2014).
- [67] S. Yankin, "Surface acoustic waves interaction with systems of topographical irregularities comparable to a wavelength," Thèse, Université de Lille (2015).
- [68] Yu Du " Etude et développement de matériaux micro/nano structurés pour l'ingénierie des bandes interdites dans les dispositifs électro-acoustiques à ondes de surface," Thèse, Université de Lille (2015).
- [69] E.H. El Boudouti, B. Djafari-Rouhani, A. Akjouj, L. Dobrzynski, Acoustic waves in solid and fluid layered materials, *Surface Science Reports*, 64, 11, 471-594 (2009).

**Chapitre II: Impact de la micro structuration sur les performances
du mode de Lamb symétrique S_0 dans une plaque de nitrure
d'aluminium**

Chapitre II: Impact de la micro structuration sur les performances du mode de Lamb symétrique S_0 dans une plaque de nitrure d'aluminium

Introduction

Les microsystemes résonants compatibles avec les technologies de fabrication CMOS (Complementary Metal Oxide Semiconductor) et permettant simultanément la réduction d'échelle et la montée en fréquence constituent un vrai défi pour le développement d'une nouvelle génération de dispositifs dans le domaine des hyperfréquences incluant les filtres et les résonateurs pour télécoms. Ces dispositifs peuvent également être étendus au développement de micro-capteurs avec une résolution ultime. Les résonateurs à onde de Lamb, en particulier le mode symétrique d'ordre zéro (S_0), présentent des caractéristiques intéressantes pour les bandes UHF (Ultra hautes fréquences) et SHF (Supra hautes fréquences), telles que par exemple la compatibilité avec les technologies CMOS, la faible résistance motionnelle. Ils offrent de plus la possibilité de réduire la dérive en température de la fréquence caractéristique, avec un choix judicieux des matériaux.

Depuis une dizaine d'années, plusieurs études théoriques et expérimentales ont été menées pour investiguer les propriétés du mode S_0 dans des plaques minces de Nitrure d'Aluminium (AlN) [1-3]. Les propriétés étudiées sont les courbes de dispersion, le coefficient de couplage électromécanique et la stabilité en température. Pour la stabilité en température les chercheurs ont proposé de combiner des matériaux présentant une évolution des constantes élastiques en fonction de la température avec un comportement opposé. Cette technique de compensation a été appliquée avec succès dans la plupart des dispositifs à ondes élastiques de surface pour la conception de résonateurs et filtres pour des applications télécoms et capteurs [4-6]. Le matériau le plus utilisé pour obtenir la compensation en température est l'Oxyde de Silicium (SiO_2) puisqu'il est un des rares matériaux à présenter des coefficients directeurs en température positifs pour l'évolution des constantes élastiques en fonction de la température [7-14].

Dans ce chapitre, nous allons revenir dans un premier temps sur l'étude des propriétés du mode de Lamb S_0 dans une membrane d'AlN simple. Dans un second temps, nous présenterons

et discuterons les propriétés du mode S_0 dans le cas de structures composites AlN/SiO₂. Nous considèrerons des couches de SiO₂ homogènes et micro/nano structurées. Nous montrerons au travers de cette étude l'apport de la micro/nano structuration de la couche de SiO₂ dans l'amélioration des performances des dispositifs basés sur le mode S_0 dans les structures composites via une ingénierie avancée des courbes de dispersion.

II.1 Présentation de la structure étudiée et du modèle Comsol utilisé

II.1.1 Présentation des différentes configurations

Comme il a été rappelé dans l'introduction, on s'intéresse dans ce chapitre à la propagation des ondes de Lamb en particulier celle du mode symétrique S_0 dans une plaque d'AlN. La figure II.1 présente les différentes configurations que nous avons étudiées : membrane simple d'AlN, membrane composite AlN/SiO₂ avec une couche homogène de SiO₂ située au-dessus ou en dessous de la couche AlN (choix lié uniquement aux contraintes technologiques), et membrane composite AlN/SiO₂ avec des motifs de SiO₂ structurés sous forme de rubans. Pour l'ensemble des structures nous présenterons les résultats pour différentes topologies d'électrodes qui seront décrites par la suite.

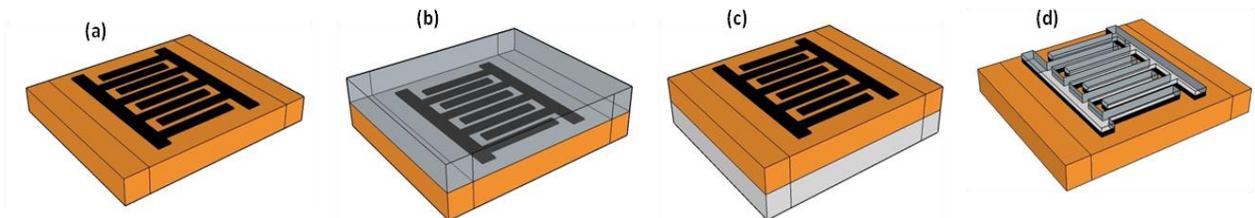


Figure II.1 : Structures des membranes étudiées : (a) membrane d'AlN simple. (b), (c) membranes composites AlN/SiO₂ avec la couche de SiO₂ placée sur la surface supérieure ou inférieure. (d) membrane d'AlN avec des motifs de SiO₂ structurés.

Tableau II.1: Propriétés des matériaux AlN et SiO₂ utilisées dans la simulation [15].

	Symbole	AlN	SiO ₂	Unité
Constantes élastiques	C₁₁	345	78.5	10⁹N/m²
	C₁₂	125	16.1	
	C₁₃	120	16.1	
	C₃₃	395	78.5	
	C₄₄	118	31.2	
	C₆₆	110	31.2	
Densité	ρ	3260	2210	kg/m³
Constantes piézoélectriques	e₁₁	-0.48	—	C/m²
	e₃₁	-0.58	—	
	e₃₃	1.55	—	
Constantes diélectriques	ε₁₁	8.0	3.32	10⁻¹¹F/m
	ε₃₃	9.5	3.32	

Tableau II.2: Coefficients thermiques de l'AlN et du SiO₂ utilisés dans la simulation.

	Symbole	AlN	SiO ₂	Unité
Coefficients thermiques des constants élastiques	<i>TC</i> ₁₁	-37	239	10 ⁻⁶ °C ⁻¹
	<i>TC</i> ₁₂	-1.8	584	
	<i>TC</i> ₁₃	-1.8	584	
	<i>TC</i> ₃₃	-65	239	
	<i>TC</i> ₄₄	-50	151	
	<i>TC</i> ₆₆	-57	151	
Coefficients de dilatations thermiques	<i>α</i> ₁₁	5.27	0.55	10 ⁻⁶ °C ⁻¹
	<i>α</i> ₃₃	4.15	0.55	

II.1.2 Présentation du Modèle

Pour l'ensemble de ce chapitre nous utiliserons Comsol Multiphysics pour calculer les caractéristiques du mode S₀ dans les différentes configurations présentées ci-dessus. Le modèle développé est basé sur l'interface « Partial Dérivatives Equations » avec la forme générale. La démarche consiste, dans le cas des matériaux piézoélectriques, à introduire les différents tenseurs de contraintes, et de déplacements électriques et d'adapter l'équation générale à

l'équation fondamentale de la dynamique sous sa forme matricielle. Nous présentons brièvement ci-dessous les grandes lignes pour l'implémentation du modèle.

Les équations constitutives dans un matériau piézoélectrique sont données par : la relation entre le tenseur des contraintes, le tenseur des déformations et le champ électrique, la relation entre le déplacement électrique, le tenseur des déformations et le champ électrique. Ces relations combinant les comportements électriques et mécaniques du matériau piézoélectrique anisotrope, sont décrites par les équations (II.1) et (II.2) suivantes :

$$T_{ij} = C_{ijkl}^E S_{kl} - e_{kij} E_k, \quad (II.1)$$

$$D_j = e_{jkl} S_{kl} + \varepsilon_{jk}^S E_k, \quad (II.2)$$

où T_{ij} , S_{kl} et C_{ijkl} représentent respectivement, le tenseur des contraintes, le tenseur des déformations et le tenseur des constantes élastiques. D_j , E_k , e_{ikl} et ε_{jk} représentent respectivement le déplacement électrique, le champ électrique, le tenseur des constantes piézoélectriques et le tenseur des permittivités relatives. Sachant que les propriétés de symétries permettent de réduire les composantes indépendantes du tenseur à 36, qui normalement devraient être 81 composantes, on utilise dans la suite les notations algébriques qui permettent de passer d'un système à deux indices vers un système d'un seul indice. Pour cela, on peut écrire les tenseurs T et S de rang 2 selon la règle suivante :

$$11 \rightarrow 1, 22 \rightarrow 2, 33 \rightarrow 3, 23 = 32 \rightarrow 4, 13 = 31 \rightarrow 5, 12 = 21 \rightarrow 6.$$

En appliquant la loi fondamentale de dynamique, on obtient les deux équations suivantes :

La première est l'équation de mouvement :

$$\frac{\partial^2 u_i}{\partial t^2} = \frac{1}{\rho_0} \frac{\partial T_{ij}}{\partial x_j}, \quad (II, 3)$$

où u_i et ρ_0 sont le champ de déplacement et la densité respectivement.

La deuxième est l'équation de poisson:

$$\frac{\partial D_j}{\partial x_j} = 0, \quad (\text{II, 4})$$

On considère une solution en onde plane pour l'équation (II.3):

$$u_i = u_i^0 e^{-jk_x x} e^{-jk_y y} e^{-j\omega t}, \quad (\text{II, 5})$$

Par la suite, en introduisant les équations (II.1) et (II.2) dans les équations (II.3) et (II.4) on obtient :

$$\begin{cases} \rho_0 \frac{\partial^2 u_i}{\partial t^2} = C_{ijkl} \frac{\partial^2 u_k}{\partial x_l \partial x_j} + e_{kij} \frac{\partial^2 \phi_e}{\partial x_k \partial x_j}, & (\text{II, 6}) \\ 0 = e_{jkl} \frac{\partial^2 u_k}{\partial x_l \partial x_j} - \epsilon_{jk} \frac{\partial^2 \phi_e}{\partial x_k \partial x_j}, & (\text{II, 7}) \end{cases}$$

Où ϕ_e est le potentiel électrique. Ce système est basé sur deux équations couplées. Il combine les comportements électriques et ceux mécaniques.

Ensuite, nous utilisons l'équation aux dérivées partielles (PDE) dans le logiciel Comsol Multiphysics® 4.3a, qui est basé sur la méthode des éléments finis (FEM).

$$\lambda^2 e_a \bar{u}^0 - \lambda d_a \bar{u}^0 + \nabla \Gamma = F, \quad (2,8)$$

$$\text{Avec : } \nabla = \left(\frac{\partial}{\partial x}, \frac{\partial}{\partial y}, \frac{\partial}{\partial z} \right).$$

Sachant que les valeurs propres sont liées à la pulsation ω par la relation suivante :

$$\lambda = -j\omega, \quad (2,9)$$

Et en définissant:

$$d_a = 0, \quad (2,10)$$

$$e_a = \begin{bmatrix} \rho_0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & \rho_0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & \rho_0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \end{bmatrix}, \mathbf{r} = \begin{bmatrix} T_{11}^0 & T_{12}^0 & T_{13}^0 \\ T_{21}^0 & T_{22}^0 & T_{23}^0 \\ T_{31}^0 & T_{32}^0 & T_{33}^0 \\ D_1^0 & D_2^0 & D_3^0 \end{bmatrix}, \mathbf{F} = \begin{bmatrix} jk_x T_{11}^0 + jk_y T_{13}^0 \\ jk_x T_{12}^0 + jk_y T_{22}^0 \\ jk_x T_{13}^0 + jk_y T_{23}^0 \\ jk_x D_1^0 + jk_y D_2^0 \end{bmatrix}$$

On peut exprimer les contraintes et le déplacement électrique comme suit:

$$\begin{aligned} T_{11} &= C_{11} \left(\frac{\partial u_x}{\partial x} \right) + C_{12} \left(\frac{\partial u_y}{\partial z} \right) + C_{13} \left(\frac{\partial u_z}{\partial y} \right) + C_{14} \left(\frac{\partial u_y}{\partial y} + \frac{\partial u_z}{\partial z} \right) + C_{15} \left(\frac{\partial u_x}{\partial y} + \frac{\partial u_z}{\partial x} \right) + C_{16} \left(\frac{\partial u_x}{\partial z} + \frac{\partial u_y}{\partial x} \right) + e_{11} \left(\frac{\partial v}{\partial x} \right) + e_{21} \left(\frac{\partial v}{\partial z} \right) \\ &\quad + e_{31} \left(\frac{\partial v}{\partial y} \right), \\ T_{12} &= C_{21} \left(\frac{\partial u_x}{\partial x} \right) + C_{22} \left(\frac{\partial u_y}{\partial z} \right) + C_{23} \left(\frac{\partial u_z}{\partial y} \right) + C_{24} \left(\frac{\partial u_y}{\partial y} + \frac{\partial u_z}{\partial z} \right) + C_{25} \left(\frac{\partial u_x}{\partial y} + \frac{\partial u_z}{\partial x} \right) + C_{26} \left(\frac{\partial u_x}{\partial z} + \frac{\partial u_y}{\partial x} \right) + e_{12} \left(\frac{\partial v}{\partial x} \right) + e_{22} \left(\frac{\partial v}{\partial z} \right) \\ &\quad + e_{32} \left(\frac{\partial v}{\partial y} \right), \\ T_{13} &= C_{31} \left(\frac{\partial u_x}{\partial x} \right) + C_{32} \left(\frac{\partial u_y}{\partial z} \right) + C_{33} \left(\frac{\partial u_z}{\partial y} \right) + C_{34} \left(\frac{\partial u_y}{\partial y} + \frac{\partial u_z}{\partial z} \right) + C_{35} \left(\frac{\partial u_x}{\partial y} + \frac{\partial u_z}{\partial x} \right) + C_{36} \left(\frac{\partial u_x}{\partial z} + \frac{\partial u_y}{\partial x} \right) + e_{13} \left(\frac{\partial v}{\partial x} \right) + e_{23} \left(\frac{\partial v}{\partial z} \right) \\ &\quad + e_{33} \left(\frac{\partial v}{\partial y} \right), \\ T_{14} &= C_{41} \left(\frac{\partial u_x}{\partial x} \right) + C_{42} \left(\frac{\partial u_y}{\partial z} \right) + C_{43} \left(\frac{\partial u_z}{\partial y} \right) + C_{44} \left(\frac{\partial u_y}{\partial y} + \frac{\partial u_z}{\partial z} \right) + C_{45} \left(\frac{\partial u_x}{\partial y} + \frac{\partial u_z}{\partial x} \right) + C_{46} \left(\frac{\partial u_x}{\partial z} + \frac{\partial u_y}{\partial x} \right) + e_{14} \left(\frac{\partial v}{\partial x} \right) + e_{24} \left(\frac{\partial v}{\partial z} \right) \\ &\quad + e_{34} \left(\frac{\partial v}{\partial y} \right), \\ T_{15} &= C_{51} \left(\frac{\partial u_x}{\partial x} \right) + C_{52} \left(\frac{\partial u_y}{\partial z} \right) + C_{53} \left(\frac{\partial u_z}{\partial y} \right) + C_{54} \left(\frac{\partial u_y}{\partial y} + \frac{\partial u_z}{\partial z} \right) + C_{55} \left(\frac{\partial u_x}{\partial y} + \frac{\partial u_z}{\partial x} \right) + C_{56} \left(\frac{\partial u_x}{\partial z} + \frac{\partial u_y}{\partial x} \right) + e_{15} \left(\frac{\partial v}{\partial x} \right) + e_{25} \left(\frac{\partial v}{\partial z} \right) \\ &\quad + e_{35} \left(\frac{\partial v}{\partial y} \right), \\ T_{16} &= C_{61} \left(\frac{\partial u_x}{\partial x} \right) + C_{62} \left(\frac{\partial u_y}{\partial z} \right) + C_{63} \left(\frac{\partial u_z}{\partial y} \right) + C_{64} \left(\frac{\partial u_y}{\partial y} + \frac{\partial u_z}{\partial z} \right) + C_{65} \left(\frac{\partial u_x}{\partial y} + \frac{\partial u_z}{\partial x} \right) + C_{66} \left(\frac{\partial u_x}{\partial z} + \frac{\partial u_y}{\partial x} \right) + e_{16} \left(\frac{\partial v}{\partial x} \right) + e_{26} \left(\frac{\partial v}{\partial z} \right) \\ &\quad + e_{36} \left(\frac{\partial v}{\partial y} \right), \\ D_1 &= e_{11} \left(\frac{\partial u_x}{\partial x} \right) + e_{12} \left(\frac{\partial u_y}{\partial z} \right) + e_{13} \left(\frac{\partial u_z}{\partial y} \right) + e_{14} \left(\frac{\partial u_y}{\partial y} + \frac{\partial u_z}{\partial z} \right) + e_{15} \left(\frac{\partial u_x}{\partial y} + \frac{\partial u_z}{\partial x} \right) + e_{16} \left(\frac{\partial u_x}{\partial z} + \frac{\partial u_y}{\partial x} \right) + \varepsilon_{11} \left(\frac{\partial v}{\partial x} \right) + \varepsilon_{12} \left(\frac{\partial v}{\partial z} \right) \\ &\quad + \varepsilon_{13} \left(\frac{\partial v}{\partial y} \right), \\ D_2 &= e_{21} \left(\frac{\partial u_x}{\partial x} \right) + e_{22} \left(\frac{\partial u_y}{\partial z} \right) + e_{23} \left(\frac{\partial u_z}{\partial y} \right) + e_{24} \left(\frac{\partial u_y}{\partial y} + \frac{\partial u_z}{\partial z} \right) + e_{25} \left(\frac{\partial u_x}{\partial y} + \frac{\partial u_z}{\partial x} \right) + e_{26} \left(\frac{\partial u_x}{\partial z} + \frac{\partial u_y}{\partial x} \right) + \varepsilon_{12} \left(\frac{\partial v}{\partial x} \right) + \varepsilon_{22} \left(\frac{\partial v}{\partial z} \right) \\ &\quad + \varepsilon_{23} \left(\frac{\partial v}{\partial y} \right), \\ D_3 &= e_{31} \left(\frac{\partial u_x}{\partial x} \right) + e_{32} \left(\frac{\partial u_y}{\partial z} \right) + e_{33} \left(\frac{\partial u_z}{\partial y} \right) + e_{34} \left(\frac{\partial u_y}{\partial y} + \frac{\partial u_z}{\partial z} \right) + e_{35} \left(\frac{\partial u_x}{\partial y} + \frac{\partial u_z}{\partial x} \right) + e_{36} \left(\frac{\partial u_x}{\partial z} + \frac{\partial u_y}{\partial x} \right) + \varepsilon_{13} \left(\frac{\partial v}{\partial x} \right) + \varepsilon_{23} \left(\frac{\partial v}{\partial z} \right) \\ &\quad + \varepsilon_{33} \left(\frac{\partial v}{\partial y} \right), \end{aligned}$$

Avec (k_x, k_y, k_z) les composantes du vecteur d'onde k selon les différentes directions. x , y et z , (u_x, u_y, u_z) les composantes du champ de déplacement et v le potentiel.

$$T_{ij} = T_{ij}^0 e^{-jk_x x} e^{-jk_y y} e^{-j\omega t}, D_i = D_i^0 e^{-jk_x x} e^{-jk_y y} e^{-j\omega t}$$

Pour simplifier le calcul, nous avons réduit le modèle à un problème mathématique bidimensionnel car nous négligeons les variations suivant la direction z .

Ainsi : $\frac{\partial u_x}{\partial z}$, $\frac{\partial u_y}{\partial z}$, $\frac{\partial u_z}{\partial z}$ et $\frac{\partial v}{\partial z}$ sont nuls. Et les coordonnées y et z sont permutées pour être en accord avec la géométrie du modèle.

Pour l'ensemble de l'étude, on considère la propagation suivant l'axe x donc $k_x = 2\pi/\lambda$, $k_y = 0$, et $k_z = 0$. On ne considère pas ici les modes de plaque transverses qui ne présentent aucun couplage avec les modes sagittaux symétriques et antisymétriques, ce qui justifie une analyse en 2 dimensions pour nos calculs. On considère pour le calcul dans ce chapitre une cellule élémentaire de paramètre de maille a , et on utilise les conditions aux limites périodiques de type continuité $u_x(x+a) = u_x(x)$. Ces conditions permettent de considérer la longueur d'onde égale au paramètre de maille. L'analyse paramétrique sera alors réalisée soit en faisant varier le paramètre de maille, soit l'épaisseur de la plaque.

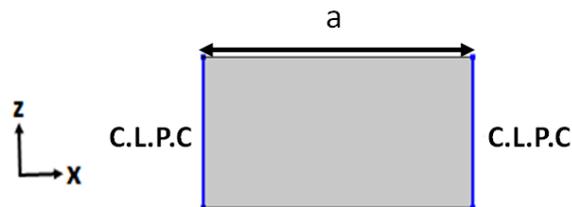


Figure II.1 : Conditions aux limites périodiques de type continuité appliquées aux deux surfaces latérales de la plaque.

II.2 Caractéristiques du mode S_0 dans une plaque d'AlN

La conception des dispositifs électroacoustiques ou MEMS acoustiques nécessite la connaissance parfaite de la dispersion des modes qui se propagent dans la structure, le coefficient de couplage électromécanique, et également la stabilité en température de la structure. C'est l'ensemble de ces caractéristiques auxquelles nous nous sommes intéressés dans cette étude.

II.2.1 Courbes de dispersion

Pour calculer les courbes de dispersion nous avons calculé pour chaque valeur de longueur d'onde les modes propres de la structure et nous avons sélectionné uniquement les modes symétriques et antisymétriques d'ordre 0. La figure II.3 illustre la distribution du champ de

déplacement total pour une configuration géométrique où l'épaisseur de la plaque est égale à la moitié de la longueur d'onde.

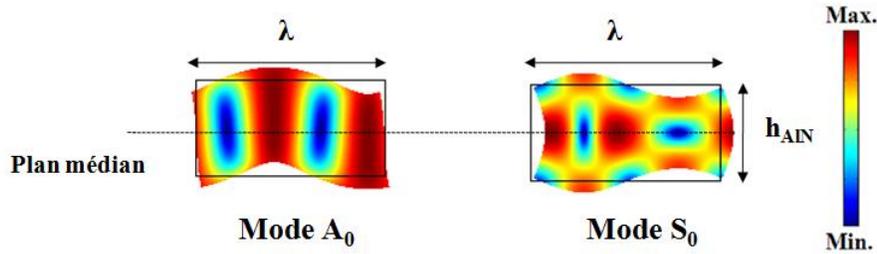


Figure II.3: Distribution du champ de déplacement total pour les modes de Lamb symétrique et antisymétrique d'ordre 0.

La vitesse de phase en fonction de l'épaisseur normalisée par la longueur d'onde pour les modes A_0 et S_0 est illustrée sur la figure II.4. On remarque que le mode S_0 dans l'AIN se propage avec une vitesse de phase de l'ordre de 10 000 m/s et que la propagation est quasi non dispersive pour une épaisseur normalisée h_{AIN} / λ inférieure à 0.4.

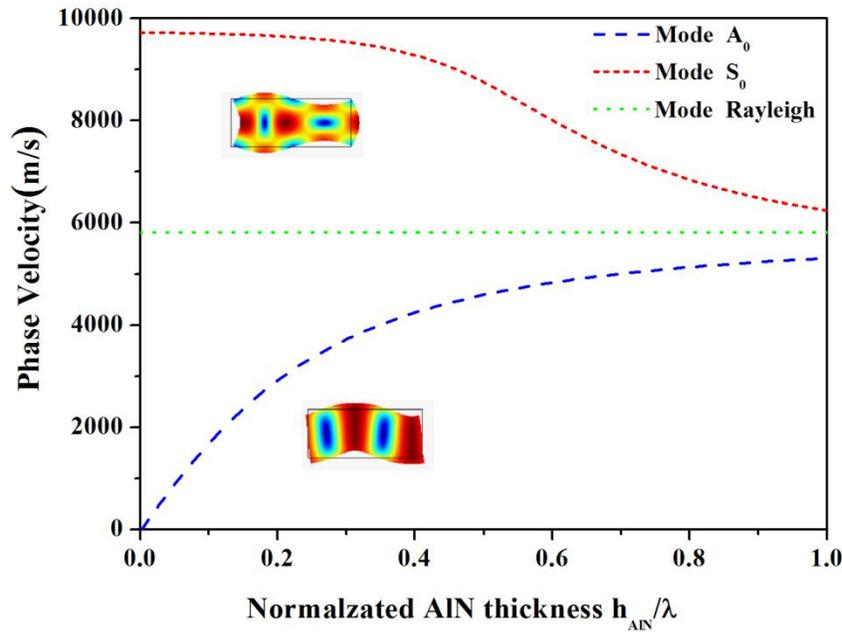


Figure II.4: Vitesse de phase pour les modes S_0 et A_0 d'ondes de Lamb.

II.2.2 Coefficient de couplage électromécanique

Le coefficient de couplage électromécanique pour les ondes de Lamb est estimé à partir de la différence entre les vitesses de phase obtenues pour deux conditions aux limites sur le potentiel : circuit ouvert et court-circuit. La relation est donnée par l'équation suivante :

$$K^2 = \frac{V_0^2 - V_m^2}{V_0^2} = 2 \cdot \frac{V_0 - V_m}{V_0}, \quad (\text{II. 11})$$

où V_0 et V_m sont respectivement les vitesses de phase dans le cas du circuit ouvert et du court-circuit.

Dans le cas des résonateurs à ondes de Lamb, le choix de la topologie des électrodes est un facteur déterminant pour améliorer les performances. Différentes topologies d'électrodes sont possibles comme indiqué sur la figure II.5. La première topologie présente des électrodes interdigités (IDTs) localisées à la surface de la membrane (Fig. II.5a). La deuxième topologie consiste à ajouter une électrode sur la face inférieure de la membrane (Fig. II.5b). La troisième topologie consiste à utiliser des électrodes en face-à-face sur les surfaces inférieure et supérieure (Fig. II.5c). On s'intéresse ici uniquement au mode de Lamb S_0 qui présente un intérêt pratique pour des applications MEMS RF et également des applications capteurs [16].

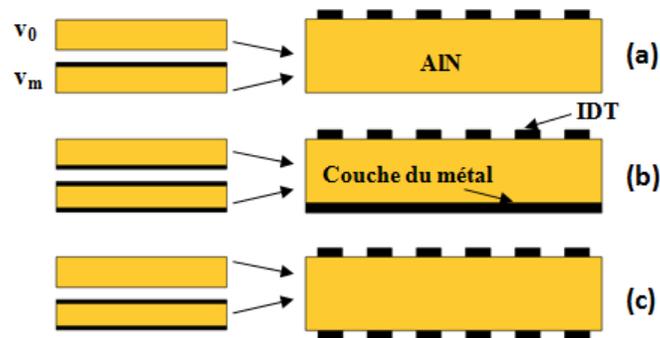


Figure II.5 : Différentes topologies d'électrodes IDTs: (a) IDTs en surface, (b) IDTs en surface supérieure et surface métallique en face inférieure et (c) IDTs en face à face sur les deux surfaces.

Le calcul est effectué pour une épaisseur d'AlN normalisée h_{AlN} / λ dans la gamme de 0 à 1. Comme mentionné ci-dessus, on fixe l'épaisseur de la membrane et on fait varier la longueur d'onde (ici le paramètre de maille). Les résultats du calcul sont illustrés sur la figure II.6.

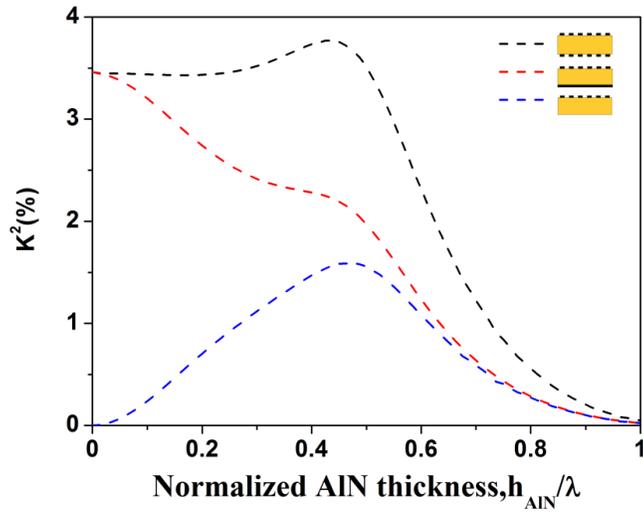


Figure II.6 : Coefficient de couplage électromécanique pour le mode S_0 pour les trois topologies d'IDTs.

On peut noter à partir des résultats obtenus que la topologie des IDTs en face à face présente les meilleures performances, avec un K^2 de l'ordre de 3.5% pour une épaisseur normalisée inférieure à 0.55. Cela s'explique par le fait que d'une part cette topologie est favorable à une distribution homogène du champ électrique dans l'épaisseur de la membrane et d'autre part la topologie présente la même symétrie que le mode S_0 . Le coefficient de couplage électromécanique maximum que l'on peut atteindre dans le Nitrure d'Aluminium est de l'ordre de 7% et il est obtenu pour une onde longitudinale suivant l'épaisseur. La topologie d'IDTs de part et d'autre de la membrane tire son avantage directement de cette propriété. Pour l'épaisseur normalisée supérieure à 0.55, le K^2 se dégrade rapidement jusqu'à s'annuler puis augmente jusqu'à atteindre le K^2 d'une onde de Rayleigh (partie non montrée ici). Dans le cas de la topologie avec IDTs en face d'une surface métallisée, les lignes de champs électriques sont verticales pour les petites épaisseurs normalisées puis se transforment en partie en lignes horizontales en augmentant l'épaisseur. Cela explique une diminution du coefficient de couplage de sa valeur maximale jusqu'à l'annulation. Dans la topologie avec IDTs sur une face et la deuxième face libre, les lignes de champs sont quasi horizontales pour les petites épaisseurs normalisées pour lesquelles K^2 est presque nul. Avec l'augmentation de l'épaisseur normalisée, le champ électrique présente alors deux composantes horizontale et verticale favorisant ainsi une augmentation de K^2 . La valeur maximale est obtenue ici pour une épaisseur normalisée au voisinage de 0.5 et cela

s'explique par deux raisons : l'une est liée au fait que la longueur d'onde est égale à deux fois l'épaisseur, condition résonnante favorable à l'excitation de l'onde de volume longitudinale suivant l'épaisseur qui contribuera à l'excitation du mode S_0 . La deuxième raison est liée à la forte dispersion observée dans cette zone et donc les courbes de dispersion présentent une forte sensibilité à l'effet de masse. Il a été montré [17] que la modification des conditions aux limites électriques peut être assimilée à un effet de masse en considérant les constantes élastiques durcies. Ce comportement d'amplification locale de K^2 du mode S_0 au voisinage d'une épaisseur normalisée de l'ordre de 0.5 peut également être noté pour les deux autres topologies.

II.2.3 Coefficient de Fréquence en Température (TCF)

Une des propriétés exigée dans les dispositifs électroacoustiques est la stabilité en température. Cela est particulièrement vrai pour des applications télécoms où le design des filtres est primordial au niveau des récepteurs pour assurer une transmission fiable de l'information. La solution principale utilisée par les fabricants de filtres SAW et BAW consiste à choisir des matériaux intrinsèquement compensés comme le quartz, ou combiner des matériaux piézoélectriques avec des couches minces présentant une évolution des constantes élastiques en fonction de la température avec un signe opposé à celles relatives aux matériaux piézoélectriques. La plupart des matériaux piézoélectriques présentent un coefficient directeur négatif pour l'évolution des constantes élastiques en fonction de la température. Nous présentons ci-dessous une brève description du modèle utilisé pour calculer le coefficient de température en fréquence (TCF: temperature coefficient of frequency) pour le mode S_0 dans le cas d'une membrane d'AlN. Dans le modèle il faut prendre en considération l'évolution des constantes élastiques, et de la densité en fonction de la température (équations II.12 et II.13). Le couplage thermoélastique sera également considéré dans cette étude mais pour des raisons de simplicité nous avons choisi de faire le calcul sans en tenir compte et d'introduire l'allongement via le coefficient de dilatation thermique sur le résultat final.

$$C_{ij}(T) = C_{ij}(T_0)(1 + TC_{ij}\Delta T), \quad (\text{II. 12})$$

$$\rho(T) = \rho(T_0)(1 - (\alpha_x + \alpha_y + \alpha_z)\Delta T), \quad (\text{II. 13})$$

où T_0 représente la température ambiante, ΔT la variation relative de la température, TC_{ij} sont les coefficients en température des constantes élastiques, $\alpha_x, \alpha_y, \alpha_z$ sont les coefficients de dilatation thermique selon les directions x, y, z respectivement.

Le modèle sous Comsol permet de déterminer les modes propres pour deux valeurs de température. Le modèle utilisé étant linéaire, on peut calculer alors le coefficient TCF en utilisant la relation donnée par l'équation (II.14) ci-dessous. L'équation découle directement de la différentiation par rapport à la température de la relation liant la fréquence, la vitesse de phase et la longueur d'onde ($v = f * \lambda$):

$$TCF = \frac{1}{v} \frac{\partial v}{\partial T} - \frac{1}{\lambda} \frac{\partial \lambda}{\partial T} = \frac{1}{v} \frac{\partial v}{\partial T} - \alpha_x, \quad (II.14)$$

Le résultat du calcul de TCF pour le mode S_0 est illustré sur la figure II.7. Il est obtenu en considérant une membrane d'AlN avec une épaisseur de $2\mu\text{m}$ et en faisant varier la longueur d'onde. On peut noter que le TCF est compris entre $-20\text{ppm}/^\circ\text{C}$ et $-24\text{ppm}/^\circ\text{C}$ pour une épaisseur normalisée inférieure à 0.4. Les variations dans cet intervalle peuvent être considérées comme faibles cela étant en accord parfait avec la constatation « faible dispersion implique faible sensibilité à l'effet de masse » (voir la figure II.8). On observe également une augmentation du TCF dans la zone présentant une forte dispersion du mode S_0 .

