



HAL
open science

Réalisation de filtres RF à base de cristaux phononiques

Marie Gorisse

► **To cite this version:**

Marie Gorisse. Réalisation de filtres RF à base de cristaux phononiques. Autre. Université de Grenoble, 2011. Français. NNT: 2011GRENT102 . tel-00716818

HAL Id: tel-00716818

<https://theses.hal.science/tel-00716818>

Submitted on 11 Jul 2012

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.

THÈSE

Pour obtenir le grade de

DOCTEUR DE L'UNIVERSITÉ DE GRENOBLE

Spécialité : **Micro et Nano Electronique**

Arrêté ministériel : 7 août 2006

Présentée par

Marie GORISSE

Thèse dirigée par **Emmanuel DEFAY** et
encadrée par **Alexandre REINHARDT**

préparée au sein du **Laboratoire d'Electronique et des
Technologies de l'Information**

dans l'**École Doctorale Electronique, Electrotechnique,
Automatique et Traitement du Signal**

Réalisation de filtres RF à base de cristaux phononiques

Thèse soutenue publiquement le **17 Novembre 2011**,
devant le jury composé de :

Mme. Anne-Christine Hladky-Hennion

Directeur de recherche à l'IEMN-ISEN, Rapporteur

M. Emmanuel Le Clézio

Professeur à l'université de Montpellier 2, Rapporteur

M. Jean-Louis COUTAZ

Professeur à l'IMEP-LAHC, président du jury

Mlle. Sarah BENCHABANE

Chargée de recherche à FEMTO-ST, Examineur

M. Emmanuel DEFAY

Ingénieur de recherche au CEA Leti, directeur de thèse

M. Alexandre REINHARDT

Ingénieur de recherche au CEA Leti, tuteur de thèse



Remerciements

Je tiens tout d'abord à remercier les membres de mon jury, qui ont pris le temps de se déplacer pour venir juger de ce travail de thèse et qui m'ont décerné le grade de docteur. Je remercie tout particulièrement ici Anne-Christine Hladky et Emmanuel Le Clézio qui ne se sont pas contentés de relire attentivement mon manuscrit, mais qui ont aussi pris le temps de me faire un retour détaillé.

Je remercie aussi Marc Aïd et Christophe Billard, mes chefs de laboratoire (puis de service), pour m'avoir acceptée dans leurs équipes, et fourni tout les éléments indispensables à mes recherches. Merci Christophe pour le temps passé sur les mesures RF de mes lots et sur ma formation au prober automatique.

Je tiens à remercier tout particulièrement mes responsables qui ont su se montrer présents sans être collants, et qui ont su guider mon travail tout au long de ces 3 ans. Emmanuel Defay, mon directeur de thèse, qui a rédigé mon sujet de thèse en-dehors des dates habituelles du CEA, et qui a su mener à bien tout le travail d'embauche en 3 mois pour que je puisse commencer ma thèse rapidement après la fin de mes études, malgré ma recherche tardive. Il m'a aussi accompagnée administrativement tout au long des 3 ans, et n'a pas hésité à prendre du temps pour régler les petits inconvénients administratifs lors de ses retours d'Angleterre. Il a pris le temps de relire mon manuscrit et ma présentation, malgré mes 2 autres collègues doctorants en fin de thèse en même temps que moi.

Alexandre Reinhardt, mon tuteur CEA, qui, comme une fourmi travailleuse, m'a suivie scientifiquement tout au long des 3 ans, qui a su trouver le temps d'être toujours présent et disponible. Il m'a expliqué (et ré-expliqué) tout les points délicats de mes études sur les dispositifs à ondes de Lamb et cristaux phononiques, quitte à y passer tout notre vendredi après-midi. Il m'a accompagnée dans la démarche de rédaction des brevets comme dans toutes les autres démarches au sein du CEA, il m'a même appris comment sortir du bâtiment 40 ! Merci aussi pour les soirées passées chez l'un ou l'autre, allant des jeux de rôle aux soirées films, en passant par des discussions enflammées concernant des peluches (ou pas).

Merci aussi aux laboratoires RF, MA et MC, qui ont su se montrer accueillants, notamment en salle café. Patrick, qui accueille tout les nouveaux arrivants par des vanes (surtout si le nouvel arrivant en question est blonde...), et qui fait la tournée des Soup' soup' à 11h43, et maintient la salle café en état en y faisant la police, permettant ainsi une ambiance détendue pendant les moments de repos. Merci pour les étoiles que tu nous a mises dans les yeux. Le club Tupperware, Alex, Aude, Fanny, pour les plus assidus, mais aussi Matthieu, pour un passage provisoire, et Julie pour un passage éclair, ainsi que Sébastien pour la fin. Les repas en salle café présentent une certaine intimité.

Merci à Christine Courtois, secrétaire du service MEMS, qui est toujours disponible, d'une efficacité sans faille et très accueillante. C'est un vrai bonheur de travailler avec toi.

Merci à Michel Borel et Denis Pellissier-Tanon, qui ont accompagné mes débuts en salle blanche du côté filière, et qui m'ont fourni de nombreuses photos MEB, et tout ça toujours avec bonne humeur et beaucoup de bonne volonté et de gentillesse. Merci à Fred qui m'a bien avancée dans le domaine des ondes de Lamb, tout en illuminant le labo par son magnifique accent québécois, et les soirées par son troupeau. Merci aussi aux stagiaires et alternants qui ont eu la lourde tâche de travailler pour moi (au moins en partie) : Gilles, Mattia et Guilhem. Merci à tous ceux que j'ai pu déranger avec mes questions et qui m'ont toujours bien reçue : Guy, Thierry, Aude, Christophe, Patrick, Nicolas, Michel, Angélique,...

Merci aux gens qui ne sont pas dans le laboratoire, mais qui ont participé grandement à mes travaux. Alexei Tchelnokov pour son expertise dans le domaine des cristaux photoniques,

Simon Déléonibus et François Perruchot pour les publications scientifiques. Toutes les équipes de salle blanche, notamment Gaëlle pour la litho, Elisa et Michel pour leur bonne humeur et leur disponibilité en gravure, Stéphane en gravure BHT.

Je remercie tous les occupants du bureau du bonheur, qui faisait un peu boat people, mais dans lequel il y avait une super ambiance, surtout le vendredi après-midi : Xiaohong, Pij', Julie, Matthieu, Alicia, Sofiane, John, et probablement d'autres qui ont fait des passages éclairs... Le bureau du bonheur a été mon lieu de travail pendant presque tout mon passage au CEA, et si tu es triste, que tu as du chagrin, tu sais qu'il existe le bureau 220, y'a des stagiaires, des thésards des post-doc,... Je dois aussi remercier ici Aude qui m'accueille depuis que le bureau du bonheur a disparu.

Merci à tous ceux qui ont fait de Grenoble mon nouveau foyer, notamment par de parfois longues randos ou vias ferrata : Aurélien, Seb, Matthieu, Julie, Alicia, Thérèse, Gwen, Jean, Pierre-Antoine,... On en garde quelques souvenirs marquants, comme le Taillefer en partant de la vallée ou le Néron en mode commando, mais aussi la Grande Sure, la Croix de Belledonne, les raccourcis d'Aurélien, le week-end à Autrans,...

Merci à tous ceux qui ont organisé et participé aux soirées films, jeux de rôles, barbecue, papote, raclette, crêpes, anniversaires, jeux,... Merci à Gwen pour ses étalements et recuits de crêpes, et ses nombreux déménagements, à Lise et Laurent pour leur bonne humeur et le grand panel d'activités qu'ils aiment faire en groupe, à Alex pour ses plats et bières alsaciens, à Matthieu et Julie pour leur amitié, à Seb pour son soutien indéfectible, même quand il s'agit de s'occuper de Zalem, et à tous les autres.

Merci à ma famille qui m'éduque et me soutien, Papa, Maman, Benoît, Jean, Thérèse et Elisabeth. Vous m'avez donné cette curiosité nécessaire à l'exercice de la science, et ce gout pour les exercices mentaux, tout en me donnant le gout de faire partie d'une équipe. Vous êtes présents quand il le faut, notamment lors du pot de thèse...

Et enfin, je souhaite remercier Aurélien, mon technicien CEA préféré, qui, non content d'être souvent de bon conseil dans le cadre du travail et de proposer régulièrement des randonnées en montagne et autres vias ferrata, m'a invitée à partager sa vie et me supporte depuis ce moment, dans nos bons comme dans nos mauvais moments. Merci.

Merci à tous, je n'oublie pas ce que j'ai vécu à Grenoble, au CEA, et j'espère que toutes nos routes nous apporteront de bonnes choses, et pourquoi ne se croiseraient-elles pas encore une fois ?

Table des matières

Remerciements	3
Table des matières	5
Introduction générale	9
Chapitre I Les cristaux phononiques	11
I.1 Concepts fondamentaux	11
I.1.a Physique des milieux périodiques	11
I.1.b Propagation d'ondes	14
I.1.c Diagrammes de bande	15
I.2 Les cristaux phononiques	17
I.2.a Historique des cristaux phononiques.....	17
I.2.b Cristaux phononiques et ondes de surface	20
I.3 Les cristaux phononiques sur membranes	24
I.4 Fonctions avancées des cristaux phononiques	26
I.4.a Réfraction négative et lentilles acoustiques	27
I.4.b Guides d'ondes	27
I.4.c Cavités résonantes et résonateurs acoustiques	29
I.4.d Couplage de défauts	31
I.4.e Conclusion.....	33
I.5 Conclusion	34
Chapitre II Fabrication des cristaux phononiques	37
II.1 Les dispositifs	37
II.1.a Les cristaux phononiques	37
II.1.b Les résonateurs à ondes de Lamb.....	38
II.1.c Choix des matériaux.....	39
II.2 Procédé de réalisation	39
II.3 Développements technologiques	42
II.3.a Libération des dispositifs	43
II.3.b Gravure AlN	47
II.3.c Gravure AlSi sur AlN.....	50
II.4 Contrôles et améliorations	50
II.4.a Contrôles pendant la fabrication	50
II.4.b Améliorations	53
II.5 Conclusion	56
Chapitre III Résonateurs à ondes de Lamb	59
III.1 Les ondes de Lamb	59
III.1.a Introduction aux ondes de Lamb	59
III.1.b Les résonateurs à ondes de Lamb.....	60
III.2 Etude réalisée	63
III.2.a Modèle des résonateurs à ondes de Lamb	63
III.2.b Paramètres géométriques des résonateurs	64
III.2.c Paramètres électriques du résonateur	66
III.2.d Plan d'expérience	67
III.3 Mesures RF des résonateurs	67
III.3.a Dispositifs réalisés.....	67
III.3.b Réponse électrique des résonateurs	69
III.4 Variation des paramètres électriques	70

III.4.a	Capacité basse fréquence	70
III.4.b	Coefficient de couplage électromécanique	71
III.4.c	Facteurs de qualité.....	73
III.4.d	Fréquences de résonance et d'antirésonance.....	75
III.4.e	Conclusion.....	77
III.5	Autres dispositifs réalisés.....	78
III.5.a	Lignes à retard.....	78
III.5.b	Résonateurs BAW	80
III.5.c	LFE.....	82
III.6	Conclusion.....	86
Chapitre IV	Modélisation des cristaux phononiques	89
IV.1	Méthode de modélisation	89
IV.1.a	Méthode utilisée	89
IV.1.b	Calcul de la structure de bande	90
IV.1.c	Amélioration de la méthode de simulation	93
IV.2	Dimensionnement d'un cristal phononique	96
IV.2.a	Objet dimensionné et contraintes de fabrication	96
IV.2.b	Démarche de dimensionnement	97
IV.2.c	Impact de la couche de SiO ₂	98
IV.2.d	Conicité des trous	99
IV.2.e	Dimensions adoptées pour les différentes réalisations.....	102
IV.3	Transmission à travers un cristal phononique	105
IV.3.a	Méthode de modélisation en transmission	106
IV.3.b	Etude du nombre de périodes nécessaires	109
IV.3.c	Effets de polarisations	110
IV.4	Modélisation de défauts	112
IV.4.a	Calcul du diagramme de bandes.....	112
IV.4.b	Calcul de la transmission.....	113
IV.4.c	Effet de la largeur du défaut.....	114
IV.5	Conclusion.....	117
Chapitre V	Mesures de bandes d'arrêt.....	119
V.1	Démonstration électrique des bandes d'arrêt.....	119
V.1.a	Réalisation des dispositifs	119
V.1.b	Banc de test RF	120
V.1.c	Mesures électriques des lignes à retard	121
V.1.d	Mesures électriques des cristaux phononiques.....	123
V.1.e	Etudes complémentaires.....	124
V.2	Mesures optiques	125
V.2.a	Banc de mesure optique	126
V.2.b	Mesures optiques.....	127
V.3	Explication de la largeur de la bande d'arrêt mesurée.....	129
V.3.a	Résultats des simulations en transmission et diagrammes de bandes	129
V.3.b	Explication des différences observées entre les modélisations.....	131
V.3.c	Mesures électriques	133
V.4	Conclusion.....	135
Conclusion et perspectives		137
Bibliographie		141
Annexe A Pourtour de la zone de Brillouin		ii
A.1	Maille carrée	ii

A.2 Mailles hexagonales..... iv

Introduction générale

Les cristaux phononiques sont des structures périodiques, dont la propriété la plus notable est de présenter des bandes d'arrêt acoustiques, c'est-à-dire des plages de fréquences pour lesquelles aucun mode acoustique ne peut se propager. Apparue au début des années 90, ce concept, par analogie avec les cristaux photoniques, connaît un essor important ces dernières années, avec un nombre de publications grandissant [1], dépassant en 2010 les 100 publications par an.

D'abord étudiés théoriquement pour leurs propriétés physiques, les cristaux phononiques ont été démontrés la première fois sur une sculpture madrilène. Rapidement fabriquées en laboratoire, des structures macroscopiques, notamment constituées de cylindres d'acier immergés dans l'eau, ont permis d'apporter non seulement la preuve de la présence d'une bande d'arrêt dépendante des matériaux utilisés et de la géométrie, mais aussi de démontrer des phénomènes liés à l'utilisation de défauts dans la périodicité, comme par exemple le guidage d'une onde dans un défaut linéaire, ainsi que la résonance dans une cavité. Ces démonstrations permettent d'envisager des applications dans plusieurs domaines, comme par exemple dans celui du traitement du signal.

La longueur d'onde des bandes d'arrêt est de l'ordre de grandeur de la période du cristal phononique : il est donc difficilement envisageable dans ces conditions de réaliser des structures aux fréquences audibles, comme par exemple des murs anti-bruits, qui auraient une épaisseur de plusieurs mètres. Par contre, l'effet est transposable aux fréquences RF, allant de quelques centaines de MHz à quelques GHz. Les cristaux phononiques sont alors micrométriques, et pourraient être intégrés dans des systèmes de traitement du signal, comme par exemple dans le domaine des transmissions sans fil.

Les premiers travaux concernant les cristaux phononiques micrométriques ont utilisé des ondes acoustiques de surface, mais ces systèmes présentent des problèmes de couplage avec des ondes de volume, et donc de pertes dans le substrat. C'est pourquoi l'étude de ces structures se tourne maintenant plutôt vers des cristaux réalisés dans des membranes qui interdisent la propagation d'ondes de plaques. Les fréquences atteignent aujourd'hui environ 150 MHz.

L'objectif principal de cette thèse est de réaliser des cristaux phononiques pour observer une bande d'arrêt à des fréquences proches du GHz et pouvoir par la suite envisager des applications de traitement du signal RF. Cet objectif nécessite plusieurs étapes intermédiaires, qui seront présentées dans ce manuscrit, découpé en 5 chapitres.

Dans le premier chapitre, un état de l'art nous permettra d'introduire des notions qu'il est utile d'assimiler pour la suite du manuscrit. Un rapide survol des propriétés de la propagation d'ondes à travers un matériau périodique précèdera une présentation du concept de bande d'arrêt. Un historique des cristaux phononiques cèdera la place à une étude plus poussée des cristaux micrométriques. Nous terminerons ce chapitre par des utilisations possibles de cristaux phononiques.

Nous souhaitons réaliser des cristaux phononiques et les caractériser, ce qui passe par la conception d'un véhicule de test. Le cristal phononique que nous envisageons est une structure simple constituée de trous d'air percés dans une membrane piézoélectrique. Cela nécessite le développement d'un procédé de réalisation que nous souhaitons le plus simple possible, comportant le minimum de niveau de masques. C'est le sujet abordé dans le deuxième chapitre, qui présentera le procédé de réalisation utilisé, et se focalisera sur les développements technologiques réalisés.

Le troisième chapitre se concentrera sur l'excitation d'ondes de Lamb dans la membrane piézoélectrique. Ces transducteurs présentent un intérêt de par eux-mêmes, notamment pour

des applications de traitement du signal basse consommation, ou pour des applications capteurs, mais surtout ils formeront le cœur des dispositifs utilisant les cristaux phononiques développés dans ce manuscrit. Un rapide état de l'art des transducteurs à ondes de Lamb nous permettra de mieux comprendre ces systèmes. Nous présenterons ensuite une étude paramétrique des résonateurs à ondes de Lamb permettant l'ajustement de modèles de ces composants réalisés selon l'empilement développé dans le chapitre 2, en commençant par définir les bornes de cette étude. Puis nous observerons la réponse électrique d'un résonateur et les paramètres que l'on peut attendre de ces dispositifs. Cette étude nous permet d'approfondir notre connaissance des transducteurs à ondes de Lamb, qui sont une thématique du laboratoire LCRF. Le troisième chapitre se termine avec l'analyse du plan d'expérience mis en œuvre et la présentation de quelques dispositifs co-intégrés, notamment les lignes à retard permettant la mesure des cristaux phononiques.

Dans le chapitre 4, nous aborderons le dimensionnement des cristaux phononiques que nous avons réalisés. Ce dimensionnement nous permet de déterminer les paramètres géométriques fournissant une bande d'arrêt mesurable dans la plage de fréquences visée. Ce dimensionnement prend en compte les contraintes apportées par le procédé de réalisation que nous avons utilisé. Nous présentons ensuite un calcul de transmission à travers le cristal phononique, qui fournit des informations complémentaires à la seule position de la bande d'arrêt, notamment la rapidité de l'évanescence des ondes dans le cristal. Finalement, une étude de défauts linéaires introduits dans le cristal afin d'y intégrer des cavités résonantes et de prévoir le nombre et la position des modes de défaut complètera cette modélisation.

Toutes les bases théoriques et technologiques étant posées, le cinquième chapitre, présente la caractérisation de cristaux phononiques réalisés. Nous décrivons les caractérisations électriques et optiques réalisées sur ces cristaux. Nous mettrons en évidence que les résultats obtenus sont cohérents entre eux mais surprenants au premier abord. La comparaison avec les résultats de modélisation nous amènera à conclure que l'influence de bandes sourdes dans le cristal est un phénomène qui est loin d'être négligeable.

Chapitre I

Les cristaux phononiques

Issus d'une analogie entre physique du solide, optique et acoustique, les cristaux phononiques, équivalents acoustiques des cristaux photoniques, ont connu un intérêt croissant depuis leur première apparition au début des années 90 [2, 3]. Les cristaux phononiques sont des matériaux composites présentant des variations périodiques de leurs propriétés acoustiques. Ces variations périodiques présentent la particularité de pouvoir interdire la propagation des ondes élastiques dans des gammes de fréquences dépendantes de la géométrie du système et des propriétés des matériaux. On parle alors de bandes interdites. Encouragés par le succès grandissant des cristaux photoniques et les premiers résultats obtenus sur les cristaux phononiques, de plus en plus d'équipes s'intéressent à ces dispositifs [1].

Dans cette thèse nous cherchons à réaliser des cristaux phononiques pour des applications radiofréquences, notamment pour des fonctions de filtrage ou de traitement du signal. Les fréquences visées vont donc de quelques centaines de MHz à quelques GHz, correspondant à des cristaux phononiques micrométriques.

Ce chapitre a pour objectif de présenter les cristaux phononiques et les diverses réalisations faites à une échelle microscopique. Nous commencerons donc par une introduction des concepts physiques nécessaires à la compréhension du domaine, avant de nous pencher vers les cristaux phononiques à proprement parler. Nous présenterons donc un aperçu général des cristaux phononiques, puis nous nous dirigerons vers les cristaux phononiques micrométriques sur membrane. Enfin, quelques fonctions particulières des cristaux phononiques seront présentées.

I.1 Concepts fondamentaux

Avant de nous plonger plus avant dans les cristaux phononiques, et notamment les cristaux phononiques micrométriques, nous présentons ici quelques concepts fondamentaux. Nous partirons des études des milieux périodiques et des travaux de Lamb sur la propagation des ondes pour arriver à la description des diagrammes de bandes, outils nécessaires dans le domaine des cristaux phononiques.

I.1.a Physique des milieux périodiques

La propagation d'ondes dans un milieu périodique présente des similarités quel que soit le domaine de la physique concerné. La physique des semi-conducteurs est en effet basée sur les interactions entre l'onde représentant la densité de probabilité de présence d'un électron et le réseau périodique de la maille cristalline, mais on peut aussi s'intéresser à la propagation des phonons dans un tel cristal. A l'échelle macroscopique, des phénomènes analogues apparaissent suite à la diffraction des ondes dans des réseaux multicouches périodiques optiques ou acoustiques. Tous ces phénomènes ont pour principe fondamental la diffraction de Bragg, qui a la particularité d'expliquer la création de bandes de fréquences dites interdites ou d'arrêt dans la propagation des ondes dans le milieu périodique.

I.1.a.1 Loi de Bragg

En 1913, W.H. et W.L. Bragg établissent la loi dite de Bragg [4], basée sur l'observation de la diffraction des rayons X sur un cristal, mais pouvant s'appliquer plus généralement à la diffraction d'une onde plane dans un milieu périodique. Si on considère que le cristal est un

arrangement périodique d'atomes, les rayons X qui frappent chaque atome avec une phase (ou un chemin optique) différente subissent une diffusion (dite de Rayleigh) : il y a réémission d'ondes de même fréquence. Si la distance entre les atomes respecte la loi de Bragg, énoncée sous la forme :

$$n\lambda = 2d \sin \theta, \quad (\text{I-1})$$

où n est un entier naturel, λ la longueur d'onde, d la distance entre deux plans cristallographiques et θ l'angle entre le faisceau incident et la surface du cristal, il y a interférence constructive. Ce phénomène est expliqué en se limitant à une dimension (correspondant à la distance entre plans cristallins) dans la Figure I-1.

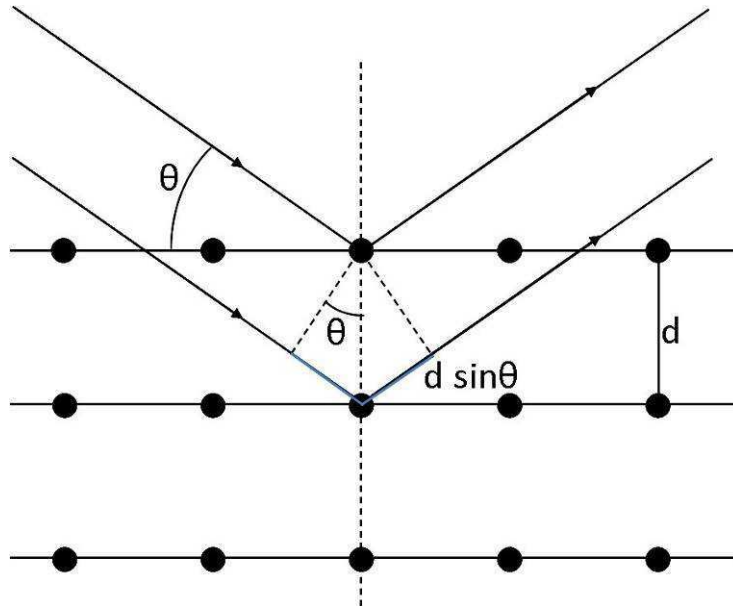


Figure I-1 : schéma expliquant la loi de Bragg

De cette figure on déduit géométriquement la loi de Bragg en considérant la différence de chemin optique entre les deux rayons incidents. Lorsque cette différence est égale à un nombre entier de la longueur d'onde incidente, alors les rayons peuvent se combiner pour donner une interférence constructive, ce qui conduit à l'équation (I-1).

I.1.a.2 Zone irréductible de Brillouin

La thèse de F. Bloch soutenue en 1928 établit la théorie quantique de l'état solide en utilisant les ondes dites de Bloch pour décrire les états quantiques des électrons dans un milieu où le potentiel est périodique. Ces ondes sont les solutions de l'équation de Schrödinger indépendantes du temps pour un potentiel périodique donné et se présentent sous la forme :

$$\Psi(x) = e^{ikx} \cdot u_{\vec{k}}(x), \quad (\text{I-2})$$

où $\Psi(x)$ est la fonction d'onde, x la position, k le nombre d'onde et $u_{\vec{k}}(x)$ une fonction de même période que le potentiel périodique. Cette expression fait intervenir le nombre d'onde, lié à la longueur d'onde par la formule :

$$k = \frac{2 \cdot \pi}{\lambda}, \quad (\text{I-3})$$

où k est le nombre d'onde et λ la longueur d'onde.

Bloch prouve aussi que les ondes de Bloch sont complètement caractérisées par leur description dans la première zone de Brillouin, décrite quelques années plus tôt par L. Brillouin.

Pour travailler avec le nombre d'onde k on passe dans une nouvelle base appelée base réciproque. Cette nouvelle base est définie à partir des vecteurs de base du réseau direct, correspondant au réseau du cristal phononique dans l'espace physique, grâce à la transformation :

$$\vec{e}_i \cdot \vec{e}_j^* = 2\pi\delta_{ij}, \quad (\text{I-4})$$

avec \vec{e}_i les vecteurs de base du réseau direct, \vec{e}_j^* les vecteurs de base du réseau réciproque et δ_{ij} le symbole de Kronecker. Cette transformation est représentée sur la Figure I-2. Dans le réseau réciproque, la variable n'est plus x mais le nombre d'onde k . La période du cristal est aussi modifiée, par exemple pour une maille carrée elle n'est plus a mais $\frac{2\pi}{a}$.

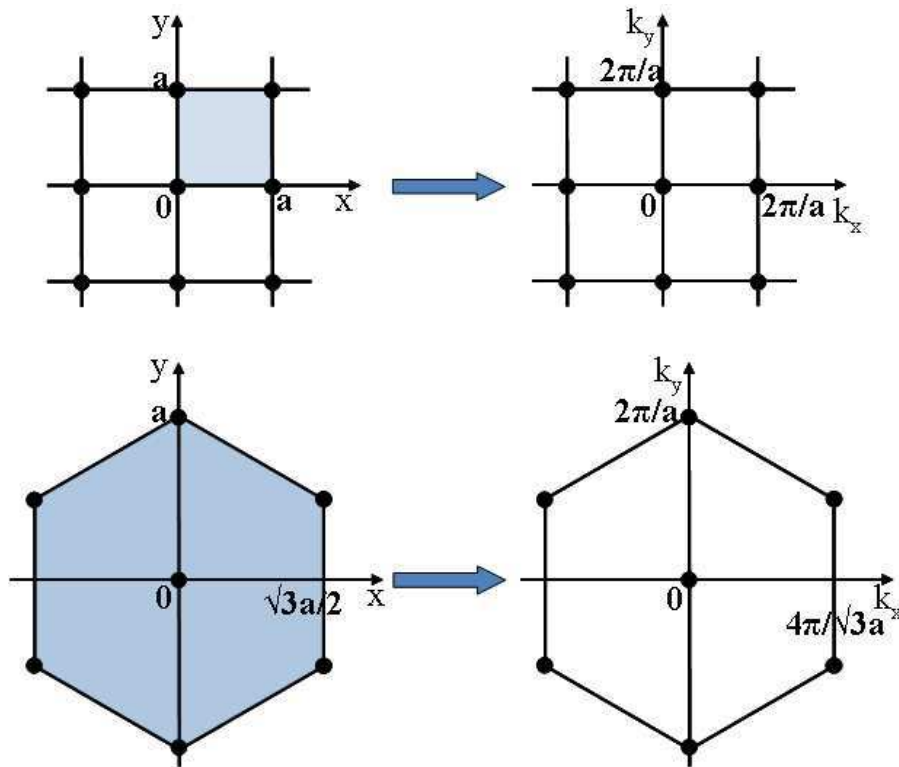


Figure I-2 : passage de l'espace réel à l'espace réciproque pour une maille carrée et une maille hexagonale

La maille primitive du réseau réciproque est appelée première zone de Brillouin. Elle peut être définie par le volume délimité par les surfaces issues de l'ensemble des points équidistants d'une inclusion avec ses plus proches voisins. En 2 dimensions, elle peut donc être construite en traçant les médiatrices des segments constitués par l'inclusion centrale et ses plus proches voisins. Elle correspond aussi à l'ensemble des points de l'espace- k pouvant être atteints depuis l'origine sans croiser de plan de Bragg, plan satisfaisant la condition d'interférence de Bragg définie plus haut (formule I-1).

La Figure I-3 présente un exemple de première zone de Brillouin pour un réseau carré et pour un réseau hexagonal.

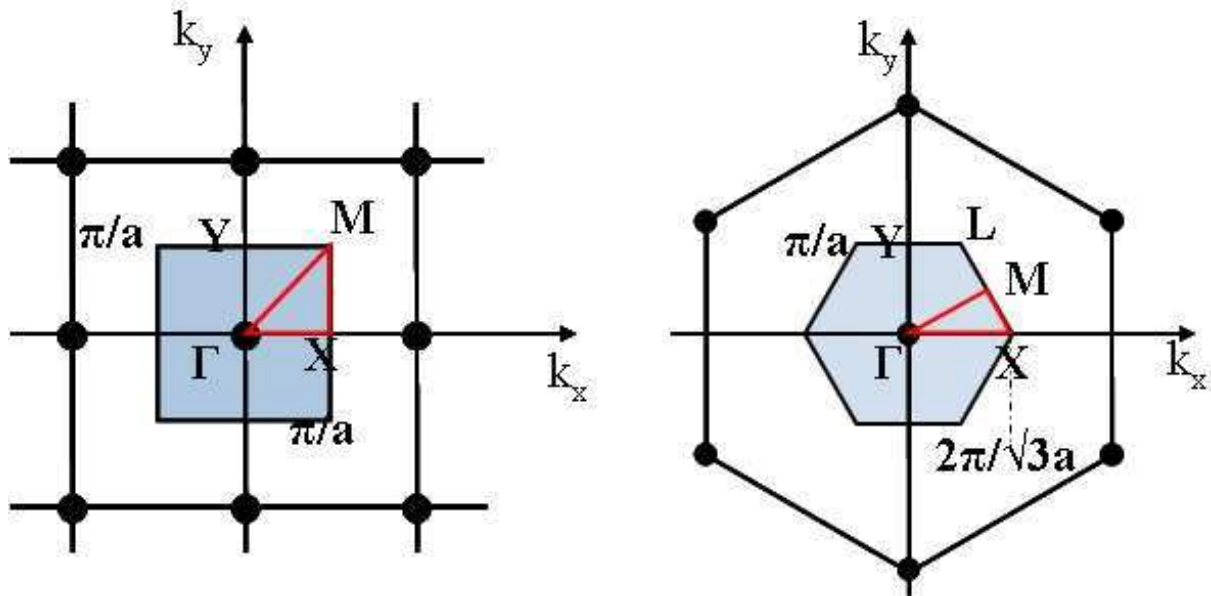


Figure I-3 : mailles élémentaires dans le réseau direct et premières zones de Brillouin dans le domaine réciproque pour des organisations 2D carrée et hexagonale

Toutes les solutions recherchées se trouvent dans la première zone de Brillouin. Il est possible de diminuer encore la zone à étudier en utilisant les symétries des structures présentées. Dans un premier temps les symétries de la structure permettent de se limiter à l'étude dans le quadrant k_x et k_y positifs, que ce soit pour une maille carrée ou pour une maille hexagonale. Si on utilise un matériau isotrope dans le plan on peut encore réduire cette zone aux parties encadrées en rouge sur la Figure I-3. Ces zones réduites sont appelées zones irréductibles de Brillouin. Sur les figures on a noté les points critiques, points de haute symétrie représentant un intérêt particulier, de par leur position stratégique aux sommets des zones irréductibles de Brillouin.

Ces travaux ont été établis en travaillant sur la physique du solide, mais ils peuvent faire référence à tout système périodique dans lequel se propage une onde, comme par exemple dans le domaine des cristaux phononiques.

I.1.b Propagation d'ondes

En dehors du cas d'un milieu infini et homogène, le comportement des ondes acoustiques, et notamment leur vitesse de phase ou de groupe, présentent une dépendance en fréquence, phénomène que l'on appelle dispersion. Afin d'évaluer cet effet, on utilise des courbes dites de dispersion permettant de représenter la relation entre fréquence et longueur d'onde (qui dans un milieu homogène sont proportionnels, étant reliés par la vitesse de phase) pour les différents modes pouvant se propager dans le milieu.

Cette notion apparaît en parallèle des travaux de Bragg, Brillouin et Bloch, lorsque H. Lamb s'intéresse à la propagation d'ondes dans une plaque, correspondant à un milieu infini dans le plan, mais avec une épaisseur finie. En 1917 il publie une analyse théorique de ces ondes dites de Lamb [5].

La Figure I-4 présente un exemple de courbes de dispersion pour une membrane d'AlN. Dans ce cas, la structure présente une épaisseur finie, on normalise donc la fréquence par l'épaisseur. On utilise ici aussi le nombre d'onde défini par l'équation (I-3). Ce graphique ne représente qu'une ébauche des courbes et pourrait être amélioré.

Sur ce graphique, chaque courbe représente un mode existant dans le milieu, c'est à dire un moyen différent pour une onde acoustique de se propager dans cette plaque d'AlN. On observe tout d'abord qu'il existe toute une famille de modes, dits de plaque, pouvant se

propager dans de telles structures. Ces modes sont aussi de plus en plus nombreux lorsque la fréquence augmente, les modes apparaissant à basses fréquences étant toujours présents à hautes fréquences, avec un nombre d'onde plus grand.

Les différents modes se distinguent par leur polarisation, correspondant à la direction des déplacements [6]. Par exemple, le mode de Lamb antisymétrique A_0 présente une polarisation elliptique dans le plan sagittal de la plaque, le grand axe de l'ellipse étant orienté dans la direction verticale, alors que le mode S_0 est lui aussi polarisé elliptiquement dans le plan sagittal, mais son grand axe est orienté dans la direction de propagation. Enfin, le mode de plaque transverse horizontal SH_0 a une polarisation orthogonale aux deux précédents.

Certains modes présentent la même polarisation, mais dans ce cas se distinguent par leur ordre, correspondant habituellement au nombre de nœuds de vibrations présents dans l'épaisseur de matériau. Dans ce cas on parle de modes S_0, S_1, S_2, \dots ou encore $A_0, A_1, A_2, SH_0, SH_1, SH_2, \dots$

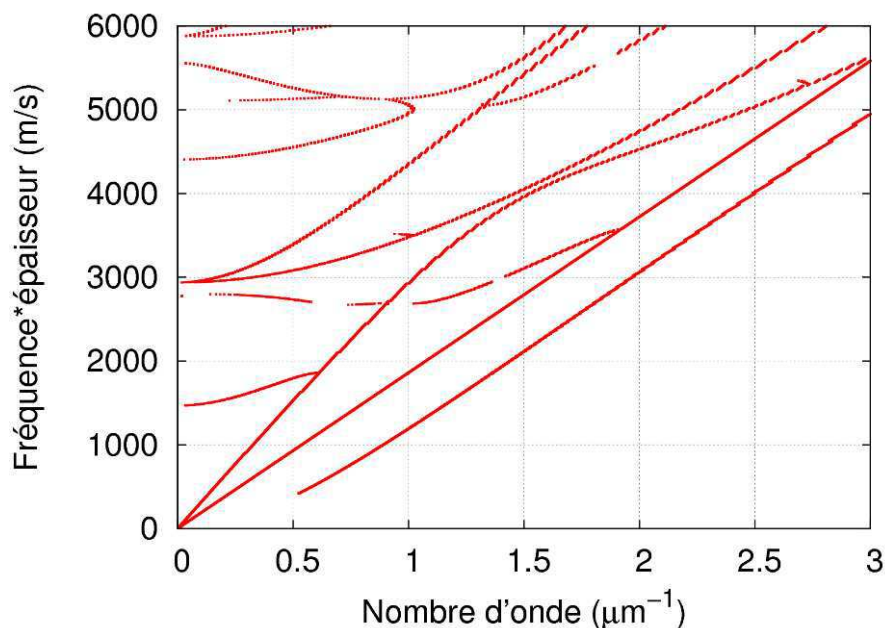


Figure I-4 : courbes de dispersion pour une plaque de 2 μm d'AlN, calculée par la méthode de la matrice de réflexion [7]

La fréquence d'un mode donné dans un empilement donné dépend donc en premier lieu de l'épaisseur des couches, puis du nombre d'onde fixé par les conditions aux limites (électrodes et géométrie du système).

Les courbes de dispersion nous informent des modes présents dans une structure multicouche latéralement homogène. Nous cherchons cependant à décrire des phénomènes apparaissant dans des organisations périodiques de matériaux, c'est pourquoi nous allons à présent introduire des notions spécifiques aux milieux périodiques, tels que les diagrammes de bande.

I.1.c Diagrammes de bande

Les cristaux phononiques vérifient les propriétés des milieux périodiques présentées dans la section I.1.a.1. En effet, ces cristaux phononiques sont des arrangements périodiques d'inclusions dans une matrice, ces éléments étant constitués de matériaux acoustiquement différents. Les inclusions agissent comme des diffuseurs, de la même manière que les atomes par rapport aux rayons X. Lorsque la distance entre les diffuseurs satisfait la loi de Bragg on peut observer une interférence constructive des ondes acoustiques. Ces interférences

constructives donnent lieu à un phénomène intéressant : des bandes interdites, bandes de fréquences dans lesquelles les ondes seront évanescentes au sein du cristal phononique.

De plus, on a vu à la section I.1.a.2 qu'il suffisait de connaître le comportement des ondes dans la zone irréductible de Brillouin pour décrire entièrement le comportement des ondes dans un milieu périodique. On peut donc se contenter de tracer les courbes de dispersion pour différentes orientations en faisant varier le nombre d'onde entre 0 et l'extrémité de la zone irréductible de Brillouin dans la direction concernée. Par exemple, pour une maille carrée de côté a dans la direction ΓX on fera varier le nombre d'onde entre 0 et $\frac{\pi}{a}$. Pour simplifier, on ne s'intéresse généralement qu'aux contours de la zone irréductible de Brillouin [8]. Le graphe obtenu est alors appelé diagramme de bandes. A cause de la périodicité, les vecteurs d'ondes sont équivalents modulo $\frac{2\pi}{a}$, les courbes sont donc repliées, c'est-à-dire que, pour chaque nombre d'onde, il existe plusieurs fréquences de propagation de chaque mode. Les conditions de périodicité créent, de plus, des bandes d'arrêt, ce qui se traduit par un décalage en fréquence des repliements. Un exemple de diagramme de bandes, calculé pour un cristal de maille carrée, constitué de trous d'air percés dans une membrane AlN/SiO₂, est présenté en Figure I-5.

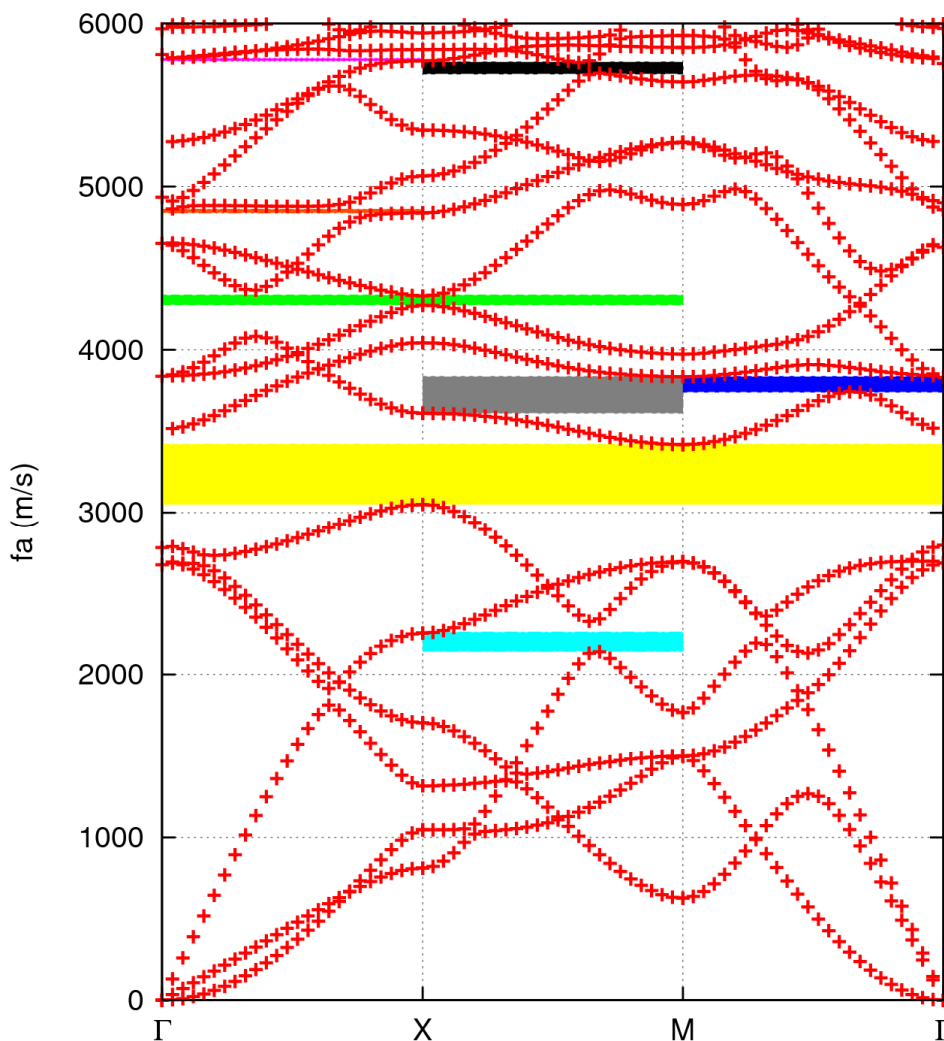


Figure I-5 : diagramme de bandes d'un cristal phononique constitués de trous d'air percés dans une membrane AlN/SiO₂, avec un remplissage de 60 %, calculé par éléments finis

Ces repliements, les symétries et les interférences de Bragg induisent dans les cristaux phononiques des bandes interdites, plages de fréquences pour lesquelles les ondes présentes dans le cristal phononique seront évanescentes. Ces bandes interdites, ou bandes d'arrêt, correspondent donc à des plages de fréquences pour lesquelles le coefficient de réflexion à l'entrée du cristal phononique est proche de 1. Lorsque les ondes sont bloquées quelle que soit la direction de leur vecteur d'onde on a une bande d'arrêt complète, comme celle présentée en jaune sur la Figure I-5. Il arrive que les ondes ne soient bloquées que dans une direction, mais quel que soit leur nombre d'onde, on parle alors de bande d'arrêt directionnelle ou partielle. C'est le cas, par exemple, de la bande tracée en bleu foncé sur la Figure I-5, qui ne touchera que les ondes se propageant dans la direction ΓM .

Les bandes d'arrêt seront les caractéristiques des cristaux phononiques que nous rechercherons dans la suite de ce travail, pour permettre notamment des fonctions de filtrage, ainsi que l'apparition de résonances.

I.2 Les cristaux phononiques

Nous abordons maintenant les cristaux phononiques, en commençant par un bref historique et quelques résultats des premières études réalisées sur le sujet. Par la suite, nous nous focalisons sur les cristaux phononiques micrométriques, présentant des bandes d'arrêt aux radiofréquences.

I.2.a Historique des cristaux phononiques

L'idée de réfléchir les ondes acoustiques en utilisant une organisation périodique apparaît en 1965 par l'introduction de miroirs de Bragg acoustiques [9]. Ces empilements de couches de différents matériaux alternés sont une version à une dimension des cristaux phononiques.

Le concept de cristaux phononiques proprement dit apparaît en 1993 grâce aux travaux quasi simultanés de Kushwaha *et al.* [2] et d'Economou et Sigalas [3]. Les premiers travaux se concentrent tout d'abord sur les propriétés physiques particulières d'un point de vue fondamental, notamment avec le développement de quelques règles de base déterminant les caractéristiques des matériaux et de l'agencement pour obtenir une bande d'arrêt la plus large possible. C'est le cas notamment des travaux de Kushwaha et Halevi [10] qui présentent très rapidement quelques règles de base, portant sur des structures à deux dimensions mettant en jeu des cylindres métalliques dans une matrice solide :

- Le nombre et la largeur des bandes d'arrêt dépend du taux de remplissage, c'est-à-dire de la fraction volumique des inclusions dans le cristal phononique. La bande d'arrêt la plus basse apparaît pour un facteur de remplissage faible, atteint une largeur maximale, puis disparaît pour des remplissages trop élevés. D'autres bandes apparaissent aussi pour des facteurs de remplissage suffisants, puis suivent le même comportement (cf. Figure I-6 (a)). Cela peut être expliqué par le fait que, si le remplissage est égal à 0, on a un matériau homogène, qui ne permet donc pas d'obtenir des bandes d'arrêt. Si on introduit petit à petit un autre matériau dans la matrice on voit apparaître une bande d'arrêt, due au contraste périodique des matériaux. Lorsqu'on continue à augmenter le remplissage on passe progressivement à un système où les rôles sont inversés et où ce qui était auparavant la matrice devient les inclusions, et où celle-ci finit même par disparaître pour que le milieu se ramène à un milieu homogène correspondant au matériau constituant les inclusions d'origine.
- L'organisation selon une maille hexagonale (ici correspondant à une maille hexagonale centrée) est plus favorable à l'apparition de bandes d'arrêt que celle selon une maille carrée. Ces résultats sont aussi décrits dans la Figure I-6 (a), sur laquelle la courbe pointillée représente la bande d'arrêt la plus basse pour une maille carrée. Sur

cette courbe on remarque effectivement que la bande d'arrêt est toujours plus étroite pour une maille carrée que pour une maille hexagonale, et qu'elle apparaît dans une plage de valeurs du remplissage plus étroite. Ceci peut provenir de la plus grande isotropie géométrique de la maille hexagonale par rapport à la maille carrée.

- Les bandes d'arrêt apparaissent plus facilement lorsque les matériaux en présence présentent un contraste de densités et un contraste de constantes élastiques important, comme le montre la Figure I-6 (b). En effet, la courbe présente une bande d'arrêt plus large lorsque l'on augmente le contraste de densités ou celui des constantes élastiques, avec un maximum de la largeur lorsque ces deux contrastes sont au maximum. Ce résultat généralise l'observation faite sur des miroirs de Bragg mono dimensionnels où la largeur du miroir augmente lorsque le contraste d'impédances acoustiques (donc de constantes élastiques et de densités) entre les matériaux constituant le miroir augmente. Dans le cas monodimensionnel, ceci s'explique par une augmentation du coefficient de réflexion des ondes à chaque interface. Pour un cristal phononique, l'effet obtenu est une plus forte réflexion des ondes à l'interface entre les inclusions et la matrice, ce qui augmente leur diffusivité et diminue la transmission directe des ondes à travers les inclusions.
- Des inclusions présentant une vitesse acoustique moins importante que celle de la matrice favorisent l'apparition de bandes d'arrêt. Une explication possible à ce phénomène, toujours utilisant l'idée de trajets multiples des ondes dans les cristaux, est que suite aux diffusions des ondes sur les inclusions, celles-ci subissent des réflexions multiples entre ces inclusions avant de pouvoir interférer avec les ondes ayant suivi un trajet direct à travers les inclusions. Ceci n'est possible que si les ondes subissant une propagation directe sont ralenties par rapport à celles se propageant sur des trajets plus longs dans la matrice.

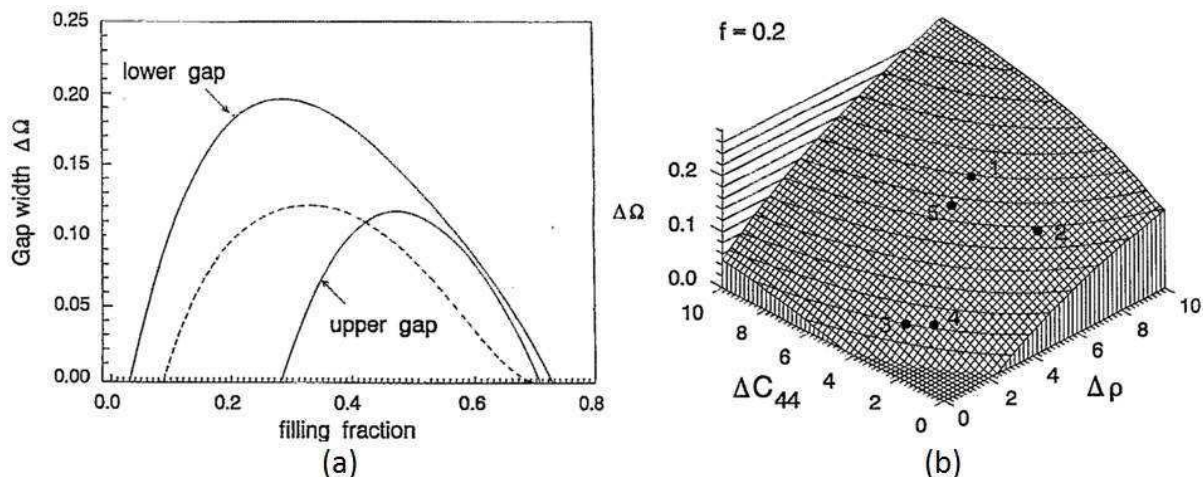


Figure I-6 : (a) largeur en fréquence de la bande d'arrêt en fonction du remplissage pour un cristal phononique Ni/Al de maille hexagonale (la courbe pointillée représente la première bande d'arrêt de la maille carrée). (b) largeur normalisée de la première bande d'arrêt de cristaux phononiques en fonction du contraste de densité et de constante élastique [10]

L'idée de transférer le concept en 2 dimensions à un système à 3 dimensions apparaît en 1998 avec le travail de Sprik *et al.* [11] sur les réseaux périodiques tridimensionnels solide-solide ou solide-liquide.

Dans un premier temps il est important de mettre en place des outils de simulation adaptés. La simple transposition des outils utilisés en optique pour les cristaux photoniques n'est pas suffisante : le problème est bien plus complexe puisqu'en optique on n'a que deux polarisations, transverse électrique et transverse magnétique, alors qu'en acoustique du solide on a deux polarisations transverses (horizontal et vertical) et une longitudinale qui de plus se

couple avec les polarisations transverses au niveau d'interfaces. Différents outils de simulation sont explorés, notamment la PWE (Plane Wave Expansion, [12]), la FDTD (Finite Difference Time Domain, [13]) et les méthodes par éléments finis [14].

La première démonstration présentant une bande d'arrêt dans un cristal phononique à 2 dimensions est présentée en 1995 par Martinez-Sala *et al.* [15] qui utilisent une sculpture minimaliste de l'artiste Eusebio Sempere exposée à Madrid dont on voit une photographie sur la Figure I-7.



Figure I-7 : sculpture qui a permis la première démonstration des cristaux phononiques

Les premières réalisations de cristaux phononiques à deux dimensions en laboratoire viendront 3 ans plus tard, simultanément de Vasseur *et al.* [16] et de Sanchez-Perez *et al.* [17]. L'équipe espagnole introduit dans leur description de l'expérience la notion de bandes sourdes, bandes particulières du cristal qui ne peuvent être excitées expérimentalement par le système choisi. Il faudra attendre l'année 2000 pour obtenir la première démonstration d'un cristal phononique tridimensionnel [18], composé de billes de cuivre dans du silicone.

Dès la fin des années 1990 apparaissent des applications de ces phénomènes. Parmi elles on trouve les structures anti-vibratoires, très rapidement envisagés, mais aussi l'isolation phonique [19], les structures anti-sismiques [20], et enfin le filtrage et le traitement du signal [21-23]. Les applications qui nous intéressent plus particulièrement sont les applications liées au filtrage et traitement du signal.

Aux dimensions microscopiques les premières démonstrations apparaissent vers le milieu des années 2000, avec notamment les travaux de Bonello *et al.* [24], Zhang *et al.* [25], ainsi que Benchabane *et al.* [26]. Ces démonstrations utilisent les ondes acoustiques de surface. Juste après, à partir de 2007, apparaissent les réalisations sur des membranes, exploitant les ondes de Lamb (ondes de plaque), comme présenté par les équipes d'Olsson [27] et de Mohammadi *et al.* [28].

Dans ces mêmes années apparaissent quelques approfondissements des règles énoncées par Kushwaha et Halevi pour les conditions d'apparition des bandes d'arrêt, toujours pour des structures à ondes de volumes, c'est-à-dire que les inclusions sont considérées comme

infiniment longues par rapport à la longueur d'onde dans la direction perpendiculaire au plan de propagation :

- La structure carrée est la plus favorable des structures rectangulaires [29].
- Des cylindres de faible densité dans une matrice de forte densité sont préférables [30].
- Pour une organisation donnée, on obtient de plus larges bandes d'arrêt lorsque les inclusions ne réduisent pas le nombre de symétries du réseau [31].
- L'introduction d'un matériau piézoélectrique amplifie les phénomènes de bandes d'arrêt pour des facteurs de remplissage importants [32]. Cette étude sera affinée plus tard par Huan *et al.* [33] qui donne des règles sur l'interaction entre les constantes piézoélectriques, élastiques et diélectrique et la bande d'arrêt.

La plupart de ces règles ne peuvent être chiffrées que pour une structure donnée et des matériaux choisis. Il faut donc, pour chaque cristal phononique, calculer les diagrammes de bandes pour pouvoir dimensionner une structure.

L'année 2008 voit l'apparition des premiers dispositifs radio-fréquences utilisant des cristaux phononiques. Il s'agit ici d'un résonateur à ondes acoustiques de surface entouré par un cristal phononique présenté par l'équipe du professeur Wu [23]. Les pertes d'insertion à la résonance sont diminuées de 7 dB par rapport à celles obtenues avec le même résonateur mais sans cristal phononique.

Ce bref historique n'a pas pour vocation de faire le tour de tous les travaux réalisés sur les cristaux phononiques mais reprend uniquement les grands événements concernant la réalisation de cristaux phononiques à 2 dimensions de taille micrométrique. Les éléments présentés ici seront détaillés dans les parties suivantes. Nous nous intéressons aux applications hautes fréquences, nous nous attarderons donc plus précisément sur les cristaux phononiques micrométriques à deux dimensions dans la suite de ce manuscrit.

I.2.b Cristaux phononiques et ondes de surface

Les premiers travaux réalisés sur les cristaux phononiques micrométriques concernent les ondes acoustiques de surface (SAW, *Surface Acoustic Waves*), à la fin des années 90. A ce moment, deux types d'ondes sont utilisables pour de telles applications : les ondes de volume (BAW, *Bulk Acoustic Waves*) et les SAW. Pour des applications aux fréquences visées, les ondes de volume ne sont pas pertinentes. En effet, pour réaliser un cristal phononique pour des ondes de volume il faudrait utiliser des inclusions micrométriques dans toute l'épaisseur d'un substrat. Il est extrêmement difficile de percer des trous d'un diamètre de 1 μm espacés de 1 μm dans un matériau qui a une épaisseur de l'ordre de quelques centaines de μm [34], ce qui justifie l'utilisation de SAW.

Les travaux réalisés à cette époque se penchent donc sur l'interaction entre les ondes acoustiques de surface (SAW) et les cristaux phononiques [35]. Les SAW sont guidées le long de la surface, et sont donc confinées dans la direction perpendiculaire à la surface. Un cristal phononique à deux dimensions fournirait donc un confinement suffisant puisque le problème est intrinsèquement à 2 dimensions [36].

Plusieurs équipes présentent des bandes d'arrêt simulées mettant en jeu les SAW [35, 37, 38]. Meseguer *et al.* [20] présentent même des résultats expérimentaux utilisant un cristal phononique constitué de trous centimétriques percés dans un marbre. Cet article est tourné vers l'étude des ondes sismiques et la réalisation de systèmes antisismiques.

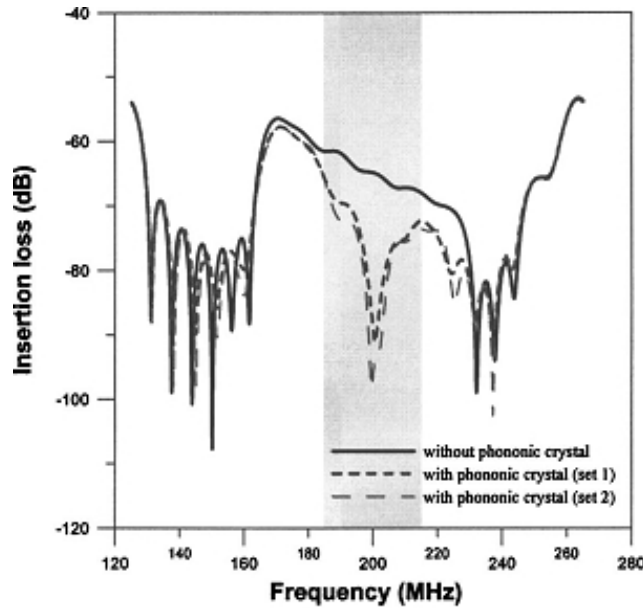


Figure I-8 : pertes d'insertions d'un cristal phononique constitué de trous percés à la surface d'un substrat de silicium d'après [39]

Au milieu des années 2000, les cristaux phononiques ont déjà connu plusieurs démonstrations pratiques [20, 40, 41], mais toujours à une échelle macroscopique. L'équipe de Wu [39] présente la première réalisation microscopique de cristaux phononiques. Le cristal phononique est ici un réseau carré de trous percés dans le substrat de silicium et remplis d'air dans un premier temps. Afin de caractériser ces cristaux, une couche piézoélectrique d'oxyde de zinc (ZnO) excitée par des peignes interdigités est utilisée pour disposer des transducteurs de part et d'autre du cristal. La Figure I-8 présente les mesures électriques réalisées. Sur cette figure on peut voir en trait plein la courbe obtenue par le système sans cristal phononique, c'est-à-dire l'émetteur (peignes interdigités large bande), la propagation dans la matrice dans laquelle on fait les cristaux phononiques, puis le récepteur identique à l'émetteur. Les deux courbes en pointillés présentent les mesures électriques des mêmes structures mais cette fois avec des cristaux phononiques. On remarque sur ces courbes une atténuation allant jusqu'à environ 30 dB dans la bande d'arrêt prévue.

Sur cette figure apparaît un problème qu'on retrouve régulièrement dans ce domaine : après la bande d'arrêt le signal ne retrouve pas la valeur qu'il devrait atteindre. Les auteurs expliquent que cet écart est dû à l'augmentation des pertes de propagation avec la fréquence.

Sarah Benchabane présente dans sa thèse [26] ses travaux sur un cristal phononique microscopique utilisant les SAW. Afin de simplifier la structure elle réalise le cristal phononique directement dans le matériau piézoélectrique. Elle utilise donc un substrat de niobate de lithium (LiNbO_3) de coupe Y pour obtenir le meilleur couplage électromécanique et les pertes les plus faibles possibles. Elle perce des trous d'un diamètre de $9 \mu\text{m}$ et d'une profondeur d'environ $10 \mu\text{m}$ dans une matrice de maille $10 \mu\text{m}$ [36]. Elle remarque que, si la transmission est bien proche de 1 avant la bande d'arrêt, le signal électrique reste très atténué après la bande d'arrêt, hormis un pic de transmission fin, comme on le voit sur la Figure I-9. L'explication de ce phénomène donnée par les auteurs est la suivante : la gravure des trous dans le LiNbO_3 ne peut se faire que de manière conique. Cette conicité, alliée au fait que les trous ne soient profonds que d'une dizaine de micromètres, favorise le couplage entre les ondes de surface et des modes de volume. Cela provoque des pertes par rayonnement dans le substrat et, par conséquent, diminue la puissance transmise d'un transducteur à l'autre. Les modes de faible fréquence ne sont pas concernés par ce phénomène, car le rayonnement dans le substrat ne survient que quand les transducteurs SAW excitent des ondes plus lentes que les ondes de volume du substrat.

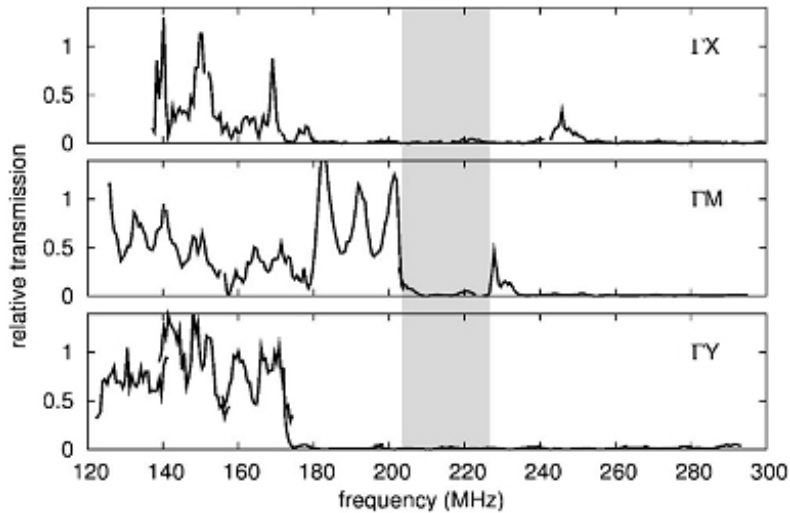


Figure I-9 : transmission relative d'un cristal phononique constitué de trous percés à la surface d'un substrat de LiNbO_3 , d'après [36] selon différentes directions de la zone de Brillouin

Jusqu'à présent la plupart des réalisations présentaient des mesures de transmission en utilisant deux transducteurs, placés de chaque côté du cristal phononique. En 2006, les équipes de Matsuda, Lang et Laude s'allient et présentent un système permettant l'observation optique de cristaux phononiques [42], par pompe et sonde optique. Il s'agit alors, comme le montre la Figure I-10 (a) et (b) de frapper la surface avec un faisceau optique dit de pompe, de manière à exciter des ondes de Rayleigh. Un deuxième faisceau, dit de sonde, vient balayer la surface autour du point d'excitation pour mesurer les mouvements créés. La Figure I-10 (c) présente le résultat obtenu par cette méthode en-dehors de la bande d'arrêt, alors que la figure (d) présente le résultat dans la bande d'arrêt. On observe sur la figure (c) une propagation presque isotrope de l'onde excitée au point central, alors que la figure (d) dans la bande d'arrêt montre une propagation très anisotrope, avec une atténuation rapide dans la direction horizontale, ce qui démontre la présence d'une bande d'arrêt directionnelle dans cette direction.

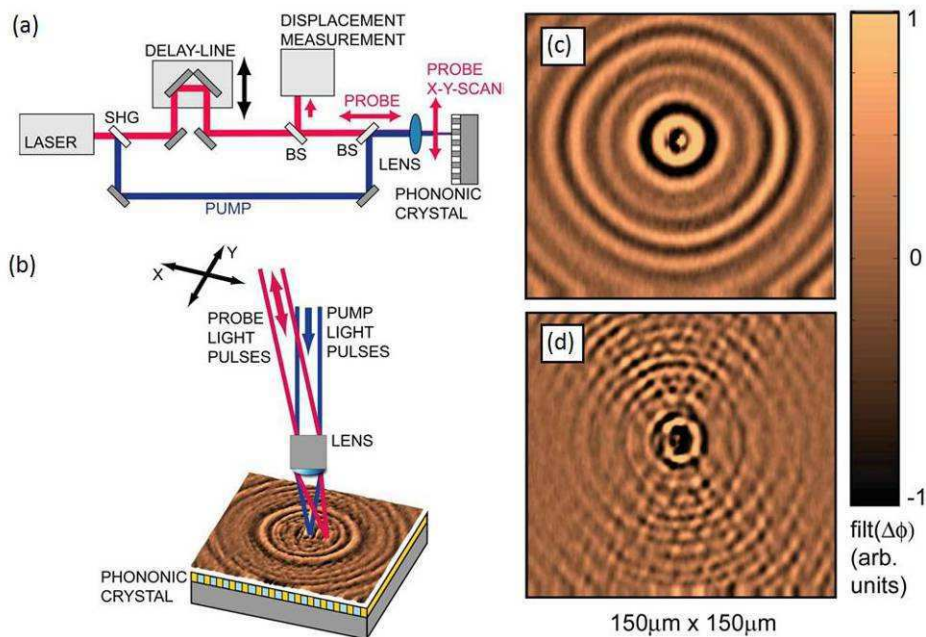


Figure I-10 : (a), (b) Schéma du montage utilisé pour caractériser les cristaux phononiques, (c) image obtenue par cette méthode en-dehors de la bande d'arrêt et (d) image obtenue dans la bande d'arrêt [42]

Une variante de cette méthode est présentée l'année suivante par l'équipe de Kaivola, toujours en partenariat avec l'équipe de Laude [43], permettant uniquement d'observer la topologie et les mouvements de la surface du matériau en utilisant un système d'interférométrie hétérodyne. L'expérience sera expliquée plus en détail au chapitre V.2.a. Dans ce cas, on excite les ondes par un transducteur habituel (peignes interdigités), et on vient observer en chaque point de l'image voulue la position et les mouvements de la surface par l'étude de la réflexion d'un faisceau optique, n'utilisant donc ici que la partie sonde du montage précédent. Ce montage est complémentaire des informations obtenues par les mesures électriques en transmission dans le cristal phononique. La Figure I-11 montre les informations qu'on peut obtenir d'un tel système : sur les deux premières lignes on a des images de la surface, on peut donc observer les ondes avant, dans et après la bande d'arrêt. Avant la bande d'arrêt on observe une amplitude de vibrations presque uniforme sur toute la zone balayée, que ce soit avant ou après le cristal phononique, on en conclut donc qu'on est en présence d'une onde propagative. Dans la bande d'arrêt on remarque une forte atténuation des ondes dans le cristal phononique, ainsi qu'une onde stationnaire entre les peignes et le cristal. Au-dessus de la bande d'arrêt on a encore une forte atténuation dans le cristal phononique, mais on n'observe pas l'onde stationnaire présente dans le cas précédent, l'atténuation n'est donc pas due à un phénomène de bande interdite mais probablement à des pertes, par exemple dans le substrat. Si on trace le profil de l'amplitude de l'onde en fonction de son avancée dans le cristal on peut chiffrer l'atténuation obtenue dans la bande d'arrêt.

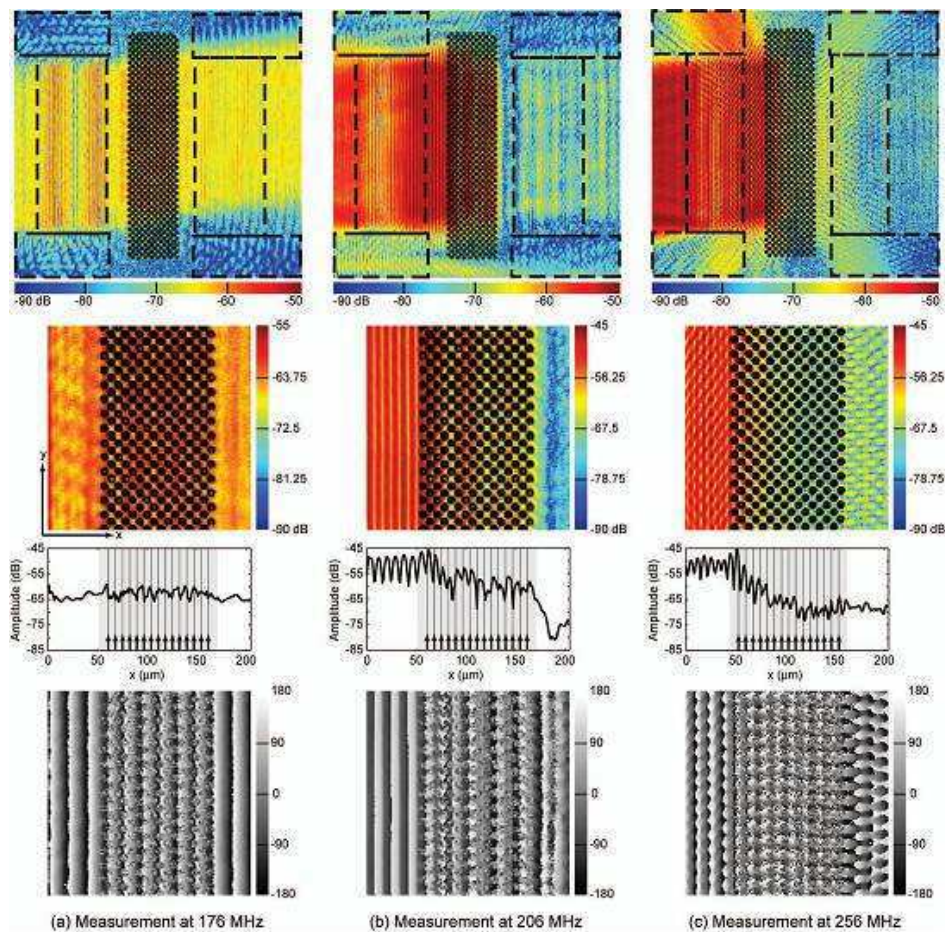


Figure I-11 : observation par interférométrie optique d'un cristal phononique présentant une bande d'arrêt entre 200 MHz et 230 MHz [43]. Mesures (a) en-dessous, (b) dans, et (c) au-dessus de la bande d'arrêt. La ligne 1 présente un balayage large du dispositif alors que les lignes 2 et 4 présentent des balayages plus précis du cristal phononique. La ligne 3 présente un profil de l'amplitude de l'onde intégrée sur la direction y, calculé à partir de l'image de la ligne 2

L'étude de la propagation des ondes acoustiques de surface à travers un cristal phononique a donc permis de réaliser les premières démonstrations du potentiel des cristaux phononiques aux fréquences de quelques centaines de mégahertz, donc pour des applications radiofréquences. Cependant on bute sur des problèmes liés à cette technologie, présentant notamment des fuites dans le substrat aggravées par les imperfections du cristal phononique. Les équipes étudiant les cristaux phononiques se tournent alors vers d'autres systèmes exploitant un autre type d'ondes : les ondes de Lamb.