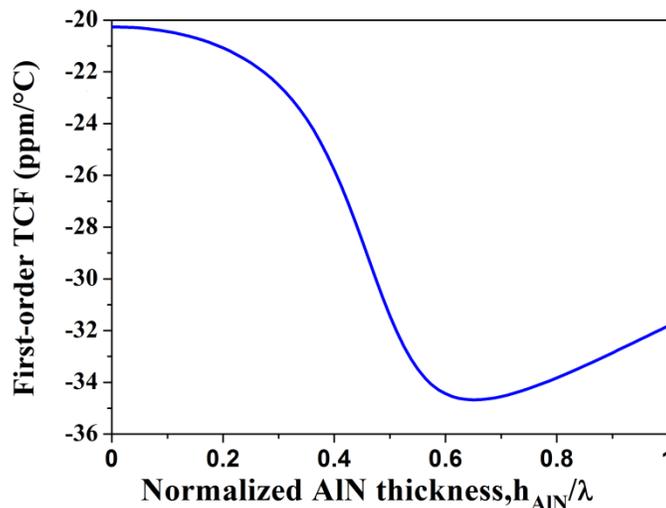


Figure II.7 : Evolution du TCF en fonction de l'épaisseur normalisée de l'AlN.

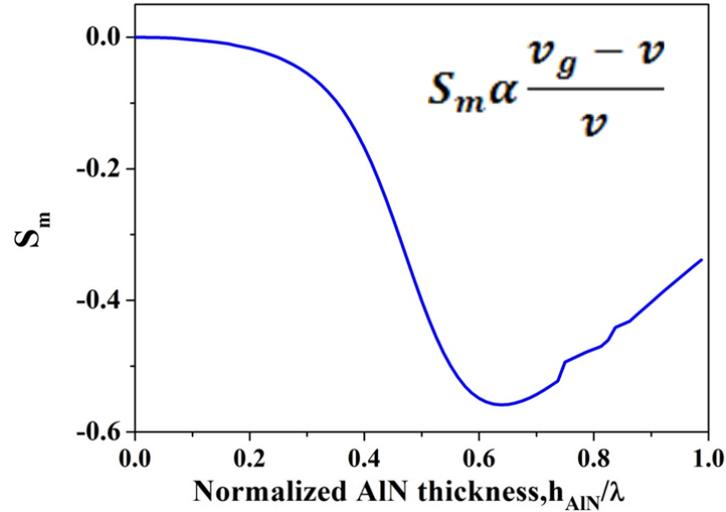


Figure II.8 : Sensibilité en fonction de l'épaisseur normalisée de l'AlN.

II.3 Caractéristiques du mode S_0 dans la membrane composite SiO_2/AlN

II.3.1 Coefficient de température en fréquence et courbes de dispersion

Dans cette partie nous allons nous intéresser à l'étude des propriétés du mode S_0 dans la membrane composite constituée d'une membrane d'AlN sur laquelle a été déposée une couche de SiO_2 . Deux configurations sont investiguées : la première avec une couche de SiO_2 homogène et la deuxième avec des rubans de SiO_2 micro/nano structurés. Nous avons utilisé le même modèle que pour l'étude de la membrane simple. Nous avons réalisé une étude paramétrique sur l'épaisseur de SiO_2 pour l'évolution du TCF en fonction de l'épaisseur normalisée. Dans cette étude nous avons fixé la longueur d'onde à $4 \mu m$ et nous avons fait varier l'épaisseur de l'AlN. Dans le cas des rubans de SiO_2 micro/nano structurés la largeur du ruban est prise égale à un quart de longueur d'onde (largeur d'un doigt dans le transducteur IDTs pour un taux de métallisation de 50%).

Dans le cas de la compensation avec une couche de SiO_2 homogène, les résultats obtenus sont illustrés sur la figure II.9a. On remarque sur les courbes que pour une épaisseur de SiO_2 supérieure à 600 nm, le point de compensation se décale vers de plus grandes valeurs de h_{AlN} / λ avec l'augmentation de l'épaisseur de l'oxyde. Pour une épaisseur de SiO_2 inférieure à 600 nm le point de compensation se concentre dans une zone autour de l'épaisseur normalisée de l'AlN

d'environ 0.45. La compensation est difficilement réalisable dans cette zone au regard de la forte dispersion du TCF. Nous verrons également par la suite que ce point de compensation n'est pas un choix optimal pour le coefficient de couplage électromécanique. Dans le cas de la compensation avec une couche de SiO₂ structurée (Fig II.9b), l'évolution du TCF en fonction de l'épaisseur normalisée de l'AlN présente un comportement complètement différent. En effet, les courbes présentent un maximum qui se décale vers les petites valeurs de l'épaisseur normalisée avec l'augmentation de l'épaisseur des rubans de SiO₂. Les courbes peuvent présenter 1, 2 voire 3 points de compensation suivant l'épaisseur utilisée pour la couche de SiO₂. On peut également noter par exemple pour l'épaisseur de SiO₂ voisine de 550 nm l'existence d'un plateau pour le point de compensation. Ce point peut avoir un grand intérêt dans la réalisation pratique des structures, résultat à confirmer avec l'étude du coefficient de couplage électromécanique dans cette structure.

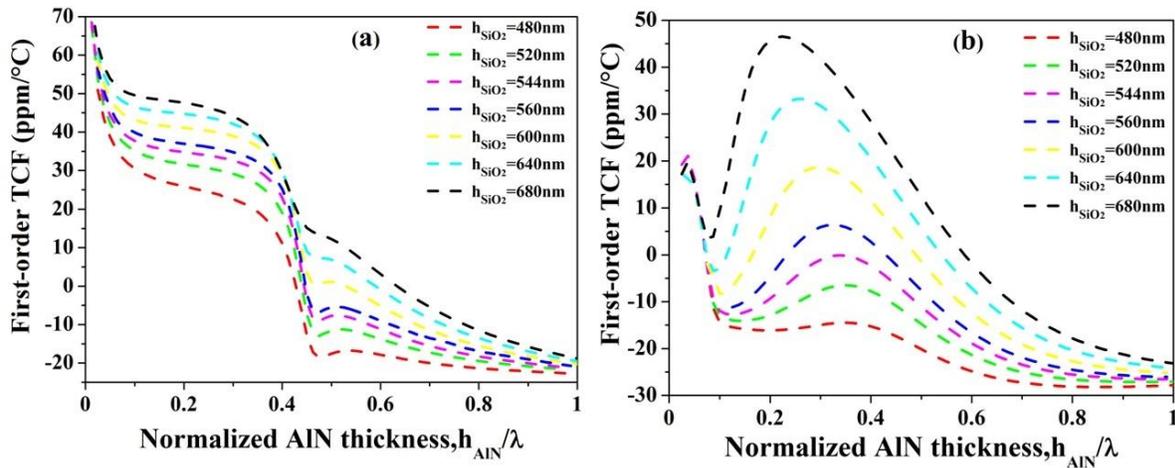


Figure II.9. Evolution du TCF en fonction de l'épaisseur normalisée de l'AlN pour différentes épaisseurs de SiO₂. (a) membrane d'AlN avec une couche homogène de SiO₂. (b) membrane d'AlN avec les rubans de SiO₂ structurés.

Les résultats présentés ci-dessus peuvent être corrélés et interprétés avec les courbes de dispersion. Sur la figure II.10 est présentée l'évolution de la vitesse de phase du mode S₀ en fonction de l'épaisseur normalisée de l'AlN pour une épaisseur de SiO₂ fixée à 544 nm. La propagation du mode S₀ dans une membrane simple d'AlN est quasi non dispersive pour les petites épaisseurs normalisées d'AlN. L'ajout d'une couche de SiO₂ permet d'introduire une forte dispersion pour les épaisseurs normalisées inférieures à 0.1 et également pour l'intervalle d'épaisseurs normalisées présentant déjà une dispersion dans le cas de la membrane d'AlN

simple. Les changements d'état sur la dispersion de la vitesse de phase se traduit directement par un changement dans l'évolution du TCF comme on le verra plus loin.

Si on prend par exemple le cas de la membrane avec les rubans de SiO₂ structurés, pour l'épaisseur normalisée inférieure à 0.1 on observe une augmentation de la vitesse de phase ce qui traduit une contribution de l'AlN de par sa rigidité à la courbe de dispersion. Comme on le voit sur la figure II.9(b), le TCF dans cette zone passe d'une valeur positive à une valeur négative, ce résultat est cohérent au regard des coefficients en température positifs et négatifs pour les constantes élastiques de SiO₂ et de l'AlN respectivement. Autour de l'épaisseur normalisée de 0.1, la dispersion du mode diminue jusqu'à quasiment disparaître avec une vitesse de phase qui devient proche de celle obtenue dans une membrane simple de l'AlN (Fig. II.10). Le TCF se stabilise à une valeur négative traduisant une forte contribution de l'AlN. A partir de 0.15, on observe cette fois ci une augmentation de la dispersion et se traduit par une augmentation du TCF. A partir de 0.35 la dispersion va commencer à diminuer, ce point correspond alors à un extremum du TCF. Avec un choix optimal de l'épaisseur de SiO₂, ce point correspondra à un point de compensation, c'est le cas ici de l'épaisseur de SiO₂ choisi (544 nm) (Fig. II.10). Cette analyse peut s'appliquer de manière générale dans l'analyse des guides d'ondes avec la présence de modes dispersifs. Pour déterminer les zones de maximum de sensibilité, il suffit de calculer l'évolution de la vitesse de groupe [15].

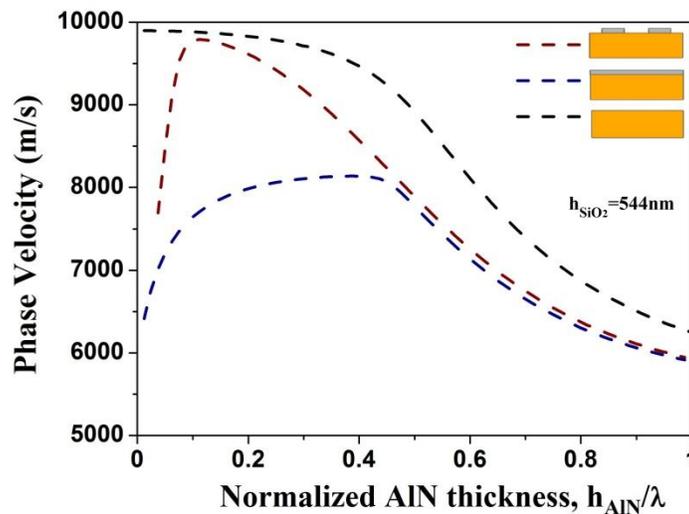


Figure II.10. Courbes de dispersion du mode S₀ en fonction de l'épaisseur normalisée de l'AlN pour une épaisseur de SiO₂ fixée à 544 nm : membrane d'AlN simple (ligne noire en pointillé). Membrane composite avec une couche

d'oxyde homogène SiO_2/AlN (ligne bleue en pointillé). Membrane composite avec les rubans d'oxyde structurés SiO_2/AlN (ligne rouge en pointillé).

II.3.2 Analyse du coefficient de couplage électromécanique dans la membrane composite SiO_2/AlN

Le coefficient de couplage électromécanique est estimé en utilisant la méthode décrite dans le paragraphe (II.2.2) pour le cas de la membrane d'AlN simple. Les trois topologies sont également étudiées dans le cas de la membrane composite SiO_2/AlN avec la couche de SiO_2 homogène ou les rubans structurés. Les schémas des différentes topologies sont illustrés sur la figure II.11. Nous avons investigué trois épaisseurs de SiO_2 , 544 nm, 600 nm et 640 nm permettant de couvrir un spectre large des comportements possibles pour l'évolution du coefficient de couplage électromécanique et du TCF.

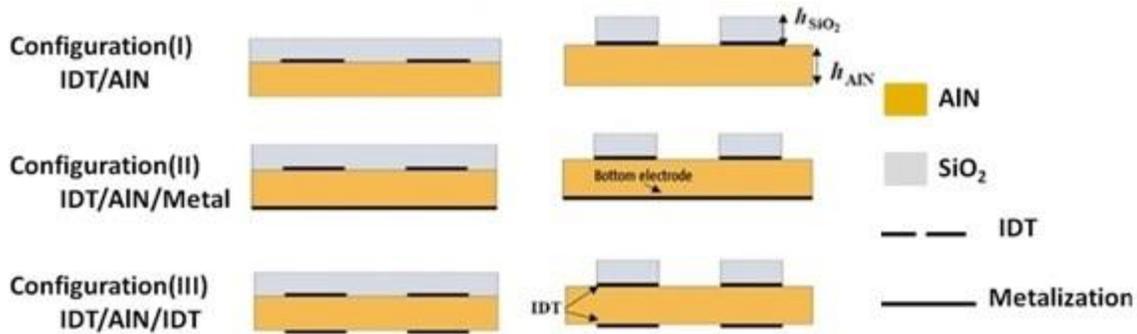


Figure II.11 : Différentes topologies d'électrodes IDTs: 1- IDTs en surface : $\text{SiO}_2/\text{IDTs}/\text{AlN}$. 2- IDTs en surface/surface métallique en face $\text{SiO}_2/\text{IDTs}/\text{AlN}/\text{Metal}$. 3- IDTs en face à face sur les deux surfaces $\text{SiO}_2/\text{IDTs}/\text{AlN}/\text{IDTs}$.

Nous avons choisi de commencer par le cas de l'épaisseur de SiO_2 la plus grande : 640 nm pour la présentation des résultats obtenus. Ces derniers sont illustrés sur la figure II.12(a), avec à gauche les résultats de la membrane composite avec la couche homogène et à droite ceux de la membrane avec les rubans de SiO_2 structurés. Pour analyser les résultats, on fait d'abord une comparaison avec ceux obtenus dans le cas de la membrane d'AlN simple (Fig. II.6, paragraphe II.2). On peut remarquer que l'ajout d'une couche homogène de SiO_2 dégrade drastiquement le coefficient de couplage électromécanique dans la zone où la dispersion du mode

S_0 est faible (résultat de la membrane simple). On peut aussi noter que ce dernier présente un maximum, compris entre 2.3 et 3% suivant la topologie des électrodes, dans la zone à forte dispersion. Le point de compensation quant à lui est obtenu avec un K^2 de l'ordre de 2%, une valeur légèrement inférieure au maximum.

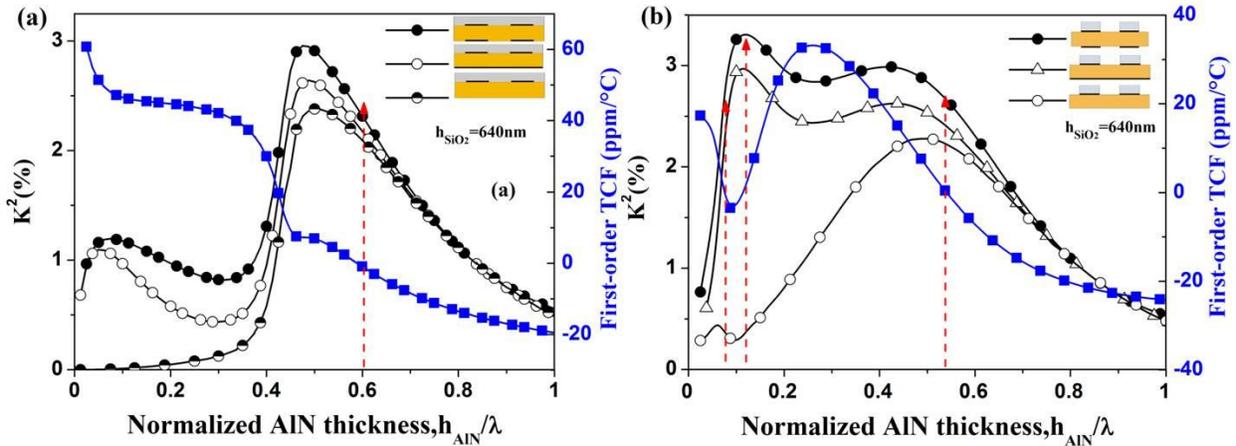


Figure II.12 : Evolution de K^2 et du TCF en fonction de l'épaisseur normalisée de l'AlN , $h_{SiO_2}=640$ nm :
 (a) Membrane composite avec une couche de SiO₂ homogène. (b) Membrane composite avec les rubans de SiO₂ structurés.

Considérons maintenant le cas avec les rubans de SiO₂ structurés (Fig. II.12(b)). L'évolution de K^2 , à l'exception des épaisseurs normalisées très petites (au voisinage de 0) de l'AlN, reste similaire à celui du K^2 dans le cas de la membrane simple pour les topologies IDTs/AlN et IDTs/AlN/IDTs. On observe une amélioration de K^2 dans le cas de la topologie IDTs/AlN avec les rubans de SiO₂ structurés. C'est le cas également pour la couche homogène mais avec un rétrécissement du lobe due à la forte dispersion dans cette dernière configuration. La topologie IDTs/AlN/IDTs dans la configuration SiO₂ structuré/AlN présente un plateau pour K^2 qui oscille autour de 3%, cette valeur est légèrement inférieure à la valeur de K^2 obtenue dans le cas de la membrane simple. La topologie IDTs/AlN/métal avec la couche SiO₂ structurée présente quant à elle un comportement différent en comparaison avec le K^2 de la membrane simple pour la même topologie. En effet, pour cette topologie la structuration de SiO₂ permet de modifier la distribution du champ électrique : la composante verticale devient prépondérante du fait de la faible permittivité diélectrique du SiO₂ en comparaison de celle de l'AlN. La valeur de K^2 reste logiquement légèrement inférieure en comparaison avec la topologie IDTs/AlN/IDTs.

Pour la compensation de l'effet de la température, on peut noter que la structuration de la couche de SiO₂ permet d'obtenir plusieurs points de compensation et que ces points correspondent dans la plupart des cas à un maximum de K². On peut affirmer dès à présent que la structuration de la couche de SiO₂ apporte une amélioration non négligeable des caractéristiques du mode S₀ moyennant une modification de la dispersion du mode mais également de la distribution du champ électrique dans la couche d'AlN.

Nous allons maintenant réduire progressivement l'épaisseur de SiO₂ de 600 nm à 544 nm. Les résultats du calcul pour l'épaisseur de SiO₂ de 600 nm sont illustrés sur la figure II.13(a). Pour la configuration avec la couche continue, le point de compensation se décale vers le bas et coïncide cette fois ci avec le maximum de K². On peut également noter une légère amélioration de ce dernier. Dans le cas de la configuration avec la couche de SiO₂ structurée (Fig. II.13(b)), l'évolution des courbes est similaire à ce que nous avons décrit ci-dessus. Cependant, on peut noter une amélioration de K² pour les deux topologies IDTs/AlN/métal et IDTs/AlN/IDTs. Pour cette dernière topologie, K² atteint la même valeur que celle obtenue pour la membrane simple. En revanche, on n'observe pas de modification notable pour le cas de la topologie IDTs/AlN combinée avec une couche structurée.

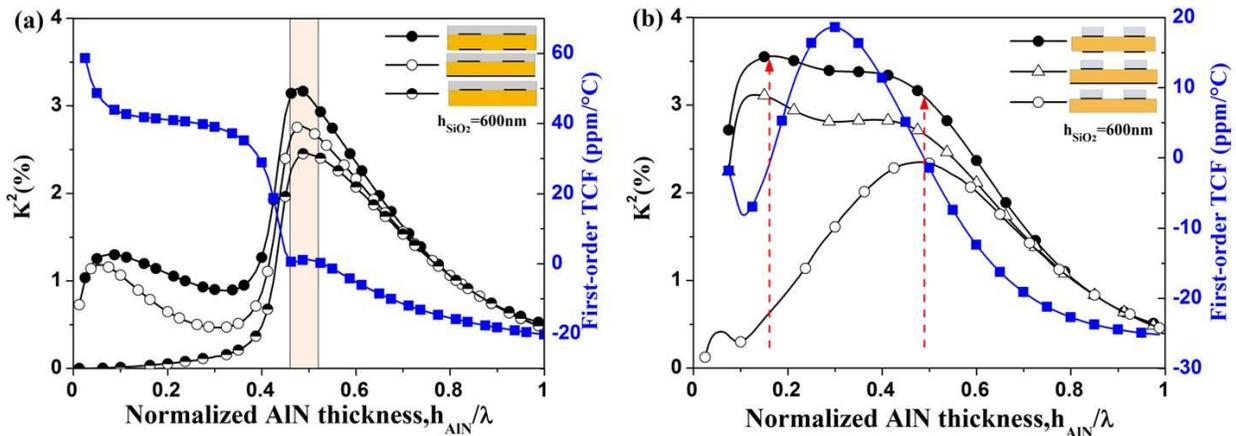


Figure II.13 : Evolution de K² et du TCF en fonction de l'épaisseur normalisée de l'AlN, h_{SiO₂}=600nm : (a) Membrane composite avec une couche de SiO₂ homogène. (b) Membrane composite avec une couche de SiO₂ structurée.

On va analyser dans ce paragraphe les résultats obtenus pour une épaisseur de SiO₂ égale à 544 nm (Fig. II.14). Dans le cas de la configuration avec la couche homogène on peut noter une amélioration du maximum de K² avec la diminution de l'épaisseur de SiO₂. En revanche le point

de compensation est obtenu dans une zone où K^2 est trop faible (moins de 3% pour la topologie favorable). Si on considère maintenant la configuration avec les rubans de SiO_2 structurés (Fig. II.14(b)), on remarque encore une amélioration de K^2 pour les deux topologies IDTs/AIN/métal et IDTs/AIN/IDTs. Pour cette dernière topologie, K^2 atteint une valeur de 4% supérieure à celle obtenue dans le cas d'une membrane simple avec la même topologie (3.5%). Le point de compensation est obtenu ici dans la zone où K^2 est maximum, et sa valeur varie faiblement pour une épaisseur normalisée de l'AIN comprise entre 0.3 et 0.4.

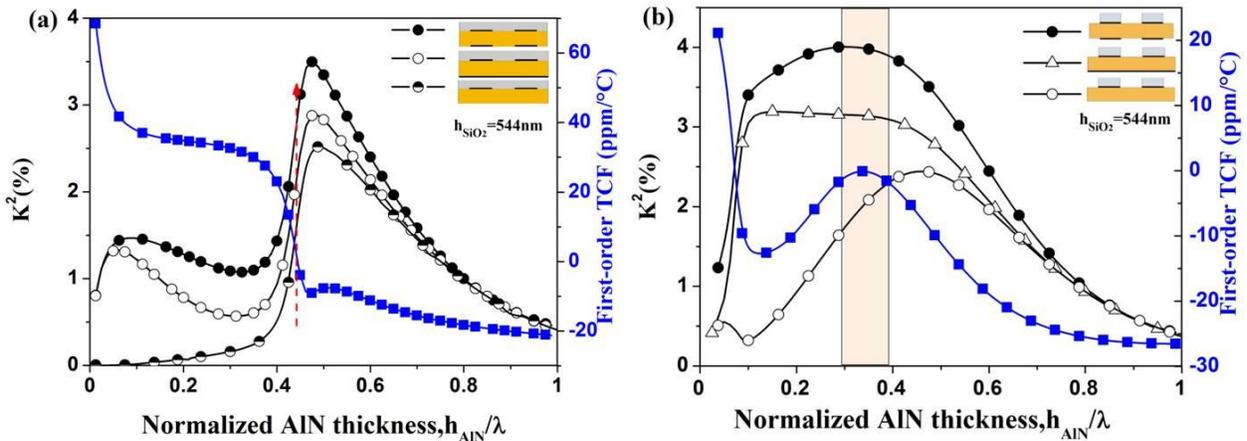


Figure II.14: Evolution de K^2 et du TCF en fonction de l'épaisseur normalisée de l'AIN, $h_{\text{SiO}_2} = 544 \text{ nm}$: (a) Membrane composite avec une couche de SiO_2 homogène. (b) Membrane composite avec une couche de SiO_2 structurée.

En résumé, on peut noter que pour la configuration avec une couche homogène l'épaisseur optimale de SiO_2 est égale à 600 nm. Cette épaisseur permet d'obtenir un K^2 de 3% pour la topologie IDTs/AIN/IDTs et un point de compensation situé sur un plateau autour d'une épaisseur normalisée d'AIN de 0.5. Dans le cas de configuration avec une couche structurée, l'épaisseur optimale de SiO_2 est comprise entre 540 et 560 nm. L'épaisseur de 560 nm permet d'obtenir un point de compensation à 5 ppm près pour l'épaisseur normalisée d'AIN comprise entre 0.2 et 0.5. Dans cet intervalle, le coefficient de couplage électromécanique est compris entre 3.5% et 4%. Ce résultat original présente un intérêt certain pour la conception d'une nouvelle génération de résonateurs à ondes de Lamb basée sur le mode S_0 pour des applications Télécoms et micro capteurs.

Faisons un petit retour sur l'interprétation physique des résultats obtenus dans le cas du coefficient de couplage électromécanique. L'étude menée ci-dessus nous permet de généraliser

les observations données. Dans une structure multicouche constituée d'au moins une couche piézoélectrique, le coefficient K^2 peut être affecté au moins par deux phénomènes : la forme de la courbe de dispersion et les propriétés diélectriques des matériaux placés à l'interface des IDTs. Les propriétés diélectriques influencent la répartition du champ électrique dans les films minces piézoélectriques. Et l'état de la dispersion va influencer la sensibilité au changement dans les conditions aux limites qui peuvent être modélisées par le concept des constantes élastiques durcies à la surface.

Analysons maintenant l'effet des constantes diélectriques. Pour cela on considère les membranes composites SiO_2/AlN et AlN/SiO_2 avec la configuration couche de SiO_2 homogène. Du point de vue de la propagation les deux structures sont similaires et donc les courbes de dispersion restent inchangées. Nous avons calculé le K^2 des deux structures avec les différentes topologies (Fig. II.15). On remarque qu'à l'exception de la topologie IDTs/AlN/IDTs qui reste invariable par rapport à la position de SiO_2 , les deux autres topologies présentent un comportement complètement différent selon la position du SiO_2 dans la structure.

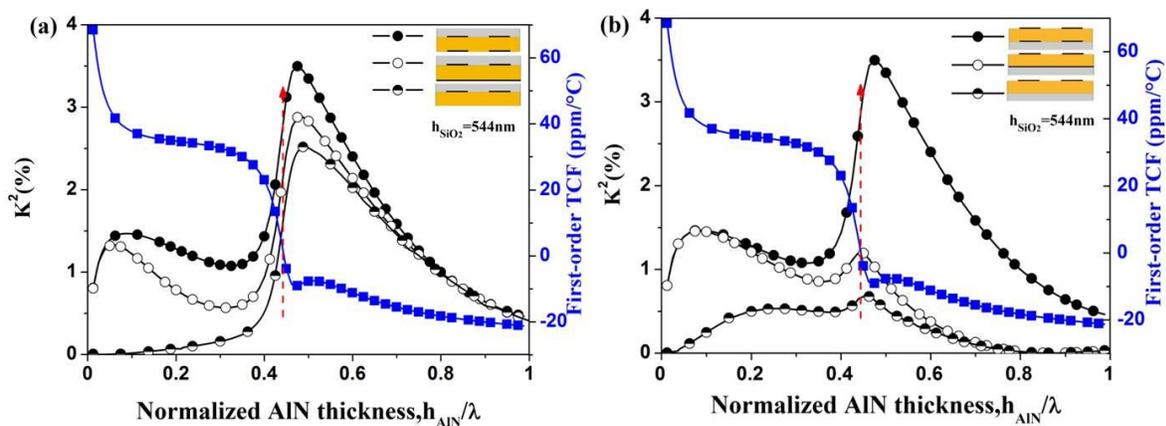


Figure II.15 : Evolution de K^2 et du TCF en fonction de l'épaisseur normalisée de l'AlN, $h_{\text{SiO}_2}=544\text{nm}$: (a) Membrane composite avec une couche de SiO_2 homogène sur la surface supérieure. (b) Membrane composite avec une couche de SiO_2 sur la surface inférieure.

Conclusion

Dans ce chapitre, nous nous sommes intéressés aux propriétés du mode de Lamb d'ordre 0 dans une membrane en Nitrure d'Aluminium. Nous avons proposé un design pour compenser la dérive en température du mode S_0 en utilisant une couche d'oxyde de Silicium micro-structurée. Nous

avons caractérisé numériquement cette structure en calculant les courbes de dispersion en fonction des paramètres géométriques. Nous avons calculé la vitesse de phase, le coefficient de couplage électromécanique et le coefficient de température en fréquence en fonction des épaisseurs normalisées des couches minces constituant la structure. Nous avons mis en évidence le lien entre la dispersion du mode S_0 et la sensibilité du mode au changement des conditions aux limites qu'elles soient de nature électrique ou mécanique. Nous avons montré qu'il est possible d'obtenir un point de compensation en température optimal en utilisant un design de résonateur à ondes de Lamb avec des couches de SiO_2 micro-structuré. Les performances obtenues, en termes de vitesse de propagation et de coefficient de couplage, sont largement supérieures à des structures similaires publiées dans la littérature et qui utilisent des couches d'Oxyde de Silicium homogènes.

Références:

- [1] C.-M. Lin, V. Yantchev, J. Zou, Y.-Y. Chen, and A. P. Pisano, "Micromachined one-port aluminum nitride Lamb wave resonators utilizing the lowest-order symmetric mode," *J. Microelectromech. Syst.*, vol. 23, p. 78–91, Feb. (2014).
- [2] V. Yantchev, L. Arapan, and I. Katardjiev, "Micromachined thin film plate acoustic wave resonators (FPAR): Part II," *IEEE Trans. Ultrason. Ferroelect. Freq. Control*, vol. 56, no. 12, p. 2701–2710, Dec. (2009).
- [3] V. Yantchev, "Coupling-of-modes analysis of thin film plate acoustic wave resonators utilizing the S_0 Lamb wave mode," *IEEE Trans. Ultrason. Ferroelect. Freq. Control*, vol. 57, no. 4, p. 801–807, Apr. (2010).
- [4] K. Yamanouchi, H. Satoh, T. Meguro, and Y. Wagatsuma, "High Temperature Stable GHz-Range Low-Low Wide Band Transducers and Filter Using $\text{SiO}_2/\text{LiNbO}_3$, LiTaO ", *IEEE Transactions on Ultrasonics, Ferroelectrics, and Frequency Control*, vol. 42, No. 3, May (1995).
- [5] Y. Wang, K. Hashimoto, T. Omori, and M. Yamaguchi, "Analysis of Piezoelectric Boundary Acoustic Wave in Cu Electrode/Y-Cut X-Propagating LiNbO_3 Substrate Structure Partially Covered With SiO_2 ", *IEEE Transactions on Ultrasonics, Ferroelectrics, and Frequency Control*, vol. 58, No. 3, March (2011).

- [6] Y. Wang, K. Hashimoto, T. Omori, and M. Yamaguchi, "A full-wave analysis of surface acoustic waves propagating on a SiO₂ overlay/metal grating/rotated Y-Cut X-propagating LiNbO₃ substrate structure," *Japanese Journal of Applied Physics*, vol. 48, 07GG06, Jul. (2009).
- [7] J. H. Kuypers, C.-M. Lin, G. Vigevani, and A. P. Pisano, "Intrinsic temperature compensation of aluminum nitride Lamb wave resonators for multiple-frequency references," in *Proc. IEEE Int. Frequency Control Symp.*, p. 240–249(2008).
- [8] G. Wingqvist, L. Arapan, V. Yantchev, and I. Katardjiev, "A micromachined thermally compensated thin film Lamb wave resonator for frequency control and sensing applications," *J. Micromech. Microeng.*, vol. 19, p. 035018-1–035018-9, Mar. (2009).
- [9] C.-M. Lin, T.-T. Yen, Y.-J. Lai, V. V. Felmetzger, M. A. Hopcroft, J. H. Kuypers, et al., "Temperature-compensated aluminum nitride Lamb wave resonators," *IEEE Trans. Ultrason. Ferroelectr. Freq. Control*, vol. 57, no. 3, p. 524–532, Mar. (2010).
- [10] C.-M. Lin, T.-T. Yen, V. V. Felmetzger, M. A. Hopcroft, J. H. Kuypers, and A. P. Pisano, "Thermally compensated aluminum nitride Lamb wave resonators for high temperature applications," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 97, 083501, Aug. (2010).
- [11] C.-M. Lin, T.-T. Yen, V. V. Felmetzger, J. H. Kuypers, and A. P. Pisano, "Intrinsic characteristics of thermally stable AlN Lamb wave resonators at high temperatures," in *Proc. IEEE Int. Ultrason. Symp.*, Oct., p. 2078–2081(2011).
- [12] J. Zou, C.-M. Lin, D. G. Senesky, and A. P. Pisano, "Thermally stable SiO₂/AlN/SiO₂ Lamb wave resonators utilizing the lowest-order symmetric mode at high temperatures," in *Proc. IEEE Intl. Ultrason. Symp.*, Prague, Czech Republic, Jul., p. 1077–1080(2013).
- [13] J. Zou, C.-M. Lin, Y.-Y.Chen, and A. P. Pisano, *J. Appl. Phys.* 115, 094510 (2014).
- [14] C.-M. Lin, V. Yantchev, J. Zou, Y.-Y. Chen, and A. P. Pisano, *J. Microelectromech. Syst.* 23, 78 (2014).
- [15] J. Bjurstrom, G. Wingqvist, V. Yantchev, and I. Katardjiev, *J. Micromech. Microeng.*, vol. 17, 651 (2007).
- [16] V. Yantchev and I. Katardjiev, *J. Micromech. Microeng.*, 23, 043001 (2013).
- [17] A. Talbi, A. Soltani, V. Mortet, J.C. Gerbedoen ,P. Pernod, "Theoretical study of Lamb acoustic waves characteristics in a AlN/diamond composite membranes for Super High Frequency range operating devices", *Diam. Relat. Mater.*, 22, pp 66-69 (2012).

Chapitre III : Analyse de structures phononiques 1D à base de membranes piézoélectriques d'AlN.

Chapitre III : Analyse de structures phononiques 1D à base de membranes piézoélectriques d'AlN

Introduction

Dans le chapitre précédent, nous nous sommes intéressés à l'intégration de couches de SiO₂ micro-structurées en micro-rubans sur des membranes d'AlN avec l'objectif d'améliorer les performances du mode de Lamb symétrique d'ordre 0 (S₀) en termes de coefficient de couplage électromécanique (K^2) et de stabilité en température via la minimisation du coefficient de température en fréquence (TCF). La structuration introduite dans le chapitre II peut être assimilée à une perturbation faible qui vise uniquement à modifier les courbes de dispersion et non à induire l'ouverture de bandes interdites c-à-d des bandes de fréquences dans lesquelles toute propagation d'ondes est rendue impossible. Dans le présent chapitre, on va exploiter le concept de la bande interdite ou bande d'arrêt, on s'intéressera à la structuration de membranes piézoélectriques d'AlN pour induire des bandes interdites dans le diagramme de bandes et intégrer ainsi le concept des cristaux phononiques dans les dispositifs électro-acoustiques. On va exploiter en particulier les modes dits de défauts localisés dans la bande interdite pour concevoir des résonateurs électromécaniques avec des performances exaltées. Avant de présenter le contenu de ce chapitre, nous donnerons un bref historique concernant ces modes de défauts et leurs applications.

La conception de composants basés sur la physique de défauts artificiellement induits dans les structures périodiques n'a pas cessée de susciter un grand intérêt depuis le début du XX^e siècle avec la physique des semi-conducteurs et les composants électroniques qui en découlent. En effet, l'utilisation réussie de cette physique dans le domaine de l'électronique via la conception de matériaux semi-conducteurs, a permis une ingénierie avancée des fonctions d'ondes électroniques. On peut citer par exemple le travail d'Anderson [1] qui a traité les atomes défectueux dans un réseau et qui peuvent présenter une onde électronique localisée au voisinage des défauts. Cette onde est connue sous le nom de localisation d'Anderson. Le domaine de l'optique (ou électromagnétisme) et plus particulièrement les cristaux photoniques, sont des matériaux artificiels qui présentent des bandes interdites pour les photons. On peut citer les travaux parus dans la revue PRL en 1987 [2] sur l'existence de bandes interdites complètes

(bande interdite dans une gamme de fréquence qui reste insensible à la direction de propagation) [3]. Ce concept a ouvert la voie vers la localisation des ondes électromagnétiques dans des volumes de l'ordre de la longueur d'onde et a permis 10 ans plus-tard de proposer des designs de fibres optiques monomodes à base d'un cristal photonique [4]. Il aura donc fallu attendre près d'un siècle pour transposer les principes liés aux bandes interdites de la physique du solide vers l'électromagnétisme. L'émergence des cristaux photoniques a permis très rapidement de penser qu'il est possible d'observer les mêmes phénomènes pour d'autres types d'ondes en particulier les ondes élastiques. Dans le domaine de l'acoustique, il a fallu attendre le début des années 90 avec les travaux de Kushwaha et Economou [5-6] pour introduire pour la première fois la terminologie de cristal phononique. Par ailleurs, les modes de défauts dans les cristaux phononiques (CPs) ont été introduits de manière pertinente dès la fin des années 90 et le début des années 2000 [7-10]. Des fonctions avancées à base de défauts dans les cristaux phononiques sont proposés : guide d'ondes, cavités résonantes et des systèmes de démultiplexage en longueur d'ondes. Les études menées jusqu'ici concernaient principalement des cristaux phononiques 1D, 2D et 3D macroscopique avec des dimensions millimétriques voire supérieures.

Dans le domaine des dispositifs électro-acoustiques aux échelles micrométriques, des recherches intenses ont été menées depuis 2004 pour montrer à la fois théoriquement et expérimentalement l'existence de bandes interdites par l'utilisation des cristaux phononiques [11-16]. Le contrôle de la propagation des ondes élastiques dans ces dispositifs est obtenu en modifiant des parties du cristal phononique en introduisant un défaut linéaire ou ponctuel. L'énergie des ondes élastiques pour des fréquences situées dans les bandes interdites, est localisée dans le défaut, permettant ainsi l'ingénierie de la propagation des ondes élastiques. Dans le cas des cristaux phononiques constitués de cellules unitaires qui peuvent être assimilées à des résonateurs aux fréquences d'intérêt, il a été démontré l'existence de bandes interdites (dites à résonance locale) avec une constante de réseau inférieure à la longueur d'onde considérée [14-19]. Les fréquences propres des modes localisés dépendent généralement des propriétés géométriques précises telles que la taille ou la forme des inclusions et de la composition de la structure de support (la matrice). De nombreux auteurs ont étudié les états de défauts dans de tels cristaux phononiques et ont démontré leur utilité en tant que guides d'ondes, filtres et cavité pour l'interaction acousto-optique [17-19]. Dans la majorité des travaux cités ci-dessus, la structuration est obtenue par gravure du matériau de base pour créer des motifs sous forme de

trous, de carrés, de ponts, ou des combinaisons complexes de ces motifs. L'objectif étant d'obtenir des bandes interdites les plus larges possible au détriment, la plus-part des cas, de la robustesse mécanique de la structure.

Dans ce chapitre nous nous sommes intéressés aux propriétés d'un cristal phononique 1D basé sur une membrane d'AlN avec des irrégularités de surface périodiques. Tout d'abord, nous présentons brièvement la structure étudiée, nos motivations pour le choix de ce design et le modèle utilisé pour le calcul des structures de bandes. Ensuite, nous présentons les résultats de l'étude sur l'évolution des structures de bandes en fonction des paramètres géométriques. Cette première étude a permis de déterminer les largeurs optimales pour l'ouverture des bandes interdites. Nous avons appliqué la structure optimale pour la conception d'un design de cavité résonnante basé sur la suppression d'une à quelques cellules unitaires dans un cristal phononique de taille fini pour créer des modes de défaut. Les caractéristiques des cavités résonantes sont calculées et discutées en fonction des paramètres géométriques des défauts. A la fin de cette première partie, nous présentons les résultats concernant l'effet du matériau constituant l'irrégularité. Dans la deuxième partie de ce chapitre, on s'est intéressé aux modes de défauts introduits par l'ajout d'une structure résonateur sans modification des propriétés. Notre intérêt est porté particulièrement aux propriétés de ces modes de défauts et leurs applications potentielles.

III.1 Choix de la structure

III.1.1 Description de la structure

Durant la dernière décennie, l'intérêt porté sur l'étude des cristaux phononiques n'a pas cessé de croître en témoigne la littérature abondante sur le sujet comme illustré sur la figure III.1. La combinaison des cristaux phononiques avec les dispositifs électro-acoustiques est un axe de recherche qui suscite aussi un grand intérêt.

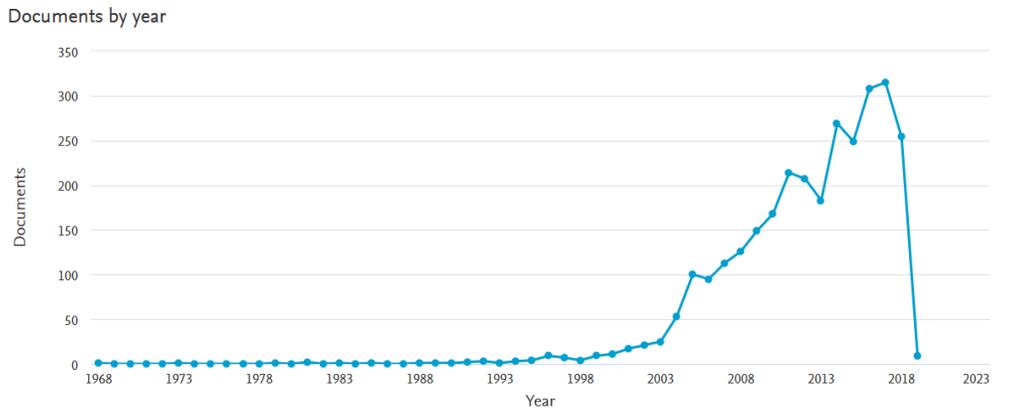


Figure III.1 : Analyse statistique de la recherche bibliographique en utilisant le mot clé « phononic crystal » sur Scopus.

Plusieurs études numériques et expérimentales ont été menées sur l'intégration des cristaux phoniques sur des membranes piézoélectriques [20-30]. Les études ont montré l'ouverture de larges bandes interdites dans des cristaux phoniques utilisant principalement des inclusions solide/air. Récemment d'autres designs ont été proposés et testés avec l'objectif d'élargir encore plus les bandes interdites. L'optimisation porte principalement sur la forme du motif de la cellule unitaire : forme fractale, forme en X, structure de bande inversée (IABG) (Fig. III.2).

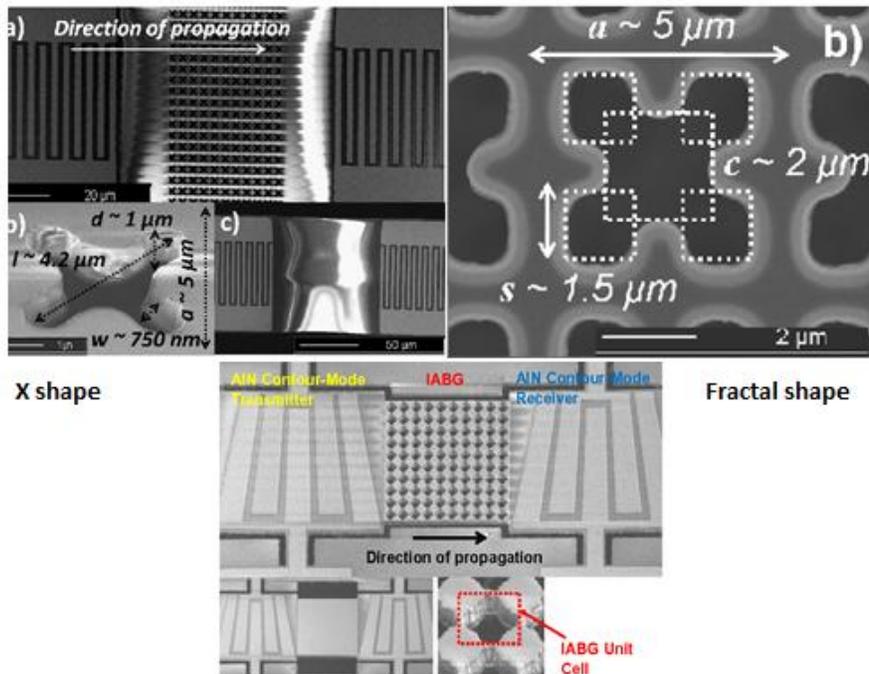


Figure III.2 : Exemples de designs proposés récemment pour l'ingénierie du facteur de qualité dans les résonateurs MEMS piézoélectriques à ondes de Lamb [20-22].

Les matériaux utilisés dans ces études pour exciter, détecter et réaliser le cristal sont souvent choisies à base de Nitrure d'Aluminium (AlN) et de l'Oxyde de Zinc (ZnO). Cela s'explique par le fait que les technologies de micro-usinage de ces matériaux sont devenues matures en raison de leur utilisation massive dans les dispositifs SAW, BAW et FPAW développés pour les systèmes de communications sans fil et les capteurs.

Les objectifs visés par ces études concernent l'amélioration du facteur de qualité et la réduction du volume des résonateurs MEMS piézoélectriques en introduisant le concept des cristaux phononiques. En effet, la combinaison des résonateurs MEMS et des cristaux phononiques permet de réduire les pertes mécaniques vers le substrat au travers des ancrages en utilisant des structures d'isolation de plus en plus petites.

Le cristal phononique que nous proposons consiste en un arrangement périodique d'irrégularités de surface sous forme de rubans réalisés à la surface d'une membrane piézoélectrique de Nitrure d'Aluminium (Fig. III.3). Les paramètres géométriques sont choisis de manière à être compatibles avec les procédés de fabrication des dispositifs électro-acoustiques aux échelles micrométriques. Les grandeurs suivantes w_t , h_t et h_m représentent respectivement la largeur, la hauteur du ruban et l'épaisseur de la membrane.

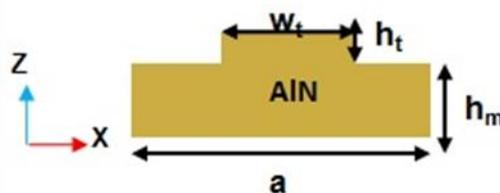


Figure III.3 : Présentation de la cellule élémentaire du cristal phononique.

Comme il est mentionné ci-dessus, les travaux antérieurs proposent souvent d'utiliser des inclusions air/solide avec des formes astucieuses pour élargir les bandes interdites. Malgré les démonstrations expérimentales plus au moins réussies, aucune des structures n'a franchi le stade de développement au niveau laboratoire. On pense que le point limitant concerne la robustesse mécanique des structures mais également l'apport en performances au regard de la complexité

des procédés de fabrication qui n'est pas en accord avec les besoins applicatifs en terme de réduction des coûts de fabrication. La structure qu'on propose s'inspire directement des cristaux phononiques 1D avec des inclusions solide/air mais tout en gardant la base solide. Elle s'inspire également de la technologie des transducteurs à électrodes inter-digités, utilisée pour les dispositifs SAW.

III.1.2 Description du modèle

Comme il a été rappelé auparavant, un cristal phononique se réfère à une structure avec des variations périodiques des propriétés mécaniques. Comme dans toute structure périodique, l'onde plane devient une onde de Bloch et prend la forme suivante sur un plan sagittal :

$$u_k(x,t) = u(x) e^{j(kx-\omega t)},$$

où $u_k(x,t)$ est le déplacement mécanique, k est le vecteur d'onde, ω est la pulsation et $u(x)$ est une fonction enveloppe ayant la même périodicité que le CP. Cette considération implique plusieurs points très importants. Le premier d'entre eux étant que la relation de dispersion qui traduit ω en fonction de k , devient périodique dans l'espace des vecteurs d'ondes k . Le deuxième point important est la présence de bandes interdites. Intuitivement, chaque endroit où la propriété matérielle change, correspond dans l'espace des k à un repliement de la courbe de dispersion de chaque mode. Lorsque le contraste est suffisamment marqué il y a ouverture de la bande interdite au niveau des repliements. De manière générale l'ouverture de bandes interdites se produit à chaque fois qu'il faut lever la dégénérescence des modes. Pour calculer le diagramme des bandes (structures de bandes), on effectue un calcul des modes propres sur la cellule unité en utilisant les conditions aux limites de Floquet (voir ci-dessous, Fig. III.4.a). Le maillage utilisé pour le calcul est illustré sur la figure III.4.b.

$$u_{\text{source}}(x,y,z) = u_{\text{destination}}(x,y,z)e^{-ika}$$

Pour chaque valeur k , on calcul les modes propres de la cellule unitaire, on effectue un balayage paramétrique sur toutes les valeurs de k dans la zone de Brillouin, et on obtient la structure de bande complète du cristal phononique.

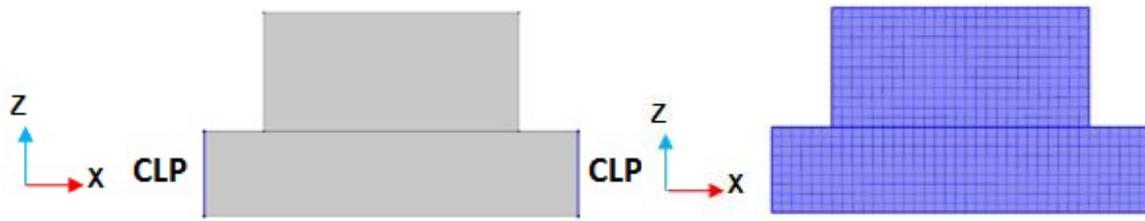


Figure III.4 – a-Conditions aux limites périodiques (CLP) appliquées sur les deux surfaces latérales de la plaque AIN. b-maillage utilisé pour le calcul en 2D.

III.1.3 Calcul de Structures de bandes

III.1.3.1 Mécanismes d’ouverture des bandes interdites

Pour expliquer les mécanismes d’ouverture des bandes interdites pour la structure phononique proposée, nous avons introduit progressivement l’irrégularité de surface. Nous avons considéré la membrane d'AlN homogène (Fig. III.5. a) puis une membrane sur laquelle est déposé un ruban formé du même matériau comme il est illustré sur la figure III.5.b. Nous avons choisi des paramètres géométriques pour voir le début de l’ouverture des bandes interdites et également mettre en évidence le couplage des modes de Lamb symétrique (S_0) et antisymétrique (A_0). Les propriétés physiques de AlN utilisées sont celles données au chapitre précédent (tableau II.1 chapitre II).

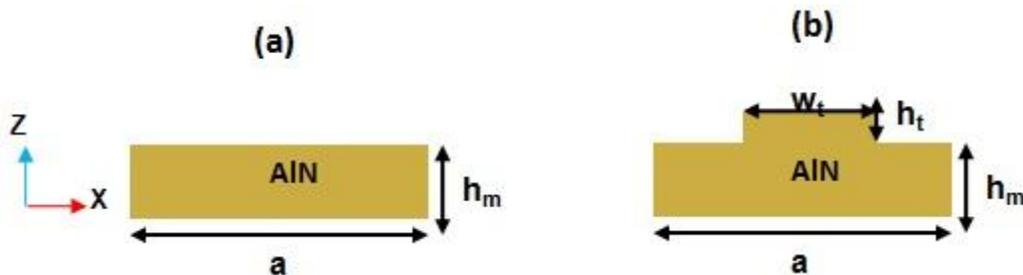


Figure III.5 – Schéma d'une cellule élémentaire constituée par: (a) une plaque d'AlN uniquement, (b) un ruban d'AlN déposé sur une plaque d'AlN. ($w_t=0.68a$, $h_t=0.1a$, $h_m=0.22a$).

Les structures de bandes calculées sont illustrées sur les figures III.6.a et III.6.b pour les membranes homogène et structurée respectivement.

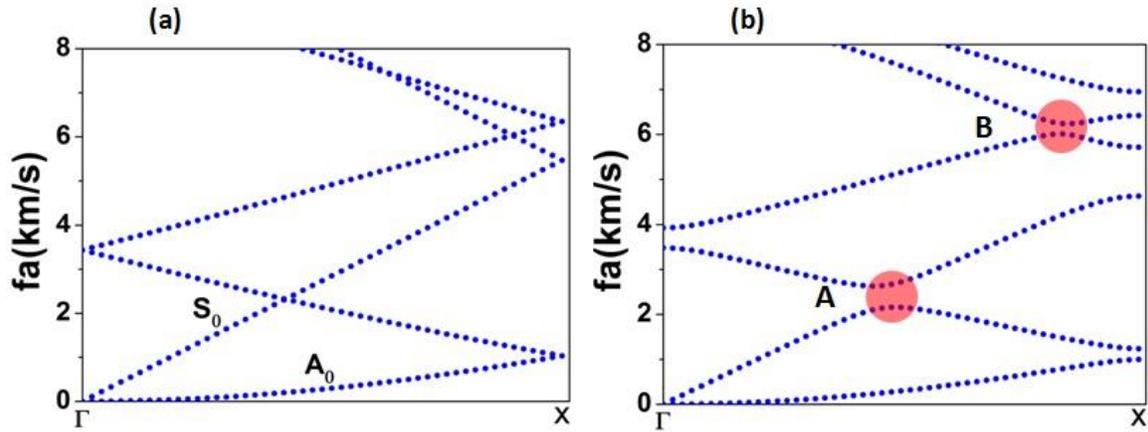


Figure III.6 – Structures de bandes pour: (a) membrane homogène d'AlN, (b) membrane micro-structurée.

Les résultats obtenus dans le cas de la membrane homogène (Fig. III.6(a)) montrent les modes de Lamb antisymétriques A_0 et symétriques S_0 ainsi que leurs repliements induits au bord de la première zone de Brillouin (ZB) suivant la direction ΓX . Ces repliements en bords de la ZB sont dus à la périodicité artificielle dans le matériau AlN homogène (figure III.5(a)). Dans le cas de la membrane structurée Fig. III.6(b), on observe l'apparition de mini-bandes interdites notées (A) et (B) à l'intérieur de la zone de Brillouin. Ces ouvertures se produisent aux croisements des branches S_0 et A_0 repliées à l'intérieur de cette zone. Ces mini-gaps correspondent à une levée de dégénérescence à l'intérieur de la ZB. En effet, la périodicité du cristal phononique fait apparaître des bandes interdites qui traduisent un transfert d'énergie entre les modes. Nous pouvons noter également une levée de dégénérescence aux limites de la ZB qui ne donnent pas pour les paramètres géométriques choisis l'ouverture de bandes interdites.

Nous avons calculé les structures de bandes en considérant un modèle à 3 dimensions. Les paramètres géométriques considérés pour cette étude sont les suivants ($w_t=0.68a$, $h_t=0.32a$, $h_m=0.22a$). La cellule élémentaire est illustrée sur la figure III.7.

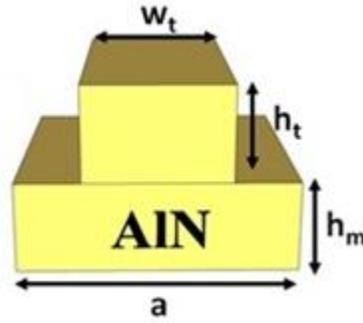


Figure III.7 – Schéma de la cellule élémentaire pour le modèle à 3D.

Les résultats obtenus sont présentés sur la Fig. III.8. Nous avons séparé les branches S_0 et A_0 (Fig. 3.8.a) d'une part et les branches SH_0 d'autre part (Fig. III.8.b). Pour les modes A_0 et S_0 , on note la présence de cinq branches permises en bleu qui sont séparées par 3 bandes interdites dans les gammes de fréquences réduites: [1.3-2.2km/s], [3.1-4.5km/s] et [4.95-5.2km/s]. Pour le mode SH_0 , on observe l'existence d'une bande interdite large dans la gamme de fréquences réduites [1.8km/s-3.7km/s] et un petit gap autour de 4.9km/s.

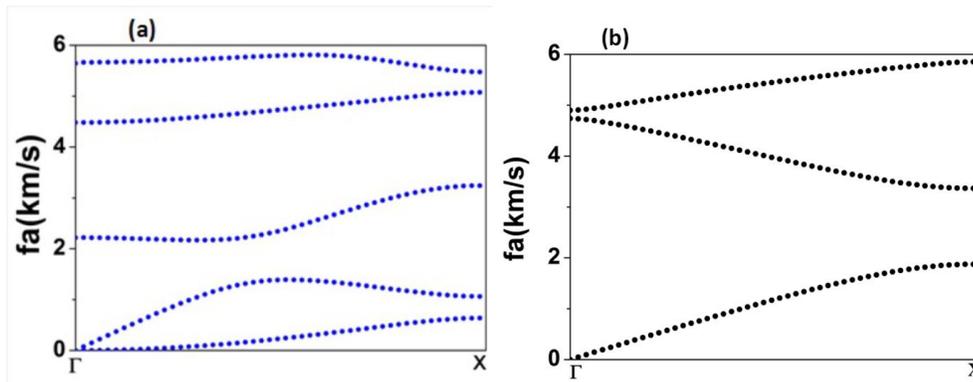


Figure III.8 – Structures de bandes dans le cas d'un modèle à 3D : (a) Les modes de Lamb S_0 et A_0 . (b) les modes transverses SH_0 .

III.1.4 Etude des propriétés du CP en fonction des paramètres géométriques

Dans cette partie nous analyserons l'évolution des structures de bandes en fonction des paramètres géométriques du cristal phononique. Les bandes interdites peuvent être ajustées en faisant varier les paramètres géométriques, à savoir w_t , h_t et h_m qui sont respectivement la largeur, la hauteur du ruban et l'épaisseur de la membrane comme illustré sur la figure III.9(a). A travers

cette étude, nous allons mettre en évidence la contribution de chaque paramètre sur l'évolution des structures de bandes. Nous présentons ci-dessous les étapes de notre étude :

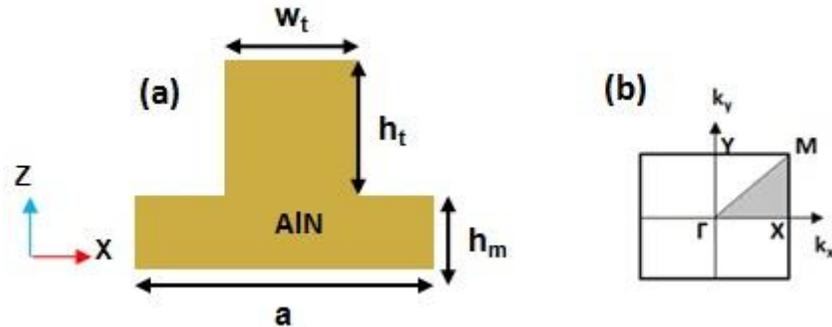


Figure III.9 – (a) le modèle de la cellule élémentaire du CP. (b) représentation de la première zone de Brillouin.

i) Dans un premier temps, nous avons étudié l'évolution des structures de bandes en fonction de la largeur du ruban dans la gamme $[0.1a-0.8a]$ et pour h_t et h_m fixés aux valeurs suivantes $0.32a$ et $0.22a$. Le choix des valeurs est justifié par des considérations technologiques, en effet un paramètre de maille de l'ordre de $2\mu\text{m}$ implique $h_t \sim 0.6\mu\text{m}$, $h_m \sim 0.5\mu\text{m}$ et w_t compris entre $0.2\mu\text{m}$ et $1.6\mu\text{m}$. Les résultats de cette première étude paramétrique sur la largeur du ruban sont illustrés sur la figure III.10(a). On remarque la présence de quatre bandes interdites couvrant différentes gammes de fréquences réduites. Ces bandes interdites marquées en rouge, bleu et gris couvrent presque toute la partie de variation de w_t dans la gamme $[0.1a-0.8a]$, par contre, la bande en vert montre une couverture dans la gamme $[0.24a-0.8a]$. La bande en bleu est la plus intéressante et son ouverture optimale est obtenue pour $w_t \sim 0.68a$. Cette bande est limitée par la branche du mode S_0 et la branche correspondante au deuxième repliement du mode A_0 .

ii) Dans un second temps, nous avons fixé les paramètres géométriques suivants: $w_t=0.68a$ $h_m=0.22a$ et nous avons varié cette fois-ci la hauteur du ruban dans la gamme $[0.1a-0.8a]$. La figure 3.10(b) montre la présence de quatre bandes. La bande interdite en bleu présente une gamme plus large par rapport aux autres bandes (verte, rouge, grise). L'ouverture optimale est obtenue cette fois-ci pour $h_t \sim 0.45a$. Pour respecter les contraintes technologiques, nous allons choisir un rapport d'aspect de 1 entre la hauteur du ruban et l'ouverture entre deux rubans successifs donc $h_t \sim 0.32a$.

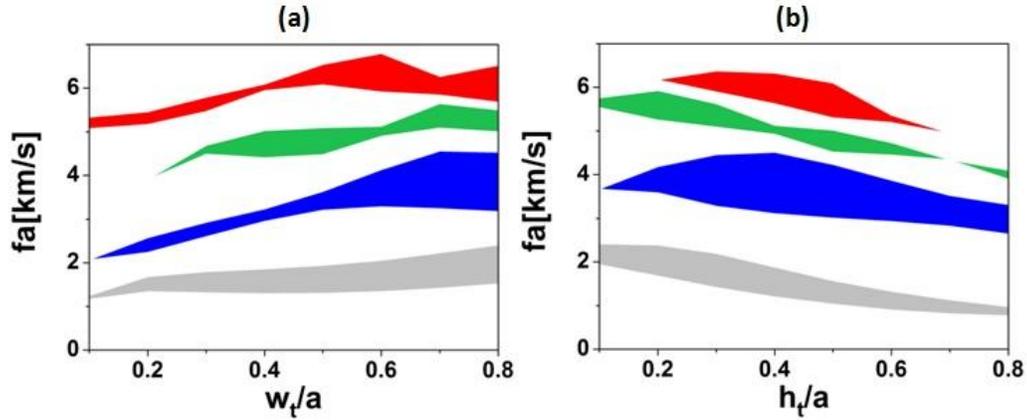


Figure III.10 – Evolution du gap en fonction de: (a) largeur du ruban normalisée avec $h_t/a=0.32$ et $h_m=0.22a$. (b) l'épaisseur normalisée avec $w_t/a=0.68$ et $h_m=0.22a$.

iii) Dans un troisième temps, nous avons fixé les paramètres $h_t=0.45a$, $h_m=0.22a$ et nous avons varié la largeur du ruban. On peut noter une augmentation de la largeur de la bande en vert par rapport aux autres bandes pour w_t dans la gamme $[0.35a-0.6a]$ comme il est présenté dans la figure III.11(a). Ces résultats montrent l'existence des bandes interdites qui sont très sensibles à la variation des paramètres géométriques. La figure III.11(b) illustre l'évolution des bandes interdites en fonction de l'épaisseur normalisée du ruban en fixant $w_t=0.82a$ et $h_m=0.22a$.

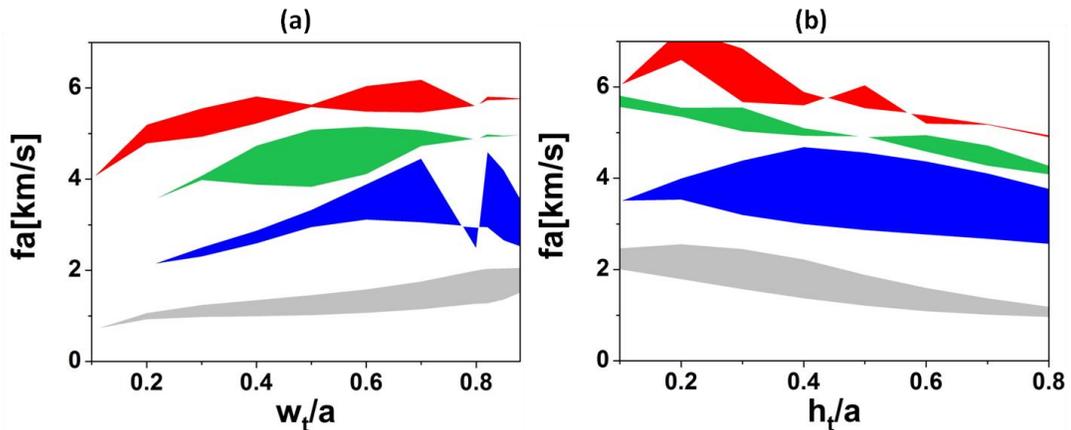


Figure III.11 – Évolution du gap en fonction de: (a) la largeur du ruban normalisée avec $h_t/a=0.45$, $h_m=0.22a$ et (b) l'épaisseur normalisée avec $w_t/a=0.82$, $h_m=0.22a$.

iv) Enfin, nous avons fait varier l'épaisseur de la membrane dans la gamme $[0.1a-0.8a]$ avec les autres grandeurs fixes aux valeurs optimales trouvées ci-dessus $w_t=0.68a$ et $h_m=0.45a$. Les paramètres géométriques fixés pour le ruban restent optimaux pour une épaisseur de la membrane

inférieure à $0.22a$, si on augmente l'épaisseur de la membrane il faut augmenter aussi les valeurs des paramètres géométriques du ruban.

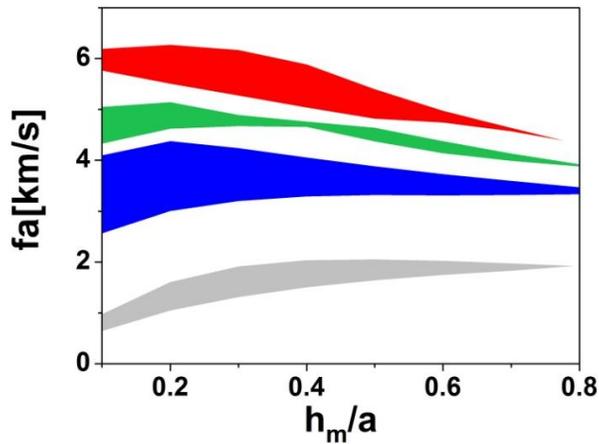


Figure III.12 – Evolution du gap en fonction de l'épaisseur normalisée de la plaque avec $w_r/a=0.68$, $h_t=0.45a$.

Pour résumer cette partie, nous avons déterminé les paramètres géométriques optimaux permettant d'ouvrir des bandes interdites très larges dans un CP en plaque avec des rubans déposés périodiquement. Les paramètres considérés sont compatibles avec les contraintes de réalisations technologiques. Les paramètres définis pour la suite sont $w_r=0.68a$, $h_t=0.32a$ et $h_m=0.22a$ et sont obtenus à partir des courbes de dispersion précédentes (Figs. III.10, III.11 et III.12). Pour illustrer ces différentes bandes interdites sur un diagramme de bandes, nous avons calculé la structure de bandes suivant la direction ΓX pour les paramètres géométriques optimaux. Les résultats (Fig. III.13) présentent quatre bandes interdites marquées en bleu ciel. La première couvre une gamme de fréquence réduite [1389-2169m/s], la deuxième est très large [3238-4479m/s], la troisième et la quatrième sont étroites soient [5073-5475m/s] et [5807-6350] respectivement. Dans la suite du chapitre, nous focaliserons notre étude sur la deuxième bande interdite qui présente une largeur bande relative par rapport au milieu de la bande, soit 31%. Cette bande interdite est ouverte au niveau du 1^{er} repliement du mode S_0 , et elle est divisée en deux parties par la branche du mode A_0 qui provient du 2^{ème} repliement.