I.3 Les cristaux phononiques sur membranes

Avec l'avancée des recherches concernant les ondes de Lamb et les limitations des cristaux phononiques SAW, la recherche sur les cristaux phononiques micrométriques se tourne donc vers les membranes. Avec un cristal phononique 2D, le confinement dans le plan assuré par le cristal phononique, et celui dans l'épaisseur de la membrane assuré par l'air entourant cette membrane, donne presque un confinement en 3 dimensions.

Les travaux de Khélif *et al.* [44, 45] présentent des études théoriques donnant des conseils sur les paramètres géométriques du cristal phononique qui influent sur la bande d'arrêt. En effet, cette équipe introduit un nouveau type de courbes dans le domaine de l'acoustique mais utilisé largement en optique. Ces *gap maps*, présentent la position et la largeur de la bande d'arrêt en fonction d'un paramètre géométrique, comme on peut le voir sur la Figure I-12. Dans ce cas on calcule, pour chaque valeur du paramètre géométrique que l'on souhaite regarder, le diagramme de bandes. Ce diagramme est alors rassemblé en une seule colonne de points, les différentes colonnes de points représentant des paramètres géométriques différents. On observe alors les bandes d'arrêt en regardant les espaces sans point du graphe.

Khélif étudie dans un premier temps la variation de la bande d'arrêt en fonction du rapport entre l'épaisseur de la membrane (h) et le paramètre de maille (a). Il observe que la position et la largeur des bandes d'arrêt sont très dépendantes de ce rapport, montrant pour chaque bande d'arrêt un maximum de la largeur pour une certaine valeur de h/a . On remarque aussi que, afin d'obtenir une bande d'arrêt, il faudra se placer dans une fourchette de h/a autour de 1 dépendant des matériaux choisis. Les auteurs Hsu et Wu [46] étendront ce concept en montrant des *gap maps* présentant la variation des paramètres de la bande d'arrêt en fonction du facteur de remplissage. Pour cela ils ne reprendront du graphe décrit précédemment que les zones dans lesquelles on a une bande d'arrêt. On observe ici encore un optimum de la largeur de la bande d'arrêt pour un facteur de remplissage généralement supérieur à 0.5.

Dès 2008 apparaissent les premières réalisations de cristaux phononiques sur membrane, utilisant les ondes de Lamb (détaillées dans le paragraphe III.1). La première équipe à présenter ces résultats est l'équipe de Sandia Labs menée par Olsson et El-Kady [27, 47].

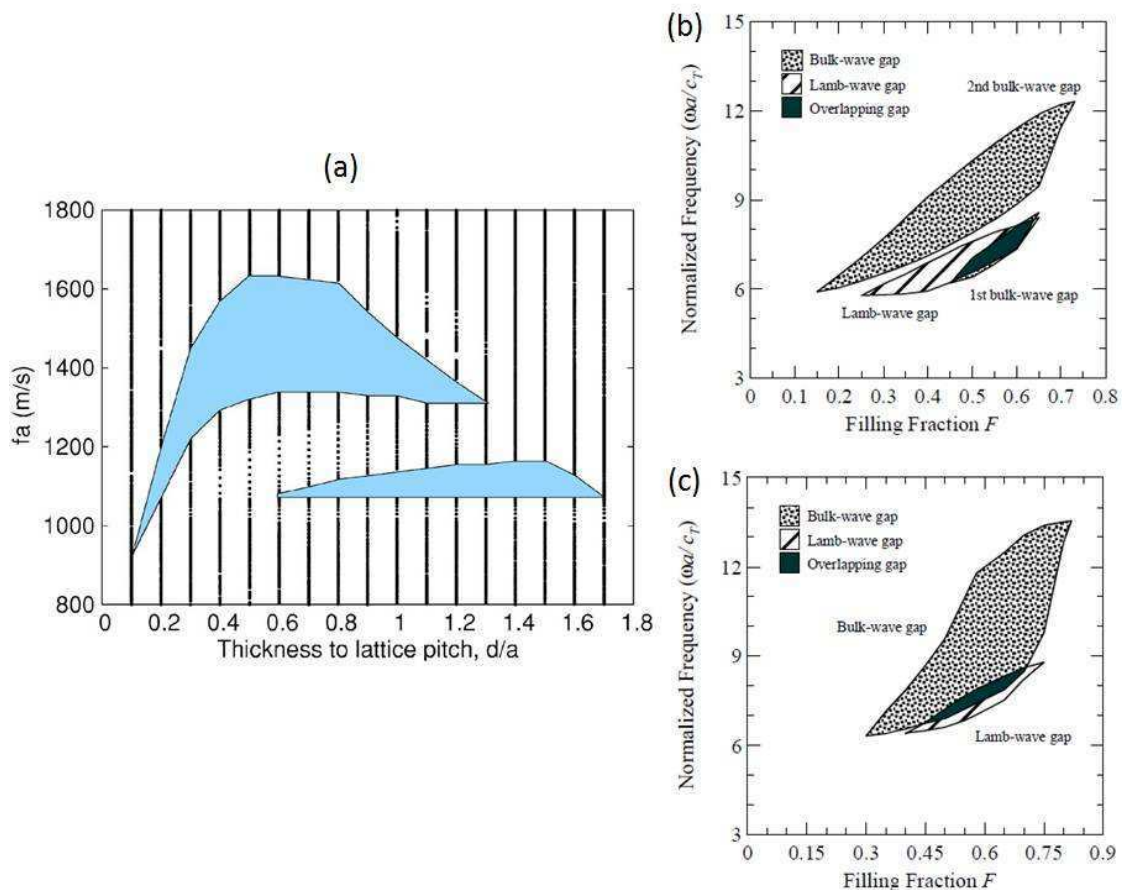


Figure I-12 : gap maps de cristaux phononiques quartz/époxy. (a) bande d'arrêt en fonction de l'épaisseur normalisée selon [45]. (b) et (c) bande d'arrêt en fonction du remplissage, respectivement pour un agencement carré et triangulaire, d'après [46]

Leur première réalisation sur membrane était constituée d'inclusions de tungstène dans une matrice d'oxyde de silicium. L'actionnement et la détection des ondes se font par l'utilisation de transducteurs réalisés sur du nitrure d'aluminium. De leur avis, les principaux avantages par rapport aux SAW sont que l'énergie ne peut pas fuir dans le substrat, grâce à la lame d'air, et que les cristaux phononiques réalisés sont de petite taille et intégrables dans un procédé CMOS. Cette équipe présente l'un des rares cristaux phononiques micrométriques solide-solide. Cette structure présente l'avantage de pouvoir obtenir plus facilement des écarts d'impédance acoustique, et des pertes faibles, mais l'inconvénient est que la fabrication de telles structures nécessite plus d'étapes technologiques. En effet, la structure présentée est réalisée avec 7 niveaux de masques (contre 2 ou 3 pour les réalisations SAW décrites précédemment). De plus, pour pouvoir libérer la structure et réaliser la membrane il leur faut percer des trous régulièrement, qu'ils choisissent de placer au centre des inclusions. Les premières réalisations utilisent donc des paramètres de maille très grands (jusqu'à 45 μm), présentant des bandes d'arrêt relativement basse fréquences (quelques dizaines de MHz). Cela leur permet toutefois d'envisager des applications, telles que les guides d'ondes [48].

La deuxième équipe à travailler sur les membranes est l'équipe de Georgia Tech représentée par Mohammadi [28]. Il présente en 2008 une structure constituée de trous d'air réalisés dans une matrice de silicium, utilisant une excitation par l'oxyde de zinc (ZnO). Avec un paramètre de maille de 15 μm il obtient une bande d'arrêt vers 150 MHz. La Figure I-13 montre cette bande d'arrêt. On a ici la transmission mesurée électriquement à travers le cristal phononique en utilisant des peignes interdigités. On peut observer une bonne transmission en-dehors de la bande d'arrêt, avec des pertes d'insertion faibles en-dessous de la bande d'arrêt (de quelques dB). On a ensuite une atténuation d'environ 35 dB dans la bande d'arrêt. Au-

dessus de la bande d'arrêt on retrouve un signal plus brouillé, mais avec dans tous les cas une atténuation moins importante que dans la bande d'arrêt. Ce système présente un procédé de fabrication bien simplifié par rapport à celui utilisé à Sandia Labs, puisqu'il ne comporte que 4 niveaux de masques. Des applications seront envisagées, elles sont détaillées dans le paragraphe I.4.

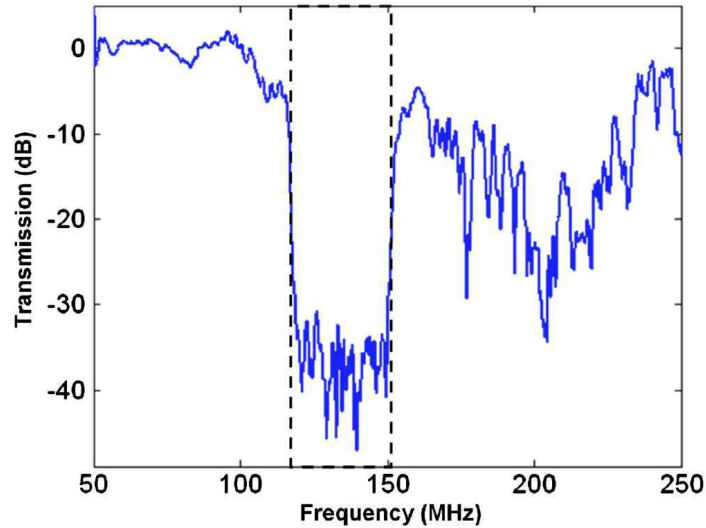


Figure I-13 : transmission normalisée moyenne en fonction de la fréquence à travers un cristal phononique constitué d'un agencement en nid d'abeille de trous dans du silicium, mesuré par [28]

Seules ces deux équipes présentent des résultats expérimentaux de cristaux phononiques à 2 dimensions micrométriques sur membranes. D'autres équipes présentent des études théoriques des cristaux phononiques sur membrane, notamment l'équipe de Djafari-Rouhani qui étudie des cristaux phononiques particuliers. Ces cristaux phononiques ne sont pas constitués d'inclusions dans une matrice, mais du positionnement organisé de piliers sur une fine membrane [49]. Ces piliers forment des résonateurs qui permettent la diffraction des ondes au même titre que les inclusions.

Toutes ces démonstrations permettent de valider qu'il est possible de réaliser des cristaux phononiques présentant des bandes d'arrêt dans une très large gamme de fréquences notamment autour de quelques centaines de mégahertz, fréquences utilisées dans les dispositifs radiofréquences. L'évolution vers de plus hautes fréquences ne tient qu'à un facteur d'échelle des dispositifs, ce qui semble réalisable pour des structures de l'ordre du micromètre. Ces démonstrations sont un grand pas vers la réalisation de dispositifs et permettent d'imaginer des applications, mais ils requièrent tout d'abord une bonne maîtrise des transducteurs à ondes de Lamb.

I.4 Fonctions avancées des cristaux phononiques

On a vu dans les paragraphes précédents qu'il était possible de dimensionner et de réaliser un cristal phononique. Outre l'apparition de bandes d'arrêt, permettant le blocage des ondes, les cristaux phononiques apportent tout un panel de fonctions avancées. Dans un premier temps nous nous pencherons rapidement sur l'effet de réfraction négative, puis nous verrons les effets induits par des défauts dans la structure périodique, en partant des guides d'ondes et des cavités résonantes, pour enfin arriver à quelques exemples de résonateurs acoustiques.

I.4.a Réfraction négative et lentilles acoustiques

Nous avons vu jusqu'ici que les cristaux phononiques permettaient l'apparition de bandes d'arrêt. Mais les diagrammes de bandes sont modifiés de telle façon qu'il est possible, à certaines fréquences, d'obtenir des modes dont le facteur $v_g.k$ est négatif, avec v_g la vitesse de groupe de l'onde et k son vecteur d'onde [50]. Il est alors possible de réaliser un métamatériau présentant une réfraction négative pour les ondes acoustiques [51]. Ce genre de dispositifs amène à envisager la réalisation de lentilles acoustiques, aussi appelées super-lentilles acoustiques, permettant de repousser les limites des lentilles acoustiques, notamment dues à la diffraction, et de focaliser le signal sur une zone plus petite que la longueur d'onde. De plus, ces lentilles sont planes.

Sur la Figure I-14, présentant une démonstration de cet effet, l'onde d'entrée frappe le cristal phononique avec un angle de 20° par rapport à la normale. Selon les règles habituelles il devrait être dévié vers le coin en bas à droite de la figure. Or le faisceau ressort du cristal phononique vers le haut, avec donc un angle de réfraction négatif, possible uniquement grâce au phénomène de réfraction négative.

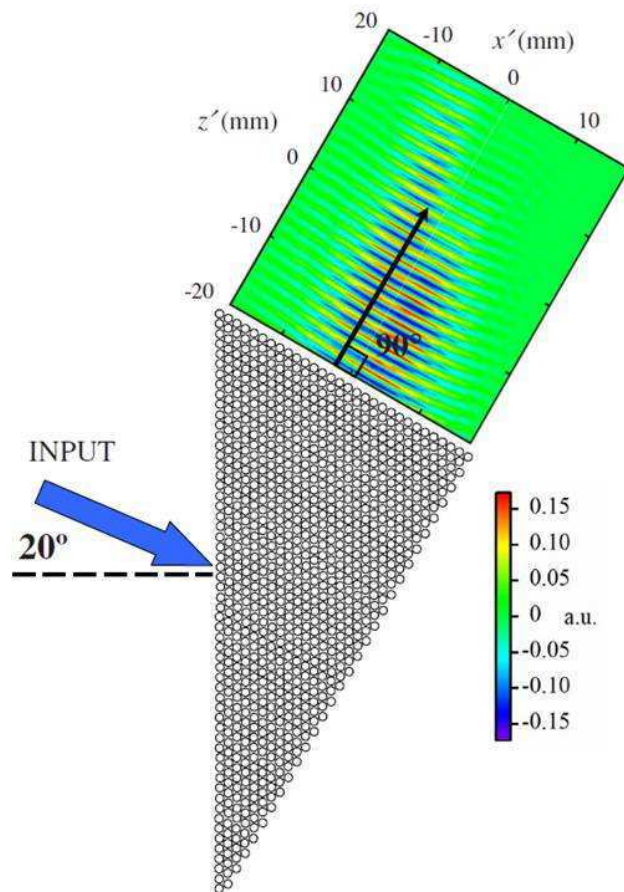


Figure I-14 : expérience de transmission à travers un cristal phononique présentant une réfraction négative [52]

Cet effet, bien que très intéressant, ne rentre pas dans le cadre de ce travail. Nous ne nous pencherons donc pas plus loin dans ce domaine.

I.4.b Guides d'ondes

Il paraît légitime de s'intéresser assez rapidement à ce qu'il arriverait à la transmission à travers un cristal phononique si celui-ci n'était pas parfait. En effet, on sait que les défauts électroniques des cristaux de semi-conducteurs influent sur les propriétés électriques du

matériau. Notamment, si on enlève ou on modifie une ligne d'inclusions dans le sens de la propagation, on s'attend à ce que les ondes, bloquées dans le cristal phononique, soient guidées par cette ligne dans laquelle elles peuvent se propager. Khélif nous confirme en 2004 que c'est effectivement le cas [53, 54], appuyé par le bilan dressé par Miyashita [55]. En utilisant un montage assez simple constitué de cylindres d'acier immergés dans l'eau et organisés selon une maille carrée, il montre que l'omission d'une ligne de cylindres provoque, dans la bande d'arrêt, une remontée de la transmission à certaines fréquences. L'expérience est en accord avec le calcul théorique (réalisé en FDTD) qui prédisait l'apparition d'un mode guidé dans le défaut, localisé à l'intérieur de la bande d'arrêt. Le calcul de la distribution de pression dans l'eau indique aussi que l'onde est rapidement atténuée dans le cristal phononique, mais qu'elle se propage correctement dans la ligne de défauts créée. La Figure I-15 présente les spectres de transmission et une image des champs de pression dans l'eau obtenus pour cette configuration.

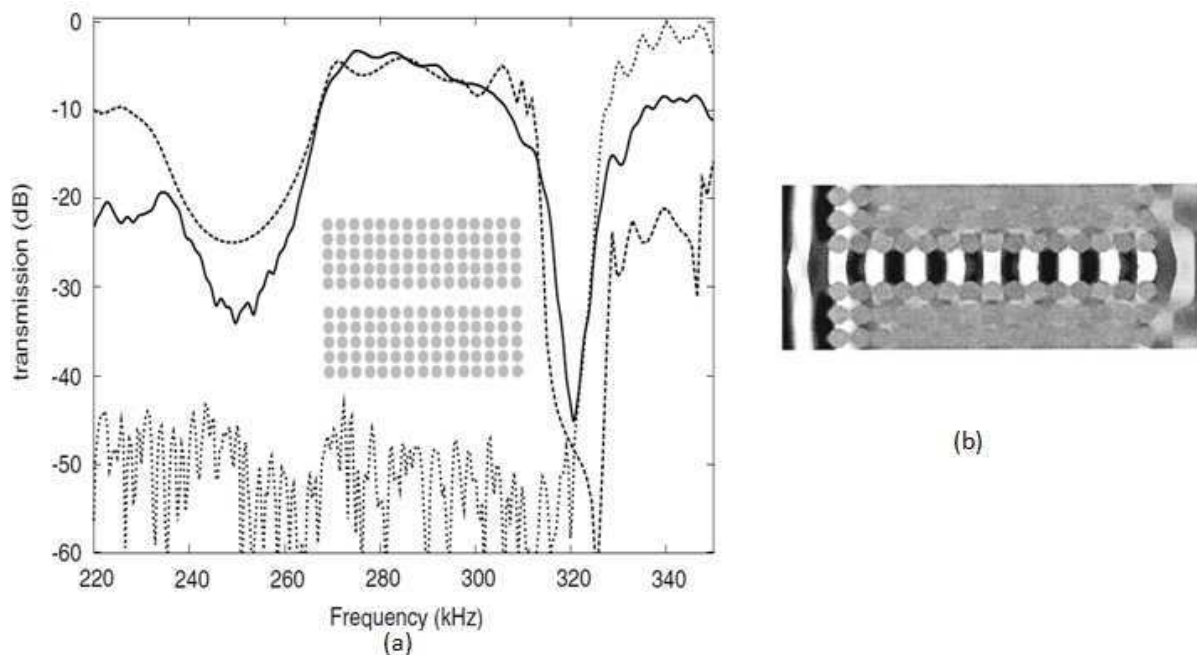


Figure I-15 : transmission à travers un guide d'onde formé par l'omission d'une ligne d'inclusions dans un cristal phononique constitué de tubes d'acier dans de l'eau. (a) transmission calculée (pointillés) et mesurée (trait plein) et (b) pression simulée dans le dispositif [53, 54]

Afin de vérifier que l'onde est effectivement guidée, Khélif vient former des coudes dans le guide, comme on peut le voir sur la Figure I-16. Si l'onde guidée présente des creux de transmission pour certaines fréquences, on observe tout de même qu'elle est toujours correctement guidée à d'autres fréquences. Les pertes liées aux coudes sont minimes, même avec des coudes à angle droit.

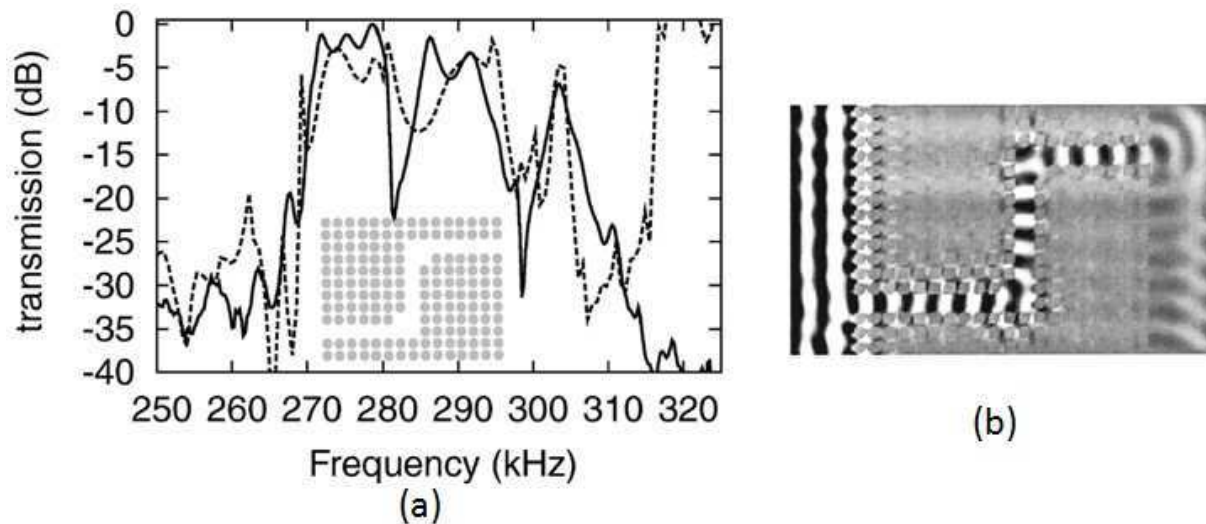


Figure I-16 : transmission à travers un guide d'onde coudé formé par l'omission d'inclusions dans un cristal phononique constitué de tubes d'acier dans de l'eau. (a) transmission calculée (pointillés) et mesurée (trait plein) et (b) pression simulée dans le dispositif [53, 54].

I.4.c Cavités résonantes et résonateurs acoustiques

Au lieu d'enlever une ligne d'inclusion, on vient maintenant enlever ou modifier une unique inclusion. Toute onde présente dans ce défaut se reflète sur le cristal phononique entourant le défaut et est donc confinée dans la cavité, qu'on peut qualifier de résonante. L'expérience montée par Khélif [22] comportant des cylindres d'acier immergés dans l'eau prouve là encore ce phénomène. Comme le montre la Figure I-17, lorsqu'on enlève une inclusion, on observe un pic de transmission dans la bande d'arrêt, une résonance. Son travail s'intéresse aussi à ce qui arrive lorsqu'on met deux de ces cavités l'une à côté de l'autre. On remarque que, si elles sont alignées avec la direction de propagation, on a l'apparition de deux pics. En couplant judicieusement ces cavités on obtient une bande passante dans la bande d'arrêt. Par contre, si elles sont alignées dans le sens perpendiculaire à la propagation, la résonance est légèrement décalée en fréquence, mais elle est toujours seule.

S'il est possible de réaliser des résonateurs acoustiques en créant une cavité résonante dans un cristal phononique, il est encore plus pertinent d'utiliser le cristal phononique pour confiner les ondes à l'intérieur d'un résonateur acoustique et ainsi augmenter son facteur de qualité.

Wu par exemple envisage d'utiliser une cavité pour réaliser une source acoustique hautement amplifiée et directionnelle [56, 57]. Ici, l'auteur place la source au centre de la cavité. Il est aussi possible, en mettant un cristal phononique avec un coefficient de réflexion plus important d'un côté que de l'autre, de diriger le signal amplifié par réflexions sur les parois de la cavité dans une direction précise. Cet effet est décrit dans la Figure I-18. Cette figure présente en effet la pression calculée par la méthode MST. Une pression importante signifie que l'amplitude de l'onde est importante. On vient ici placer une source au centre d'un cristal phononique.

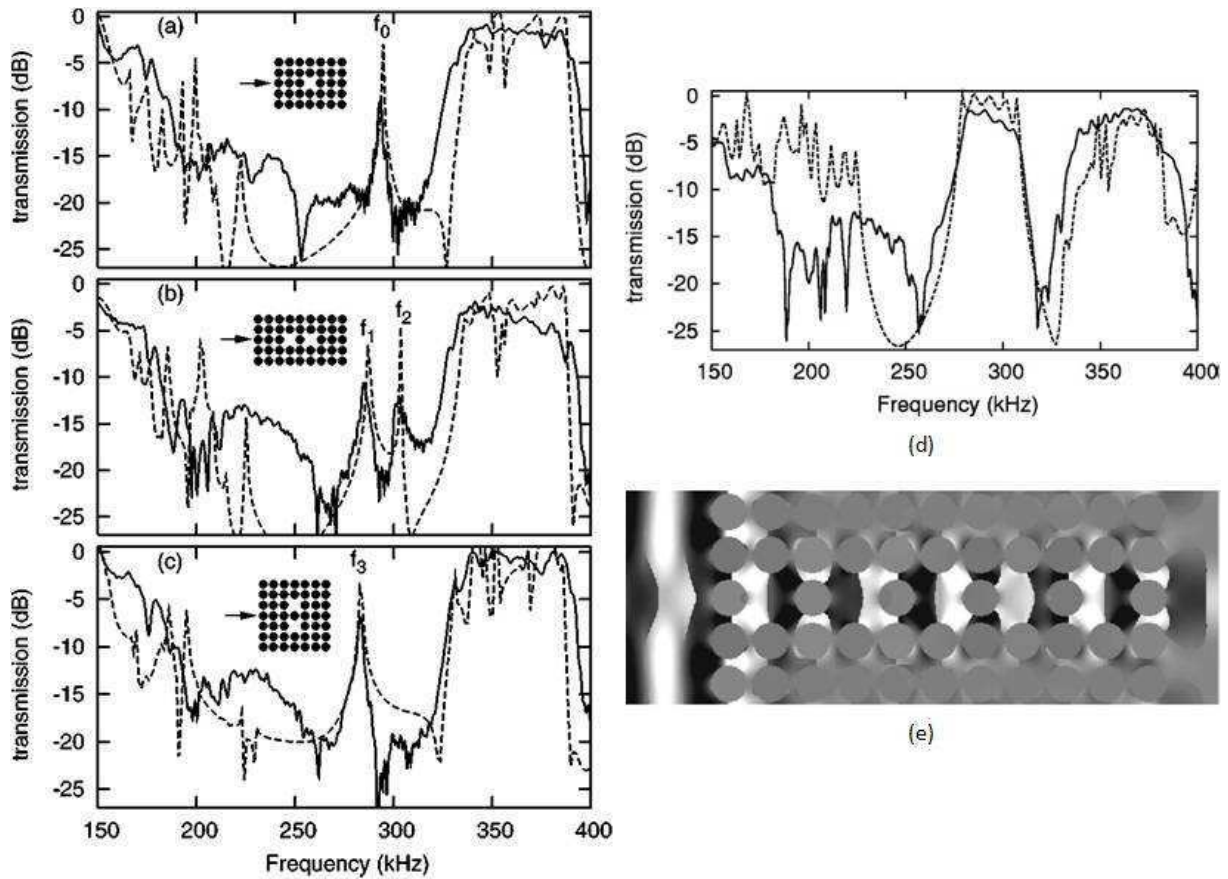


Figure I-17 : transmissions mesurées (lignes pleines) et calculées (lignes pointillées) en fonction de la fréquence pour (a) une cavité résonante, (b) deux cavités alignées dans la direction de propagation, (c) deux cavités alignées dans la direction perpendiculaire à la propagation et (d) une série de cavités formant un guide. (e) pression calculée dans une série de cavités formant un guide identique à la figure (d) selon [22]

Sur la figure (a) les axes du cristal phononique correspondent aux axes du système, l'onde émise de façon isotrope est diffractée sur le cristal phononique selon un dessin complexe en forme de fleur. On remarque que l'onde est plus faible lorsqu'elle a du traverser un plus grand nombre d'inclusions, comme par exemple dans les coins. Sur la figure (b) on a pivoté les axes du cristal phononique de 45° et on obtient une transmission directionnelle le long des axes du système, les axes du cristal phononique représentant des directions dans lesquelles l'onde ne se propage pas. C'est l'illustration d'une bande d'arrêt directionnelle selon ΓX . La figure (c) reprend le dispositif (b) en ajoutant 4 périodes au cristal phononique dans 3 directions. Dans ces directions où le cristal phononique est renforcé l'atténuation des ondes est importante, alors que dans la direction où on n'a pas modifié le nombre de périodes, la transmission est favorisée par les réflexions dans les autres directions, ce qui génère donc une source directionnelle.

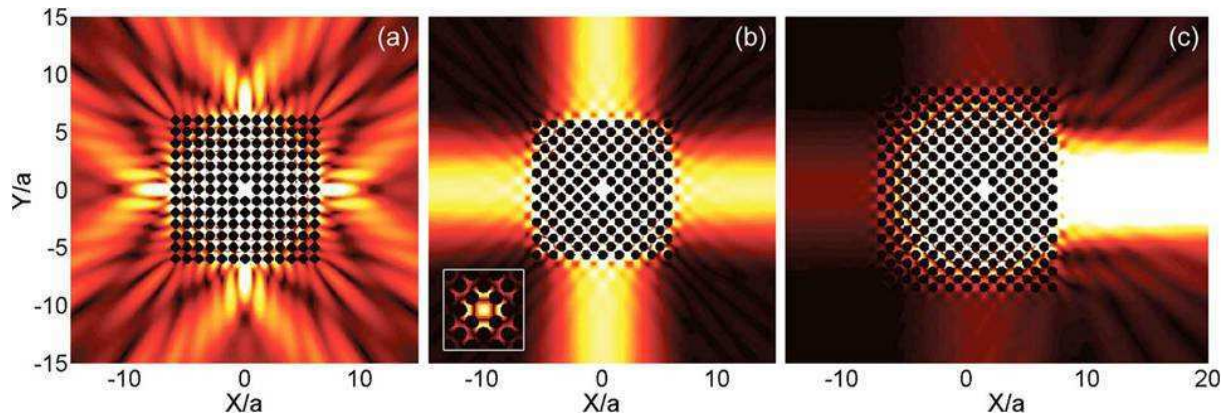


Figure I-18 : pression calculée par la méthode MST (multiple Scattering Theory), en mettant une source au centre d'une cavité formée par un cristal phononique d'organisation carrée (a) les axes du cristal phononique correspondant aux axes du système, (b) en pivotant les axes du cristal phononique de 45° par rapport à ceux du système et (c) en ajoutant au dispositif b 4 niveaux de cristal phononique dans 3 des directions [57]

D'autres domaines sont aussi visés par ces dispositifs. En effet, avec un résonateur on peut réaliser un capteur. Plus le facteur de qualité est important, plus la résolution du capteur est grande, ce qui est un avantage pour nombre d'applications. On peut aussi envisager d'améliorer les performances d'un dispositif de récupération d'énergie en concentrant les vibrations sur le dispositif. Ces applications sont encore en gestation.

I.4.d Couplage de défauts

On a vu dans le paragraphe précédent qu'il était possible de coupler des défauts ponctuels. Si on couple deux cavités on obtient un filtre passe-bande. Plus on met de cavités et plus la bande passante est large, tant qu'on reste dans la bande d'arrêt. Les équipes de Larabi et de Laude ont regardé en 2005 la possibilité de coupler des cavités et des guides d'ondes.

Dans un premier temps on vient placer une cavité sur le bord d'un guide, comme indiqué sur la Figure I-19 [58]. Ces dispositifs sont réalisés en plaçant des cylindres d'acier dans l'eau selon une maille carrée. Le guide d'onde décrit précédemment procurait une bande passante dans la bande d'arrêt, l'adjonction d'une cavité au guide provoque deux creux de transmission dans la bande passante. La longueur de la cavité modifie la fréquence des résonances, même si la cavité se trouve à cheval de chaque côté du guide (comme indiqué sur la Figure I-19). Si on vient mettre plusieurs cavités le long du guide on forme alors une nouvelle bande d'arrêt dans la bande passante du guide.

Les cristaux phononiques

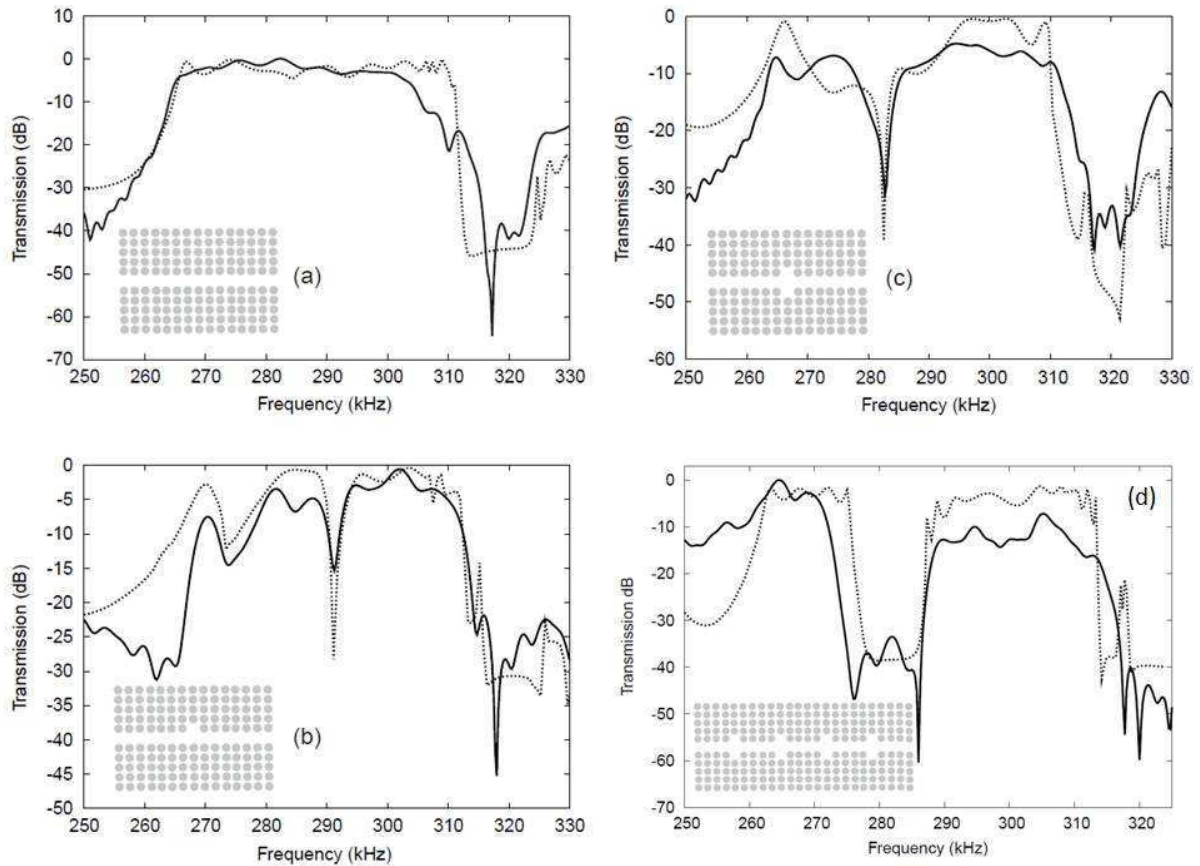


Figure I-19 : transmission mesurée (lignes pleines) et calculée (pointillés) pour (a) un guide d'ondes linéaire, (b) un guide couplé à une cavité, (c) un guide couplé à une cavité longue à cheval sur le guide et (d) un guide bordé de cavités sur ces deux côtés, d'après [58]

L'étude est ensuite poussée plus loin par le couplage de deux guides l'un à l'autre à travers des cavités [59, 60]. La structure est présentée dans la Figure I-20. L'objectif est d'obtenir un démultiplexeur : on transfère un signal d'un port 1 à un port 3, laissant les ports 2 et 4 vides de signal, déplaçant ainsi le signal acoustique d'un guide à un autre, presque entièrement. A une autre fréquence on transfère le signal du port 1 au port 4.

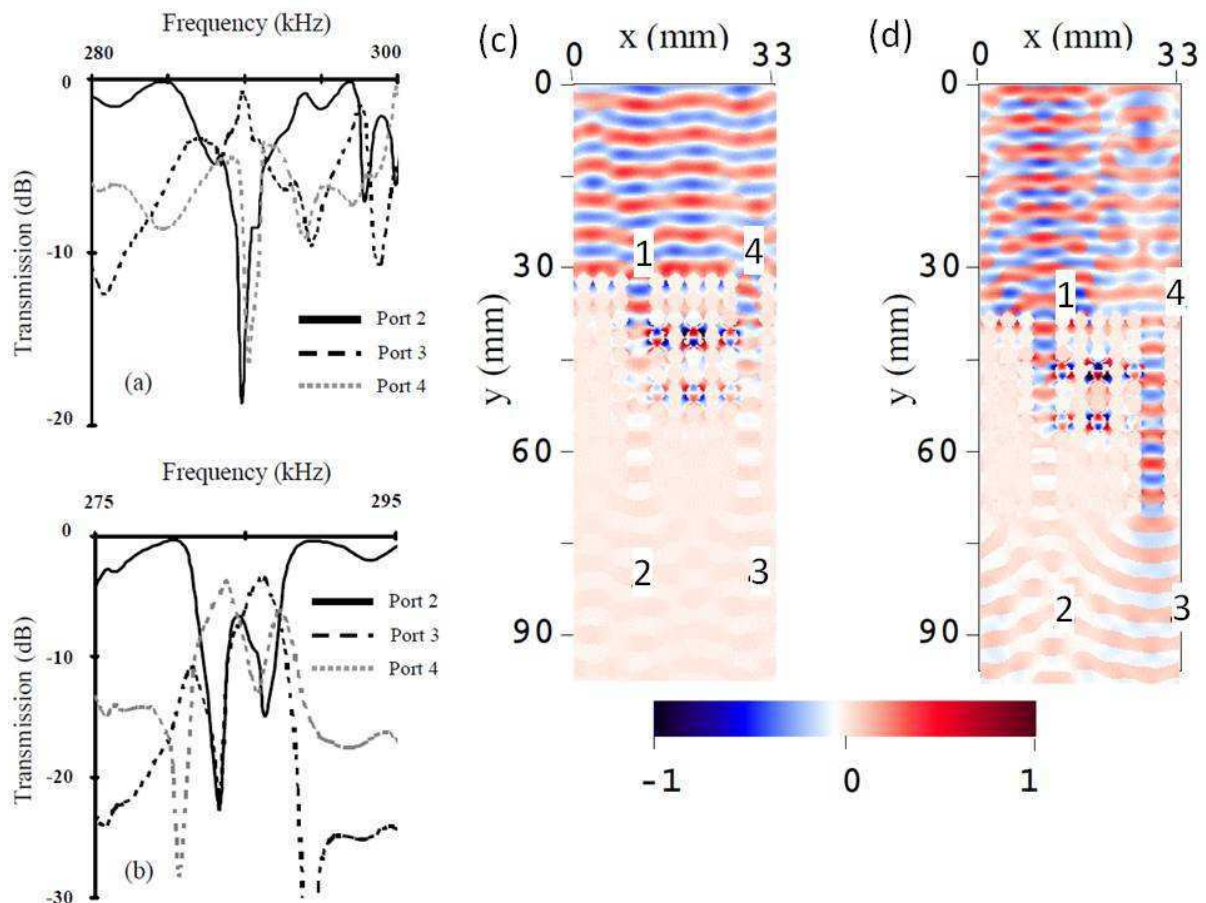


Figure I-20 : transmission calculée d'un multiplexeur réalisé grâce à un cristal phononique dont les cavités sont des tubes avec un rayon interne de (a) 0.63 mm et (b) 0.64 mm. Pour un rayon interne de 0.63 mm, champ de déplacement calculé pour une fréquence de (c) 283 kHz et (d) 286 kHz, d'après [59, 60]

L'insertion de défauts dans la structure peut donc mener à des comportements typiques des dispositifs radiofréquences, que ce soient de simples résonateurs ou guides d'ondes, ou des structures plus complexes rassemblant les deux.

I.4.e Conclusion

Les fonctions présentées ci-dessus ne sont que des exemples de ce que peuvent offrir les cristaux phononiques. L'analogie avec l'optique nous permet en effet d'envisager toutes les fonctions réalisées habituellement par les cristaux photoniques, détaillées par J.M. Lourtioz [61].

Cet article nous présente d'abord les systèmes proposés dans les paragraphes précédents (paragraphes I.4.a, I.4.b et I.4.c), à savoir des filtres ou des cavités de Fabry-Pérot réalisés à l'aide de défauts dans un cristal phononique, ainsi que de démultiplexeurs et de super-prismes. Mais les propositions d'applications vont plus loin : les auteurs mentionnent la possibilité de réaliser, à l'aide de cristaux photoniques, le couplage entre une fibre optique et un circuit optique, par exemple planaire (sur silicium), ainsi que des guides d'ondes coudés avec un angle important, ou la séparation ou l'assemblage de plusieurs lignes de propagation (combineur).

En ce qui concerne l'utilisation de cristaux photoniques pour des composants actifs comme par exemple des lasers ou des diodes électroluminescentes, l'auteur émet quelques réserves dues aux difficultés de réalisation de tels dispositifs, mais il souligne qu'avec l'amélioration des technologies il est possible que ces dispositifs reviennent sur le devant de

la scène. Le dernier point abordé est l'utilisation de cristaux photoniques dans les fibres optiques. En effet, cela permet une nette amélioration des performances des fibres optiques, par exemple en limitant la distorsion d'un signal picoseconde, qui pourra alors être transmis sur des kilomètres, ou encore en permettant de réaliser des fibres optiques de puissance.

La plupart de ces applications sont transposables en acoustique. Nous avons déjà parlé des lentilles acoustiques, cavités résonantes, guides d'ondes, filtres et multiplexeurs. L'insertion de cristaux phononiques dans d'autres composants en tant que réflecteurs (miroirs) ou isolants est a priori possible, même si elle n'a pas été utilisée dans d'autres domaines que celui des résonateurs acoustiques.

Au regard des similitudes entre optique et acoustique et des interactions possibles, on voit depuis 2005 apparaître les cristaux phoxoniques, c'est-à-dire présentant à la fois une bande d'arrêt acoustique et une bande d'arrêt optique [62, 63]. Cette application des cristaux phononiques nécessite la réalisation de structures périodiques de petite taille, pour correspondre à des longueurs d'ondes optiques, et la présence d'un matériau piézoélectrique pour exciter des ondes acoustiques. Par simplicité, les premières études portent sur les fibres optiques, dans lesquelles on vient piloter les ondes optiques par une onde acoustique. Dans un autre travail on s'intéresse à un composant présentant une transmission optique extraordinaire (EOT) qu'on pourrait commander par des ondes acoustiques de surface [64]. La phoxonique permet d'envisager des systèmes acousto-optique, et des interactions entre ces deux types d'ondes.

Les applications des cristaux phononiques sont multiples et touchent de nombreux domaines. La plupart de ces applications sont encore à démontrer ou à mettre en œuvre, voire à inventer, ce qui explique l'engouement pour ces systèmes.

I.5 Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons présenté les cristaux phononiques en commençant par quelques concepts fondamentaux. Parmi ces concepts nous avons vu que la propagation d'ondes à travers un matériau présentant des propriétés périodiquement variables pouvait mener à la formation de bandes d'arrêt, plages de fréquences pour lesquelles aucune onde ne se propagera dans le matériau périodique. Ce phénomène est vrai dans plusieurs domaines de la physique, et notamment en acoustique, pour des ondes élastiques. Nous avons expliqué les diagrammes de bandes, permettant de décrire les différents modes présents dans les structures périodiques et de faire apparaître les bandes d'arrêt des cristaux phononiques.

Nous nous sommes ensuite intéressés aux cristaux phononiques, avec notamment un rapide historique allant de l'émergence du concept vers le début des années 90 à ses derniers développements, en 2008. Cet historique a été l'occasion de présenter quelques règles de base concernant l'apparition des bandes d'arrêt. Nous avons ensuite regardé les cristaux phononiques micrométriques, présentant des bandes d'arrêt de l'ordre de quelques centaines de MHz et utilisant dans un premier temps les ondes acoustiques de surface (SAW). Ces dispositifs permettent la mesure électrique et optique de bandes d'arrêt, mais ils présentent de fortes pertes liées à des fuites dans le substrat, c'est pourquoi une partie de la recherche s'est intéressée aux ondes de Lamb.

Nous avons ensuite décrit quelques exemples de cristaux phononiques réalisés sur membrane et permettant l'apparition de bandes d'arrêt dans le domaine des ondes de Lamb jusqu'à environ 100 MHz. Des études théoriques de dimensionnement ainsi que des démonstrations pratiques de tels dispositifs ont été présentées.

Enfin, nous avons présenté quelques fonctions avancées des cristaux phononiques, avec notamment les lentilles acoustiques, les guides d'ondes et les cavités résonantes. Ces fonctions

devraient permettre d'adresser de nombreuses applications, même si actuellement le marché des cristaux phononiques reste à créer.

Dans ce chapitre on a vu que la plupart des réalisations de cristaux phononiques présente une bande d'arrêt à des fréquences inférieures à 200 MHz. Notre objectif principal dans cette thèse est de mesurer des bandes d'arrêt pour des fréquences plus élevées, allant jusqu'à environ 1 GHz, de façon à pouvoir envisager des applications RF. Nous avons vu dans le paragraphe I.2.b que les SAW posent des problèmes de fuites dans le substrat, nous nous sommes donc tournés vers les cristaux phononiques sur membrane, utilisant les ondes de Lamb. Dans ce domaine, les démonstrations les plus hautes en fréquences présentent des cristaux phononiques réalisés dans du silicium, un matériau piézoélectrique étant utilisé en bordure de la membrane afin d'exciter les ondes. Dans notre étude, nous souhaitons réaliser le cristal phononique directement dans le matériau piézoélectrique, afin de limiter les réflexions des ondes dues au changement de matériau. Nous devons donc mettre au point un procédé de réalisation de ces structures.

La caractérisation des cristaux phononiques passe par l'excitation d'ondes de Lamb, réalisée par des transducteurs. Ces transducteurs à ondes de Lamb constituent une autre thématique du laboratoire LCRF, il est donc logique que nous nous y intéressions plus précisément dans le cadre de cette thèse. Par contre, aucun travail n'a été réalisé sur les cristaux phononique dans le laboratoire avant cette thèse, il a donc fallu mettre en place le système de dimensionnement des cristaux phononiques. Tous ces éléments permettent l'obtention de résultats.

Chapitre II

Fabrication des cristaux phononiques

On a vu dans le chapitre précédent que les cristaux phononiques connaissent un réel engouement. Dans le domaine des radiofréquences, qui nous intéresse, on cherchera à réaliser des cristaux phononiques de dimensions micrométriques de façon à obtenir des bandes d'arrêt dans des plages de fréquences allant de quelques centaines de MHz à quelques GHz. On s'intéresse dans ce travail aux cristaux phononiques à 2 dimensions, permettant d'avoir un confinement des ondes dans le plan. On a vu qu'il existait deux types d'ondes utilisés dans le domaine des cristaux phononiques à 2 dimensions micrométriques, les SAW et les ondes de Lamb.

Les cristaux phononiques utilisant des SAW présentant de grands risques de fuites dans le substrat, et par ailleurs le laboratoire ne travaillant pas sur les SAW, mais ayant réalisé quelques études sur les résonateurs à ondes de Lamb, notamment par les travaux d'A. Volatier [65] et de M. Desvergues [66] cités dans le chapitre précédent, ainsi que ceux réalisés en parallèle de la thèse par un post-doc, Frédéric Domingue [67], nous nous dirigeons donc vers des cristaux phononiques sur membrane. Nous choisissons alors de réaliser des membranes en AlN, pour deux raisons principales : l'AlN est un matériau piézoélectrique, il nous sera donc possible d'exciter des ondes de Lamb directement dans ce matériau, et ainsi d'éviter des contrastes acoustiques entre le milieu de génération des ondes et celui dans lequel le cristal est immergé. D'autre part, ce matériau est bien maîtrisé technologiquement au CEA-Léti. Ce choix nous permet d'obtenir un confinement vertical des ondes, puisqu'elles sont localisées dans la membrane.

Afin d'obtenir une structure réalisable et assez simple technologiquement nous choisissons de réaliser une structure de cristal phononique AlN/air, en perçant des trous dans la membrane.

Ce chapitre présente l'objet que nous souhaitons réaliser pour pouvoir caractériser les cristaux phononiques. On se penchera ensuite sur la succession d'étapes à réaliser pour obtenir les composants voulus, puis on précisera quelques étapes qui ont nécessité un développement.

II.1 Les dispositifs

On a vu dans le chapitre précédent que nous cherchions à réaliser des cristaux phononiques à 2 dimensions sur membrane. Afin de caractériser ces dispositifs nous utiliserons des transducteurs à ondes de Lamb. Ces transducteurs sont encore peu connus, notamment par comparaison aux transducteurs SAW, nous réaliserons donc une étude paramétrique des résonateurs à ondes de Lamb. Nous cherchons ici en premier lieu à décrire les dispositifs que nous réaliserons pour faire une démonstration de principe des cristaux phononiques, puis nous décrirons les résonateurs à ondes de Lamb que nous réaliserons pour notre étude et enfin nous présenterons quelques choix de matériaux que nous avons faits.

II.1.a Les cristaux phononiques

Les cristaux phononiques qu'on se propose d'étudier ici sont constitués d'une matrice de trous percés régulièrement dans le nitrure d'aluminium (AlN) selon une organisation carrée ou hexagonale. On cherche ici à observer la bande d'arrêt des cristaux phononiques, donc à

voir pour quelles fréquences les ondes ne se propagent pas dans le cristal. Pour cela, il nous faut, en plus du cristal, réaliser un émetteur qui enverra les ondes et un récepteur pour les observer après leur passage dans le cristal. Le dispositif global sera donc du type ligne à retard, avec un émetteur, une zone de propagation contenant le cristal phononique, et un récepteur.

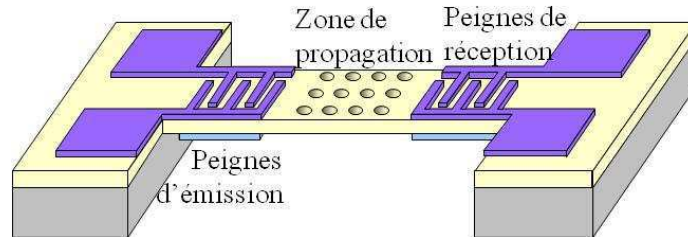


Figure II-1 : schéma de la ligne à retard utilisée pour les cristaux phononiques

L'intégralité de la ligne à retard sera suspendue, comme indiqué sur la Figure II-1. Pour des raisons de fabrication on se limitera à des membranes de 500 μm de large au maximum.

II.1.b Les résonateurs à ondes de Lamb

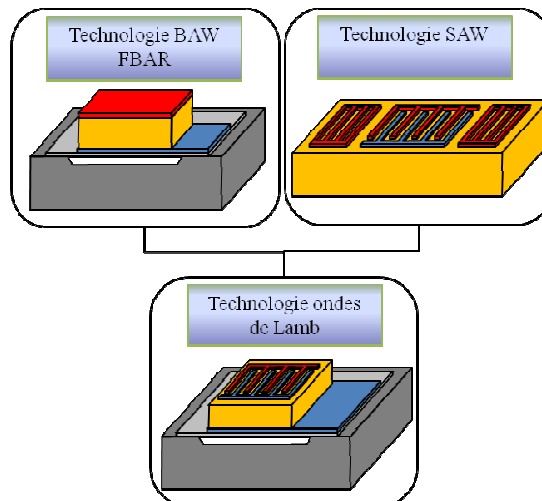


Figure II-2 : résonateurs acoustiques [68]

On a choisi d'étudier des cristaux phononiques réalisés dans une plaque, il nous faut donc des émetteurs et récepteurs à ondes de plaques aussi appelées ondes de Lamb. Pour cela on réalise des transducteurs à ondes de Lamb.

La technologie de ces résonateurs à ondes de Lamb est encore peu mature, il reste encore de nombreux sujets à explorer. Nous commençons donc par étudier leur comportement en fonction des différents paramètres géométriques. Les résonateurs à ondes de Lamb présentent un empilement proche de celui des résonateurs à ondes de volume (dits BAW), tout en étant d'une conception proche de celle des résonateurs à ondes de surfaces (dits SAW), comme indiqué sur la Figure II-2. En effet, ils comportent, comme les BAW, deux électrodes disposées de chaque côté de la couche piézoélectrique ; et, comme les SAW, au moins une des deux électrodes est composée de peignes interdigités. Pour simplifier on décide de laisser l'électrode inférieure électriquement flottante, on utilisera donc ici uniquement des électrodes interdigitées au-dessus de la couche piézoélectrique. Les résonateurs à ondes de Lamb étudiés sont représentés sur la Figure II-3. On verra dans le chapitre III le lien entre les paramètres

géométriques et les paramètres électriques ; on se contente ici de déterminer les informations générales permettant de réaliser ces structures.

Il nous faudra donc réaliser une membrane piézoélectrique suspendue entourée de deux couches métalliques, l'une située en-dessous et présentant des motifs de grande taille (toute la surface du résonateur), et l'autre au-dessus de la couche piézoélectrique et présentant des motifs en peignes interdigités. Les dimensions générales sont indiquées sur la Figure II-3.

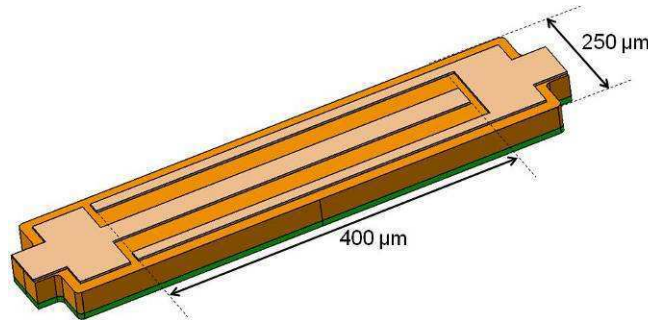


Figure II-3 : schéma d'un résonateur à ondes de Lamb

II.1.c Choix des matériaux

Le choix des matériaux utilisés pour notre système a été fait en discussion avec les experts technologues du LétI. Comme nous l'avons décrit précédemment il nous faut pour commencer une couche piézoélectrique. Notre choix s'est porté sur le nitrure d'aluminium (AlN). En effet, ce matériau possède l'avantage de se déposer par pulvérisation, avec un procédé éprouvé, très bien maîtrisé et relativement simple à mettre en œuvre, pour des couches allant de quelques dizaines de nanomètres à quelques micromètres. Ce procédé est compatible avec un procédé CMOS. De plus le CEA Leti dispose d'un équipement industriel (Sigma FXP de l'entreprise SPTS, anciennement Trikon, puis Aviza Technologies) de dépôt d'AlN (en 200 mm), m'autorisant un accès à un AlN de qualité comparé à la littérature, comme le montre un papier de l'équipementier [69]. Pour conserver des dimensions réalisables, les épaisseurs d'AlN visées étaient de l'ordre du micromètre. Ce type de dépôt étant bien maîtrisé dans le laboratoire il n'a pas fait l'objet d'un développement spécifique.

L'AlN nécessite d'être déposé sur une couche soit amorphe et très peu rugueuse, soit fortement texturée [70] et présentant en surface un paramètre de maille proche de celui de l'AlN afin que la croissance de la couche piézoélectrique puisse tirer parti d'un accord de maille avec la couche inférieure. Le platine et le molybdène correspondent bien à ces caractéristiques. Pour des raisons pratiques de conductivité des métaux nous avons choisi une électrode inférieure en molybdène (Mo).

Pour l'électrode supérieure le Mo ne convient pas : il a tendance à s'oxyder en surface et, étant relativement dur, ne permet pas une bonne prise de contact électrique sous pointes. De plus, il présente une résistivité importante qui risque d'entraîner des pertes électriques. Pour permettre une bonne mesure RF sous pointes on utilise généralement de l'or ou de l'aluminium. Pour des raisons de contamination des équipements technologiques utilisés nous avons choisi l'aluminium, disponible sous forme d'alliage d'aluminium-silicium (AlSi) ou d'aluminium-cuivre (AlCu). Ces alliages évitent la croissance en 3 dimensions des grains d'aluminium qui ont tendance à se former avec le matériau pur. Suivant les conseils des experts du dépôt nous avons choisi l'AlSi qui permet plus facilement de réaliser de longues bandes métalliques fines, notamment utiles dans notre cas au niveau des doigts des peignes.

II.2 Procédé de réalisation

Fabrication des cristaux phononiques

Les dispositifs sont fabriqués selon un procédé de réalisation établi d'après les choix présentés dans le paragraphe précédent, les spécifications liées aux dimensions établies lors de la simulation (cf. chapitre IV.2.e) et les technologies disponibles dans les salles blanches du CEA Léti. Ce procédé est réalisé sur des substrats de silicium à haute résistivité pour éviter toute conduction électrique parasite et toute perturbation lors de la caractérisation des dispositifs. De plus, on utilise ici des substrats d'un diamètre de 200 mm. Dans ce paragraphe nous utiliserons le code couleurs présenté en Figure II-4.

	résine
	AlSi
	AlN
	Mo
	SiO ₂
	Si

Figure II-4 : code de couleurs utilisé dans ce paragraphe

La première étape consiste à oxyder thermiquement le substrat en le plaçant dans un four sous un flux d'oxygène (a). On réalise alors une couche de 500 nm d'oxyde de silicium (SiO₂) sur les deux faces et la tranche du substrat. On vient ensuite déposer les électrodes inférieures en molybdène (Mo) par pulvérisation cathodique (b), avec une épaisseur de 200 nm. On viendra par la suite déposer le nitrure d'aluminium (AlN) à cheval sur ces électrodes et sur l'oxyde de silicium. Or la croissance quasi-épitaxiale de l'AlN présente des discontinuités lors de passages de marches abruptes : il nous faut donc éviter d'avoir des marches en bord d'électrodes. Cela est réalisé en définissant les électrodes inférieures par gravure sèche fluorée (d) à travers un masque de résine fluée (c) (recuite de façon à ce qu'elle présente un profil en pente). De cette façon la pente de la résine est reportée sur la gravure du Mo. Ici nous choisissons un angle de 15° par rapport à l'horizontale, ce qui nous permet un dépôt continu d'AlN.

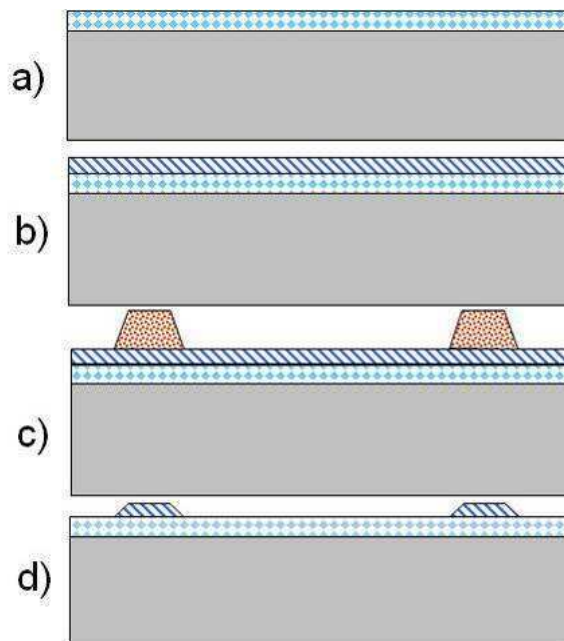


Figure II-5 : schémas du procédé de fabrication jusqu'à la réalisation des électrodes inférieures (a) oxydation thermique, (b) dépôt de Mo, (c) fluage de la résine et (d) gravure des électrodes inférieures

On vient ensuite déposer la couche piézoélectrique, l'AlN, par pulvérisation réactive DC pulsée. L'épaisseur de cette couche est fixée à 2 μm de manière à rester acceptable pour la fabrication (temps de dépôt et difficultés de gravure) tout en étant maximale pour les cristaux phononiques. En effet, cette épaisseur est la plus grande qu'on s'autorise pour la fabrication, une épaisseur plus importante nécessitant une étude plus approfondie de la gravure. On verra dans le dimensionnement (chapitre IV.2.b) que le facteur de forme optimum est proche de 1, donc on cherchera à utiliser une épaisseur maximale pour relâcher les contraintes sur les dimensions des motifs. Les électrodes supérieures sont ensuite déposées en pulvérisation cathodique (a). Nous avons ici choisi d'utiliser de l'aluminium-silicium (AlSi). Pour les électrodes nous devons faire un compromis entre l'alourdissement de la structure avec des électrodes trop épaisses et la résistivité d'une électrode trop mince, nous avons choisi une épaisseur intermédiaire de 200 nm. Les électrodes supérieures sont définies par lithographie (b), gravure sèche chlorée, puis retrait de résine dans un bain de solvant (EKC265). Ce point sera détaillé dans le paragraphe II.3.c.

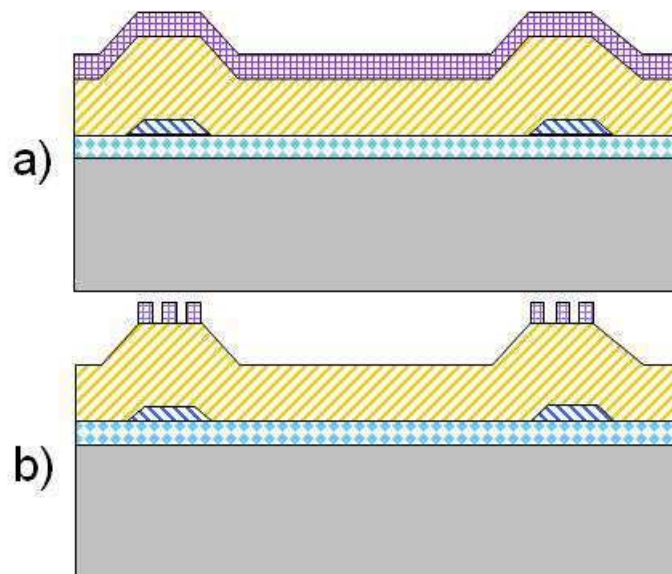


Figure II-6 : procédé de réalisation (a) dépôt de l'AlN et de l'AlSi et (b) définition des électrodes supérieures

La gravure de l'AlN dépend de l'angle voulu. Cette gravure a nécessité un développement spécifique et sera expliquée en détail par la suite (paragraphe II.3.b). Pour graver l'AlN avec des flancs les plus droits possibles il nous faut utiliser un masque dur de SiO_2 . Nous déposons donc 1.2 μm de SiO_2 (a) par PECVD (Plasma Enhanced Chemical Vapor Deposition). Le SiO_2 est ensuite gravé par gravure sèche fluorée à travers une résine de 2.1 μm , puis on grave l'AlN par gravure sèche chlorée (b). Les plaques sont alors nettoyées de la résine qui pourrait subsister et des polymères de gravure par un bain de solvant.

Le masque de SiO_2 est ensuite retiré durant la gravure de la couche inférieure de SiO_2 , par une gravure sèche fluorée pleine plaque (c).

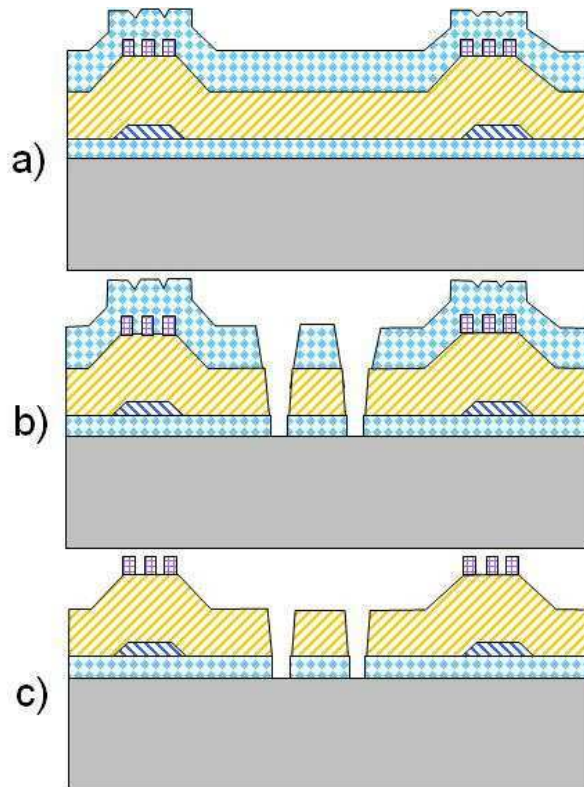


Figure II-7 : procédé de réalisation (a) dépôt de SiO_2 , (b) gravure du SiO_2 et de l'AlN et (c) gravure pleine plaque du SiO_2

La dernière étape de ce procédé consiste à libérer les structures en gravant le substrat en-dessous des membranes. Ceci est réalisé par gravure chimique en utilisant du difluorure de xénon à l'état gazeux. Là encore, cette étape est détaillée dans le paragraphe II.3.a. Lors de cette étape, le SiO_2 thermique déposé en début de procédé protège les électrodes inférieures en Mo de la gravure.

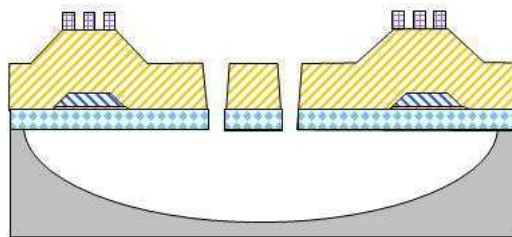


Figure II-8 : libération des structures par gravure au XeF_2

Ce procédé de réalisation permet de fabriquer les lignes à retard avec des cristaux phononiques et les résonateurs à ondes de Lamb décrits précédemment. Nous avons aussi intégré des résonateurs BAW, LFE (Lateral Field Excitation) et quelques dispositifs MEMS utilisés pour d'autres études.

Ce procédé, malgré sa simplicité (3 niveaux de masques), présente quelques difficultés à certaines étapes, que nous développons ensuite.

II.3 Développements technologiques

Comme nous l'avons vu dans la description du procédé de réalisation, certaines étapes clés ont nécessité un développement particulier. Dans ce paragraphe nous expliquons

comment former les membranes, comment graver les trous du cristal phononique et comment graver les électrodes supérieures.

II.3.a Libération des dispositifs

La première étape de la définition du procédé de réalisation a consisté à choisir la méthode de libération des structures. Cette libération est l'étape qui permet de séparer la membrane du substrat en créant une lame d'air sous le dispositif. Pour cela on peut utiliser plusieurs méthodes. La première consiste à percer toute l'épaisseur du substrat par gravure profonde du silicium par la face arrière. Cette méthode nécessite de réaliser un alignement double face et est un procédé lourd à mettre en place. De plus elle ajoute un niveau de masque supplémentaire. On a donc préféré une méthode de libération par la face avant. Ce choix est appuyé par le fait qu'il nous faille dans les deux cas réaliser une gravure de la couche piézoélectrique en face avant pour définir les bords des résonateurs à ondes de Lamb, de manière à avoir des réflexions des ondes et ainsi profiter au maximum de la résonance.

La méthode habituelle consiste à déposer une couche sacrificiée au dessus de laquelle on réalise les dispositifs et qui sera enlevée par la suite [71]. Cette couche peut être réalisée par exemple en résine, en oxyde de silicium (SiO_2) ou en silicium. La résine présente quelques inconvénients, comme celui de limiter le budget thermique de la structure. Nous n'avons pas retenu cette méthode. Le SiO_2 se grave avec de l'acide fluorhydrique (HF), acide qui attaque l'AlSi. Avec une telle couche sacrificiée il faudrait protéger nos électrodes supérieures pendant la libération, ce qui complexifierait la structure. La dernière solution consiste à utiliser le silicium du substrat comme couche sacrificiée. Le Si se grave dans ce cas grâce à un gaz, le difluorure de xénon ou (XeF_2). Cette gravure chimique est isotrope, elle se fait donc à la même vitesse dans toutes les directions. Si on veut libérer des dispositifs qui ont une largeur de $500\ \mu\text{m}$, en attaquant par les deux côtés, et en n'utilisant pas de techniques d'arrêt de gravure [72] afin de conserver un procédé de réalisation le plus simple possible, il nous faudra graver $250\ \mu\text{m}$ de longueur, on gravera donc $250\ \mu\text{m}$ en profondeur et il nous faudra mettre les plots sur lesquels on vient prendre le contact électrique à plus de $250\ \mu\text{m}$ des ouvertures de libération.

La gravure se fait ici à l'aide d'un équipement Xactix X3C. La gravure se fait par cycles : dans chaque cycle on vient sublimer un cristal dans une chambre intermédiaire pour obtenir la pression désirée, puis on laisse entrer le gaz dans la chambre de gravure. On temporise pour laisser le temps à la réaction de se produire, puis on purge la chambre de gravure et on laisse refroidir la plaque. Chaque cycle dure environ 40 s.

L'utilisation du XeF_2 nécessite quelques ajustements tant au niveau de l'empilement qu'au niveau de la conception des dispositifs. Cette gravure est développée pour des dispositifs de grande taille et nous verrons quelques réalisations et défauts.