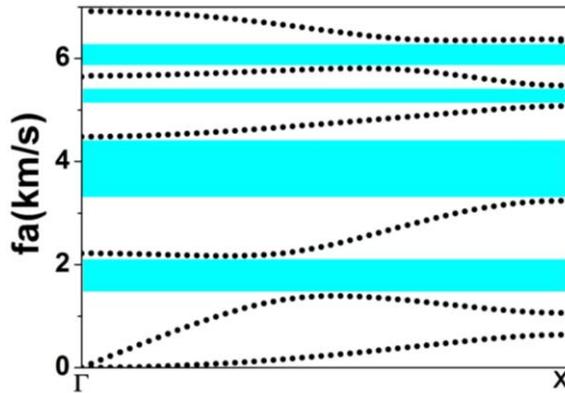


Figure III.13– Structure de bande pour un CP avec $w_r=0.68a$, $h_r=0.32a$ et $h_m=0.22a$.

III.1.5 Calcul de la transmission à travers un CP de taille finie

On considère un CP composé de 14 cellules unitaires similaires à celle décrites ci-dessus. Les paramètres géométriques sont ceux fixés par l'étude paramétrique ($h_r/a=0.32$, $h_m=0.22a$ et $w_r/a=0.68$). Pour le calcul de la transmission, nous avons utilisé un modèle permettant de prendre en compte l'excitation et la détection des ondes de Lamb par l'utilisation d'un transducteur à électrodes inter-digitées (IDTs). Le Cristal est excité via le mode de Lamb symétrique S_0 . Le schéma du modèle est illustré sur la figure III.14, il est composé par trois zones : la première concerne l'excitation par l'effet piézoélectrique inverse en appliquant un potentiel sur les IDTs en Aluminium. La deuxième est la zone de propagation à travers le cristal phononique et la troisième est la zone de détection. Cette dernière étape est réalisée en calculant la valeur moyenne du potentiel par l'effet piézoélectrique direct. Nous avons appliqué des conditions aux limites périodiques suivant la direction Y pour considérer le CP infini dans cette direction. Nous avons également placé des couches absorbantes (PMLs) aux extrémités du dispositif pour éviter les réflexions multiples des ondes réfléchies et transmises. Pour réduire le temps de calcul, nous avons considéré un modèle à 2D (Figure III.15).

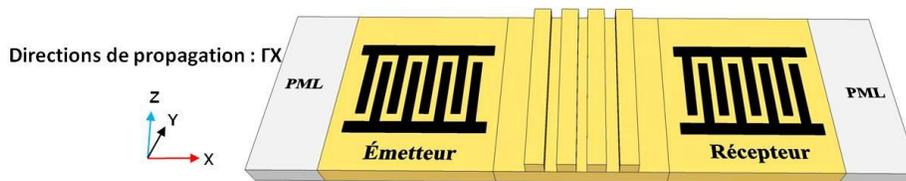


Figure III.14 – Schéma de la structure avec les IDTs pour le calcul du coefficient de transmission à travers le CP de taille finie.

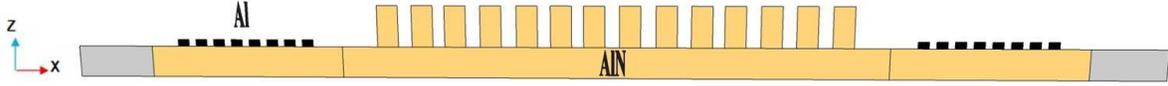


Figure III.15 – Schéma de la structure 2D pour le calcul du coefficient de transmission à travers le CP de taille finie.

Nous avons calculé à la fois la structure de bandes de la super-cellule composée de 14 cellules élémentaires ainsi que la transmission selon le schéma de la ligne à retard illustrée par la figure III.15. Les résultats de calcul sont illustrés sur la figure III.16. Le diagramme de bandes montre l'ouverture de quatre bandes interdites similaires à celles obtenues pour la cellule élémentaire. La multiplicité des branches correspond aux repliements dus à la périodicité du cristal phononique au niveau de la super-cellule comme indiqué sur la figure III.16 (a). La courbe de transmission illustrée sur la figure III.16(b) présente quatre gammes de fréquence où le coefficient de transmission est fortement atténué. Ces bandes se produisent dans les gammes de fréquences réduites: [1389-2169m/s], [3238-4479m/s], [5073-5475m/s] et [5807-6350m/s]. Ces gammes de fréquences correspondent bien aux bandes interdites sur la structure de bandes.

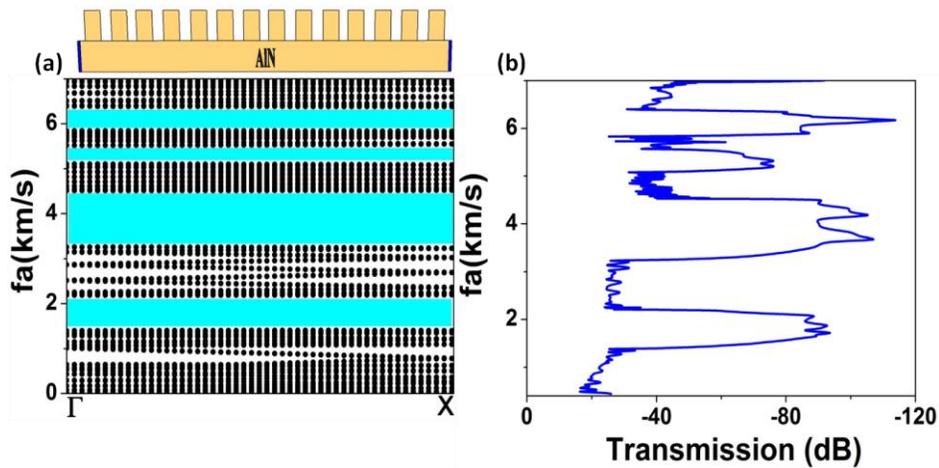


Figure III.16 – (a) Structure de bandes du CP. (b) Spectre de transmission du CP avec $h_t/a=0.32$, $h_m=0.22a$ et $w_t/a=0.68$.

III.1.6 Application du design pour la conception de résonateur cavité

Dans cette partie, nous allons aborder la modélisation d'un défaut introduit perpendiculairement à la direction de propagation. En général, il existe plusieurs façons d'insérer les défauts linéaires dans le CP: soit en enlevant une ou plusieurs inclusions, soit en changeant la nature et/ou la géométrie du matériau qui constitue les inclusions. Dans cette partie, on s'intéressera aux défauts

basés sur la suppression d'une ou plusieurs cellules unitaires. Les modes de défauts seront caractérisés numériquement par le calcul de la structure de bandes et les cartes champs, le coefficient de transmission et le facteur de qualité.

III.1.6.1 Calcul de structures de bandes pour la super-cellule

La super-cellule (Fig. III. 17) est composée de plusieurs cellules élémentaires de part et d'autre du défaut et en appliquant les conditions périodiques de Floquet suivant la direction de propagation X. La création du défaut est réalisée en enlevant quatre inclusions au milieu du cristal phononique suivant la direction X comme il est illustré sur la figure III.17. Les conditions aux limites sont appliquées sur les surfaces latérales (en bleu) de la super-cellule qui est constituée par dix inclusions et d'un défaut qui a une largeur notée L_c .

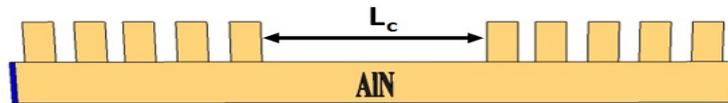


Figure III.17 – Schéma du calcul de la structure de bandes pour une super-cellule en présence d'un défaut de largeur L_c .

En premier lieu, nous avons comparé les structures de bandes de deux CPs composés d'une répétition périodique d'une super-cellule avec défaut (Fig. III.17) et sans défaut (Fig. III.16(a)). La largeur normalisée du défaut est $L_c \sim 4a$. La figure III.18(b) montre l'existence de plusieurs modes plats à l'intérieur des bandes interdites. Nous nous sommes intéressés à la deuxième bande interdite la plus large déjà mentionné auparavant. La figure III.19 présente un zoom sur cette bande interdite. On peut noter l'apparition de trois modes plats localisés dans la bande interdite et un quatrième à la limite de celle-ci. Ces modes tombent aux fréquences réduites $f_{1a}=3.34\text{km/s}$, $f_{2a}=3.64\text{km/s}$, $f_{3a}=3.92\text{km/s}$ et $f_{4a}=4.478\text{km/s}$. Ces modes plats sont marqués 1, 2, 3 et 4 respectivement dans la figure III.19. Afin de mettre en évidence l'origine des modes plats, nous avons réalisé une analyse de la distribution des composantes U_x et U_z des champs de déplacements. Ces résultats sont présentés sur la figure III.20. Une analyse des composantes U_x et U_z du champ de déplacement des modes localisés dans la cavité, montre clairement que les modes 1 et 3 sont des modes de Lamb antisymétriques A_0 , par contre les modes 2 et 4 sont des modes de compression suivant U_x . Les résultats présentent un phénomène de conversion de modes puisque

l'excitation a été réalisée par le mode de Lamb symétrique S_0 , ensuite l'onde change de symétrie en traversant le CP.

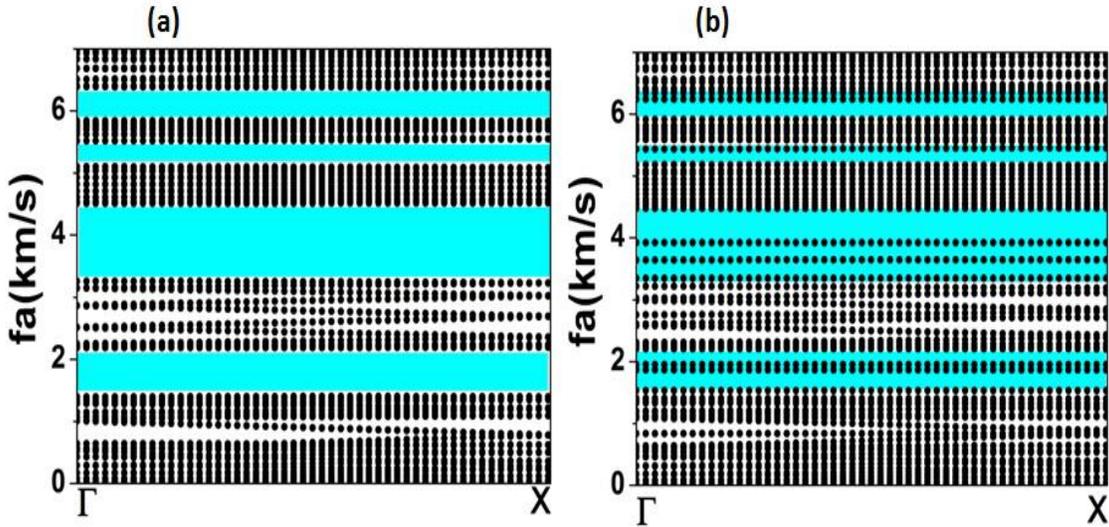


Figure III.18 – Structures de bandes dans la direction ΓX d'une super-cellule : (a) Sans défaut, (b) avec un défaut de largeur $L_c=4a$.

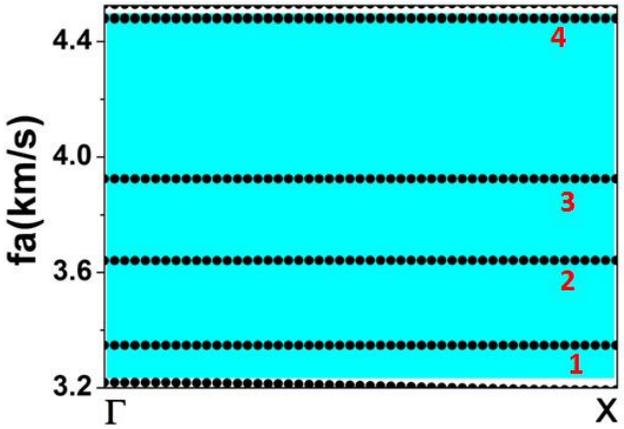


Figure III.19 – Zoom autour de la deuxième bande interdite.

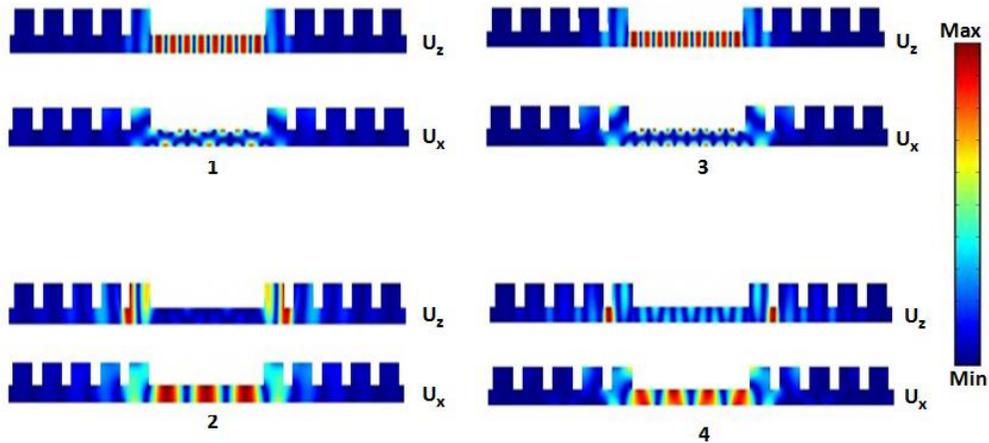


Figure III.20 – Composantes du champ de déplacement U_x et U_z pour les modes marqués 1, 2, 3 et 4 sur la figure III.19.

III.1.6.2 Calcul de la transmission à travers un CP de taille finie avec cavité

Nous avons utilisé le même modèle de calcul du coefficient de transmission décrit précédemment, mais cette fois-ci pour un CP 2D qui est constitué par dix inclusions sous forme de rubans et en présence d'une cavité comme défaut. Les paramètres géométriques sont les suivants : $L_c=4a$, $w_l=0.68a$, $h_l=0.32a$ et $h_m=0.22a$ (Fig. III.21).

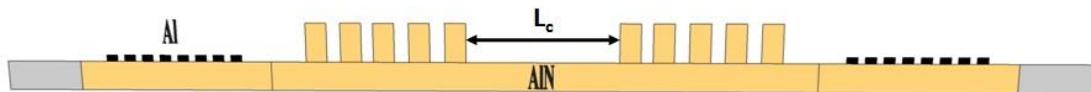


Figure III.21 – Schéma de la structure 2D pour le calcul du coefficient de transmission à travers le CP de taille finie en présence de la cavité de largeur L_c .

La figure III.22 présente les résultats obtenus pour le diagramme de bandes et le coefficient de transmission. Les graphes de la structure de bande (Fig. III.22(a)) et le spectre de transmission (Fig. III.22(b)) sont mis en vis-à-vis sur la même gamme de fréquences correspondant à la bande interdite d'intérêt et les modes de défauts. L'excitation et la détection sont réalisées via les transducteurs à électrodes IDTs émetteur/récepteur, le mode utilisé est le mode S_0 . On peut noter l'existence de quatre pics étroits dans le spectre de transmission (courbe en noir dans Fig. III.22(b)) marquées 1, 2, 3 et 4 et qui apparaissent aux fréquences réduites: $f_{1a}=3340\text{m/s}$, $f_{2a}=3640\text{m/s}$, $f_{3a}=3920\text{m/s}$, $f_{4a}=4478\text{m/s}$ respectivement. Ces pics coïncident

parfaitement avec ceux de la structure de bandes (Fig. III.22(a)). A titre de comparaison, nous avons aussi reproduit le spectre de transmission de la structure sans défaut (courbe en bleu dans Fig. III.22(b)). Dans ce qui suit, nous allons focaliser notre attention sur le calcul du facteur de qualité du mode 3 situé au milieu du gap. L'atténuation de -75 dB affiché sur le graphe est due uniquement au pas de calcul qui n'est pas suffisamment petit au regard du facteur de qualité élevé que présente ce mode.

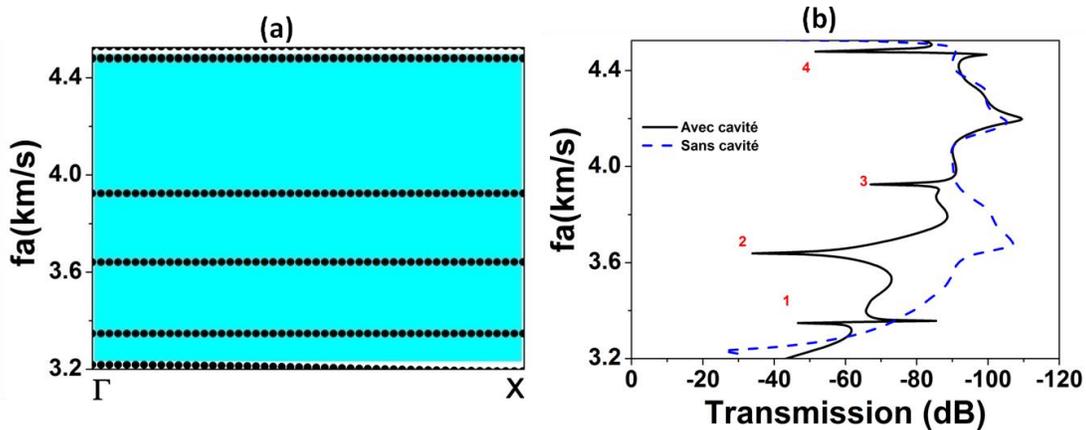


Figure III.22 – (a) Structure de bande. (b) Spectre de transmission du CP sans (pointillés) et avec défaut (trait plein) pour $h_t/a=0.32$, $h_m=0.22a$, $w_t/a=0.68$ et $L_c=4a$.

III.1.6.3 Facteur de qualité du mode 3 de la cavité en fonction des paramètres géométriques

Comme mentionné ci-dessus, nous avons étudié le facteur de qualité du mode 3 en fonction des paramètres géométriques du CP. Pour le calcul du facteur de qualité nous n'avons pas pris en compte l'effet des pertes liées aux matériaux, on s'intéresse ici uniquement à la contribution des pertes due aux fuites via les ancrages vers le substrat. Par définition, le facteur de qualité est défini comme le rapport entre la fréquence centrale et la largeur à mi-hauteur des pics de transmission :

$$Q = \frac{f_0}{\Delta f} .$$

Dans un premier temps, nous avons étudié l'évolution du facteur de qualité Q et la fréquence du mode de défaut en fonction de la largeur w_t/a pour $L_c=4a$, $h_t=0.32a$ et $h_m=0.22a$

fixes. Les résultats sont illustrés sur la figure III.23. On peut noter que le facteur de qualité peut atteindre une valeur très élevée de l'ordre de $Q \approx 600\ 000$ pour $w_r=0.6a$ et $f_0=3942.4\text{m/s}$ (figure III.23(a)). Pour des largeurs w_r/a en dessous de $0.6a$, le facteur de qualité chute très rapidement en dessous de $200\ 000$. La valeur maximale du facteur de qualité est obtenue pour une position du pic de transmission qui tombe vers le milieu de la bande interdite et suffisamment loin des autres modes de défauts. Nous avons également étudié l'effet de la largeur du défaut L_c sur l'évolution de la fréquence du mode 3 et son facteur de qualité, le résultat est illustré sur la figure III.23(b) en considérant les paramètres géométriques fixes : $h_r=0.32a$, $h_m=0.22a$ et $w_r=0.63a$. On peut remarquer que le facteur de qualité atteint une valeur proche de $Q \approx 600\ 000$ pour une fréquence centrale $f_0=3997.4\text{m/s}$ et une largeur de défaut $L_c=3.9a$.

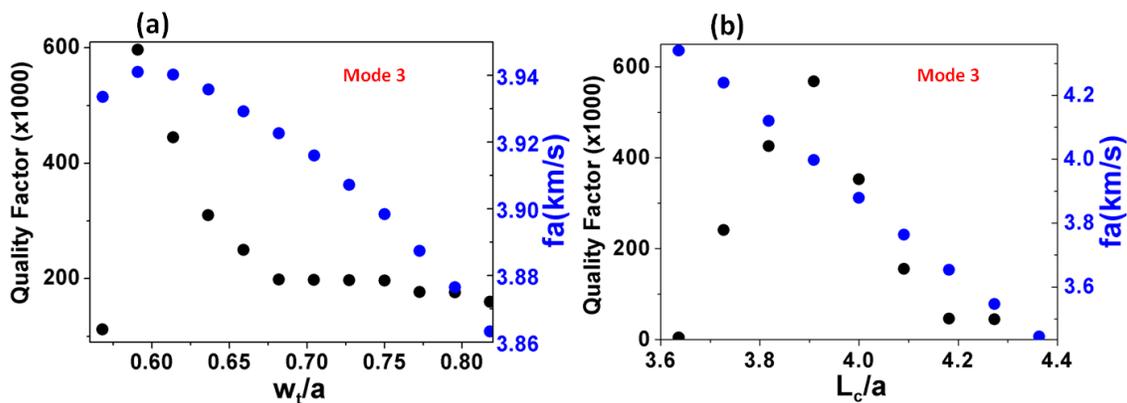


Figure III.23 – Facteur de qualité du mode 3 en fonction de : (a) la largeur du ruban avec $h_r=0.32a$, $h_m=0.22a$ et $L_c=3.95*a$, (b) la largeur de la cavité avec $h_r=0.32a$, $h_m=0.22a$ et $w_r=0.63a$.

Un exemple de spectre de transmission du mode 3 est donné sur la figure III.24 pour les paramètres géométriques: $h_r=0.32a$, $h_m=0.22a$, $L_c=4a$ et $w_r=0.68a$. Le facteur de qualité obtenu est de l'ordre de $Q=230\ 000$.

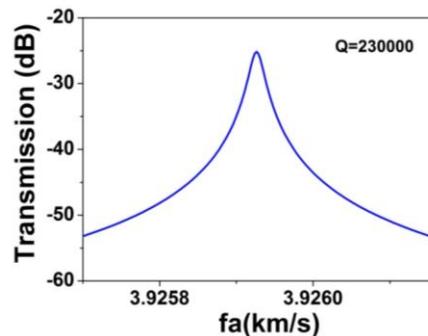


Figure III.24 – Spectre de transmission et facteur de qualité du mode 3 avec les paramètres géométriques $h_r=0.32a$, $h_m=0.22a$, $L_c=4a$ et $w_r=0.68a$.

III.1.7 Effet de la nature des matériaux sur la structure de bandes

Dans les études précédentes, nous avons choisi le ruban de même nature que la plaque. Pour étudier l'effet du contraste entre les matériaux qui constituent le ruban et la plaque, nous avons choisi différents matériaux pour le ruban et nous avons utilisé AlN pour la plaque. Nous avons choisi quatre matériaux avec différentes propriétés physiques: i) l'oxyde de silicium (SiO_2) qui est un matériau très mou (figure III.25(b)), ii) le diamant qui est un matériau non piézoélectrique très dur (voir la figure III.25(a)), iii) le carbure de silicium (SiC) qui est un semi-conducteur (figure III.25(c)) et iv) le nitrure de galium (GaN) (figure III.25(d)) qui est un matériau piézoélectrique qui présente uniquement un contraste de densité avec AlN. Les paramètres géométriques sont les suivants: $w_r=0.68a$, $h_r=0.32a$ et $h_m=0.22a$. Les paramètres physiques des matériaux sont indiqués dans le tableau III.1.

Tableau III.1 – Les paramètres physiques des matériaux AlN, SiO_2 , SiC, GaN et diamant utilisés dans le calcul.

	Symbole	AlN	SiO2	Diamant	SiC	GaN
Constante élastique (10^9N/m)	C_{11}	345	78.5	1080	759	390
	C_{12}	125	16.1	127	275	145
	C_{13}	120	16.1	127	264	106
	C_{33}	395	78.5	1080	869	398
	C_{44}	118	31.2	576	231	105
	C_{66}	110	31.2	576	53.9	122.5
Densité (kg/m^3)	ρ	3260	2210	3515	3217	6150
Constante piézoélectrique (C/m^2)	e_{15}	-0.48	-	-	-	-0.30
	e_{31}	-0.58	-	-	-	-0.33
	e_{33}	1.55	-	-	-	0.65
Constante diélectrique (10^{-11}F/m)	ϵ_{11}	8.0	3.75	5	9.66	9.5
	ϵ_{33}	9.5	3.75	5	10.34	9.5

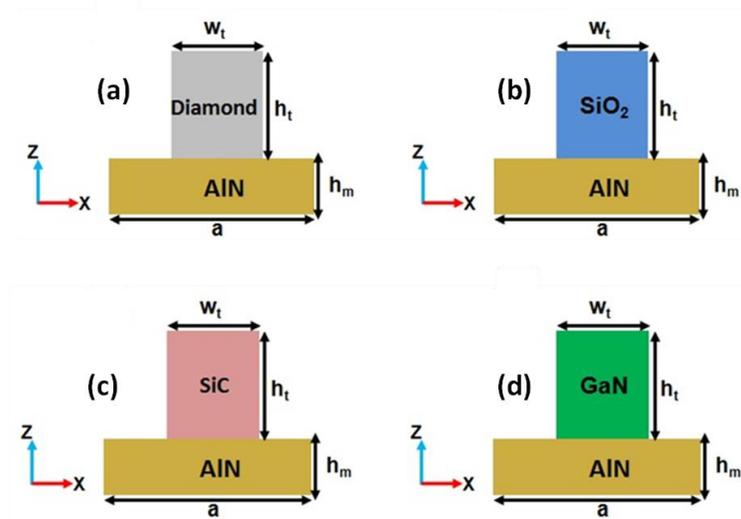


Figure III.25 – Schéma de la cellule élémentaire constituée par une plaque d'AlN sur laquelle est déposé un ruban en: (a) Diamant, (b) SiO_2 , (c) SiC et (d) GaN.

Les résultats de calcul sont présentés sur la figure III.26. On s'est intéressé uniquement à la deuxième bande interdite qui présente l'ouverture la plus large. Cette bande correspond à la levée de dégénérescence au niveau du repliement du mode S_0 à la limite de la zone de Brillouin, elle est limitée par une branche inférieure qui correspond pour moitié au mode (S_0) et pour l'autre au mode A_0 due à la levée de dégénérescence du premier croisement entre les deux modes. La branche supérieure est également constituée de la même manière, mais cette fois-ci elle résulte du deuxième croisement entre les deux modes. On peut noter que dans le cas d'un matériau dur ou de même nature que le ruban, la branche inférieure évolue peu (Fig. III.26 (a, c, et d)). La branche supérieure quant à elle se décale vers les hautes fréquences si on utilise des matériaux durs avec densité équivalente c'est le cas du diamant et du SiC. Elle se décale vers le bas si la densité du matériau ruban augmente c'est le cas ici du GaN (Fig. III.26 (d)). Dans le cas d'un matériau mou avec un faible contraste de densité, le cas du SiO_2 , on peut noter (Fig. III.26 (b)) que la largeur de la bande interdite diminue drastiquement. Cette diminution s'explique par le décalage très remarqué de la branche supérieure vers le bas.

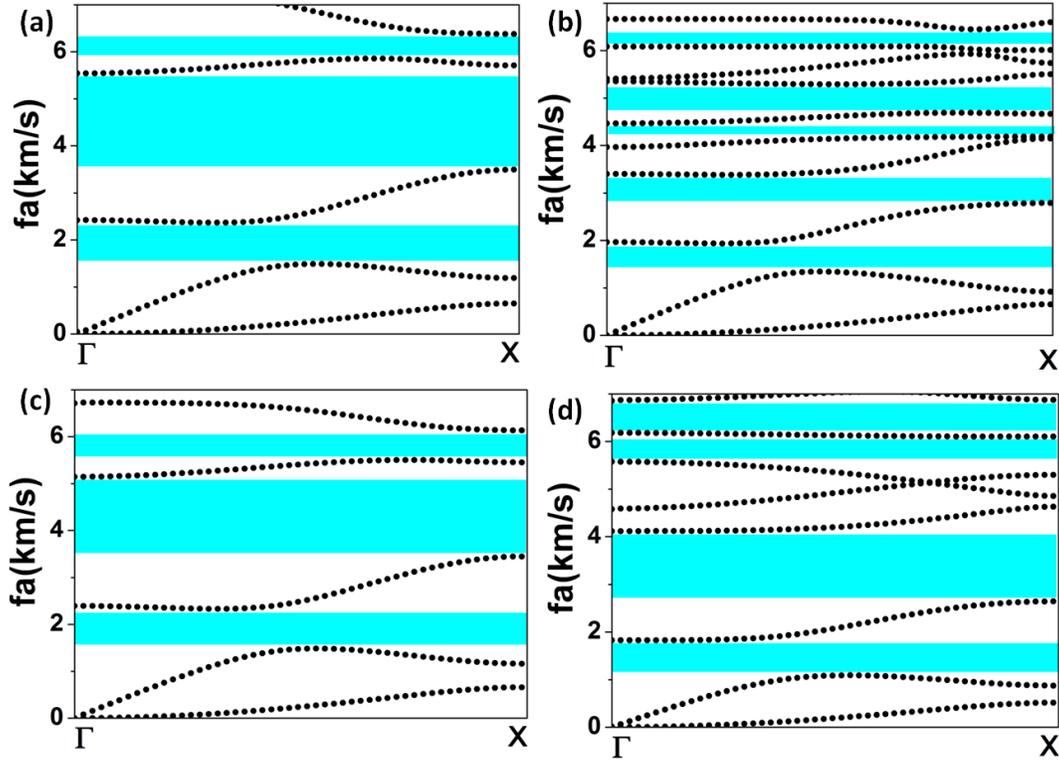


Figure III.26 – Structures de bandes pour les cellules élémentaires avec différents matériaux pour le ruban déposé sur la plaque d'AlN : (a) Diamant, (b) SiO_2 , (c) SiC et (d) GaN.

III.2 Application du design pour l'isolation d'un défaut local résonant

III.2.1 Présentation de la structure

Nous avons mentionné dans l'introduction que le contrôle de la propagation des ondes élastiques dans les dispositifs électro-acoustiques combinés aux cristaux phononiques est obtenu en modifiant des parties du cristal phononique afin d'induire un défaut linéaire ou ponctuel. Avec un choix optimal des défauts, on peut placer les modes correspondants dans les bandes interdites et assurer leur isolation. Dans la plus part des travaux antérieurs, les défauts sont introduits soit par la suppression d'une ou plusieurs cellules élémentaires, soit par la modification géométrique d'une ou plusieurs cellules.

Dans cette partie, nous présentons un nouveau design de cavité résonante. La structure est constituée du cristal phononique présenté ci-dessus, avec un nombre de cellules impair. Sur le ruban central nous avons déposé, de manière périodique suivant Y, une couche mince sous forme

de disque à base d'Or qui sera considéré comme un défaut dans la structure. Le schéma de la structure investiguée est illustré sur la figure III.27. Les paramètres physiques de l'Or utilisé dans le modèle numérique sont donnés dans le tableau III.2.

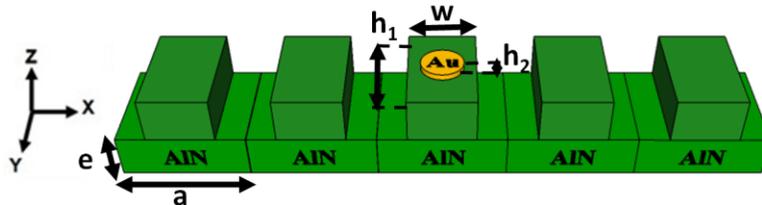


Figure III.27 – Schéma de la super-cellule du CP constitué par cinq rubans déposés sur une membrane d'AlN. Un disque d'Or est déposé sur le ruban central de manière périodique suivant la direction Y.

Tableau III.3 – Les propriétés physiques de l'Or utilisé dans modèle numérique.

	Symbole	Au	Unité
Constante élastique	C_{11}	201	$10^9 N/m$
	C_{12}	169	
	C_{13}	169	
	C_{33}	201	
	C_{44}	45	
Densité	ρ	19300	kg/m^3
Constante piézoélectrique	e_{15}	-	C/m^2
	e_{31}	-	
	e_{33}	-	
Constante diélectrique	ϵ_{11}	-	$10^{-11} F/m$
	ϵ_{33}	-	

III.2.2 Calcul des structures de bandes et de la transmission

Dans cette partie, nous avons conservé les paramètres géométriques choisis dans les parties ci-dessus ($a=2.2\mu m$, $e=0.22a$, $h_1=0.32a$ et $w=0.68a$). La figure III.27 présente la cellule élémentaire et le schéma utilisé pour le calcul de la transmission. Dans cette partie, le calcul étant en 3D et pour réduire le temps de calcul on n'utilise pas une excitation piézoélectrique mais une excitation mécanique. Pour les spectres de transmission, on considère un système fini le long de la direction x contenant cinq cellules unitaires et infini le long de la direction y (Fig. III.27(b)). Des couches parfaitement adaptées (PML), capables d'absorber les ondes et d'éviter les

réflexions, sont appliquées de chaque côté de la structure dans la direction de la longueur finie. L'onde incidente est une onde de Lamb de type S_0 excitée en appliquant une accélération harmonique prescrite dans le plan (y, z) du côté gauche du cristal et se propageant le long de l'axe des x . La valeur d'accélération transmise est détectée et enregistrée dans le champ lointain de l'autre côté du cristal. Le coefficient de transmission est normalisé par rapport à l'accélération détectée dans le cas de l'onde se propageant dans la plaque homogène.