II.3.a.1 Ajustements de l'empilement

Tout d'abord, l'utilisation d'un gaz de gravure nécessite de vérifier la compatibilité de cette gravure avec les structures réalisées. On sait par des études antérieures que le XeF_2 grave le Mo plus rapidement que le Si (avec une sélectivité de 60) : il nous faut donc encapsuler les électrodes inférieures. Notre procédé nécessite, lors du dépôt de Mo, de déposer une couche d'accroche, qui ne serait pas gravée par le XeF_2 , mais cette couche d'accroche n'est épaisse que de quelques nanomètres et ne semble pas à première vue suffisante pour protéger les électrodes. Une autre méthode simple et sûre est l'ajout d'une couche d'oxyde de silicium en-dessous de la membrane. La sélectivité de la gravure du Si par rapport au SiO_2 est supérieure à 800 : une première estimation nous dit donc qu'il nous faut au moins $300\ \text{nm}$ de SiO_2 pour graver $250\ \mu\text{m}$ de Si, donc avec $500\ \text{nm}$ de SiO_2 on est sûr que

les électrodes inférieures sont protégées, les bords des électrodes ne coïncidant pas avec les flancs de gravure des accès au substrat.

Il nous faut ensuite vérifier que le XeF_2 ne s'attaque pas à l'AlN et à l'AlSi. La documentation de l'équipementier spécifie que l'aluminium n'est pas gravé (d'après Xactix, fournisseur de l'équipement). On se fie à ces résultats pour l'AlSi, les plaques traitées ne présentant pas d'attaque des électrodes supérieures. Des tests ont permis de déterminer que l'AlN n'était pas du tout attaqué par le XeF_2 .

II.3.a.2 Contraintes de conception

Le deuxième point consiste à déterminer les règles de dessin des structures pour maximiser la viabilité des structures libérées. Les tests effectués sur des plaques antérieures à cette thèse nous ont amenés à penser que les angles droits favorisent la casse de la couche libérée. En effet, les angles concentrent les contraintes, ce qui explique l'apparition de fractures dans ces endroits. Cet effet s'est vérifié sur un premier jeu de masques : avec un rayon de courbure de $2\ \mu\text{m}$ dans les coins des ouvertures de libération on obtient rapidement des fissures dans la membrane qui se propagent à mesure qu'on augmente la distance libérée et qui mettent en péril les structures, comme sur la Figure II-9-a). Le rayon de courbure correspond ici au rayon du cercle dessiné pour remplacer les coins à angle droit. Cet effet peut être facilement limité par l'augmentation du rayon de courbure dans l'angle, comme on peut le voir pour un rayon de $10\ \mu\text{m}$ sur la Figure II-9-b) qui présente un outil permettant de chiffrer facilement au microscope l'avancée de la libération en utilisant une règle graduée en μm .

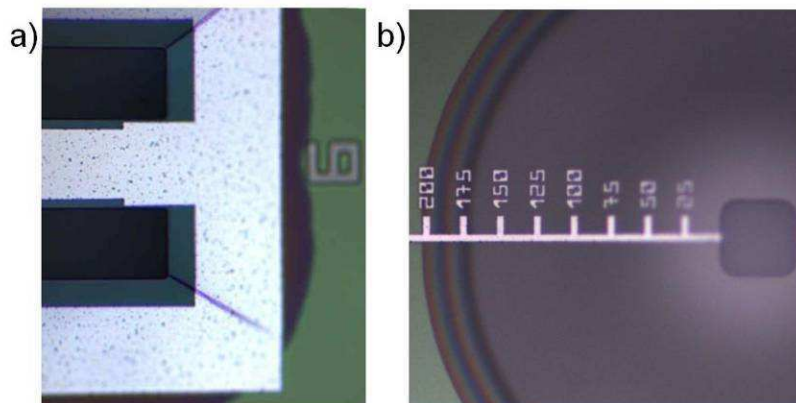


Figure II-9 : photographies optiques d'angles sur les ouvertures de libération : (a) avec un rayon de courbure de $2\ \mu\text{m}$ et présentant des fissures dès 250 cycles et (b) avec un rayon de courbure de $10\ \mu\text{m}$ et ne présentant pas de fissures même après 2170 cycles

D'autre part, comme les électrodes inférieures craignent cette gravure, il nous faut éloigner ces dernières des ouvertures prévues pour l'accès au substrat. D'après la sélectivité de gravure entre le Si et le SiO_2 , il suffit d'éloigner les électrodes de plus de $300\ \text{nm}$.

Enfin, nous avons ajouté aux masques des motifs permettant de mesurer l'avancement de la gravure, l'empilement AlN/ SiO_2 étant transparent (Figure II-9-b).

II.3.a.3 Structures obtenues

La Figure II-10 présente quelques structures obtenues par cette méthode. On peut voir sur la Figure II-10 (d) que la gravure est globalement isotrope, présentant un profil en demi-cercle, mais qu'elle semble se faire plus rapidement le long de la surface. Dans notre cas il n'y a pas de raison pour que la concentration des espèces de gravure (XeF_2 et produits de la réaction) soit plus favorable à une gravure en surface, par contre nous savons que les contraintes internes et la conductivité thermiques ne sont pas les mêmes près de la couche de

SiO₂ et plus à l'intérieur du substrat, ce qui pourrait expliquer cet écart. De simples expériences pourraient confirmer ces hypothèses, mais cet effet n'étant pas gênant pour notre application nous ne nous y sommes pas intéressés.

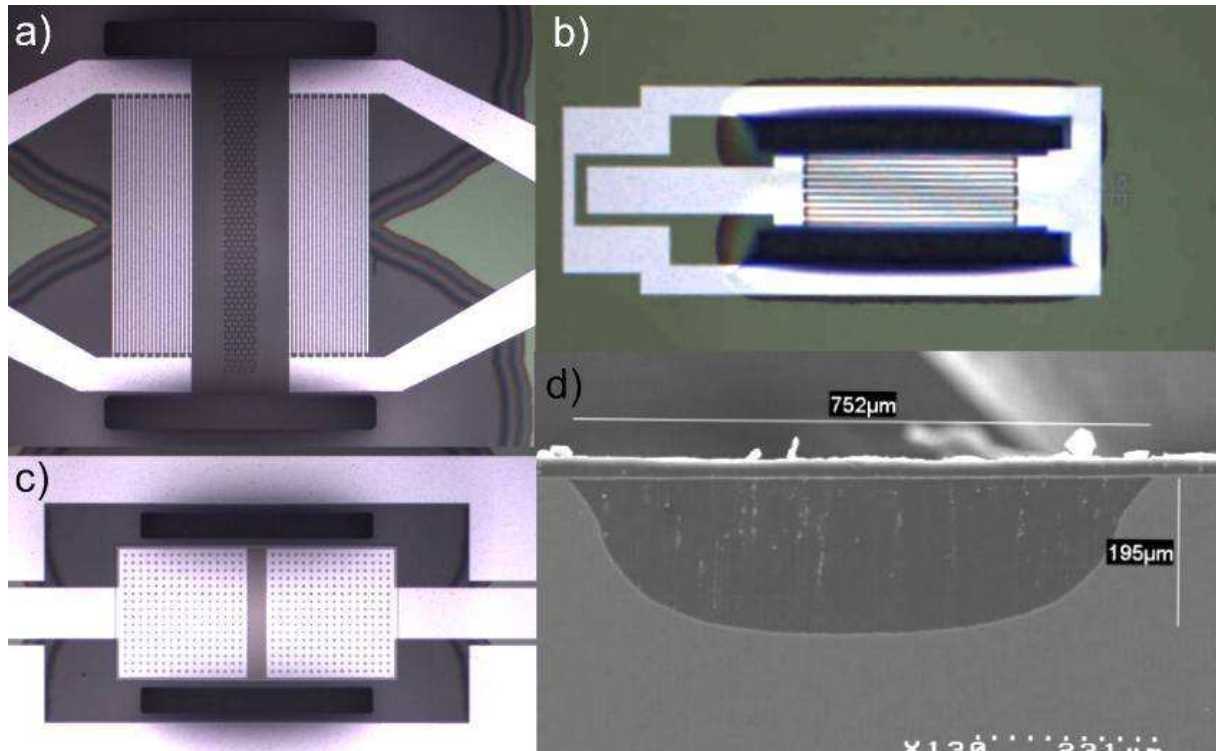


Figure II-10 : dispositifs après libération XeF₂ : photographies optiques de (a) un dispositif à cristaux phononiques, (b) un résonateur à ondes de Lamb, (c) un résonateur BAW et (d) vue MEB en coupe de la libération

On observe cependant quelques éléments qui peuvent être gênants. Tout d'abord, la vitesse de gravure n'est pas la même au centre et sur le bord des plaques, notamment au début de la libération, comme le prouve la Figure II-11. Cela nous permettra par la suite de mesurer des dispositifs de taille différente sur une même plaque.

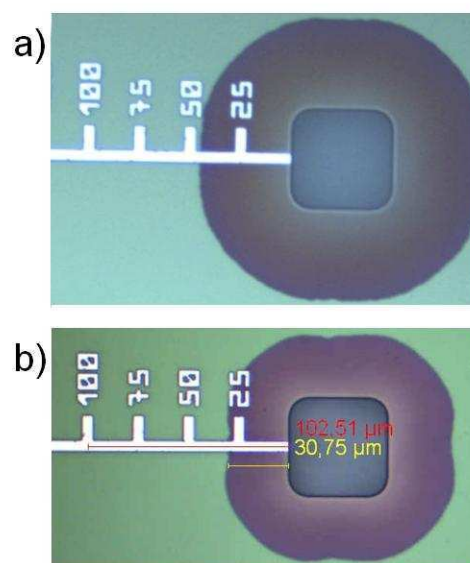


Figure II-11 : avancement de la libération après 125 cycles (a) au centre de la plaque, (b) en bord de plaque

Ensuite, la vitesse de gravure décroît très rapidement avec le temps de gravure, comme le montre la Figure II-12. Cela peut s'expliquer par le fait que, lorsqu'on grave, on augmente la surface de Si en contact avec le gaz de gravure, donc il faut consommer plus de Si pour avancer. La Figure II-13 montre la vitesse de gravure, calculée en divisant la différence d'avancée de la gravure par la différence du nombre de cycles réalisés entre un point de mesure et le précédent. Cette vitesse est comparée à une estimation de la surface à graver considérant une gravure isotrope sur un motif rectangulaire de côté $100 \times 50 \mu\text{m}^2$. Cela se traduit par un temps de gravure très long au final (graver $250 \mu\text{m}$ nécessite 2170 cycles, ce qui correspond à 24h de gravure environ).

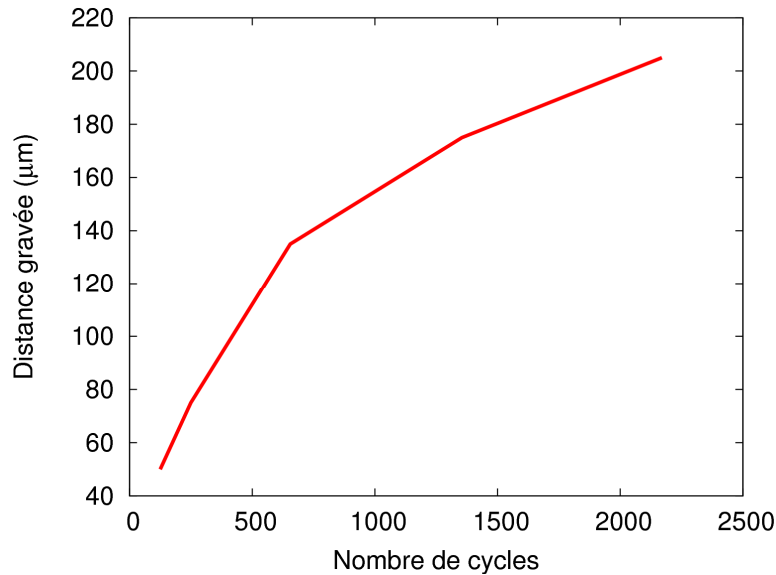


Figure II-12 : distance gravée en fonction du nombre de cycles

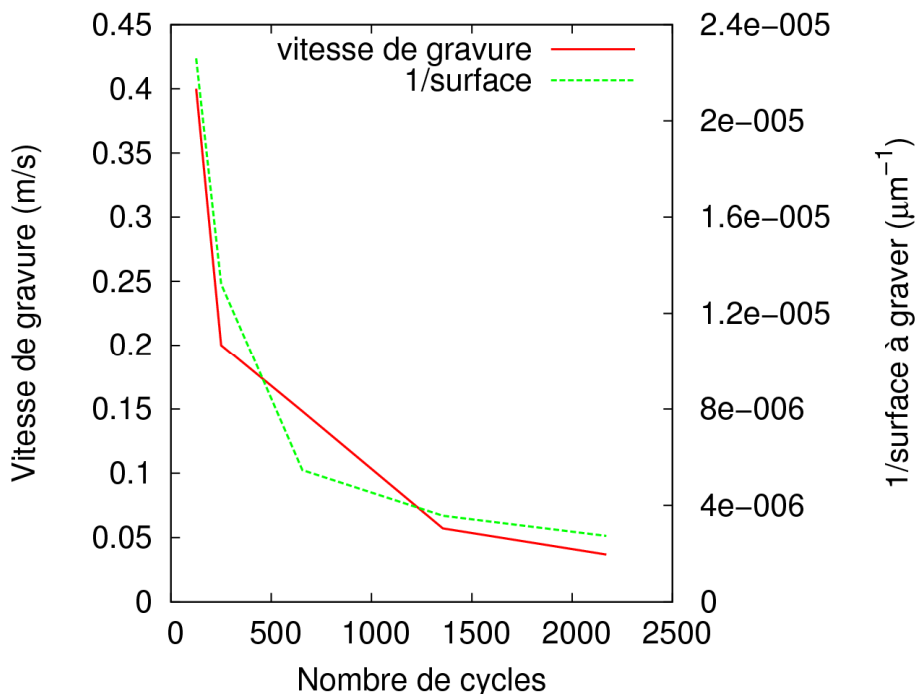


Figure II-13 : vitesse de gravure et surface de Si en contact avec le XeF_2 en fonction du nombre de cycles

Il serait peut-être possible de diminuer ce temps de gravure en modifiant les paramètres de gravure, comme par exemple le temps de cycle ou la pression de gaz apporté dans la chambre. Il serait aussi possible de réaliser des caissons de silice pour limiter la gravure du

silicium dans les directions où on n'a pas besoin d'avoir une gravure très longue, ou d'utiliser une couche de silicium amorphe en surface du substrat, le silicium amorphe étant gravé beaucoup plus rapidement que le silicium cristallin.

Enfin, les contraintes apportées par la couche de SiO_2 créent des structures bombées, donc loin des structures planes prévues initialement. Sur les structures de cristaux phononiques, d'environ $500 \times 500 \mu\text{m}^2$, on observe une déformation verticale des structures d'environ $13 \mu\text{m}$ si on a 500 nm de SiO_2 , et $6 \mu\text{m}$ si on n'a que 250 nm de SiO_2 . D'autre part, certaines structures sont cassées et des morceaux de membranes sur la surface rendent inutilisables des dispositifs. Cet effet a été par la suite limité par la diminution de l'épaisseur de la couche de SiO_2 (250 nm) et l'augmentation du rayon de courbure latéral dans les coins des ouvertures ($10 \mu\text{m}$).

Ce procédé nous a permis de réaliser des structures libérées avec un empilement intact (AlN et AlSi). Avec un dessin adapté et une gestion rigoureuse des contraintes des différentes couches il est possible d'améliorer le rendement en diminuant la casse. Une délimitation des zones à graver par des caissons et une étude précise de la gravure pourraient accélérer la gravure. Il serait aussi possible d'adapter les contraintes du film d'AlN en jouant sur les paramètres de dépôt [73]. Ivaldi et Abergel ont présenté quelques techniques permettant d'obtenir des structures libérées peu déformées [74].

II.3.b Gravure AlN

Le deuxième point à développer était la gravure de l'AlN. En effet, comme on le verra dans le chapitre IV, faire des trous coniques plutôt que cylindriques modifie la position et la largeur de la bande d'arrêt. Il est donc important de bien maîtriser l'angle de gravure. D'autre part, mais nous n'en tiendrons pas compte ici, la réflexion des ondes sur les flancs des résonateurs à ondes de Lamb dépend beaucoup de la verticalité de ces flancs. En effet, des flancs non verticaux induisent une asymétrie sur les bords de la membrane. Le mode de Lamb S_0 ne respectant plus les conditions aux limites, il pourrait se coupler avec le mode de Lamb A_0 au niveau des flancs, ce qui pourrait *in fine* faire chuter le coefficient de qualité.

Il est possible de graver l'AlN avec des flancs verticaux en gravure humide, en utilisant du H_3PO_4 chaud, d'après un procédé développé dans la référence [75]. Cependant ce procédé ne permet pas d'envisager d'ouvrir des trous de moins de $15 \mu\text{m}$ de diamètre (cf. Figure II-14). L'ordre de grandeur pour nos trous étant de quelques micromètres de diamètre (entre $1 \mu\text{m}$ et $6 \mu\text{m}$), il nous était impossible d'utiliser ce type de gravure. Nous nous sommes donc orientés vers une gravure sèche réactive (RIE : Reactive Ion Etching). La gravure sèche est ici réalisée à l'aide d'un plasma qui vient bombarder la surface, aidé chimiquement par un gaz (chlore pour l'AlN). Ce type de gravure ne permet pas de creuser des trous à flancs verticaux dans de l'AlN, qui est un matériau très dur. Nous nous sommes donc intéressés à deux types de gravure: un procédé permettant de maximiser la verticalité des flancs (angle aux environs de 10°) et un autre permettant de viser une pente bien précise (aux environs de 30° par rapport à la verticale).

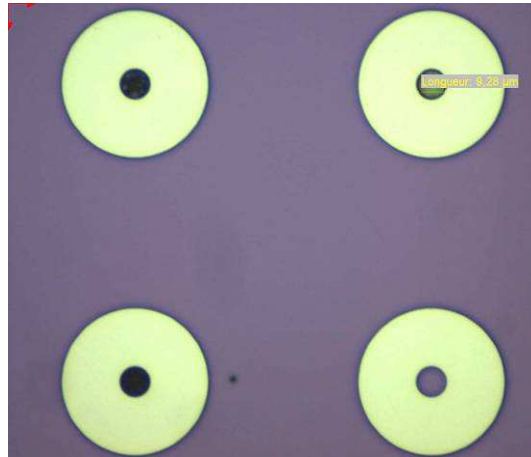


Figure II-14 : 4 trous de diamètre $10\ \mu\text{m}$ gravés en gravure humide, dont 1 seul présente la couleur violette caractérisant ici la gravure totale de l'AlN, les 3 autres trous étant noirs ou vert foncé

II.3.b.1 Gravure verticale

Pour graver correctement une couche de $2\ \mu\text{m}$ d'AlN avec une pente la plus verticale possible, il nous faut utiliser un masque présentant une forte sélectivité de gravure par rapport à l'AlN et possédant des flancs très verticaux. La sélectivité de gravure de l'AlN par rapport à une résine n'étant pas suffisante pour cette application, nous avons choisi de déposer une couche supplémentaire de SiO_2 par-dessus tout l'empilement et qui est enlevée après la gravure de l'AlN. Cette couche supplémentaire présente une épaisseur de $1.6\ \mu\text{m}$ et est également gravée en RIE (mais fluorée). On utilise une résine très épaisse ($4.3\ \mu\text{m}$) pour la gravure du masque dur, afin de conserver le plus longtemps possible une couche de résine suffisante pour éviter le facettage, correspondant au « cassage » des coins de la résine, formant une pente qui se transfère sur le haut de la couche gravée.

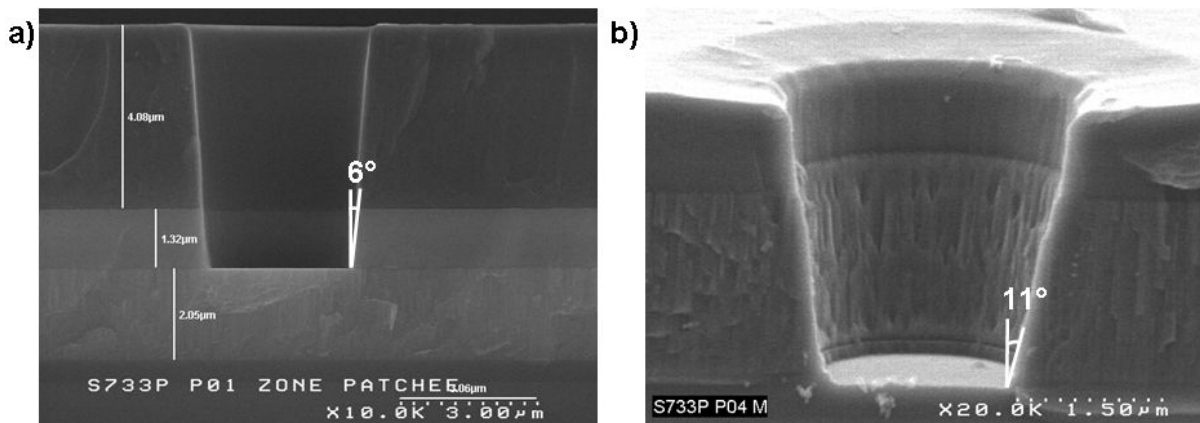


Figure II-15 : gravure de l'AlN à environ 10° (a) gravure de la résine et du masque de SiO_2 et (b) gravure du SiO_2 et de l'AlN

Les résultats obtenus sont montrés dans la Figure II-15. On obtient une pente à environ 6° après gravure de la couche de SiO_2 (figure a), et un angle d'environ 10° après gravure de l'AlN (figure b). Dans ce procédé on utilise une pression faible dans la chambre ($10\ \text{mT}$), pour limiter les interactions entre les espèces et augmenter la directivité de la gravure. Dans le même but on utilise une puissance sur l'anode peu élevée (pour une gravure d'AlN, en l'occurrence $600\ \text{W}$) et une puissance importante ($250\ \text{W}$) sur la cathode, sur laquelle repose le substrat. On observe un facettage de la bordure des trous, mais situé uniquement sur la couche supplémentaire de SiO_2 , donc pas gênante pour notre application. Finalement, le masque de SiO_2 est retiré par une étape de gravure, qui est faite dans notre cas en gravure

sèche sur la plaque entière et permet simultanément la gravure de la sous-couche de SiO₂ dans le fond des trous.

II.3.b.2 Gravure à 30°

On cherche maintenant à graver la même couche d'AlN mais cette fois avec une pente volontairement proche de 30°. Cet angle correspond à un plan cristallin de l'AlN. Pour cela il nous faut maintenant un masque de gravure présentant une plus faible sélectivité par rapport à l'AlN, et peut-être des flancs moins verticaux. Cela peut être facilement mis en place en utilisant une résine. Nous utilisons ici une résine JSR 420 avec une épaisseur de 2.1 µm. On observe sur la Figure II-16 qu'après lithographie les flancs sont déjà à 15° pour les petits trous (image a) et entre 25° et 28° pour des grandes zones (plusieurs dizaines de micromètres, image c). La gravure sèche est ensuite réalisée avec une pression dans la chambre plus importante (50 mT), permettant aux espèces de s'entrechoquer et donc de diminuer leur directivité. De même, on augmente la puissance sur l'anode (700 W) et on diminue la puissance sur la cathode (200 W) de manière à diminuer la directivité de la gravure. Les résultats sont présentés dans la Figure II-16. La différence de pente entre le procédé vertical et celui à 30° est aussi due au facettage de la résine. En effet, ce procédé attaque les bords de résine plus facilement que les zones plates, on a donc l'apparition d'une double pente dans la résine. Cette double pente est transférée à l'AlN quand la résine est totalement consommée sur les bords des ouvertures. On peut observer le phénomène sur la Figure II-16 (d)), dans les grandes zones.

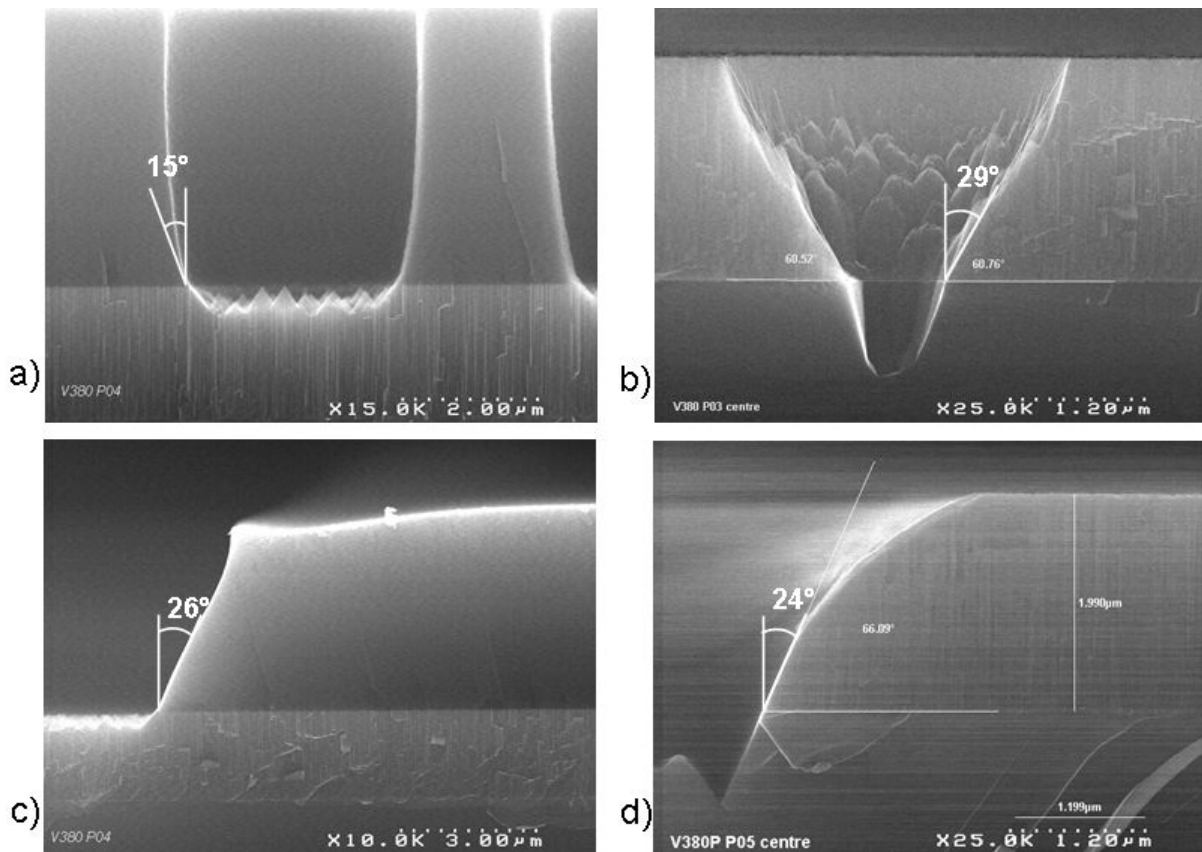


Figure II-16 : gravure à environ 30° de l'AlN. (a) et (c) masque de résine après développement, respectivement dans un petit trou et dans une grande zone. (b) et (d) résultat de la gravure de l'AlN, respectivement dans un petit trou et dans une grande zone

II.3.c Gravure AlSi sur AlN

Le dernier point à étudier est la gravure des électrodes supérieures. En effet, il nous faut définir de longues lignes fines pour obtenir des peignes interdigués. Nous choisissons donc de graver en gravure sèche, qui présente une anisotropie plus importante que les gravures humides. Mais dans ce cas les gaz de gravure sont les mêmes que pour la gravure de l'AlN, le risque est donc qu'on attaque la couche piézoélectrique. Pour éviter cela, les experts en gravure du Léti proposent d'utiliser une couche intermédiaire entre l'AlN et l'AlSi, par exemple du SiC ou du SiCN. En effet, ces couches sont gravées en gaz fluorés et peu sensibles aux gaz chlorés, la sélectivité par rapport aux composés d'aluminium gravés par des gaz chlorés est donc très importante.

Nous avons donc essayé de graver des électrodes en AlSi directement sur l'AlN, ou avec une couche intermédiaire de 200 nm de SiC ou de SiCN. Les résultats sont étonnants et vont à l'encontre de l'intuition des spécialistes : les procédés avec la couche protectrice favorisent la sur-gravure latérale des électrodes en AlSi, les bandes obtenues ne sont donc pas de section constante, comme présenté sur la Figure II-17-a). Par ailleurs, la sur-gravure dans l'AlN est similaire (environ 100 nm) qu'il y ait une couche de protection ou pas. Le procédé de gravure directement sur l'AlN étant le plus simple et celui qui donne les meilleurs résultats (cf. Figure II-17-b)), nous l'avons donc retenu.

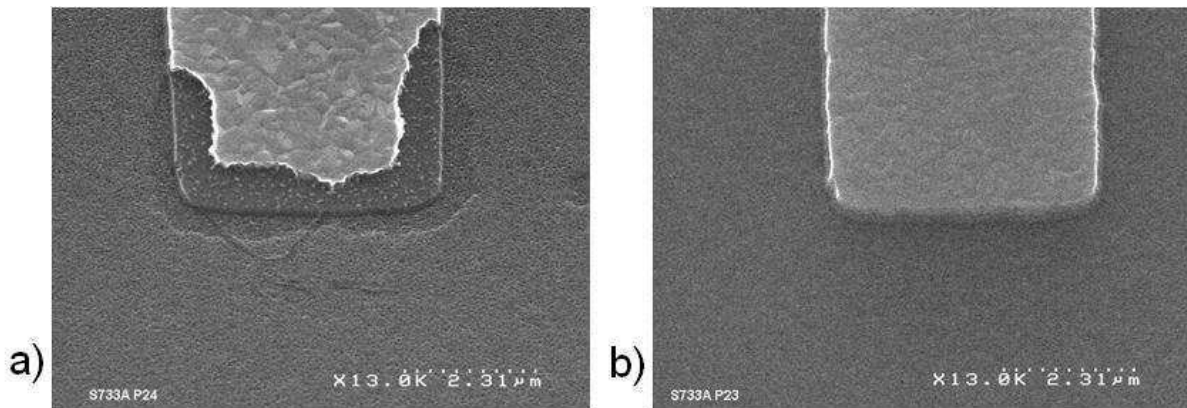


Figure II-17 : gravure de peignes en AlSi (a) sur couche de protection SiC et (b) directement sur AlN

II.4 Contrôles et améliorations

Durant la fabrication il est important de contrôler le déroulement du procédé pour savoir exactement ce qu'on réalise. Ces contrôles ont été réalisés notamment par des mesures d'épaisseur par réflectométrie ou par des mesures de marche de gravure. Les dimensions latérales sont quant à elles mesurées par des observations au microscope ou au microscope électronique à balayage (MEB). Ces contrôles permettent de connaître précisément où se trouve le problème éventuel et de proposer des voies d'améliorations potentielles pour les nouvelles réalisations.

II.4.a Contrôles pendant la fabrication

De nombreux contrôles sont déjà mis en place pour le suivi de la fabrication. En effet, chaque opérateur réalisant une opération sur les plaques doit vérifier qu'il travaille bien sur les bonnes plaques en lisant le marquage de celles-ci, ce qui permet une première opération de contrôle à l'œil nu. Ensuite, selon les étapes, un contrôle est effectué en fin d'étape pour vérifier qu'elle a été réalisée correctement : contrôle d'épaisseur sur témoin pour un dépôt,

contrôle au microscope optique des motifs en lithographie et contrôle au microscope optique, au MEB ou mesure d'épaisseur en gravure.

Les contrôles présentés ici sont des contrôles supplémentaires qui permettent une meilleure connaissance des structures réalisées.

II.4.a.1 Réflectométrie

Le premier contrôle nécessaire est un contrôle d'épaisseur. En effet, le SiO_2 et l' AlN étant transparents, il est possible de déterminer leur épaisseur par une mesure optique. Cette mesure est réalisée par réflectométrie optique. Elle nécessite d'avoir un matériau suffisamment transparent déposé sur une surface suffisamment réfléchissante, ainsi qu'une bonne connaissance des propriétés optiques du matériau qu'on souhaite mesurer, mais permet d'avoir une mesure précise par un contrôle non destructif. Les mesures sont réalisées dans notre cas sur un équipement industriel permettant d'automatiser la mesure en plusieurs points par plaque.

On connaît généralement avec une précision suffisante l'épaisseur des couches juste après le dépôt. Cependant, lorsqu'on empile des couches, il peut parfois être utile de vérifier, après la gravure d'une couche, l'impact que cette étape a eu sur la couche située juste en-dessous. Les mesures sont réalisées en 10 points par plaque pour vérifier l'homogénéité de l'épaisseur.

Dans un premier temps on s'intéresse à l'épaisseur du SiO_2 thermique réalisé en tout début d'empilement qu'on souhaitait d'une valeur de 500 nm. La mesure du témoin de dépôt indique une épaisseur d'environ 499 nm, comprise entre 497 et 500 nm. Si on refait une mesure après la gravure des électrodes inférieures on a en moyenne 495 nm, avec un minimum à 491 nm et un maximum à 500 nm. Dans ce cas, les étapes réalisées ensuite n'ont presque pas eu d'effet sur la couche de SiO_2 . Dans la suite du procédé le SiO_2 est recouvert par l' AlN et n'est donc plus soumis à des attaques pouvant modifier son épaisseur, jusqu'à la libération des structures en XeF_2 . Il n'est malheureusement pas possible de mesurer l'épaisseur de SiO_2 après la libération, sauf par un contrôle destructif que nous n'avons pas réalisé.

Dans un deuxième temps, on désire mesurer l'épaisseur de l' AlN . Nous faisons la mesure au-dessus du Mo. Comme nous souhaitons ici réaliser la mesure avant et après le dépôt et la définition des électrodes supérieures, il nous faut faire des motifs de tests. Pour cela, un plot rectangulaire de Mo suffit. Nous souhaitons un dépôt de $2\ \mu\text{m}$ d' AlN , la mesure du témoin de dépôt indique une épaisseur moyenne de 2001 nm, ce qui correspond à nos attentes. La mesure d'épaisseur réalisée juste après le dépôt nous indique plutôt des épaisseurs de 1968 nm en moyenne, avec une dispersion plus importante que pour le SiO_2 puisque nous avons un minimum à 1913 nm et un maximum à 2100 nm. On sait que la gravure de l' AlSi consomme un peu d' AlN , et que le retrait de résine en consomme encore un peu plus. En effet, la résine est gravée par une base forte qui attaque l' AlN . Pour chiffrer ces consommations on refait la mesure après avoir défini les électrodes supérieures. La première plaque a subi une sur-gravure importante, il n'y a plus au final que 1798 nm d' AlN dans les zones sans électrode supérieure. Sur les autres plaques il reste 1868 nm d' AlN , indiquant qu'on a consommé environ 100 nm d' AlN pendant la définition des électrodes. Ces résultats permettent de réaliser les dispositifs visés, ces informations sont utiles par la suite pour réaliser des rétro-simulations.

II.4.a.2 Mesures de marche

Pour mesurer les épaisseurs des électrodes (opaques) on utilise donc un autre principe : la mesure de marche. Le principe est très simple, un stylet est posé sur la surface et se déplace horizontalement. Quand il rencontre un obstacle il suit sa topologie. On mesure les déplacements verticaux du stylet et on obtient le profil du chemin suivi. Là encore c'est une méthode non destructive. L'inconvénient majeur de cette méthode est qu'il est rare, lorsqu'on

fait une gravure, qu'on ne grave que la couche visée : il y a souvent une légère sur-gravure dans la couche en-dessous. Dans notre cas on contourne le problème en mesurant exactement l'épaisseur de la couche du dessous par réflectométrie avant et après dépôt et gravure des électrodes. Là encore, les mesures sont réalisées en 10 points sur chaque plaque.

Pour les électrodes inférieures, on avait vu que la différence entre le témoin de dépôt et la mesure après gravure des électrodes inférieures était d'environ 4 nm. Le témoin de dépôt de Mo est à 199.4 nm. On mesure une marche de 204.2 nm en moyenne, ce qui semblerait indiquer une épaisseur d'environ 200 nm, c'est très proche du témoin. Cet ensemble de mesure semble cohérent, donc a priori fiable.

Dans le cas des électrodes supérieures il nous faut faire attention à ne pas mesurer la marche du Mo en plus de celui de l'AlSi. On réalise ici encore des motifs de test, formés uniquement d'un plot rectangulaire d'AlSi. Les mesures d'AlN indiquaient une sur-gravure d'environ 100 nm. Le témoin de dépôt indique une épaisseur de 198.5 nm. La mesure de marche indique une marche de 285.8 nm en moyenne, donc si on enlève les 100 nm de sur-gravure de l'AlN, on a environ 186 nm d'AlSi. Là encore, les mesures sont cohérentes.

L'association de la mesure de marche et de la réflectométrie nous permet de connaître précisément les épaisseurs de nos couches par des contrôles non destructifs.

II.4.a.3 Microscopie électronique à balayage (MEB) et sonde ionique focalisée (FIB)

Pour le contrôle de la gravure de l'AlN, les techniques de mesures d'épaisseurs ne fonctionnent pas. En effet, il est théoriquement possible de mesurer par ellipsométrie l'épaisseur d'AlN restante, mais dans notre cas nous avons trois problèmes : le premier était que l'AlN était déposé sur du SiO₂ aux endroits où nous voulions faire la gravure, et il est délicat de faire une mesure d'épaisseur sur une surface transparente. Le deuxième problème est que les trous du cristal phononique sont trop petits pour qu'on puisse réaliser une mesure : le faisceau est plus large que le diamètre des trous. Le dernier problème est que la surface du fond des trous est très rugueuse, à cause de la gravure, et la mesure est beaucoup moins fiable. Dans ce cas, il nous faut alors recourir à d'autres mesures, plus difficiles à mettre en place, et parfois destructrices.

Il est possible de faire une observation MEB. On peut alors observer les plaques entières, mais on ne voit pas les profils des trous, puisqu'on regarde du dessus ou avec un angle. La Figure II-18-a) présente le genre de photo qu'on peut obtenir d'un MEB pleine plaque.

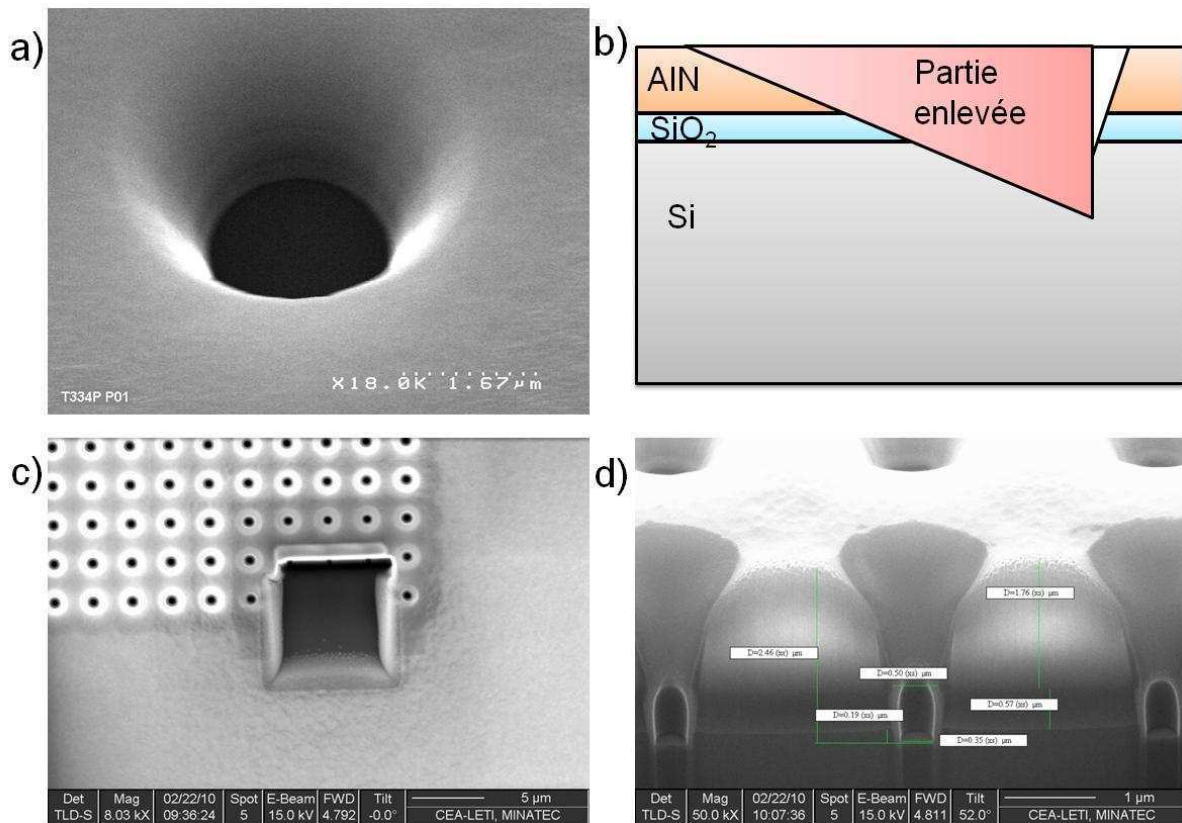


Figure II-18 : (a) observation MEB pleine plaque d'un trou, (b) schéma de la découpe FIB, (c) vue de dessus du dispositif découpé et (d) vue finale des trous après découpe FIB

Si on veut observer précisément le profil des trous, par exemple pour déterminer l'angle de gravure, il faut alors cliver les plaques, ce qui est destructeur : une plaque clivée ne peut pas prétendre continuer la fabrication. La Figure II-15 illustre bien ce qu'on peut obtenir après clivage.

Si on veut éviter le clivage et donc la destruction de la plaque entière, on peut aussi sacrifier un dispositif unique en utilisant le FIB (Focused Ion Beam). Cet appareil permet de découper précisément n'importe quel matériau en bombardant le motif avec un faisceau de gallium. Dans notre cas on s'en sert pour enlever un morceau du substrat comme indiqué sur la Figure II-18-b). Le faisceau est tout d'abord placé verticalement pour découper à l'endroit qu'on souhaite observer. On vient ensuite faire une découpe en biais pour former un triangle qui est complètement désolidarisé du reste du wafer par découpe des bords. Les observations sont faites suivant le principe du MEB directement dans le FIB, par détection des électrons secondaires.

II.4.b Améliorations

Lors des contrôles décrits précédemment les observations nous permettent de valider la progression normale du procédé de réalisation. Il aurait été possible, si les différences d'épaisseurs avaient été importantes, de compenser les pertes d'épaisseur en calculant ce qu'il fallait déposer pour avoir au final l'épaisseur visée.

Un type de contrôle n'a pas été décrit ci-dessus : il s'agit de l'observation à l'œil nu ou au microscope optique. Ce contrôle nous a permis de mettre à jour deux problèmes gênants pour la réalisation des dispositifs.

II.4.b.1 Décollements en bords de plaque

Le premier défaut a été observé juste après le dépôt du masque dur de SiO₂. A la sortie de la machine de dépôt, les plaques présentaient des décollements en bord, sur une largeur d'un

peu moins d'un millimètre. Les couches supérieures (AlN et SiO₂) se décollant, des particules se séparaient des plaques et venaient contaminer les dispositifs et les équipements. Dans une salle blanche il n'est pas acceptable de traiter des plaques qui perdent des particules.

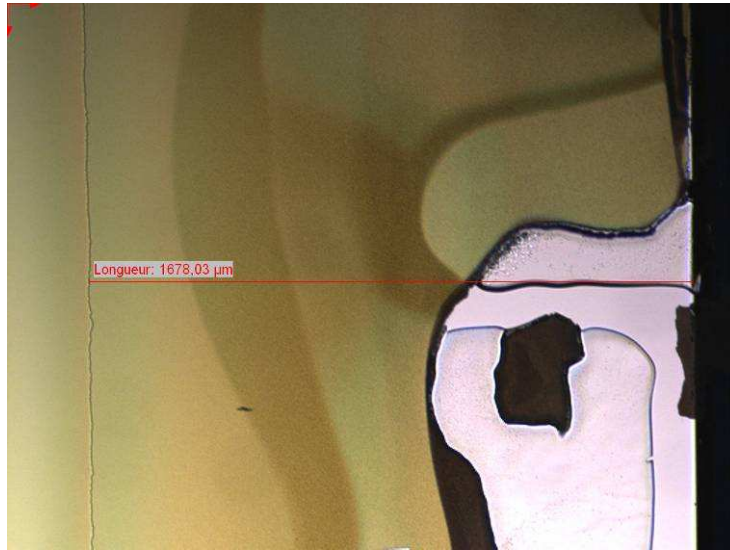


Figure II-19 : photos des bords de plaques décollés

La Figure II-19 présente une photo au microscope optique d'un bord de plaque. Dans ce cas, nous avons 500 nm d'oxyde thermique sous l'AlN. Pour protéger les équipements passant des plaques CMOS, et donc sensibles à la contamination métallique, une procédure est appliquée pour décontaminer les faces arrière des plaques suite à leur traitement dans des équipements pouvant être contaminés. Ce nettoyage en face arrière est réalisé par projection d'une solution diluée d'acide fluorhydrique (HF). Cette solution réagit avec l'oxyde de silicium ou le silicium, enlevant les particules collées par une technique de lift-off. L'épaisseur gravée est généralement négligeable. Pour décontaminer également les bords de plaque, le jet revient légèrement en face avant, d'environ 1 mm. Cette distance correspond bien aux décollements observés. De plus, à partir du dépôt de SiO₂ thermique, les plaques ont subi 5 nettoyages en arrivant au dépôt de SiO₂ supérieur. Il est donc très probable que le SiO₂ thermique ait été gravé en bord de plaques, sous les couches déposées ensuite (AlN et SiO₂ supérieur). Le deuxième dépôt de SiO₂ induit des contraintes qui se traduisent par une délamination en bord de plaques, conduisant aux décollements.

Afin d'éviter ce problème, la solution la plus simple consiste à ne pas mettre de SiO₂ sous l'empilement. En effet, le SiO₂ sert à protéger les électrodes inférieures en Mo qui seraient gravées par le XeF₂. Or, afin de déposer correctement l'AlN, nous faisons une couche de texturation sous le Mo. Cette couche n'est absolument pas gravée par le XeF₂ (vérifié expérimentalement). Il est donc a priori possible de se passer de la couche de protection, ce qui sera expliqué dans le paragraphe II.4.b.3.

II.4.b.2 Contraintes

Le deuxième problème est aussi lié à la présence de SiO₂ thermique sous les structures : en effet, le SiO₂ sera sous l'AlN, il doit donc être très peu rugueux. Pour cela on effectue une oxydation thermique du substrat, ce qui crée un SiO₂ présentant des contraintes importantes (environ -300 MPa). Avec 500 nm de SiO₂ sous la membrane les structures sont très défléchies, comme le montre la Figure II-20. Cette déflexion favorise la casse des dispositifs et doit être minimisée.



Figure II-20 : photographie optique d'une poutre défléchie sous l'effet des contraintes dans le SiO₂

La solution est, là encore, de limiter la couche de SiO₂. En effet, le Mo est déjà protégé par une fine couche de texturation (environ 20 nm d'épaisseur), sauf en bord de motif où il serait exposé au XeF₂ sur une largeur d'environ 50 nm, la couche de texturation étant légèrement sur-gravée par rapport aux électrodes inférieures. Les études antérieures montrent que le XeF₂ ne s'infiltré pas dans des trous circulaires de diamètre inférieur à 400 nm, mais il semblerait qu'on n'obtienne pas les mêmes résultats avec des bandes étroites mais longues, comme c'est le cas ici. Les études préliminaires n'ayant pas été poussées plus loin nous avons décidé d'essayer sur nos plaques de supprimer la couche de SiO₂.

II.4.b.3 Suppression de la couche de SiO₂

Afin de corriger les problèmes rencontrés jusque là, concernant les décollements en bord de plaques et les contraintes, nous avons réalisé quelques plaques pour lesquelles la couche de SiO₂ était supprimée, et quelques plaques où cette couche avait une épaisseur réduite de moitié, c'est-à-dire de 250 nm.

Intéressons-nous d'abord aux plaques sans SiO₂. La première constatation que nous faisons est qu'il n'y a pas de décollements en bord de plaques pendant la fabrication, ce qui tendrait à prouver notre hypothèse. La libération est faite en deux temps, avec un arrêt à 250 cycles et un autre à 1500 cycles. A 250 cycles nous observons un décalage des bords des électrodes inférieures d'environ 3.5 µm au centre de la plaque, comme le montre la Figure II-21. En effet, sur cette figure nous voyons l'extrémité de peignes interdigités. A cette extrémité, nous observons 2 limites correspondant à l'électrode inférieure, la première étant la limite définie sur les masques, et la seconde celle effective des électrodes inférieures.

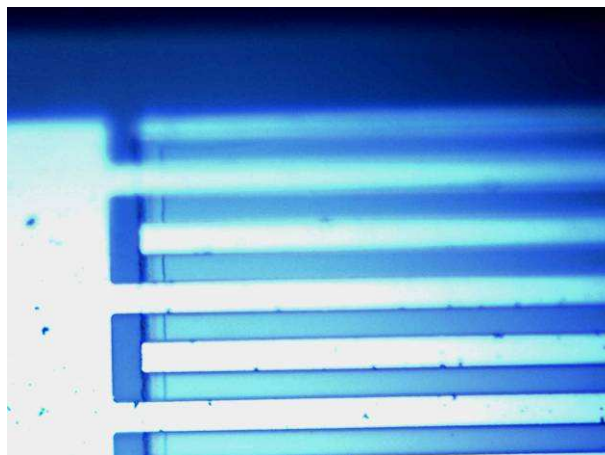


Figure II-21 : photographie au microscope optique d'un dispositif libéré pendant 250 cycles et présentant un recul de l'électrode inférieure d'environ 3.5 µm

Si on passe maintenant à une libération de 1500 cycles, permettant de libérer environ 140 µm au centre de la plaque et 105 µm au bord, on remarque que le phénomène s'est amplifié. En effet, la gravure de l'électrode inférieure est maintenant d'environ 7 µm au centre de la plaque et de 4 µm au bord. La Figure II-22 représente deux motifs différents où on observe le recul de l'électrode inférieure : un numéro de dispositif où les reflets irisés permettent de déduire que le Mo a été presque totalement gravé, et des peignes interdigités où

la zone irisée se déploie sous les deux premiers doigts. Cette solution n'est donc pas acceptable.

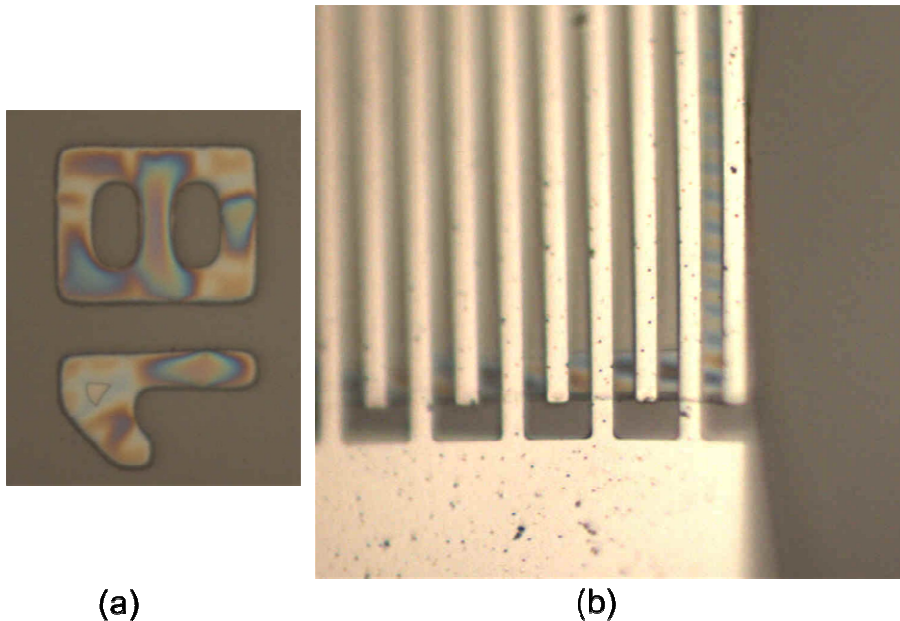


Figure II-22 : photographies optiques d'une plaque sans SiO_2 libérée 1500 cycles, (a) en bord de plaque et (b) au centre de la plaque

Cette étude nous permet tout de même de remarquer que le XeF_2 peut s'introduire dans des ouvertures longues avec une largeur d'environ 50 nm, même si la gravure est beaucoup plus lente que lorsque les ouvertures sont plus larges.

Les plaques avec une couche de 250 nm de SiO_2 , donc deux fois plus mince que celles réalisées avant, ne présentent pas ce recul de l'électrode inférieure. Elles ne montrent pas non plus de décollements en bord de plaques, cette épaisseur de SiO_2 est donc retenue pour le procédé de réalisation. Sur ces plaques les contraintes sont bien visibles, mais il y a moins de structures cassées qu'avec une couche de SiO_2 plus épaisse.

II.5 Conclusion

Dans ce chapitre nous avons tout d'abord présenté les dispositifs que nous souhaitons réaliser. Nous souhaitons co-intégrer des résonateurs à ondes de Lamb pour une étude paramétrique avec des lignes à retard permettant la caractérisation de cristaux phononiques. Un procédé de réalisation, basé sur les technologies accessibles au CEA-Léti et développées en partenariat avec la plateforme technologique du CEA-Léti, a été établi pour nous permettre d'obtenir des dispositifs qu'on pourra par la suite caractériser. Ce procédé de réalisation utilise 3 ou 4 niveaux de masques et a été développé sur des machines de type industriel en utilisant des substrats de 200 mm. La définition de l'empilement et notamment le choix des matériaux utilisés nous oblige à réaliser une membrane bi-couches, comprenant la couche d'AlN que nous souhaitons et une couche de SiO_2 permettant de conserver les électrodes inférieures lors de la libération.

Nous utilisons dans ce procédé des techniques de dépôt, lithographie et gravure standards, mais il nous a fallu étudier certaines briques technologiques spécifiques à cet empilement. Nous avons notamment étudié la gravure AlSi/AlN, qui donne de meilleurs résultats si on n'utilise pas de couche d'arrêt. Nous nous sommes ensuite intéressés à la gravure de l'AlN, notamment en vue de réaliser les trous d'air du cristal phononique. Ces trous présentent des diamètres de l'ordre de quelques micromètres, ce qui nous pousse à utiliser un système de

gravure sèche. Les procédés développés permettent la gravure en pente d'une couche d'AlN d'une épaisseur de 2 μm avec des angles de 10° et 30°. La dernière brique technologique développée est la libération des membranes par gravure du substrat en XeF_2 . Nous avons choisi de ne pas déterminer de limites pour cette gravure isotrope, nos structures présentent donc une certaine fragilité qu'il serait possible de diminuer, par exemple par un dessin plus adapté des structures ou par la maîtrise des contraintes internes, notamment en ajustant celles liées au dépôt d'AlN.

Nous avons contrôlé la fabrication des dispositifs par plusieurs méthodes de mesures, notamment la réflectométrie, la mesure de marches et l'imagerie optique ou par microscopie électronique à balayage. Ces diverses mesures nous permettent d'assurer que nous respectons les contraintes que nous nous étions fixées pour cette production, que ce soit en matière d'épaisseurs, d'angles de gravure ou encore de dimensions. Elles nous soulignent aussi les défauts qui apparaissent, ainsi que les explications de ces phénomènes. Nous proposons quelques pistes d'amélioration, concernant notamment les décollements en bord de plaques provoquant la pollution des équipements de production et les contraintes internes dans les structures générant parfois la casse des membranes.

Ces résultats technologiques nous confirment qu'il nous est possible de réaliser des cristaux phononiques et des résonateurs à ondes de Lamb, même s'ils posent quelques conditions, sur lesquelles on reviendra lors du dimensionnement des structures (chapitre IV.2.a) :

- L'épaisseur d'AlN ne devra pas excéder 2 μm d'épaisseur,
- Les membranes ne peuvent être constituées uniquement d'AlN, il y aura une couche de protection des électrodes inférieures de SiO_2 en-dessous,
- La dimension minimale dans l'AlN, correspondant aux diamètres des trous ou à l'espace entre les trous, sera de 1 μm .

Mais avant de dimensionner des cristaux phononiques nous nous penchons sur les résonateurs à ondes de Lamb.

Chapitre III

Résonateurs à ondes de Lamb

Le chapitre précédent (Chapitre II) présente un procédé de réalisation permettant de réaliser des dispositifs acoustiques sur une membrane suspendue en AlN. Dans la suite de ce travail, nous aurons besoin d'exciter des ondes de Lamb dans un matériau piézoélectrique afin d'étudier leur propagation dans un cristal phononique, il nous faudra donc des transducteurs pour ces ondes. Afin d'étudier ces transducteurs nous étudions les résonateurs à ondes de Lamb. D'autre part, les résonateurs à ondes de Lamb présentent un intérêt par eux-mêmes, que ce soit pour des applications à basse consommation ou pour des applications capteur.

Les travaux d'Alexandre Volatier [65], de Matthieu Desvergnès [66] et d'Issiaka Koné [76] réalisés dans le laboratoire et présentés brièvement dans le Chapitre I nous indiquent qu'il est possible de réaliser des résonateurs à ondes de Lamb. De par l'étude des SAW et des composants acoustiques, nous déduisons quelques règles de dimensionnement des résonateurs à ondes de Lamb, mais il n'existe pas, à notre connaissance, de système de modèle commercial, ni d'études réalisées indiquant l'effet des paramètres géométriques sur la réponse électrique du résonateur. C'est ce point que nous aimerions détailler dans ce paragraphe.

III.1 Les ondes de Lamb

Les ondes acoustiques présentes dans les membranes, où l'épaisseur est de l'ordre de la longueur d'onde, sont des ondes de Lamb. Nous avons décrit brièvement ces ondes dans le chapitre I, nous souhaitons ici nous pencher plus avant sur les différents modes, puis nous ferons un point sur les transducteurs à ondes de Lamb et les performances annoncées actuellement pour ces résonateurs.

III.1.a Introduction aux ondes de Lamb

Les ondes de Lamb, aussi appelées ondes de plaques, sont des ondes qui se propagent dans des structures dites minces, c'est-à-dire présentant une longueur d'onde comparable à l'épaisseur de la plaque. Ces ondes ont été mises en évidence par H. Lamb en 1917 [5], d'où leur appellation. L'apparition et le développement des micro-technologies, et notamment des dépôts de couches minces, ont permis l'augmentation de la fréquence des ondes de Lamb qu'il est possible d'exciter, atteignant actuellement des fréquences de quelques centaines de MHz à quelques dizaines de GHz.

Il existe deux types de modes parmi les ondes de Lamb, dépendant de la forme de l'onde : les modes symétriques et les modes antisymétriques, comme représentés sur la Figure III-1. Sur la Figure III-1 (a) on voit les déformations des modes symétriques (S) et antisymétriques (A) d'ordre 0 et 1. Si on observe les déplacements induits dans l'épaisseur de la plaque, par exemple en prenant une coupe verticale, on remarque que ces déplacements présentent des variations sinusoidales avec l'épaisseur. L'ordre des modes à basses fréquences correspond au nombre de demi-périodes incluses dans l'épaisseur de la plaque. Ainsi, le mode S_0 correspond à basses fréquences à une simple compression ou extension de la matière dans la direction de propagation, homogène dans l'épaisseur, alors que le mode S_1 correspond à une compression ou extension de la matière symétrique dans l'épaisseur de la plaque. De même, le mode A_0 présente un déplacement vertical sinusoidal dans la direction de propagation et homogène dans l'épaisseur de la plaque, alors que le mode A_1 présente une compression sur l'une des

surfaces pendant que l'autre est en extension. La Figure III-1 (b) représente ces mêmes modes sur une courbe de dispersion. L'augmentation du nombre d'onde induit une diminution de la longueur d'onde, et donc, pour une membrane de même longueur, une augmentation du nombre de périodes. Dans les matériaux piézoélectriques, le coefficient de couplage électromécanique, grandeur représentant la capacité du système à convertir de l'énergie entre électricité et mécanique, dépend à la fois de la symétrie de la maille cristalline du matériau, ainsi que du mode considéré (par exemple l'AlN présente un meilleur coefficient de couplage pour les modes symétriques).

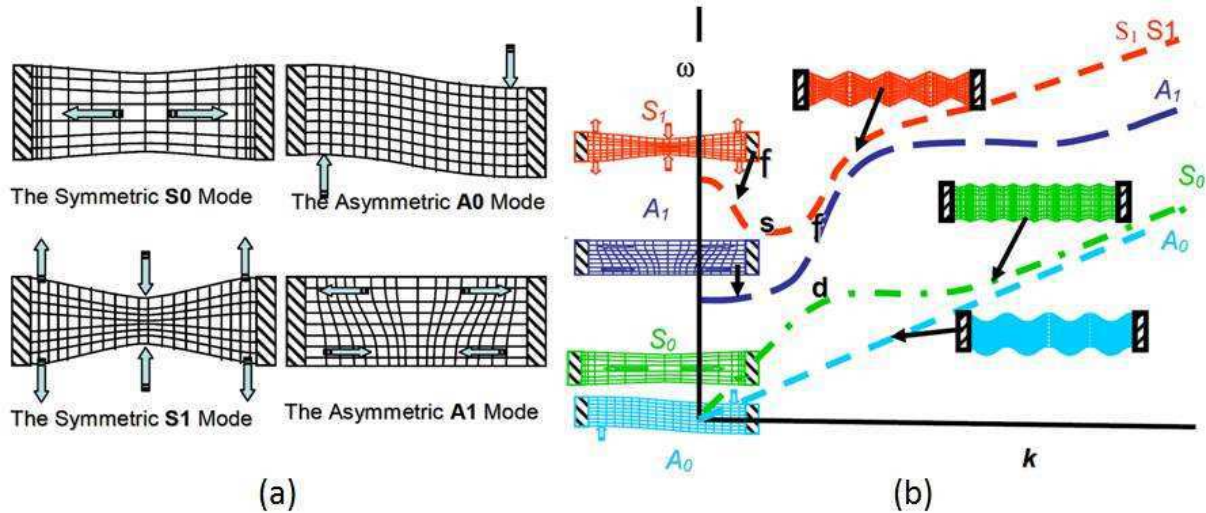


Figure III-1 : (a) déformations de la plaque selon les deux premiers modes de Lamb symétriques et antisymétriques [77]. (b) forme des premiers modes de Lamb illustrés sur une courbe de dispersion [78]

Pour exciter les ondes de Lamb symétriques dans un matériau piézoélectrique en optimisant le couplage électromécanique du mode de vibration choisi, on applique un potentiel positif sur les maxima de vibrations et négatif sur les minima, tout en laissant libre les nœuds de vibration, comme indiqué sur la Figure III-2. Cela correspond bien à l'utilisation de peignes interdigités. Cela permet de choisir la fréquence utilisée en faisant varier l'espacement entre les doigts, ce qui est intéressant car on peut réaliser facilement plusieurs résonateurs à des fréquences différentes sur une même plaque, notamment pour réaliser des filtres. C'est cet effet qui a provoqué un engouement pour les composants à ondes de Lamb, qui contrairement aux composants à ondes de volume ne nécessitent pas l'emploi de couches supplémentaires ou de procédés de fabrication complexes pour réaliser simultanément des résonateurs à des fréquences différentes sur une même puce [79].

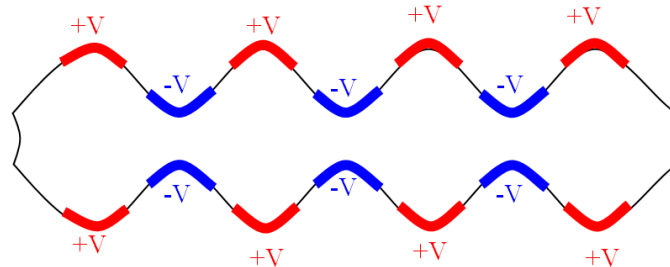


Figure III-2 : excitation des ondes de Lamb [68]

III.1.b Les résonateurs à ondes de Lamb

Les ondes de Lamb ont pendant longtemps été exploitées pour des applications de contrôle non destructif, l'utilisation d'ondes acoustiques se propageant dans des plaques permettant de détecter des défauts tels que des fissures dans celles-ci. Dans ce type de

caractérisation, les ondes sont générées et détectées par des transducteurs plaqués contre les échantillons à caractériser : les ondes de Lamb ne se propagent donc que dans la pièce à caractériser.

En 1988 Alippi présente un résonateur à ondes de Lamb [80]. On découvre ici une céramique de titanate zirconate de plomb (PZT) d'une épaisseur de 0.4 mm. La résonance obtenue est donc d'environ 500 kHz. Les auteurs utilisent une plaque piézoélectrique prise en sandwich entre deux électrodes métalliques uniformes.

La fréquence augmente petit à petit, avec notamment un dispositif présenté en 1991 par Jin *et al.* [81]. Là encore on utilise un substrat, cette fois en niobate de lithium (LiNbO_3), mais on vient maintenant amincir ce substrat, pour obtenir une épaisseur de 250 μm . Avec une période des peignes de 52.5 μm on obtient des ondes à environ 66 MHz.

Vers le début des années 2000, on atteint des réalisations à quelques centaines de MégaHertz. Les premiers travaux sont réalisés sur des structures en quartz [82-84]. Ce matériau est utilisé couramment dans le domaine des résonateurs acoustiques, du fait de sa très faible dérive en température. L'intérêt se tourne vers les ondes de Lamb car elles permettent d'obtenir, pour des géométries similaires, des fréquences de fonctionnement 7 fois plus importantes que celles obtenues par un résonateur BAW, et 2 fois supérieures à celles obtenues par les SAW [82]. L'auteur observe que les résultats sont meilleurs lorsqu'on vient placer une structure de peignes interdigités entre deux réflecteurs constitués de peignes interdigités court-circuités. Le substrat de coupe AT est aminci jusqu'à atteindre une épaisseur de 10 μm , permettant ainsi l'apparition d'une résonance (cf. Figure III-3) à 511 MHz présentant un facteur de qualité à l'antirésonance de 6000 [84].

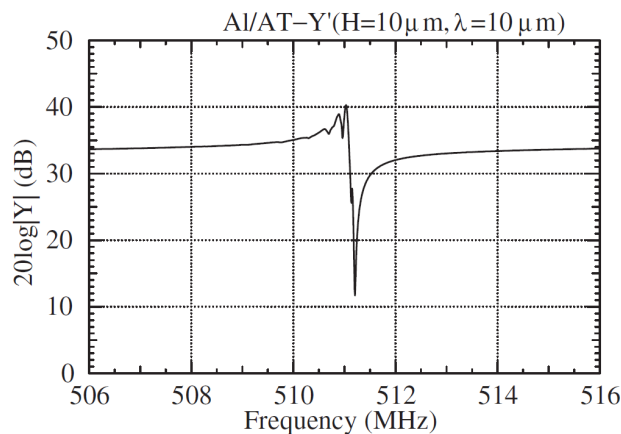


Figure III-3 : réponse expérimentale d'un résonateur à ondes de Lamb sur quartz, présentant un facteur de qualité d'environ 6000 [84]

Avec l'apparition des dépôts de couches minces, et notamment la possibilité de déposer du nitrure d'aluminium (AlN) par pulvérisation, des capteurs utilisant les ondes de Lamb apparaissent [85] vers les années 2000. On est capable, en 2005, de réaliser des résonateurs à ondes de Lamb allant d'environ 100 MHz [65] à un peu plus de 500 MHz [86]. Ces travaux sont réalisés presque simultanément par plusieurs équipes, l'une suédoise, dirigée par Yantchev de l'Université d'Uppsala [86], une autre française constituée d'une association de l'entreprise STMicroelectronics avec deux laboratoires de recherche, le CEA Léti et l'IEMN [65] et une troisième française, de l'Institut FEMTO-ST [87]

Dans l'AlN, le couplage des modes symétriques est plus important que celui des modes antisymétriques, la plupart des résultats présentent donc une résonance du mode S_0 . Yantchev utilise une membrane en AlN d'une épaisseur de 2 μm [86]. Cette membrane est libérée par gravure profonde en face arrière du substrat de silicium. Ils obtiennent une résonance légèrement supérieure à 570 MHz, présentant un facteur de qualité de 880 et un coefficient de

couplage électromécanique de 0.80 %. Par la suite, l'optimisation de la géométrie et des procédés de lithographie permettront d'atteindre des fréquences allant jusqu'à environ 885 MHz, avec des facteurs de qualité jusque 2800 et des coefficients de couplage électromécaniques allant jusqu'à 0.63 % [88].

En parallèle, le CEA Leti et l'entreprise ST-Microelectronics, en partenariat avec l'IEMN, s'intéressent à la réalisation de filtres pour les architectures de réception RF [89]. Les résonateurs présentent une fréquence de résonance d'environ 90 MHz, avec un facteur de qualité de 2000 et un coefficient de couplage de 0.8 % [65]. Un modèle par éléments finis du résonateur est développé, de manière à obtenir une réponse espérée d'un filtre constitué de tels résonateurs. On peut voir sur la Figure III-4 (a) que le modèle est très proche des mesures réalisées, autant par la position en fréquences que par la hauteur du pic obtenu. Ces résultats permettent d'envisager la réalisation de filtres présentant une largeur de bande d'environ 2 %, ce qui peut s'avérer suffisant pour opérer un filtrage de canal de communication (de l'ordre de 10 MHz, voire moins) en fréquence intermédiaire [90]. Cette équipe présente par la suite des résultats de dispositifs similaires, mais reposant sur un miroir de Bragg, et utilisant donc des ondes analogues aux ondes de Lamb, mais guidées dans une couche piézoélectrique déposée sur un miroir de Bragg [76].

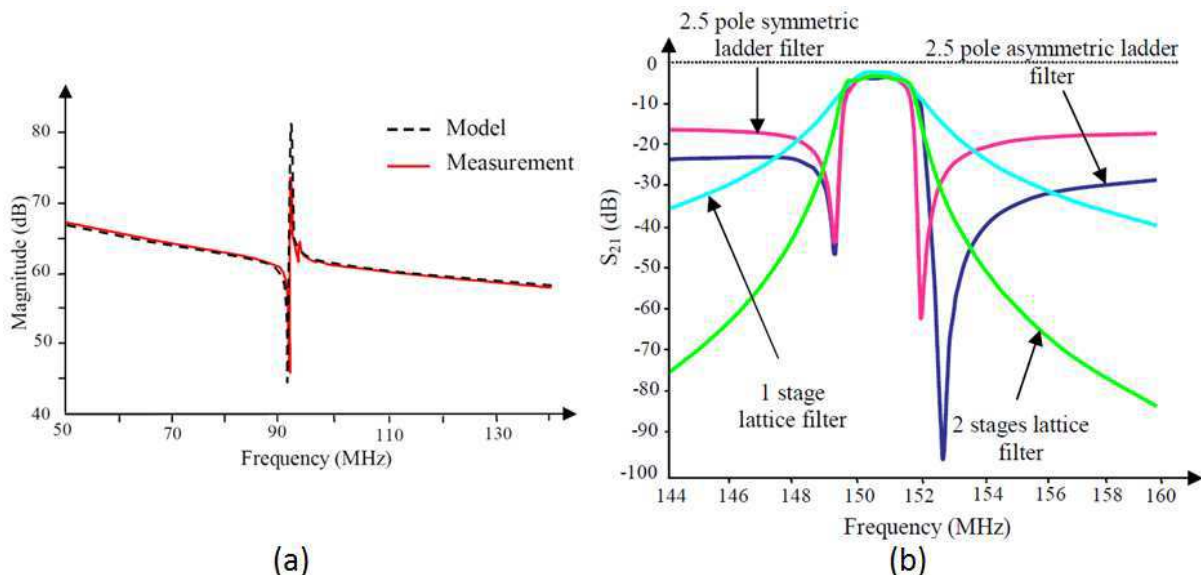


Figure III-4 : (a) mesures électriques d'un résonateurs à ondes de Lamb sur AlN comparé au modèle, et (b) simulation de filtres en échelle ou en treillis réalisés avec le modèle présenté en (a) [89]

Une troisième équipe vient rapidement s'ajouter aux deux équipes présentées jusqu'ici : celle de Pisano à Berkeley. Travaillant directement avec des résonateurs autour de 1.3 GHz, cette équipe propose des facteurs de qualité allant jusqu'à plus de 1400 [91] en utilisant des résonateurs à 4 ports. Ils proposent aussi des réalisations de filtres RF, en connectant électriquement trois résonateurs en série et présentent une largeur de bande de 0.22 % à environ 225 MHz.

Les études se tournent ensuite vers la tenue en température de ces résonateurs, notamment avec les travaux de Kuypers *et al.* [92] et de Wingqvist *et al.* [93]. L'idée est ici de compenser la dérive en température de l'AlN en ajoutant une couche d'un matériau présentant une dérive en température opposée. Le matériau le plus adapté pour cela est la silice (SiO₂). L'équipe d'Uppsala présente un résonateur à une fréquence de 755 MHz exhibant un facteur de qualité de 1400, un coefficient de couplage d'environ 0.65 % et une compensation en température parfaite au premier ordre pour des variations de 40°C.

Les résonateurs à ondes de Lamb sont des dispositifs qui présentent un grand potentiel, mais ils ne sont pas complètement maîtrisés : il existe peu d'outils de modélisation simple de

ces structures, le dimensionnement des résonateurs est encore délicat. Néanmoins, il est possible de réaliser des résonateurs qui permettraient d'exciter ou de détecter des ondes de Lamb dans un cristal phononique. Il est alors possible de réfléchir à des applications possibles de tels dispositifs.

III.2 Etude réalisée

La première motivation de cette étude est la réalisation d'un système permettant le dimensionnement des résonateurs à ondes de Lamb. Ce travail a été réalisé par un post-doctorant du laboratoire, Frédéric Domingue. Nous verrons les bases de son travail sur la modélisation des résonateurs, puis nous nous pencherons plus sur l'étude qui nous intéresse en partant des paramètres géométriques et électriques utiles d'un résonateur pour arriver au plan d'expérience suivi.

Les résonateurs à ondes de Lamb sont ici réalisés en formant une cavité résonante dans laquelle on fabrique un transducteur à ondes de Lamb. La Figure III-5 représente un schéma d'un tel résonateur à ondes de Lamb. La résonance se fait ici par réflexion des ondes sur les bords de la membrane.

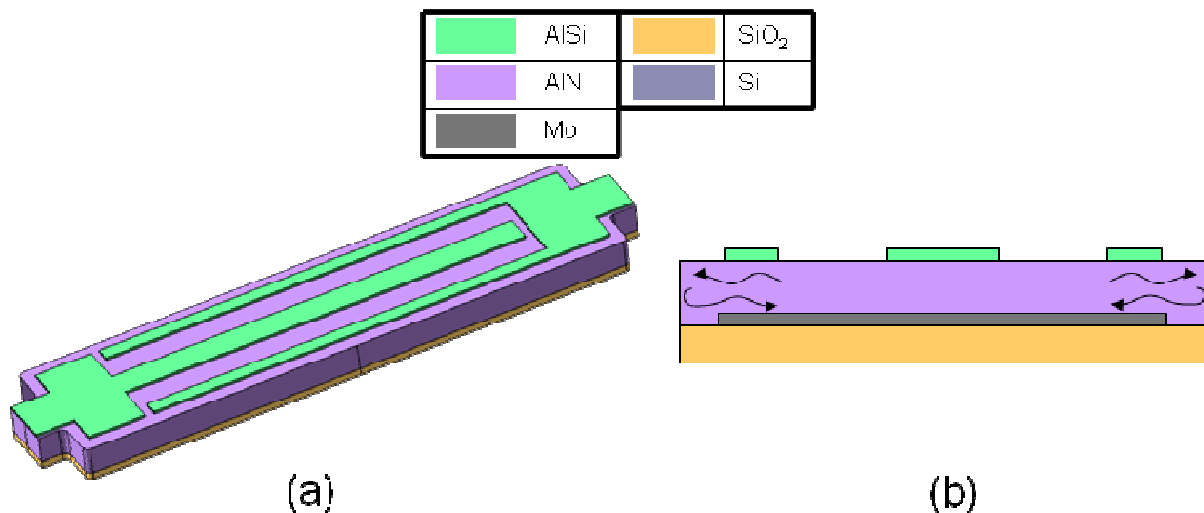


Figure III-5 : schéma d'un résonateur à ondes de Lamb, (a) vue de 3/4 et (b) vue en coupe

III.2.a Modèle des résonateurs à ondes de Lamb

Cette partie a été réalisée par Frédéric Domingue et Gilles Polo-Filisan [94]. Nous ne présentons pas ici l'intégralité de leur travail de modélisation des résonateurs à ondes de Lamb, mais nous nous contenterons d'une brève description du modèle qu'ils ont mis en place.

L'objectif de ce modèle était de pouvoir simuler facilement le comportement électrique d'un résonateur à ondes de Lamb, afin de pouvoir le dimensionner, notamment pour la réalisation de filtres radiofréquences, et de prendre en compte les dispersions technologiques. Le modèle établi est un modèle de Mason [95, 96].

Le choix du modèle de Mason s'explique principalement par l'historique du laboratoire. En effet, il existe d'autres systèmes de modélisation qui pourraient convenir, entre autres les modèles COM (Coupling Of Modes) et de matrice mixte, mais ces modèles sont principalement utilisés pour les SAW, alors que le laboratoire travaille historiquement plutôt sur les BAW. Ce choix est appuyé par le fait qu'il n'existe pas de logiciel commercial permettant de faire de la modélisation COM ou de matrice mixte, il nous aurait donc fallu développer ce logiciel, tout en adaptant la modélisation aux systèmes à ondes de Lamb. Le

modèle de Mason, lui, est facilement réalisable dans un logiciel de simulation électronique, comme par exemple ADS (Advanced Design System, de la société Agilent Technologies).

Le modèle de Mason [97] permet de modéliser électriquement une couche d'un matériau, piézoélectrique ou non. Il est alors possible d'empiler des couches et de les connecter, acoustiquement ou électriquement, ou de les placer côte à côte.

Dans le modèle développé par Frédéric Domingue, on place côte à côte deux modèles, représentant respectivement les zones comportant une électrode sur les deux faces et les zones qui n'ont qu'une électrode inférieure. Chaque modèle comporte un assemblage de modèles de Mason des différentes couches qui la constituent.

Le modèle de Mason n'est pas un modèle exact, cette modélisation ne permettant pas de donner précisément la réponse électrique d'un résonateur si on connaît ses paramètres géométriques. Il considère notamment la vitesse acoustique constante en fonction de la fréquence, donc une dispersion nulle, ce qui est une approximation passable pour le mode S_0 en basses fréquences, mais qui peut rapidement être fautive pour certains modes. Pour pallier à cela il est possible de câbler les lois de dispersion $v = f(freq)$. Ce modèle peut fournir une idée de la réponse qu'on peut attendre d'un résonateur, notamment en termes de fréquence de résonance.

Ce modèle nécessite de connaître les vitesses acoustiques des ondes de Lamb dans chaque section, qu'il est possible de calculer par ailleurs à partir des courbes de dispersion, et les couplages électromécaniques, généralement déduits par confrontation des résultats de simulation avec des résultats expérimentaux. Ce sont ces résultats expérimentaux que nous souhaitons obtenir par cette étude, qui nous permettra aussi d'obtenir quelques notions des liens entre les paramètres géométriques et électriques des résonateurs à ondes de Lamb.

III.2.b Paramètres géométriques des résonateurs

Dans un premier temps nous nous intéressons aux paramètres géométriques des résonateurs qu'on souhaite réaliser. On cherche à obtenir des résonances dans le domaine de quelques centaines de MHz, nous utiliserons donc des périodes micrométriques. Les structures étant libérées, les masques doivent prévoir un accès au substrat, c'est-à-dire une ouverture dans la membrane permettant la libération des dispositifs. Ces ouvertures nous serviront pour réaliser le confinement des ondes dans le résonateur. Ce confinement aurait pu être réalisé en utilisant des réseaux de peignes court-circuités ou en utilisant un cristal phononique présentant une bande d'arrêt autour de la résonance. La méthode retenue présente l'avantage d'être très simple et de réaliser en même temps la fonction d'ouverture de libération.

Dans le Chapitre II nous avons vu qu'il n'était pas possible d'accéder à l'électrode inférieure : nous ne pouvons pas prendre de contact électrique sur cette électrode. L'électrode inférieure sera donc à un potentiel flottant. Il est compliqué de déposer de l'AlN sur une surface qui n'est pas plane en conservant la continuité du matériau [68], c'est pourquoi nous choisissons de réaliser une électrode inférieure « pleine plaque », c'est-à-dire qui recouvre tout le dispositif, plutôt que d'utiliser des peignes.

Les caractérisations électriques des dispositifs se feront sous pointes RF, avec trois pointes connectées respectivement à la masse, au signal et à la masse. De façon à pouvoir poser les pointes facilement nous utilisons des plots métalliques réalisés sur l'électrode supérieure.

Les résonateurs étudiés correspondent à la Figure III-6. Pour des raisons de fabrication expliquées dans le paragraphe II.3.a, la membrane est constituée d'un empilement d'une couche de SiO_2 d'une épaisseur de 500 nm et d'une couche d'AlN d'une épaisseur de 2 μm . Les électrodes sont en Mo et en AlSi, avec des épaisseurs de 200 nm. On peut voir sur la Figure III-6 l'électrode inférieure disposée sous les peignes de l'électrode supérieure.

L'utilisation de tours de masses symétriques permet d'éviter les effets de résonance RLC dans la réponse électrique du résonateur en annulant la contribution de l'inductance causée par les chemins électriques [68].

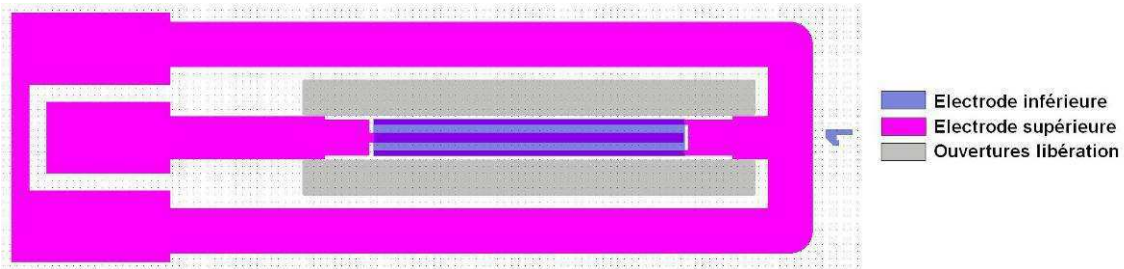


Figure III-6 : dessin des masques d'un résonateur à ondes de Lamb

Les paramètres géométriques importants de l'étude sont les suivants, représentés sur la Figure III-7 :

- La période des peignes, p , variant entre $4 \mu\text{m}$ et $60 \mu\text{m}$. Les fréquences de résonance et d'antirésonance devraient dépendre directement de ce paramètre.
- La largeur des peignes, a , correspondant à la largeur de chaque bande métallique. Ce paramètre nous permet d'étudier l'effet du rapport de métallisation, c'est-à-dire du paramètre a/p , qui varie entre 0.13 et 0.88.
- Le nombre de doigts, Na , variant entre 3 et 21. Dans tous les cas les structures ont un nombre impair de doigts, les deux doigts situés sur les bords ayant une largeur deux fois plus faible que les autres doigts afin d'optimiser l'excitation des ondes de Lamb.
- L'ouverture acoustique, w , correspondant à la longueur de recouvrement des peignes, qui n'est pas étudié ici et qui ne variera donc pas. Ce paramètre a un impact sur la réponse électrique, il pourrait donc être intéressant de le faire varier dans une autre étude.
- L'écart entre le bord des peignes et les ouvertures de libération, b , variant entre $4 \mu\text{m}$ et $20 \mu\text{m}$, correspondant à la distance entre les peignes et la réflexion des ondes acoustiques.
- L'écart entre le bout des peignes et le bus opposé, g , variant entre $6 \mu\text{m}$ et $21 \mu\text{m}$.
- La forme de la membrane, représentée par la longueur de l'avancée dans l'ouverture de libération, h . Ce paramètre permet d'évaluer la pertinence d'un rétrécissement de la largeur de la membrane au niveau des ancrages. Il varie entre 0 et $15 \mu\text{m}$.

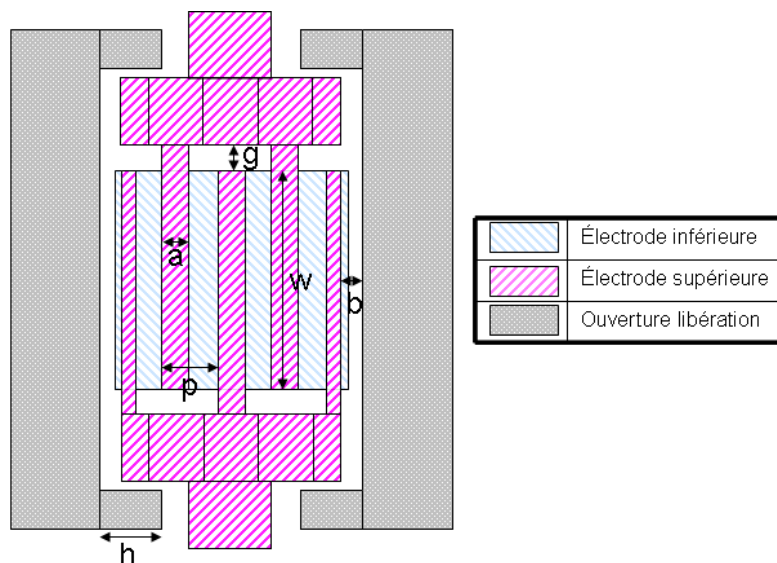


Figure III-7 : schéma représentatif des paramètres géométriques d'un résonateur (échelle non respectée)

Tous ces paramètres peuvent jouer sur la réponse électrique du résonateur, ou au moins sur l'un des paramètres électriques du résonateur.

III.2.c Paramètres électriques du résonateur

Un résonateur acoustique présente une réponse électrique de forme similaire dans tous les cas. La réponse comporte une résonance et une antirésonance, correspondant respectivement à une diminution et une augmentation rapide du module de l'impédance à certaines fréquences. La Figure III-8 résume les paramètres électriques d'un résonateur acoustique, en présentant l'amplitude de l'impédance en fonction de la fréquence.

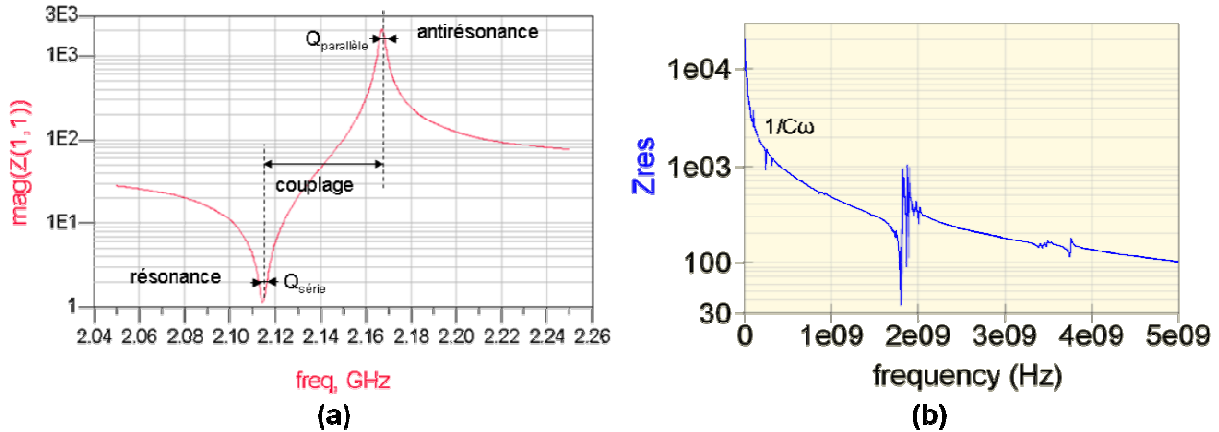


Figure III-8 : réponse électrique type d'un résonateur à ondes de Lamb, avec les caractéristiques électriques associées (a) simulation, (b) mesure expérimentale

La fréquence de résonance correspond à la fréquence pour laquelle l'impédance est minimale, alors que l'antirésonance correspond à une impédance maximale. Pour chaque pic, de résonance ou d'antirésonance, on peut déterminer le facteur de qualité, Q_r ou Q_a , correspondant à l'inverse de la largeur à mi-hauteur du pic de la partie réelle de l'admittance ou de la résistance normalisée par la fréquence centrale du pic. Dans notre étude, nous utiliserons plutôt les fréquences de résonance série et parallèle, correspondant respectivement à la résonance et à l'antirésonance. Ces fréquences, f_s et f_p , sont définies par le passage de la phase de l'impédance à 0. A ces fréquences correspondent des facteurs de qualité, définis par les expressions suivantes :

$$Q_s = \frac{1}{2} \cdot f_s \cdot \frac{\partial \text{Arg}(Y)}{\partial f} \Big|_{f=f_s} \quad (\text{III-1})$$

$$Q_p = \frac{1}{2} \cdot f_p \cdot \frac{\partial \text{Arg}(Z)}{\partial f} \Big|_{f=f_p} \quad (\text{III-2})$$

avec Z l'impédance électrique du système, et Y son admittance.

L'écart entre la résonance et l'antirésonance définit le coefficient de couplage électromécanique. On utilise ici des extractions des paramètres mises en place pour des études sur les résonateurs BAW, pour un aspect pratique on utilise donc la formule utilisée dans ce cadre :

$$k_t^2 = \frac{\pi}{2} \cdot \frac{f_s}{f_p} \cdot \cot\left(\frac{\pi}{2} \cdot \frac{f_s}{f_p}\right) \quad (\text{III-3})$$

La pente moyenne de la courbe représentant la partie imaginaire de l'impédance en fonction de la fréquence indique la capacité statique du dispositif, C_0 . La capacité statique

peut être approximée par la capacité basses fréquences, correspondant à la pente de la courbe mentionnée ci-dessus aux basses fréquences. Cette valeur peut être calculée à une fréquence donnée (en supposant qu'à fréquence nulle la partie imaginaire de l'admittance est nulle) avec la formule :

$$C_{BF} = \frac{1}{\omega \cdot \text{Im}(Z)} = \frac{1}{2 \cdot \pi \cdot f \cdot \text{Im}(Z)} \quad (\text{III-4})$$

avec ω la pulsation, Z l'impédance et f la fréquence à laquelle on calcule la capacité C_{BF} .

III.2.d Plan d'expérience

Dans cette étude on cherche à déterminer quels sont les paramètres géométriques influant sur la réponse électrique. On commence par un plan d'expérience large, comprenant un grand nombre de paramètres qui varient selon des lois linéaires, appelé un "screening". Pour chaque paramètre géométrique on choisira quelques valeurs différentes de celles du dispositif de référence, les autres paramètres n'étant pas modifiés. Le dispositif de référence servira de base à l'étude.

Ce genre de plan d'expérience ne permet pas d'étudier les variations quadratiques des paramètres, et notamment l'évolution de la réponse électrique en fonction d'un produit de paramètres. Par contre il doit fournir un domaine ciblé dans lequel on pourra retirer les paramètres peu influant et fixer des plages de fonctionnement pour les paramètres qu'on conservera.

Dans notre plan d'expérience on a 6 paramètres d'entrée (les paramètres géométriques) et 6 paramètres de sortie (les paramètres électriques). On s'autorise le dessin d'une trentaine de résonateurs, choix qui nous permet d'un côté d'avoir suffisamment de résultats, et de l'autre de ne pas prendre trop de place sur les masques et de conserver un nombre raisonnable de dispositifs au niveau du temps de mesure et de la taille des fichiers de données à traiter par la suite.

Le plan d'expérience est réalisé avec le logiciel Design Expert, qui permettra aussi par la suite d'étudier les résultats de l'expérience. 217 résonateurs ont été mesurés pour cette étude.

III.3 Mesures RF des résonateurs

Après avoir défini le plan d'expérience et réalisé les masques, nous nous penchons sur les mesures électriques des résonateurs. Nous commençons par des observations des dispositifs réalisés, puis nous nous pencherons sur la mesure d'un dispositif unitaire, en présentant les résultats obtenus, et enfin nous verrons une rapide étude de la tenue de ces dispositifs en température.

III.3.a Dispositifs réalisés

Les dispositifs réalisés ont déjà été présentés dans le chapitre précédent. Nous nous contenterons ici d'un bref rappel des caractérisations faites sur les dispositifs, ainsi que d'une focalisation sur les résultats plus précisément des résonateurs à ondes de Lamb.

Les résonateurs à ondes de Lamb étaient, pour la plupart, plus petits que les dispositifs réalisés par ailleurs, notamment que les lignes à retard des cristaux phononiques. Afin d'éviter de repousser inutilement les plots de contact et ainsi d'augmenter la distance de parcours du signal électrique, au risque d'augmenter la résistance, nous avons choisi de faire une libération courte sur les plaques vouées à la mesure des résonateurs à ondes de Lamb. Dans le procédé de réalisation, seule l'étape de libération est modifiée : elle n'est que de 125 μm

environ. Le Tableau 1 rassemble les paramètres géométriques des résonateurs réalisés, correspondant à un plan d'expérience fixé par Frédéric Domingue.

dispositif	p	a	a/p	N	b	g	h
1	20	10	0.5	3	5	6	0
2	20	5	0.25	3	5	6	0
3	20	7.6	0.38	3	5	6	0
4	20	12.6	0.63	3	5	6	0
5	20	15	0.75	3	5	6	0
6	20	2.6	0.13	3	5	6	0
7	20	17.6	0.88	3	5	6	0
8	20	10	0.5	3	5	6	0
9	20	10	0.5	5	5	6	0
10	20	10	0.5	7	5	6	0
11	20	10	0.5	9	5	6	0
12	20	10	0.5	11	5	6	0
13	20	10	0.5	3	5	6	0
14	15.2	7.6	0.5	3	5	6	0
15	30	15	0.5	3	5	6	0
16	40	20	0.5	3	5	6	0
17	60	30	0.5	3	5	6	0
18	20	10	0.5	3	5	6	5
19	20	10	0.5	3	5	6	10
20	20	10	0.5	3	5	6	15
21	20	10	0.5	3	5	6	0
22	20	10	0.5	3	5	11	0
23	20	10	0.5	3	5	16	0
24	20	10	0.5	3	5	21	0
25	20	10	0.5	3	20	6	0
26	20	10	0.5	3	4	6	0
27	20	10	0.5	3	9	6	0
31	20	10	0.5	3	15	6	0
32	20	10	0.5	15	5	6	0
34	4	2	0.5	11	5	6	0
35	8	4	0.5	11	7	6	0
36	12	6	0.5	11	11	6	0

Tableau 1 : dimension des différents résonateurs réalisés

Dans ce tableau, p représente la période des peignes, a leur largeur, donc a/p le rapport de métallisation. N est le nombre de doigts, b la distance entre les peignes et le bord de la membrane, g celle entre les peignes et les bus opposés et h la longueur des avancées de libération.

On a décrit dans le chapitre précédent le procédé de réalisation utilisé pour ces dispositifs, ce procédé a été utilisé pour réaliser aussi bien des structures de cristaux phononiques que des résonateurs à ondes de Lamb, comme on peut en voir une photographie au microscope optique sur la Figure III-9. Sur cette figure on peut voir un dispositif de type 25 comportant 3 doigts. Les parties blanches correspondent à l'électrode supérieure, avec les plots de contact pour les pointes sur la gauche de la figure. On devine les ouvertures de libération dans les zones très sombres et on voit la limite de la libération sous la membrane, correspondant aux franges de couleurs. Dans les zones kaki la membrane est posée directement sur le substrat.

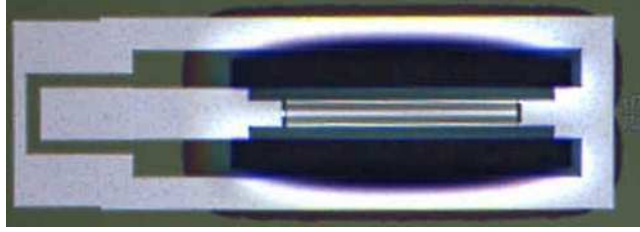


Figure III-9 : photographie au microscope optique d'un résonateur à ondes de Lamb après la fabrication

III.3.b Réponse électrique des résonateurs

La Figure III-10 montre un exemple de réponse électrique d'un résonateur à ondes de Lamb. Cette figure utilise la réponse d'un résonateur du type 21, correspondant au résonateur de référence, mesuré vers le centre de la plaque. Les résonateurs avec une période de 20 μm présentent une résonance autour de 286 MHz.

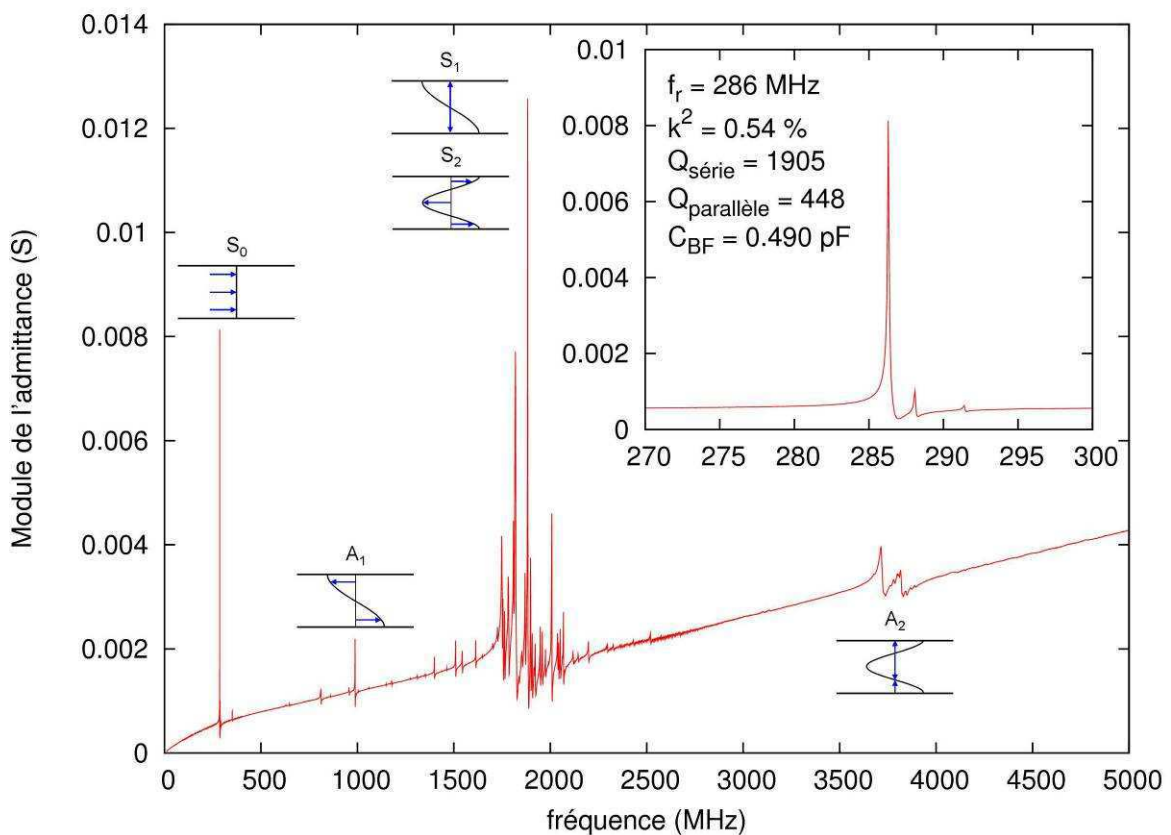


Figure III-10 : module de l'admittance mesuré sur un dispositif 21 vers le centre de la plaque, mesure large bande et zoom sur la résonance du mode S_0 dans l'encart. Paramètres électriques de ce dispositif

Cette figure nous permet de voir la réponse large bande du résonateur. On remarque plusieurs fréquences pour lesquelles on a une résonance, représentant les différents modes de Lamb. On aperçoit de nombreux pics autour de 1.8 GHz, correspondant au mode S_1 , alors que la résonance vers 1 GHz correspond au mode A_1 . Le pic qui nous intéresse est le pic à 286 MHz, correspondant au mode S_0 . Les résonateurs présentent des facteurs de qualité série autour de 1800, et parallèle autour de 460. Les fréquences de résonance varient entre 108 MHz et 538 MHz, avec des capacités basse fréquence autour de 0.6 pF.

Ces résultats sont en accord avec les résultats attendus, notamment au niveau de la fréquence de résonance. On obtient un produit Qf d'environ $5,15 \cdot 10^{11}$, ce qui est dans la moyenne des résultats présentés dans la littérature, mais un peu en-dessous des travaux

présentés par Abdolvan [98], Yantchev [99] et Zuo [100] qui présentent des facteurs Qf de l'ordre de 2.10^{12} .

Ces résultats prouvent que les résonateurs fonctionnent individuellement, il est donc possible de les exploiter pour notre étude paramétrique.

III.4 Variation des paramètres électriques

Après avoir observé les résultats obtenus pour les résonateurs, nous allons maintenant nous pencher sur le plan d'expérience réalisé, notamment en étudiant la variation des paramètres électriques en fonction des paramètres géométriques. Nous commencerons donc par la capacité basse fréquence, puis le facteur de couplage électromécanique, les facteurs de qualité pour finir par les fréquences de résonance série et parallèle. Dans ces études, nous utilisons un criblage des paramètres géométrique, ce qui signifie que chaque paramètre varie indépendamment des autres. Pour la suite, nous utiliserons un modèle de variations hiérarchique, nous ne nous autoriserons pas à regarder des variations quadratiques selon un paramètre, puisque nous n'avons pas de résultat sur les variations croisées.

III.4.a Capacité basse fréquence

Comme nous l'avons expliqué plus haut, la capacité basse fréquence est la pente de la partie imaginaire de l'admittance en fonction de la fréquence pour les basses fréquences, à un facteur 2π près. Dans notre cas, cette capacité est calculée à partir de l'équation (III-4) à une fréquence déterminée (ici 10 MHz, soit le premier point balayé en fréquence).

Lorsqu'on considère une capacité plane, la valeur de la capacité dépend de la surface métallisée et de l'épaisseur de l'espace entre les deux électrodes. Ce modèle est très simpliste par rapport au dispositif réalisé, mais on peut tout de même s'attendre à ce que la capacité du dispositif dépende de la surface des électrodes, et donc dans notre cas de l'interaction entre trois paramètres : le nombre de doigts multiplié par la longueur des doigts (ou l'ouverture acoustique) multipliée par la largeur des doigts. Comme nous l'avons expliqué plus haut (paragraphe III.2.d), notre plan d'expérience ne permet pas d'obtenir des résultats exploitables sur une variation croisée de paramètres, nous ne pourrions donc pas donner d'équation de la variation de la capacité basse fréquence en fonction des paramètres géométriques.

Il est tout de même possible de regarder la variation de ce paramètre en fonction de chaque paramètre individuellement. Tout d'abord, nous avons plusieurs dispositifs identiques (1, 8, 13 et 21) que nous mesurons en plusieurs endroits de la plaque, ce qui nous permet de faire une étude de reproductibilité. La capacité basse fréquence varie, pour des dimensions similaires, entre 0.48 pF et 0.55 pF, ce qui nous donne une variation d'environ 13 %. Cette variation représente bien plus que ce qu'on obtiendrait par la dispersion d'épaisseur d'AlN, qui serait de l'ordre de +/- 1 %, entraînant des variations de la capacité du même ordre. Cette dispersion peut être due à une dispersion importante sur les côtes des peignes, notamment due à la lithographie (homogénéité d'insolation, de la révélation, de l'épaisseur de la résine,...) ou encore à la sur-gravure, comme présenté dans le chapitre II.3.c.

La capacité basse fréquence ne varie pas significativement par rapport à cette reproductibilité quand on fait varier le rapport de métallisation, la forme des ancrages ou les espaces entre les électrodes et les bus ou le bord de la membrane. Cependant, ce paramètre atteint environ 65 % de variations quand on fait varier le nombre de doigts ou la période (voir Figure III-11), ce qui tendrait à confirmer ce que nous attendions.

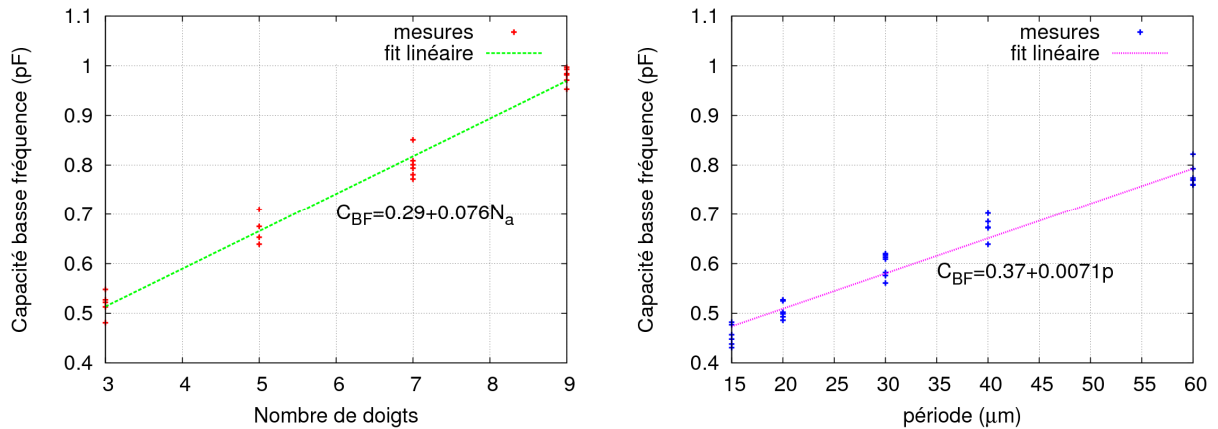


Figure III-11 : variation de la capacité basse fréquence en fonction du nombre de doigts et de la période des peignes

Cette étude ne peut cependant pas se limiter à une variation linéaire des paramètres géométriques, dans un deuxième temps il nous faudra faire un plan d’expérience mettant en jeu des variations croisées du nombre de doigts, de l’ouverture acoustique et de la période, dont dépend la largeur des doigts. Dans notre cas, l’ouverture acoustique ne varie pas, elle ne peut donc pas être considérée comme un paramètre. Sur la Figure III-12 on fait donc varier la largeur et le nombre de doigts, les résultats semblent confirmer la remarque citée précédemment.

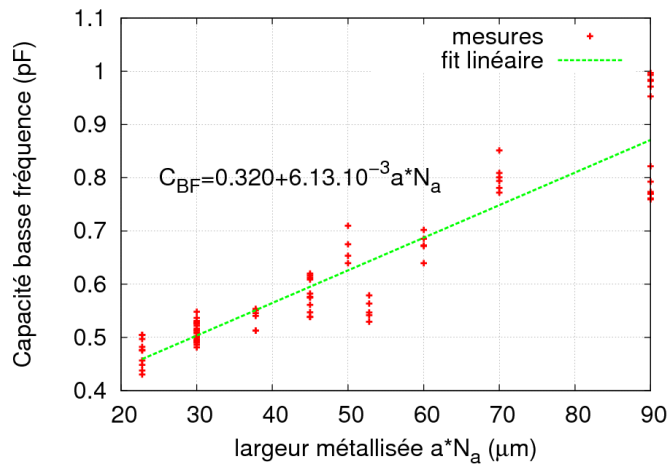


Figure III-12 : capacité basse fréquence en fonction du produit de la largeur des doigts par le nombre de doigts, chaque paramètre variant indépendamment des autres

III.4.b Coefficient de couplage électromécanique

Nous nous intéressons maintenant au couplage électromécanique, k^2 , correspondant à l’efficacité de l’excitation. Une rapide étude avec le logiciel Design Expert nous indique que les variations du coefficient de couplage ne peuvent pas être expliquées par une fonction linéaire des paramètres géométriques, donc comme dans le cas précédent une étude plus précise sera nécessaire.

Si on s’intéresse à la variation de ce paramètre en fonction des paramètres géométriques, il ressort que le couplage électromécanique dépend principalement du nombre de doigts, avec une variation de 110 % de ce paramètre sur le domaine étudié. Dans un deuxième temps, avec une variation autour de 65 % de ce paramètre dans la plage de valeurs étudiée, le coefficient de couplage dépend aussi du rapport de métallisation, de la période et de l’espace entre les

électrodes et le bord de la membrane. Les autres paramètres présentent une variation proche de celle due à la dispersion (environ 18 %).

On regarde donc d'abord la variation du coefficient de couplage électromécanique avec le nombre de doigts. Cette variation, présentée sur la Figure III-13, n'est pas évidente : elle pourrait se rapprocher d'une variation polynomiale, d'ordre supérieur à 2, mais nous n'avons que 4 points de mesure, ce qui n'est pas suffisant pour valider cette hypothèse. En effet, le plan d'expérience comprenait 6 dispositifs présentant des variations uniques du nombre de doigts, mais deux de ces dispositifs n'ont pas pu être mesurés du fait de leur grande taille qui les rend plus sujets à la casse de la membrane. On s'attendait à ce que le nombre de doigts augmente le facteur de qualité, c'est-à-dire qu'il améliore la transduction, étant donné qu'on réalise plus de sources distribuées. Cet effet est peut-être contrecarré par le fait que, lorsqu'on augmente le nombre de doigts, on augmente aussi la largeur de la membrane, créant ainsi un système plus grand, donc plus lourd à mettre en mouvement, d'autant que la membrane est retenue sur deux de ses côtés.

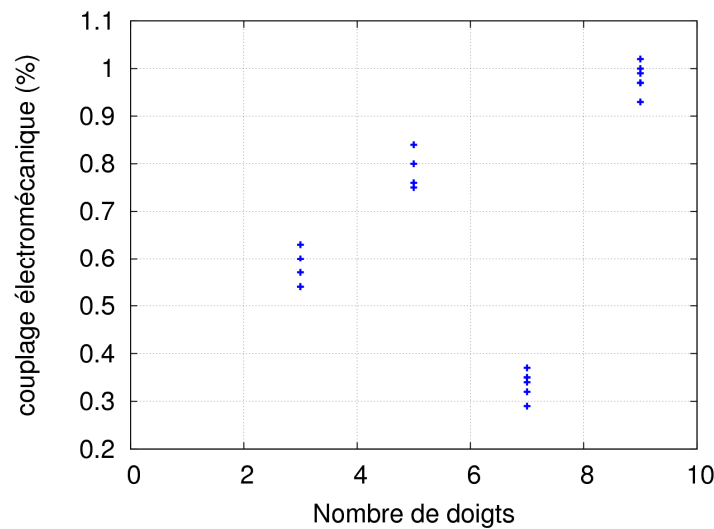


Figure III-13 : variations du facteur de couplage électromécanique en fonction du nombre de doigts

La variation du coefficient de couplage en fonction du rapport de métallisation semble former un polynôme d'ordre 2, comme l'indique la Figure III-14. Cela ne peut pas être vérifié avec le plan d'expérience utilisé, mais c'est un terrain à explorer. On pourrait obtenir un maximum de couplage électromécanique en optimisant le rapport de métallisation. Ce maximum peut être expliqué par l'opposition de deux effets lorsqu'on augmente le rapport de métallisation. Le premier effet est l'augmentation du volume soumis au champ électrique, et donc l'augmentation de l'effet de ce champ. Le deuxième effet est lié à la forme des modes excités. En effet, si on augmente trop la largeur des peignes on recouvre plus que la demi-période recherchée, excitant des zones correspondant à un champ électrique opposé. Cette annulation des effets est expliquée plus en détails dans la thèse de Koné [68]. Ce résultat est d'ailleurs aussi obtenu par Ting-Ta Yen [101] dans des travaux réalisés en parallèle des nôtres qui décrit un optimum de couplage pour un rapport de métallisation de 0.74.

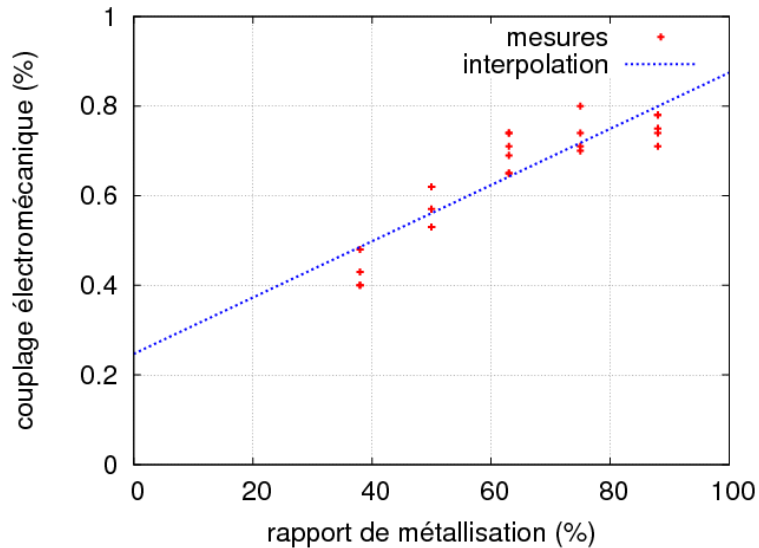


Figure III-14 : variations du couplage électromécanique en fonction du rapport de métallisation

L'agrandissement de l'espace entre les doigts et le bord de la membrane, représentant la position du plan de réflexion par rapport aux ventres des vibrations, semble faire diminuer le couplage, même si ce résultat n'est pas relevé par T.T. Yen [101], comme le montre la Figure III-15. Il est difficile de qualifier cette décroissance car on ne dispose que de 3 points pour cette courbe. La Figure III-15 présente tout de même un fit linéaire.

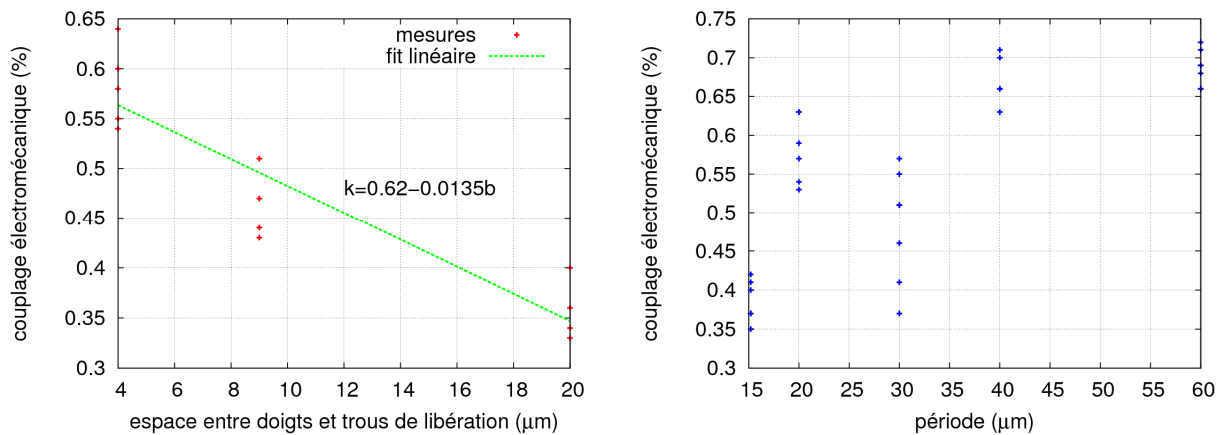


Figure III-15 : variations du couplage électromécanique en fonction de l'espace entre les doigts et les piscines de libération, b , ou la période, p

Le lien entre le couplage et la période, sur la Figure III-15, ne semble pas suivre une loi simple, nous laisserons donc cette étude de côté. Lorsqu'on fait varier la période on parcourt les courbes de dispersion, le facteur de couplage électromécanique dépend donc du nombre d'onde.

Le couplage semble dépendre selon des lois simples de plusieurs paramètres, mais nous avons manqué de dispositifs dans cette étude. En effet, plusieurs dispositifs n'ont pas pu être mesurés, du fait de leur mauvais état en fin de fabrication. Pour poursuivre l'étude, nous nous attacherons à améliorer la proportion de dispositifs en état d'être mesurés, notamment en utilisant des rayons de courbures plus grands dans les angles, comme expliqué dans le paragraphe II.3.a.

III.4.c Facteurs de qualité

On pourrait s'attendre à ce que les facteurs de qualité à la résonance et à l'antirésonance varient de la même façon. Cette étude préliminaire nous indique que ça n'est pas le cas : le

facteur de qualité série dépend, par ordre d'importance, de la période, du nombre de doigts, de l'espace entre les doigts et le bord de la membrane, les autres paramètres ayant une influence proche de la dispersion, alors que le facteur de qualité parallèle dépend en premier lieu du nombre de doigts, puis de la période et de l'espace entre les doigts et la piscine, comme indiqué sur la Figure III-16. Nous traiterons donc ces deux paramètres séparément.

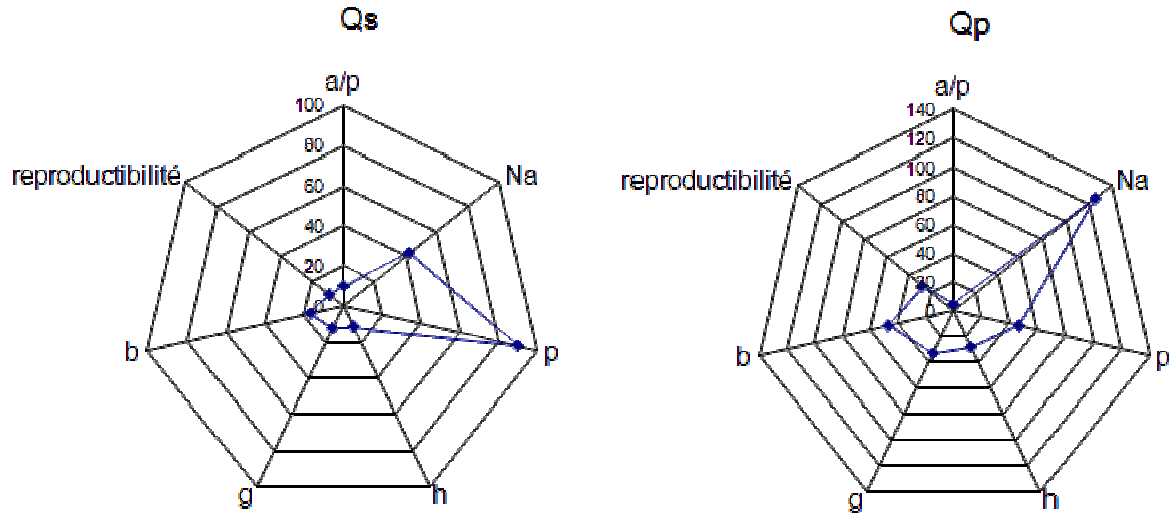


Figure III-16 : dépendance du facteur de qualité série et du facteur de qualité parallèle par rapport aux différents paramètres géométriques

III.4.c.1 Facteur de qualité série

Dans le cas du facteur de qualité série, le plan d'expérience permet l'obtention d'une équation régissant les variations en fonction des paramètres géométriques :

$$\ln(Q_s) = \alpha - \beta \cdot p - \chi \cdot N_a + \delta \cdot \frac{a}{p} + \varepsilon \cdot h \quad (\text{III-5})$$

Toutes les constantes, représentées par des lettres grecques, sont positives et présentées par influence décroissante : $\beta = 1.98 \cdot 10^{-2} \mu\text{m}^{-1}$, $\chi = 1.96 \cdot 10^{-2}$, $\delta = 9.30 \cdot 10^{-2}$, $\varepsilon = 2.54 \cdot 10^{-3} \mu\text{m}^{-1}$. Les autres paramètres n'influent pas significativement sur la réponse.

On observe tout d'abord que la variation du facteur de qualité série n'est pas linéaire, mais qu'elle requiert un changement de variable qui passe par un logarithme. Cette modification est cependant tout à fait acceptable pour notre plan d'expérience, puisqu'ensuite cette variable présente des variations presque linéaires.

La Figure III-17 présente le facteur de qualité série en fonction de la période et du nombre de doigts. Ces figures sont cohérentes avec le résultat du plan d'expérience.

Dans un premier temps on remarque que la surface des électrodes est principalement dépendante de trois paramètres : le nombre de doigts, le rapport de métallisation et l'ouverture acoustique (qui ne varie pas ici). Ces trois paramètres jouent donc sur la résistance série du dispositif, et donc diminuant le facteur de qualité série, par les variations de la surface des électrodes. D'un autre côté, si on se penche maintenant sur la partie acoustique du dispositif, un nombre de doigts important favorisera la résonance. De même, si le paramètre h est grand la membrane sera libre de ses mouvements et le coefficient de qualité sera meilleur.

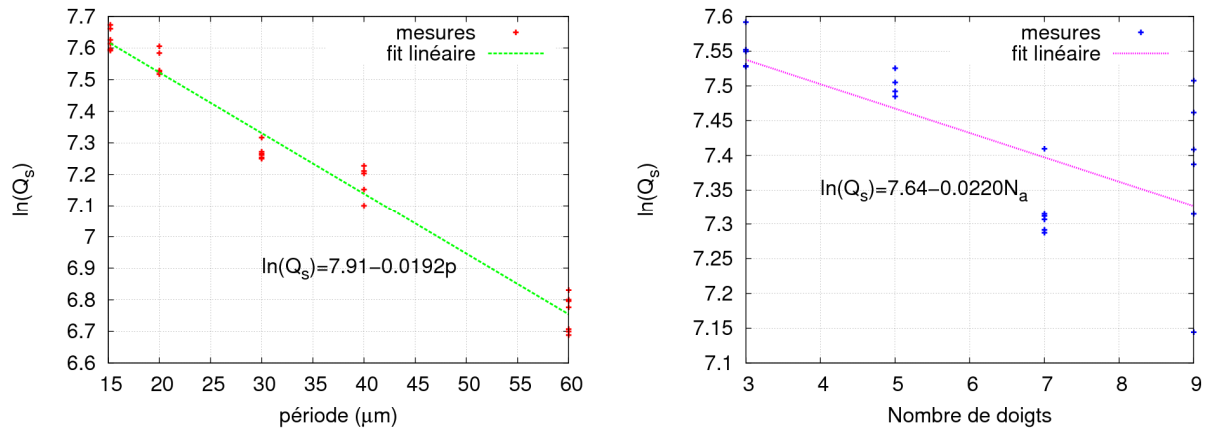


Figure III-17 : variation du facteur de qualité série en fonction de la période et du nombre de doigts

III.4.c.2 Facteur de qualité parallèle

Tout comme le couplage électromécanique, le facteur de qualité parallèle ne dépend pas d'une variation linéaire des paramètres géométriques, même en utilisant un changement de variable simple comme l'inverse ou le logarithme népérien.

Le facteur de qualité parallèle est beaucoup moins grand que le facteur de qualité série, et il est de plus perturbé par des parasites proches de l'antirésonance. Sa reproductibilité est assez faible, avec une variation de 28%. Il dépend principalement du nombre de doigts (N_a), selon une loi qui ne semble pas évidente (Figure III-18).

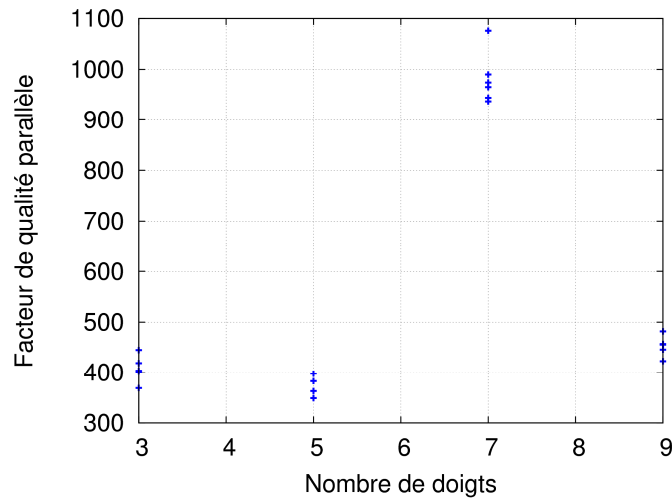


Figure III-18 : variation du facteur de qualité parallèle en fonction du nombre de doigts

La valeur de ce coefficient de qualité parallèle largement inférieure à celle du facteur de qualité série peut s'expliquer par la présence d'un parasite sur l'antirésonance qui perturbe ce facteur de qualité. On s'attendrait à ce que le nombre de doigts améliore le facteur de qualité parallèle, mais la Figure III-18 ne confirme pas cette hypothèse. Peut-être cette réponse est-elle due à l'élargissement important de la membrane lorsqu'on augmente le nombre de doigts, ce qui rend les mouvements de cette membrane plus difficiles.

III.4.d Fréquences de résonance et d'antirésonance

Les fréquences de résonance et d'antirésonance, ou plutôt ici les fréquences série et parallèle, ont des comportements très similaires, avec un écart correspondant au couplage électromécanique. Nous étudierons donc uniquement la résonance série, en sachant que tout ce qu'on en dit est transposable pour la résonance parallèle.

Résonateurs à ondes de Lamb

Tout d'abord, on peut remarquer que ces paramètres sont les plus stables, avec une variation due à la dispersion d'environ 0.2%. Ce résultat est assez prometteur pour la réalisation de dispositifs plus complexes par la suite, comme par exemple des filtres, puisque sur une même plaque on aura une bonne homogénéité des fréquences de résonance et d'antirésonance.

Comme on aurait pu s'y attendre, la fréquence de la résonance série dépend principalement de la période. Cela est très compréhensible : on a indiqué dans le paragraphe III.1.a qu'on plaçait les électrodes au-dessus des maxima et des minima de déplacement liés au mode utilisé, la période est donc directement reliée à la fréquence. Cette variation n'est pourtant pas exactement linéaire : c'est l'inverse de la fréquence qui suit une loi linéaire en fonction de la période (Figure III-19), ce qui est cohérent avec la condition de synchronisation :

$$p = \frac{v}{2f} \quad (\text{III-6})$$

où p est la période, v la vitesse et f la fréquence.

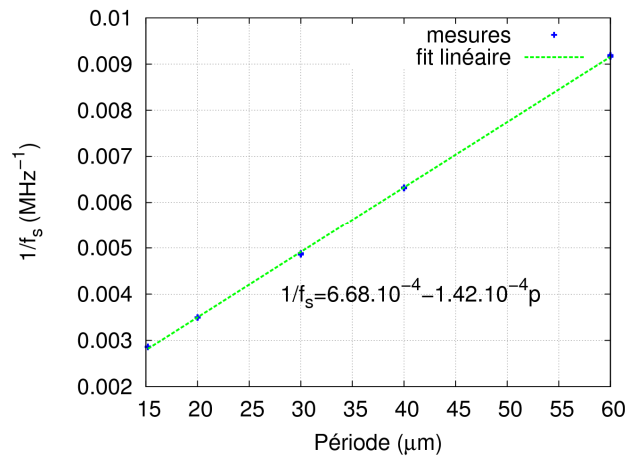


Figure III-19 : variation de la fréquence de résonance en fonction de la période des peignes

Mais la fréquence de résonance série ne dépend pas uniquement de la période, et d'autres paramètres peuvent l'influencer, comme indiqué sur la Figure III-20. C'est le cas de l'espace entre les doigts et le bord de la membrane. T.T. Yen obtient un résultat similaire [102], qu'il explique par le fait que la valeur idéale de ce paramètre est $\frac{1}{4}$ de la longueur d'onde, λ . Si, au lieu d'utiliser $b = \frac{1}{4}\lambda$ on vient prendre une autre dimension, on a alors un décalage entre la fréquence commandée par les peignes interdigités et celle de la membrane. Pour certaines fréquences, c'est la membrane qui impose la fréquence, laissant les peignes légèrement désadaptés à la résonance, ce qui se traduit par une corrélation avec k^2 .

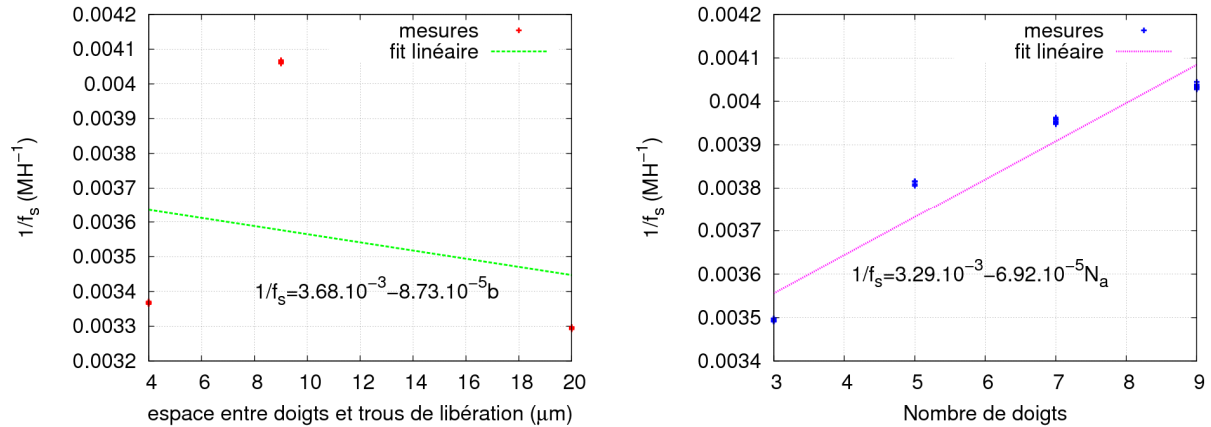


Figure III-20 : variation de la fréquence de résonance série en fonction de l'espace entre les doigts et les trous de libération, et en fonction du nombre de doigts

Enfin, la fréquence de résonance série dépend aussi du nombre de doigts, cependant dans une moindre mesure. En effet, l'augmentation du nombre de doigts diminue la fréquence, probablement parce que, dans notre cas, les membranes comprenant beaucoup de doigts sont beaucoup plus grandes que les autres, cette dimension pouvant modifier légèrement la fréquence de résonance. Les membranes sont aussi plus sensibles aux contraintes internes, aboutissant à des membranes très déformées, et potentiellement à une modification de la fréquence.

A ce point de l'étude nous pouvons nous demander si la fréquence de résonance ne dépend pas de la taille de la membrane comme paramètre principal. Cette hypothèse n'est pas vérifiée avec les données que nous avons, si on trace la fréquence en fonction du paramètre $p(N_a-1)+b$ on n'observe pas de tendance générale valable.

Les autres paramètres n'influent presque pas sur cette valeur, nous les supprimons de cette étude. L'étude du résultat du plan d'expérience avec Design Expert nous permet d'obtenir une expression de la fréquence de résonance en fonction des paramètres géométriques :

$$\frac{1}{f_s} = \frac{1}{f_0} + \alpha \cdot p + \beta \cdot N_a + \chi \cdot b \quad (\text{III-7})$$

avec $\alpha = 1.42.10^{-4}$ s/m, $\beta = 6.92.10^{-5}$ μs et $\chi = 8.73.10^{-6}$ s/m.

La dépendance de la fréquence par rapport à la période explique aussi sa stabilité technologique. En effet, la période est un paramètre géométrique déterminé uniquement par la précision du masque et de la lithographie, qui sont des éléments très bien maîtrisés en technologie. Sur un même substrat, et même sur des plaques différentes, on peut obtenir une très bonne reproductibilité de la période des peignes, c'est un grand avantage des résonateurs à ondes de Lamb par rapport aux BAW.

III.4.e Conclusion

Dans ce paragraphe on a vu une première étude de la dépendance des paramètres électriques en fonction des paramètres géométriques. Cette première étude avait pour objectif de déterminer les paramètres géométriques pertinents et d'établir quelques bases de dimensionnement d'un résonateur à ondes de Lamb.

Nous savons maintenant que la période, le nombre de doigts et l'espace entre les doigts et le bord de la membrane sont des paramètres géométriques qui ont un impact sur tous les paramètres électriques. Le rapport de métallisation, lui, n'influence que le couplage électromécanique et, dans une moindre mesure, la capacité basse fréquence. Ce paramètre sera donc très utile si on souhaite ajuster le couplage sans modifier les autres paramètres.

La forme des ancrages, gérée ici par le paramètre h qui symbolise la longueur de l'avancée des trous de libération le long de la membrane, n'influe que faiblement sur la capacité basse fréquence du résonateur. Dans la littérature, la plupart des gens cherchent à réaliser des ancrages les plus étroits possibles [91, 98, 103], en se basant sur des connaissances issues des MEMS, probablement afin de laisser la membrane libre de se déformer plus facilement. Notre étude ne confirme pas ce résultat intuitif, mais la plupart des dispositifs présentés ici comportent peu de doigts et les membranes sont donc petites. Afin de conserver un contact électrique peu résistif nous avons conservé une taille de bus importante, le paramètre h ne varie donc pas dans une grande plage de dimensions. Il pourrait être intéressant de confirmer nos résultats en réalisant une étude similaire avec des membranes de plus grande taille sur lesquelles ce paramètre pourrait avoir une vraie influence.

Le dernier paramètre, dont nous n'avons que très peu parlé, est la distance entre les doigts et les bus. Ce paramètre ne semble pas influencer beaucoup plus que la dispersion sur les paramètres électriques, nous choisissons donc de l'enlever de l'étude. Nous fixerons ce paramètre à une valeur déterminée par la technologie pour que les dispositifs soient faciles à réaliser, donc à environ $5 \mu\text{m}$.

Cette étude nous a tout de même permis d'obtenir des informations sur la variation des fréquences de résonance série et parallèle et du facteur de qualité série. Un approfondissement de cette étude est en cours d'analyse, après réalisation et mesures. Quoiqu'il en soit, il nous est possible de réaliser des transducteurs à ondes de Lamb à une fréquence visée, ce qui nous sera utile pour le véhicule de test des cristaux phononiques.

III.5 Autres dispositifs réalisés

Nous avons présenté des résonateurs à ondes de Lamb réalisés sur membrane d'AIN. Ces résonateurs pourraient présenter un intérêt dans la réalisation de filtres radiofréquences, puisqu'ils permettent la réalisation de filtres à fréquences intermédiaires, co-intégrables avec les FBAR (Film Bulk Acoustic Resonators). Par rapport aux SAW, ils présentent une vitesse acoustique élevée, ce qui permet un relâchement des contraintes de fabrication, puisque, pour réaliser un résonateur à la même fréquence, on pourra réaliser des peignes avec une période plus grande. Cette période plus grande permet aussi d'avoir plus d'espace entre les doigts, et donc d'améliorer l'isolation électrique entre l'entrée et la sortie des résonateurs, permettant par là même de réaliser des composants de puissance. Ils seront aussi plus adaptés pour les applications capteurs dans les milieux liquides ou corrosifs, puisque, contrairement aux SAW, ils présentent 2 faces et peuvent donc avoir une face dédiée au capteur et l'électronique sur l'autre face. Ils sont facilement réalisables à différentes fréquences sur un même substrat, allant de quelques dizaines de MHz à quelques GHz en micro-technologies, ce qui est délicat avec des résonateurs BAW dont la fréquence dépend principalement de l'épaisseur des différentes couches.

D'autre part, il sera possible, avec ces transducteurs, de réaliser des lignes à retard, permettant la caractérisation des cristaux phononiques.

Dans ce paragraphe, nous aborderons brièvement la réalisation de lignes à retard, puis nous nous pencherons sur d'autres résonateurs acoustiques réalisés avec la même technologie.

III.5.a Lignes à retard

Avant de regarder les autres résonateurs acoustiques que nous avons réalisés, nous nous intéressons à des dispositifs plus complexes réalisés à partir des résonateurs à ondes de Lamb : les lignes à retard.

Ce type de dispositifs est directement lié à l'étude des cristaux phononiques. La ligne à retard permet en effet de propager des ondes de Lamb dans une membrane dans laquelle on

peut insérer un cristal phononique. Avant d'étudier les cristaux phononiques, il est important d'avoir une idée du signal attendu en l'absence de cristal phononique.

La ligne à retard se présente comme sur le schéma de la Figure III-21 : des peignes interdigités transforment un signal électrique en signal acoustique sous forme d'ondes de Lamb dans la membrane, les ondes se propagent dans une zone de propagation, et un deuxième système de peignes interdigités identique au premier transforme le signal acoustique transmis en signal électrique. Dans cette configuration, les transducteurs servent successivement d'émetteur et de récepteur.

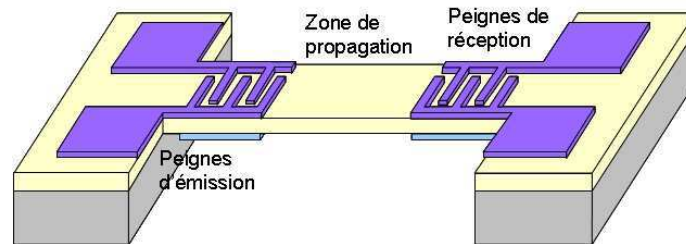


Figure III-21 : schéma d'une ligne à retard

Afin de dimensionner cette ligne à retard on utilise le modèle de Mason décrit ci-dessus (paragraphe III.2.a). Le premier transducteur est modélisé comme on l'a expliqué plus haut, puis on ajoute la zone de propagation qui est représentée par une boîte ne comprenant pas d'électrode, et on ajoute un deuxième transducteur. La Figure III-22 représente la transmission obtenue par l'un de ces dispositifs.