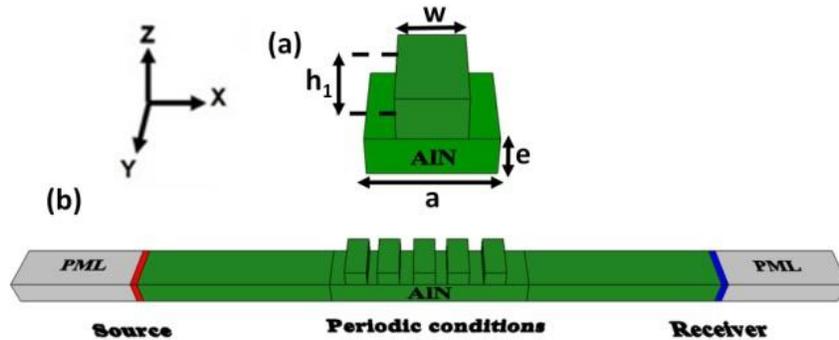


Figure III.27 – (a) Schéma de la cellule élémentaire: ruban d'AlN déposé sur une membrane d'AlN. (b) Schéma utilisé pour le calcul de la transmission.

Les résultats sont illustrés sur la figure III.28. Ils sont en bon accord avec ceux obtenus par une excitation piézoélectrique. Nous avons choisi de zoomer délibérément sur les deux premières bandes interdites qui seront exploitées pour la suite de cette étude: la première dans la gamme $fa = [1500-2300]$ m/s et la deuxième dans la gamme $fa = [3460-5090]$ m/s. Comme mentionné auparavant, on va s'intéresser uniquement aux modes de Lamb A_0 et S_0 , les modes SH sont considérés sourds par rapport à une excitation par un mode symétrique qui présente une polarisation sagittale. Cette hypothèse est confirmée par l'absence de la signature des modes SH dans le spectre de transmission. Nous avons obtenu un bon accord entre le spectre de transmission et la structure de bandes.

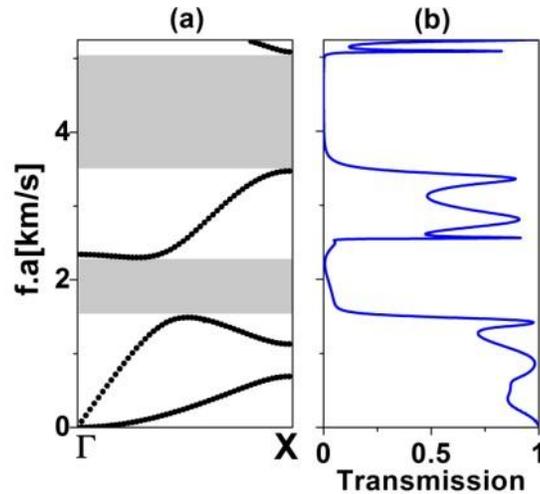


Figure III.28 – (a) structure de bande de la cellule unitaire. (b) Coefficient de transmission à travers le CP.

On propose maintenant d’exploiter les bandes interdites obtenues ci-dessus pour la conception d’un nouveau design de cavité résonante. Pour le calcul de la structure de bande on utilise la super-cellule décrite sur la figure III.29(a). Les paramètres géométriques du CP restent inchangés, le disque en or est caractérisé par sa hauteur $h_2 = 0.07a$ et son rayon $r_1 = 0.16a$. Pour le calcul du coefficient de transmission, nous avons utilisé le même modèle que celui décrit ci-dessus (Fig. III.29(b)). Les paramètres géométriques pour l’or ont été choisis de manière à induire des modes de défauts dans la deuxième bande interdite sans trop modifier la structure de bande.

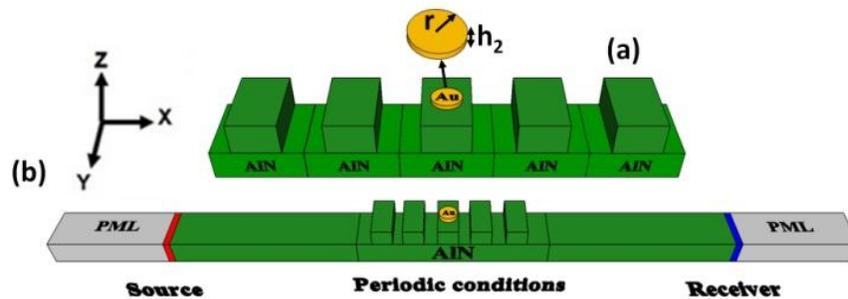


Figure III.29 – (a) Schéma de la super-cellule du CP constitué par cinq rubans déposés sur une membrane d’AlN. Un disque d’or est déposé sur le ruban central. (b) Schéma utilisé pour le calcul de la transmission.

La figure III.30(a) montre la structure de bande du cristal phononique calculée à l’aide du modèle de la super-cellule. Tout d’abord, nous pouvons remarquer que les deux bandes interdites observées pour le cas $h_2 = 0$ (Fig. III.28(a)) existent toujours avec approximativement la même largeur. Aussi, la figure III.30(a) montre l’existence de quelques branches presque plates (appelées 1, 2 et 3) à l’intérieur de la bande interdite supérieure. Le mode marqué 1 correspond au

mode de flexion comme indiqué par la distribution du champ de déplacement total (Fig. III.30(c)). Le comportement de la distribution du champ de déplacement pour les modes étiquetés 2 et 3 est similaire à celui des modes de galerie (WGM : Whispering galleries modes) à forme quadripolaire (Fig. III.30(c)). La figure III.30(c) montre clairement que les trois modes sont principalement confinés dans la couche d'Or en forme de disque, ce qui permet de manipuler les propriétés de ce type de mode en ajustant les paramètres géométriques du disque, notamment l'épaisseur, le rayon et la forme. La figure III.30(b) montre le coefficient de transmission en fonction de la fréquence réduite pour un cristal phononique composé de cinq cellules élémentaires (Fig. III.29(b)). Cette figure montre clairement deux zones à forte atténuation pour le coefficient de transmission dans les domaines de fréquence réduite [1560-2200 m / s] et [3500-5120 m / s], qui correspondent aux bandes interdites calculées à partir de la structure de la bande (Fig. III.30(a)). On peut également noter l'existence de deux pics situés à 3418 m/s et 4391 m/s respectivement. Les fréquences de ces pics sont conformes aux modes plats notés 1 et 2 sur la figure III.30(a). Cependant, en raison de sa symétrie, le mode plat noté 3 qui vibre dans la direction [110] (Fig. III.30(c)) ne présente aucun couplage avec le mode S_0 excité suivant la direction x, ce qui explique son absence dans le spectre de transmission (Fig. III.30 (b)).

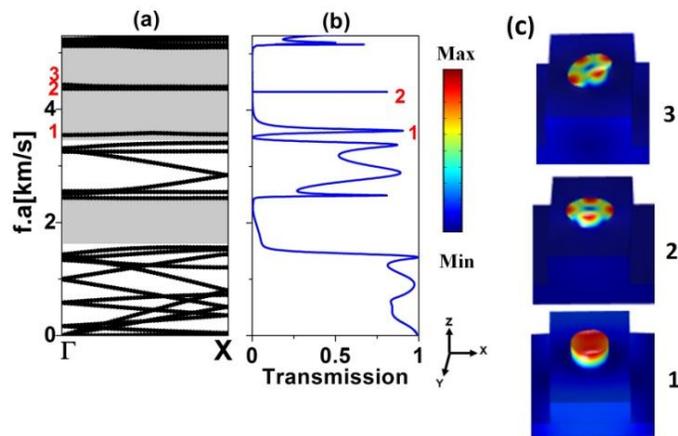


Figure III.30 : (a) Structure de bande de la super cellule avec défaut. (b) Spectre de transmission à travers le CP avec défaut. (c) Distribution du champ de déplacement total pour les modes notés 1, 2 et 3.

III.2.3 Effet des paramètres géométriques sur les modes de défaut

L'évolution du mode 2 en fonction du rayon et l'épaisseur du disque d'Or (Au) est illustrée dans les figure III.31(a) et (b) respectivement. Ces deux figures montrent clairement que lorsqu'on

augmente le rayon ou l'épaisseur du disque d'or, les fréquences du mode de défaut décroissent dans le gap (en gris). Dans la figure III.31(a), le mode de défaut est représenté pour la gamme des rayons du disque $r = [0.10a-0.18a]$, les autres paramètres: $h_2=0.08a$, $h_1=0.32a$ et $e=0.22a$ sont fixes. La figure III.31(b) est obtenue en fixant le rayon du disque d'or à $r=0.16a$ et en faisant varier l'épaisseur de la couche d'Or dans la gamme $h_2 = h_{Au} = [0.07a-0.09a]$. Les autres paramètres géométriques sont fixés à $h_1=0.32a$ et $e=0.23a$. On peut également noter que la largeur des bandes interdites n'est pas affectée par les paramètres géométriques du défaut.

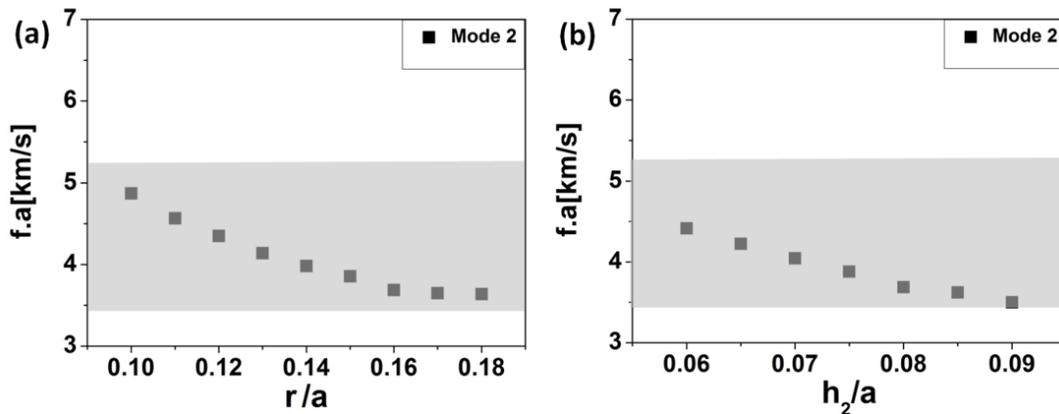


Figure III.31 – Variation de la fréquence réduite du mode 2 dans la bande interdite en fonction de: (a) rayon et (b) épaisseur du disque d'Or.

III.2.4 Effet de la taille de la super-cellule sur le facteur de qualité du mode de défaut 2

Nous avons également étudié le facteur de qualité du mode 2 en fonction de la taille du cristal phononique. La taille est définie comme le nombre de lignes sans disque entourant le ruban central sur lequel est déposée la couche d'or en forme de disque. Comme il est mentionné en introduction, le facteur de qualité (Q) repose sur plusieurs mécanismes de perte d'énergie, tels que les pertes thermoélastiques, les pertes d'interface et les pertes liés aux ancrages. Dans cette étude, nous ne prenons en compte que le facteur Q lié aux fuites d'énergie mécanique (pertes d'ancrages) du résonateur à la structure de support. Le facteur Q est calculé en prenant le rapport entre la fréquence centrale et la largeur à mi-hauteur des pics de transmission. La figure III.32 montre les résultats pour les structures avec 1, 2 et 3 cellules placées de part et d'autre du défaut. Tout d'abord, nous pouvons remarquer que lorsque le nombre de cellules augmente, la position du pic de fréquence de résonance reste inchangée. Deuxièmement, nous pouvons remarquer que le

facteur de qualité augmente considérablement en augmentant la taille du cristal phononique, ce qui donne lieu à une isolation acoustique efficace, comme il est décrit dans le champ de déplacement présenté sur la figure III.32(b). En comparaison avec les designs de cavités résonantes présentés dans les travaux antérieurs basés sur une méthode de calcul similaire [2, 7, 9], la structure proposée permet d'obtenir un facteur Q beaucoup plus élevé avec une taille minimale du cristal phononique.

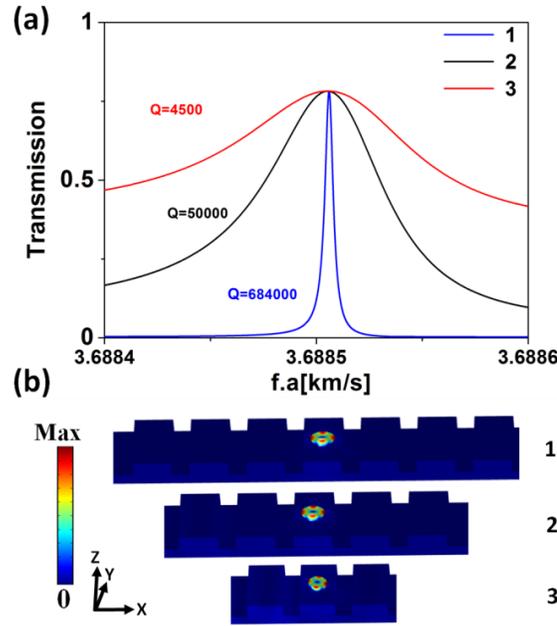


Figure III.32 – (a) Facteur de qualité du mode 2 en fonction de la taille de la super-cellule. (b) Distribution du champ de déplacement total pour les différentes tailles de super-cellule, étiquetées 1, 2 et 3 pour désigner le nombre de cellules de part et d'autre du défaut.

III.2.5 Analyse du cas d'un mode de défaut situé dans le continuum

Dans cette partie, on considère les paramètres géométriques suivants: $e=0.22a$, $h_1=0.32a$, $w=0.68a$ et $r=0.16a$, $h_2=0.08a$. Seul l'épaisseur du disque est modifiée par rapport à la structure précédente. Cette modification permet de décaler les modes du défaut vers le bas de la structure de bandes. Les résultats pour le digramme de bandes et le spectre de transmission sont illustrés sur la figure III.33 (a) et la figure III.33(b) respectivement. On peut noter que les modes 2 et 3 de la structure précédente avec ($h_2=0.07a$) sont décalés vers la limite inférieure de la bande interdite. Le mode 1 se trouve quant à lui dans la bande permise.

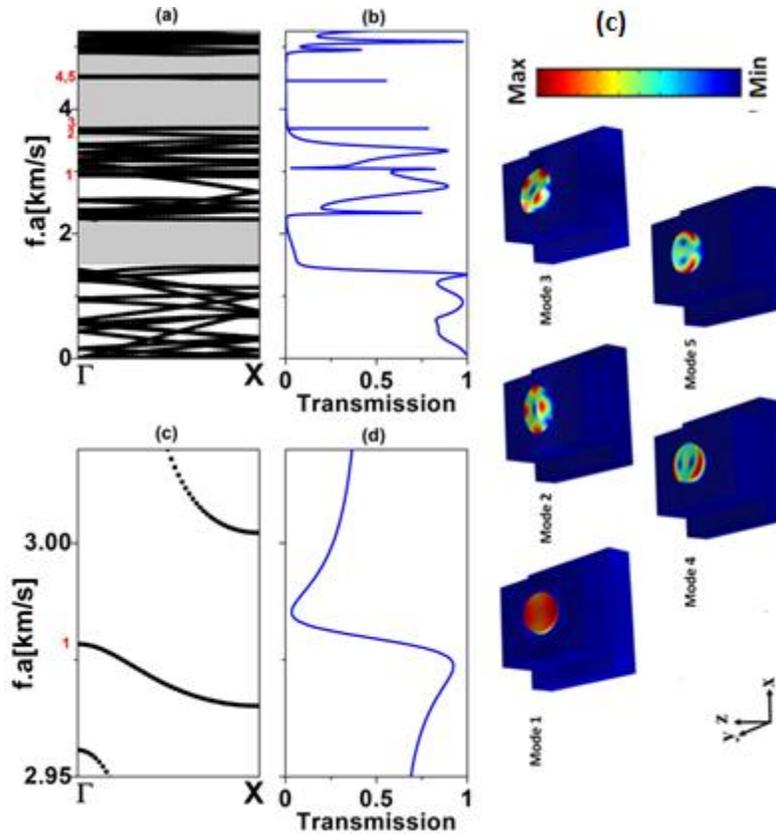


Figure III.33 – (a), (b) Structure de bandes et spectre de transmission obtenus à partir d’une super-cellule (figure 3.329). (c), (d) zoom sur la structure de bandes et spectre de transmission au voisinage du mode 1. (e) Distribution du champ de déplacement total pour les différents modes de défaut.

Afin de comprendre l’origine du mode 1, nous avons fait un zoom de ce mode qui se présente entre deux petites bandes interdites comme il est illustré dans la figure III.33(c). La première bande interdite correspond bien à un zéro de transmission (figure III.33(d)), par contre la deuxième bande n’est pas couplée ce qui explique son absence dans le spectre de transmission. Un résultat intéressant dans la figure III.33(d) est l’apparition d’une résonance de type Fano [31] dans le spectre de transmission. Cette résonance est caractérisée par un profil asymétrique où la bande presque plate autour de $f_a=2955\text{m/s}$ donne lieu à une résonance à côté d’un zéro de transmission associé au gap de la structure périodique (figure III.33(a)). En effet, lorsqu’on considère deux super-cellules au lieu d’une seule (figure III.34), on remarque l’apparition de deux résonances Fano au lieu d’une seule et un élargissement du zéro de transmission comme il est indiqué dans la figure en bleu.

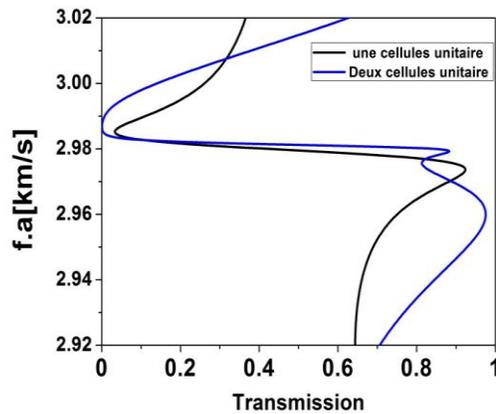


Figure III.34 – Coefficient de transmission du mode 1 suivant la direction ΓX pour un CP composé d'une (courbe en noir) et deux (courbe en bleu) super-cellules. Les dimensions du CP sont: $e=0.22a$, $h1=0.32a$, $h2=0.08a$ et $r=0.16a$.

Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons caractérisé numériquement une structure phonique constituée une plaque piézoélectrique d'AlN avec irrégularités de surface sous formes de rubans à base du même matériau. Nous avons étudié les modes de défauts introduit dans le CP soit en éliminant des rubans, soit en déposant périodiquement sur les rubans des disques métalliques. Nous avons calculé les structures de bandes et les spectres de transmission. Nous avons montré qu'il est possible d'ouvrir des bandes interdites sans fragiliser mécaniquement la structure. Nous avons également montré qu'il est possible de localiser des modes dans les bandes interdites. Cette propriété a été exploitée pour le design de résonateur cavité avec des facteurs de qualité qui dépassent 100 000 pour une taille de CP inférieur à 5 cellules de part et d'autre de la cavité.

Nous avons également montré qu'il est possible d'obtenir les mêmes propriétés en considérant des matériaux qui présentent un intérêt pratique dans le domaine des MEMS et aussi dans le domaine des composants à base de semi-conducteurs grand-gaps (AlN, diamant, SiC et GaN). Afin d'étendre cette structure à des systèmes permettant le guidage, le démultiplexage et autres fonctions, nous allons proposer une autre structure en remplaçant les rubans par des plots cylindriques et cela fera l'objet du chapitre IV.

Références:

- [1] P.W. Anderson, "Absence of Diffusion in Certain Random Lattices". *Phys. Rev.* 109, 1492 (1958).
- [2] S. John, "Strong localization of photons in certain disordered dielectric super lattices," *Phys.Rev. Lett.*, 58, 2486 (1987).
- [3] E. Yablonovitch, Photonic band-gap structures. *J. Optic. Soc. Am.*, 10, 283 (1993).
- [4] T.A. Birks & al Endlessly single-mode photonic crystal fiber, *Opt. Letter*, 22,961 (1997).
- [5] M. S. Kushwaha, P. Halevi, L. Dobrzynski et B. Djafari-Rouhani, Acoustic band structure of periodic elastic composites. *Phys. Rev. Lett.*, 71, 2022 (1993).
- [6] E. N. Economou et M. Sigalas, Stop bands for elastic waves in periodic composite materials. *J. Acous. Soc. Am.*, 95, 1734 (1994).
- [7] A. Khelif, P. A. Deymier, B. Djafari-Rouhani, J. O. Vasseur et L. Dobrzynski, Twodimensional phononic crystal with tunable narrow pass band : Application to a waveguide with selective frequency. *J. Appl. Phys.*, 94, 1308 (2003).
- [8] A. Khelif, A. Choujaa, B. Djafari-Rouhani, M. Wilm, S. Ballandras et V. Laude, Trapping and guiding of acoustic waves by defect modes in a full-band-gap ultrasonic crystal. *Phys.Rev. B*, 68, 214301 (2003).
- [9] A. Khelif, A. Choujaa, S. Benchabane, B. Djafari-Rouhani et V. Laude, Guiding and bending of acoustic waves in highly conned phononic crystal waveguides. *Appl. Phys.Lett.*, 84, 4400 (2004).
- [10] M. Kafesaki, M. M. Sigalas et N. García, Frequency Modulation in the Transmittivity of Wave Guides in Elastic-Wave Band-Gap Materials. *Phys. Rev. Lett.*, 85, 4044 (2000).
- [11] P. Deymier, *Acoustic Metamaterials and Phononic Crystals*, Springer Series in Solid State Sciences, Berlin, (2013).
- [12] D. Goettler, M. Su, Z. Leseman, Y. Soliman, R. Olsson, I. El-Kady, Realizing the fxQ product limit in silicon via compact phononic crystal resonators, *J. Appl. Phys.* 108, 084505 (2010).
- [13] S. Villa, R. Toress, R. Lucklum, Electronic characterisation system for measuring frequency changes in phononic crystals, *Electronics Letters*, Vol. 51, 545 (2015).

- [14] R. Pourabolghasem, A. Khelif, A. Eftekhar, S. Mohammadi, A. Adibi, Phononic bandgaps in silicon plate with metallic pillars, *Electronics Letters*, Vol. 48, 1147 (2012).
- [15] S. Yankin, A. Talbi, Y. Du, J. C. Gerbedoen, V. Preobrazhensky, P. Pernod, O. Bou Matar, FEM and experimental study of SAW propagation through 2D pillar-based surface phononic crystal, *J. Appl. Phys.* 115, 244508 (2014).
- [16] R. Pourabolghasem, S. Mohammadi, A. Eftekhar, A. Khelif, A. Adibi, Experimental evidence of high-frequency complete elastic bandgap in pillar-based phononic slabs, *Appl. Phys. Lett.* 105, 231908 (2014).
- [17] P. Jiang, X. Wang, T. Chen, J. Zhu, Tuning characteristic of band gap and waveguide in a multi-stub locally resonant phononic crystal plate, *J. Appl. Phys.* 117, 154301 (2015).
- [18] C.-Y. Sun, J.-C. Hsu, T.-T. Wu, Lamb wave band gaps in a double-sided phononic plate, *Appl. Phys. Lett.* 97, 031902 (2010).
- [19] Y. Jin, N. Fernez, Y. Pennec, B. Bonello, R. P. Moiseyenko, S. Hemon, Y. Pan, B. Djafari-Rouhani, Tunable waveguide and cavity in a phononic crystal plate by controlling whispering-gallery modes in hollow pillars, *Phys. Rev. B.* 93, 054109 (2016).
- [20] N. K. Kuo and G. Piazza. 1 GHz phononic band gap structure in air/aluminum nitride for symmetric lamb waves. *Micro Electro Mechanical Systems (MEMS)*, 2011 IEEE 24th International Conference on, p. 740–743, January (2011).
- [21] N.K. Kuo and G. Piazza. Fractal phononic crystals in aluminum nitride: An approach to ultra high frequency bandgaps. *Applied Physics Letters*, 99(16), (2011).
- [22] N.K. Kuo, C. Zuo, and G. Piazza. Microscale inverse acoustic band gap structure in aluminum nitride. *Applied Physics Letters*, 95(9), (2009).
- [23] C.M. Lin, J.C. Hsu, D.G. Senesky, and A.P. Pisano. Anchor loss reduction in ALN Lamb wave resonators using phononic crystal strip tethers. *2014 IEEE International Frequency Control Symposium (FCS)*, p. 1–5, May (2014).
- [24] J. Segovia-Fernandez, M. Cremonesi, C. Cassella, A. Frangi, and G. Piazza. Anchor Losses in AlN Contour Mode Resonators. *Journal of Micro electromechanical Systems*, 24(2):265–275, April (2015).
- [25] S. Wang, L. C. Popa, and D. Weinstein. Tapered Phononic Crystal sawresonator in GaN. In *2015 28th IEEE International Conference on Micro Electro Mechanical Systems (MEMS)*, p. 1028–1031, January (2015).

- [26] Y. M. Soliman et al., "Phononic crystals operating in the gigahertz range with extremely wide band gaps," *Appl. Phys. Lett.* 97, 193502 (2010).
- [27] M. F. Su, R. H. Olsson, Z. C. Leseman, and I. El-Kady, "Realization of a phononic crystal operating at gigahertz frequencies," *Appl. Phys. Lett.* 96, 053111 (2010).
- [28] J. Chan, M. Eichenfield, R. Camacho, and O. Painter, "Optical and mechanical design of a "zipper" photonic crystal optomechanical cavity," *Opt. Express* 17, 3802–3817 (2009).
- [29] M. Ziaei-Moayyed, M. F. Su, C. Reinke, I. F. El-Kady, and R. H. Olsson, "Silicon carbide phononic crystal cavities for micromechanical resonators," in 2011 IEEE 24th International Conference on Micro Electro Mechanical Systems (MEMS), p. 1377–1381 (2011),.
- [30] S. Mohammadi, A. A. Eftekhar, A. Khelif, W. D. Hunt, and A. Adibi, "Evidence of large high frequency complete phononic band gaps in silicon phononic crystal plates," *Appl. Phys. Lett.* 92, 221905 (2008).
- [31] U. Fano, "Effects of Configuration Interaction on Intensities and Phase Shifts," *Phys. Rev.* 124, 1866 (1961).

**Chapitre IV: Conception de structures phononiques pour le guidage,
le filtrage et le démultiplexage des ondes élastiques dans des plaques
piézoélectriques**

Chapitre IV: Conception de structures phononiques pour le guidage, le filtrage et le démultiplexage des ondes élastiques dans des plaques piézoélectriques

Introduction

Dans le chapitre précédent, nous avons proposé une structure phononique permettant l'ingénierie des ondes de Lamb, en particulier du mode S_0 , dans une plaque d'AlN. La structuration 1D de l'AlN sous forme de rubans permet d'ouvrir des bandes interdites. Ces bandes interdites ont été exploitées pour la conception de cavités résonantes. Nous avons également proposé un concept basé sur l'introduction de défauts dans le cristal sans modification de ses caractéristiques. Le défaut est introduit à la surface des rubans. Ces défauts permettent d'introduire des modes quasi-plats dans la bande interdite. Ces modes ont été caractérisés par simulation numérique et utilisés pour concevoir un nouveau design de cavité résonante basée sur les modes de défauts. Sur la même base de design, on propose dans ce chapitre d'étendre l'étude réalisée au chapitre III aux cristaux phononiques 2D constitués d'une membrane d'AlN et de piliers périodiques déposés à la surface. La caractérisation de cette nouvelle structure est réalisée numériquement : calcul des structures de bandes et du coefficient de transmission en fonction des paramètres géométriques, et de la nature des matériaux qui constituent les piliers. Nous avons aussi introduit un défaut à la surface des piliers, et nous avons caractérisé numériquement les modes de défauts en fonction des paramètres géométriques via le calcul des structures de bandes et du coefficient de transmission. La dernière partie de ce chapitre est consacrée aux applications : conception de cavités résonantes, conception de guides d'ondes, et conception de démultiplexeurs. Enfin on propose une ouverture du design vers la conception d'un capteur de champ magnétique basé sur l'utilisation d'un défaut magnéto-élastique.

IV.1 Présentation de la structure phononique et étude de ses caractéristiques en fonction des paramètres géométriques

IV.1.1 Présentation de la structure et description du modèle

La structure que l'on propose dans ce chapitre est constituée d'une membrane d'AlN et d'un pilier en diamant comme illustré sur la figure IV.1(a). Le choix des matériaux est justifié par le fait que l'AlN est le matériau de base le plus utilisé dans les technologies des dispositifs électroacoustiques (SAW, SMR, FBAR et dispositifs à ondes de Lamb) [1-4]. Le diamant est un matériau connu pour ces excellentes propriétés mécaniques et permet de réaliser des résonateurs électromécaniques à fort facteur de qualité. Il permet aussi d'assurer une robustesse mécanique de la structure totale.

Pour le calcul, nous avons utilisé le logiciel Comsol Multiphysics® 4.3a. Le calcul des structures de bande se fait dans la première zone de Brillouin (ZB) suivant la direction de propagation ΓX (voir Fig. IV.1(b)). Les bandes interdites peuvent être ajustées en faisant varier les paramètres géométriques, à savoir a , r , h_1 et e qui sont respectivement le paramètre de maille, le rayon et l'épaisseur du plot cylindrique du diamant et l'épaisseur de la plaque d'AlN.

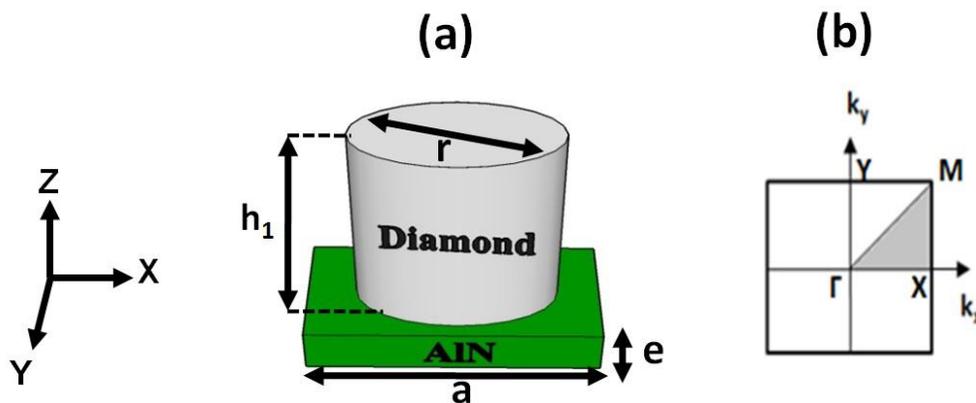


Figure IV.1 – (a) Schéma en 3D d'une cellule élémentaire constituée par une plaque AlN sur laquelle est déposé un plot cylindrique. La cellule élémentaire est répétée périodiquement suivant les directions x et y . (b) Représentation schématique de la première zone de Brillouin.

Afin de calculer les structures de bande, il est nécessaire d'appliquer les conditions aux limites périodiques (appelées aussi les conditions de Bloch) sur les surfaces latérales comme il est

indiqué sur la figure IV.2, en utilisant la méthode des éléments finis (FEM). Ces conditions dépendent en particulier du vecteur d'onde selon les relations suivantes :

$$u_{source}(x;y; z) = u_{destination}(x;y; z) e^{-ik_x a}$$

$$v_{source}(x;y; z) = v_{destination}(x;y; z) e^{-iky a}$$

où u et v sont les vecteurs de déplacement suivant x et y respectivement. $k(k_x, k_y, 0)$ est le vecteur d'onde.

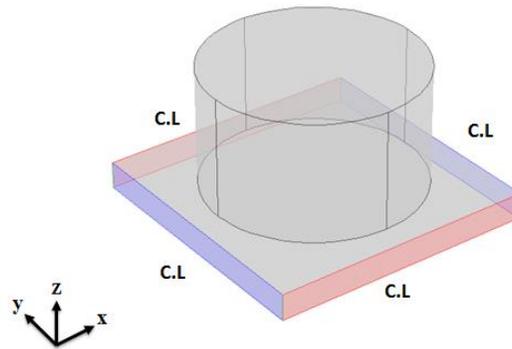


Figure IV.2 – Conditions aux limites périodiques appliquées aux quatre surfaces latérales de la plaque.

La figure IV.3 présente le type de maillage utilisé pour cette étude. Comme mentionné auparavant, la convergence du calcul dépend de la taille de maillage. En effet plus le maillage est fin, plus la convergence est bonne. Cependant, le temps de calcul devient plus important.

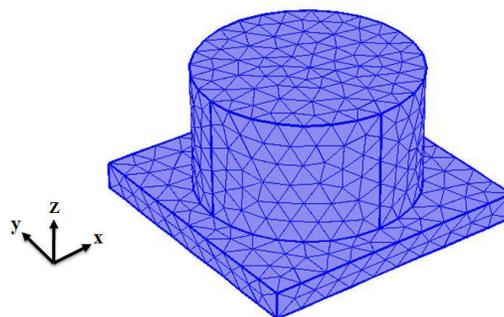


Figure IV.3 – Maillage de type tétraédrique.

IV.1.2 Effet des paramètres géométriques sur l'évolution de l'ouverture des bandes interdites

Afin de déterminer les paramètres géométriques optimaux permettant l'ouverture des bandes interdites, nous avons étudié l'évolution des structures de bandes en faisant varier les paramètres géométriques r , h_1 et e qui sont respectivement le rayon et la hauteur du plot de diamant et l'épaisseur de la plaque d'AlN. Les constantes élastiques et la densité de masse des matériaux sont indiquées dans le tableau IV.1 ci-dessous. L'objectif de cette étude n'étant pas de discuter de manière approfondie les mécanismes à l'origine de l'ouverture des bandes interdites qui sont par-ailleurs largement discutés dans la littérature, nous rappellerons néanmoins que l'ouverture des bandes dans ces structures phononiques est généralement due à une combinaison de différents mécanismes: résonances locales des piliers, Bragg, et couplages de modes antisymétriques et symétriques.