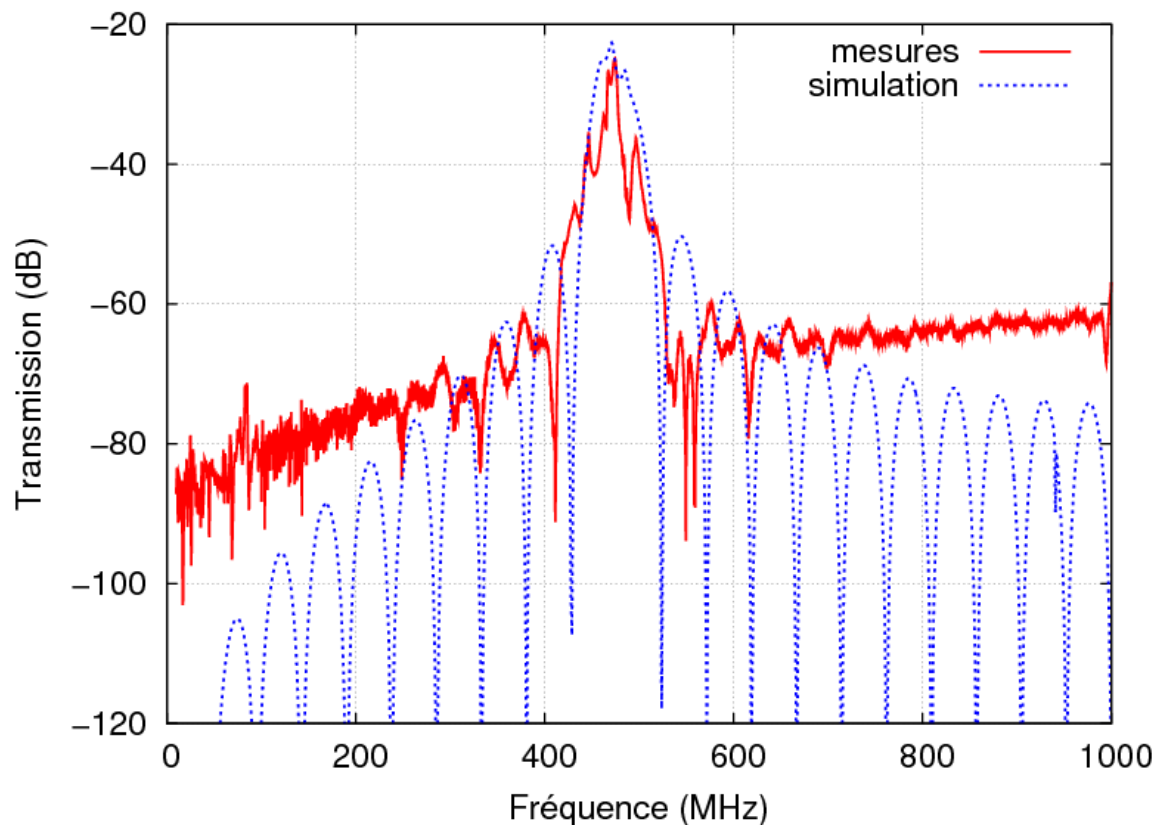


Figure III-22 : réponse d'une ligne à retard utilisant des résonateurs à ondes de Lamb avec une période de 10.4 μm

Ces lignes à retard présentent une bande passante assez étroite (environ 70 MHz), ce qui est dû aux transducteurs utilisés. Il serait possible d'augmenter la largeur de la bande passante

des lignes à retard en utilisant des peignes interdigités en éventails [104], mais le signal serait alors plus faible. Dans notre cas, pour obtenir une bande passante suffisante, nous utiliserons plusieurs dispositifs avec des dimensions géométriques différentes pour les peignes interdigités.

III.5.b Résonateurs BAW

Le laboratoire radiofréquences du CEA-Léti a réalisé de nombreuses études sur les résonateurs BAW, ce sont donc des dispositifs bien connus et maîtrisés dans l'équipe. Les résonateurs à ondes de Lamb n'étant que peu connus encore, il nous paraissait intéressant de réaliser des résonateurs BAW sur les substrats utilisés pour les Lamb, notamment afin de vérifier que nous obtenions une réponse électrique cohérente.

III.5.b.1 FBAR

Les résonateurs BAW embarqués sur les masques ne pouvaient pas utiliser une électrode inférieure reliée à un potentiel fixe, comme c'est le cas d'habitude, puisque nous n'avons pas prévu d'accès à cette électrode pour fixer le potentiel. Nous avons donc dessiné des systèmes comportant deux résonateurs côte-à-côte, connectés électriquement en série au niveau de l'électrode inférieure, comme indiqué sur la Figure III-23.

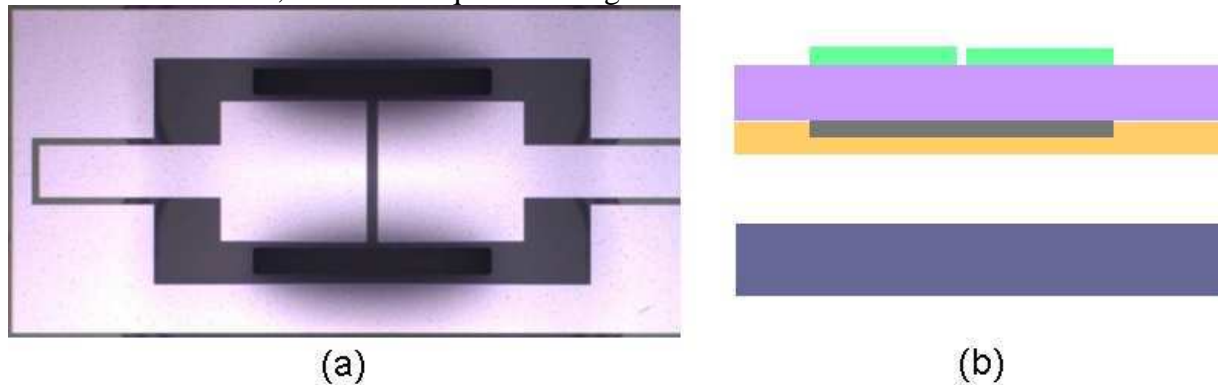


Figure III-23 : (a) photographie au microscope optique du dispositif vu de dessus, (b) schéma du dispositif vu en coupe

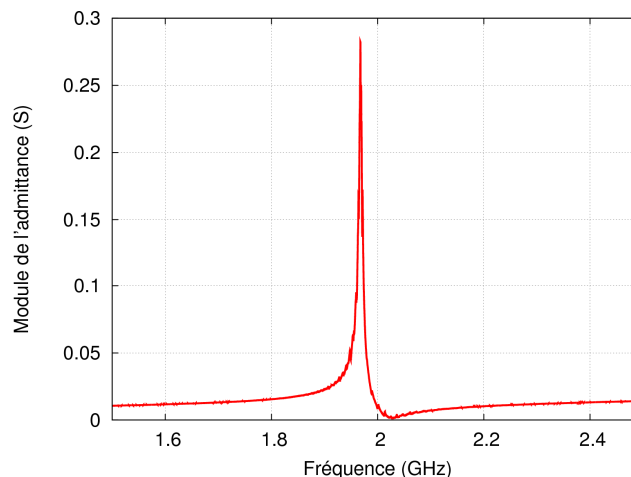


Figure III-24 : réponse électrique d'un résonateur BAW

Ces résonateurs sont réalisés sur une membrane, et donc isolés du substrat par une lame d'air. Ils sont donc appelés FBAR, pour Film Bulk Acoustic Resonators. La fréquence de résonance d'un résonateur BAW est très dépendante de l'épaisseur des différentes couches utilisées, en particulier de la couche piézoélectrique qui est la plus épaisse. Dans notre cas, nous avons une couche de $2\ \mu\text{m}$ d'AlN, nous attendons donc une résonance autour de 2 GHz.

Cette valeur est très dépendante des épaisseurs, non seulement de l'AlN, mais aussi des autres couches : SiO₂, Mo et AlSi. Ces différentes couches alourdissent la structure et donc abaissent la fréquence de résonance du résonateur. La Figure III-24 montre la réponse électrique du dispositif.

III.5.b.2 BAW à trous

Dans un deuxième temps, nous avons mené un début d'étude concernant l'ajout d'ouvertures dans l'électrode supérieure d'un résonateur BAW afin de modifier sa fréquence. En effet, les résonateurs BAW étant très dépendants de l'épaisseur des couches, il est difficile de réaliser des résonateurs à des fréquences différentes sur une même puce. Cela est habituellement fait grâce à une couche de "loading", qui consiste à ajouter du poids sur les dispositifs dont on souhaite qu'ils aient une fréquence de résonance plus faible. Notre objectif à travers cette étude était de trouver une alternative à ces surcouches, permettant notamment de viser plus de fréquences différentes [105, 106].

Pour réaliser cela nous avons percé des trous régulièrement espacés dans l'électrode supérieure des résonateurs. Ces trous avaient un diamètre compris entre 4 μm et 10 μm pour un espacement de 12 μm. Nous nous attendions à ce que la fréquence de résonance augmente avec les trous, puisqu'on allège l'électrode supérieure, mais les résultats ne sont pas ceux espérés, comme le montre la Figure III-25 : la réponse électrique des dispositifs avec les trous est très bruitée, et il semblerait que la résonance soit plutôt décalée vers les basses fréquences.

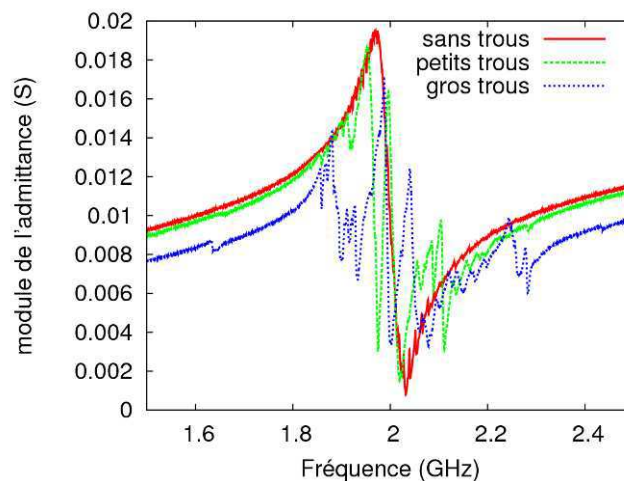


Figure III-25 : réponse électrique des premiers résonateurs BAW comportant des trous régulièrement espacés sur l'électrode supérieure

La première explication à ce phénomène contre-intuitif est que les trous dessinés sont gros par rapport à la longueur d'onde, et qu'ils ne font qu'ajouter des parasites qui brouillent la lecture de la résonance. Dans un deuxième temps nous avons repris cette étude en réalisant des trous plus petits, présentant un rayon de 2 μm. Ces trous sont creusés dans l'électrode supérieure, et ils sont espacés de 4 à 8 μm. Les premières mesures de ces dispositifs donnent de bien meilleurs résultats, comme le montre la Figure III-26. Les dispositifs avec des trous espacés de 4 μm montrent bien un décalage de la résonance vers de plus hautes fréquences sans altérer ses propriétés.

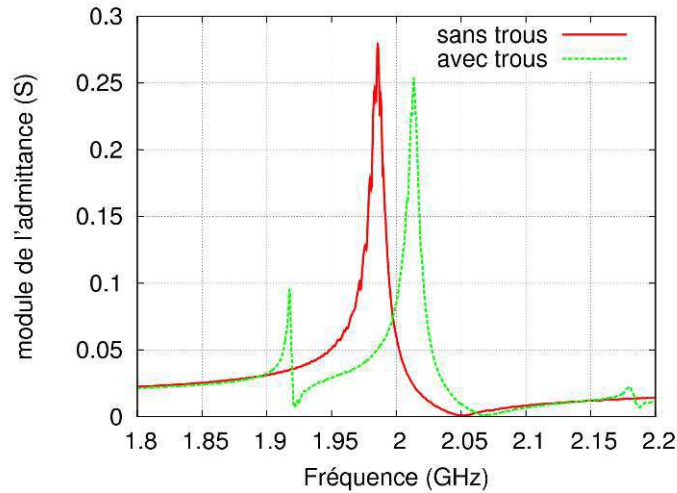


Figure III-26 : réponse électrique d'un résonateur BAW comportant des trous de $2\ \mu\text{m}$ espacés de $4\ \mu\text{m}$ sur son électrode supérieure

Sur la Figure III-26 on remarque un décalage en fréquences d'environ 28 MHz, cohérent avec une simulation grossière en utilisant le modèle de Mason avec une épaisseur d'électrode supérieure calculée au *pro rata* du volume de cette électrode avec ou sans les trous qui prévoit un décalage d'environ 30 MHz. On voit l'apparition d'un parasite vers 1.92 GHz lorsqu'on perce les trous dans l'électrode supérieure. Ce parasite pourrait être gênant s'il arrivait dans la résonance, et est peut-être à l'origine de la perte de couplage subie par la résonance principale. Un deuxième parasite, de plus faible amplitude, apparaît vers 2.18 GHz. Il correspond à la fréquence de résonance de l'empilement sans électrode supérieure et est probablement dû à la contribution des trous. Dans tous les cas présentés ici, l'organisation périodique des trous réalisés ne présente pas de bande d'arrêt dans la plage de fréquences observée.

III.5.c LFE

Les derniers dispositifs dont nous parlerons ici sont les résonateurs LFE, pour Lateral Field Excited [107]. Ces résonateurs présentent la particularité de ne pas comporter d'électrode inférieure. La résonance se fait latéralement par la différence de potentiel entre deux électrodes côte-à-côte, ce qui permet d'exciter des modes transverses. Ici, les dispositifs ont la même forme que les résonateurs BAW, excepté qu'ils ne comprennent pas d'électrode inférieure. L'espacement entre les deux électrodes est modifié entre $2\ \mu\text{m}$ et $8\ \mu\text{m}$. La Figure III-27 représente des photographies au microscope optique et au microscope électronique à balayage (MEB) des dispositifs vus de dessus et en coupe. Sur la vue en coupe nous ne voyons pas de SiO_2 sous l' AlN parce que la coupe est réalisée sur le bord du dispositif, et qu'à cet endroit tout le SiO_2 a été consommé lors de la libération par le XeF_2 . Le dispositif a été consolidé avec de la colle afin d'éviter la casse lors de la découpe, c'est donc cette colle qu'on distingue au-dessus du dispositif sur la Figure III-27 (b).

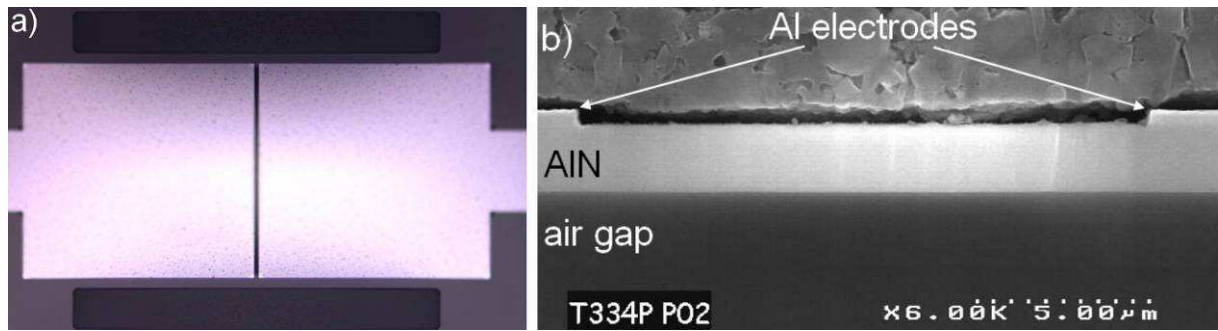


Figure III-27 : photographies d'un résonateur LFE (a) au microscope optique vu de dessus et (b) vue en coupe au MEB

Les dispositifs sont mesurés entre 1.5 et 3.1 GHz, on observe sur la Figure III-28 trois types de résonances : la première périodique tous les 5.7 MHz, la deuxième autour de 1.65 GHz et la troisième autour de 2.52 GHz. Afin de comprendre ces trois types de résonances nous séparons les résonateurs en 3 parties et nous les modélisons sous ADS en utilisant le modèle de Mason décrit ci-dessus.

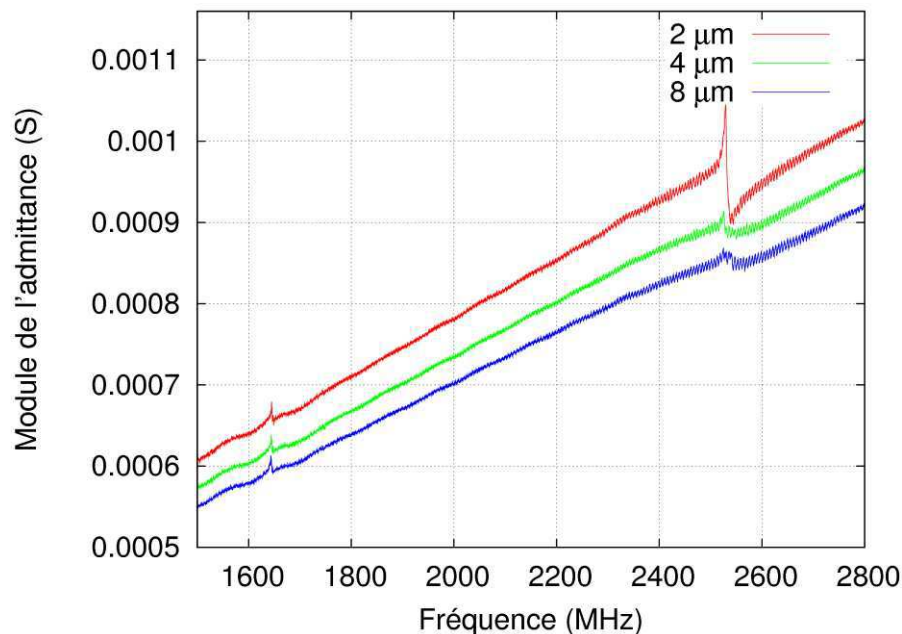


Figure III-28 : réponse électrique des résonateurs LFE avec un espacement différent entre les électrodes

La première résonance que nous étudions est celle qui se répète tous les 5.7 MHz. Cette résonance semble se comporter comme une résonance HBAR (High-overtone Bulk Acoustic Resonator), c'est-à-dire qu'elle présente une série de résonances dont la période fréquentielle est caractéristique des résonances du mode longitudinal dans l'épaisseur totale de l'empilement composé du substrat en silicium et de la membrane. On modélise donc cet empilement, et on obtient une fréquence proche de celle observée sur le dispositif (Figure III-29). Cette résonance représente la partie du dispositif qui n'est pas libérée, donc dans notre cas les plots métalliques qui permettent les contacts.

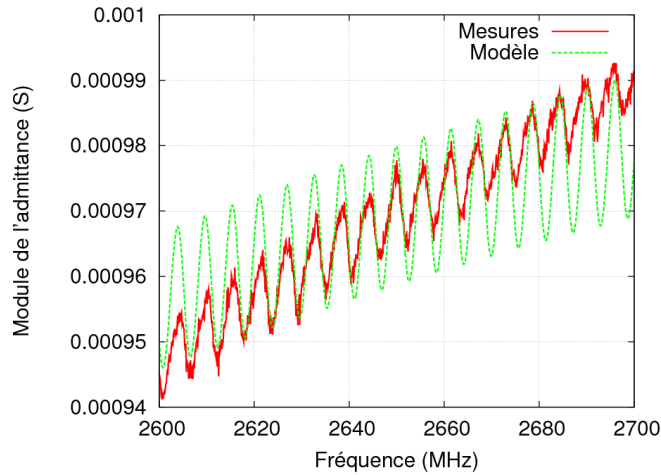


Figure III-29 : comparaison mesures – simulation de la résonance HBAR

La deuxième résonance est celle à 2.52 GHz. Cette fréquence correspond au mode longitudinal de la membrane, comme pour un FBAR, ce qui est confirmé par la simulation. Cette résonance semble dépendre de l'écart entre les électrodes. Elle est due au dessin des résonateurs : ils sont constitués de deux électrodes supérieures carrées, alors que seule la partie proche de la zone entre les électrodes est utile. Plus on s'éloigne de cette zone et plus le champ électrique est vertical, provoquant l'excitation du mode longitudinal. Cela est représenté sur la Figure III-30 qui montre une simulation de Mason des dispositifs. La zone dans laquelle le champ électrique n'est pas vertical représente une infime partie des électrodes, tout le reste contribue à la résonance dont nous parlons, c'est pour cela que, même si elle est moins couplée, sa contribution est plus importante que celle de la résonance attendue dans un LFE.

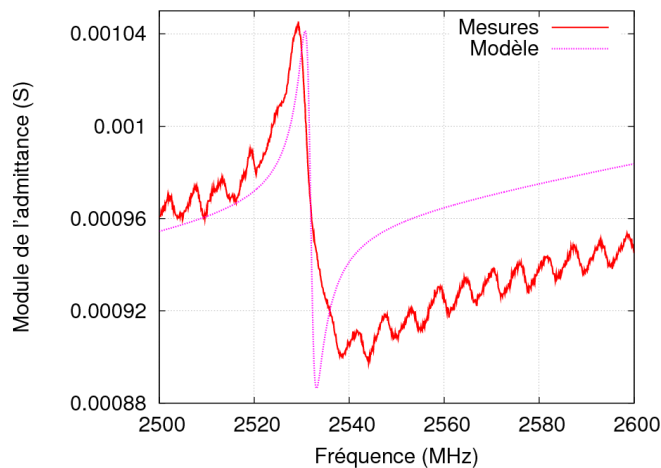


Figure III-30 : comparaison mesures – simulation pour la résonance FBAR

La dernière résonance est à 1.65 GHz, correspondant au mode transverse dans la membrane. C'est cette résonance que nous souhaitons observer, et il est intéressant de noter que peu d'équipes ont réussi à l'obtenir dans des films minces [108]. La simulation et la mesure présentent de similitudes importantes (Figure III-31).

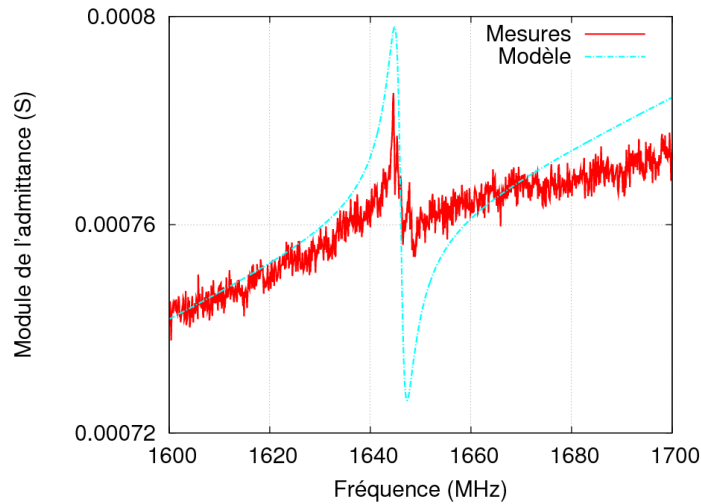


Figure III-31 : comparaison mesures – simulation pour la résonance LFE

Pour rassembler toutes les parties de la simulation on les relie électriquement en ajoutant un coefficient de pondération afin d'équilibrer les valeurs de la capacité statique de chaque contribution. Le résultat est donné dans la Figure III-32, et correspond à ce qu'on a obtenu en mesure.

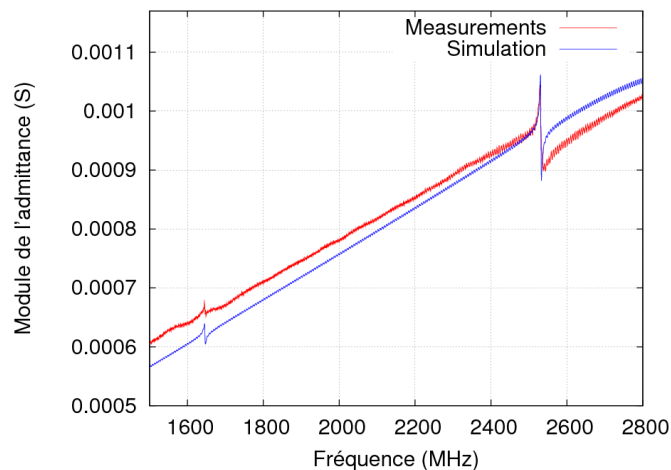


Figure III-32 : comparaison mesures – simulation de l'ensemble de la réponse électrique du résonateur LFE

Pour confirmer notre analyse nous effectuons une modélisation par éléments finis et nous traçons le champ électrique et le potentiel électrique (Figure III-33). Dans l'espace entre les électrodes on remarque que le champ électrique est horizontal, avec un gradient de potentiel continu, cohérent avec la résonance du mode transverse recherchée dans ce dispositif. Si maintenant on regarde sous les électrodes on s'aperçoit que la couche de SiO_2 est à un potentiel neutre, le champ électrique étant donc maintenant vertical, ce qui correspond à une résonance du mode longitudinal dans la membrane. Ce phénomène apparaît très rapidement (moins de $0.5 \mu\text{m}$) lorsqu'on s'éloigne de l'espace entre les électrodes, expliquant la puissance de la réponse « FBAR » par la surface servant à cette résonance.

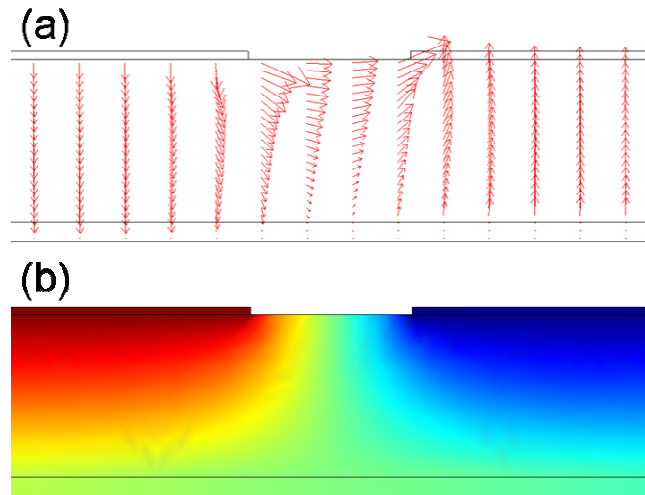


Figure III-33 : (a) champ électrique et (b) potentiel électrique dans un résonateur LFE avec un espacement de 2 μm calculés par éléments finis

Par la suite on cherchera à diminuer les contributions parasites, notamment celle du mode longitudinal de la membrane en diminuant la largeur des électrodes.

Les résonateurs LFE comportent quelques avantages par rapport aux résonateurs BAW. Tout d'abord, ils excitent des ondes latérales, qui présentent théoriquement moins de pertes que les ondes verticales, puisqu'elles ne donnent pas lieu à des changements de volume des matériaux, et puisqu'elles ne se couplent pas avec des modes de l'atmosphère. De plus il n'y a pas de métal sur le chemin acoustique, qui induit généralement de fortes pertes acoustiques. On peut donc attendre de meilleurs facteurs de qualité de résonateurs LFE que BAW. D'un point de vue pratique, ils sont plus faciles à fabriquer, puisqu'ils ne comportent pas d'électrode inférieure. Cet avantage technologique est amplifié par le fait que la croissance de couches piézoélectriques requiert un matériau présentant une maille cristalline compatible en-dessous de la couche piézoélectrique. Pour l'AlN, par exemple, on utilise des électrodes inférieures en platine ou molybdène, qui sont des matériaux présentant une conductivité électrique faible.

III.6 Conclusion

Dans ce chapitre nous voulions réaliser une étude paramétrique des résonateurs à ondes de Lamb pour alimenter un modèle de Mason et permettre le dimensionnement de ce type de structures. Le plan d'expérience mis en place consistait en un criblage permettant de balayer 6 paramètres géométriques différents : la période des peignes, le rapport de métallisation, le nombre de doigts, les espaces entre les peignes et les bus ou le bord de la membrane et enfin la taille de l'avancée des ouvertures de libération. Nous souhaitons obtenir des informations sur leur impact sur 6 paramètres électriques importants : les fréquences de résonance et d'antirésonance, ainsi que leur coefficient de qualité, le coefficient de couplage électromécanique et la capacité basses fréquences.

Nous avons vu qu'il était possible de réaliser des résonateurs à ondes de Lamb en utilisant le procédé de réalisation établi dans le Chapitre II. Les résonateurs à ondes de Lamb présentent une réponse électrique entre 0 et 5 GHz montrant des preuves de la présence des modes S_0 , A_1 , S_1 , S_2 et A_2 . La résonance du mode S_0 se situe à environ 286 MHz pour une période de 20 μm , avec un facteur de qualité série de 1900, un facteur de qualité parallèle de 450, un couplage électromécanique de 0.54 % et une capacité basses fréquences de 0.49 pF.

Le résultat du plan d'expérience a été présenté dans la référence [109]. D'après les résultats les paramètres électriques dépendent peu de la taille de l'avancée des ouvertures de

libération et de l'espace entre les doigts et les bus, ces deux paramètres ne seront donc plus étudiés par la suite. Par contre nous pensons qu'il serait utile d'ajouter l'ouverture acoustique à cette étude. La plupart des paramètres électriques dépendent d'une variation croisée de plusieurs paramètres, nous réaliserons donc une deuxième étude permettant ces variations croisées. Nous avons cependant obtenu deux formules décrivant de manière approchée les variations d'une part du facteur de qualité série et d'autre part des fréquences de résonance et d'antirésonance en fonction des paramètres géométriques étudiés.

Les résonateurs à ondes de Lamb ont été co-intégrés avec d'autres dispositifs acoustiques, les premiers contenant eux-mêmes des transducteurs à ondes de Lamb et les deuxièmes utilisant des ondes de volume. En effet, nous avons réalisé des filtres présentant une bande passante théorique de 1 % autour de 200 MHz afin d'alimenter une étude réalisée par un autre laboratoire. Des lignes à retard qui permettront la caractérisation des cristaux phononiques ont été réalisées. Une étude portant sur des résonateurs FBAR présente une augmentation de la fréquence de résonance lorsqu'on réalise des trous périodiquement dans l'électrode supérieure. Enfin, nous avons aussi intégré des résonateurs LFE présentant une résonance du mode transverse à environ 1.65 GHz [107].

Cette étude paramétrique des résonateurs à ondes de Lamb nous fournit les prémices de règles de dimensionnement pour des projets à venir, notamment concernant les applications basse consommation et capteurs. Par la suite nous utiliserons les lignes à retard réalisées dans ce cadre pour caractériser les cristaux phononiques et nous permettre de faire une démonstration de principe, après avoir dimensionné ces cristaux phononiques.

Chapitre IV

Modélisation des cristaux phononiques

Nous avons commencé par établir une méthode de fabrication (Chapitre II), qui nous a permis de déterminer les matériaux utilisés et les dimensions limites de notre système. Ensuite, nous nous sommes intéressés à l'excitation d'ondes de Lamb, de manière à réaliser un véhicule de test des cristaux phononiques. Ce véhicule de test a été présenté dans le Chapitre III. Après avoir établi ces deux éléments et avant d'étudier directement les cristaux phononiques nous développons leur modélisation afin de les dimensionner pour qu'ils présentent une bande d'arrêt dans les fréquences couvertes par les transducteurs à ondes de Lamb.

Dans ce chapitre nous détaillerons donc la modélisation des cristaux phononiques avec pour premier objectif le dimensionnement de structures présentant une bande d'arrêt d'au moins quelques dizaines de MHz à des fréquences allant de quelques centaines de MHz à quelques GHz. Nous nous pencherons tout d'abord sur la méthode utilisée pour obtenir un diagramme de bandes, permettant ensuite de dimensionner des structures. Ce dimensionnement prendra en compte les contraintes apportées par la réalisation technologique des dispositifs. Nous verrons ensuite un deuxième type de modélisation permettant d'obtenir un coefficient de transmission à travers le cristal phononique, et ainsi de chiffrer l'atténuation que nous pouvons attendre. Enfin, nous nous pencherons sur l'insertion de défauts linéaires dans le cristal phononique afin de déterminer la possibilité de réaliser des cavités résonantes.

IV.1 Méthode de modélisation

Nous cherchons tout d'abord à localiser les bandes d'arrêt pour une géométrie de cristal phononique donnée. Pour cela le plus simple est de tracer les diagrammes de bande que nous avons introduits au chapitre I.1.c. Partant de la méthode de calcul choisie, nous décrirons la démarche à suivre pour obtenir ces diagrammes de bande. A la fin de ce paragraphe nous proposerons une amélioration de la méthode.

IV.1.a Méthode utilisée

Comme nous l'avons évoqué dans le chapitre I.2.a, il existe plusieurs méthodes de modélisation des cristaux phononiques utilisées couramment, notamment la méthode des différences finies (FDTD, pour *Finite Difference Time Domain*) [13], la méthode de développement par ondes planes (PWE, pour *Plane Wave Expansion*) [110] et la méthode d'éléments finis (FEM, pour *Finite Element Method*) [14].

La méthode de développement par ondes planes est basée sur la représentation des champs acoustiques par une superposition linéaire d'ondes planes se propageant à travers un cristal phononique. Cette méthode ne permet pas d'obtenir la transmission d'un cristal phononique fini, mais fournit la structure de bande d'un cristal phononique infini. Elle peut parfois amener à des résultats incohérents, notamment quand on manipule des systèmes hybrides solide-fluide, ou lorsque la différence entre les paramètres acoustiques des différents matériaux est trop grande [111]. De même, elle est initialement prévue pour des systèmes infinis dans toutes les directions, et a du être modifiée pour parvenir à modéliser le comportement d'ondes de surface dans des cristaux phononiques à 2 dimensions [112] ou de systèmes à ondes de Lamb qui utilisent des couches minces [12, 113, 114]. Elle permet une

modélisation d'un cristal phononique en accord avec les expérimentations [115], mais les calculs peuvent devenir longs si la structure se complexifie. Il n'existe pas non plus de logiciel commercial mettant en œuvre cette méthode.

La méthode des différences finies considère le système en discrétisant l'espace et le temps, ce qui permet d'approximer les dérivées partielles des équations différentielles régissant localement le système par des différences entre les valeurs des champs acoustiques présents en différents nœuds et à différents pas en temps. Cette méthode permet d'obtenir aussi bien la structure de bande d'un cristal phononique infini que la transmission d'un cristal phononique fini. Cependant, il n'existe pas de logiciel commercial permettant la simulation des cristaux phononiques. Cette méthode est assez étendue dans la littérature et a montré des résultats en accord avec l'expérimentation [115].

La méthode par éléments finis (FEM) utilise tout comme la méthode des différences finies une discrétisation de l'espace, mais utilise une interpolation polynomiale des champs acoustiques entre les différents nœuds du maillage et utilise une formulation variationnelle pour résoudre les équations aux dérivées partielles définissant le comportement local du système. Comme la FDTD, elle permet d'obtenir aussi bien la structure de bande que la transmission à travers un cristal phononique. Son principal défaut réside dans la durée des calculs nécessaires, surtout quand il s'agit d'une structure complexe en transmission, pour laquelle les maillages peuvent rapidement atteindre plusieurs centaines de milliers de nœuds. Son principal avantage est qu'il existe des logiciels commerciaux proposant des modélisations par éléments finis dans lesquels les principales formulations physiques sont déjà programmées.

N'ayant pas, dans le laboratoire des composants radiofréquences, de logiciel de simulation adaptable à notre étude autre que par éléments finis, nous avons donc choisi de nous tourner vers ce type de modélisation. Par ailleurs, les autres systèmes de modélisation demandent de longs développements, et les éléments finis permettent d'accéder à une simulation complète. Toutes les simulations que nous montrerons par la suite sont réalisées sur le logiciel commercial Comsol Multiphysics® 3.5.

IV.1.b Calcul de la structure de bande

Le logiciel de simulation par éléments finis que nous venons d'introduire permet la modélisation de systèmes complexes mettant en jeu différents phénomènes physiques. Dans notre cas, il nous faut pouvoir prendre en compte l'effet piézoélectrique, donc un couplage entre phénomènes électriques et mécaniques, ce qui est possible avec le module piézoélectrique du module MEMS du logiciel.

Pour obtenir la structure de bande d'un cristal phononique infini nous cherchons à obtenir les fréquences propres de la structure en fonction du vecteur d'onde. Pour cela, nous dessinons une maille élémentaire du cristal phononique. Cette maille élémentaire dépend de l'organisation choisie, les géométries des mailles des différentes organisations étudiées sont présentées dans la Figure IV-1.

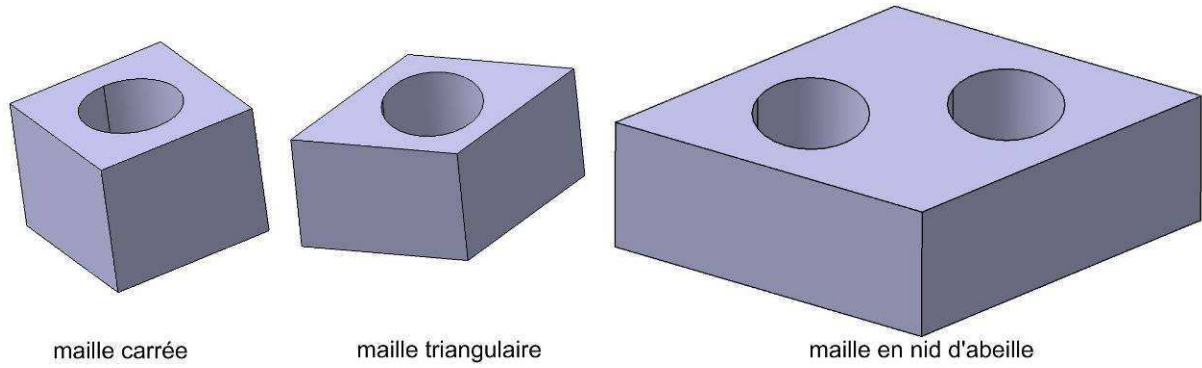


Figure IV-1 : mailles élémentaires utilisées pour les organisations carrée, triangulaire et en nid d'abeille

Afin de modéliser un cristal infini et non juste une maille, nous utilisons des conditions de périodicité appliquées sur les différentes faces. Ces conditions de périodicité, appelées conditions de Bloch, portent sur les déplacements dans chaque direction et sont appliquées comme indiqué sur la Figure IV-2 [116] pour une maille carrée.

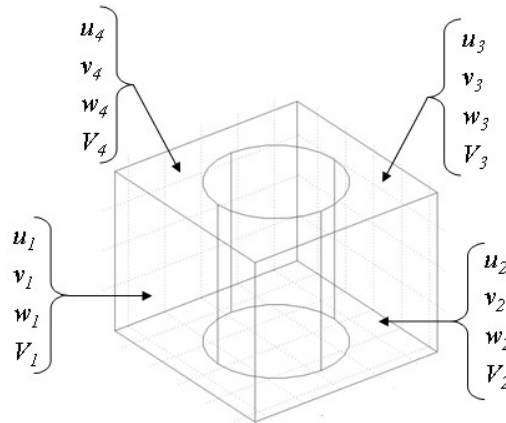


Figure IV-2 : conditions périodiques appliquées sur la maille élémentaire pour une organisation carrée

On impose donc comme conditions aux limites des relations de phase entre les champs électromécaniques présents sur deux points face-à-face appartenant à deux faces opposées de la maille élémentaire :

$$\begin{aligned}
 u_3 &= u_1 e^{-j2\pi\gamma_x} \\
 v_3 &= v_1 e^{-j2\pi\gamma_x} \\
 w_3 &= w_1 e^{-j2\pi\gamma_x} \\
 V_3 &= V_1 e^{-j2\pi\gamma_x} \\
 u_4 &= u_2 e^{-j2\pi\gamma_y} \\
 v_4 &= v_2 e^{-j2\pi\gamma_y} \\
 w_4 &= w_2 e^{-j2\pi\gamma_y} \\
 V_4 &= V_2 e^{-j2\pi\gamma_y}
 \end{aligned} \tag{IV-1}$$

avec u et v les déplacements dans le plan horizontal, w le déplacement vertical et V le potentiel électrique. Les paramètres γ_x et γ_y sont des réels correspondant au déphasage, avec un facteur 2π .

Ces conditions de périodicité permettent en particulier de faire varier le vecteur d'onde, que l'on cherche à faire parcourir le pourtour de la première zone de Brillouin. Le lien entre les paramètres γ et le vecteur d'onde est détaillé dans l'Annexe A.

Parmi les conditions physiques nous définissons aussi les paramètres physiques des matériaux utilisés et les conditions aux limites en faisant attention à laisser les surfaces supérieures et inférieures libres mécaniquement et électriquement. On cherche ensuite à mailler la structure, c'est-à-dire à la décomposer en éléments. Plusieurs critères sont à respecter ici : il faut une discrétisation suffisamment fine pour que le résultat approche avec le plus de précision possible la solution physique, mais en conserver un nombre limité pour que les calculs ne soient pas trop longs. Nous utilisons une interpolation par des polynômes de Lagrange de degré 2. Nous souhaitons observer des bandes d'arrêt situées vers le deuxième repliement des modes, donc avec une longueur d'onde de l'ordre du paramètre de maille, nous conserverons au minimum 8 éléments sur chaque côté de la maille élémentaire. Ces remarques seront rediscutées par la suite (paragraphe IV.1.c).

On peut ensuite lancer la simulation en utilisant une résolution aux fréquences propres. Nous utilisons l'algorithme de résolution Spooles [59], proposé par défaut par le logiciel de simulation. Dans ce calcul il est important de noter que la matrice à résoudre n'est plus simplement réelle symétrique comme dans un problème d'élasticité dynamique classique [117], mais complexe hermitienne, en raison de l'utilisation des conditions périodiques complexes sur les frontières.

Ces modélisations nous fournissent un résultat du type de celui présenté dans la Figure IV-3. On a représenté ici le déplacement total au niveau des frontières, révélant une onde se propageant dans la direction x et présentant une demi-longueur d'onde dans la largeur d'une maille du cristal.

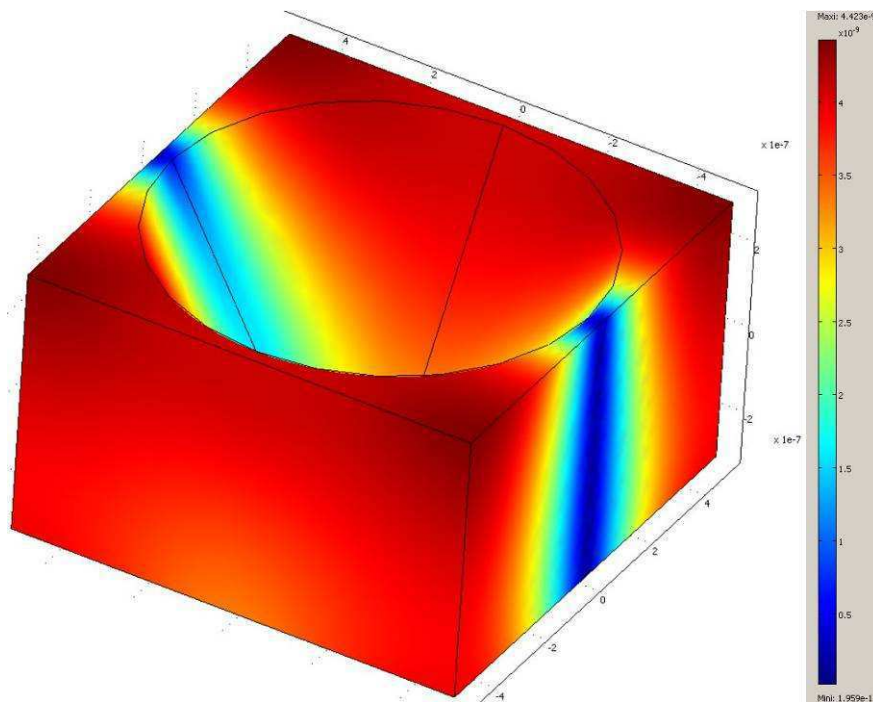


Figure IV-3 : résultat de la simulation d'une maille carrée d'AlN, ici amplitude du déplacement total

Pour obtenir un diagramme de bandes il nous suffit de déterminer les fréquences propres pour chaque vecteur d'onde. Les paramètres représentant le vecteur d'onde, les paramètres γ , sont utilisés comme des constantes dans notre modélisation. Pour les faire varier nous utilisons donc un programme Matlab. Ce programme réalise une boucle qui incrémente les valeurs des paramètres γ et qui permet de sauvegarder dans un fichier les fréquences propres obtenues avant de relancer la simulation avec les paramètres γ suivants. Ce programme permet de décrire le pourtour de la première zone de Brillouin.

Afin de vérifier la validité de la méthode nous comparons le résultat obtenu avec ce qui est présenté dans [45], obtenu par PWE, méthode auparavant comparée à l'expérimentation. Pour cela, nous modélisons un cristal phononique composé de cylindres de quartz dans une matrice d'époxy, en reprenant les constantes matériaux présentées par les auteurs et rappelées dans le Tableau 2. La Figure IV-4 présente le diagramme de bandes obtenu par notre méthode et le compare aux résultats de la méthode PWE.

matériau	Densité (kg/m ³)	Constantes élastiques (10 ¹⁰ N/m ²)						Constantes piézoélectriques (c/m ²)		Constantes diélectriques (10 ⁻¹¹ F/m)	
	ρ	c_{11}	c_{12}	c_{13}	c_{33}	c_{44}	c_{14}	e_{11}	e_{14}	ϵ_{11}^S	ϵ_{33}^S
Quartz	2648	8.674	0.70	1.191	10.72	5.794	-1.791	0.171	-0.0406	3.92	4.103
Epoxy	1142	0.7537								3.8	

Tableau 2 : Constantes matériau utilisées pour la comparaison des méthodes de simulation, extraites de [45]. Seules les constantes indépendantes sont présentées ici

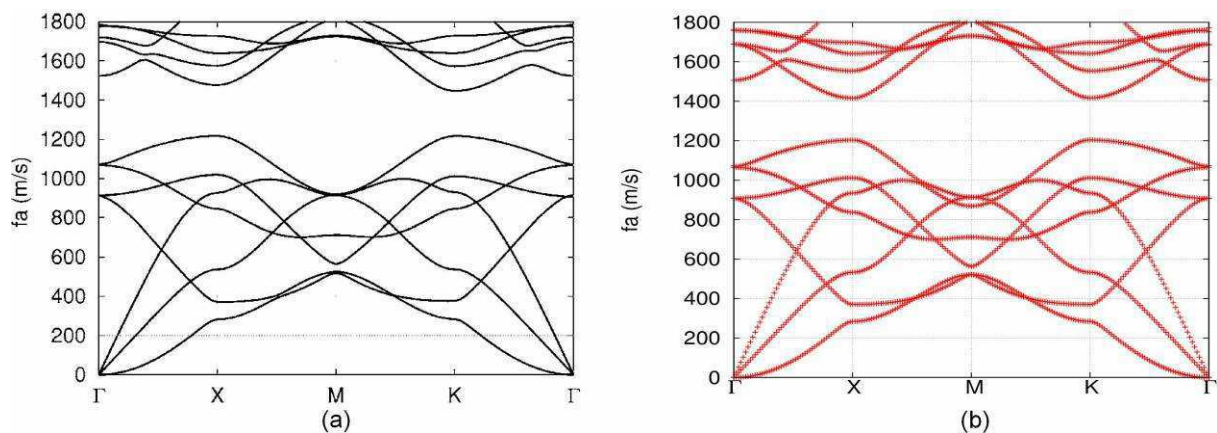


Figure IV-4 : diagramme de bandes obtenu pour une maille carrée d'inclusions de quartz dans de l'époxy, a) par PWE [45] et b) par éléments finis

Sur cette figure, on remarque que les deux simulations se superposent correctement, même si on peut noter de faibles différences, qui sont probablement dues à des valeurs légèrement différentes prises pour les constantes élastiques non indiquées par les auteurs pour l'époxy. La méthode développée par éléments finis est donc validée et nous pouvons aller plus loin dans notre étude.

IV.1.c Amélioration de la méthode de simulation

Comme on vient de le montrer, cette méthode de simulation fournit des diagrammes de bandes plausibles la plupart du temps, mais elle fournit parfois des résultats qui ne sont pas physiques, comme indiqué sur la Figure IV-5. On repère ces erreurs parce que les trois bandes les plus basses en fréquence ne présentent pas des fréquences nulles en $\gamma = 0$, alors que les modes correspondants doivent nécessairement avoir une fréquence de coupure nulle, correspondant aux translations de la structure dans les trois directions de l'espace. Généralement, ces erreurs disparaissent si on améliore la qualité du maillage. Nous avons donc identifié deux pistes d'amélioration de la méthode de simulation. La première consiste à modifier le maillage pour qu'il épouse mieux la géométrie, et qu'il soit plus symétrique. La deuxième consiste à modifier légèrement la maille élémentaire pour faciliter son maillage.

IV.1.c.1 Ajustement du maillage

Dans la méthode décrite ci-dessus (paragraphe IV.1.b) on utilise le maillage automatique de Comsol Multiphysics qui utilise des mailles triangulaires qui ne sont pas régulières (leur taille dépend de la zone). On peut régler grossièrement le nombre d'éléments en choisissant la

densité du maillage (d'extrêmement grossier à extrêmement fin, 7 niveaux de densité). Il est assez légitime de mettre en cause ce maillage automatique, j'ai donc réalisé quelques tests avec des maillages plus élaborés.

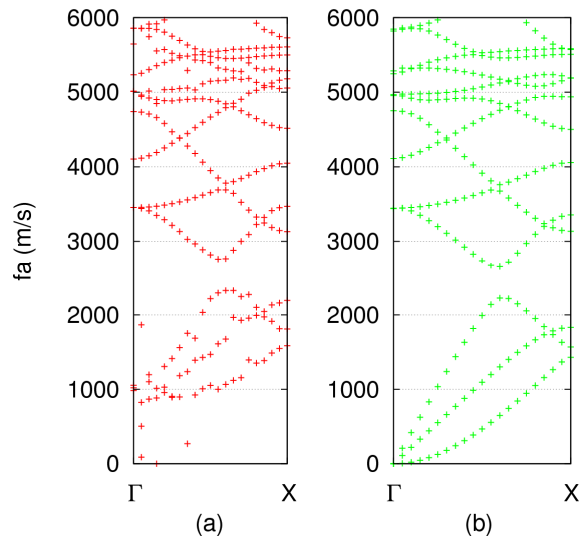


Figure IV-5 : résultat de simulation pour une maille avec un remplissage d'environ 30.8 % a) résultat non physique avec un maillage "grossier", b) résultat physique avec un maillage "plus grossier"

Dans un premier temps, j'ai essayé de modifier le type d'éléments en utilisant un maillage de type quadrangle. Pour cela, il nous faut découper la maille élémentaire en 4 parties. On maille ensuite une face avec des mailles quadrangles, puis on étend ce maillage au volume en l'extrudant pour obtenir le résultat de la Figure IV-6. Pour cette étude la Figure IV-6 présente le minimum de mailles utilisées, on réalise aussi des calculs avec un nombre de mailles plus important.

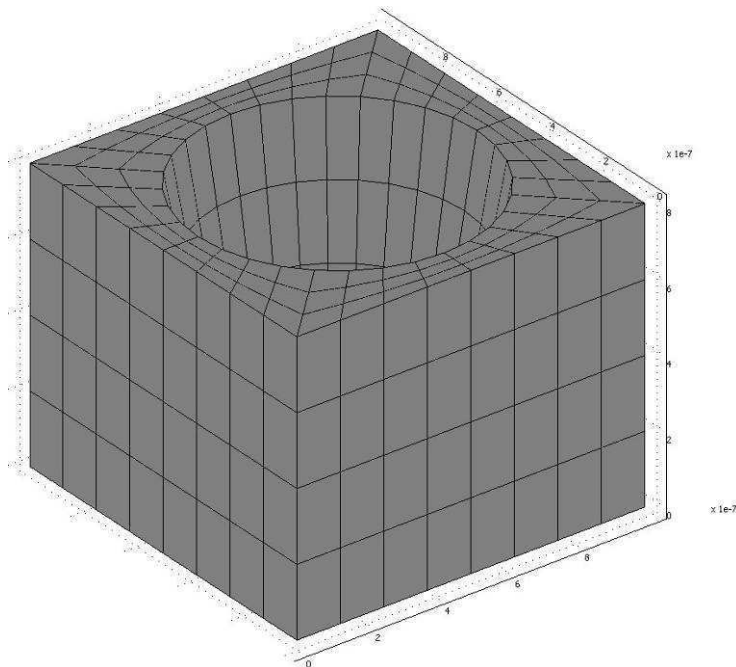


Figure IV-6 : maillage de type quadrangle extrudé

Ce type de maillage ne modifie pas (ou très peu) les résultats obtenus, et il est plus long à mettre en place. Nous avons donc abandonné l'idée de modifier le type d'éléments. Nous nous sommes alors intéressés à la taille des éléments. On a vu en effet qu'avec des densités

différentes on obtenait parfois des résultats différents. Nous avons donc modifié le nombre d'éléments sur chacune des arêtes, mais les résultats ne sont pas plus probants que ceux obtenus par maillage quadrangle.

La conclusion de cette étude est que la solution à notre problème de résultats non physiques ne se trouve pas réellement dans le type d'éléments utilisés. Cela est appuyé par le fait que souvent on n'obtient pas de meilleurs résultats en ajoutant des éléments, mais plutôt en en enlevant.

IV.1.c.2 Modification de la maille élémentaire

Dans un deuxième temps, Guilhem Teissier, stagiaire travaillant sur la modélisation des cristaux phononiques, et que j'ai encadré, a remarqué que les problèmes observés arrivaient principalement lorsque la maille élémentaire contenait une inclusion d'air d'un grand diamètre [118]. Lorsque le trou au centre de la maille présente un grand diamètre d par rapport au paramètre de maille a , l'espace entre deux trous $a-d$ est petit. Dans la représentation de la maille élémentaire que nous utilisons, cette distance correspond à la plus petite dimension et elle est divisée par 2 puisqu'elle est à cheval sur deux mailles élémentaires. Le maillage automatique ne présente, à cet endroit, qu'un seul élément.

Les résultats montrés dans la section IV.1.c.1 nous amènent à penser que le nombre d'éléments n'est pas la seule cause des résultats non physiques. En effet, avec un maillage plus grossier on arrive parfois à retrouver un résultat physique. Nous attribuons ce phénomène à un problème de rapport d'aspect des éléments. En effet, dans la zone de plus petite dimension, les éléments sont souvent distordus, avec un rapport d'aspect bien supérieur à 4. Cela explique notamment que notre méthode de maillage quadrangle n'ait pas donné de meilleurs résultats : on a, dans ce cas, le même nombre d'éléments à l'endroit le plus large qu'à l'endroit le plus étroit, favorisant l'augmentation du rapport d'aspect.

Pour éviter une partie des problèmes, il suffit de revoir la maille élémentaire de façon à ce que cette plus petite dimension ne soit pas à cheval sur deux mailles, comme représenté sur la Figure IV-7. Au lieu d'isoler une inclusion et donc de la centrer au milieu de la maille, on vient maintenant placer les inclusions dans les coins de la maille élémentaire. Notre plus petite distance se retrouve donc au centre des faces de notre maille, et on augmente ainsi cette plus petite dimension, ce qui relâche les contraintes de génération du maillage à cet endroit. De plus, dans le cas d'inclusions prenant la forme de trous, il nous paraît plus intéressant d'observer la zone dans laquelle les ondes se propagent plutôt que les zones dépourvues de vibration.

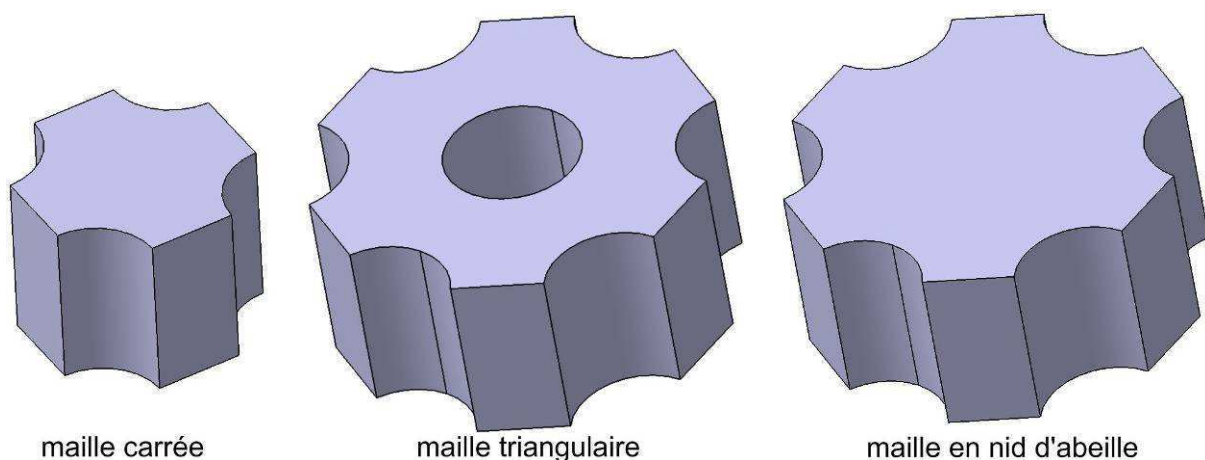


Figure IV-7 : mailles élémentaires revues pour limiter l'apparition de résultats non physiques

La Figure IV-7 présente les nouvelles mailles utilisées. L'utilisation de ces mailles rend la modélisation plus tolérante vis-à-vis des dimensions, même si le problème énoncé finit par réapparaître à des facteurs de remplissage véritablement très élevés.

A présent que nous sommes en mesure de déterminer le diagramme de bandes d'un cristal phononique, connaissant ses dimensions et les matériaux qui le composent, nous allons étudier son dimensionnement.

IV.2 Dimensionnement d'un cristal phononique

L'objectif principal de notre étude sur la modélisation d'un cristal phononique était de pouvoir dimensionner des cristaux phononiques afin d'obtenir des bandes d'arrêt à des fréquences de quelques centaines de MHz. Nous définirons dans un premier temps l'objet que nous dimensionnons, puis nous montrerons la démarche utilisée. Nous verrons que les contraintes apportées par le procédé de réalisation des dispositifs requièrent la prise en compte de l'ajout de la couche de SiO_2 et de l'angle dû à la gravure, modifiant dans le dimensionnement, et enfin quelques exemples de cristaux phononiques présentant des bandes d'arrêt aux fréquences recherchées.

IV.2.a Objet dimensionné et contraintes de fabrication

Dans un premier temps nous définissons l'objet que nous souhaitons étudier. On cherchait à observer un cristal phononique constitué d'inclusions cylindriques d'air dans un film mince d'AlN. On a vu dans le chapitre II.3.a qu'il nous fallait ajouter une couche de SiO_2 pour pouvoir réaliser le cristal phononique. Cependant, on ne sait pas combien il reste de SiO_2 en fin de procédé, et, pire, on présume que la couche de SiO_2 n'est pas homogène sur la maille élémentaire. Pour simplifier les calculs nous étudierons donc les deux cas extrêmes : lorsqu'il n'y a que de l'AlN et lorsqu'il y a 500 nm de SiO_2 en plus de l'AlN. Les deux cas sont schématisés dans la Figure IV-8 pour une maille carrée.

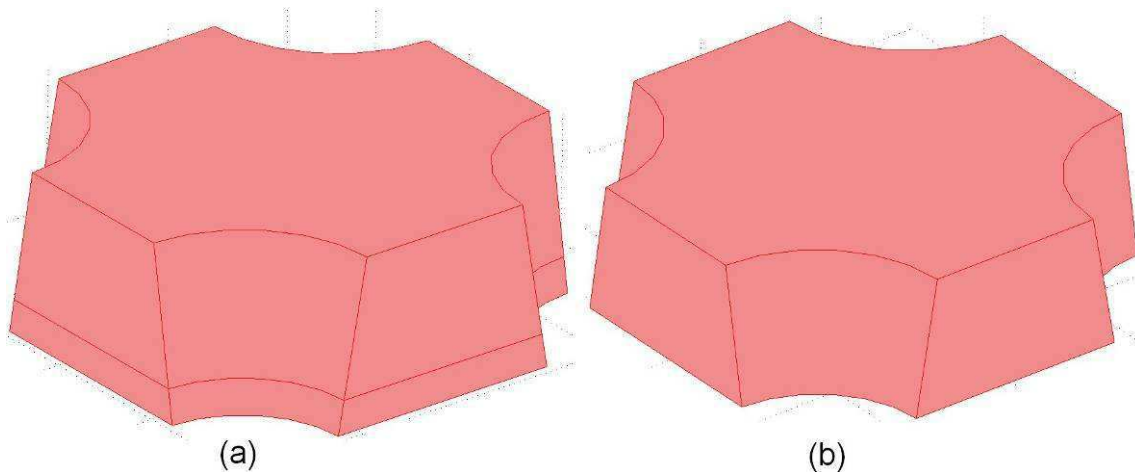


Figure IV-8 : mailles élémentaires carrées a) avec ou b) sans SiO_2

Par la suite, les études seront réalisées sur une maille carrée, puis étendues à des mailles hexagonales. Les dimensions sont notées sur chaque maille dans la Figure IV-9.

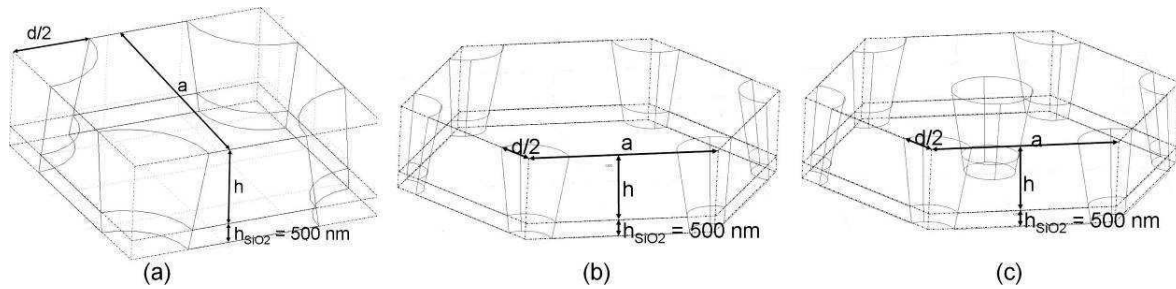


Figure IV-9 : dimensions utilisées sur les différentes mailles étudiées a) maille carrée, b) maille triangulaire et c) maille en nid d'abeille

La fabrication des dispositifs impose des contraintes sur le choix des dimensions du cristal phononique. Tout d'abord, la dimension la plus petite devra être $1\ \mu\text{m}$, à cause de l'épaisseur des résines utilisées et des épaisseurs des matériaux à graver. Cette dimension minimale s'applique à toutes les dimensions dans le plan, donc au paramètre de maille a , au diamètre des trous d ou à l'espace entre deux trous $a-d$. On sait de plus qu'il est délicat de graver des épaisseurs d'AlN supérieures à $2\ \mu\text{m}$ tout en présentant des flancs de gravure proches de la verticale. On fixera donc cette valeur comme la limite haute à l'épaisseur d'AlN. Enfin, on sait qu'on devra déposer $500\ \text{nm}$ de SiO_2 , cette valeur est une constante de notre étude.

IV.2.b Démarche de dimensionnement

Les limites de l'étude étant fixées, on réalise maintenant une étude préliminaire permettant de déterminer les dimensions pour lesquelles on a le plus de chance d'obtenir une bande d'arrêt. La littérature nous indique qu'il vaut mieux utiliser un rapport h/a proche de 1 [44, 45, 119]. On fait varier les paramètres géométriques dans une plage de valeurs déterminée précédemment. Il est utile de préciser ici que les diagrammes de bande peuvent être normalisés par le paramètre de maille. En effet, ce paramètre agit comme un facteur d'échelle à la fois pour les dimensions géométrique et pour les fréquences atteintes, dans la mesure où ces dernières sont liées d'une manière ou d'une autre aux vitesses de propagation des ondes acoustiques. Afin de mettre en évidence les relations entre les paramètres géométriques et les diagrammes de bande obtenus, nous utilisons des *gap maps* (Figure IV-10), présentées dans le chapitre I.3. Nous nous intéressons particulièrement à la détermination de plages de paramètres pour lesquels il est possible d'obtenir une bande d'arrêt. Pour notre étude, nous utilisons les *gap maps* pour toutes les valeurs accessibles, nous n'en présentons et discutons ici qu'un exemple pour chaque paramètre.

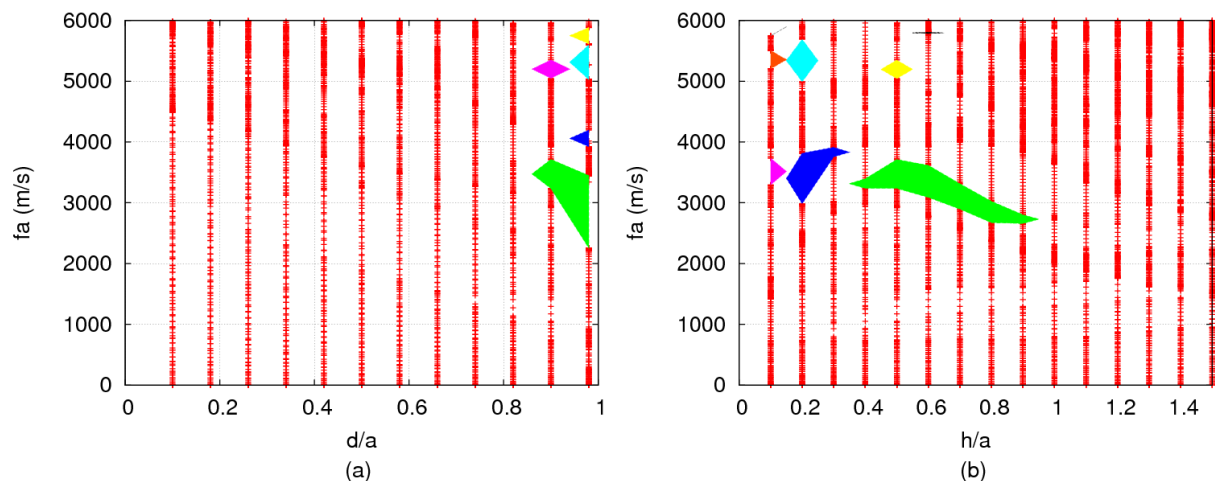


Figure IV-10 : *gap maps* montrant les bandes d'arrêt dans un cristal phononique constitué de trous cylindriques d'air dans une couche d'AlN, (a) avec une épaisseur normalisée constante (0.5) en faisant

varier le diamètre normalisé et (b) avec un diamètre normalisé constant (0.9) en faisant varier l'épaisseur normalisée

On s'aperçoit tout d'abord sur ces diagrammes que l'on n'obtient pas de bande d'arrêt pour des diamètres normalisés inférieurs à 0.9, comme le montre la Figure IV-10 (a). Cela se révèle problématique, puisque notre limite technologique s'applique autant sur le diamètre que sur l'espace entre inclusions. Si on se fixe une longueur minimale de ce paramètre à $1 \mu\text{m}$ on aura, avec un diamètre normalisé de 0.9, un paramètre de maille de $10 \mu\text{m}$ et un diamètre de $9 \mu\text{m}$. Par ailleurs l'épaisseur maximale de la couche d'AlN a été fixée à $2 \mu\text{m}$, ce qui nous fixe une épaisseur normalisée inférieure à 0.2. Cela est très réducteur et nous limite dans l'exploration de la *gap map* de la Figure IV-10 (b).

Il est cependant possible d'obtenir une bande d'arrêt. Dans les conditions décrites ci-dessus, avec $a = 10 \mu\text{m}$, $d = 9 \mu\text{m}$ et $h = 2 \mu\text{m}$ on obtient au moins deux bandes d'arrêt, de 300 à 380 MHz et de 500 à 570 MHz.

Ce dimensionnement est présenté pour une membrane d'AlN seul. Il faut maintenant étudier l'influence de la couche de SiO_2 sur ces résultats.

IV.2.c Impact de la couche de SiO_2

On cherche maintenant à déterminer les conditions d'apparition de bandes d'arrêt en présence d'une couche de SiO_2 . Nous avons refait les calculs avec une structure bicouche d'AlN et de SiO_2 . Dans notre réalisation, l'épaisseur de SiO_2 est fixée à 500 nm , mais nous n'avons pas fixé le paramètre de maille a . Par contre, pour simplifier les calculs, nous considérons le paramètre de maille comme une constante de la modélisation. Nous utilisons donc un nouveau paramètre : l'épaisseur de SiO_2 normalisée, h_{SiO_2}/a . Les résultats sont très différents de ceux obtenus pour une couche d'AlN sans SiO_2 , comme on peut le voir sur la Figure IV-11.

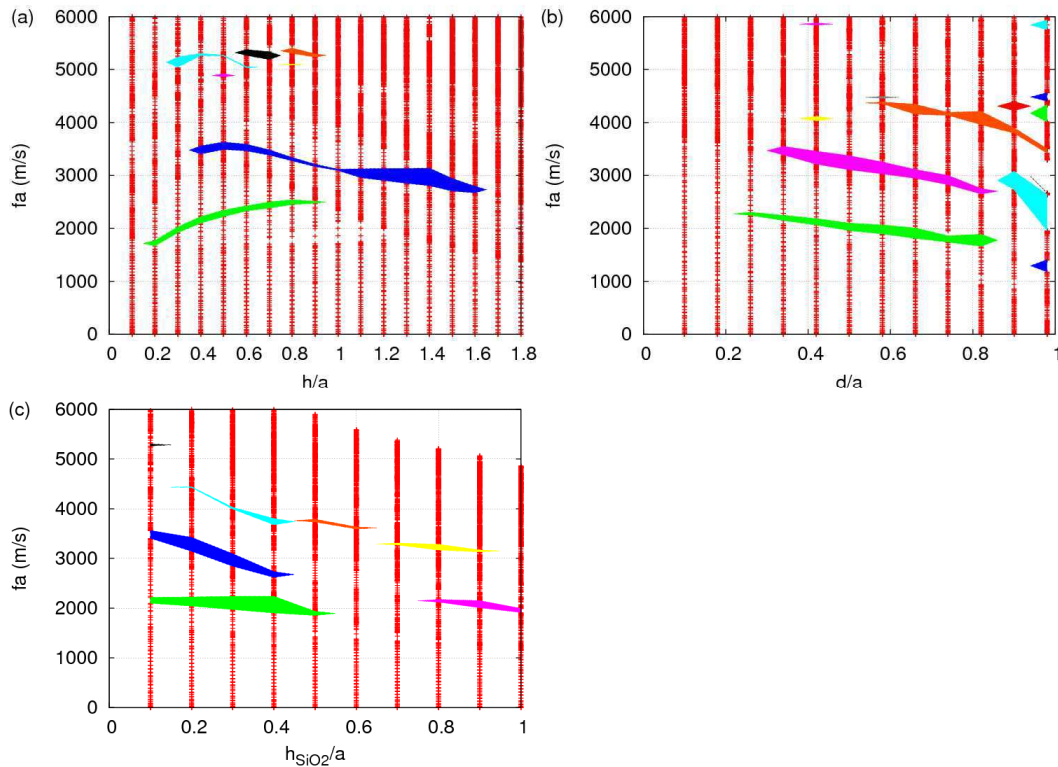


Figure IV-11 : *gap maps* calculés pour un cristal phononique constitué de trous cylindriques dans une membrane AlN/ SiO_2 en fonction de : (a) l'épaisseur d'AlN normalisée avec $d/a = 0.58$ et $h_{\text{SiO}_2}/a = 0.1$, (b) le diamètre normalisé avec $h/a = 0.3$ et $h_{\text{SiO}_2}/a = 0.2$ et (c) l'épaisseur de SiO_2 normalisée avec $h/a = 0.4$ et $d/a = 0.58$

Sur chaque courbe nous faisons varier un paramètre en conservant les autres constants fixés en fonction des contraintes technologiques et dans les zones où ils permettent facilement l'apparition de bandes d'arrêt. Ainsi, nous visons un diamètre normalisé proche de 0.5 pour conserver un diamètre et un espace entre les trous du même ordre de grandeur. L'épaisseur d'AlN normalisée devait être strictement inférieure à 1, l'épaisseur d'AlN étant inférieure à $2\ \mu\text{m}$ alors que le paramètre de maille devait être supérieur à $2\ \mu\text{m}$. Enfin, l'épaisseur normalisée de SiO_2 devait être la plus faible possible, étant inférieure à 0.25 pour respecter la règle $a > 2\ \mu\text{m}$.