Tableau IV.1 – Paramètres des matériaux AlN et diamant utilisés dans la simulation.

	Symbole	AlN	Diamant	Unité
Constantes élastiques	C_{11}	410	1080	$10^9 N/m$
	C_{12}	149	127	
	C_{13}	99	127	
	C_{33}	389	1080	
	C_{44}	125	576	
	C_{66}	125	576	
Densité	ρ	3300	3515	kg/m^3
Constantes piézoélectriques	e_{15}	-0.48	-	C/m^2
	e_{31}	-0.58	-	
	e_{33}	1.55	-	
Constantes diélectriques	ϵ_{11}	8.0	5	$10^{-11} F/m$
	ϵ_{33}	9.5	5	

Les courbes de dispersion et de transmission seront présentées en fonction de la fréquence réduite définie comme suit: $\Omega = \omega a / 2\pi v_t$ où $v_t = 6300$ m/s est la vitesse d'onde transverse de volume dans la plaque d'AlN. Tous les paramètres géométriques sont normalisés par rapport au paramètre de maille a . Cinq géométries sont considérées :

i) D'abord, afin de comprendre l'origine de l'ouverture des bandes interdites (BI), nous avons fait varier l'épaisseur e de la plaque dans la gamme $[0.1a-0.6a]$ en conservant les autres

paramètres ($e=0.1a$, $h_1=0.45a$, $r=0.4a$), comme il est montré sur la figure IV.4(a), Nous avons observé l'apparition de trois bandes interdites couvrant différentes gammes de fréquences réduites. Ces bandes interdites marquées en rouge, en vert et en bleu couvrent toute la partie de variation de e dans la gamme $[0.1a-0.6a]$. En revanche, la bande rouge a été coupée en deux parties par une branche permise localisée dans la plaque. La deuxième partie de cette bande montre une couverture dans la gamme $[0.1a-0.42a]$.

ii) Nous avons conservé les paramètres géométriques suivants: $e=0.1a$, $r=0.4a$ et nous avons fait varier cette fois-ci la hauteur h_1 du plot cylindrique du diamant dans la gamme $[0.1a-0.6a]$, comme il est indiqué sur la figure IV.4(b). De la même manière, nous avons constaté l'apparition des bandes interdites indiquées avec les mêmes couleurs. Cependant, nous remarquons que la bande en rouge couvre une large gamme de fréquence réduite. Par contre, la bande en vert présente une faible gamme de fréquence. Nous avons observé que la largeur de la première BI (en bleu) reste presque constante en fonction de h_1 .

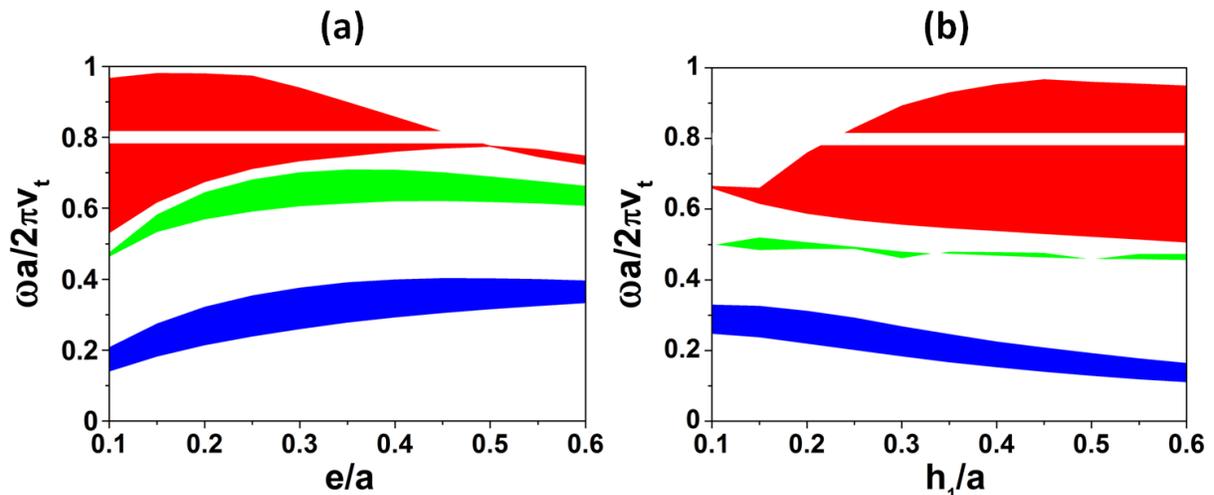


Figure IV.4 – Évolution des structures de bandes en fonction de : (a) l'épaisseur de la plaque avec $h_1=0.45a$ et (b) hauteur du plot en diamant avec $e=0.1a$

iii) Nous avons fixé les paramètres $h_1=0.6a$ et $r=0.4a$ et nous avons fait varier l'épaisseur de la plaque comme il est indiqué sur la figure IV.5(a). Comme précédemment, cette figure présente trois bandes interdites avec les mêmes couleurs. Nous pouvons noter une diminution des bandes en bleu et en vert par rapport à celles de la figure IV.4(a).

iv) Nous avons tracé l'évolution de la BI en fonction de h_1 , en fixant les autres paramètres géométriques ($e=0.2a$, $r=0.4a$). Ces résultats montrent que les bandes indiquées en vert et en bleu

sont plus larges par rapport à celles de la figure IV.4(a), par contre, la bande en rouge devient moins large.

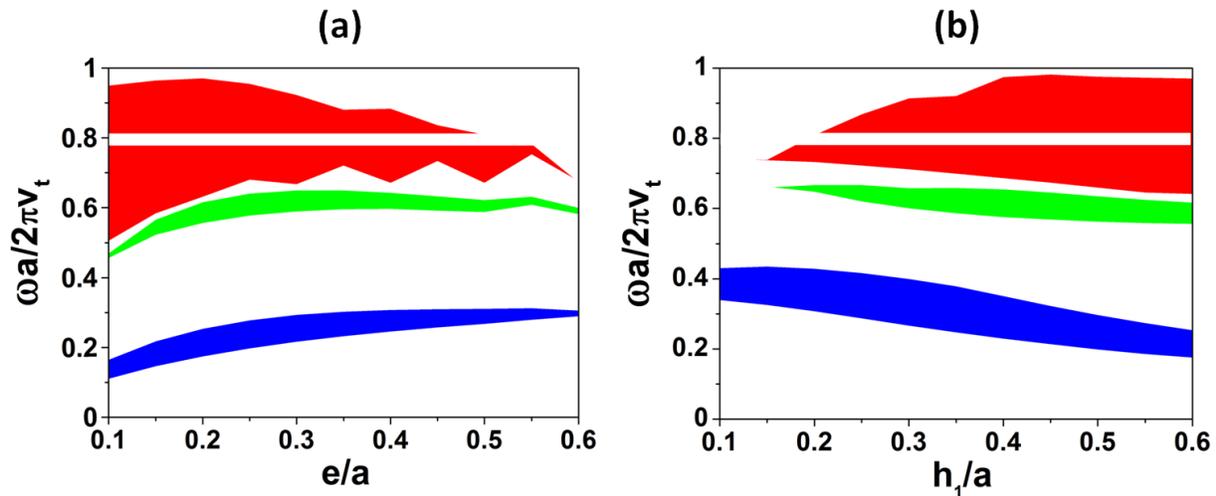


Figure IV.5 – Évolution du gap en fonction de : (a) l'épaisseur de la plaque avec $h_1=0.6a$ et (b) la hauteur du plot en Diamant avec $e=0.2a$.

v) Nous avons étudié l'effet du rayon du plot cylindrique du diamant sur l'évolution de la BI dans la gamme $[0.1a-0.45a]$, tout en fixant les autres paramètres géométriques à savoir : $e=0.1a$ et $h_1=0.45a$. On peut noter que l'augmentation du rayon du plot, permet d'élargir les BIs jusqu'à $0.4*a$ puis une légère diminution après comme il est montré sur la figure IV.6.

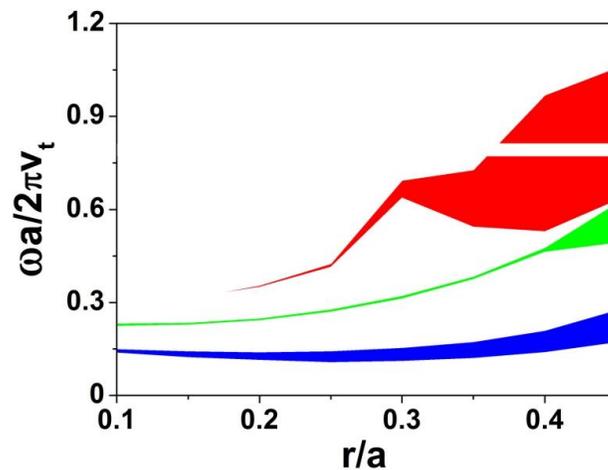


Figure IV.6 – Évolution des gaps en fonction du rayon du plot cylindrique du diamant.

L'analyse des résultats nous a permis de retenir les paramètres géométriques suivants : $e=0.1a$, $h_1=0.45a$, $r=0.4a$. Les éléments qui ont guidé notre choix sont les contraintes technologiques liées aux différents matériaux, et la largeur de la bande interdite qui atteint 60% si on néglige les modes quasi-plats dus à la résonance locale de la membrane dans les zones moins rigides entre les piliers.

IV.1.3 Bande interdite partielle ou absolue

Dans ce paragraphe, nous avons calculé la structure de bande à travers la cellule élémentaire (figure IV.1) en utilisant les paramètres géométriques optimums trouvés ci-dessus. La figure 4.7 montre l'existence de quatre bandes interdites complètes selon les trois directions de haute symétrie : ΓX , XM , $M\Gamma$. La première couvre une gamme de fréquence réduite $\Omega_1 = [0.13-0.21]$, la deuxième est très étroite $\Omega_2 = [0.46-0.48]$, la troisième et la quatrième sont très larges soient $\Omega_3 = [0.54-0.79]$ et $\Omega_4 = [0.82-0.96]$ respectivement. Notons que la largeur de la bande supérieure est divisée en deux parties par une branche permise notée "1". Cette bande est localisée dans la membrane comme il est indiqué par son champ de déplacement total au point X (figure IV.8). Les troisièmes et quatrièmes bandes interdites sont situées entre les 4^{ème} et 6^{ème} branches permises et présentent une large bande normalisée $\Delta f/f = 60\%$. Ces bandes sont basées sur le mécanisme de Bragg provoqué par une interférence destructive des ondes diffusées à partir du réseau de piliers. La première bande interdite apparaît vers les basses fréquences et elle est basée sur le mécanisme de croisement entre les modes de Lamb symétrique (S_0) et antisymétrique (A_0). La deuxième bande interdite est basée sur le mécanisme d'hybridation en basse fréquence comme le montre le champ de déplacement total (voir la figure IV.8).

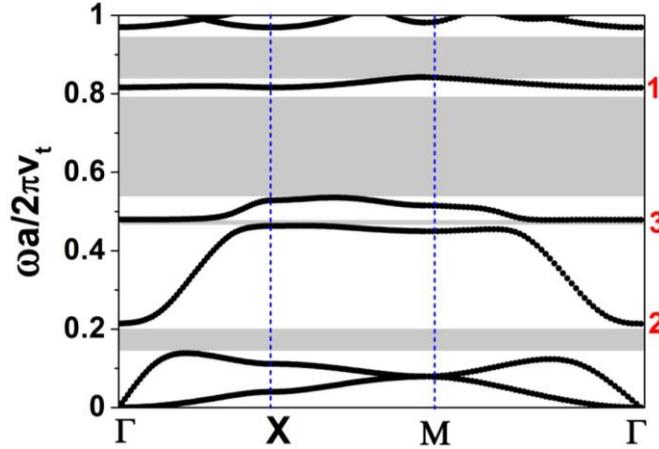


Figure IV.7 – Courbe de dispersion dans la première zone de Brillouin d'un plot cylindrique d'épaisseur $h_1 = 0.45a$ et de rayon $r = 0.4a$, déposé sur une plaque d'AlN d'épaisseur $e = 0.1a$ suivant différentes directions de propagation.

La figure IV.8 présente les champs de déplacements des modes de flexion et de torsion notés "2" et "3" respectivement au point Γ de la figure IV.7. Comme indiqué auparavant, les bandes interdites sont complètes ; par conséquent nous focaliserons notre étude dans la suite seulement sur la direction de propagation ΓX .

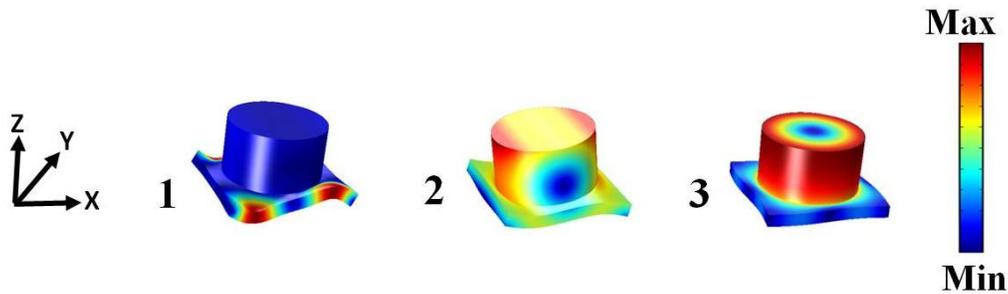


Figure IV.8 – Champ de déplacement total pour le mode 1 au point X et les modes 2 et 3 au point Γ dans la figure IV.7

IV.2 Modes de défauts dans le cristal phononique

IV.2.1 Structure de bande du CP avec défaut

Dans ce qui suit, on introduit un défaut dans le CP sous forme d'un disque en Or déposé sur des piliers en diamant. On considère une super-cellule composée de cinq piliers de diamant, le disque d'or étant déposé sur le pilier du milieu. La super-cellule forme dans ce cas une cavité résonante composée d'une structure périodique avec une ligne de piliers surmontée d'une couche d'encapsulation d'Or. Cette ligne est entourée de chaque côté par deux lignes de piliers de diamant

sans le disque d'Or comme illustré dans la figure IV.9. L'Or est choisi parce qu'il présente une densité très élevée par rapport à celle du diamant. Cette propriété permet d'induire des modes plats du disque à l'intérieur de la bande interdite, en faisant varier les paramètres géométriques. Comme dans l'étude précédente, nous avons utilisé la structure de la figure IV.9 pour calculer les courbes de dispersion dans la zone de Brillouin suivant les différentes directions ΓX , XM et $M\Gamma$ (ne sont pas présentées ici). Les paramètres élastiques de l'Or sont indiqués dans le tableau IV.2.

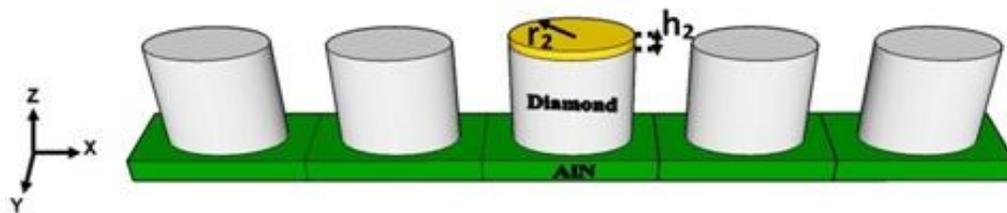


Figure IV.9 – Schéma de la super-cellule du cristal phononique constitué de cinq piliers déposés sur la membrane d'AlN. Le pilier du milieu est surmonté d'un disque d'Or représentant la cavité.

Tableau IV.2 – Paramètres du matériau Or utilisé dans la simulation.

	Symbole	Au	Unité
Constantes élastiques	C_{11}	201	$10^9 N/m$
	C_{12}	169	
	C_{13}	169	
	C_{33}	201	
	C_{44}	45	
Densité	ρ	19300	kg/m^3
Constantes piézoélectriques	e_{15}	–	C/m^2
	e_{31}	–	
	e_{33}	–	
Constantes diélectriques	ϵ_{11}	–	$10^{-11} F/m$
	ϵ_{33}	–	

Nous avons calculé de nouveau la structure de bande en utilisant cette fois-ci une super-cellule avec les paramètres géométriques optimaux définis ci-dessus. Par la suite, nous avons ajouté une couche superficielle sous forme de disque en Or d'épaisseur $h_2=0.05a$ et de rayon $r_2=0.4a$ comme montré sur la figure IV.9.

A partir des résultats de la courbe de dispersion de la figure IV.10, nous pouvons tirer les conclusions suivantes: 1- les bandes interdites, observées précédemment pour le cas $h_2=0$, restent

approximativement les mêmes en terme de largeur d'ouverture. 2- tous les modes sont décalés vers les basses fréquences en raison de leur sensibilité à l'effet de masse introduit par le film mince d'Or. 3- L'apparition de 5 modes presque plats et isolés notés 1, 2, 3, 4 et 5 dans la première partie de la bande interdite supérieure. Ces modes sont situés aux fréquences réduites $\Omega_1=0.622$, $\Omega_2=0.642$, $\Omega_3=0.692$, $\Omega_4=0.793$, $\Omega_5=0.794$, respectivement. Aussi, nous avons remarqué un autre mode plat au sein de la deuxième partie de la bande interdite supérieure. Ce mode noté 7 est situé à la fréquence réduite $\Omega_7=0.88$. En revanche, la branche permise notée 6 est localisé dans la plaque (voir Fig. IV.11) et est similaire à la branche permise notée 1 (voir la figure IV.7). Dans la suite, notre étude sera consacrée aux propriétés des modes plats dans la première partie de la bande interdite supérieure.

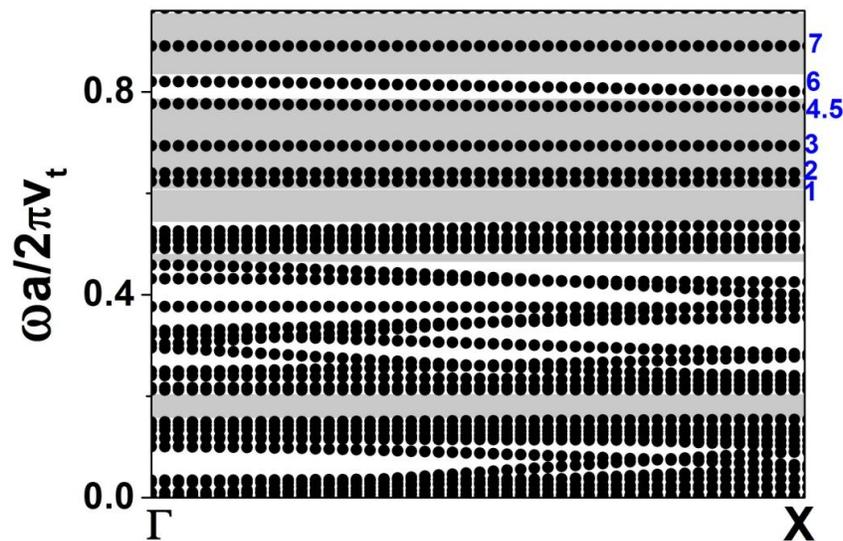


Figure IV.10 – Courbe de dispersion dans la première zone de Brillouin (ΓX) du cristal phononique décrit dans la figure 4.9. La couche d'encapsulation d'Or d'épaisseur $h_2 = 0.05a$ est déposée sur un plot cylindrique d'épaisseur $h_1 = 0.45a$ et de rayon $r = 0.4a$. L'ensemble est déposé sur une plaque d'épaisseur $e = 0.1a$.

La figure IV.11 présente la distribution du champ de déplacement total des modes notés 1, 2, 3, 4 et 5 dans la figure IV.10. Ces modes montrent un comportement similaire aux modes de résonance d'un disque. Les modes 1, 2, 4 et 5 sont des modes de galeries (WGM) avec une forme quadripolaire ou hexa-polaires. Le mode 3 illustre une vibration correspondant à une expansion radiale dans le plan (x, y) , souvent appelé mode de respiration (voir Fig. IV.11). Cette figure montre clairement que les cinq modes sont principalement confinés dans la couche d'encapsulation d'Or. Le mode 7 représente aussi un mode de respiration d'ordre supérieur (voir Fig. IV.11).

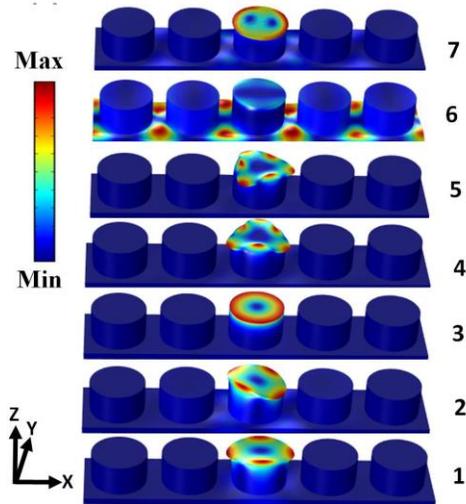


Figure IV.11 – Distribution du champ de déplacement total pour les modes plats notés 1, 2, 3, 4, 5, 6, 7 au point Γ de la figure IV.10.

IV.2.2 Analyse du coefficient de transmission à travers le CP sans défaut

Dans cette partie, nous avons utilisé le même modèle de calcul de la transmission que dans le chapitre précédent. Le CP est une structure finie formée de cinq cellules élémentaires (voir Fig. IV.12). Afin de calculer la transmission, nous avons repris les paramètres géométriques comme dans les résultats précédents, à savoir : $e=0.1a$, $h_1=0.45a$, $r_2=r=0.4a$.

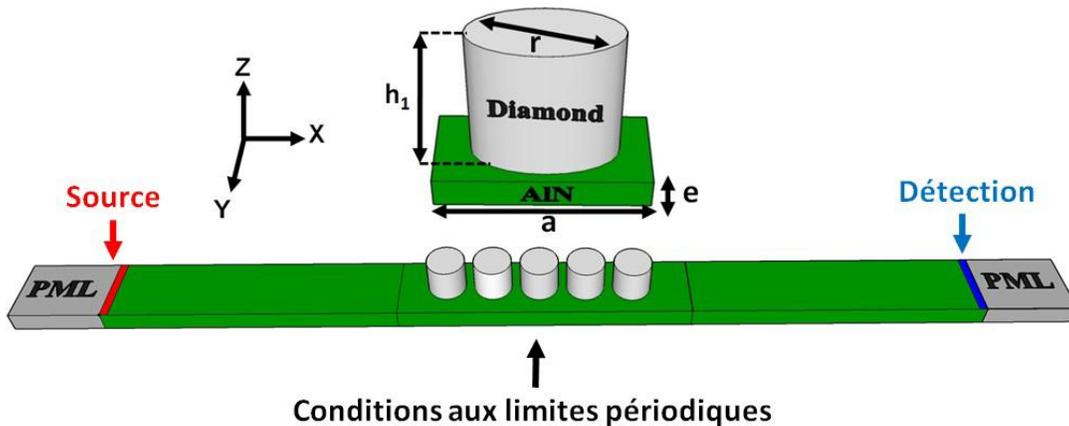


Figure IV.12 – Schéma de calcul du coefficient de transmission à travers le CP formé par cinq cellules élémentaires.

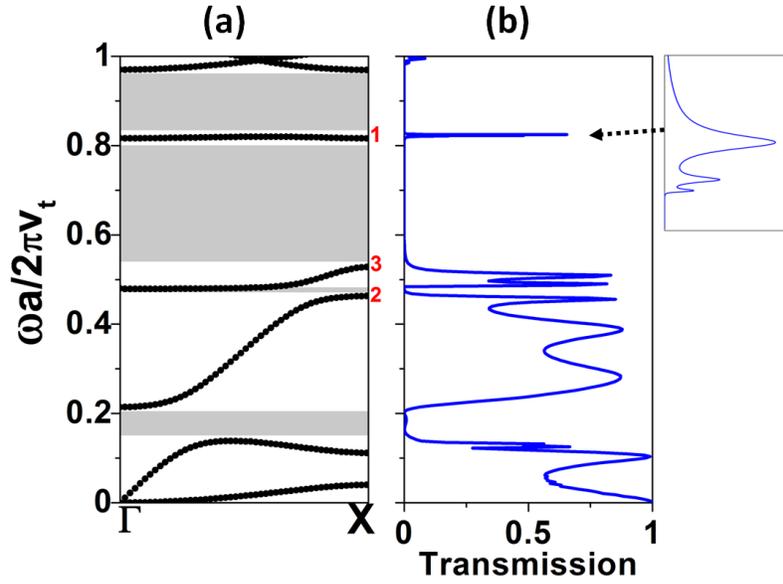


Figure IV.13 – (a), (b) Courbe de dispersion et coefficient de transmission suivant la direction ΓX , pour un CP de dimensions : $e=0.1a$, $h_1=0.45a$, et $r=0.4a$. Le CP est composé de cinq cellules (Fig. IV.12).

Nous pouvons constater que les courbes de structure de bande dans la direction ΓX (Fig. IV.13(a)) et du coefficient de transmission à travers le CP (Fig. IV.13(b)) sont en adéquation pour ce qui concerne les positions des bandes et des gaps. On peut noter l'apparition de quatre atténuations du coefficient de transmission qui se produisent dans les gammes de fréquence réduites $\Omega_1 = [0.13-0.21]$, $\Omega_2 = [0.46-0.48]$, $\Omega_3 = [0.54-0.79]$ et $\Omega_4 = [0.82-0.96]$. Ces gammes sont en bon accord avec les bandes interdites calculées à partir de la structure de bande (figure IV.13(a)). Un pic de transmission apparaît à une fréquence réduite $\Omega=0.81$, qui est constitué de 3 pics et correspond bien à la branche permise notée "1" comme indiqué sur la figure IV.13(b) autour de $\Omega=0.8$. Ce mode est complètement localisé dans la membrane d'AlN et présente une déformation en flexion (voir Fig. IV.8).

IV.2.3 Analyse du coefficient de transmission en présence du défaut

Dans cette partie, nous avons tracé le spectre de transmission en insérant une couche d'encapsulation sous forme d'un disque d'Or au milieu du CP. Nous avons utilisé les mêmes paramètres géométriques que ci-dessus (Fig. IV.14).

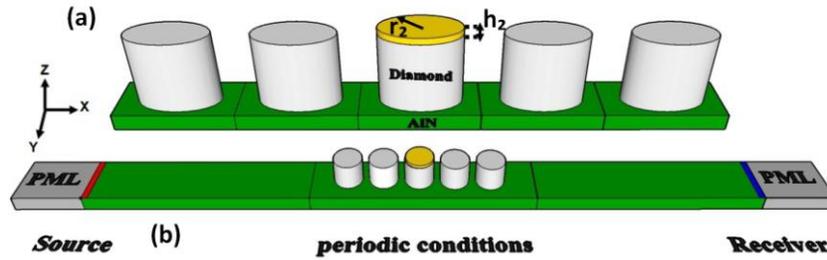


Figure IV.14 – Schéma utilisé pour le calcul du coefficient de transmission à travers le CP constitué par cinq cellules avec cavité.

Dans la figure IV.15, nous avons comparé la structure de bande calculée en utilisant la super-cellule de la figure IV.14 et le coefficient de transmission à travers une seule super-cellule du CP en fonction de la fréquence réduite. Nous pouvons constater l'existence de quatre pics situés à $\Omega_1=0.622$, $\Omega_3=0.692$, $\Omega_4=0.793$, $\Omega_7=0.88$. Les fréquences de ces pics sont en bon accord avec les modes plats notés 1, 3, 4 et 7 dans la structure de bande comme il est illustré sur la figure IV.15. D'après leurs symétries, les modes plats notés 2 et 5 vibrent selon la direction [110] et donc ces modes ne sont pas couplés avec le mode S_0 excité suivant la direction x , ce qui explique leur absence dans le spectre de transmission (voir Fig. IV.15 (b)). Dans la suite, notre étude sera focalisée sur les modes notés 1 et 3 qui correspondent aux modes fondamentaux de résonance pour un disque. Leur position est située au milieu de la bande interdite.

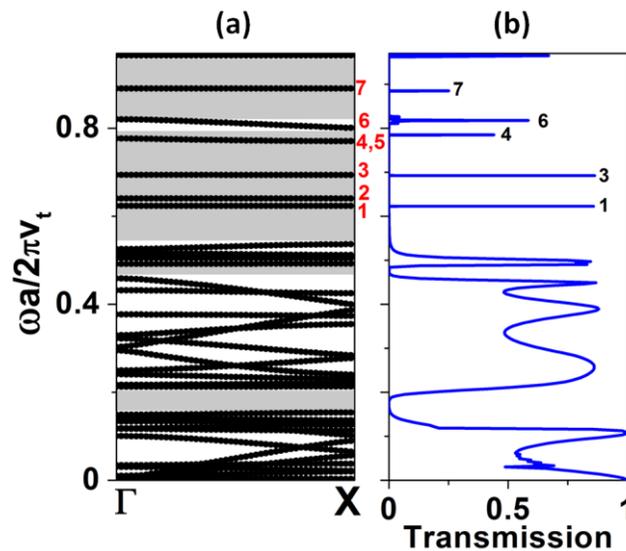


Figure IV.15 – (a), (b) Courbes de dispersion et coefficient de transmission suivant la direction ΓX calculés à travers le CP de la figure IV.14. Le CP est caractérisé par les paramètres géométriques suivants: $e=0.1a$, $h_1=0.45a$, $h_2=0.05a$ et $r=r_1=r_2=0.4a$.

IV.2.4 Caractéristiques des modes de défaut en fonction des paramètres géométriques

Nous avons étudié l'évolution des modes 1 et 3 en fonction du rayon de la bicouche (diamant/Or) dans la gamme $r = [0.34a-0.4a]$ comme illustré sur la figure IV.16. Les résultats obtenus montrent clairement une dépendance des modes 1 et 3 dans la troisième bande interdite (en gris) en fonction de r ; les autres paramètres géométriques sont gardés fixes : $h_2=0.05a$, $h_1=0.45a$ et $e=0.1a$. Notons que nous pouvons localiser aussi des modes dans la première bande interdite en ajustant les paramètres géométriques. Cependant, le fait de changer le rayon du plot en diamant, affecte aussi les largeurs des bandes interdites (Fig. IV.16).

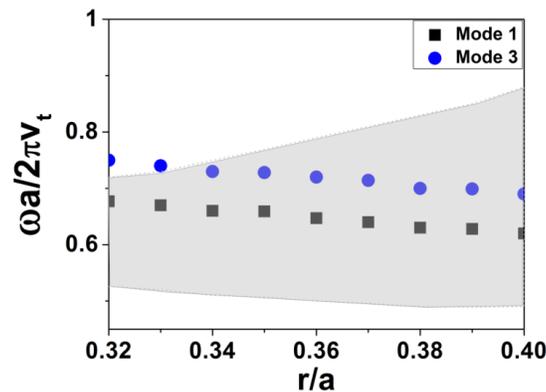


Figure IV.16 – Variation de la fréquence réduite des modes 1 et 3 dans la bande interdite en fonction du rayon de la bicouche (Diamant/Or).

Nous avons étudié aussi l'évolution des modes 1 et 3 en fonction du rayon $r_2 = [0.32a-0.4a]$ et de l'épaisseur $h_2 = [0.03a-0.07a]$ du disque d'Or en fixant les autres paramètres géométriques $r=0.4a$, $h_1=0.45a$ et $e=0.1a$ du plot. Ces résultats sont illustrés sur les figures IV.17(a) et (b) respectivement. Ces deux figures présentent une décroissance des fréquences des modes 1 et 3 dans la bande interdite lorsqu'on augmente le rayon et l'épaisseur du disque d'Or.

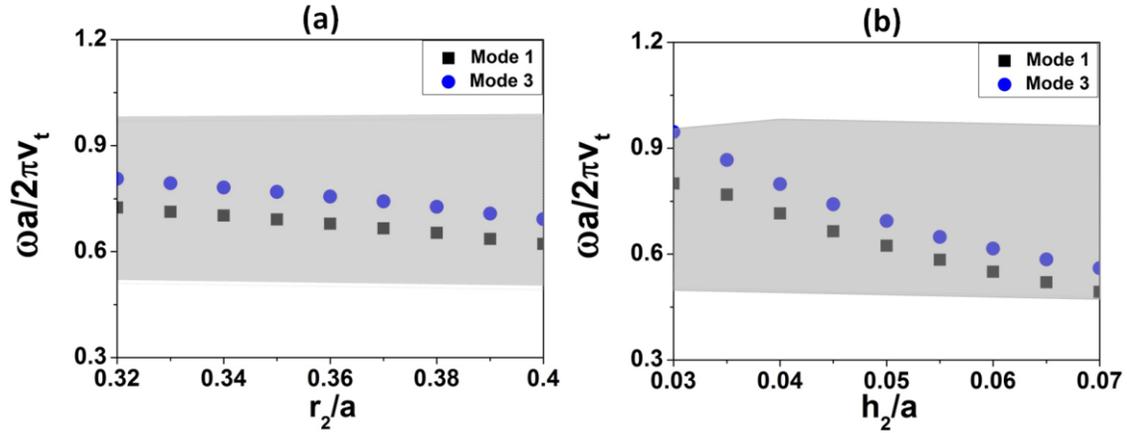


Figure IV.17 – Variation de la fréquence réduite des modes 1 et 3 dans la bande interdite en fonction : (a) du rayon et (b) de l'épaisseur du disque d'Or.