On peut observer tout d'abord que la plage de dimensions permettant l'obtention de bandes d'arrêt est plus large que dans le cas d'une membrane uniquement constituée d'AlN, même si les bandes d'arrêt ainsi obtenues semblent plus étroites. Dans un premier temps (Figure IV-11 (a)) on fait varier l'épaisseur d'AlN en prenant une épaisseur de SiO_2 de $0.1a$ et un diamètre des trous de $0.58a$. Une première bande d'arrêt apparaît uniquement pour des épaisseurs normalisées inférieures à 1, alors qu'une seconde couvre toute la partie comprise entre 0.4 et 1.6. On ne trouvera pas de bande d'arrêt pour des épaisseurs trop petites (inférieure à $0.2a$) ou trop grandes (supérieure à $1.6a$).

On s'intéresse ensuite au diamètre des trous (Figure IV-11 (b)), avec l'épaisseur d'AlN égale à $0.3a$ et celle de SiO_2 à $0.2a$. Comme précédemment on n'obtient pas de bande d'arrêt pour des diamètres trop faibles, bien qu'ici la limite d'apparition de ces bandes d'arrêt est bien plus basse que pour une membrane dépourvue de SiO_2 , puisqu'elle est à $d = 0.3a$ au lieu de $d = 0.9a$. Les bandes d'arrêt rencontrées pour des diamètres importants (supérieurs à $0.8a$) étant assez sensibles aux variations du diamètre, on évitera donc aussi ces valeurs.

Enfin, nous avons étudié l'impact de l'épaisseur de la couche de SiO_2 (Figure IV-11 (c)) en fixant l'épaisseur d'AlN à $0.4a$ et le diamètre des trous à $0.58a$. Quelle que soit l'épaisseur de SiO_2 dans ce diagramme on obtient une bande d'arrêt, mais si on souhaite avoir des bandes d'arrêt larges on préférera les épaisseurs les plus basses, inférieures à $0.5a$.

Pour synthétiser ces résultats : nous avons vu que l'épaisseur normalisée d'AlN, h/a , devait être comprise entre 0.2 et 1.6, et on sait par ailleurs, pour le dépôt et la gravure, qu'elle devra être inférieure à $2\ \mu\text{m}$ en absolu, ce qui impose un paramètre de maille inférieur à $10\ \mu\text{m}$. On sait aussi que le paramètre de maille a doit être supérieur à $2\ \mu\text{m}$, l'épaisseur h sera donc supérieure à $0.4\ \mu\text{m}$. Afin de respecter les règles de dimensionnement fixées il faut conserver d et $a-d$ supérieurs à $1\ \mu\text{m}$, ce qui est plus simple à obtenir si ces deux valeurs sont proches : on conservera donc un rapport d/a proche de 0.5. L'épaisseur de la couche de SiO_2 est, par facilité, dans notre étude, fixée par le procédé de réalisation. On sait qu'on ne déposera pas plus de $500\ \text{nm}$, ce qui nous amène à une épaisseur maximale de $0.25a$. Cela est tout à fait acceptable, d'après les résultats précédents.

L'ajout d'une couche de SiO_2 , même peu épaisse, semble faciliter l'apparition de bandes d'arrêt et relâcher les contraintes technologiques, notamment en ce qui concerne le diamètre des trous. Si on compare les *gap maps* avec SiO_2 et sans SiO_2 on remarque qu'à épaisseur totale constante on a plus facilement des bandes d'arrêt avec du SiO_2 que sans. Lorsqu'on regarde plus précisément les diagrammes de bandes avec ou sans SiO_2 on voit une modification des pentes des modes, correspondant à un changement de vitesse des ondes de Lamb, ce qui explique probablement l'effet observé. Avec ces paramètres il est possible d'obtenir une large gamme de valeurs pour lesquelles on aura une ou plusieurs bandes d'arrêt.

IV.2.d Conicité des trous

Dans ce qui précédait, nous avons considéré des inclusions parfaitement cylindriques. Or nous avons remarqué dans la section II.3.b que les trous gravés dans l'AlN ne sont pas réellement cylindriques : la gravure produit au minimum un angle de 10° entre la verticale et l'orientation des flancs des trous. Nous nous sommes donc penchés sur le rôle que joue la

conicité des trous dans l'apparition des bandes d'arrêt, afin de vérifier que cela ne sera pas rédhibitoire dans notre cas.

Dans le cas des démonstrations de cristaux phononiques pour des ondes acoustiques de surface, il a été suggéré que la conicité des trous entraîne des fuites dans le substrat, les ondes ayant la possibilité de se coupler avec des ondes de volume rayonnant dans le substrat au niveau de ces interfaces en biais [36]. Il est donc communément admis que des trous coniques ont un effet néfaste, l'apparition d'une bande d'arrêt due à un effet de la périodicité étant dans ce cas cachée par l'atténuation du signal due aux pertes acoustiques. On cherche donc dans la littérature à réaliser des trous les plus cylindriques possibles.

Dans un premier temps, nous nous penchons sur une maille carrée d'AlN seul. Il y a deux possibilités : soit on conserve un diamètre constant, mais dans ce cas le facteur de remplissage dépend de l'angle des cônes ; soit on s'attache à conserver un facteur de remplissage constant, et pour cela il faut modifier le diamètre des trous en fonction de l'angle des cônes. Nous choisissons la seconde option, afin de découpler les effets sur la bande d'arrêt dus à l'angle de ceux dus au remplissage. Le facteur de remplissage est ici la fraction volumique d'air dans la maille élémentaire, obtenue en divisant le volume des inclusions par celui de la maille élémentaire. La Figure IV-12 représente les diagrammes de bandes pour des cristaux phononiques de même remplissage avec des trous plus ou moins coniques.

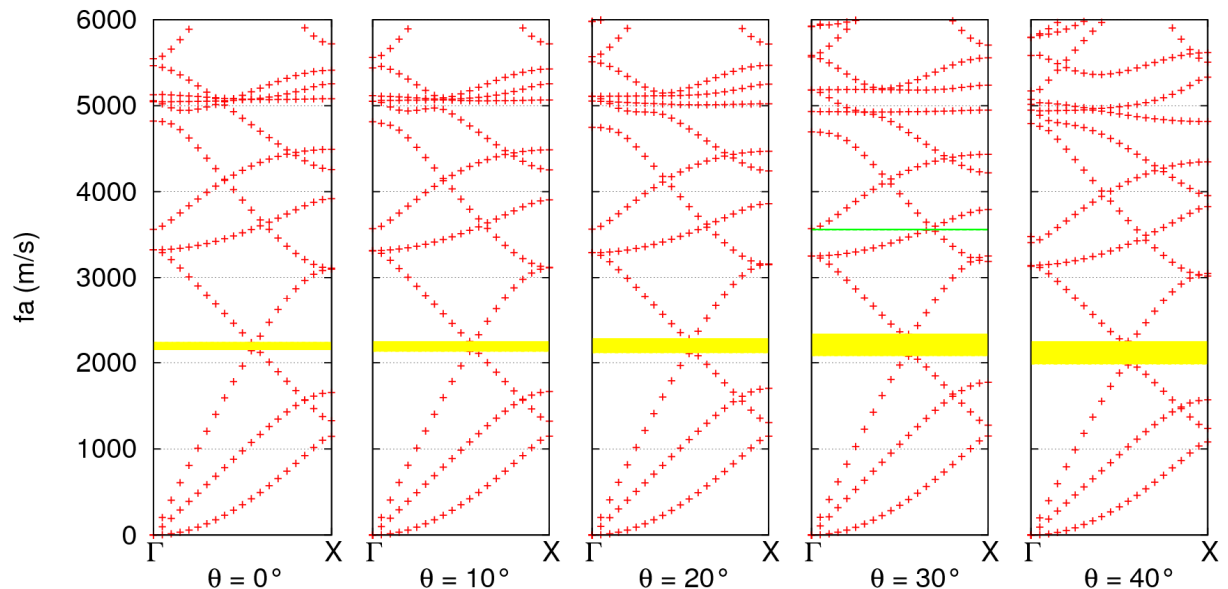


Figure IV-12 : diagrammes de bandes obtenus pour une maille carrée de trous coniques dans de l'AlN, avec un rapport $h/a = 0.4$, un remplissage de 28.3 % et différents angles d'ouverture des cônes

On remarque sur cette figure que la première bande d'arrêt (entre le troisième et le quatrième mode) semble être plus large quand on augmente la conicité. Ce phénomène est vrai même lorsque les trous ne sont plus débouchants, comme on peut le voir sur la Figure IV-13, à partir d'un angle de 30° . Au point où les inclusions sont rendues non débouchantes, par contre, on atteint un maximum de la largeur de la bande d'arrêt, qui diminue lorsqu'on continue d'augmenter la conicité. Ce point maximum n'est pas atteint sur la Figure IV-13, puisqu'en conservant le remplissage constant on devrait, pour avoir un angle plus grand que 40° , obtenir des trous dont le diamètre est supérieur au paramètre de maille. On peut toutefois vérifier cette assertion sur la Figure IV-14, pour de faibles facteurs de remplissage.

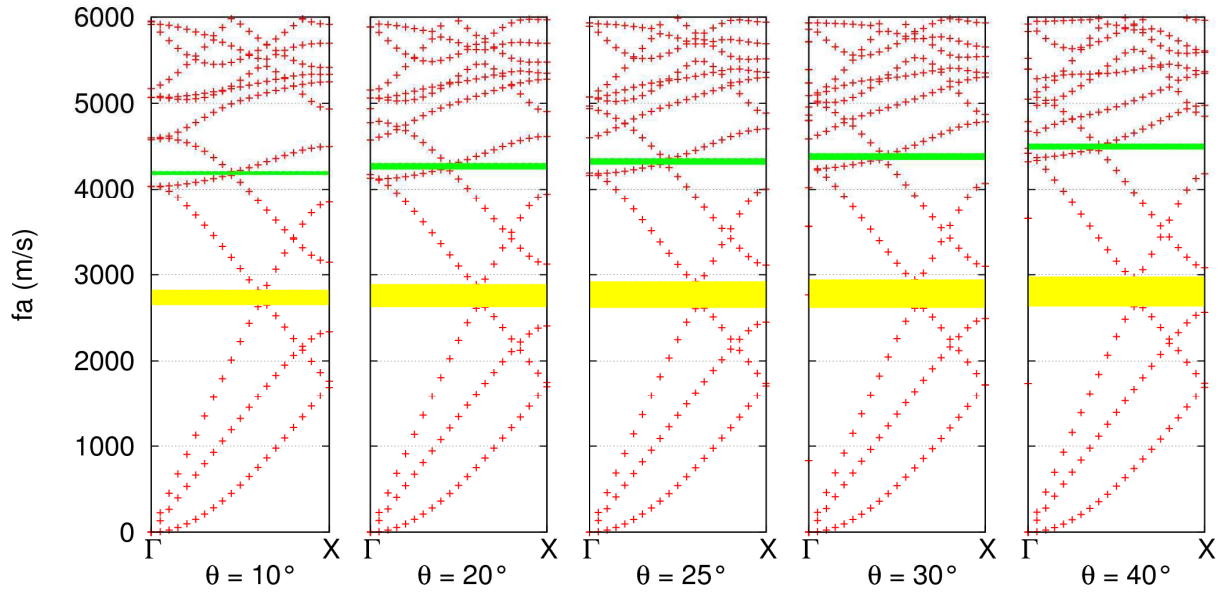


Figure IV-13 : diagrammes de bandes obtenus pour une maille carrée de trous coniques dans de l'AlN, avec un rapport $h/a = 0.6$, un remplissage de 9.18 % et différents angles des cônes

La Figure IV-14 présente la largeur de la bande d'arrêt en fonction du demi-angle au sommet des trous pour différents taux de remplissage. Cette figure permet d'illustrer les impacts respectifs du remplissage et de l'angle sur la bande d'arrêt. On remarque que l'allure de la courbe reste la même, le phénomène dû à l'angle étant similaire pour les différents taux de remplissage.

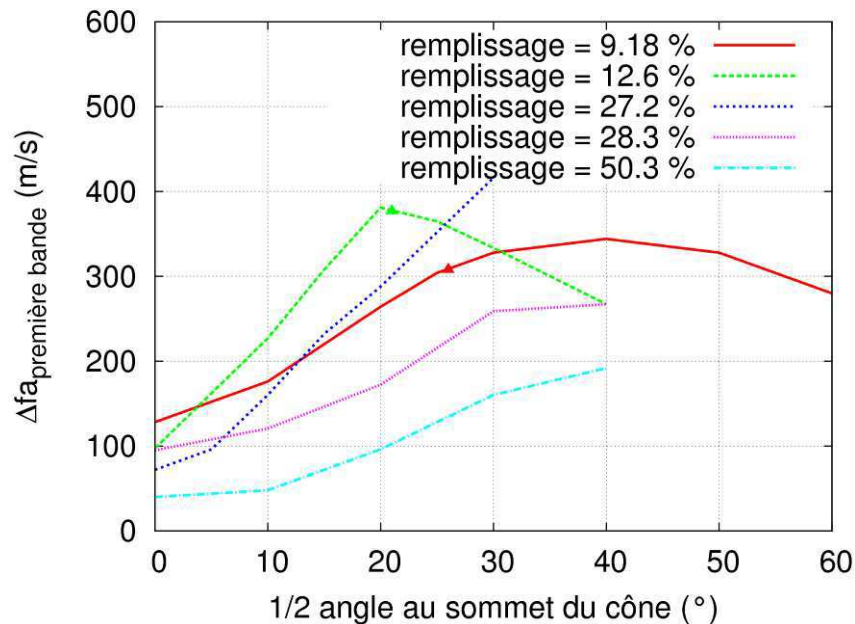


Figure IV-14 : largeur de la première bande d'arrêt en fonction de l'angle des cônes pour plusieurs remplissages différents. Les triangles modélisent les angles pour lesquels les trous se referment

On s'intéresse ensuite à vérifier que ce phénomène est aussi vrai pour d'autres matériaux. On regarde donc des cristaux phononiques composés d'inclusions d'air dans des films de silicium ou de niobate de lithium. Dans ces deux cas on observe le même phénomène.

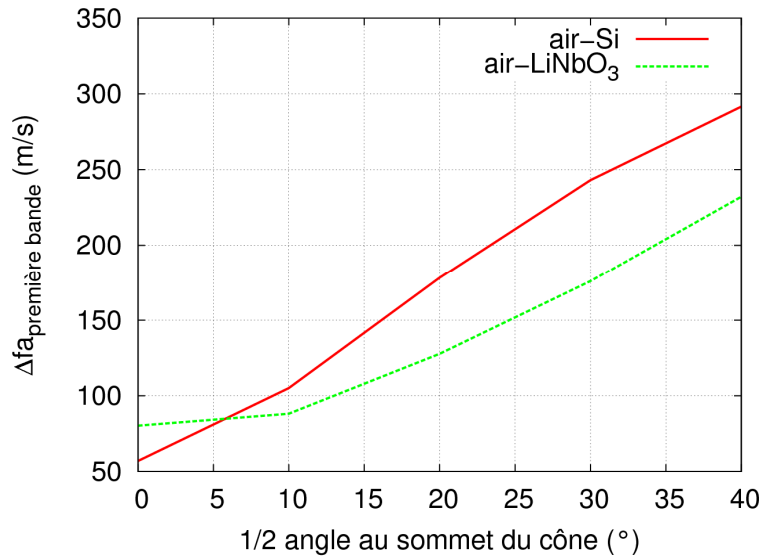


Figure IV-15 : largeur de la première bande d'arrêt en fonction de l'angle des cônes pour différents matériaux

Cette remarque est très utile pour la suite, puisqu'en augmentant la pente des cônes on pourra obtenir plus facilement une bande d'arrêt plus large, et également ajuster sa fréquence.

IV.2.e Dimensions adoptées pour les différentes réalisations

L'étude précédente nous apprend que la conicité des inclusions perturbe les bandes d'arrêt, modifiant aussi bien leur position en fréquence que leur largeur. Il nous faut donc prendre ce phénomène en compte. Nous reprenons donc le dimensionnement de la structure en prenant en compte l'angle de gravure, en plus de l'épaisseur d'AlN, de celle de SiO₂ et du diamètre des inclusions. Tout d'abord on regarde ce qu'il advient lorsqu'on fait varier l'angle, les autres paramètres étant constants. Ces résultats sont présentés sous forme de *gap map* sur la Figure IV-16.

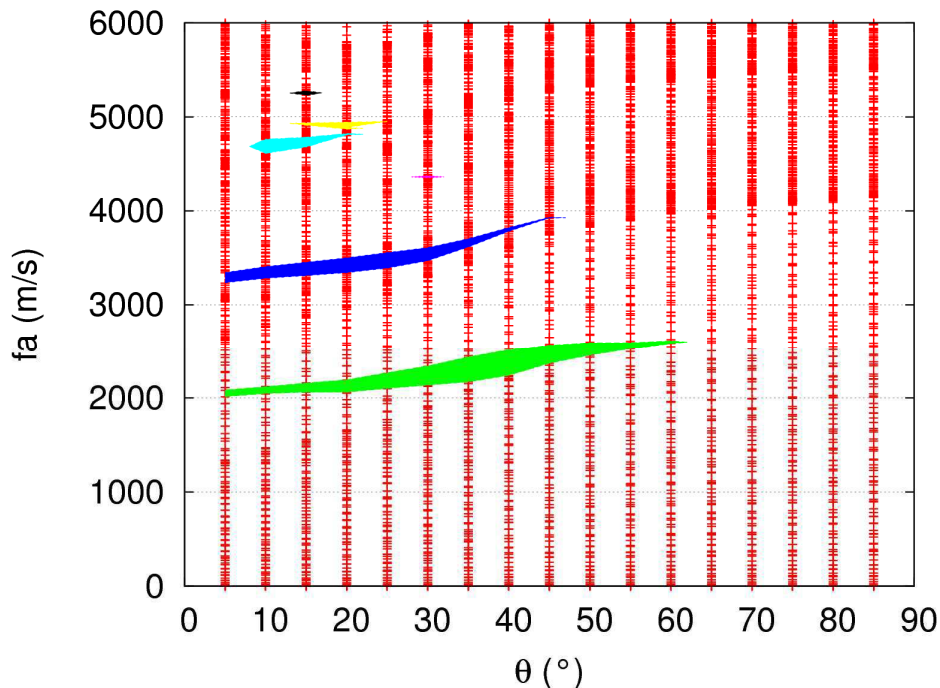


Figure IV-16 : *gap map* pour un cristal phononique constitué de trous coniques percés dans une membrane d'AlN/SiO₂, avec $h = 0.4a$, $h_{SiO_2} = 0.1a$ et $d = 0.74a$.

Sur cette figure il faut noter que nous conservons tous les paramètres géométriques constants, hormis l'angle des cônes : le facteur de remplissage n'est donc pas constant, ce qui explique des résultats légèrement différents de ceux présentés précédemment. Pour ces paramètres, on obtient des bandes d'arrêt lorsque $\theta < 60^\circ$. Dans cette plage de valeurs, on obtient un maximum de largeur de la bande d'arrêt la plus basse en fréquences vers l'angle qui referme les trous, à savoir $\theta = 36.5^\circ$. La deuxième bande d'arrêt, quant à elle, présente une largeur presque constante entre 5° et 30° .

Nos premières réalisations présenteront un angle de 10° , nous nous intéressons donc aux bandes d'arrêt obtenues pour de tels angles. Les résultats sont présentés sur la Figure IV-17. Dans un premier temps on s'intéresse aux différences entre ces courbes et celles obtenues pour des trous cylindriques percés dans des membranes identiques.

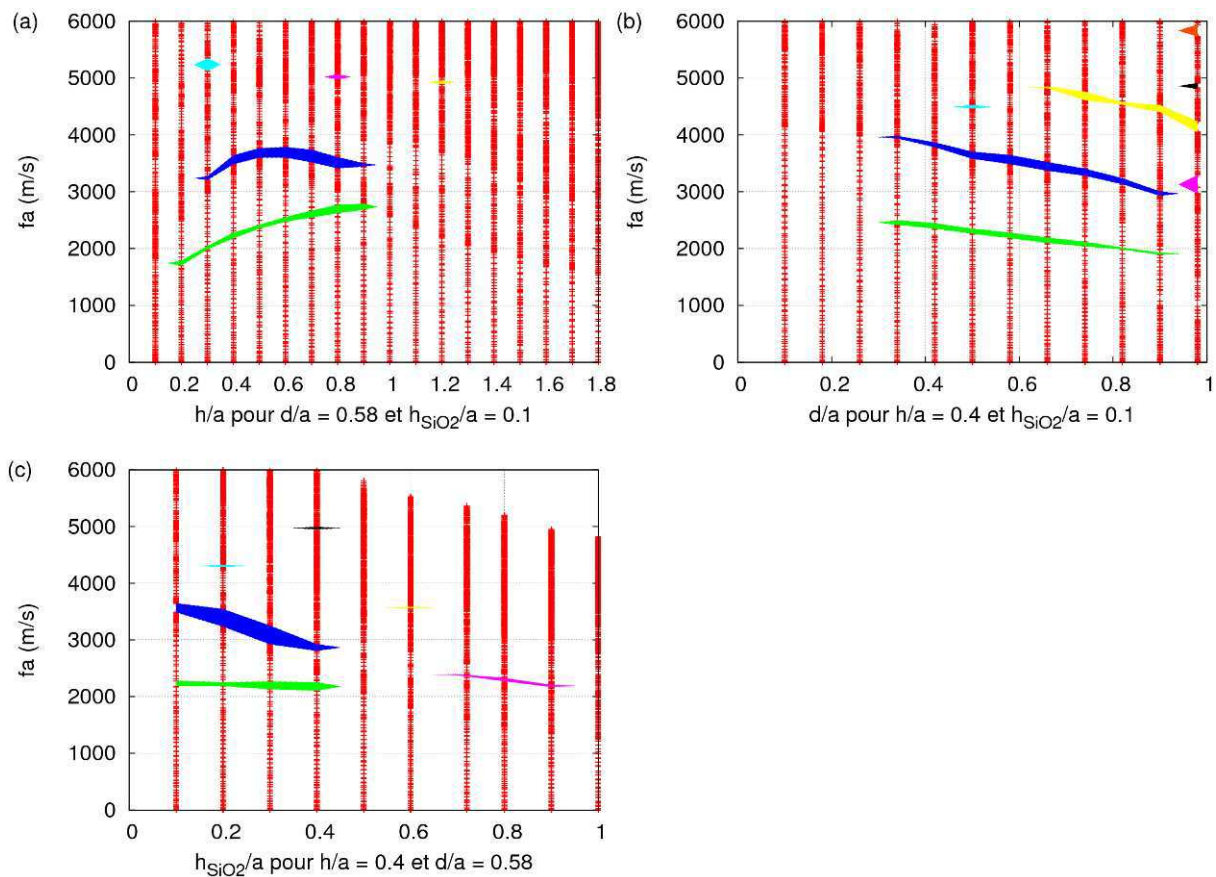


Figure IV-17 : gap maps pour un cristal phononique constitué de trous coniques avec un demi-angle au sommet de 10° percés dans une membrane d'AlN/SiO₂

Sur la Figure IV-17 (a) les trous se referment pour une valeur de $h = 0.54a$. La première bande d'arrêt (en vert) ne semble pas affectée par la conicité des trous, présentant une forme semblable à des fréquences proches de celles obtenues pour des cylindres (cf. Figure IV-11). Par contre, la deuxième bande d'arrêt (en bleu) se referme à présent pour des épaisseurs d'AlN supérieures à $0.9a$. Il faudra donc conserver une épaisseur normalisée d'AlN comprise entre 0.2 et 0.9 pour obtenir une bande d'arrêt.

La Figure IV-17 (b) présente l'évolution des bandes d'arrêt en fonction du diamètre des inclusions. Ici, les autres paramètres (épaisseurs) sont légèrement différents de ceux utilisés pour tracer le *gap map* de la Figure IV-11 (b), mais la forme de la courbe reste globalement la même. La plage de valeurs dans laquelle on obtiendra une bande d'arrêt est similaire à celle présentée précédemment : au-dessus de $0.34a$ (approximativement deux fois le diamètre minimal garantissant que les trous soient débouchant), et en-dessous de $0.9a$ pour avoir une bande d'arrêt peu sensible aux variations du diamètre des inclusions.

Modélisation des cristaux phononiques

Enfin, on s'intéresse à l'épaisseur de SiO_2 , dont l'influence sur les bandes d'arrêt est représentée sur la Figure IV-17 (c). Là encore, la forme générale reste la même. Par contre, si l'on regarde de plus près, il semblerait que l'on amincisse la bande d'arrêt la plus basse (en vert), alors que celle juste au-dessus (en bleu) est épaissie. Le reste du diagramme présente des bandes d'arrêt morcelées. Pour obtenir des bandes d'arrêt larges et stables par rapport aux variations technologiques on restera dans une plage de valeurs basse pour l'épaisseur normalisée de SiO_2 , se limitant à des valeurs inférieures à 0.4.

Nous avons réalisé deux jeux de structures, réalisées avec des masques différents et avec un procédé de réalisation ajusté entre chacun des lots. Dans un premier temps nous avons cherché à réaliser des cristaux possédant des trous les plus cylindriques possibles : l'angle est donc fixé à environ 10° , comme présenté au Chapitre II. Nous avons choisi de réaliser des cristaux phononiques dont les dimensions sont résumées dans le Tableau 3.

nom	type de maille	a (μm)	d (μm)	bande d'arrêt 1	bande d'arrêt 2	bande d'arrêt 3
A	carrée	2.6	1.6	979 1006	1248 1297	
B	carrée	3	1.8	824 850	1098 1187	
C	carrée	3.6	2.2	661 677	953 1017	
D	carrée	4	2.4	578 595	869 922	
E	carrée	4.6	2.8	486 498	752 790	
G	carrée	5.6	3.4	378 383	601 621	947 972
I	carrée	6.6	4	303 307		776 826
J	triangulaire	5.6	2.4			
K	nid d'abeille	5.6	2.4			
L	carrée - 6	5.6	2.4	406 418	647 659	

Tableau 3 : dimensions et type de maille des cristaux phononiques réalisés lors du premier lot de fabrication (PCOL)

Dans un deuxième temps, nous avons également cherché à vérifier les résultats de simulation concernant la conicité des trous : nous avons donc réalisé les mêmes cristaux phononiques, mais avec des angles de gravure différents, le premier étant aux alentours de 10° , comme dans le cas précédent, le second étant aux alentours de 30° . Pour cet angle précis, les positions et largeur des bandes d'arrêt sont présentés dans la Figure IV-18.

On observe, de manière générale, qu'il y a moins de bandes d'arrêt que pour les cas précédents, notamment avec un angle plus faible, mais qu'elles ont tendance à être plus larges. D'après la Figure IV-18 (a), la plage d'épaisseur d'AlN dans laquelle on aura une bande d'arrêt est plus étroite, entre $0.3a$ et $0.9a$ (contre $0.2a$ et $0.9a$ dans le cas $\theta = 10^\circ$), la deuxième bande d'arrêt présentant une plage de valeurs encore plus réduite. Sur cette courbe les trous se referment pour une épaisseur relative d'AlN de 0.402. On remarque que les bandes d'arrêt se referment plus vite lorsque les trous ne sont pas débouchants, les inclusions ayant de moins en moins d'effet sur la propagation des ondes. Cela est une explication possible à la réduction de la plage de valeurs autorisant l'apparition d'une bande d'arrêt.

En ce qui concerne l'influence du diamètre des inclusions, par contre, la Figure IV-18 (b) montre que les bandes d'arrêt sont très élargies pour un angle de 30° par rapport à 10° , et elles recouvrent une plage de valeurs bien plus importante. En effet, on trouvera une bande d'arrêt même pour des diamètres aussi petits que $0.2a$, alors même que les trous se bouchent à partir d'un diamètre inférieur à $0.808a$. Enfin, d'après la Figure IV-18 (c), les bandes d'arrêt présentes précédemment pour une épaisseur de SiO_2 supérieure à $0.5a$ se referment, laissant une plage de valeurs utilisable pour ce paramètre allant de 0 à $0.5a$ (ici les trous se referment pour une épaisseur de SiO_2 de $0.24a$).

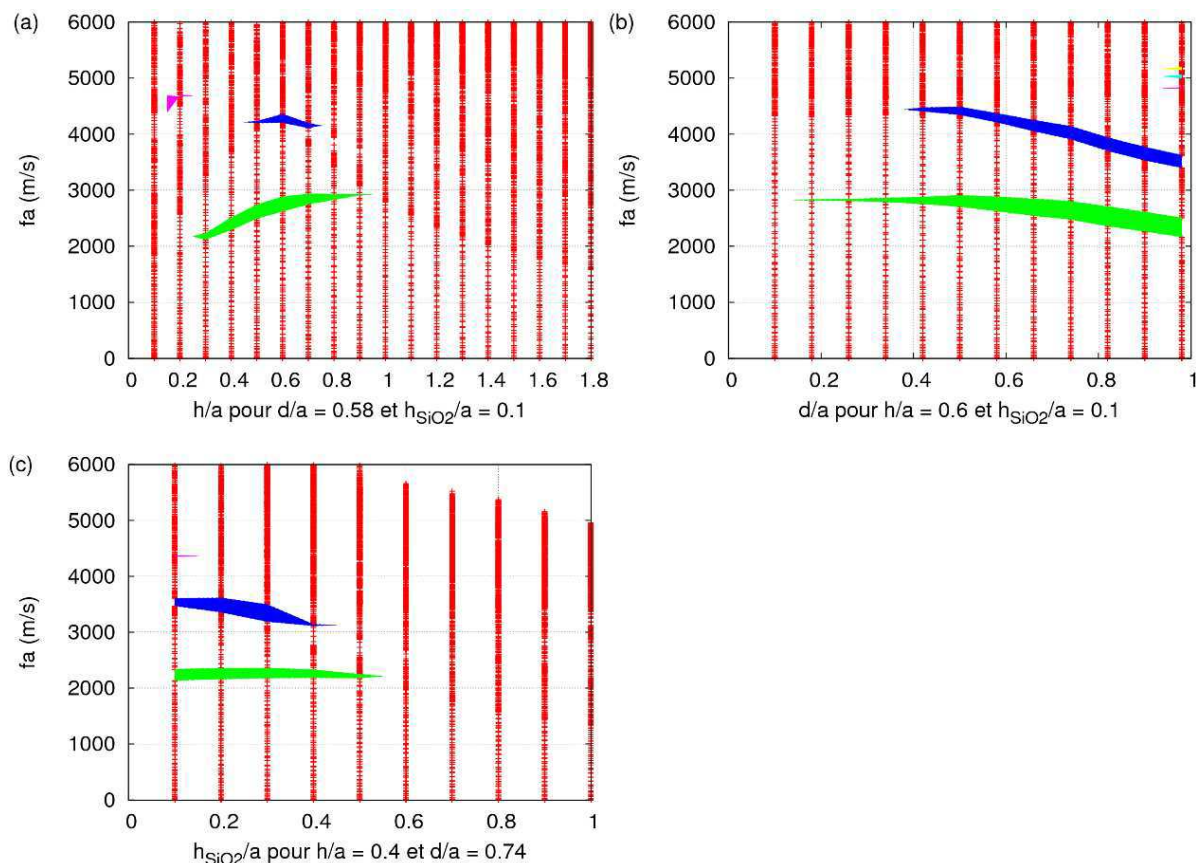


Figure IV-18 : *gap maps* pour un cristal phononique constitué de trous coniques avec un angle de 30° percés dans une membrane d' AlN/SiO_2

Sur le deuxième jeu de masques nous avons souhaité réaliser des dispositifs présentant une bande d'arrêt aussi bien pour un angle de gravure de 10° que de 30° : nous avons donc choisis un compromis. Le Tableau 4 résume les dimensions des dispositifs réalisés.

nom	A	B	C	D	E	F	G	H	I	J	K	L	M	N
Type de maille		C	C	C	C	T	T	N	N	N	N	C-6	C-6	N-6
a (μm)	0	3.4	3.4	2.8	2.8	3.4	2.8	3.4	3.4	2.8	2.8	3.4	2.8	3.4
d (μm)	0	1.6	2.5	1.1	1.7	2.5	1.7	2.5	1.6	1.1	1.7	2.5	1.7	1.6

Tableau 4 : dimensions et organisation des dispositifs réalisés dans un deuxième temps (GNOL), les lettres C représentant la maille carrée, T la maille triangulaire et N la maille en nid d'abeille, le -6 signifiant qu'on a enlevé la 6^{ème} colonne d'inclusions

Dans ce second tableau il y a des dispositifs qui présentent des trous non débouchants pour un angle de 30° , et certains dispositifs se situent à la limite de ce qui est réalisable, ils présenteront donc des risques lors de la fabrication. En effet, les trous d'un diamètre de $1.1 \mu\text{m}$ n'ont pas été percés, les dispositifs D et J ne sont donc pas mesurables. Les résultats de ce deuxième lot seront rediscutés au Chapitre V.

IV.3 Transmission à travers un cristal phononique

Les diagrammes de bandes nous permettent d'obtenir la bande d'arrêt théorique d'un cristal phononique infini, mais nous n'avons pas d'information sur les effets quantitatifs d'un cristal phononique de dimension finie. Pour cela, il est nécessaire de calculer un coefficient de transmission à travers le cristal phononique. Cette modélisation reprend les bases du calcul du diagramme de bandes. Nous présentons ici les adaptations utilisées pour calculer un

coefficient de transmission à travers un cristal phononique fini, puis nous étudierons le nombre de périodes nécessaires à l'observation d'une bande d'arrêt.

IV.3.a Méthode de modélisation en transmission

On cherche ici à modéliser la transmission d'ondes acoustiques à travers un cristal phononique fini : il faut donc réaliser non plus une analyse des fréquences propres mais une analyse harmonique. Comme on modélise un cristal phononique fini il n'est plus possible d'utiliser les mailles élémentaires définies dans le paragraphe IV.1 avec leurs conditions de périodicité. On utilise donc ici une cellule élémentaire plus grande regroupant plusieurs mailles élémentaires. Ce type de cellule est appelée *super cell*.

Dans notre cas, on souhaite réaliser un cristal phononique fini dans la direction de propagation. Dans la direction orthogonale à la propagation (dans le plan), les cristaux présentent un très grand nombre de périodes : on peut donc les considérer comme infinis. Notre cellule est donc constituée d'une ligne de mailles élémentaires comportant autant de mailles que nous le souhaitons dans la direction de propagation. Dans la direction perpendiculaire, il n'y a qu'une maille présentant les conditions de périodicité présentées à la sous-section IV.1.b comme indiqué dans la Figure IV-19 pour une maille carrée.

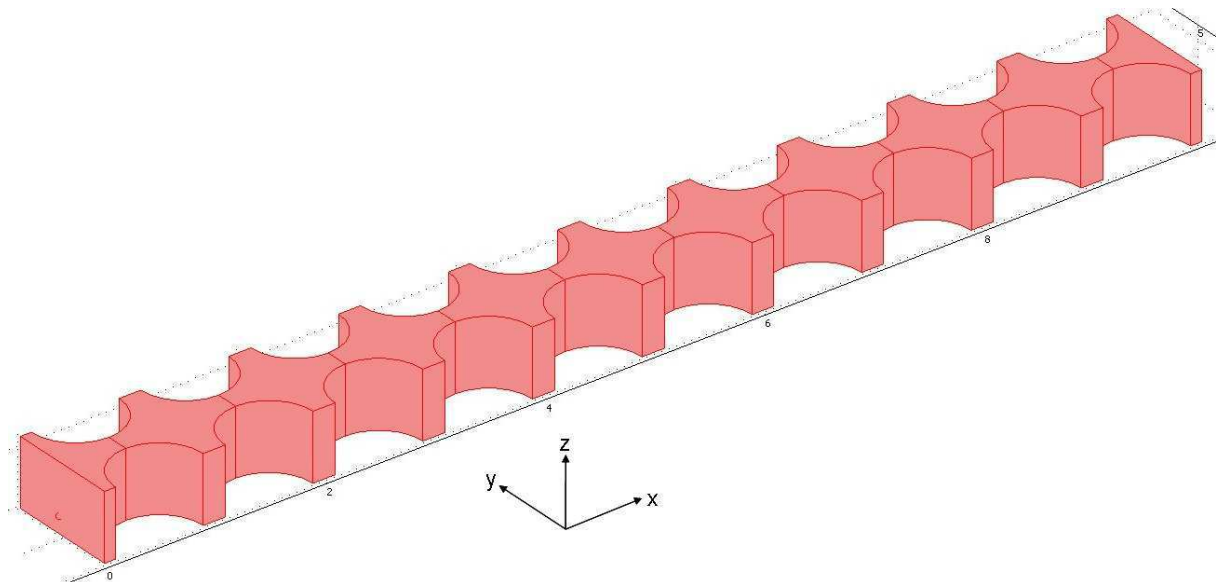


Figure IV-19 : dessin de la structure élémentaire d'un cristal phononique modélisé en transmission

On procède de la même façon que précédemment : on commence par dessiner la structure. Cette structure se compose donc de notre cellule élémentaire représentant le cristal phononique, à laquelle on adjoint une zone de propagation de chaque côté du cristal phononique. En effet, les conditions aux limites qu'on impose à la membrane ne correspondent pas exactement à la forme du mode excité (qui dépend en toute rigueur de la fréquence), cette zone de propagation nous permet donc d'établir les modes de Lamb excités en pratique. On ajoute aussi de chaque côté des PML (*Perfectly Matched Layers*), des zones qui n'ont pas d'existence physique, mais qui nous servent d'artefact permettant d'éviter des réflexions des ondes de plaque sur les bords du maillage et ainsi de se placer dans une condition idéale de plaque infinie. Le dessin final correspond à la Figure IV-20.

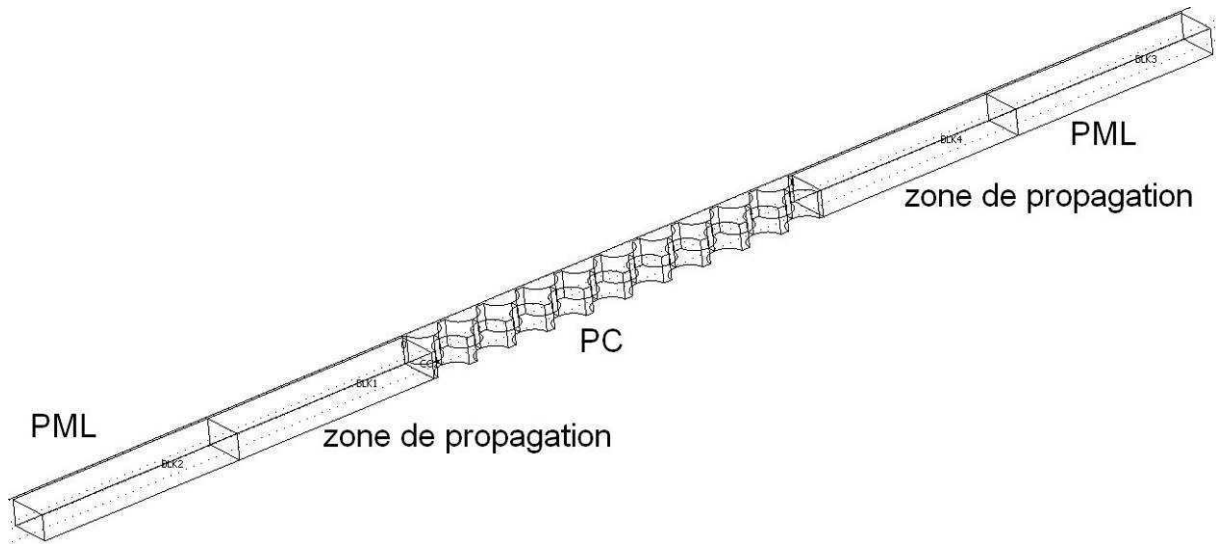


Figure IV-20 : dessin complet d'un cristal phonique modélisé en transmission

On ajoute les conditions périodiques dans la direction perpendiculaire à la propagation, comme indiqué sur la Figure IV-21 pour une maille carrée :

$$\begin{aligned}
 u_2 &= u_1 e^{-j2\pi\gamma} \\
 v_2 &= v_1 e^{-j2\pi\gamma} \\
 w_2 &= w_1 e^{-j2\pi\gamma} \\
 V_2 &= V_1 e^{-j2\pi\gamma}
 \end{aligned}
 \tag{IV-2}$$

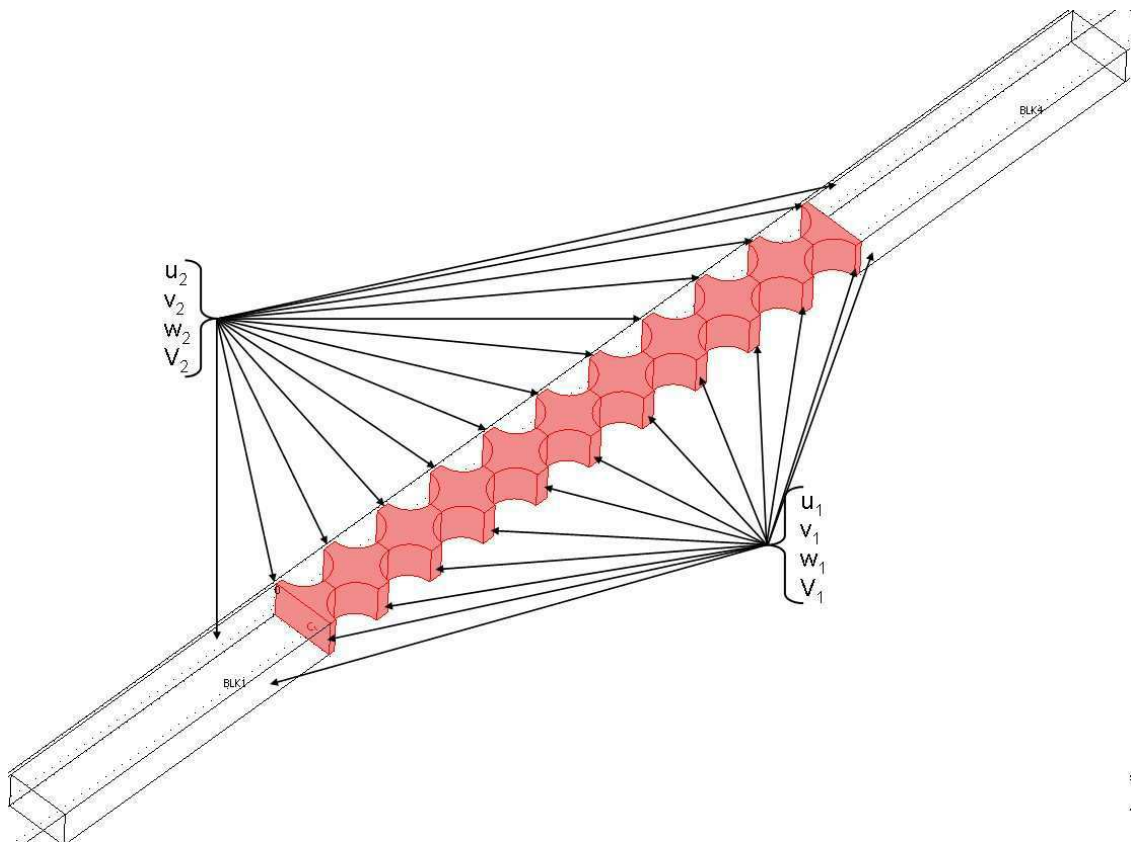


Figure IV-21 : conditions périodiques appliquées pour un calcul en transmission sur une maille carrée

Dans notre cas l'onde incidente sera une onde se propageant dans la direction x uniquement: les conditions périodiques utiliseront donc un $\gamma = 0$ selon la direction

perpendiculaire. Pour modéliser cette onde incidente ayant une polarisation principalement orientée dans une certaine direction, on force un déplacement arbitraire dans chacune des directions sur la face d'entrée du système. On utilise ici un déplacement de 1 nm.

Le maillage est ici un peu plus délicat, puisque la géométrie du système est plus volumineuse. On conserve le maillage automatique du logiciel, mais en vérifiant que le nombre de nœuds reste raisonnable. En ce qui concerne la résolution, on utilise là encore l'algorithme Spooles, mais cette fois-ci pour une analyse harmonique.

A titre d'exemple, la Figure IV-22 représente le déplacement total de chaque point à 2 fréquences données : l'une hors de la bande d'arrêt (a), où l'on voit l'onde se propager à travers tout le cristal, et l'autre à l'intérieur (b), où l'on observe l'évanescence de l'onde dans les premières mailles du cristal.

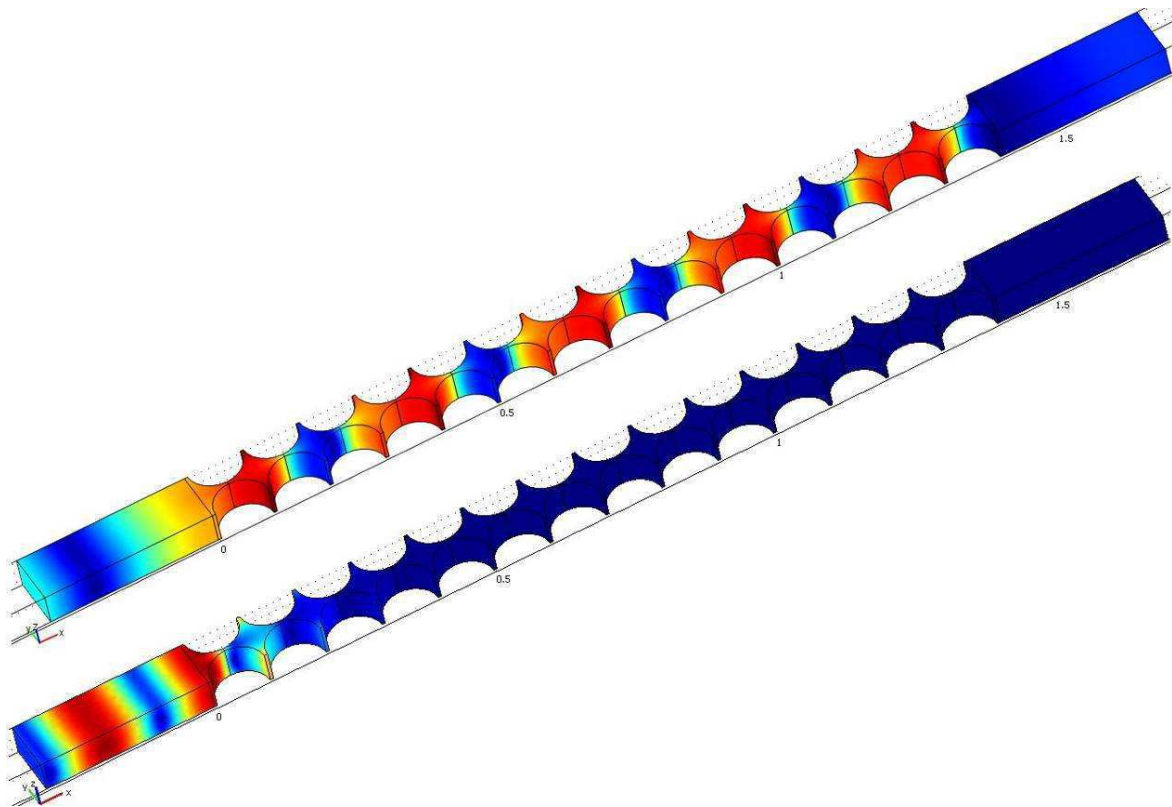


Figure IV-22 : résultat de la simulation (ici déplacement total) en transmission à deux fréquences différentes, hors et dans la bande d'arrêt

Nous définissons une transmission à travers le cristal comme :

$$T = \frac{\int_{S_s} \|\mathbf{u}(x, y, z)\| dydz}{\int_{S_e} \|\mathbf{u}(x, y, z)\| dydz} \quad (\text{IV-3})$$

avec $\|\mathbf{u}(x, y, z)\|$ la norme du vecteur déplacement (soit le déplacement total), S_s la surface de sortie du dispositif et S_e sa surface d'entrée. La Figure IV-23 représente un exemple de spectre de transmission à travers le cristal représenté sur la Figure IV-22. On peut aussi calculer les transmissions pour chaque polarisation principale en utilisant la composante du vecteur déplacement dans la direction \mathbf{n} voulue :

$$T_{\mathbf{n}_1, \mathbf{n}_2} = \frac{\int_{S_s} \|\mathbf{u}(x, y, z) \cdot \mathbf{n}_2\| dydz}{\int_{S_e} \|\mathbf{u}(x, y, z) \cdot \mathbf{n}_1\| dydz} \quad (\text{IV-4})$$

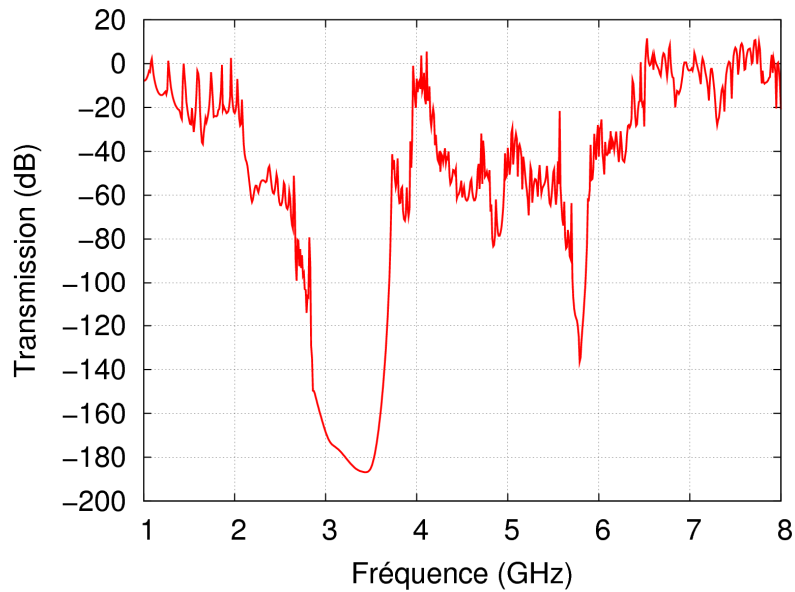


Figure IV-23 : transmission calculée à travers un cristal phononique de dimensions $a = 1 \mu\text{m}$, $d = 0.944 \mu\text{m}$, $h = 0.55 \mu\text{m}$ comportant 14 inclusions

Cette méthode permet bien d'obtenir une idée de la transmission à travers un cristal phononique fini. Elle ne permet toutefois pas d'obtenir une transmission chiffrée pour un cas précis, les résultats étant plus qualitatifs que quantitatifs. En effet, on ne prend pas en compte certains paramètres, comme par exemple les pertes dans le matériau, et la conversion de l'énergie par les transducteurs nécessaires pour l'observation du phénomène. De plus, on observe des points où la transmission se révèle supérieure à 1, causé par les couplages entre polarisations et le fait que les modes se propageant effectivement dans la structure ne présentent pas des polarisations pures comme nous l'avons supposé initialement. Cela nous permet néanmoins dans un premier temps d'étudier le nombre de périodes nécessaires pour l'observation concrète d'une bande d'arrêt.

IV.3.b Etude du nombre de périodes nécessaires

Pour compléter le dimensionnement des cristaux phononiques nous cherchons maintenant à déterminer le nombre de périodes qu'il faut utiliser pour maximiser les chances d'observer une bande d'arrêt.

La méthode employée consiste à modéliser un même cristal phononique présentant une bande d'arrêt, en ajoutant petit à petit des périodes. Le résultat est présenté sur la Figure IV-24.

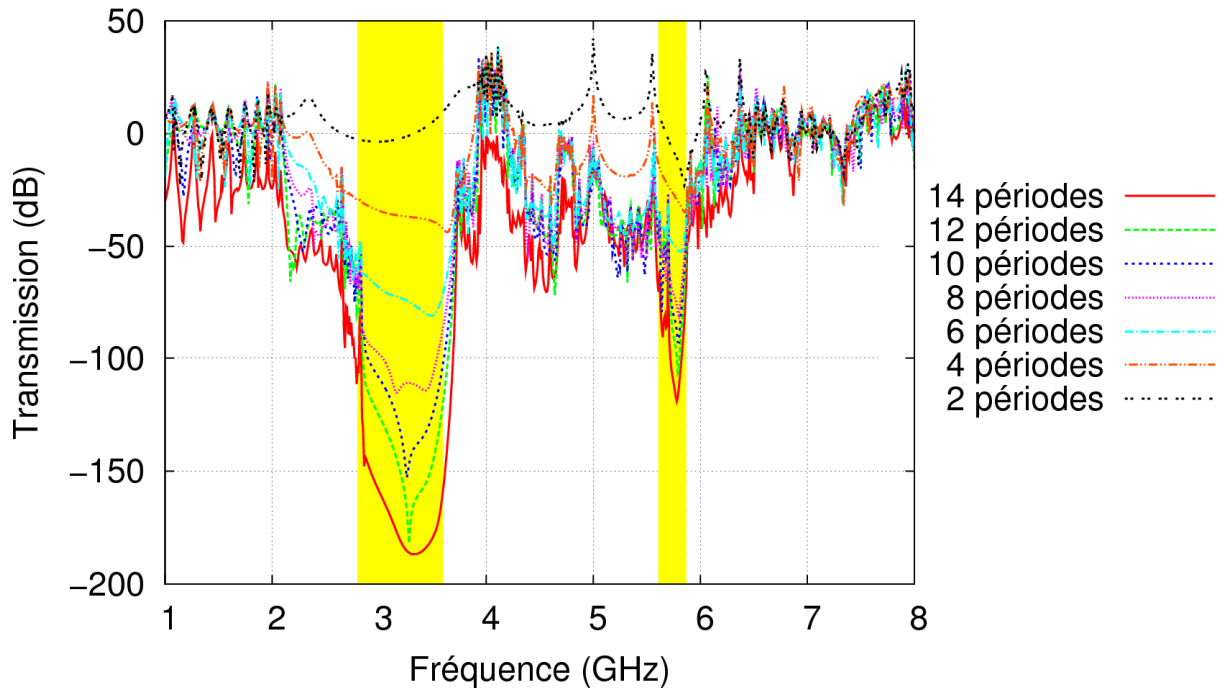


Figure IV-24 : transmission à travers un cristal phononique de maille $1 \mu\text{m}$ pour différents nombres de périodes

On remarque sur cette figure que pour 2 périodes on n'observe pas encore d'atténuation significative dans la bande d'arrêt, les variations de la transmission à la fréquence attendue étant du même ordre de grandeur que les variations de la transmission aux fréquences où le cristal est « passant », causées par des résonances résiduelles causées par des conditions aux limites non parfaitement absorbantes. A partir de 6 périodes, on peut observer une chute significative de la transmission dans la bande d'arrêt, qui présente ici une largeur relative de 27,6 %. Les bandes d'arrêt étroites (comme ici aux alentours de 5,7 GHz avec une largeur relative de 3,45 %) ne présentent pas encore d'atténuation marquée par rapport au plancher de transmission. A partir de 10 périodes, toutes les bandes d'arrêt apparaissant présentent une forte atténuation. En-dehors de la bande d'arrêt, l'atténuation augmente aussi avec le nombre de périodes, ce qui est dû principalement à l'allongement de la zone de propagation.

IV.3.c Effets de polarisations

Il est possible, avec cette méthode de calcul, d'obtenir plus d'informations sur la transmission des ondes à travers le cristal phononique. En effet, la méthode que nous avons décrite dans un premier temps considère une excitation du système par une onde plane présentant une polarisation identique dans les 3 directions. Il est aussi possible de s'intéresser à la transmission d'une onde présentant une polarisation rectiligne particulière, lorsque les conditions aux limites forçant l'onde incidente n'excitent le système que selon l'un des axes du repère, les déplacements selon les autres directions en entrée étant fixés à 0. De même, on peut analyser en sortie du cristal les différentes polarisations des ondes transmises ou déterminer un coefficient de transmission global. Les résultats obtenus ne sont pas rigoureusement les mêmes, révélant une différence de comportement entre les différentes polarisations. La Figure IV-25 présente la transmission d'une onde de polarisation quasi-longitudinale (*i.e.* une excitation selon la direction de propagation, ici x), ou transverse (*i.e.* une excitation selon la direction perpendiculaire à la propagation - y - ou hors plan - z -). Sur chaque graphe on trace la valeur ainsi déduite de transmission obtenue à partir de l'analyse des déplacements transmis dans une direction, en prenant des excitations polarisées selon les différentes directions. La transmission est calculée, dans tous les cas, selon l'équation (I-4).

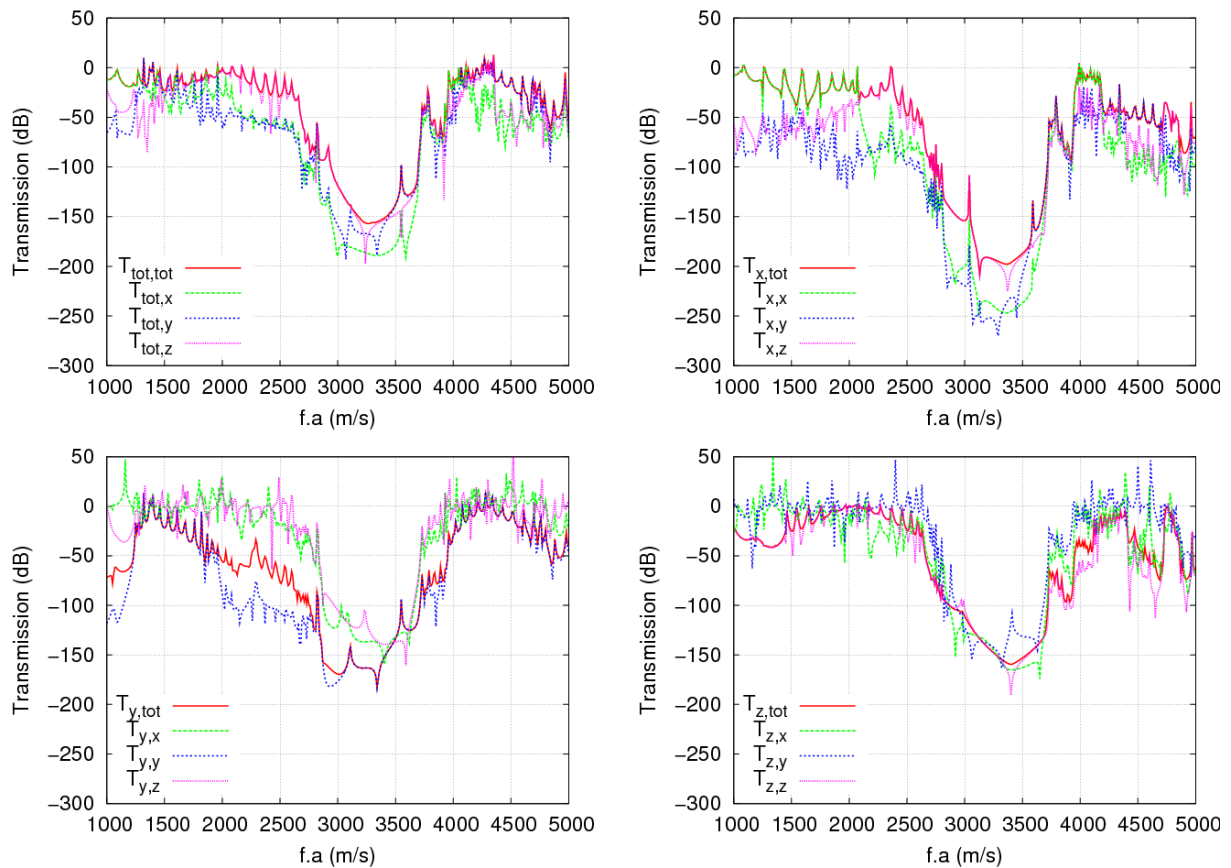


Figure IV-25 : Coefficients de transmission à travers le cristal phononique précédent en fonction de la fréquence pour différentes directions d'excitation (sur les différents graphes) et analysées selon les différentes polarisations en sortie du cristal (repérées par la couleur)

Sur ces figures on remarque tout d'abord que l'allure des courbes est globalement la même, quelle que soit la direction de l'excitation et quelle que soit la direction de la transmission qu'on regarde. Cela signifie que la bande d'arrêt du cristal est bien présente quelle que soit la polarisation des ondes. Si on regarde de plus près on observe qu'il y a cependant quelques différences notables entre les courbes : notamment l'apparition d'une chute de transmission supplémentaire autour de 1 GHz sur le terme T_{yy} , que l'on ne retrouve sur aucun autre terme, signe qu'à cette fréquence l'onde de plaque transverse horizontale est en grande partie convertie en onde de Lamb de type S_0 ou A_0 (toutes deux de polarisations elliptiques dans le plan (xz)). Ce couplage, ne se produisant habituellement pas dans une plaque homogène, est attribué aux inhomogénéités des inclusions cylindriques.

En pratique, dans les structures que nous avons réalisées, les transducteurs d'émission excitent une onde de Lamb de type S_0 , polarisée principalement dans la direction de propagation (ici x), et légèrement dans la direction hors plan (ici z). On aura très peu de déplacements dans la direction perpendiculaire à la propagation (ici y). Afin de modéliser cela nous utiliserons par la suite une excitation selon x .

Nous avons montré qu'il est possible de simuler un cristal phononique fini à partir d'une analyse harmonique plutôt que d'une analyse modale. Ce deuxième modèle vient compléter le premier pour nous apporter d'autres renseignements. Dans un premier temps il nous permet de déterminer le nombre de périodes nécessaires pour observer une bande d'arrêt à partir d'une mesure en transmission, venant par là parfaire le dimensionnement des structures.

IV.4 Modélisation de défauts

Le dernier point que nous souhaitons aborder dans ce chapitre est la modélisation de défauts dans un cristal phononique. Ici, les défauts sont volontaires et dus à une irrégularité introduite dans la structure périodique. Dans cette section nous nous pencherons plus précisément sur des défauts linéaires, c'est à dire obtenus par suppression d'une ligne d'inclusions du cristal, de par leur facilité de modélisation et de réalisation par la suite.

Il existe deux types de défauts linéaires, qui se distinguent par leur orientation : soit dans le sens de propagation, soit perpendiculaire. Dans les deux cas il est possible de déterminer les diagrammes de bande ou des spectres de transmission de cristaux possédant ces défauts. Nous nous intéresserons plus précisément aux défauts linéaires dans la direction perpendiculaire à la propagation, qui entraînent la formation d'une cavité résonante. Notre défaut sera tout d'abord l'omission d'une inclusion, puis à partir de cela, nous verrons l'influence de la largeur de ce défaut, à la fois sur le diagramme de bandes et sur la transmission. Nous commencerons donc par expliquer comment on calcule le diagramme de bandes d'une structure comportant un défaut, et les différences qu'on observe entre le cristal phononique parfait et celui avec un défaut. Nous passerons ensuite au calcul de la transmission à travers ce même défaut, puis nous verrons ce que la largeur du défaut implique dans les réponses autant en diagramme de bandes qu'en transmission.

IV.4.a Calcul du diagramme de bandes

Nous avons vu précédemment que pour le calcul d'un diagramme de bandes on modélise un cristal phononique infini dans toutes les directions. Si on veut modéliser un défaut linéaire il faut utiliser une structure élémentaire similaire à celle utilisée pour le calcul de la transmission décrite précédemment (paragraphe IV.3.a), mais pour laquelle on omet une inclusion, correspondant à notre défaut. On supprime de plus les zones de propagation et les PML qui n'avaient été introduites que pour permettre l'établissement d'ondes incidentes à partir des conditions aux limites appliquées. A la place, les conditions de périodicité seront appliquées dans les deux directions, comme indiqué sur la Figure IV-26 : on modélise donc un cristal phononique infini présentant des défauts linéaires régulièrement espacés. Si on cherche à connaître l'effet d'un seul défaut il faut intercaler suffisamment de périodes du cristal phononique entre chaque défaut (ici 10) pour s'assurer qu'il ne subsiste pas de couplage mécanique entre les différents défauts.

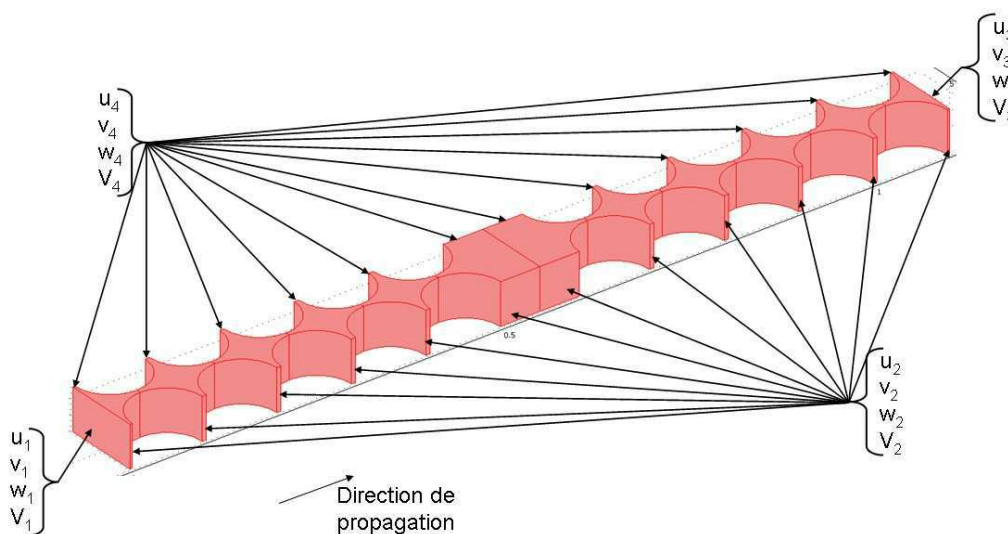


Figure IV-26 : structure élémentaire et conditions périodiques utilisées pour calculer le diagramme de bandes d'un cristal phononique avec un défaut linéaire

Les conditions périodiques sont ici fixées de la même manière que celles présentées dans le paragraphe IV.1.b.

On cherche à modéliser un défaut perpendiculaire à la direction de propagation : on regarde donc le diagramme de bandes dans la direction ΓX . Si on voulait modéliser un défaut dans la direction de propagation, qui en pratique correspond à un guide d'onde, on regarderait la direction ΓY . Le diagramme de bandes obtenu est indiqué dans la Figure IV-27, à côté du diagramme du cristal phononique sans défaut.

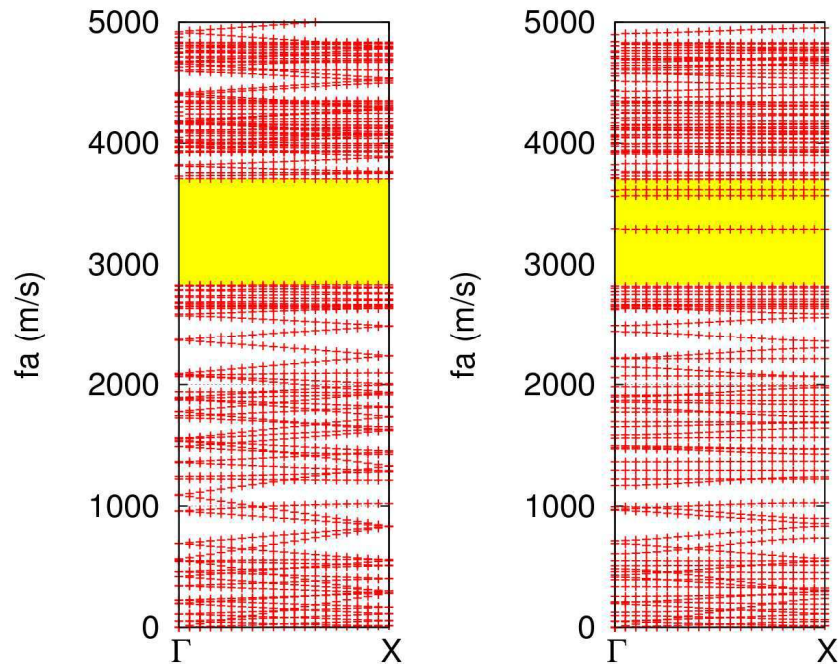


Figure IV-27 : diagramme de bandes d'un cristal phononique constitué de trous cylindriques d'un rayon de $0.472 \mu\text{m}$ et espacés de $1 \mu\text{m}$ dans une couche d'AlN d'une épaisseur de $0.55 \mu\text{m}$. A gauche, un cristal phononique parfait, à droite avec l'omission d'une inclusion

Sur ce diagramme de bandes on observe l'apparition de modes dans la bande d'arrêt du cristal idéal : ce sont des modes confinés dans le défaut et qui entraînent par conséquent un effet de résonance dans la cavité ainsi formée. A ces fréquences on observera un pic de transmission, correspondant à une résonance.

IV.4.b Calcul de la transmission

Le calcul de la transmission à travers la structure correspondant au cristal et son défaut est encore plus simple que celui du diagramme de bandes. En effet, il suffit d'enlever une inclusion dans la « super cell » utilisée pour le calcul de la transmission à travers un cristal phononique parfait et le reste de la modélisation est identique. La Figure IV-28 présente les spectres de transmission ainsi obtenus :

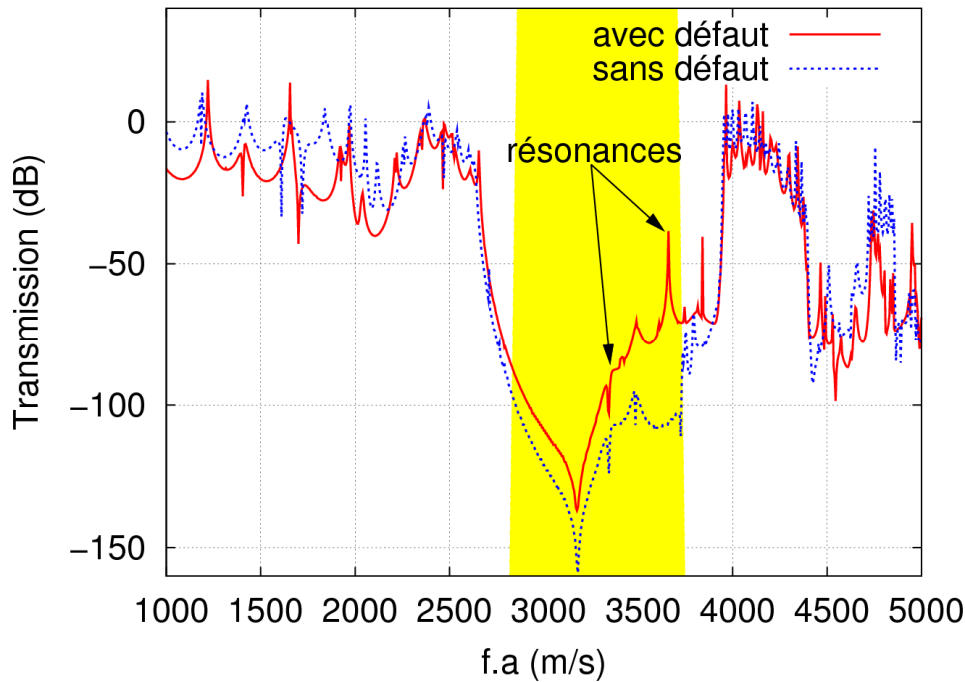


Figure IV-28 : transmission calculée à travers le cristal phononique précédent comportant 10 inclusions comparé à un cristal phononique où on aurait enlevé la 6^{ième} rangée d'inclusions

Le diagramme de bandes présentait un mode à $fa = 3350$ m/s et deux modes vers $fa = 3660$ m/s. Sur le spectre de transmission on remarque tout de suite que la bande d'arrêt de la transmission est légèrement plus grande que celle du diagramme de bandes (reportée en jaune sur la transmission). Cet effet sera discuté par la suite dans le chapitre V.3. Le premier mode résonnant apparaît près d'un minimum local sur le spectre de transmission du cristal, il est donc difficilement décelable. Par contre, on voit très bien sur la transmission le pic correspondant aux deux modes plus élevés rassemblés en une seule résonance du fait de leur proximité en fréquence.

Ces résultats nous permettent de vérifier que l'insertion d'un défaut linéaire perpendiculaire à la propagation des ondes induit des modes résonants dans la bande d'arrêt, comme il est décrit dans la littérature [22, 120, 121].

IV.4.c Effet de la largeur du défaut

Si l'omission d'une rangée d'inclusions permet d'obtenir des résonances, il est aussi possible de modifier le défaut réalisé en jouant notamment sur sa largeur. Nous réalisons donc une étude de l'effet de la largeur du défaut sur les résonances obtenues. Pour cela nous créons des défauts de tailles différentes, allant de 0.3 à 10 périodes. Comme précédemment nous calculons en parallèle le diagramme de bandes et la transmission à travers ces cristaux phononiques. La Figure IV-29 rassemble ces diagrammes de bandes.

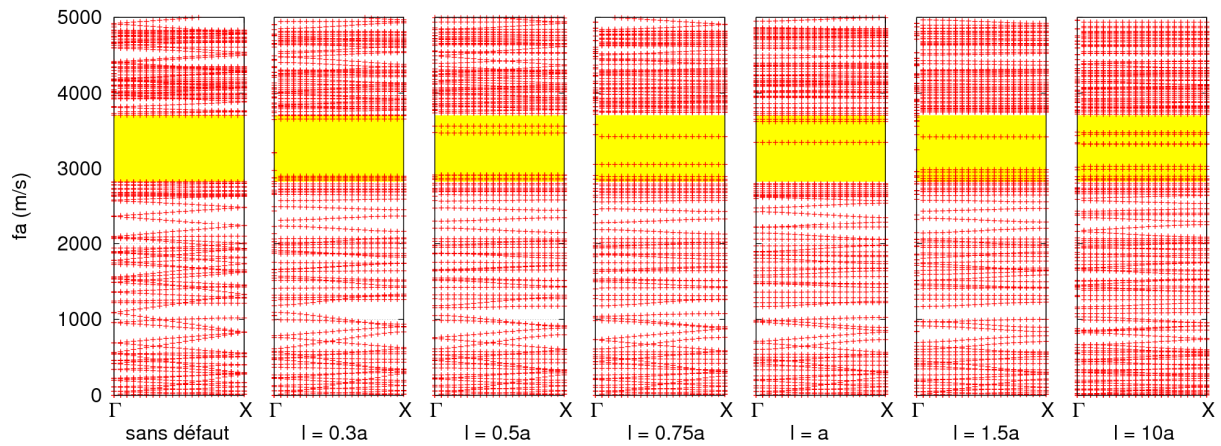


Figure IV-29 : diagrammes de bandes calculés pour des cristaux phononiques identiques aux précédents avec un défaut linéaire de largeur l variable

Sur cette figure on peut tout d'abord dire qu'on a beaucoup plus de modes de défauts dans le cas où le défaut fait $10a$. Cela correspond à une cavité multimode, similaire à ce que l'on peut voir en optique.

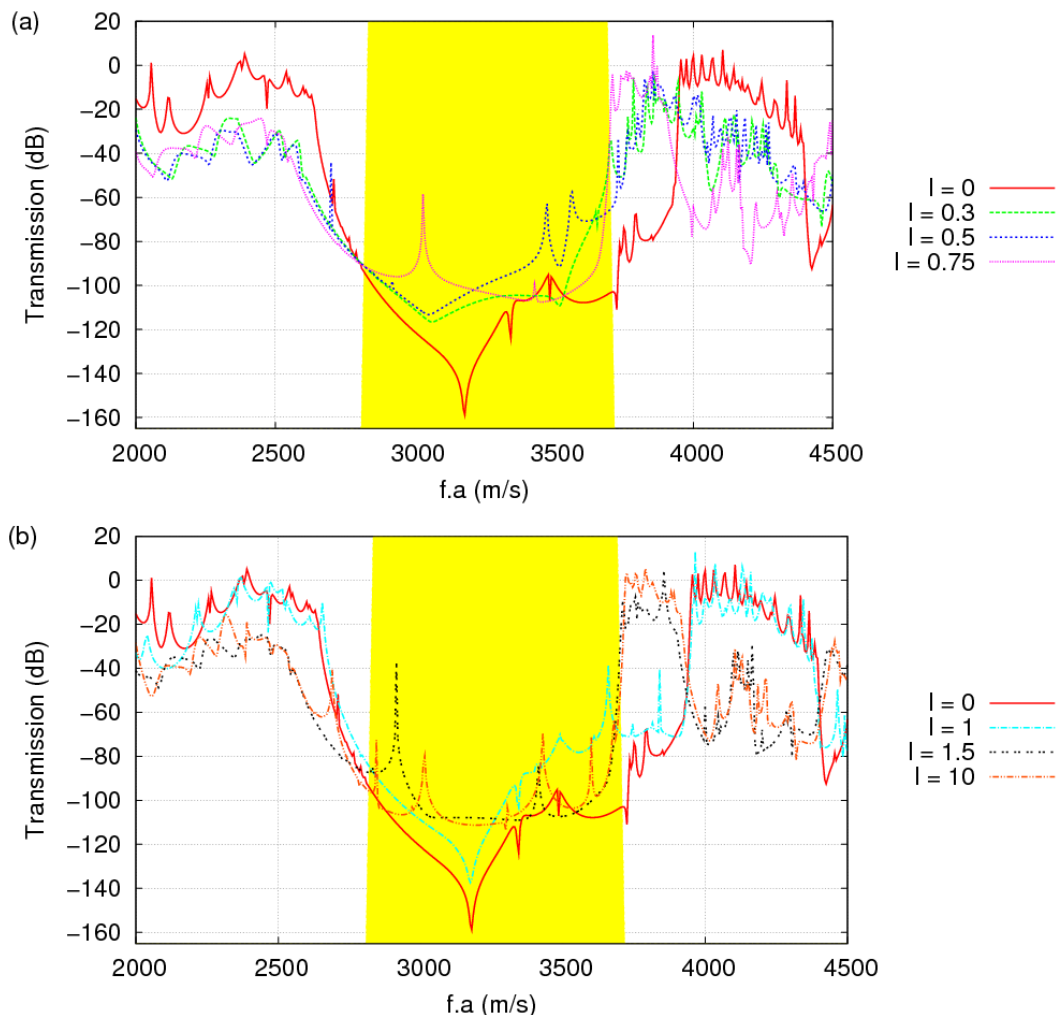


Figure IV-30 : transmission calculée pour des cristaux phononiques identiques aux précédents ($a = 1 \mu\text{m}$) avec un défaut linéaire de largeur l variable

La Figure IV-30 rassemble les résultats obtenus en transmission. On remarque tout d'abord que la largeur de la bande d'arrêt en transmission semble varier avec la taille du défaut, mais sans jamais être plus petite que la bande d'arrêt théorique prévue par le

diagramme de bandes du cristal phononique sans défaut (en jaune sur les graphes). Les diagrammes de bande semblent annoncer que les modes de défaut apparaissent d'abord en bordure haute de la bande d'arrêt, comme on peut le remarquer pour un défaut d'une largeur de $0,3$ périodes. Si on continue à augmenter la largeur du défaut, les modes résonants semblent se décaler vers le centre de la bande d'arrêt (cf. diagrammes de bande pour $0,5a$ et $0,75a$). Lorsque l'on passe à un défaut plus grand qu'une période on ne retrouve cependant qu'un seul mode de défaut, jusqu'à atteindre une taille suffisante pour avoir une cavité multi-modes.

La transmission reflète ces résonances, présentant des pics plus ou moins marqués. En effet, pour un défaut d'une demi-période on observe bien les deux modes résonants avec une variation de transmission d'amplitude similaire autour de 3.5 GHz, mais pour le défaut de largeur 0.75 période la première résonance vers 3 GHz est bien plus marquée que la seconde vers 3.4 GHz. Cela peut s'expliquer par le fait que la simulation en transmission prend en compte la polarisation de l'excitation, en l'occurrence selon la direction de propagation. Il est possible que le deuxième mode plus faible sur la transmission soit moins couplé à notre excitation que le premier, notamment si sa polarisation est perpendiculaire à celle de l'excitation.

On s'intéresse alors à la déformée des modes de défaut, présentée dans la Figure IV-31. Afin d'être plus visible, ces déformées ont été multipliées par un facteur dépendant de la déformation initiale. Le mode vers 3 GHz est principalement polarisé selon z , hors plan, alors que le deuxième vers 3.4 GHz présente une polarisation principale selon y , perpendiculaire à la propagation. Ces images confirment notre hypothèse : il nous est très difficile d'exciter des modes selon y avec des peignes interdigités, mais nous aurons plus de facilités à exciter les modes selon z , ce qui résulte en un meilleur couplage.

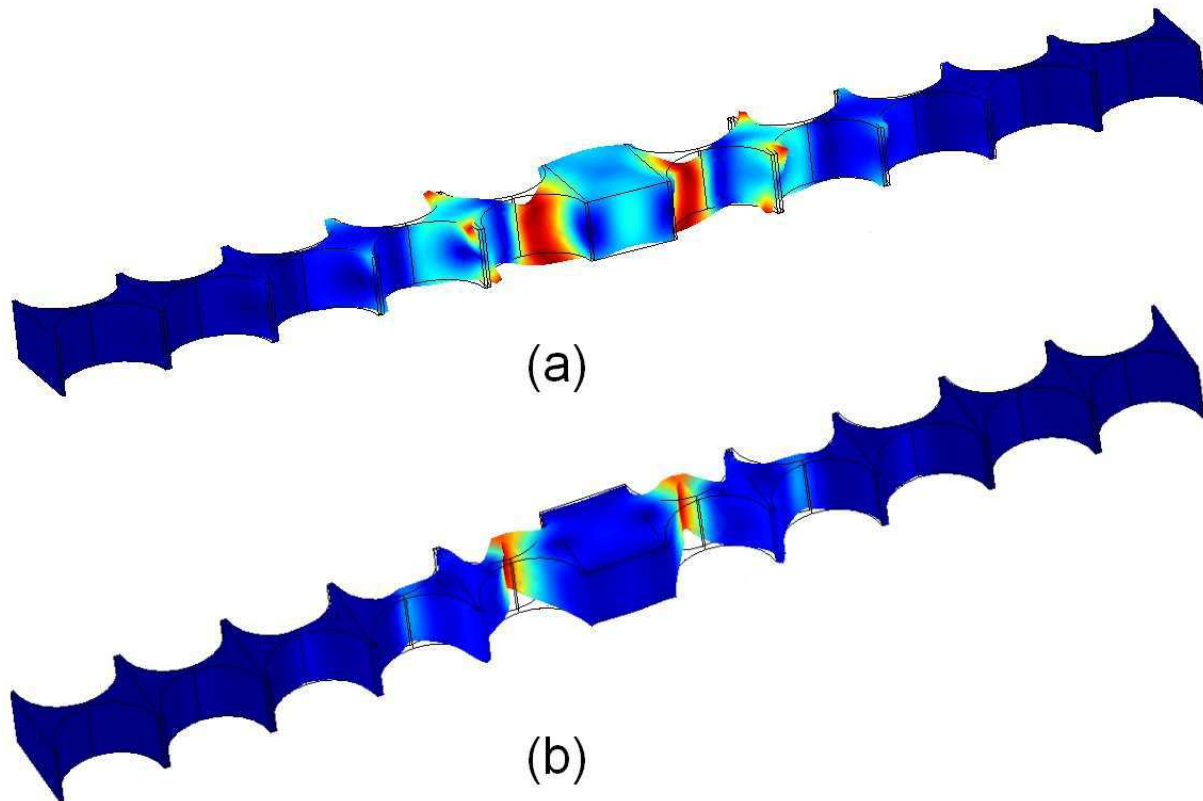


Figure IV-31 : visualisation de la déformée calculée avec un défaut de 0.75 période (a) pour le mode de défaut vers 3 GHz, polarisé principalement selon z et (b) pour le mode de défaut vers 3.4 GHz, polarisé principalement selon y

La largeur du défaut semble bien influencer sur le nombre et la position en fréquence des résonances, comme annoncé par Wu [56, 122] et Goettler [123]. Ces résultats sont intéressants puisqu'une cavité résonante permettrait la réalisation de résonateurs acoustiques, par l'utilisation directe de la cavité réalisée ou par le positionnement d'un résonateur acoustique sur cette cavité [124]. Dans les deux cas il est important que la résonance se trouve à la fréquence voulue. Nous reparlerons de cette étude dans le Chapitre V.

IV.5 Conclusion

Dans ce chapitre nous avons décrit la méthode d'analyse par éléments finis utilisée pour modéliser les cristaux phononiques qu'on souhaite réaliser. Afin d'améliorer la qualité des maillages et la stabilité des calculs de diagrammes de bande en présence de forts facteurs de remplissage, nous avons utilisé une maille élémentaire particulière en étoile, plutôt que la maille parallélépipédique extrudée présentée habituellement dans la littérature.

L'objectif de ce travail était le dimensionnement de structures, afin d'obtenir des cristaux phononiques présentant une bande d'arrêt mesurable par nos structures à ondes de Lamb, c'est à dire dans une plage de fréquences de quelques centaines de MHz à quelques GHz. Nous avons montré dans ce chapitre, par le calcul de diagrammes de bandes, que de tels dispositifs étaient réalisables. Les contraintes technologiques dues à la réalisation pratique des dispositifs nous ont amenés à étudier l'effet de certains paramètres sur les bandes d'arrêt. C'est le cas notamment de l'ajout d'une couche de SiO_2 , qui semble favoriser l'apparition des bandes d'arrêt, surtout lorsqu'on utilise une faible épaisseur (de l'ordre de $0.1a$).

Nous nous sommes ensuite intéressés à la conicité des trous réalisés, et nous avons remarqué, contre toute idée reçue, que cette conicité favorisait, elle aussi, l'apparition de bandes d'arrêt, notamment par l'élargissement en fréquences de cette bande d'arrêt. Ce phénomène est contrecarré par le fait que, lorsqu'on augmente le demi-angle au sommet des trous coniques, on arrive à un point où le trou se referme, c'est-à-dire que la hauteur du trou est plus faible que l'épaisseur de la membrane. A partir de ce moment, on obtient un maximum de la largeur de la bande d'arrêt, qui décroît ensuite jusqu'à disparaître.

Nous avons présenté aussi une méthode permettant la simulation en transmission d'un cristal phononique fini, toujours en utilisant un logiciel de calcul par éléments finis. Cette méthode nous permet d'obtenir un aperçu qualitatif de l'atténuation qu'on peut obtenir par notre cristal phononique et nous informe du nombre de mailles nécessaires à l'obtention d'une isolation acoustique visée. Nous nous sommes aussi intéressés aux effets de polarisation sur cette transmission.

Enfin, nous avons observé les effets d'un défaut linéaire perpendiculaire à la propagation dans le cristal phononique. Les diagrammes de bandes ainsi que la transmission nous permettent de confirmer que ce défaut se comporte comme une cavité résonante, faisant apparaître des modes résonants dans la bande d'arrêt. Nous avons observé ce que la largeur du défaut induisait sur ces résonances, avec pour effet principal de déplacer les résonances vers le centre de la bande d'arrêt lorsqu'on élargit le défaut et de rendre cette cavité multimode.

Ces modélisations nous permettent maintenant d'envisager la réalisation de cristaux phononiques, afin de vérifier expérimentalement la présence de bandes d'arrêt. C'est le sujet du chapitre suivant.

Chapitre V

Mesures de bandes d'arrêt

Les chapitres précédents décrivent les différentes briques nécessaires à la réalisation d'une démonstration de principe d'un cristal phononique 2D micrométrique sur membrane. En effet, le Chapitre II et le Chapitre IV ont présenté respectivement la réalisation et le dimensionnement des structures de cristaux phononiques, alors que dans le Chapitre III nous avons présenté des caractérisations de résonateurs à ondes de Lamb qui nous permettent de dimensionner les transducteurs utilisés pour tester électriquement ces cristaux phononiques. Nous disposons à présent de toutes les briques pour obtenir une mesure de la bande d'arrêt de cristaux phononiques.

Dans ce chapitre nous verrons tout d'abord les méthodes mises en place pour mesurer les dispositifs, à la fois électriquement et optiquement. Dans chacun des cas nous présenterons les résultats obtenus par ces méthodes. Enfin, nous recouperons tous ces résultats et les comparerons à ceux obtenus par la simulation.

V.1 Démonstration électrique des bandes d'arrêt

Dans un premier temps, nous réalisons des cristaux phononiques sur une ligne à retard suspendue. Les résultats obtenus seront rappelés brièvement, puis nous décrirons le banc de mesure utilisé pour caractériser ces dispositifs électriquement. Enfin, nous présenterons les résultats obtenus tout d'abord sur les lignes à retard, puis sur les dispositifs avec des cristaux phononiques.

V.1.a Réalisation des dispositifs

Nous avons vu dans le Chapitre II comment nous réalisons les dispositifs. Les cristaux phononiques sont constitués de trous percés dans une membrane d'AlN, renforcée par une couche de SiO₂. Ces trous présentent une conicité avec un demi-angle au sommet d'environ 10°. Les cristaux phononiques comportent 10 périodes dans la direction de propagation, et entre 66 et 168 périodes, selon le paramètre de maille, dans la direction perpendiculaire. Ces cristaux phononiques sont placés entre deux peignes interdigités permettant l'excitation et la détection des ondes de Lamb dans la membrane. Ces peignes interdigités sont aussi réalisés sur la membrane, et sont connectés électriquement par des plots métalliques situés en-dehors de la membrane et sur lesquels on viendra poser les pointes RF. La Figure V-1 présente une structure finie de cristal phononique.

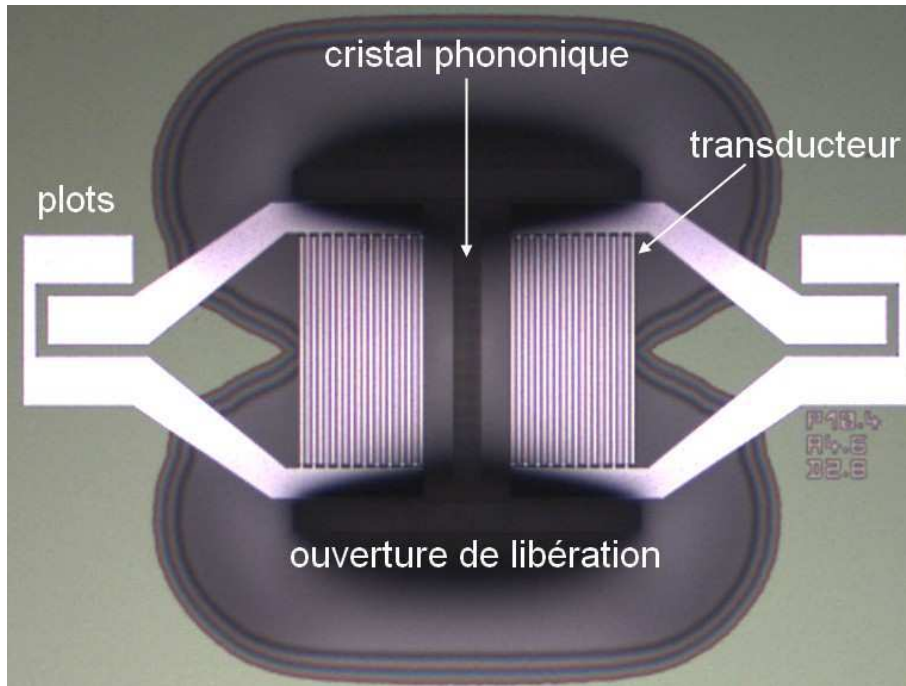


Figure V-1 : Structure de test des cristaux phononiques après fabrication

Pour chaque type de cristal phononique on réalise plusieurs dispositifs avec des peignes interdigités de périodes différentes pour obtenir des ondes de fréquences différentes et ainsi balayer la plage de fréquences dans laquelle devrait se trouver la bande d'arrêt. Nous réalisons aussi des dispositifs de référence ne comportant pas de cristal phononique afin de comparer leurs réponses électriques et ainsi d'isoler la partie propre aux cristaux phononiques.

Les dispositifs à cristaux phononiques sont réalisés sur membranes, avec des dimensions définies pour obtenir des bandes d'arrêt dans la plage de fréquences utilisée. Nous pouvons maintenant mesurer ces dispositifs.

V.1.b Banc de test RF

Les mesures électriques sont réalisées sur un banc de test RF automatique. Les plots de contacts électriques réalisés sur les dispositifs correspondent à des pointes RF GSG, avec deux pointes reliées à la masse et la dernière, au centre, portant le signal. Les mesures sont réalisées avec des pointes Infinity (de la marque Cascade Microtech), avec un espacement entre les pointes de 100 μm . On réalise des mesures en transmission, sur un dispositif 2 ports. Les pointes sont reliées à un analyseur de réseau vectoriel 4 ports Agilent N5230A permettant des mesures RF en 20 001 points dans une large plage de fréquences (de 30 kHz à 20 GHz). Dans le cas des cristaux phononiques, la plage de fréquence qui nous intéresse se situe entre 100 MHz et 1500 MHz, mais nous réalisons les mesures sur une plage de fréquences plus importante (jusqu'à 5 GHz), en utilisant un pas de mesure plus large entre 1.2 GHz et 5 GHz. Le balayage en fréquence est donc le suivant :

- de 10 MHz à 99 MHz avec un pas de 1 MHz (90 points)
- de 100 MHz à 1.2 GHz avec un pas de 100 kHz (11 001 points)
- de 1.205 GHz à 5 GHz avec un pas de 5 MHz (759 points)

Les mesures RF sont réalisées sur un testeur automatique Suss PA 300, permettant la mesure d'une série de dispositifs sur plusieurs champs sans monopoliser une personne pendant toute la mesure. Une calibration 2 ports complète SOLT (short-open-load-through : en court-circuit, en circuit ouvert, avec une charge 50 Ω et en transmission) est réalisée.

V.1.c Mesures électriques des lignes à retard

La première action consiste à mesurer la réponse des lignes à retard pour chacune des dimensions réalisées sur le masque. Les dimensions des différents peignes sont explicitées dans le Tableau 5 suivant pour le premier lot de réalisations (masque PCOL).

dispositif	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13
période (μm)	4	4.4	5.2	5.6	6	7.2	7.6	8	8.4	9.2	9.6	10	10.4

Tableau 5 : période des transducteurs utilisés dans un premier temps (PCOL)

Pour des raisons pratiques de résolution de la grille de dessin des masques, il n'était pas possible de dessiner des peignes avec une période qui soit un multiple impair de 100 nm, ce qui explique qu'on n'ait pas utilisé un pas de période de 0.5 μm . La Figure V-2 représente les réponses calculées par le modèle de Mason présenté au Chapitre III.

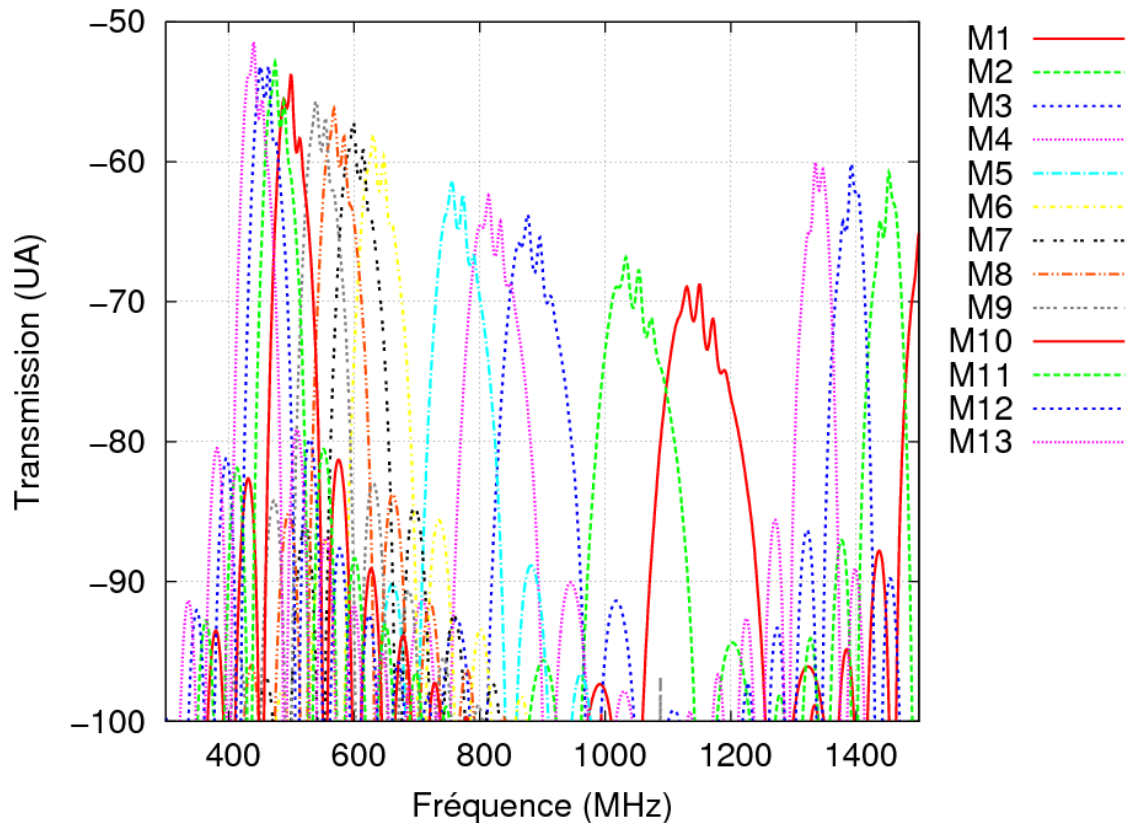


Figure V-2 : transmissions calculées des différents dispositifs réalisés sur le lot PCOL

On remarque que les dispositifs présentant la plus longue période couvrent deux plages de fréquences dans les fréquences qui nous intéressent. La plage la plus haute correspond à l'harmonique.

On compare ensuite la réponse mesurée d'une ligne à retard avec la simulation pour cette dimension. La Figure V-3 présente cette comparaison pour un dispositif correspondant au numéro 4. Sur cette courbe, on remarque que la bande de fréquences pour laquelle on observe un signal conséquent (par exemple plus de -40 dB), est moins large qu'escompté, ce qui peut s'expliquer par les défauts technologiques.

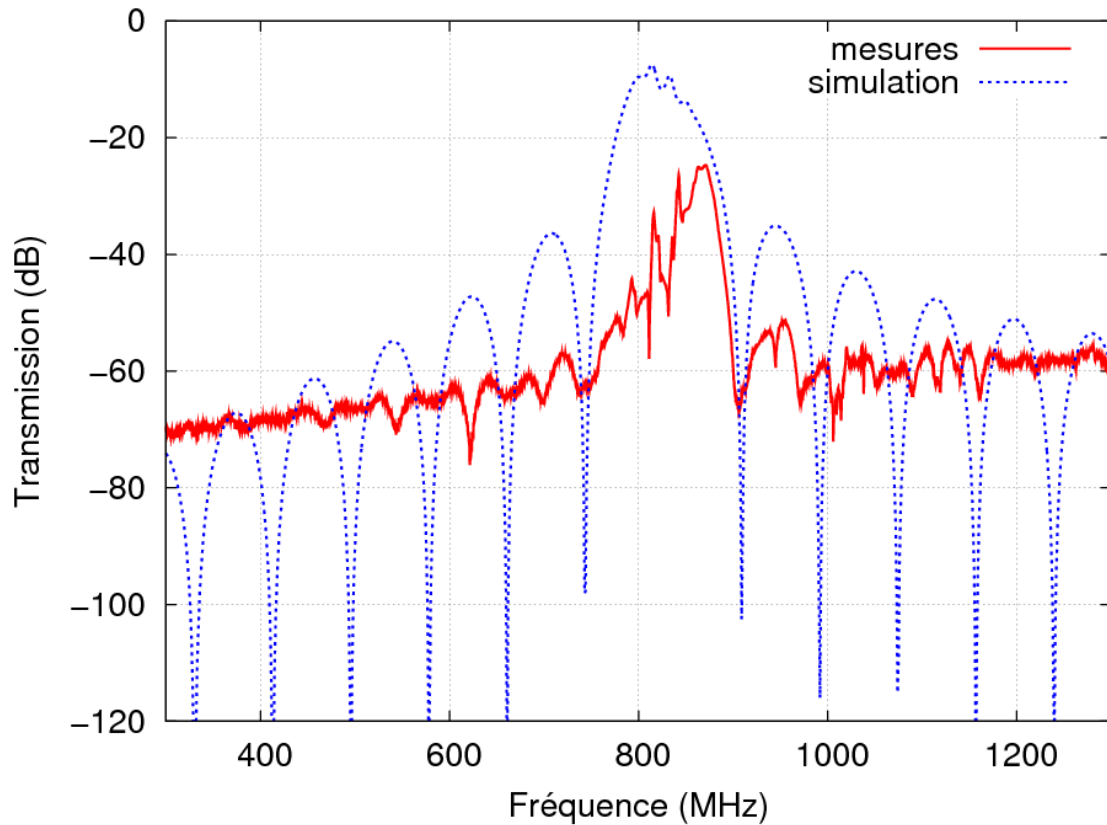


Figure V-3 : réponse électrique calculée et mesurée d'une ligne à retard avec une période de 5.6 μm

Si on met maintenant bout à bout tous les dispositifs réalisés en ne conservant que la partie du signal électrique où les dispositifs donnent une réponse avec une atténuation minimale on obtient une courbe du type de celle présentée sur la Figure V-4.

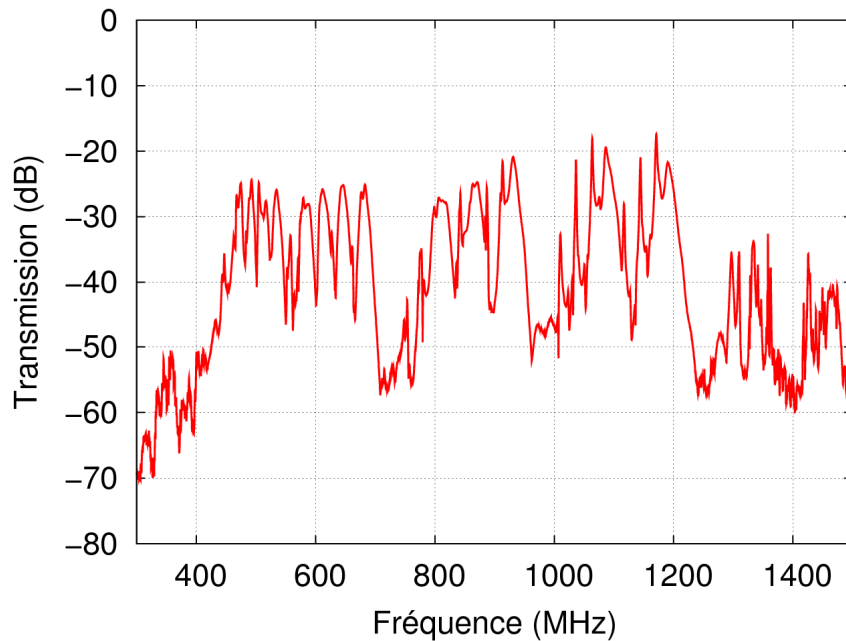


Figure V-4 : transmission des lignes à retard de référence

On observe sur cette courbe que l'atténuation à travers la ligne à retard est d'environ -30 dB. On observe aussi deux creux dans la transmission vers 700 MHz et vers 950 MHz correspondant à des fréquences pour lesquelles on ne pourra pas déterminer la transmission à

travers les cristaux phononiques, dû à un trop grand pas en dimensions des peignes interdigités. En effet, le premier creux correspond à l'écart entre le dispositif avec une période de $6\ \mu\text{m}$ et celui à $7.2\ \mu\text{m}$ et le deuxième aux dispositifs avec une période de $4.4\ \mu\text{m}$ et de $5.6\ \mu\text{m}$. Cet effet est déjà visible sur la Figure V-2, mais il est ici amplifié par le fait que les plages de fréquences mesurées sont moins larges que celles prévues. Cela a été compensé sur le deuxième lot en utilisant un dispositif supplémentaire avec une période de $6.6\ \mu\text{m}$ et en retouchant les périodes de certains peignes pour limiter la différence entre deux peignes successifs, comme indiqué dans le Tableau 6.

dispositif	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14
période (μm)	4	4.6	5.2	5.6	6	6.6	7.2	7.6	8	8.6	9.2	9.6	10	10.4

Tableau 6 : période des transducteurs utilisés dans un deuxième temps (GNOL)

Malgré ces défauts, les lignes à retard conçues permettent l'observation de bandes d'arrêt dans les plages de fréquences allant de 450 MHz à 1215 MHz.

V.1.d Mesures électriques des cristaux phononiques

Après avoir déterminé les propriétés électriques de la ligne à retard nous pouvons maintenant nous pencher sur la mesure des dispositifs en eux-mêmes : les cristaux phononiques. Le Tableau 7 rassemble les bandes d'arrêt attendues dans les cristaux phononiques.

dispositif	bande d'arrêt		bande d'arrêt		bande d'arrêt	
A	979	1006	1248	1297		
B	824	850	1098	1187		
C	661	677	953	1017		
D	578	595	869	922		
E	486	498	752	790		
G	378	383	601	621	947	972
I	303	307			776	826
J						
K						
L	406	418	647	659		

Tableau 7 : bornes des bandes d'arrêt calculées pour les différents cristaux phononiques réalisés dans un premier temps (PCOL)

Ces cristaux phononiques sont constitués de 10 rangées d'inclusions. Pour certains dispositifs, le système mis en place ne permet pas d'observer les bandes d'arrêt situées en-dehors de la bande de fréquences mesurables avec nos lignes à retard. De plus, nous avons limité le nombre de types de peignes interdigités par cristal phononique afin de limiter le nombre de dispositifs à réaliser et mesurer. Cela explique le grand nombre de bandes d'arrêt qui ne sont pas mesurables, référencées dans le tableau précédent. Par la suite nous nous pencherons sur les bandes d'arrêt qui sont mesurables, en commençant par le dispositif I et sa bande d'arrêt située entre 776 et 826 MHz.

La réponse électrique des dispositifs I est présentée sur la Figure V-5. Sur ce graphe on a tracé la transmission à travers le cristal phononique et la transmission de référence de la ligne à retard. La différence entre ces deux courbes représente l'atténuation supplémentaire apportée par le cristal phononique, c'est pourquoi on la trace sur un deuxième graphique (Figure V-6).

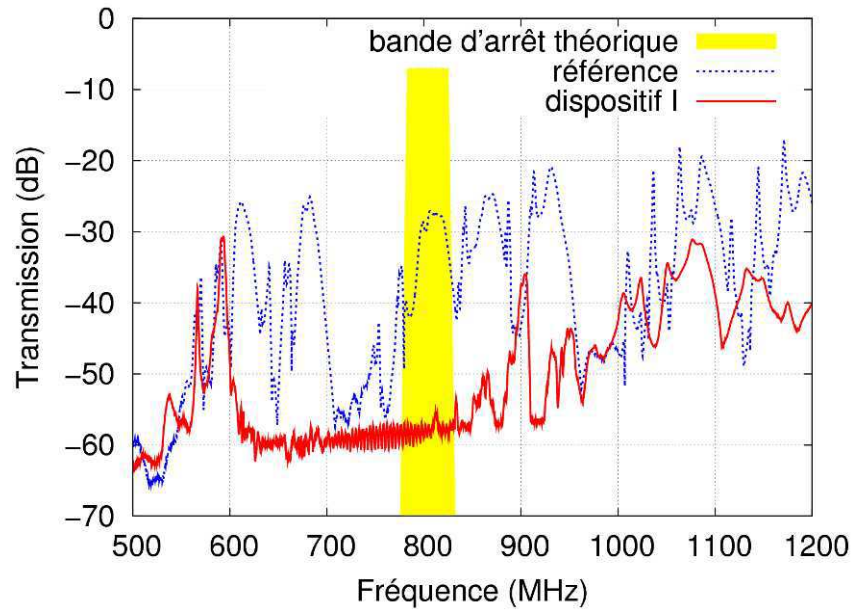


Figure V-5 : réponse électrique en transmission des dispositifs de référence et des dispositifs de type I

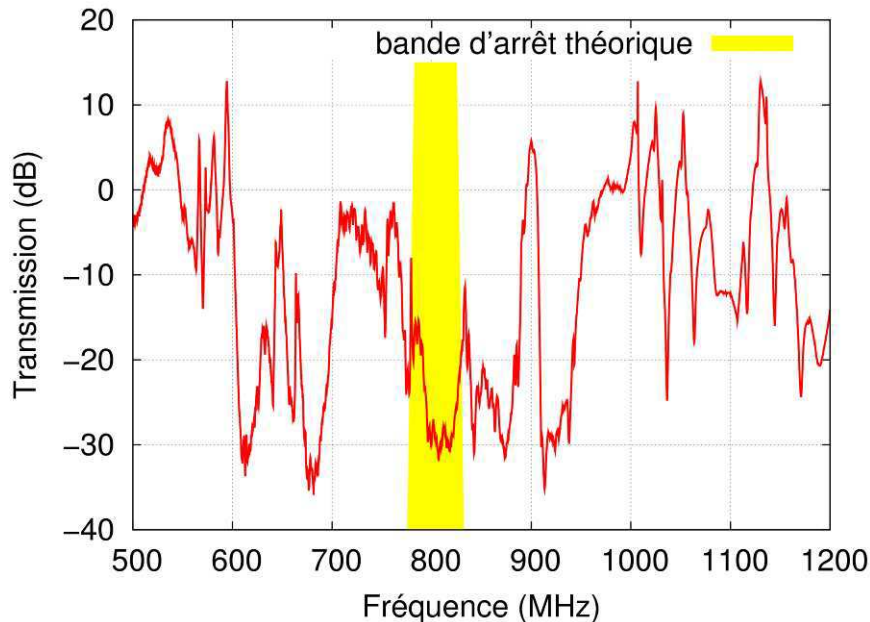


Figure V-6 : différence entre la transmission des dispositifs avec le cristal phononique et celle des dispositifs de référence

Dans le cas des dispositifs de type I on n'a utilisé que les peignes 1 à 6 et 8, on ne couvre donc que la plage de fréquences entre 570 MHz et 1215 MHz. La bande d'arrêt attendue est indiquée par une bande jaune sur les graphes précédents. On remarque que la bande d'arrêt mesurée semble être bien plus large que celle présentée par le diagramme de bandes. En effet, on semble observer une bande d'arrêt située entre 600 MHz et 900 MHz, suivie rapidement par une deuxième bande à partir de 1150 MHz.

V.1.e Etudes complémentaires

Dans le Chapitre IV nous avons présenté des études théoriques que nous souhaitons appuyer par des résultats expérimentaux. Nous nous penchons donc maintenant sur les résultats expérimentaux liés à l'apparition d'une résonance lorsqu'on introduit un défaut linéaire ou lorsqu'on modifie l'angle des trous coniques.

V.1.e.1 Mesure d'un défaut linéaire

Dans les deux lots dont les dimensions sont présentées dans le chapitre IV.2.e nous avons introduit des dispositifs présentant un défaut linéaire. Ce défaut linéaire correspond dans tous les cas à l'omission d'une colonne de défauts. D'après l'étude présentée dans le paragraphe IV.4 nous devions observer une résonance dans la bande d'arrêt.

Cependant, les bandes d'arrêt dans lesquelles nous cherchions à observer les modes de défaut étaient très étroites (environ 20 MHz vers 600 MHz), la résonance est donc très difficile à observer. La Figure V-7 illustre ce problème en présentant la transmission à travers des cristaux phononiques comportant un défaut linéaire, dans chacun des lots. De plus, les mesures électriques sont réalisées avec un nombre faible de transducteurs différents, elles présentent donc des irrégularités, assimilables à du bruit, qui noieraient la résonance.

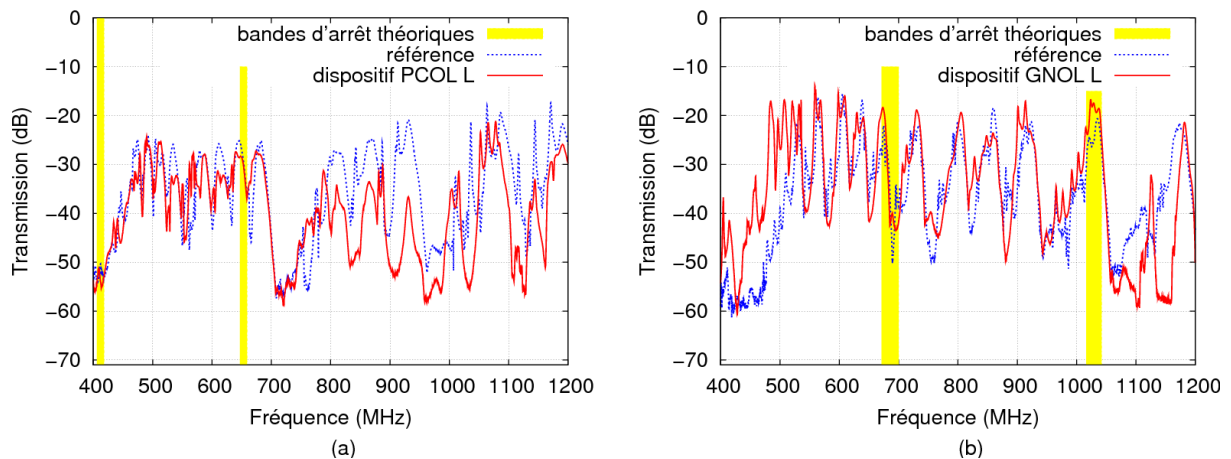


Figure V-7 : Transmissions mesurées de dispositifs comportant un défaut linéaire (a) pour le lot PCOL et (b) pour le lot GNOL

V.1.e.2 Mesure de l'effet de l'angle

Une autre étude menée au chapitre IV.2.d annonçait que l'angle des trous influait sur la bande d'arrêt, l'augmentation de l'angle élargissant la bande d'arrêt. Au chapitre IV.2.e nous annonçons que le deuxième lot, appelé GNOL, comportait des plaques gravées avec un angle d'environ 10° , et d'autres où l'angle était d'environ 30° . Le paragraphe II.3.b présente une méthode permettant d'obtenir des trous avec un angle d'environ 30° . Cette méthode a été mise au point sur des plaques d'essai sur lesquelles l'électrode supérieure n'était pas présente. Nous avons utilisé cette méthode sur les plaques du lot GNOL, et nous avons remarqué un problème lors de l'étape de gravure de l'AIN. En effet, lors de cette étape la couche de résine a été entièrement gravée, et les électrodes supérieures ont aussi subi la gravure. Sur ces plaques, les dispositifs situés au centre sont probablement utilisables, mais les autres ne possèdent plus d'électrode supérieure, et ne seront donc pas électriquement mesurables. A cause de retards lors de la fabrication les plaques n'ont été disponibles pour la libération que très tardivement, et, compte-tenu du temps nécessaire pour la libération et de la quantité de XeF₂ qu'elle nécessite nous avons préféré libérer d'abord des plaques avec un rendement plus important. L'étude de l'effet de l'angle n'a pas encore été menée, mais il sera possible de la relancer par la suite, soit en libérant une plaque sur laquelle les électrodes ne sont pas trop affectées, soit en ajoutant une variante au prochain lot concernant les cristaux phononiques.

V.2 Mesures optiques

Afin de compléter les mesures électriques et d'observer plus précisément la propagation à travers le cristal phononique on réalise des mesures interférométriques [43] de certains

dispositifs de type I. Ces mesures sont réalisées sur un banc de l'institut FEMTO-ST à Besançon, par Sarah Benchabane [125]. Elles nécessitent une préparation spécifique des dispositifs mais permet l'obtention de données complémentaires de celles fournies par la mesure électrique.

V.2.a Banc de mesure optique

Il s'agit maintenant d'« observer » optiquement les vibrations de la membrane. On utilise ici une sonde laser interférométrique. Un laser produit un faisceau de lumière à une longueur d'onde donnée. Ce faisceau est séparé en deux par un séparateur, une partie, servant de référence, allant directement sur un capteur et la deuxième étant déviée vers l'échantillon. La partie qui vient frapper l'échantillon est focalisée sur la surface en un point précis. La surface réfléchit le faisceau qui est renvoyé par le même chemin vers le capteur, où elle vient interférer avec le faisceau de référence. On peut alors comparer la partie du faisceau qui a frappé l'échantillon avec celle de référence et en déduire la différence de trajet optique, et par conséquent la position verticale relative du sommet de la membrane. Pour obtenir une image optique on balaye une surface définie en déplaçant l'échantillon à l'aide de micro-moteurs.

Pour obtenir une image de la topologie de la surface on peut se contenter de faire la mesure comme décrit précédemment. Si on cherche à mesurer des vibrations, il faut exciter des ondes de Lamb dans la membrane. Pour cela, on alimente électriquement l'un des deux peignes interdigités entourant le cristal phononique par un générateur de fréquences. La détection des ondes passe alors par une détection synchrone du signal obtenu par le capteur, de manière à isoler la partie du signal due aux variations de position dans la direction hors plan.

Pour pouvoir utiliser ce banc il nous faut préparer les échantillons, le contact électrique ne pouvant se faire en utilisant des pointes comme précédemment. Un échantillon d'environ 1 cm² est découpé dans la plaque de 200 mm et collé sur un circuit imprimé. Ce circuit imprimé comporte à sa surface des bandes métalliques. On vient placer un fil conducteur entre les plots électriques du dispositif et les bandes métalliques du circuit imprimé. Ces bandes métalliques sont alors reliées à un connecteur SMA, comme on peut le voir sur la Figure V-8.

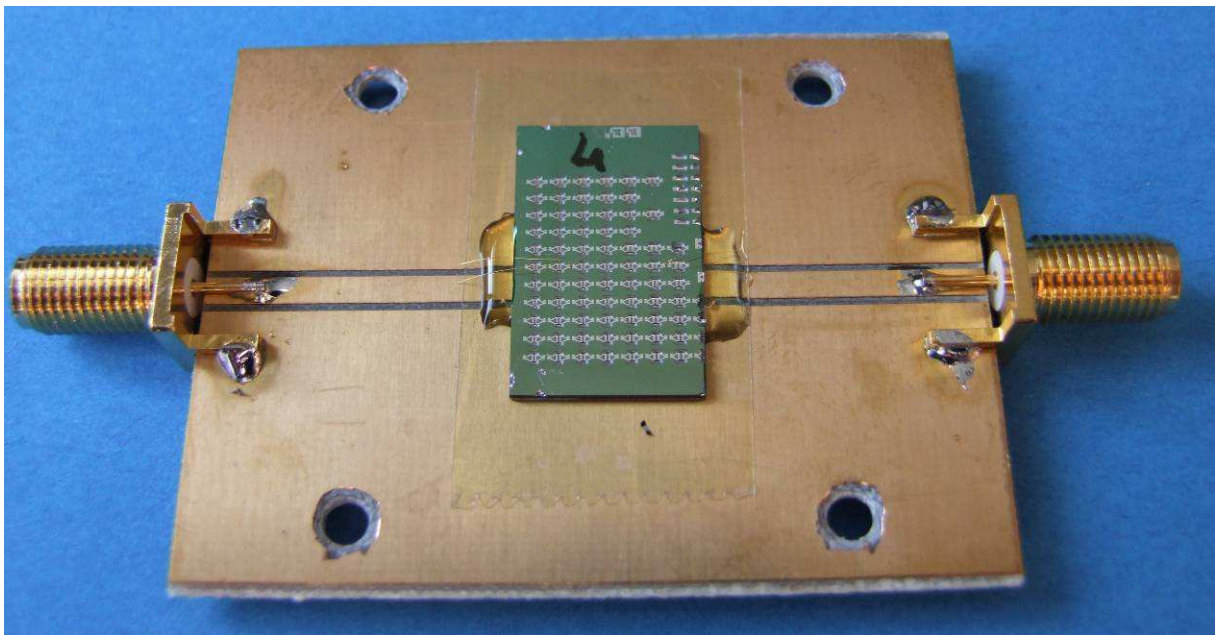


Figure V-8 : structures préparées pour les mesures optiques

Cette mesure donne deux types de résultats, le premier correspondant à la topologie du système étudié, et le second fournissant les déplacements hors plan de la surface. La Figure

V-9 présente ces deux types de mesures. Sur la Figure V-9 (a) on peut observer la position des peignes interdigités, à gauche et à droite de l'image (parties claires, en jaune). La matrice de points foncés au centre de l'image correspond au cristal phononique. La Figure V-9 (b) fait apparaître les vibrations de la membrane. On peut distinguer les peignes, qui présentent une réflectivité bien supérieure à celle de la membrane en AlN. La zone de cristal phononique présente un signal très perturbé, notamment parce que la surface de l'échantillon n'est pas plane.

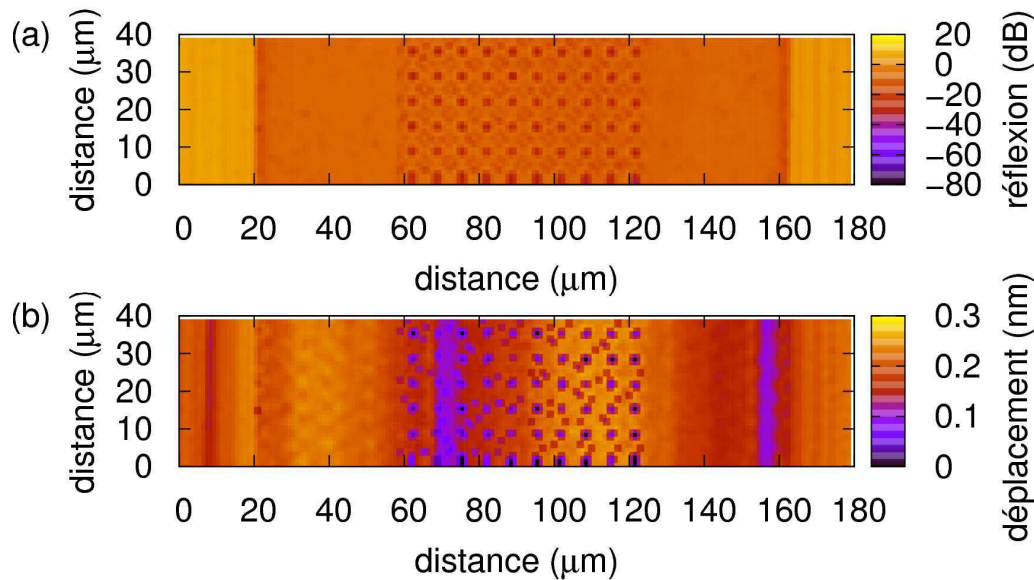


Figure V-9 : résultats des mesures optiques (a) en réflectivité et (b) amplitude du déplacement

Cette méthode ne permet d'observer que les mouvements perpendiculaires au plan de l'échantillon, mais la plupart des modes présente une polarisation elliptique, et ont donc une composante non nulle selon cette direction.

V.2.b Mesures optiques

Deux dispositifs différents ont été mesurés à plusieurs fréquences. Le dispositif I a été mesuré à 3 fréquences différentes : 804 MHz, 830 MHz et 1120 MHz. La première de ces fréquences se situe au centre de la bande d'arrêt, la deuxième juste au-dessus et la dernière bien au-dessus. Les résultats de ces mesures sont présentés sur la Figure V-10.

Sur cette figure, on trace l'amplitude des déplacements de la surface de la membrane en fonction de la position sur une zone allant des peignes d'émission aux peignes de réception (ici inutiles), et d'une largeur de 40 μm au centre du dispositif. En-dehors de la bande d'arrêt, à 1120 MHz, on observe une onde transmise avec une très faible atténuation, comme l'atteste le profil présenté en Figure V-11 (c) et obtenu en intégrant l'amplitude des mouvements selon l'axe perpendiculaire à la propagation. Sur ce profil on voit les perturbations dues aux trous du cristal phononique, entre 70 et 120 μm . On observe aussi une onde avec une demi-longueur d'onde d'environ 180 μm . D'après l'observation des courbes de dispersion et l'incertitude que nous avons sur ces courbes, il est possible que cette onde corresponde au mode A_1 dans la membrane d'AlN/SiO₂.

Mesures de bandes d'arrêt

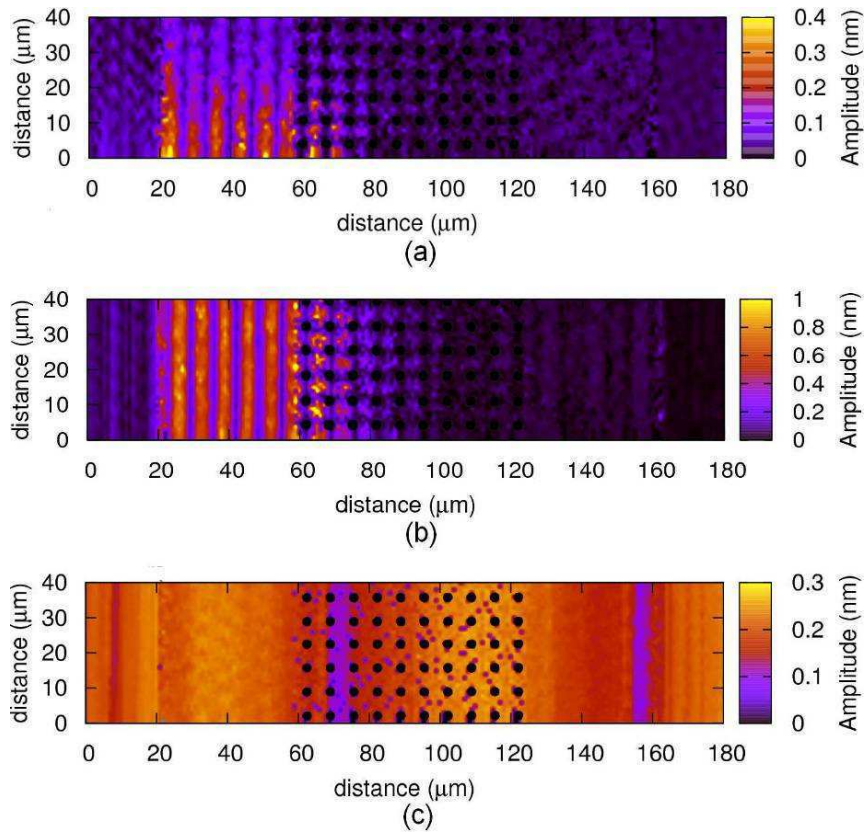


Figure V-10 : mesures optiques de l'amplitude des déplacements dans un cristal phononique de type I à (a) 804 MHz, (b) 829 MHz et (c) 1120 MHz

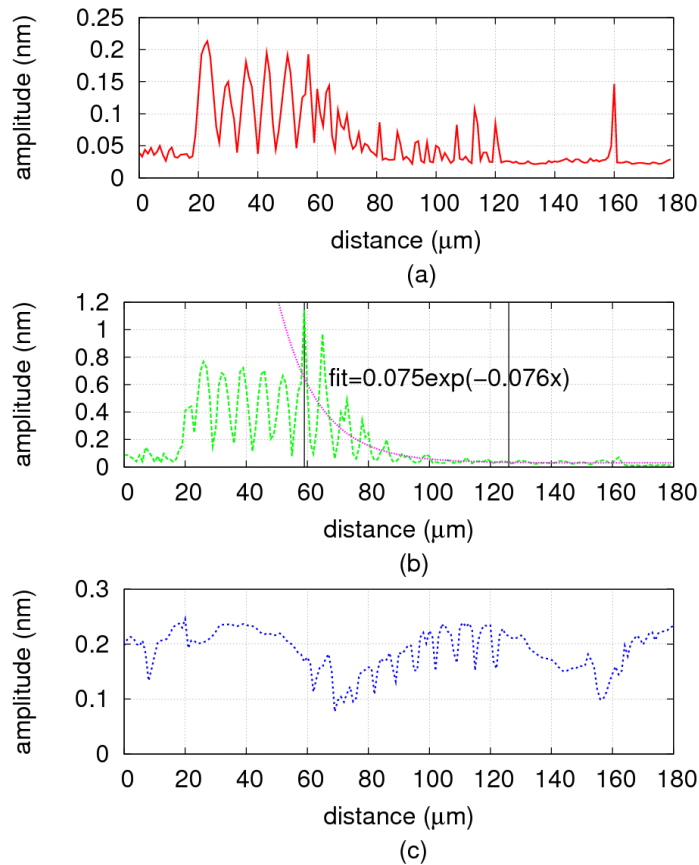


Figure V-11 : profil des mesures intégré dans la direction perpendiculaire à la propagation (a) à 804 MHz, (b) à 829 MHz, ainsi qu'une approximation exponentielle et (c) à 1120 MHz

On observe alors la réponse à 804 MHz, située dans la bande d'arrêt théorique. Cette réponse présente le même aspect qu'à 830 MHz, on traite donc ces deux courbes en même temps. On remarque tout d'abord qu'il semble y avoir une onde stationnaire entre les peignes d'émission et le cristal phononique. Cette onde est rapidement atténuée dans le cristal phononique, comme on peut le voir sur le profil tracé en Figure V-11. L'évanescence semble suivre une fonction exponentielle décroissante, qu'on peut approcher en utilisant un coefficient d'évanescence d'environ 0.53 Neper/longueur d'onde (pour 829 MHz). Ce comportement est la preuve que le cristal phononique présente bien une bande d'arrêt : cette mesure valide donc la preuve de concept du cristal phononique réalisé. La mesure à 829 MHz laisse à penser que la bande d'arrêt n'est pas exactement là où on l'attendait et qu'elle peut être un peu décalée en fréquences ou présenter une largeur différente de celle prévue.

V.3 Explication de la largeur de la bande d'arrêt mesurée

Les mesures optiques prouvent l'existence d'une bande d'arrêt, au moins dans la plage de fréquences visée, et les mesures électriques montrent un affaiblissement de la transmission, mais sur une plage de fréquences bien plus large que celle attendue. Si on revient sur les simulations en transmission, on peut expliquer ce phénomène. En effet, dans le Chapitre IV on a vu deux méthodes de simulation d'un cristal phononique, permettant d'obtenir des informations complémentaires sur des objets presque identiques. Jusqu'à présent nous nous étions contentés du diagramme de bandes pour déterminer la largeur et la position de la bande d'arrêt. Il apparaît intéressant de comparer les deux types de résultats entre eux et de les confronter aux résultats de mesures réalisées.

V.3.a Résultats des simulations en transmission et diagrammes de bandes

On s'intéresse ici au cristal phononique présenté plus haut dans ce chapitre, qu'on retrouve dans les réalisations sous le nom de dispositif I dans le premier lot (PCOL). On modélise donc un cristal phononique constitué de trous coniques dans une membrane d'AlN sur SiO₂. Les dimensions sont présentées dans le Tableau 8 :

paramètre	valeur
a (μm)	6.6
d (μm)	4
h (μm)	2
h _{SiO2} (μm)	0.5
Nombre de périodes	10

Tableau 8 : dimensions du cristal phononique étudié par la suite

Le diagramme de bandes est présenté dans la Figure V-12. Il présente une bande d'arrêt de 50 MHz autour de 800 MHz, correspondant à une largeur de bande d'environ 6.25 %.

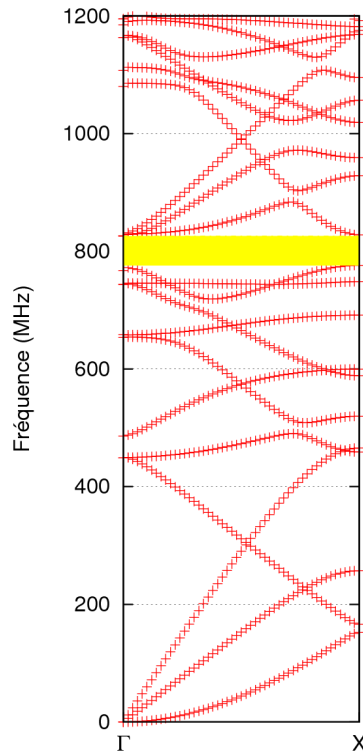


Figure V-12 : diagramme de bandes du dispositif I présentant une bande d'arrêt entre 776 MHz à 826 MHz

On passe ensuite à la modélisation en transmission, ici en utilisant 10 périodes. On cherche à se rapprocher des dispositifs réalisés, excités par des peignes interdigités. Ces peignes apportent en premier lieu des déplacements selon la direction de propagation, et quelques déplacements hors plan, mais très peu de déplacements selon la direction perpendiculaire à la transmission. Afin de simplifier le calcul nous utilisons donc une excitation uniquement dans la direction de propagation, en laissant les autres déplacements libres. La Figure V-13 présente les résultats en transmission.

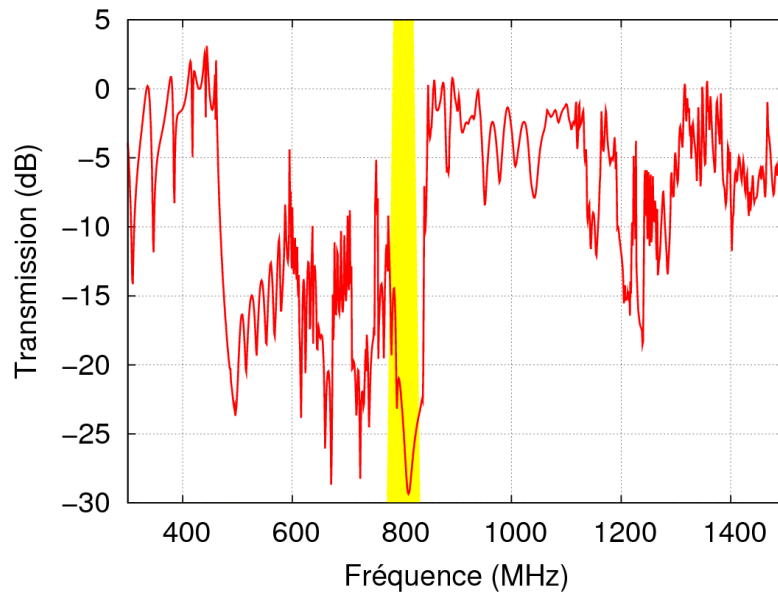


Figure V-13 : transmission calculée à travers le cristal phononique I

Sur ces courbes nous observons une bande d'arrêt nettement plus large que précédemment, couvrant toute la partie entre 460 MHz et 845 MHz. Pour donner un ordre de grandeur nous reportons la bande d'arrêt du diagramme de bandes sur la Figure V-13.

V.3.b Explication des différences observées entre les modélisations

Le phénomène annoncé dans le paragraphe précédent a aussi été relevé par Soliman *et al.* [126], en parallèle de l'obtention de nos résultats [127]. S'ils annoncent des bandes d'arrêt très larges, ils admettent que la taille de cette bande d'arrêt est principalement due au fait que des modes du cristal ne peuvent se coupler au mode incident.

Nous avons donc retracé le diagramme de bandes, cette fois en nous intéressant à deux choses : la polarisation principale du mode et la possibilité de l'exciter ou de le détecter avec des peignes interdigués.

La polarisation principale du mode est déterminée en comparant les valeurs du carré des composantes du vecteur déplacement selon chacune des directions, intégrées sur une des faces de la maille élémentaire pour chaque point du diagramme de bandes (pour chaque mode à chaque vecteur d'onde). Pour chaque point, la composante du vecteur déplacement fournissant l'intégrale la plus grande définit la polarisation principale du mode. Ces informations sont retranscrites en couleurs sur le diagramme de bandes présenté en Figure V-14.

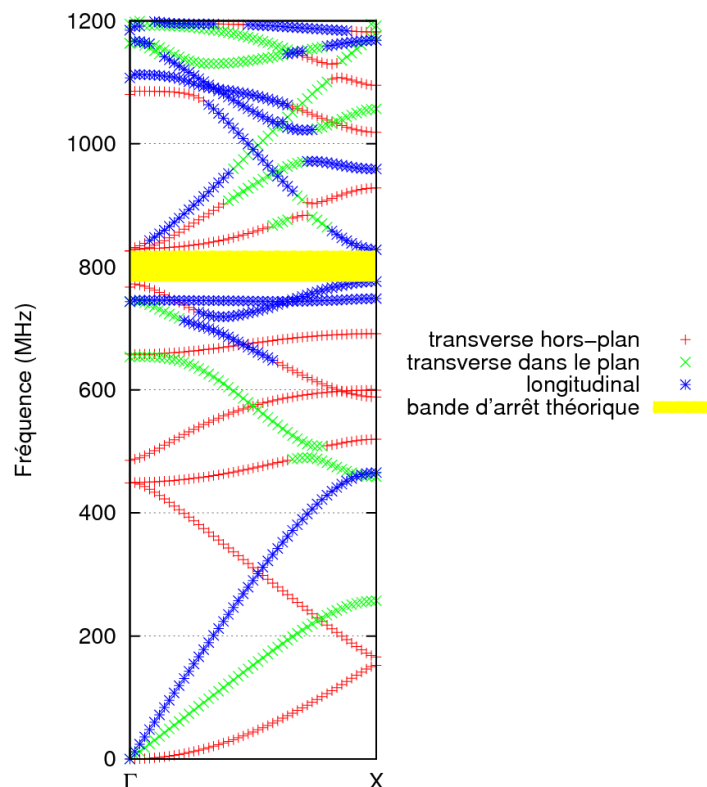


Figure V-14 : diagramme de bandes du dispo I mettant en valeur la polarisation principale de chaque mode

On observe sur ce diagramme que la polarisation des modes ainsi déterminée n'est pas constante dans le cristal phononique, comme indiqué par Y. Achaoui [128]. En effet, si on parcourt une même branche entre Γ et X on peut trouver un changement de la polarisation principale, comme c'est le cas notamment pour le repliement dont la fréquence de coupure est vers 730 MHz, qui est d'abord dans la direction perpendiculaire à la direction de propagation (noté « transverse dans le plan » sur la Figure V-14), puis dans la direction de propagation

(noté « longitudinal ») et enfin hors plan (noté « transverse hors plan ») quand on arrive près du point X.