IV.2.5 Facteur de qualité des modes de défaut

IV.2.5.1 Facteur de qualité des modes de disque

Il est clair que pour obtenir un facteur de qualité Q plus élevé, il faut plus d'énergie stockée dans le résonateur et moins de dissipation d'énergie. Cela implique que le facteur de qualité dépend fortement de la perte d'énergie acoustique dans le résonateur. Les mécanismes de pertes les plus pertinents dans les résonateurs piézoélectriques sont : la perte liée à l'encastrement, l'amortissement thermoélastique, et les pertes de propagation dans le matériau. Dans notre cas on va s'intéresser uniquement à la contribution de l'isolation acoustique au facteur de qualité. Nous nous sommes intéressés au calcul du facteur de qualité des deux modes notés 1 et 3. Les figures IV.18 (a) et (b) présentent respectivement le spectre de transmission à travers le CP et l'évolution du facteur de qualité en fonction de l'épaisseur du disque d'Or (h_2) pour le mode 1.

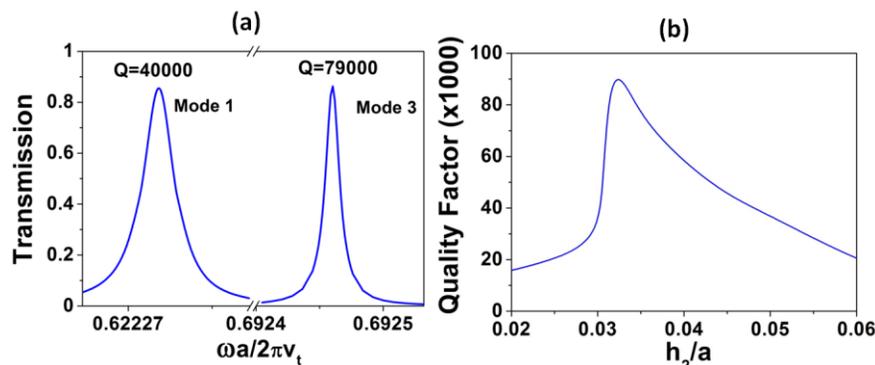


Figure IV.18 – (a) Zoom du spectre de transmission pour les modes 1 et 3. (b) Facteur de qualité du mode 1 en fonction de l'épaisseur du disque d'Or, les autres paramètres géométriques restant fixes ($r=0.4a$, $h_1=0.45a$ et $e=0.1a$).

Les deux modes 1 et 3 présentent des facteurs de qualité proche de 40 000 et 80 000 respectivement en absence des pertes des matériaux. Ces valeurs peuvent être améliorées en ajustant les paramètres géométriques du disque d'Or. Pour le mode 1, un optimum de Q de 94 000 est obtenu pour une épaisseur proche de $h_2 \approx 0.033a$. Un meilleur résultat est obtenu lorsqu'on étudie l'évolution du facteur de qualité du mode 3 en fonction de h_2 (ne est pas présentée ici).

IV.2.5.2 Influence de la taille du cristal phononique sur le facteur de qualité

Dans cette partie, nous présentons les résultats de l'étude de l'effet de la taille du cristal sur l'évolution du facteur de qualité. Pour cette raison, nous avons comparé les spectres de transmission de trois structures composées de super-cellules différentes en présence de cavités, à savoir : trois, cinq et sept cellules élémentaires notées respectivement 3, 2 et 1 dans les figures IV.19 et IV.20.

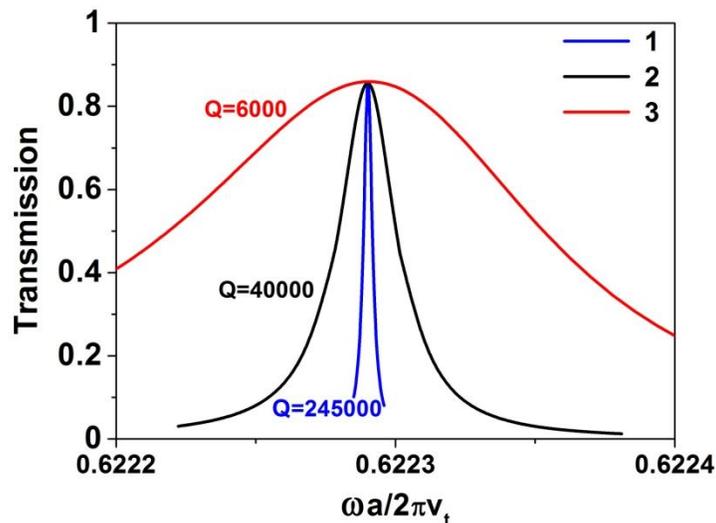


Figure IV.19 – Facteur de qualité du mode 1 en fonction de la taille de la super-cellule.

Nous avons présenté sur la figure IV.19 les spectres de transmission autour du mode 1 pour les trois structures marquées 3, 2, 1. Les facteurs de qualité correspondants sont respectivement: $Q=6\ 000$, $40\ 000$, $245\ 000$. Nous pouvons remarquer une forte augmentation du facteur de qualité lorsque le nombre de cellules élémentaires qui constituent la super-cellule augmente.

La figure IV.20 présente la distribution du champ de déplacement total des super-cellules marquées 1, 2 et 3. Cette figure montre clairement l'isolation de l'énergie au niveau du disque d'Or.

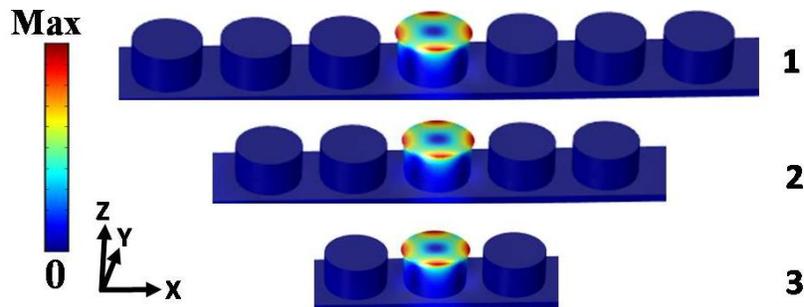


Figure IV.20 – Distribution du champ de déplacement total du mode 1 pour différentes super-cellules notées 1, 2, 3.

IV.3 Transmission sélective à travers deux cavités

IV.3.1 Effet de l'épaisseur de disque sur les modes de cavité

Dans cette partie, nous proposons une autre façon d'obtenir des résonances avec un haut facteur de qualité. Cette structure consiste à créer une cavité linéaire infinie orientée perpendiculairement à la direction de propagation x [12]. La figure IV.28 présente le schéma de calcul de la transmission pour une structure super-cellule (1x4). Cette structure est constituée par deux lignes avec deux épaisseurs différentes de la couche d'encapsulation sous forme d'un disque d'Or, entourées par une seule rangée de piliers de diamant de chaque côté (voir Fig. IV.28). Les paramètres géométriques sont les mêmes que ceux définis précédemment.

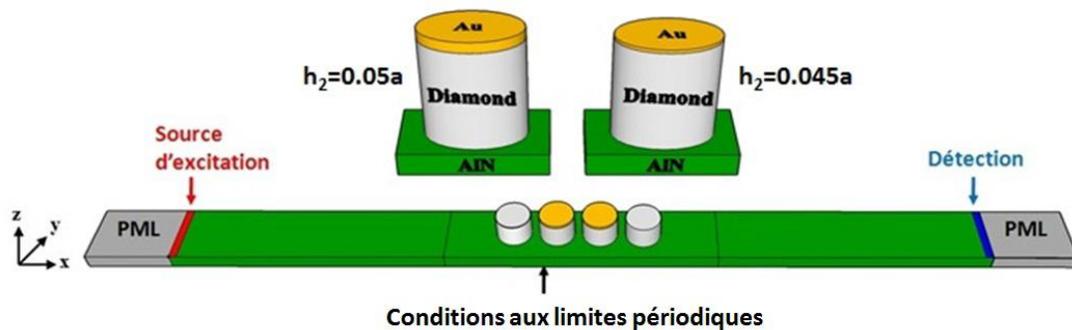


Figure IV.28 – Schéma de calcul du coefficient de transmission pour deux cavités linéaires avec deux épaisseurs d'Or différentes: $h_2=0.05a$ et $h_2=0.045a$.

La structure contient deux cavités linéaires avec deux épaisseurs $h_2=0.05a$ et $h_2=0.045a$. Le calcul du coefficient de transmission montre l'existence de deux bandes passantes étroites dans la bande interdite aux fréquences réduites $\Omega_1 = 0.622$ et $\Omega_2 = 0.667$ comme il est illustré sur la figure IV.29. D'après les cartes de champ de déplacement U_z , on peut remarquer que l'onde est très confinée dans chaque cavité de manière séparée (voir la figure insérée dans la Fig. IV.29).

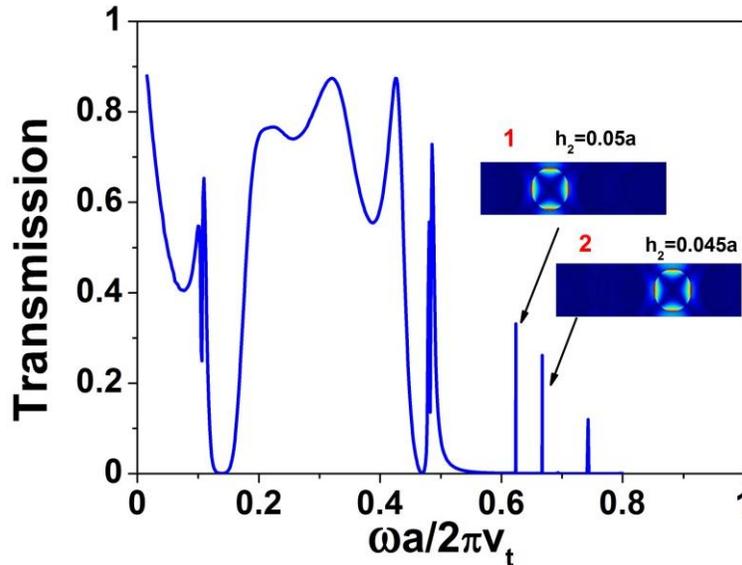


Figure IV.29 – Spectres de transmission à travers un CP composé de deux cavités linéaires avec deux épaisseurs d'Or différentes: $h_2=0.05a$ et $h_2=0.045a$.

IV.3.2 Effet du rayon de la bicouche (plot/disque) sur les modes de cavité

Nous avons exploité le même schéma de calcul de la transmission utilisé dans l'étude précédente. Nous avons choisi les paramètres géométriques suivants: $h_2=0.05a$, $e=0.1a$ et $h_1=0.45a$. Les deux lignes défauts sont caractérisées par deux rayons différents de la bicouche : $r = 0.4a$ et $r = 0.42a$. Les conditions aux limites périodiques sont appliquées perpendiculairement à la direction de propagation X.

De la même façon, nous avons tracé sur la figure IV.30 le spectre de transmission. On peut noter la présence de deux bandes passantes étroites à l'intérieur de la bande interdite aux fréquences réduites $\Omega_1=0.622$ et $\Omega_2= 0.609$. Pour mettre en évidence l'origine de chaque pic, nous avons tracé les cartes des champs de déplacement pour les deux modes 1 et 2 (voir les figures insérées

dans la Fig. IV.30). On remarque que chaque mode est localisé dans la cavité qui lui a donné naissance.

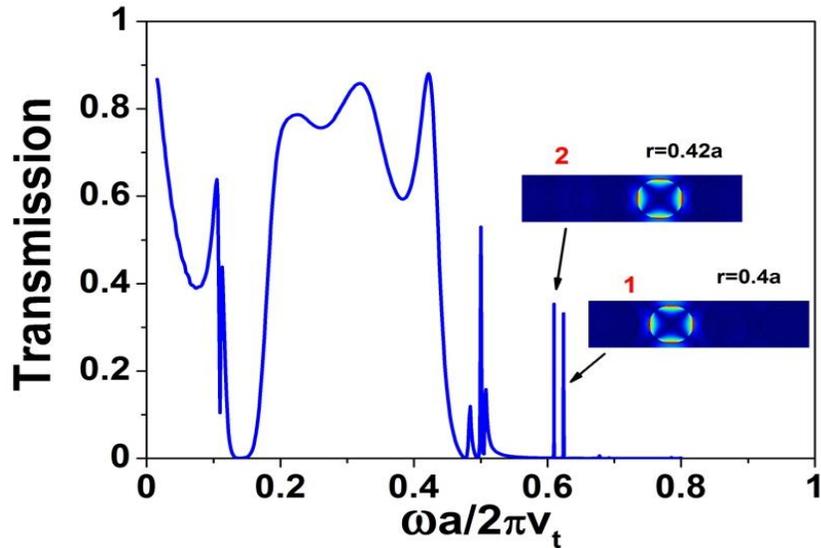


Figure IV.30 – Spectres de transmission à travers le CP composé de deux cavités linéaires avec deux rayons différents de la bicouche (Diamant/Au) $r=0.4a$ et $r=0.42a$.

IV.4 Applications

Les cristaux Phononiques sont largement utilisés pour des applications de guidage et de démultiplexage des ondes acoustiques. Dans cette étude, nous abordons la modélisation d'un défaut linéaire (guide) inséré suivant la direction de propagation x et de cavités insérées perpendiculairement à la direction de propagation x . Ces structures permettent de réaliser des démultiplexeurs multicanaux ou monocanal en ajustant les paramètres géométriques. Ces paramètres géométriques peuvent être l'épaisseur ou le rayon du plot en bicouche (Diamant/Or) ou uniquement le rayon du disque d'Or.

IV.4.1 Démultiplexeur multicanal à base d'onde de Lamb dans un CP

IV.4.1.1 Design basé sur le contrôle de l'épaisseur du disque d'Or

Dans cette partie, nous considérons une structure composée d'une super-cellule (5x5) en appliquant les conditions périodiques de Bloch selon la direction y comme il est montré sur la figure IV.21. Nous avons ajouté des couches absorbantes PMLs au bord de la plaque suivant la direction de propagation x . Cette structure est constituée par une plaque contenant deux guides

linéaires séparés l'un de l'autre par une rangée de cylindres de diamant sans Or pour empêcher les fuites significatives entre les deux guides. Ces guides d'ondes sont constitués par deux rangés de piliers avec deux épaisseurs différentes d'Or, soient: $h_2=0.05a$ et $h_2=0.045a$ respectivement. Les autres paramètres géométriques sont gardés fixes ($r=0.4a$, $h_1=0.45a$ et $e=0.1a$).

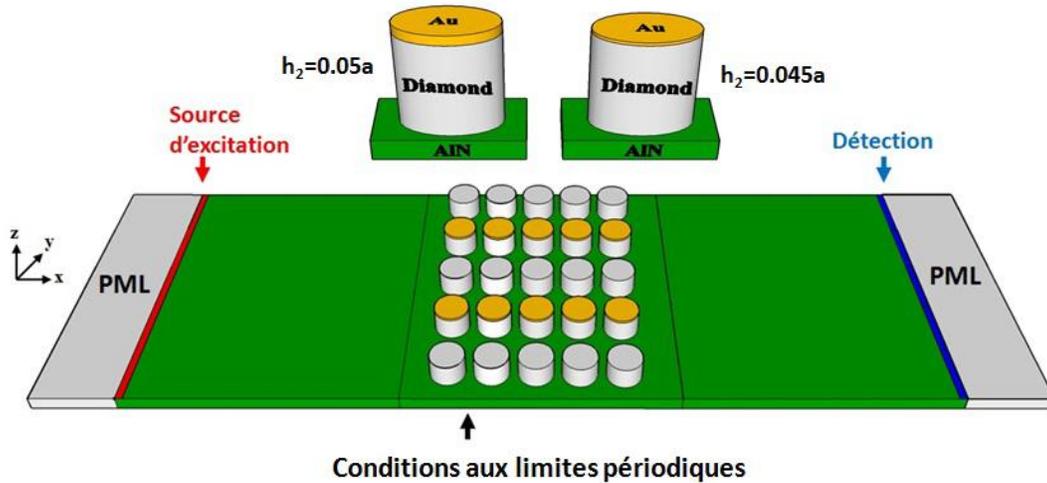


Figure IV.21 – Schéma de calcul du coefficient de transmission des deux guides d'onde pour deux épaisseurs d'Or différentes: $h_2=0.05a$ et $h_2=0.045a$.

Nous avons calculé le coefficient de transmission des guides d'onde en utilisant le mode S_0 de Lamb comme onde incidente d'excitation. Le spectre de transmission montre l'apparition des deux bandes passantes situées aux fréquences réduites respectives $\Omega_1=0.622$ et $\Omega_2=0.667$ dans la bande interdite comme indiqué sur la figure IV.22.

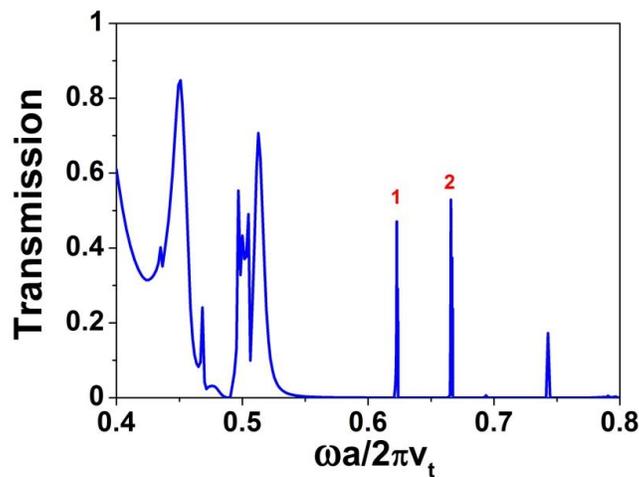


Figure IV.22 – Spectres de transmission à travers deux guides d'ondes parallèles pour deux épaisseurs différentes : $h_2=0.05a$ et $h_2=0.045a$.

Les cartes de champ de déplacement de la composante U_z des modes 1 et 2 induits par les deux disques différents sont illustrées sur la figure IV.24. Chaque mode est très confiné dans le guide d'onde correspondant marqué 1 et 2. Par conséquent, cette structure peut être utilisée comme un démultiplexeur qui permet de séparer deux pics étroits issus d'un signal large bande. Chaque mode est sélectionné dans le canal correspondant sans affecter l'autre canal.

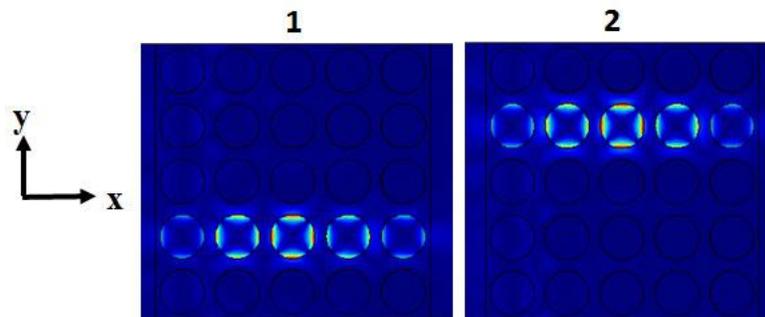


Figure IV.24 – Cartes de champ de déplacement de la composante U_z des modes 1 et 2 confinés chacun dans son propre guide caractérisé par: (a) $h_2=0.05a$, (b) $h_2=0.045a$.

IV.4.1.2 Design basé sur le contrôle du rayon de la bicouche (Diamant/Or)

De la même manière, nous avons utilisé le même schéma précédent afin de calculer le coefficient de transmission pour deux guides d'ondes constitués par deux rangées de piliers avec deux rayons bicouches (Diamant/Or): $r=0.4a$ et $r=0.42a$.

Le spectre de transmission (Fig. IV.25) montre la présence de deux bandes passantes situées aux fréquences réduites $\Omega_1 = 0.609$ et $\Omega_2 = 0.622$ dans la bande interdite. Pour identifier l'origine de ces deux pics de transmission, nous avons affiché les cartes champ de déplacement des deux pics. Comme mentionné auparavant, ces cartes montrent le confinement de l'onde dans les deux guides avec deux rayons différents $r = 0.42a$ et $r = 0.4a$. Ces résultats sont illustrés sur la figure insérée dans la figure IV.25.

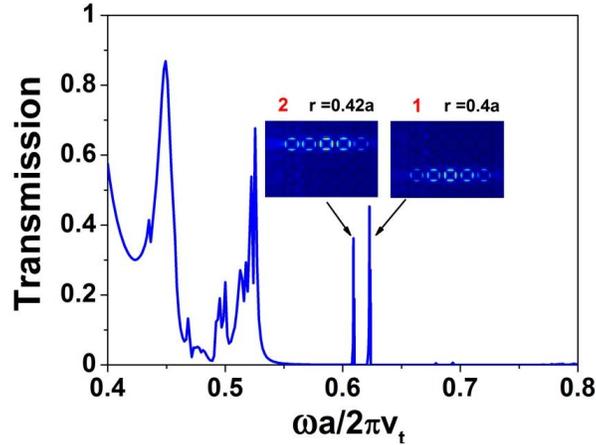


Figure IV.25 – Spectres de transmission à travers les deux guides d’onde parallèle avec deux rayons différents de la bicouche : $r=0.42a$ et $r=0.4a$.

IV.4.1.3 Étude de deux guides avec les mêmes paramètres géométriques

Dans cette partie, nous avons repris le même schéma d’étude précédente, mais cette fois-ci pour deux guides ayant les mêmes paramètres géométriques $h_2=0.05a$, $e=0.1a$, $h_1=0.45a$ et $r_1=r_2=0.4a$.

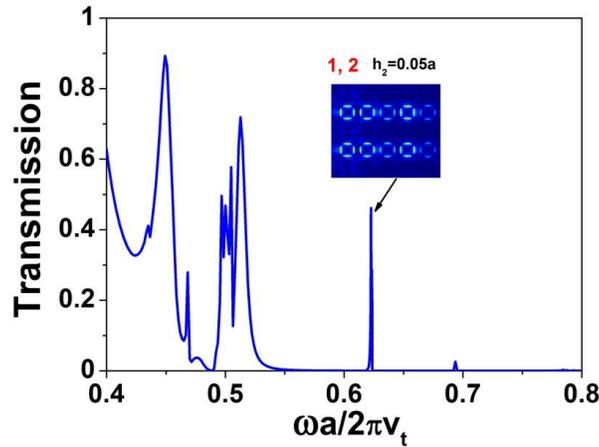


Figure IV.26 – Spectre de transmission à travers deux guides d’ondes parallèles avec les mêmes paramètres géométriques $h_2=0.05a$, $e=0.1a$, $h_1=0.45a$, $r_1=r_2=0.4a$.

Les résultats montrent l’existence de deux pics de transmission qui tombent à la même fréquence réduite $\Omega = 0.622$ dans la bande interdite. Il y a une petite levée de dégénérescence entre les deux modes en raison de l’interaction des deux lignes de défauts. Aussi, la carte de champ de déplacement de la composante U_z montre la localisation des deux modes 1 et 2 dans les deux guides à la fois comme il est indiqué dans la figure IV.26.

IV.4.1.3 Effet de l'épaisseur d'Or dans un CP avec trois guides

Aussi, nous avons considéré une structure avec une super-cellule (7x5) constituée cette fois-ci par trois guides linéaires séparés les uns des autres par une rangée de cylindres du diamant, afin d'empêcher les fuites mécaniques entre les guides. Les conditions aux limites périodiques sont appliquées le long de l'axe y et des PMLs sont placées perpendiculairement à la direction de propagation x (voir Fig. IV.32).

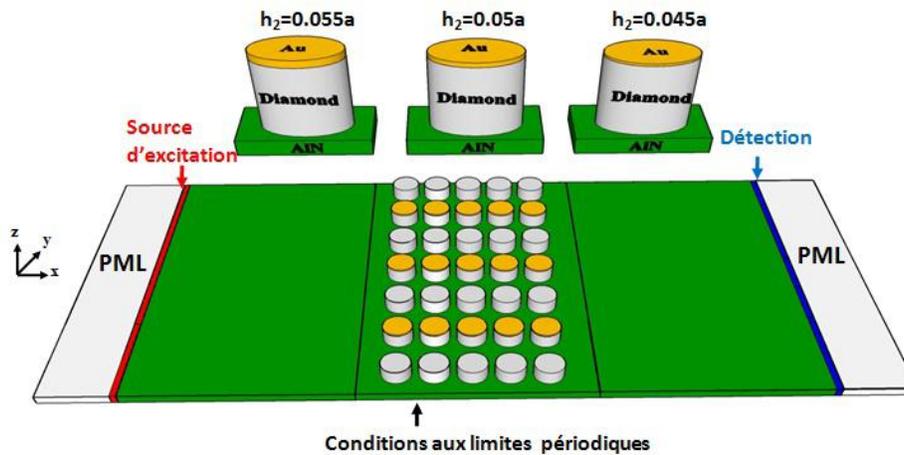


Figure IV.32 – Schéma de calcul du coefficient de transmission pour trois de guides d'onde avec des épaisseurs différentes d'Or: $h_2=0.055a$, $h_2=0.05a$, $h_2=0.045a$.

Les résultats obtenus montrent l'apparition de trois bandes passantes situées aux fréquences réduites $\Omega_1 = 0,58$; $\Omega_2 = 0,622$ et $\Omega_3 = 0,667$ dans de la bande interdite et qui correspondent respectivement aux rangées de disques d'épaisseurs: $h_2 = 0.055a$, $0.05a$ et $0.045a$. Les distributions des champs de déplacement de la composante U_z pour les trois pics sont illustrées sur la figure insérée dans Fig. IV.33. On remarque un parfait filtrage de chaque mode sur chaque ligne sans perturber l'autre ligne.

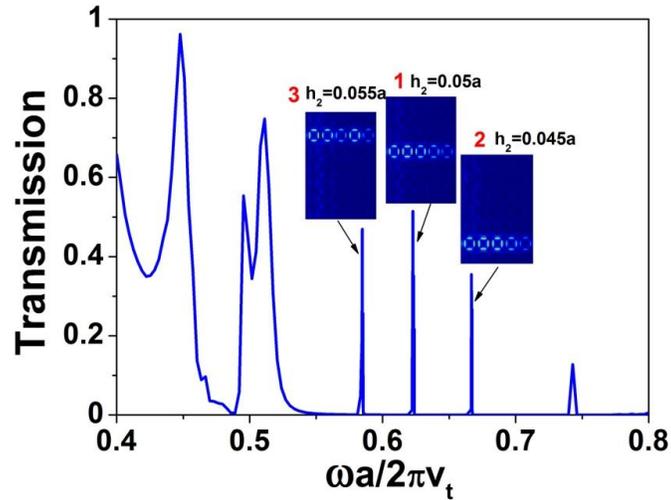


Figure IV.33 – Spectres de transmission à travers les trois guides d’onde parallèle avec des épaisseurs différents d’Or: $h_2=0.055a, 0.05a, 0.045a$.

IV.4.2 Etude de la sensibilité au champ magnétique des modes de Lamb et de disque dans les matériaux magnéto-élastiques

Dans les travaux antérieurs du groupe AIMAN-FILMS (thèse Nora Gasmi 2012-2015 et thèse Huan Zhou 2012-2014), il a été investigué la propagation des ondes élastiques dans les matériaux magnéto-élastiques en couches minces déposés sur un substrat piézoélectrique de LiNbO_3 sous forme d’un film, et réseau de plots cylindriques. Il a été montré la dépendance des courbes de dispersions des structures de bandes au champ magnétique. La contrôlabilité de ces bandes a été démontrée. En particulier, il est obtenu une grande sensibilité au champ magnétique d’une bande plate située dans le gap de Bragg correspondant aux modes de galeries à la surface des plots (6% de variation pour un champ de l’ordre de 100 Oe). Dans le cadre de cette thèse, on va s’intéresser à la sensibilité au champ magnétique des structures de bandes dans le cas de résonateurs à ondes de Lamb lorsqu’ils sont combinés avec des matériaux magnéto élastiques et des structures phononiques avec un défaut magnéto-élastique.

Le modèle théorique est basé sur le modèle piezo-magnétique équivalent qui a été développé et validé pendant la thèse de Huan Zhou [40]. Nous avons exploité ce modèle pour étudier la propagation des ondes élastiques dans une plaque composite AlN/SiO_2 sur laquelle

nous avons déposé une couche mince magnéto-élastique continue ou structurée. Nous avons également étudié la structure phononique avec un défaut localisé, en remplaçant le disque en Or par un disque magnéto-élastique. Le matériau magnéto-élastique dans cette étude consiste en un multicouche nanostructuré $(\text{TbCo}_2_{(5\text{nm})}/\text{FeCo}_{(5\text{nm})})^*n$ qui présente une anisotropie magnétique uni-axiale dans le plan et un coefficient magnéto élastique de l'ordre de 10 MPa.

IV.4.2.1 Etude de la sensibilité du mode de Lamb dans le cas de la membrane composite (AlN/SiO₂/film magnétique)

Les structures étudiées sont illustrées sur la Figure IV.34. Nous avons considéré une membrane AlN/SiO₂ compensée en température (chapitre II) et nous avons ajouté une couche magnéto élastique (TbCo₂ / FeCo) de 100 nm sous forme d'un film continu (Fig. IV.34(a)) et ou bien structuré (Fig. IV.34(b)).

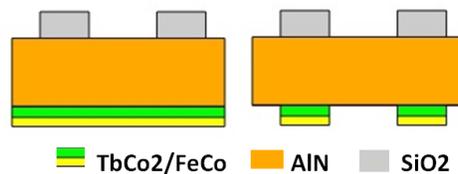


Figure IV.34. Cellules élémentaires constituées par la membrane d'AlN, la couche de SiO₂ structurée et le film magnétique continu (a), structuré (b).

Nous avons implémenté le modèle piezo-magnétique sous Comsol et nous avons calculé les modes propres des deux cellules en fonction du champ magnétique. Nous nous sommes intéressés à la sensibilité des modes suivants dont les cartes de champ de déplacement de la composante U_z sont illustrées sur la figure IV.35. Nous avons considéré le cas d'un film magnétique continu et structuré pour former les IDTs.

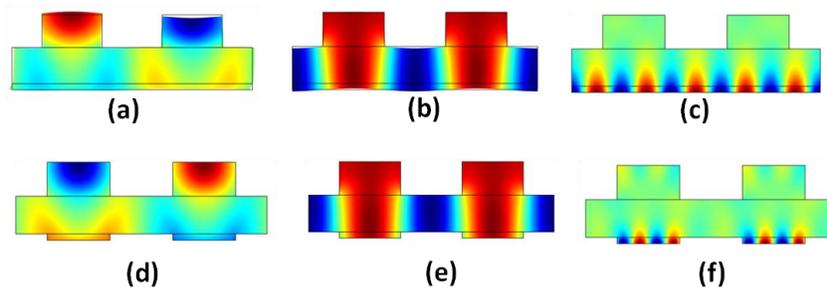


Figure IV.35: Cartes de champ de déplacement de la composante U_z des deux structures étudiées pour les différents modes : (a), (d) mode S_0 (b), (e) mode A_0 et (c), (d) mode confiné dans le film magnétique.

La sensibilité des différents modes est présentée sur les figures ci-dessous. La variation relative maximale de la fréquence du mode S_0 est obtenue pour $H \sim 200$ Oe. Elle est de l'ordre de 0.24% et 0.2% pour le film continu et structuré respectivement (voir la figure IV.36). Cette variation est de l'ordre de 0.06%, 0.045% pour le mode A_0 et pour $H \sim 100$ Oe (Fig. IV.37). Dans le cas du mode localisé, cette variation atteint 2% et 1.5% pour $H \sim 500$ Oe (Fig. IV.38) pour les deux structures avec film continu et IDT respectivement.

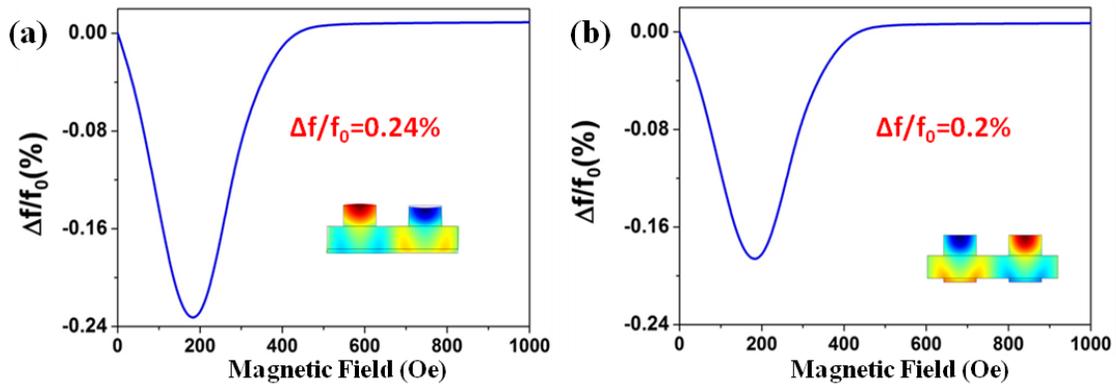


Figure IV.36: Sensibilité du mode S_0 en fonction du champ magnétique externe appliqué le long de l'axe difficile avec (a) Film mince magnétique, (b) IDT magnétique.

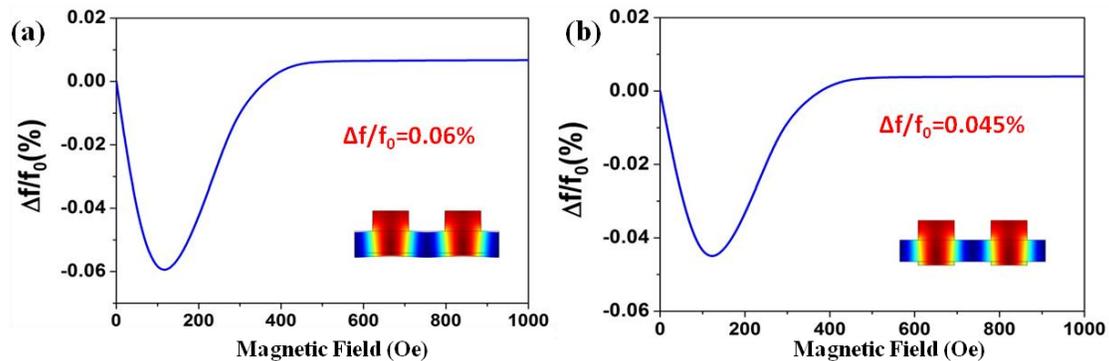


Figure 4.37: Sensibilité du mode du mode A_0 en fonction du champ magnétique externe appliqué le long de l'axe difficile avec : (a) Film mince magnétique, (b) IDT magnétique.

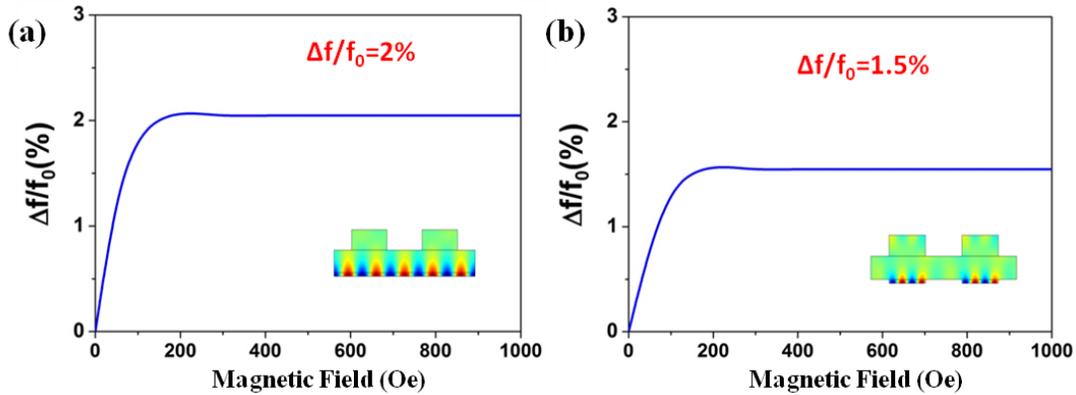


Figure 4.38: Sensibilité du mode localisé dans le film mince en fonction du champ magnétique externe appliqué le long de l'axe difficile avec : (a) Film mince magnétique, (b) IDT magnétique.

IV.4.2.2 Etude de la sensibilité du mode de défaut dans le cas d'un disque magnéto élastique

Dans ce qui suit, nous étudions la sensibilité des modes de disque en fonction du champ magnétique. Nous avons utilisé la cellule élémentaire basée sur une membrane d'AlN, un plot de diamant et un disque à base d'un film multicouche nanostructuré ($TbCo_2 / FeCo$) de 100 nm comme illustré sur la figure IV.39. Le calcul est effectué dans la direction ΓX , $k_y=0$ et k_x varie entre 0 et Π / a .

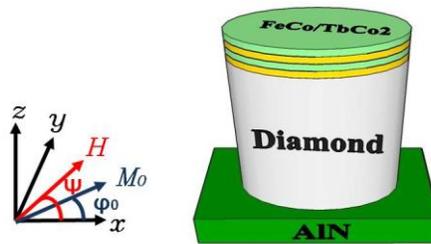


Figure IV.39. Cellule élémentaire constituée par une plaque d'AlN sur laquelle sont déposés un plot cylindrique en Diamant et un film mince nanostructuré de 100 nm ($TbCo_2/FeCo$) avec un arrangement périodique.

Les paramètres géométriques du film magnéto élastique sont choisis de telle sorte à ce que les modes de disques tombent dans la bande interdite du CP. La figure IV.40 présente le calcul des structures de bande pour $H = 0$ Oe. Les quatre modes quasi-plats nommés A, B, C et D sont situés dans la bande interdite comme prévu initialement et correspondent bien aux modes de disque comme le montre la figure IV.41 (cartes de champ de déformations pour les différents modes).

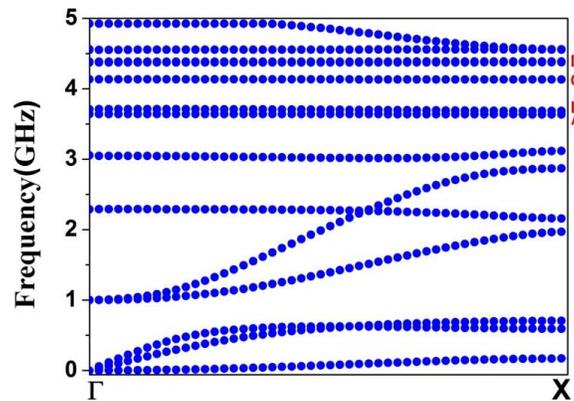


Figure IV.40: Structure de bande suivant la direction ΓX , calculées à travers un PnC avec un film magnétique de dimension: $e=0.1a$ $h_1=0.45a$, $h_2=0.1a$, $r=0.4a$.

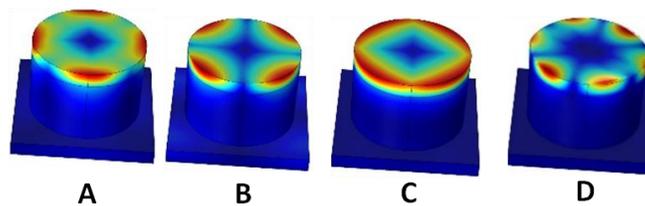


Figure IV.41: – Cartes de champ de déplacement total pour les modes marqués A, B, C et D au point Γ .

Les résultats obtenus montrent une sensibilité de 1.6 % et 0.8% pour les modes "A" et "B" respectivement en appliquant un champ magnétique externe suivant l'axe difficile (Fig. IV.42).

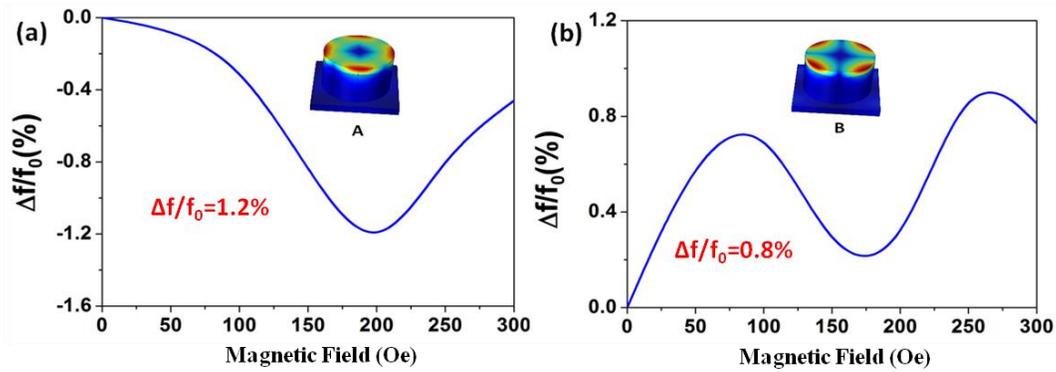


Figure IV.42: Sensibilité magnétique du : (a) mode "A" (b) mode "B" en fonction du champ magnétique externe appliqué le long de l'axe difficile.

De la même manière, nous avons étudié la sensibilité des modes marqués "C" et "D" en fonction du champ magnétique externe appliqué selon l'axe difficile (voir la figure IV.43). Nous avons obtenu des sensibilités proches de 5 et 2.4% pour les modes nommés "C" et "D" respectivement.

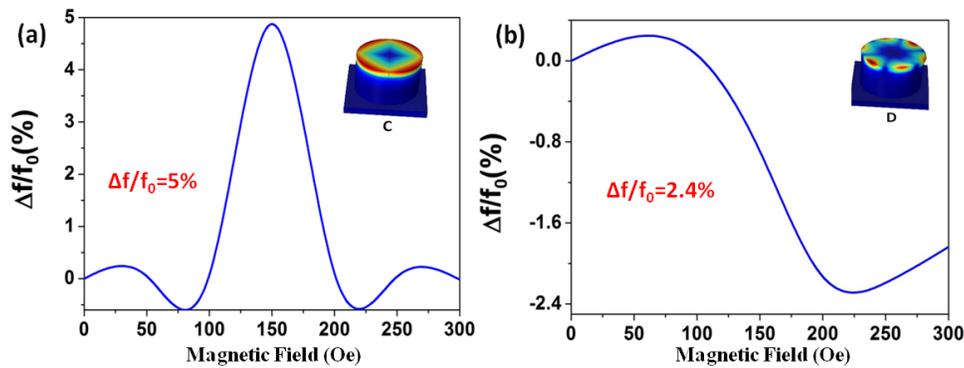


Figure IV.43: Sensibilité magnétique du : (a) mode "C" (b) mode "D" en fonction du champ magnétique externe appliqué le long de l'axe difficile.

Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons proposé une nouvelle structure qui permet d'obtenir les modes de défauts induits par la couche d'encapsulation. Ces modes sont caractérisés par leurs facteurs de qualité élevés. D'abord, nous avons étudié l'effet des paramètres géométriques du cristal phononique sur l'ouverture des bandes interdites afin de déterminer les paramètres optimums qui permettent d'avoir le gap le plus large. Ensuite, nous avons étudié les courbes de dispersion et de transmission de la structure composée d'une membrane piézoélectrique d'AlN et de piliers en diamant avec et sans cavités. Nous avons également étudié l'influence de la taille du cristal phononique sur le facteur de qualité. Sur la base de ce design, nous avons proposé quelques

applications pour les cavités résonantes, les guides d'ondes, et la fonction de démultiplexage multicanal. Nous avons proposé également une application pour le design d'un capteur de champ magnétique ultrasensible en remplaçant la couche d'or par une couche magnéto-élastique.

Références :

- [1] C.-M. Lin, V. Yantchev, J. Zou, Y.-Y. Chen, and A. P. Pisano, "Micromachined one-port aluminum nitride Lamb wave resonators utilizing the lowest-order symmetric mode," *J. Microelectromech. Syst.*, vol. 23, p. 78–91, Feb. (2014).
- [2] V. Yantchev, L. Arapan, and I. Katardjiev, "Micromachined thin film plate acoustic wave resonators (FPAR): Part II," *IEEE Trans. Ultrason. Ferroelect. Freq. Control*, vol. 56, no. 12, p. 2701–2710, Dec. (2009).
- [3] T. Aubert, O. Elamzria, B. M. Assouar, L. Bouvot, M. Oudich, *Appl. Phys. Lett.* 96, 203503 (2010).
- [4] B. Ivira, R. Y. Fillit, F. Ndagijimana, Ph. Benech, J. Boussey, G. Parat, P. Ancey, *International MEMS Conference 2006, Journal of Physics*, vol. 34, p. 668-673 (2006).

Conclusion générale

Bref résumé des contributions

L'objectif de cette thèse est l'investigation de la dispersion des ondes élastiques de Lamb, en particulier le mode S_0 , dans des membranes piézoélectriques à base d'AlN sur lesquelles sont déposées des irrégularités de surface périodiques sous formes de rubans ou plots. La raison de ce choix est justifiée tout particulièrement par le fait qu'on cherche à proposer des designs de résonateurs piézoélectriques nouveaux permettant une ingénierie avancée de la dispersion du mode S_0 des membranes pour améliorer certaines de ces performances d'une part et d'assurer une meilleure robustesse mécanique de la structure d'autre part. Ces propositions sont faites tout en tenant compte des exigences de fabrication contraignantes imposées par les designs basés sur les inclusions de type air ou solide.

Dans un premier temps, nous avons proposé un design de résonateur qui combine une membrane d'AlN et une couche de SiO_2 structurée qui joue le rôle de passivation, mais pas seulement, pour les IDTs. Nous avons déterminé les paramètres géométriques optimaux du design permettant d'obtenir un coefficient de couplage électromécanique pour le mode S_0 qui avoisine 4%, une valeur du même ordre de grandeur que celle que l'on peut obtenir pour un design exploitant les ondes élastiques de volume avec un couplage intrinsèque maximal de l'AlN de 6.4%. Le design proposé présente également plusieurs zéros pour le coefficient de température en fréquence tout en permettant un coefficient de couplage électromécanique optimal. On dispose ici d'un design basé sur la technologie du transducteur à électrodes inter-digitées et présentant les mêmes performances que la technologie des composants à ondes élastiques de volume: vitesse de propagation élevée 9000m/s, coefficient de couplage électromécanique de l'ordre de 4%, bonne isolation acoustique (structure à membrane) donc un facteur de qualité élevé, tenue en puissance de par la topologie des électrodes placées de part et d'autre de la membrane et la présence d'une couche de passivation en SiO_2 pour compenser la température.

Dans un second temps, nous avons présenté comment avec un choix approprié des paramètres géométriques, le même design permet d'ouvrir les bandes interdites. Cette fois-ci, nous avons considéré des micro-rubans constitués du même matériau que la membrane. Nous avons considéré une membrane piézoélectrique d'AlN pour proposer des concepts réalisables

expérimentalement. Les mécanismes d'ouverture de plusieurs bandes interdites sont exposés et attribués d'une part à des processus d'hybridation dues au couplage entre les modes de Lamb S_0 et A_0 et d'autre part au processus d'interférences de type Bragg. Nous avons exploité ce design pour la conception d'une cavité résonante basée sur la suppression de quelques cellules élémentaires. Nous avons montré qu'il est possible d'obtenir une très bonne isolation avec une taille de cristal inférieure à 7 cellules de part et d'autre de la cavité comme l'atteste les valeurs de Q extrêmement élevées présentées dans le chapitre III. Bien sûr que ces valeurs représentent uniquement la contribution des pertes liées au confinement de l'énergie mécanique et donc la seule limitation que l'on peut avoir sur le plan pratique est liée uniquement à la qualité des matériaux et des interfaces entre eux.

Sur la même base de design, nous avons introduit un nouveau concept de cavité résonante basée cette fois-ci sur l'introduction d'un défaut dans le cristal. Nous avons choisi un défaut dont les fréquences de résonances sont contrôlées uniquement par les paramètres géométriques de ce dernier sans aucune modification du cristal phononique de départ. Les modes du défaut sont alors placés dans la bande interdites pour permettre leur exploitation dans le design de résonateur cavité. La géométrie du défaut choisie est un disque. En effet, les modes de disques sont connus pour leur facteur de qualité élevés et ils sont exploités en partie pour réaliser des horloges. Aussi, ces modes présentent un intérêt pour la plasmonique ce qui permettra d'envisager la modulation mécanique des résonances plasmoniques. Les résultats marquants dans cette dernière étude sont la qualité du confinement des modes avec des facteurs de qualité extrêmement élevés pour une taille de cristal qui ne dépasse pas 4 cellules. Nous avons également mis en évidence l'existence de résonances de Type Fano très prisées ces derniers temps dans le domaine de la physique des matériaux.

Par la suite, nous avons naturellement étendue le design précédent vers des structures phononiques 2D à base de piliers en diamant déposés sur la membrane d'AlN. L'utilisation de matériaux autres pour les piliers était aussi possible. L'objectif que nous avons fixé dans cette étude n'était pas d'étudier le cristal phononique en soit, mais surtout d'exploiter les bandes interdites en introduisant des modes de défauts de géométries complètement différentes que celle du cristal. Cela nous a permis d'élargir les champs pour des applications possibles. Nous avons exploité les modes de défauts situés dans le gap pour designer un résonateur cavité, étudier le

couplage entre cavités, designer des guides d'ondes et aussi designer un démultiplexeur en longueurs d'ondes.

A la fin du chapitre IV, nous avons présenté quelques résultats marquants pour illustrer le potentiel applicatif des designs proposés pour la conception de capteurs de champ magnétique exploitant des défauts à base de matériaux magnéto-élastiques micro/nano structurés combinés avec les plateformes à ondes élastiques guidés et les cristaux phononiques.

Perspectives

Les résultats présentés dans ce manuscrit constituent les premières réponses aux objectifs énoncés en début de la thèse. Pour la compensation en température des résonateurs piézoélectriques exploitant le mode de Lamb S_0 , nous avons montré le potentiel que présente l'utilisation des couches de SiO_2 structurées dans l'ingénierie des performances de ces résonateurs. Nous avons mis en évidence l'apport des cristaux phononiques 1D en rubans et 2D en piliers pour l'ingénierie des performances des résonateurs cavités et l'implémentation de fonctions avancées pour le contrôle de la propagation des ondes de Lamb en particulier le mode S_0 : guidage, filtrage et démultiplexage. La prochaine étape serait de valider ces concepts théoriques par des réalisations expérimentales. Nous avons également au travers de notre design de cristal phononique avec défaut, mis en évidence quelques propriétés pour des résonances atypiques comme la résonance de type Fano qui se produit au voisinage d'un zéro de transmission. Cette étude préliminaire constitue une base dans la suite pour implémenter des designs exploitant ce type de résonances et aussi étudier d'autres phénomènes dans ces designs comme la transparence induite acoustiquement (AIT), les modes BICs (les modes liés dans le continuum : Bound states in the continuum) qui sont caractérisés par des facteurs de qualité extrêmement élevés. Ces phénomènes ont été largement investigués par l'équipe du Prof. El Boudouti dans des structures multicouches 1D solide/fluide.

Nous avons également présenté des études préliminaires sur le potentiel applicatif de ces designs pour des applications capteurs. La suite naturelle serait de valider expérimentalement les designs et également investiguer d'autres designs de capteurs pour les grandeurs physiques : température,

contraintes mécaniques, pour la détection de traces de gaz et également pour la caractérisation de tissus voire la détection de bactéries biologiques. Nous avons commencé à s'intéresser à la modulation de la résonance plasmonique dans les particules d'or déposées sur un ruban d'oxyde pour exploiter le couplage fort entre les modes phononiques et plasmoniques de disques, les premiers résultats sont très prometteurs.

Liste des publications et communications : En bleu la production scientifique en lien directe avec la thèse. En noir, la contribution aux autres travaux sur la base des modèles développés durant ma thèse.

Articles:

1) POLEWCZYK V., DUMESNIL K., LACOUR D., **MOUTAOUEKKIL M.**, MJAHEH H., TIERCELIN N., WATELOT PETIT S., MISHRA H., DUSCH Y., HAGE-ALI S., ELMAZRIA O., MONTAIGNE F., TALBI A., BOU MATAR O., HEHN M. «Unipolar and bipolar high-magnetic-field sensors based on surface acoustic wave resonators» Phys.Rev.Applied, Vol 8, 024001 (2017).

2) GHOUILA-HOURI C., TALBI A., VIARD R., **MOUTAOUEKKIL M.**, ELMAZRIA O., GALLAS Q., GARNIER E., MERLEN A., PERNOD P. « High temperature gradient nanogap-Pirani micro-sensor with a wide dynamic measuring range around atmospheric pressure» Applied.Physics Letters, Vol 111, 113502 (2017).

3) **MOUTAOUEKKIL M.**, TALBI A., EL BOUDOUTI E.H., ELMAZRIA O., DJAFARI-ROUAHNI B., PERNOD P., BOU MATAR O. « Acoustic isolation of disc shape modes using periodic corrugated plate based phononic crystal », Electronics Letters, 54 (5) 301-303, (2017)

4) FLOER C., HAGE-ALI S., ZHGOON S., **MOUTAOUEKKIL M.**, BARTOLI F., MISHRA H., MC MURTRY S., PIGEAT P., AUBERT T., BOU MATAR O. , TALBI A., ELMAZRIA O. «AlN/ZnO/LiNbO3 packageless structure as a low-profile sensor for on-body applications» Transactions on Ultrasonics, Ferroelectrics, and Frequency Control (2017).

5) BARTOLI F., AUBERT T., **MOUTAOUEKKIL M.**, STREQUE J., PIGEAT P., ZHGOON S., TALBI A., HAGE-ALI S., M'JAHEH H., ELMAZRIA O. « AlN/GaN/Sapphire heterostructure for high temperature packageless acoustic wave sensors. » Sensors & Actuators: A. Physical 2018.

Articles (en cours):

1) **MOUTAOUEKKIL M.**, TALBI A., EL BOUDOUTI E.H., ELMAZRIA O., DJAFARI ROUAHNI B., PERNOD P., BOU MATAR O. « Highly confined radial contour modes in phononic crystal plate based on pillars with cap layers», Journal of Applied Physics, (2017).

Conferences proceedings:

1) **MOUTAOUEKKIL M.**, TALBI A., VIARD R., GERBEDOEN J.C., OKADA E., ELMAZRIA O., PREOBRAZHENSKY V., MERLEN A., PERNOD P. , “Elaboration of a novel design Pirani pressure

sensor for high dynamic range operation and fast response time”, XXIXth Eurosensors Conference, EUROSENSORS 2015, Freiburg, Germany, september 6-9, 2015, session BS07 - Micro/nanofabrication for MEMS II, paper BS07-5 Procedia Engineering 120 (2015) 225-228.

2) TALBI A., MOUTAOUEKKIL M., GERBEDOEN J.C., DUSCH Y., SOLTANI A., PREOBRAZHENSKY V., TIERCELIN N., BOU MATAR O., PERNOD P., MORTET V., ELMAZRIA O., ELHOSNI M., “Investigation of magnetic field sensor based on (TbCo₂/FeCo)_n /AlN/TiN/NCD composite membrane”, Proceedings of 2015 Joint IEEE International Symposium on Applications of Ferroelectric, International Symposium on Integrated Functionalities, and Piezoresponse Force Microscopy Workshop, ISAF/ISIF/PFM 2015, Singapore, Singapore, may 24-27, 2015, 218-221, e-ISBN 978-1-4799-9974-3.

3) FLOER C., MOUTAOUEKKIL M., BARTOLI F., MISHRA H., MC MURTRY S., HAGE-ALI S., ELMAZRIA O., AUBERT T., BOU MATAR O. , TALBI A., «Diamond/ZnO/LiNbO₃ structure for packageless acoustic wave sensor » IEEE Sensor 2017, Glasgow, UK; Oct.30-Nov.2, 2016, DOI: ;pp.1-3.

4) MISHRA H., POLEWCZYK V., HEHN M., MOUTAOUEKKIL M., FLOER C., DUMESNIL K., LACOUR D., WATELOT PETIT S., MJAHEH H., HAGE-ALI S., ELMAZRIA O., TIERCELIN N., DUSCH Y., TALBI .A., BOU MATAR O. «Control of the magnetic response in magnetic field SAW sensors» IEEE Sensor 2017, Glasgow, UK; Oct.30-Nov.2, 2016, DOI: ; pp.1-3.

5) BARTOLI F., MOUTAOUEKKIL M., STREQUE J., PIGEAT P., HAGE-ALI S.,BOULET P., M'JAHEH H., ELMAZRIA O., AUBERT T., ZHGOON S., BOU MATAR O., TALBI A. «Theoretical and experimental study of ScAlN/Sapphire structure based SAW sensor» IEEE Sensor 2017, Glasgow, UK; Oct.30-Nov.2, 2016, DOI: ;pp.1-3.

6) FLOER C., MOUTAOUEKKIL M., BARTOLI F., MISHRA H., HAGE-ALI S., MCMURTRY S., PIGEAT P., AUBERT T., BOU MATAR O., TALBI A., ELMAZRIA O. «AlN/ZnO/LiNbO₃ packageless structure as a low-profile sensor for on-body applications» 2017 IEEE IUS, WASHINGTON, D.C., USA September 6-9, 2017. DOI:;pp.1-3.

7) MOUTAOUEKKIL M., TALBI A., ELMAZRIA O., BOUDOUTI E.H.El., PERNOD P., BOU MATAR O., « Theoretical study of Lamb wave mode S₀ of AlN membrane bridges SiO₂ » 2017 IEEE IUS, WASHINGTON, D.C., USA September 6-9, 2017.DOI:;pp.1-3.

8) GHOUILA-HOURI C., SINDJUI R., MOUTAOUEKKIL M., ELMAZRIA O., GALLAS Q., GARNIER E., MERLEN A., VIARD R., TALBI A., PERNOD P. «Nanogap Pirani Sensor Operating in Constant Temperature Mode for Near Atmospheric Pressure Measurements» Eurosensors 2017, Paris, France, 3-6 September 2017.

Communications dans des conférences internationales

Conférences orales:

1) MOUTAOUEKKIL M., TALBI A., VIARD R., GERBEDOEN J.C., OKADA E., ELMAZRIA O., PREOBRAZHENSKY V., MERLEN A., PERNOD P. , “Elaboration of a novel design Pirani pressure

sensor for high dynamic range operation and fast response time”, XXIXth Eurosensors Conference, EUROSENSORS 2015, Freiburg, Germany, september 6-9, 2015.

2) TALBI A., MOUTAOUEKKIL M., GERBEDOEN J.C., DUSCH Y., SOLTANI A., PREOBRAZHENSKY V., TIERCELIN N., BOU MATAR O., PERNOD P., MORTET V., ELMAZRIA O., ELHOSNI M., “Investigation of magnetic field sensor based on (TbCo₂/FeCo)_n /AlN/TiN/NCD composite membrane”, Proceedings of 2015 Joint IEEE International Symposium on Applications of Ferroelectric, International Symposium on Integrated Functionalities, and Piezoresponse Force Microscopy Workshop, ISAF/ISIF/PFM 2015, Singapore, Singapore, may 24-27, 2015.

3) POLEWCZYK V., DUMESNIL K., LACOUR D., MOUTAOUEKKIL M., MJAHEH H., WATELOT PETIT S., MISHRA H., HAGE-ALI S., ELMAZRIA O., HEHN M. « **High field bipolar magnetic field sensors based on surface acoustic wave resonators**» Part of SPIE Nanoscience + Engineering ,San Diego, California, 6-10 August 2017, 10357-65.

4) MOUTAOUEKKIL M., BARTOLI F., ZHGOON S., AUBERT T., TALBI A., HAGE-ALI S., ELMAZRIA O. «AlN/GaN/Sapphire as Promising Structure for Wireless, Batteryless and Packageless Acoustic Wave Sensors for High Temperature Applications» 2017 IEEE IUS, WASHINGTON, D.C., USA September 6-9, 2017.

5) FLOER C., MOUTAOUEKKIL M., BARTOLI F., MISHRA H., HAGE-ALI S., MCMURTRY S., PIGEAT P., AUBERT T., BOU MATAR O. , TALBI A., ELMAZRIA O. «AlN/ZnO/LiNbO₃ packageless structure as a low-profile sensor for on-body applications» 2017 IEEE IUS, WASHINGTON, D.C., USA September 6-9, 2017.

6) MISHRA H., POLEWCZYK V., MOUTAOUEKKIL M., TIERCELIN N., FLOER C., HEHN M., DUMESNIL K., HAGE-ALI S., TALBI A., ELMAZRIA O. «SAW resonators for magnetic field sensing with (TbCo₂/FeCo) multilayered IDTs as sensitive layer» 2017 IEEE IUS, WASHINGTON, D.C., USA September 6-9, 2017.

Conférences poster:

1) DU Y., MOUTAOUEKKIL M., TALBI A., GERBEBOEN J.C., ELMAZRIA O., PREOBRAZHENSKY V., PERNOD P., BOU MATAR O., “Temperature coefficient of frequency for surface modes in 2D phononic crystals composed of pillars deposited on piezoelectric substrate”, Proceedings of 3rd International Conference on Phononic Crystals/Metamaterials, Phonon Transport and Phonon Coupling, PHONONICS 2015, Paris, France, may 31-june 5, 2015, Poster session 1 - Phononic Crystals, PHONONICS- 2015-0474, 198-199.

2) MOUTAOUEKKIL M., TALBI A., ELMAZRIA O., BOUDOUTI E.H.EI., PERNOD P., BOU MATAR O., « Zero TCF resonator based on S₀ Lamb wave mode in AlN thin plate films» 2017 IEEE IUS, WASHINGTON, D.C., USA September 6-9, 2017.

3) FLOER C., MOUTAOUEKKIL M., BARTOLI F., MISHRA H., HAGE-ALI S., MCMURTRY S., PIGEAT P., AUBERT T., BOU MATAR O. , TALBI A., ELMAZRIA O. «AlN/ZnO/LiNbO₃ packageless structure as a low-profile sensor for on-body applications» 2017 IEEE IUS, WASHINGTON, D.C., USA September 6-9, 2017.

- 4) TALBI A., HAFSI B., GOUILA-HOURI C., [MOUTAOUEKKIL M.](#), Mazzamurro A., ELMAZRIA O., PERNOD P., BOU MATAR O. «Investigation of Acoustic Waves Temperature Sensor Based on Surface and Defect Modes in 2D Phononic Crystals» XXXI Eurosensors Conference EUROSENSORS 2017, Paris, France September 3-6, 2017.
- 5) FLOER C., [MOUTAOUEKKIL M.](#), BARTOLI F., MISHRA H., MCMURTRY S., HAGE-ALI S., ELMAZRIA O., AUBERT T., BOU MATAR O. , TALBI A. «Diamond/ZnO/LiNbO₃ structure for packageless acoustic wave sensor » IEEE Sensor 2017, Glasgow, UK; Oct.30-Nov.2, 2016, DOI: ;pp.1-3.
- 6) MISHRA H., POLEWCZYK V., HEHN M., [MOUTAOUEKKIL M.](#), FLOER C., DUMESNIL K., LACOUR D., WATELOT PETIT S., MJAHEH H., HAGE-ALI S., ELMAZRIA O., TIERCELIN N., DUSCH Y., TALBI A., BOU MATAR O. «Control of the magnetic response in magnetic field SAW sensors» IEEE Sensor 2017, Glasgow, UK; Oct.30-Nov.2, 2016, DOI: ;pp.1-3.
- 7) BARTOLI F., [MOUTAOUEKKIL M.](#), STREQUE J., PIGEAT P., HAGE-ALI S.,BOULET P., M'JAHEH H., ELMAZRIA O., AUBERT T., ZHGOON S., BOU MATAR O., TALBI A. «Theoretical and experimental study of ScAlN/Sapphire structure based SAW sensor» IEEE Sensor 2017, Glasgow, UK; Oct.30-Nov.2, 2016, DOI: ;pp.1-3.
- 8) [MOUTAOUEKKIL M.](#), TALBI A., EL BOUDOUTI E.H., ELMAZRIA O., DJAFARI-ROUAHNI B., PERNOD P., BOU MATAR O. « Quality factor enhancement in phononic crystal utilizing the disc shape cavities», 2nd International Conference on Materials and Environmental Science (ICMES'2018), Saidia, Morocco, April 26-28, 2018.

Etude de la propagation des ondes élastiques de Lamb dans les plaques composites micro/nano structurées : Application pour l'ingénierie des propriétés physiques des résonateurs électromécaniques

RESUME

Le contrôle de la propagation des ondes élastiques repose principalement sur la conception de milieu artificiel à base de matériaux structurés pour obtenir une ingénierie avancée de la dispersion de la propagation. Au cours de la thèse, la dispersion du mode (S_0) dans des membranes micro-structurées à base d'AlN a été numériquement investiguée et les applications qui en découlent explorées. Il est mis en évidence le lien fort entre la dispersion du mode et la sensibilité aux perturbations externes en combinant la membrane d'AlN avec une couche de SiO_2 structurée en rubans. En particulier, il est montré qu'il est possible d'obtenir un $\text{TCF}=0$ pour les résonateurs sans presque aucune dégradation du coefficient K^2 . Il est montré qu'il est possible d'ouvrir des bandes interdites avec une largeur de l'ordre de 50% en structurant l'AlN sous forme de rubans ou en utilisant des piliers pour former un PhnC. Sur cette base, des designs de cavités et de guides d'ondes sont proposés et leurs performances sont étudiées en fonction des paramètres géométriques. Il est également proposé un nouveau design de cavité basé sur l'introduction d'un défaut résonant dans le PhnC sous forme de disque de dimension très petite par rapport à la taille de la cellule élémentaire. Le défaut permet d'introduire des modes quasi-plats dans le diagramme de bande et permet en conséquence la conception d'une nouvelle génération de dispositifs phononiques robustes pour des applications en traitement du signal et capteurs. Les structures optimales sont utilisées pour la conception de capteur de champs magnétiques, une sensibilité de 5% est obtenue pour le mode localisé dans le cas d'un disque magnéto-élastique.

Mots-Clés: Cristal phononique, Onde acoustique de surface, Résonateur cavité, Guides d'ondes, Magnéto-élastique, Modes de disque, Coefficient de température en fréquence, Coefficient de couplage électromécanique.

Lamb wave propagation in composite membranes based on micro/nano structured materials: Application to resonators physical properties engineering

ABSTRACT

The control of elastic wave propagation relies mainly on the design of artificial media based on structured materials to achieve advanced propagation dispersion engineering. During the thesis, the dispersion of the mode (S_0) in micro-structured membranes based on AlN was numerically investigated and the resulting applications explored. The strong link between mode dispersion and sensitivity to external disturbances is highlighted by combining the AlN membrane with a layer of SiO_2 structured into strips. In particular, it is shown that it is possible to obtain a $\text{TCF} = 0$ for the resonators without any degradation of the K^2 coefficient. It is shown that it is possible to open wide band-gaps of 50% by structuring the AlN in the shape of strips or using pillars to form a PhnC. On this basis, designs of cavities and waveguides are proposed and their performances are studied according to the geometrical parameters. It is also proposed a new cavity design based on the introduction of a resonant defect with a disc shape in the PhnC and presenting very small size in comparison to the unit cell. The defect makes it possible to introduce quasi-flat modes in the band diagram and consequently allows the design of a new generation of phononic devices for signal processing and sensor applications. The optimal structures are used to design a magnetic field sensor design, a sensitivity of 5% is obtained for the localized mode in the case of defect based on magneto-elastic thin film.

Keywords: Phononic crystal (PhnC), Surface Acoustic Wave (SAW), Cavity resonator, Waveguides, Magneto-elastic, Disc Modes, Temperature coefficient of frequency (TCF), Electromechanical coupling coefficient (K^2).