Les transducteurs utilisés ne permettent d'exciter que des modes de Lamb de type S₀, donc avec une polarisation principale selon la direction de propagation (donc « longitudinale »), et plus faiblement avec une polarisation transverse dans le plan sagittal, mais on ne pourra en théorie pas exciter dans la membrane de modes ayant une polarisation principale dans la direction perpendiculaire à la propagation. Les modes du cristal phononique qui ne peuvent se coupler avec les modes excités dans la membrane par nos transducteurs sont appelés bandes sourdes [129]. Pour déterminer lesquels sont sourds, on étudie le recouvrement entre le mode incident excité dans la membrane par les transducteurs et les modes du cristal, calculé comme étant l'intégrale sur la surface d'entrée du produit scalaire du vecteur déplacement du mode présent dans la membrane homogène avec le vecteur déplacement du mode présent dans le cristal phononique. En supposant le mode de Lamb S₀, approximativement de la forme :

$$\vec{u}_{s_0}(y, z) \approx U_0 \cdot \vec{x}, \quad (V-1)$$

si l'on néglige l'ellipticité du mode, avec le même repère que précédemment utilisant x comme axe dans la direction de propagation, y dans la direction perpendiculaire et z hors plan, et où U_0 est une constante. On peut donc comparer l'intégrale sur la surface d'entrée de la maille élémentaire de chacun des déplacements selon les directions du repère à celle dans la direction de propagation. On estime que les modes qui présentent une intégrale du déplacement selon la direction de propagation inférieure de plus d'un facteur 100 à l'intégrale maximale sont des modes sourds. Ces résultats sont présentés sur le graphe de la Figure V-15.

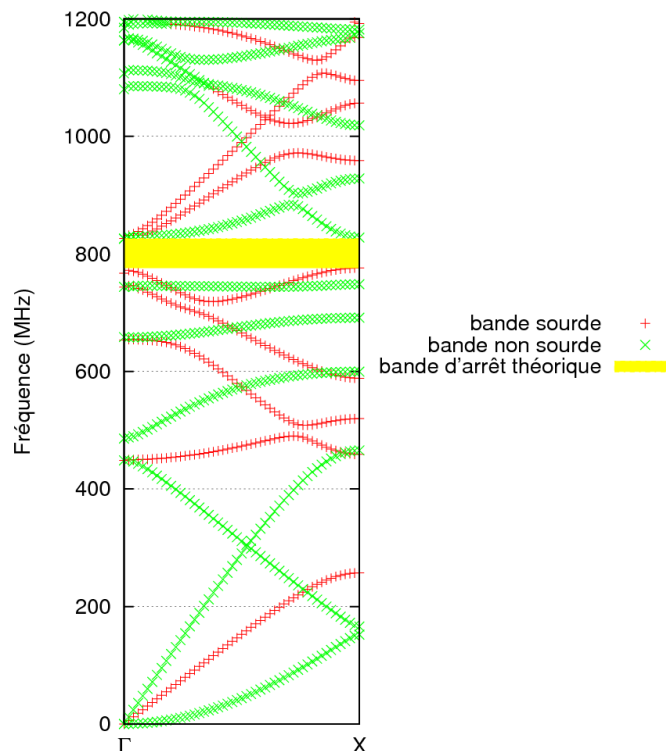


Figure V-15 : diagramme de bandes du dispositif I représentant le caractère sourd des bandes

Sur cette courbe, les modes en rouge ne peuvent ni être excités par une onde de type S₀ incidente sur le cristal, ni, inversement, générer une onde de ce type en sortie du cristal : ils ne contribuent donc pas à la transmission des ondes à travers le cristal.

Ces discussions sont indépendantes de l'efficacité d'excitation mécanique de chaque mode à partir d'un signal électrique, et réciproquement, donnée par leurs coefficients de couplage électromécanique : il faut aussi prendre en compte que les modes possédant un coefficient de couplage électromécanique nul dans l'AlN ne seront pas mesurables électriquement.

Cette analyse nous permet de constater que le diagramme de bandes n'apporte pas une information complète sur un cristal phononique et qu'il est important, si on souhaite utiliser le cristal phononique dans un dispositif concret, de tracer la transmission ou de regarder la polarisation des différents modes et leur éventuel caractère sourd. Toutefois, les diagrammes de bandes restent la méthode la plus rapide pour obtenir une idée de la présence de bandes d'arrêt.

V.3.c Mesures électriques

Si on revient maintenant aux mesures électriques réalisées sur les dispositifs I, on peut superposer ces mesures avec les résultats de simulation en transmission, comme sur la Figure V-16.

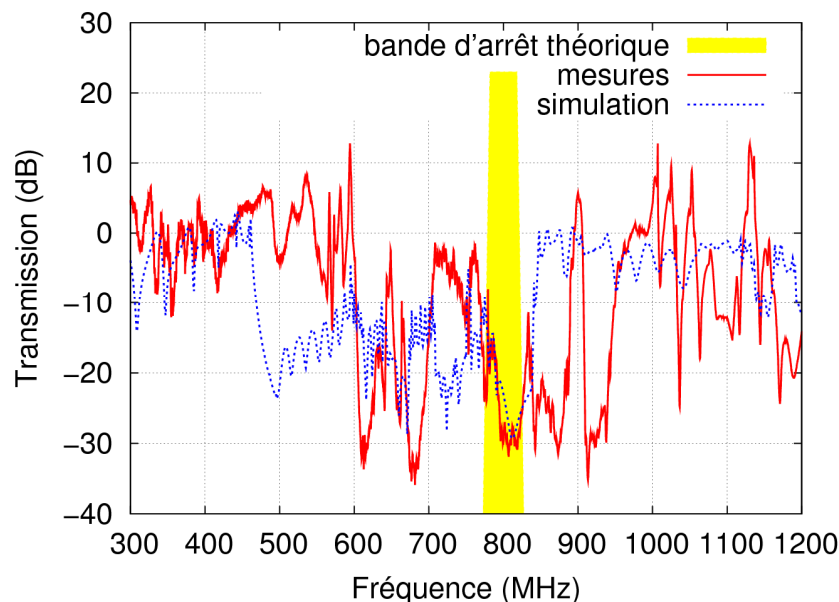


Figure V-16 : transmission à travers le cristal phononique de type I, calculée et mesurée

Sur cette courbe on observe tout d'abord que la largeur de la bande d'arrêt semble correspondre, même si la bande d'arrêt mesurée est légèrement plus haute en fréquence que la bande d'arrêt théorique (calculée : entre 460 et 845 MHz, mesurée : entre 600 et 900 MHz). Les variations d'épaisseur de SiO_2 pourraient expliquer un décalage de la bande d'arrêt vers de plus hautes fréquences (entre 825 et 860 MHz s'il n'y a pas de SiO_2), mais elle n'explique pas son élargissement. Si on compare maintenant avec le diagramme de bandes on peut observer tous les modes décrits dans les diagrammes sur les mesures. Sur la Figure V-17 on a numéroté les modes non sourds proches de la bande d'arrêt, afin de les repérer plus facilement.

Mesures de bandes d'arrêt

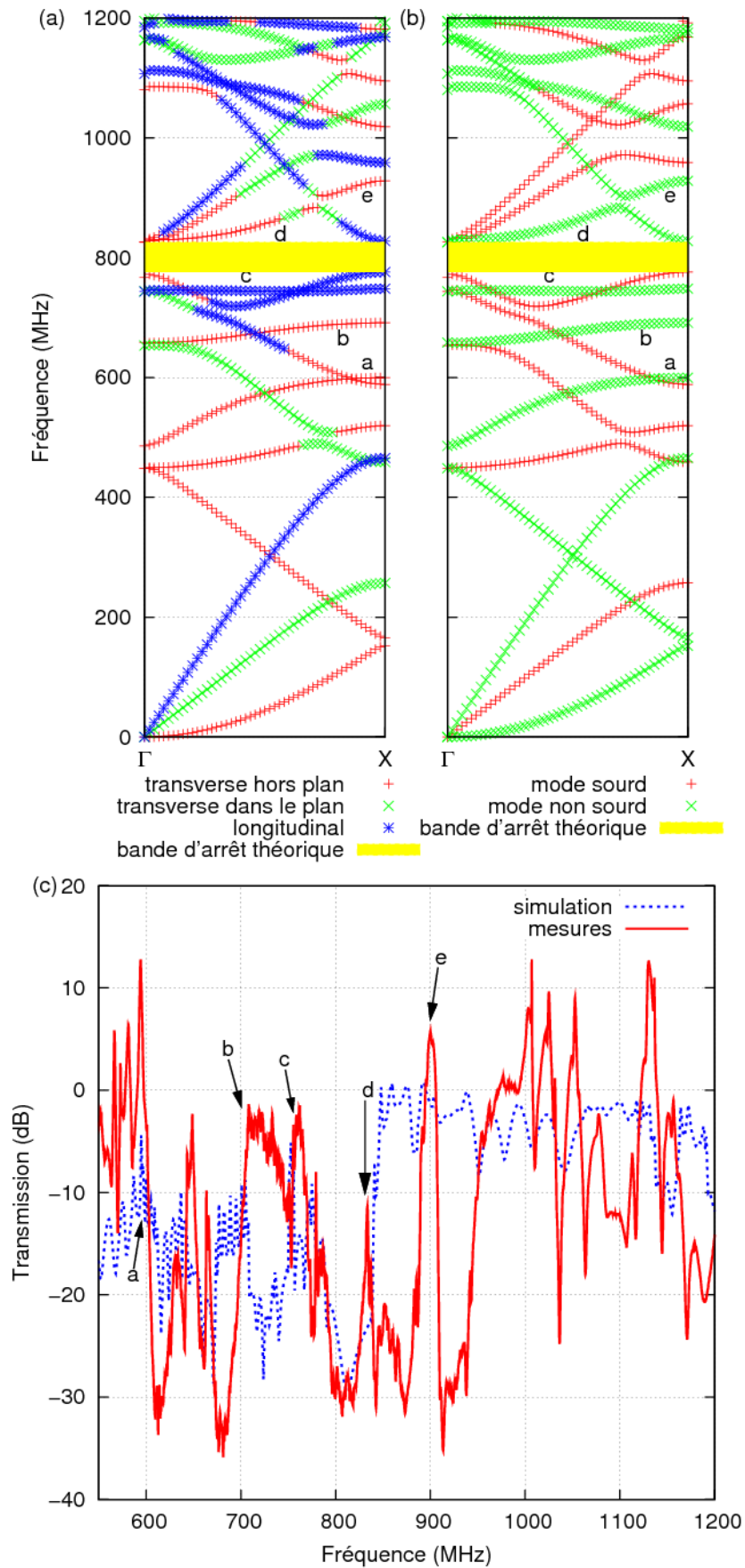


Figure V-17 : (a) et (b) diagrammes de bandes du cristal phononique PCOL I, présentant (a) l'orientation des modes et (b) la surdité des modes. (c) mesures électriques comparées aux résultats de simulation pour le même cristal phononique

Le mode *a* correspond au début de la bande d'arrêt, vers 600 MHz. Le mode *b* est un mode principalement hors plan qui est presque plat, c'est-à-dire que sa plage en fréquences est très réduite (entre 658 et 692 MHz). Sur la transmission on observe une résonance large à la fréquence du mode. Il en va de même pour le mode *c* qui est selon la direction de propagation, avec une plage de fréquences encore plus réduite (entre 745 et 750 MHz). Le mode *d* devrait présenter une résonance plus large dans la transmission, puisqu'il recouvre une plage de fréquences plus large, mais on observe sur la transmission que cela n'est pas le cas. Cela peut peut-être s'expliquer par le fait qu'une partie de cette branche présente une polarisation principale selon la direction perpendiculaire à la direction de propagation, et est donc probablement délicat à coupler avec des modes polarisés principalement dans les deux autres directions. Le mode *e* présente la fin de la bande d'arrêt vers 900 MHz.

Ces différents résultats prouvent qu'on a bien réalisé un cristal phononique et que la position et la largeur de la bande d'arrêt peuvent être prévues.

V.4 Conclusion

Ce chapitre a présenté les résultats obtenus expérimentalement sur les dispositifs présentant des cristaux phononiques, avec pour objectif le mesure d'une bande d'arrêt. Les dispositifs ont été réalisés avec succès, selon le procédé de réalisation présenté au Chapitre II. Dans un premier temps, nous avons réalisé des mesures électriques de ces dispositifs. Nous avons mis en place un banc de test, notamment par l'utilisation d'une ligne à retard à ondes de Lamb. La transmission dans les cristaux phononiques est obtenue par soustraction de la transmission d'une ligne à retard de référence, sans cristal phononique, à la transmission de la ligne à retard sur laquelle se trouve le cristal phononique. Ce montage nous permet d'observer une atténuation forte de la transmission vers la fréquence attendue, mais sur une plage de fréquences beaucoup plus large que celle prévue par les diagrammes de bandes (300 MHz pour 50 MHz prévus).

Nous avons complété les mesures électriques par des mesures par interférométrie optique, permettant d'observer les vibrations verticales de la surface des échantillons, réalisées à l'institut FEMTO-ST. Ces mesures nous ont permis d'observer une onde stationnaire entre les peignes d'excitation et le cristal phononique dans la bande d'arrêt prévue. Nous avons aussi pu chiffrer l'atténuation dans la bande d'arrêt dans le cristal phononique. Nous avons également observé une onde propagative traversant le cristal phononique sans atténuation au-dessus de la bande d'arrêt. Afin de trouver une explication à la large plage de fréquence sur laquelle nous avons mesuré une forte atténuation de la transmission, nous sommes revenus vers les simulations, calculant la transmission à travers le cristal phononique. La transmission mesurée et la transmission simulée présentent une bonne correspondance, avec une largeur de la bande d'arrêt similaire dans les deux cas, légèrement plus haute en fréquences sur la mesure. Cette différence peut s'expliquer par les défauts technologiques (épaisseur de SiO₂ non constante, diamètre des trous légèrement différent de ce qui était prévu,...). Le calcul de la polarisation des différents modes et surtout l'identification des bandes sourdes à l'excitation permet d'apporter une explication à la différence entre transmission et diagramme de bandes. En effet, les modes situés en bordure de la bande d'arrêt sont sourds ou présentent une plage de fréquence réduite et n'apparaissent sur la mesure que comme une résonance, ce qui peut expliquer l'absence de transmission acoustique sur une plage de fréquence plus large que la bande d'arrêt.

Conclusion et perspectives

Dans un contexte où les technologies de communication sans fil prennent de plus en plus part à notre vie de tous les jours nous cherchons toujours des outils de traitement du signal plus compacts et économes en énergie. C'est dans ce contexte que nous avons choisi de développer les cristaux phononiques, permettant notamment l'apparition de bandes d'arrêt dans la propagation des ondes acoustiques par l'organisation périodique de différents matériaux. Dans cette thèse nous souhaitons prospecter des applications RF pour les cristaux phononiques.

Dans un premier temps nous avons présenté un historique des cristaux phononiques, en prenant comme point de départ les propriétés issues de la propagation d'ondes dans un milieu périodique : principalement l'existence de bandes interdites. Comme nous l'avons vu, l'idée de se diriger vers des fréquences RF avec des cristaux phononiques micrométriques est apparue il y a une dizaine d'années. La recherche sur ces dispositifs portait tout d'abord sur l'utilisation d'ondes de surface, mais on s'est aperçu que les cristaux phononiques en surface créent des couplages des ondes de surface avec des modes de volume, et donc des pertes acoustiques dans le substrat. Nous avons complété notre état de l'art par des exemples de fonctions de traitement du signal tels que des résonateurs ou des filtres obtenus par l'utilisation de guides d'ondes ou de cavités résonantes. Sur cette base, des cristaux phononiques réalisés dans des membranes piézoélectriques telles que celles réalisées pour des composants à ondes de Lamb nous ont alors semblé un choix intéressant, permettant un confinement de l'onde dans l'épaisseur et dans le plan par le cristal phononique.

Partant de ce choix de structure d'étude, nous avons développé un procédé de réalisation permettant la réalisation de cristaux phononiques sur une membrane piézoélectrique. Les cristaux phononiques proposés ici sont constitués d'une matrice de trous d'air percés dans une membrane d'AlN. Le choix d'une technique de formation des cavités sous les membranes utilisant une gravure du substrat silicium par du XeF_2 gazeux nous a conduits à ajouter une couche de SiO_2 sous la membrane, afin de protéger les électrodes inférieures de la libération des structures. Nous avons également développé deux procédés de gravure de trous à travers les membranes d'AlN : l'un limitant la conicité des ouvertures, l'autre, au contraire, fournissant des flancs avec une inclinaison maîtrisée, dépendant des conditions de gravure mises en place.

Nous nous sommes ensuite intéressés à l'excitation d'ondes de Lamb dans la membrane. Ces ondes sont excitées par des peignes interdigités. Afin de mieux dimensionner des transducteurs à ondes de Lamb, nous avons réalisé une étude paramétrique des résonateurs à ondes de Lamb, observant le lien entre les paramètres géométriques des résonateurs et les paramètres de leur réponse électrique. Même si cette étude n'était qu'un balayage rapide des paramètres géométriques, elle a fourni des pistes de dimensionnement. Elle a aussi permis de décrire quelques règles de dessin des structures, et a servi de point de départ pour l'établissement d'un deuxième plan d'expérience destiné à approfondir ces résultats. Les résonateurs ainsi réalisés présentent des résonances autour de 300 MHz. Nous avons co-intégré à ces résonateurs d'autres résonateurs acoustiques (BAW et LFE), ainsi que des systèmes plus complexes tels des lignes à retard permettant la caractérisation des cristaux phononiques.

La modélisation des cristaux phononiques en vue de leur dimensionnement a été réalisée en utilisant la méthode des éléments finis. Dans un premier temps nous nous sommes penchés sur la modélisation de la structure de bande par analyse des fréquences propres d'une maille élémentaire. Cette méthode nous a permis d'analyser les conditions d'existence des bandes d'arrêt. Le dimensionnement a été réalisé en prenant en compte les contraintes

technologiques. Nous avons en effet pu constater que l'ajout d'une couche de SiO₂ de faible épaisseur favorisait l'apparition d'une bande d'arrêt. Nous avons mis en évidence également que, contrairement aux idées reçues, la conicité des trous favorise aussi l'apparition de bandes d'arrêt, du moins tant qu'elle reste inférieure à l'angle pour lequel les trous se referment au-delà duquel la bande interdite s'estompe rapidement. Nous avons ensuite étudié la transmission à travers un cristal phononique. Un calcul de transmission acoustique à travers un cristal permet le chiffrage de l'atténuation apportée par le cristal phononique, sous réserve que l'excitation introduite dans la simulation corresponde à celle réalisée sur le dispositif. Le nombre de périodes nécessaires à l'observation d'une atténuation conséquente dans la bande d'arrêt a été étudié : une dizaine de périodes est *a priori* suffisante pour la plupart des applications.

Enfin, nous présentons des cristaux phononiques réalisés et caractérisés par l'utilisation de lignes à retard à ondes de Lamb. Les mesures électriques confirment la présence d'une bande d'arrêt vers 800 MHz, mais elles présentent une largeur de 300 MHz lorsque la simulation prédisait une bande d'arrêt d'une largeur de 50 MHz. Des mesures optiques réalisées par interférométrie hétérodyne et effectuées à l'institut FEMTO-ST complètent ces mesures électriques par l'observation des vibrations de la surface. Ces résultats confirment la présence d'une bande d'arrêt, présentant une onde stationnaire vers 800 MHz et une onde propagative vers 1 GHz. Le calcul de la polarisation des modes excités dans le cristal phononique et de l'apparition de modes sourds à notre excitation par des peignes interdigités explique l'élargissement de la bande d'arrêt mesuré par rapport à ce que les diagrammes de bandes prédisaient. Cette hypothèse est confirmée par les similarités existant entre la transmission calculée par éléments finis et celle qui a été mesurée électriquement. La détermination des bandes sourdes se révèle être d'une importance critique dans le dimensionnement de cristaux phononiques en vue d'une utilisation dans des applications pratiques.

Les résultats que nous avons décrits ne proviennent que d'un seul lot de fabrication en salle blanche. Nous avons expliqué que le temps nous avait manqué pour l'analyse des résultats d'un deuxième lot que nous avons réalisé, autant en ce qui concerne les cristaux phononiques qu'en ce qui concerne les résonateurs à ondes de Lamb. A court terme, il semble nécessaire de procéder à cette analyse. En effet, nous avons présenté des études théoriques qui n'ont pas encore pu être validées par l'expérimentation, notamment l'effet de la conicité des inclusions, ainsi que la résonance de modes de défaut dans une microcavité formée par un défaut linéaire.

Dans le cas de la première étude, portant sur la conicité des trous, il est possible, dans un premier temps, de libérer les plaques réalisées, en optimisant le procédé, par exemple en ne libérant que les parties des plaques présentant encore une électrode supérieure. Un approfondissement de l'étude de la gravure, peut-être avec un masque de gravure plus épais ou plus dur, peut aussi être envisagé, de façon à fabriquer d'autres plaques avec un angle différent de 10°.

La deuxième étude concernait l'introduction dans le cristal phononique d'un défaut linéaire de façon à réaliser une cavité résonante. Nous avons vu dans le chapitre IV que cela provoque l'apparition de modes de défaut dans la bande d'arrêt, mais nous n'observons pas ces modes de défaut dans le chapitre V. Pour valider cette étude, il faudrait réaliser des trous les plus cylindriques possibles, peut-être avec un cristal phononique dans un autre matériau dont la gravure est plus aisée, comme par exemple le silicium, ou le carbure de silicium, comme le présentent Ziaei-Moayyed *et al.* [121].

Il peut aussi être intéressant de revoir le procédé de réalisation pour augmenter le rendement, notamment en limitant la casse des dispositifs. Une étude des contraintes dans les couches et une compensation des contraintes internes du SiO₂ par les contraintes internes de

l'AIN, déterminées par les conditions de dépôt, permettrait de limiter la déformation des structures. Une méthode plus prometteuse serait d'utiliser un agent de gravure différent, comme par exemple l'acide fluorhydrique (HF) sous forme vapeur, qui n'attaque pas le Mo et ne nécessiterait donc pas l'ajout d'une couche protectrice. Par ailleurs, une délimitation de la libération par un système de caissons délimitant la cavité libérée permettrait de diminuer la taille de la membrane libérée, ainsi que d'approcher les plots de contact électrique, diminuant par là-même les pertes électriques dans le dispositif. Ces solutions seront mises en œuvre sur le prochain lot de réalisation de composants à ondes de Lamb réalisé au LETI.

A plus long terme, des perfectionnements de ces études pourraient être menés. Par exemple, on obtiendrait une meilleure réponse électrique en utilisant un plus grand nombre de transducteurs pour couvrir une même plage de fréquences. Cela nous permettrait notamment d'observer des détails plus précisément, comme par exemple dans le cadre d'une étude sur les modes de défaut. Il serait aussi possible d'approfondir les mesures optiques, par l'observation de fréquences plus nombreuses, accessibles uniquement par l'utilisation de plus nombreux transducteurs différents.

On peut aussi envisager d'autres études concernant ces cristaux phononiques. Par exemple, on peut s'interroger sur l'impact de la température sur la bande d'arrêt d'un cristal phononique. Des travaux ont été réalisés sur ce sujet par Wu *et al.*, concernant des cristaux phononiques pour les ondes de surface [130] ou pour des ondes de volume [131]. Ces études théoriques présentent un élargissement de la bande d'arrêt avec l'augmentation de la température dans des cristaux phononiques air-quartz. Une étude théorique menée par Jim *et al.* [132] présente surtout un décalage en fréquence de la bande d'arrêt.

Une autre façon de modifier la bande d'arrêt serait d'utiliser la déformation statique du cristal phononique. Son impact sur les propriétés de la bande d'arrêt a déjà été théoriquement étudiés [133] avec les matériaux électro-rhéologiques [134] et magnéto-rhéologiques [135]. Au LETI, l'électrostriction a été étudiée par ailleurs pour d'autres applications, notamment par les travaux de thèse d'A. Volatier [136]. L'électrostriction permet de faire varier les paramètres élastiques d'un matériau en fonction d'un champ électrique statique appliqué, et ainsi par exemple de produire des cristaux phononiques accordables.

A la lumière du travail présenté concernant les bandes sourdes, il est aussi important de s'interroger sur la nécessité de la présence d'une bande d'arrêt pour bloquer les ondes. En effet, nous avons montré une bande d'arrêt très élargie par la présence de modes sourds. Ces modes sourds suffiraient à confiner une onde, si elle était excitée uniquement de façon à ce que les bandes soient sourdes. Ceci est à rapprocher de conclusions équivalentes établies à propos des cristaux photoniques où il a été montré que des fibres photoniques pouvaient présenter un guidage satisfaisant même en-dehors de la bande d'arrêt des cristaux photoniques délimitant le cœur de la fibre [137], simplement par la présence d'une faible densité d'états pour les modes optiques.

Un travail important a été mené concernant les cavités résonantes, c'est-à-dire la réalisation d'un résonateur dans un cristal phononique. Mohammadi *et al.* [120] ont initié les études de cavités résonantes dans des cristaux phononiques micrométriques, bientôt suivis par d'autres équipes [121, 138]. Dans ces travaux, les auteurs présentent des résonances présentant des facteurs de qualité intéressants (quelques milliers), à des fréquences de quelques centaines de MHz à quelques GHz, mais présentant très souvent des pertes d'insertion importantes (entre 3 dB pour des facteurs de qualité faibles et 13 dB). Afin de résoudre ce problème de pertes d'insertion, Mohammadi *et al.* proposent de placer l'excitation dans la cavité [124, 139].

Les cristaux phononiques pourraient permettre la réalisation de capteurs, par exemple dans les milieux aqueux où les dispositifs électriques ne sont pas très performants [140]. Les études dans ce domaine utilisent jusqu'à présent des cristaux phononiques de grande taille

(paramètre de maille de l'ordre du mm), notamment pour des facilités de réalisation des démonstrateurs, ainsi que pour la facilité qu'a le milieu aqueux de s'introduire dans les trous du cristal phononique. Wu *et al.* proposent une autre application de ces résonances dans le domaine de la récupération d'énergie [141].

Au-delà des applications de résonateurs, on peut aussi s'intéresser aux propriétés d'isolation acoustique des cristaux phononiques. En effet, il pourrait être intéressant d'isoler certains composants de leur environnement. L'intérêt est double dans ce cas : confiner les vibrations au cœur de la structure résonante, et éviter les fuites d'énergie au niveau des ancrages [142], ou à l'inverse isoler un composant de type NEMS (Nano Electro Mechanical System) du bruit mécanique ambiant qui peut venir perturber son signal propre.

A une échelle plus petite, le blocage de phonons permet une maîtrise des phénomènes de conduction thermique : un cristal phononique présentant une bande d'arrêt pour des phonons thermiques peut augmenter l'isolation thermique d'un composant par rapport à son environnement, ce qui peut par exemple se révéler particulièrement intéressant dans le cas d'un capteur de température que l'on voudrait sensible uniquement au milieu ambiant, et non à son support mécanique. Des structures de défaut dans des cristaux pourraient, à l'inverse, forcer les phonons à suivre un régime de propagation balistique, et ainsi accélérer leur propagation par rapport à leur mouvement aléatoire habituel, causant ainsi une évacuation plus rapide de la chaleur générée par le composant [143].

A ce jour, les cristaux phononiques ouvrent de nombreuses applications, mais, à l'instar des cristaux photoniques, il faudra encore attendre quelques années avant que certaines d'entre elles se concrétisent.

Bibliographie

1. Une bibliographie à vocation exhaustive a été réalisée jusqu'au mois de Mars 2008 et est accessible sur le site de l'université d'Athènes, à l'adresse <http://old.phys.uoa.gr/phononics/phononic> database.
2. M.S. Kushwaha, P. Halevi, L. Dobrzynski, and B. Djafari-Rouhani, "*Acoustic Band-Structure of Periodic Elastic Composites*", Physical Review Letters, 71 (13), 2022-2025 (1993).
3. M. Sigalas and E.N. Economou, "*Band-Structure of Elastic-Waves in 2-Dimensional Systems*", Solid State Communications, 86 (3), 141-143 (1993).
4. W.L. Bragg, "*The diffraction of chort electromagnetic waves by a crystal*", proceedings of the Cambridge Philosophical Society, 17, 43-57 (1913).
5. H. Lamb, "*On Waves in an Elastic Plate*", Proceedings of the Royal Society of London, Series A, 93, 114-128 (1917).
6. B.A. Auld, "*Acoustic fields and waves in solids*", Wiley, New-York (1973).
7. A. Reinhardt, V. Laude, M. Solal, S. Ballandras, and W. Steichen, "*Investigation of spurious resonances in thin film bulk acoustic wave resonators*", Ultrasonics Symposium, 2004 IEEE, 1698-1701 Vol.3 (2004).
8. H. Qu, J. Kanski, P.O. Nilsson, and U.O. Karlsson, "*Surface band structure of ZnTe(110) studied by photoemission*", Surface Science, 251-252, 233-237 (1991).
9. W.E. Newell, "*Face-Mounted Piezoelectric Resonators*", Proceedings of the Institute of Electrical and Electronics Engineers, 53 (6), 575 (1965).
10. M.S. Kushwaha and P. Halevi, "*Band-Gap Engineering in Periodic Elastic Composites*", Applied Physics Letters, 64 (9), 1085-1087 (1994).
11. R. Sprik and G.H. Wegdam, "*Acoustic band gaps in composites of solids and viscous liquids*", Solid State Communications, 106 (2), 77-81 (1998).
12. J.O. Vasseur, P.A. Deymier, A. Khelif, P. Lambin, B. Djafari-Rouhani, A. Akjouj, L. Dobrzynski, N. Fettouhi, and J. Zemmouri, "*Phononic crystal with low filling fraction and absolute acoustic band gap in the audible frequency range: A theoretical and experimental study*", Physical Review E, 65 (5), 056608 (2002).
13. Y.J. Cao, Z.L. Hou, and Y.Y. Liu, "*Finite difference time domain method for band-structure calculations of two-dimensional phononic crystals*", Solid State Communications, 132 (8), 539-543 (2004).
14. P. Langlet, A.-C. Hladky Hennion, and J.-N. Decarpigny, "*Analysis of the propagation of plane acoustic waves in passive periodic materials using the finite element method*", Journal of the Acoustical Society of America, 98 (5), 2792-2800 (1995).
15. R. Martinez-Sala, J. Sancho, J.V. Sanchez, V. Gomez, J. Llinares, and F. Meseguer, "*Sound attenuation by sculpture*", Nature, 378, 6554 (1995).
16. J.O. Vasseur, P.A. Deymier, G. Frantziskonis, G. Hong, B. Djafari-Rouhani, and L. Dobrzynski, "*Experimental evidence for the existence of absolute acoustic band gaps in two-dimensional periodic composite media*", Journal of Physics: Condensed Matter, 10 (27), 6051 (1998).
17. J.V. Sanchez-Perez, D. Caballero, R. Martinez-Sala, C. Rubio, J. Sanchez-Dehesa, F. Meseguer, J. Llinares, and F. Galvez, "*Sound Attenuation by a Two-Dimensional Array of Rigid Cylinders*", Physical Review Letters, 80 (24), 5325 (1998).
18. Z. Liu, X. Zhang, Y. Mao, Y.Y. Zhu, Z. Yang, C.T. Chan, and P. Sheng, "*Locally Resonant Sonic Materials*", Science, 289 (5485), 1734-1736 (2000).

19. C. Goffaux and J.P. Vigneron, "*Spatial trapping of acoustic waves in bubbly liquids*", *Physica B*, 296 (1-3), 195-200 (2001).
20. F. Meseguer, M. Holgado, D. Caballero, N. Benaches, aacute, J. nchez-Dehesa, oacute, C. pez, and J. Llinares, "*Rayleigh-wave attenuation by a semi-infinite two-dimensional elastic-band-gap crystal*", *Physical Review B*, 59 (19), 12169 (1999).
21. M. Torres, F.R.M. de Espinosa, and J.L. Aragon, "*Ultrasonic wedges for elastic wave bending and splitting without requiring a full band gap*", *Physical Review Letters*, 86 (19), 4282-4285 (2001).
22. A. Khelif, A. Choujaa, B. Djafari-Rouhani, M. Wilm, S. Ballandras, and V. Laude, "*Trapping and guiding of acoustic waves by defect modes in a full-band-gap ultrasonic crystal*", *Physical Review B*, 68 (21), 214301 (2003).
23. T.-T. Wu, W.-S. Wang, and J.-H. Sun, "*A layered SAW device using phononic-crystal reflective gratings*", *Ultrasonics Symposium, 2008. IUS 2008. IEEE*, 709-712 (2008).
24. B. Bonello, C. Charles, and F. Ganot, "*Velocity of a SAW propagating in a 2D phononic crystal*", *Ultrasonics Symposium, 2006 IEEE*, E1259-E1263 (2006).
25. X.Y. Zhang, T. Jackson, E. Lafond, P. Deymier, and J. Vasseur, "*Evidence of surface acoustic wave band gaps in the phononic crystals created on thin plates*", *Applied Physics Letters*, 88 (4), 041911 (2006).
26. S. Benchabane, "*Guidage et filtrage des ondes dans les cristaux phononiques*", Université de Franche-Comté, Besançon, (2006).
27. I. El-Kady, R.H. Olsson, and J.G. Fleming, "*Phononic band-gap crystals for radio frequency communications*", *Applied Physics Letters*, 92 (23), 233504 (2008).
28. 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*", *Applied Physics Letters*, 92 (22), 221905 (2008).
29. F.G. Wu, Z.L. Hou, Z.Y. Liu, and Y.Y. Liu, "*Acoustic band gaps in two-dimensional rectangular arrays of liquid cylinders*", *Solid State Communications*, 123 (5), 239-242 (2002).
30. F.G. Wu, Z.Y. Liu, and Y.Y. Liu, "*Acoustic band gaps in 2D liquid phononic crystals of rectangular structure*", *Journal of Physics D-Applied Physics*, 35 (2), 162-165 (2002).
31. W.M. Kuang, Z.L. Hou, and Y.Y. Liu, "*The effects of shapes and symmetries of scatterers on the phononic band gap in 2D phononic crystals*", *Physics Letters A*, 332 (5-6), 481-490 (2004).
32. Z.L. Hou, F.G. Wu, and Y. Liu, "*Phononic crystals containing piezoelectric material*", *Solid State Communications*, 130 (11), 745-749 (2004).
33. J.-c. Han, Z.-q. Zhan, and P.-j. Wei, "*The influence of material constants on band gaps of piezoelectric phononic crystal*", *Piezoelectricity, Acoustic Waves, and Device Applications, 2008. SPAWDA 2008. Symposium on*, 360-363 (2008).
34. B. Wu, A. Kumar, and S. Pamarthy, "*High aspect ratio silicon etch: A review*", *Journal of Applied Physics*, 108 (5), 051101-20 (2010).
35. Y. Tanaka and S. Tamura, "*Surface acoustic waves in two-dimensional periodic elastic structures*", *Physical Review B*, 58 (12), 7958-7965 (1998).
36. S. Benchabane, A. Khelif, J.Y. Rauch, L. Robert, and V. Laude, "*Evidence for complete surface wave band gap in a piezoelectric phononic crystal*", *Physical Review E*, 73 (6), 065601 (2006).
37. B. Manzanares-Martinez and F. Ramos-Mendieta, "*Surface elastic waves in solid composites of two-dimensional periodicity*", *Physical Review B*, 68 (13), 134303 (2003).

38. V. Laude, M. Wilm, S. Benchabane, and A. Khelif, "Full band gaps for surface acoustic waves in piezoelectric phononic crystals", *Ultrasonics Symposium, 2004 IEEE*, 1046-1049 Vol.2 (2004).
39. T.T. Wu, L.C. Wu, and Z.G. Huang, "Frequency band-gap measurement of two-dimensional air/silicon phononic crystals using layered slanted finger interdigital transducers", *Journal of Applied Physics*, 97 (9), 094916 (2005).
40. M. Torres, F.R.M. de Espinosa, D. Garcia-Pablos, and N. Garcia, "Sonic band gaps in finite elastic media: Surface states and localization phenomena in linear and point defects", *Physical Review Letters*, 82 (15), 3054-3057 (1999).
41. R.E. Vines and J.P. Wolfe, "Scanning phononic lattices with surface acoustic waves", *Physica B*, 263, 567-570 (1999).
42. D.M. Profunser, O.B. Wright, O. Matsuda, U. Lang, K. Abdelkrim, S. Benchabane, and S. Laude, "6E-5 High Frequency Surface Waves Scattered in Microstructured Phononic Crystals", *Ultrasonics Symposium, 2006. IEEE*, 501-504 (2006).
43. K. Kokkonen, M. Kaivola, S. Benchabane, A. Khelif, and V. Laude, "Scattering of surface acoustic waves by a phononic crystal revealed by heterodyne interferometry", *Applied Physics Letters*, 91 (8), 083517 (2007).
44. A. Khelif, B. Aoubiza, S. Mohammadi, A. Adibi, and V. Laude, "Hypersonic band gaps in two-dimensional piezoelectric phononic crystal slabs", *Ultrasonics Symposium, 2005 IEEE*, 65-68 (2005).
45. A. Khelif, B. Aoubiza, S. Mohammadi, A. Adibi, and V. Laude, "Complete band gaps in two-dimensional phononic crystal slabs", *Physical Review E*, 74 (4), 046610 (2006).
46. J.C. Hsu and T.T. Wu, "Analysis of lamb-wave dispersion and band gaps of two-dimensional piezoelectric phononic-crystal plates", *2007 Ieee Ultrasonics Symposium Proceedings, Vols 1-6*, 624-627 (2007).
47. R.H. Olsson, III, J.G. Fleming, I.F. El-Kady, M.R. Tuck, and F.B. McCormick, "Micromachined bulk wave acoustic bandgap devices", *TRANSDUCERS '07 & Eurosensors XXI. 2007 14th International Conference on Solid-State Sensors, Actuators and Microsystems*, 317-321 (2007).
48. R.H. Olsson, I.F. El-Kady, M.F. Su, M.R. Tuck, and J.G. Fleming, "Microfabricated VHF acoustic crystals and waveguides", *Sensors and Actuators A*, 145, 87-93 (2008).
49. B. Djafari-Rouhani, Y. Pennec, J.O. Vasseur, and A.C. Hladky-Hennion, "Band gaps in a phononic crystal made of a periodical array of dots on a plate", *Thermal Investigation of ICs and Systems, 2008. THERMINIC 2008. 14th International Workshop on*, 163-167 (2008).
50. L. Feng, X.P. Liu, M.H. Lu, Y.B. Chen, Y.F. Chen, Y.W. Mao, J. Zi, Y.Y. Zhu, S.N. Zhu, and N.B. Ming, "Acoustic backward-wave negative refractions in the second band of a sonic crystal", *Physical Review Letters*, 96 (1), 014301 (2006).
51. X.D. Zhang and Z.Y. Liu, "Negative refraction of acoustic waves in two-dimensional phononic crystals", *Applied Physics Letters*, 85 (2), 341-343 (2004).
52. A. Sukhovich, L. Jing, and J.H. Page, "Negative refraction and focusing of ultrasound in two-dimensional phononic crystals", *Physical Review B*, 77 (1), 014301 (2008).
53. A. Khelif, A. Choujaa, S. Benchabane, B. Djafari-Rouhani, and V. Laude, "Guiding and bending of acoustic waves in highly confined phononic crystal waveguides", *Applied Physics Letters*, 84 (22), 4400-4402 (2004).
54. A. Khelif, A. Choujaa, S. Benchabane, V. Laude, and B. Djafari-Rouhani, "Guiding and filtering acoustic waves in a two-dimensional phononic crystal", *Ultrasonics Symposium, 2004 IEEE*, 654-657 Vol.1 (2004).

55. T. Miyashita, *"Sonic crystals and sonic wave-guides"*, Measurement Science & Technology, 16 (5), R47-R63 (2005).
56. T.T. Wu, C.H. Hsu, and J.H. Sun, *"Design of a highly magnified directional acoustic source based on the resonant cavity of two-dimensional phononic crystals"*, Applied Physics Letters, 89 (17), 171912 (2006).
57. F.C. Hsu, T.T. Wu, J.C. Hsu, and J.H. Sun, *"Directional enhanced acoustic radiation caused by a point cavity in a finite-size two-dimensional phononic crystal"*, Applied Physics Letters, 93 (20), 201904 (2008).
58. S. Benchabane, A. Khelif, A. Choujaa, B. Djafari-Rouhani, and V. Laude, *"Interaction of waveguide and localized modes in a phononic crystal"*, Europhysics Letters, 71 (4), 570-575 (2005).
59. Y. Pennec, B. Djafari-Rouhani, J.O. Vasseur, H. Larabi, A. Khelif, A. Choujaa, S. Benchabane, and V. Laude, *"Acoustic channel drop tunneling in a phononic crystal"*, Applied Physics Letters, 87 (26), 261912 (2005).
60. Y. Pennec, B. Djafari-Rouhani, J. Vasseur, H. Larabi, A. Khelif, A. Choujaa, S. Benchabane, and V. Laude, *"Channel drop process of elastic wave in a two dimensional phononic crystal"*, Ultrasonics Symposium, 2005 IEEE, 69-72 (2005).
61. J.-M. Lourtioz, H. Benisty, A. Chelnokov, S. David, and S. Olivier, *"Photonic crystals and the real world of optical telecommunications"*, Annals of Telecommunications, 58 (9), 1197-1237 (2003).
62. V. Laude, A. Khelif, S. Benchabane, M. Wilm, T. Sylvestre, B. Kibler, A. Mussot, J.M. Dudley, and H. Maillotte, *"Phononic band-gap guidance of acoustic modes in photonic crystal fibers"*, Physical Review B, 71 (4), 045107 (2005).
63. R.S. Hegde, H.G. Winful, and A. Galvanaskas, *"Suppression of stimulated Brillouin scattering in a photonic/phononic crystal fiber"*, Lasers and Electro-Optics, 2007. CLEO 2007. Conference on, 1-2 (2007).
64. D. Gerard, V. Laude, B. Sadani, A. Khelif, D. Van Labeke, and B. Guizal, *"Modulation of the extraordinary optical transmission by surface acoustic waves"*, Physical Review B, 76 (23), 235427 (2007).
65. A. Volatier, G. Caruyer, D. Pellissier-Tanon, P. Ancey, E. Defay, and B. Dubus, *"UHF/VHF resonators using lamb waves co-integrated with bulk acoustic wave resonators"*, Ultrasonics Symposium, 2005 IEEE, 902-905 (2005).
66. M. Desvergne, E. Defay, D. Wolozan, M. Aid, P. Vincent, A. Volatier, Y. Deval, and J.B. Begueret, *"Intermediate frequency lamb wave coupled resonator filters for RF receiver architectures"*, Solid State Device Research Conference, 2007. ESSDERC 2007. 37th European, 358-361 (2007).
67. F. Domingue, I. Kone, M. Gorisse, and A. Reinhardt, *"Micro-résonateurs acoustiques à ondes de Lamb pour les communications sans fil"*, ACFAS, (2010).
68. I. Koné, *"Résonateurs à Ondes Acoustiques Guidées sur Miroir de Bragg"*, Université des Sciences et Technologies de Lille, Lille, (2010).
69. R. Jakkuraju, G. Henn, C. Shearer, A. Harris, N. Rimmer, and P. Rich, *"Integrated approach to electrode and AlN depositions for bulk acoustic wave (BAW) devices"*, Microelectronic Engineering, 70 (2-4), 566-570 (2003).
70. A. Artieda, M. Barbieri, C.S. Sandu, and P. Mural, *"Effect of substrate roughness on c-oriented AlN thin films"*, Journal of Applied Physics, 105 (2), 024504 (2009).
71. A. Volatier, G. Caruyer, D.P. Tanon, P. Ancey, E. Defay, and B. Dubus, *"UHF/VHF resonators using Lamb waves co-integrated with bulk acoustic wave resonators"*, 2005 IEEE Ultrasonics Symposium, 902-905 (2005).
72. T. Hoang, *"Design and realization of SAW pressure sensor using Aluminum Nitride"*, Université Joseph Fourier, Grenoble, (2009).

73. P. Ivaldi, J. Abergel, G. Arndt, P. Robert, P. Andreucci, H. Blanc, S. Hentz, and E. Defay, "50 nm thick AlN resonant micro-cantilever for gas sensing application", *Frequency Control Symposium (FCS), 2010 IEEE International*, 81-84 (2010).
74. P. Ivaldi, J. Abergel, E. Colinet, M.H. Matheny, L.G. Villanueva, R.B. Karabalin, M.L. Roukes, P. Andreucci, S. Hentz, and E. Defay, "50 nm thick AlN film-based piezoelectric cantilevers for gravimetric detection", *Journal of Micromechanics and Microengineering*, 21 (8), 085023 (2011).
75. A. Lefèvre, "Procédé pour obtenir une couche d'AlN à flancs sensiblement verticaux", CEA, Brevet, France, SP37099 (2010)
76. I. Kone, B. Dubus, L. Buchaillet, A. Reinhardt, F. Casset, M. Aid, J.F. Carpentier, and P. Ancey, "Resonator using Guided waves in a piezoelectric layer above a Bragg mirror", *Frequency Control Symposium, 2008 IEEE International*, 581-585 (2008).
77. R. Ruby, J. Larson, C. Feng, and S. Fazio, "The effect of perimeter geometry on FBAR resonator electrical performance", *Microwave Symposium Digest, 2005 IEEE MTT-S International*, 4 pp. (2005).
78. R.C. Ruby, J.D. Larson, R.S. Fazio, and C. Feng, "Performance degradation effects in FBAR filters and resonators due to lamb wave modes", *Ultrasonics Symposium, 2005 IEEE*, 1832-1835 (2005).
79. A. Reinhardt, M. Clement, J. Olivares, E. Iborra, N. Rimmer, and S. Burgess, "Multiple frequency Solidly Mounted BAW filters", *Frequency Control and the European Frequency and Time Forum (FCS), 2011 Joint Conference of the IEEE International*, 1-5 (2011).
80. A. Alippi, F. Craciun, and E. Molinari, "Piezoelectric plate resonances due to first Lamb symmetrical mode", *Journal of Applied physics*, 64 (4), 2238-2240 (1988).
81. Y. Jin and S.G. Joshi, "Coupling of Interdigital Transducer to Ultrasonic Lamb Waves", *Applied Physics Letters*, 58 (17), 1830-1832 (1991).
82. Y. Nakagawa, S. Tanaka, and S. Kakio, "Lamb-wave-type high frequency resonator", *Japanese Journal of Applied Physics Part 1-Regular Papers Short Notes & Review Papers*, 42 (5B), 3086-3090 (2003).
83. Y. Nakagawa, M. Momose, and S. Kakio, "Characteristics of reflection of resonators using lamb wave on AT-cut quartz", *Japanese Journal of Applied Physics Part 1-Regular Papers Short Notes & Review Papers*, 43 (5B), 3020-3023 (2004).
84. Y. Nakagawa, M. Momose, and S. Kakio, "Resonators using a Lamb wave on AT-cut quartz", *Japanese Journal of Applied Physics Part 1-Regular Papers Brief Communications & Review Papers*, 46 (7B), 4665-4668 (2007).
85. T. Laurent, F.O. Bastien, J.-C. Pommier, A. Cachard, D. Remiens, and E. Cattan, "Lamb wave and plate mode in ZnO/silicon and AlN/silicon membrane: Application to sensors able to operate in contact with liquid", *Sensors and Actuators A: Physical*, 87 (1-2), 26-37 (2000).
86. J. Bjurström, I. Katardjiev, V., and V. Yantchev, "Lateral-field-excited thin-film Lamb wave resonator", *Applied Physics Letters*, 86 (15), 154103 (2005).
87. H. Jia, R. Duhamel, J.F. Manceau, M. de Labachellerie, and F. Bastien, "Improvement of Lamb waves sensors: Temperature sensitivity compensation", *Sensors and Actuators A: Physical*, 121 (2), 321-326 (2005).
88. V. Yantchev and I. Katardjiev, "Micromachined thin film plate acoustic resonators utilizing the lowest order symmetric lamb wave mode", *Ultrasonics, Ferroelectrics and Frequency Control, IEEE Transactions on*, 54 (1), 87-95 (2007).
89. M. Desvergne, C. Bernier, P. Vincent, Y. Deval, and J.B. Begueret, "Intermediate Frequency Lamb Wave Resonators and Filters for RF Receiver Architectures",

- Electronics, Circuits and Systems, 2006. ICECS '06. 13th IEEE International Conference on*, 1045-1048 (2006).
90. M. Desvergnès, "Etude des résonateurs MEMS à ondes de Lamb – Application au filtrage en fréquence intermédiaire dans les récepteurs de radiotélécommunication", Université de Bordeaux 1, Bordeaux, (2007).
 91. P.J. Stephanou and A.P. Pisano, "PS-4 GHz Contour Extensional Mode Aluminum Nitride MEMS Resonators", *Ultrasonics Symposium, 2006. IEEE*, 2401-2404 (2006).
 92. 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", *Frequency Control Symposium, 2008 IEEE International*, 240-249 (2008).
 93. G. Wingqvist, L. Arapan, V. Yantchev, and I. Katardjiev, "Temperature compensation of thin AlN film resonators utilizing the lowest order symmetric lamb mode", *Ultrasonics Symposium, 2008. IUS 2008. IEEE*, 1207-1210 (2008).
 94. G. Polo-Filisan, "Métamodèle de résonateurs piézoélectriques à ondes de Lamb", Phelma, rapport de stage (2009).
 95. W.P. Mason, "A dynamic measurement of the elastic, electric and piezoelectric constants of Rochell salt", *Physical Review*, 55, 775-789 (1939).
 96. J.F. Rosenbaum, "Bulk Acoustic Wave Theory and Devices", Artech House, Boston-London (1988).
 97. J.F. Rosenbaum, "Bulk acoustic wave, theory and devices", Artech House, Boston - London (1988).
 98. R. Abdolvand and F. Ayazi, "Enhanced power handling and quality factor in thin-film piezoelectric-on-substrate resonators", *2007 Ieee Ultrasonics Symposium Proceedings, Vols 1-6*, 608-611 (2007).
 99. V. Yantchev, L. Arapan, and I. Katardjiev, "Micromachined thin film plate acoustic wave resonators (FPAR): Part II", *Ultrasonics, Ferroelectrics and Frequency Control, IEEE Transactions on*, 56 (12), 2701-2710 (2009).
 100. C. Zuo, J. Van der Spiegel, and G. Piazza, "1.05 GHz MEMS oscillator based on lateral-field-excited piezoelectric AlN resonators", *Frequency Control Symposium, 2009 Joint with the 22nd European Frequency and Time forum. IEEE International*, 381-384 (2009).
 101. T.-T. Yen, C.-M. Lin, Y.-J. Lai, D. Wittwer, M.A. Hopcroft, and A.P. Pisano, "Fine frequency selection techniques for aluminum nitride Lamb wave resonators", *Frequency Control Symposium (FCS), 2010 IEEE International*, 9-13 (2010).
 102. T.-T. Yen, C.-M. Lin, M.A. Hopcroft, J.H. Kuypers, D.G. Senesky, and A.P. Pisano, "Synthesis of narrowband AlN Lamb wave ladder-type filters based on overhang adjustment", *Ultrasonics Symposium, 2010. IEEE*, 970-973 (2010).
 103. G. Piazza, P.J. Stephanou, and A.P. Pisano, "One and two port piezoelectric higher order contour-mode MEMS resonators for mechanical signal processing", *Solid-State Electronics*, 51 (11-12), 1596-1608 (2007).
 104. N.-K. Kuo, C. Zuo, and G. Piazza, "Microscale inverse acoustic band gap structure in aluminum nitride", *Applied Physics Letters*, 95 (9), 093501 (2009).
 105. J. Kaitila, M. Ylilampi, and J. Ella, "Resonator structure and a filter comprising such a resonator structure", Nokia Corporation, Brevet, US006812619 (2004)
 106. R. Sinha, L.R. Carley, and D.-Y. Kim, "Array of BAW resonators with mask controlled resonant frequencies", Brevet, US2010/0277034 (2010)
 107. M. Gorisse, A. Reinhardt, C. Billard, M. Borel, E. Defay, T. Bertaud, T. Lacrevez, and C. Bermond, "Lateral Field Excitation of membrane-based Aluminum Nitride

- resonators", *Frequency Control and the European Frequency and Time Forum (FCS), 2011 Joint Conference of the IEEE International*, 139-143 (2011).
108. C.D. Corso, A. Dickherber, and W.D. Hunt, "*Lateral field excitation of thickness shear mode waves in a thin film ZnO solidly mounted resonator*", *Journal of Applied Physics*, 101 (5), 054514 (2007).
 109. M. Gorisse, F. Domingue, G. Polo Filisan, C. Billard, I. Koné, A. Reinhardt, E. Defay, and M. Aid, "*Parametric study of aluminum nitride Lamb wave resonators*", *Ultrasonics Symposium, 2010. IEEE*, 2087-2090 (2010).
 110. F.G. Wu, Z.L. Hou, Z.Y. Liu, and Y.Y. Liu, "*Point defect states in two-dimensional phononic crystals*", *Physics Letters A*, 292 (3), 198-202 (2001).
 111. Y.J. Cao, Z.L. Hou, and Y.Y. Liu, "*Convergence problem of plane-wave expansion method for phononic crystals*", *Physics Letters A*, 327 (2-3), 247-253 (2004).
 112. T.T. Wu, Z.G. Huang, and S. Lin, "*Surface and bulk acoustic waves in two-dimensional phononic crystal consisting of materials with general anisotropy*", *Physical Review B*, 69 (9), 094301 (2004).
 113. Z.L. Hou, X.J. Fu, and Y.Y. Liu, "*Singularity of the Bloch theorem in the fluid/solid phononic crystal*", *Physical Review B*, 73 (2), 024304 (2006).
 114. Z.L. Hou and B.M. Assouar, "*Plane-wave-expansion method for Lamb wave propagation in plate with two-dimensional phononic crystal layer coated on-uniform substrate*", *2007 Ieee Ultrasonics Symposium Proceedings, Vols 1-6*, 179-182 (2007).
 115. J.O. Vasseur, P.A. Deymier, B. Chenni, B. Djafari-Rouhani, L. Dobrzynski, and D. Prevost, "*Experimental and theoretical evidence for the existence of absolute acoustic band gaps in two-dimensional solid phononic crystals*", *Physical Review Letters*, 86 (14), 3012-3015 (2001).
 116. S. Ballandras, G. Pierre, F. Blanc, P.F. Edoa, and W. Steichen, "*A periodic finite element formulation for the design of 2-2 composite transducers*", *IEEE Ultrasonics Symposium*, 957-960 (1999).
 117. O.C. Zienkiewicz and R.L. Taylor, "*The Finite Element Method Fifth edition - Volume I: The basis*", Butterworth-Heinemann, Woburn (2000).
 118. G. Teissier, "*Mémoire de stage d'immersion*", ENSMM, rapport de stage (2010).
 119. S. Mohammadi, A.A. Eftekhar, A. Khelif, H. Moubchir, R. Westafer, W.D. Hunt, and A. Adibi, "*Complete phononic bandgaps and bandgap maps in two-dimensional silicon phononic crystal plates*", *Electronics Letters*, 43 (16), 898-899 (2007).
 120. S. Mohammadi, A.A. Eftekhar, W.D. Hunt, and A. Adibi, "*High-Q micromechanical resonators in a two-dimensional phononic crystal slab*", *Applied Physics Letters*, 94 (5), 051906 (2009).
 121. M. Ziaei-Moayyed, M.F. Su, C. Reinke, I.F. El-Kady, and R.H. Olsson, "*Silicon carbide phononic crystal cavities for micromechanical resonators*", *Micro Electro Mechanical Systems (MEMS), 2011 IEEE 24th International Conference on*, 1377-1381 (2011).
 122. J.H. Sun and T.T. Wu, "*A Lamb Wave Source Based on the Resonant Cavity of Phononic-Crystal Plates*", *Ieee Transactions on Ultrasonics Ferroelectrics and Frequency Control*, 56 (1), 121-128 (2009).
 123. D. Goettler, M. Su, Z. Leseman, Y. Soliman, R. Olsson, and I. El-Kady, "*Realizing the frequency quality factor product limit in silicon via compact phononic crystal resonators*", *Journal of Applied Physics*, 108 (8), 084505 (2010).
 124. S. Mohammadi, A.A. Eftekhar, R. Pourabolghasem, and A. Adibi, "*Simultaneous high-Q confinement and selective direct piezoelectric excitation of flexural and extensional lateral vibrations in a silicon phononic crystal slab resonator*", *Sensors and Actuators a-Physical*, 167 (2), 524-530 (2011).

125. S. Benchabane, G. Ulliac, O. Gaiffe, R. Salut, Y. Achaoui, and V. Laude, "*Hypersonic phononic crystal for surface acoustic waves*", *Ultrasonics Symposium (IUS), 2010 IEEE*, 158-161 (2010).
126. Y.M. Soliman, M.F. Su, Z.C. Leseman, C.M. Reinke, I. El-Kady, R.H. Olsson, and Iii, "*Phononic crystals operating in the gigahertz range with extremely wide band gaps*", *Applied Physics Letters*, 97 (19), 193502-3 (2010).
127. M. Gorisse, S. Benchabane, G. Teissier, C. Billard, A. Reinhardt, V. Laude, E. Defay, and M. Aid, "*Observation of band gaps in the gigahertz range and deaf bands in a hypersonic aluminum nitride phononic crystal slab*", *Applied Physics Letters*, 98 (23), 234103-3 (2011).
128. Y. Achaoui, A. Khelif, S. Benchabane, and V. Laude, "*Polarization state and level repulsion in two-dimensional phononic crystals and waveguides in the presence of material anisotropy*", *Journal of Physics D-Applied Physics*, 43 (18), 185401 (2010).
129. F.L. Hsiao, A. Khelif, H. Moubchir, A. Choujaa, C.C. Chen, and V. Laude, "*Complete band gaps and deaf bands of triangular and honeycomb water-steel phononic crystals*", *Journal of Applied Physics*, 101 (4), 044903 (2007).
130. T.-T. Wu and Z.-G. Huang, "*Tunable phononic band gaps of surface and bulk acoustic waves in two-dimensional phononic crystals*", *Ultrasonics Symposium, 2004 IEEE*, 1042-1045 Vol.2 (2004).
131. Z.-G. Huang and T.-T. Wu, "*Temperature effect on the bandgaps of surface and bulk acoustic waves in two-dimensional phononic crystals*", *Ultrasonics, Ferroelectrics and Frequency Control, IEEE Transactions on*, 52 (3), 365-370 (2005).
132. K.L. Jim, C.W. Leung, S.T. Lau, S.H. Choy, and H.L.W. Chan, "*Thermal tuning of phononic bandstructure in ferroelectric ceramic/epoxy phononic crystal*", *Applied Physics Letters*, 94 (19), 193501 (2009).
133. K. Bertoldi and M.C. Boyce, "*Wave propagation and instabilities in monolithic and periodically structured elastomeric materials undergoing large deformations*", *Physical Review B*, 78 (18), 184107 (2008).
134. J.Y. Yeh, "*Control analysis of the tunable phononic crystal with electrorheological material*", *Physica B-Condensed Matter*, 400 (1-2), 137-144 (2007).
135. B. Wu, R.J. Wei, C.F. He, and H.Y. Zhao, "*Research on two-dimensional phononic crystal with magnetorheological material*", *Ieee, New York*, (2008), 1484-1486.
136. A. Volatier, "*Intégration de matériaux piézoélectriques et électrostrictifs dans les dispositifs radiofréquence à ondes acoustiques*", *Université des Sciences et Technologies de Lille, Lille*, (2007).
137. F. Benabid, "*Hollow-core photonic bandgap fibre: new light guidance for new science and technology*", *Philosophical Transactions of the Royal Society*, 364 (1849), 3439-3462 (2006).
138. N. Wang, J.M. Tsai, F.L. Hsiao, B.W. Soon, D.L. Kwong, M. Palaniapan, and C. Lee, "*Experimental Investigation of a Cavity-Mode Resonator Using a Micromachined Two-Dimensional Silicon Phononic Crystal in a Square Lattice*", *Electron Device Letters, IEEE*, 32 (6), 821-823 (2011).
139. S. Mohammadi, A.A. Eftekhari, and A. Adibi, "*Support loss-free micro/nano-mechanical resonators using phononic crystal slab waveguides*", *Frequency Control Symposium (FCS), 2010 IEEE International*, 521-523 (2010).
140. M. Ke, M. Zhubtsov, and R. Lucklum, "*Sub-wavelength phononic crystal liquid sensor*", *Journal of Applied Physics*, 110 (2), 026101 (2011).
141. L.Y. Wu, L.W. Chen, and C.M. Liu, "*Acoustic energy harvesting using resonant cavity of a sonic crystal*", *Applied Physics Letters*, 95 (1), 013506 (2009).

142. L. Sorenson, J. Fu, and F. Ayazi, "*Linear acoustic bandgap arrays for spurious mode suppression in piezoelectric MEMS resonators*", *Frequency Control and the European Frequency and Time Forum (FCS), 2011 Joint Conference of the IEEE International*, 1-5 (2011).
143. T.S.W. Luk and I. El-Kady "*Photonic and phononic crystal research at Sandia*", <http://phys.lsu.edu/~jdowling/qmhp/talks/luk.pdf>, (2008).

Annexe A

Pourtour de la zone de Brillouin

Nous avons présenté dans le Chapitre I la zone de Brillouin, et expliqué que la description des ondes sur le pourtour de la zone de Brillouin suffisait à décrire complètement les ondes. Dans le Chapitre IV, par la suite, nous avons décrit la méthode utilisée pour modéliser les cristaux phononiques. Dans cette méthode, on applique les conditions aux limites périodiques permettant le parcours du pourtour de la zone de Brillouin réduite. Nous présentons ici le lien entre ces conditions périodiques et la zone de Brillouin pour une maille carrée et pour une maille hexagonale.

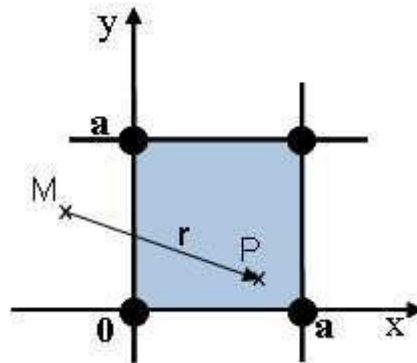


Figure A-1 : illustration du vecteur r

Si on considère deux points M et P distincts dans l'espace réel, et qu'on appelle r le vecteur MP , comme présenté sur la Figure A-1, on peut écrire le déphasage entre ces deux points comme étant :

$$\Delta\varphi = \mathbf{k} \cdot \mathbf{r}, \quad (\text{V-2})$$

avec \mathbf{k} le vecteur d'onde. On peut aussi écrire cette équation comme :

$$\Delta\varphi = 2\pi\gamma, \quad (\text{V-3})$$

avec γ un nombre réel tel que $2\pi\gamma$ soit égal au produit scalaire de \mathbf{k} et \mathbf{r} . Dans nos mailles périodiques, $\mathbf{k} \cdot \mathbf{r}$ est périodique de période 2π , donc γ sera périodique de période 1. Afin de déterminer la valeur de γ nous nous intéressons séparément aux mailles carrées et aux mailles hexagonales.

A.1 Maille carrée

Nous nous plaçons ici dans le cas de la maille carrée. Nous nous intéressons tout d'abord à un vecteur r allant d'un point d'une face de la maille vers son vis-à-vis sur la face opposée, les deux faces étant perpendiculaires à l'axe x , comme indiqué sur la Figure A-2 (a). La Figure A-2 (b) nous rappelle la zone de Brillouin dans le cas d'une maille carrée.

Conclusion

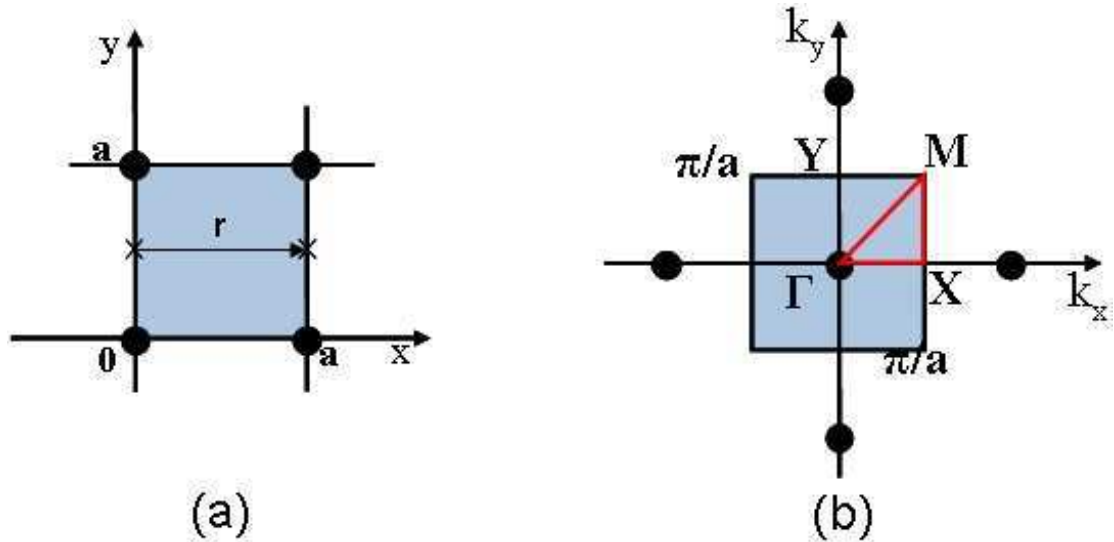


Figure A-2 : (a) maille élémentaire carrée et vecteur r , (b) zone de Brillouin de la maille carrée

Dans ce cas, on sait que :

$$\mathbf{r} = a\mathbf{x}, \quad (\text{V-4})$$

où x représente le vecteur élémentaire de la base utilisées dans l'espace réel, présentée sur la Figure A-2 (a). Si on appelle $2\pi\gamma_x$ le déphasage dans cette direction, on peut donc écrire, pour un vecteur d'onde selon la direction ΓX :

$$\begin{aligned} 2\pi\gamma_x &= a\mathbf{x} \cdot k\mathbf{k}_x \\ 2\pi\gamma_x &= ak, \end{aligned} \quad (\text{V-5})$$

avec k le nombre d'onde et \mathbf{k}_x un vecteur de la base utilisée dans l'espace réciproque, comme indiqué sur la Figure A-2.

De même, selon la direction XM on aura :

$$2\pi\gamma_x = a\mathbf{x} \cdot \left(\frac{\pi}{a}\mathbf{k}_x + k \sin(\theta)\mathbf{k}_y\right)$$

Où θ est l'angle formé entre le vecteur d'onde et l'axe \mathbf{k}_x . Donc :

$$2\pi\gamma_x = \pi, \quad (\text{V-6})$$

De la même manière on peut définir γ_x selon toutes les directions de la zone de Brillouin.

On reprend l'analyse en considérant, cette fois, les deux faces opposées perpendiculaires à l'axe y . Dans ce cas, le vecteur déplacement r est illustré sur la Figure A-3.

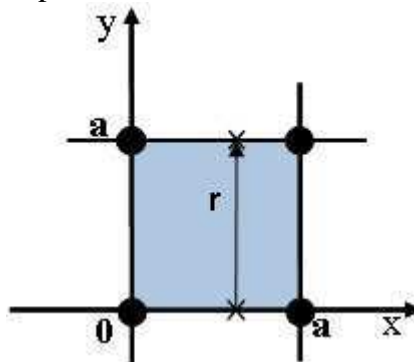


Figure A-3 : vecteur r dans la direction y

On appelle maintenant notre déphasage $2\pi\gamma_y$, et on refait la même analyse que précédemment, par exemple dans la direction ΓX :

$$2\pi\gamma_y = 0, \quad (\text{V-7})$$

Puis selon la direction XM :

Pourtour de la zone de Brillouin

$$2\pi\gamma_y = k \sin(\theta), \quad (V-8)$$

Et ainsi de suite afin de décrire le pourtour de la zone de Brillouin. La détermination des paramètres γ_x et γ_y correspond à la définition des conditions aux limites comme décrit dans la Figure A-4.

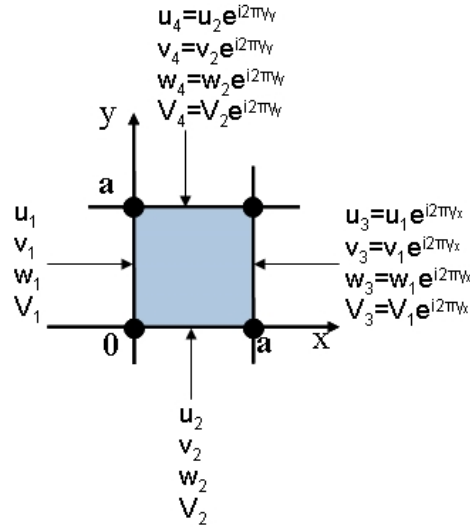


Figure A-4 : détermination des conditions aux limites périodiques pour une maille carrée

Le tableau suivant reprend les coordonnées des différents points de symétrie, dans le repère k et dans le repère γ .

	k	$(\gamma_x ; \gamma_y)$
Γ	$(0 ; 0)$	$(0 ; 0)$
X	$(\frac{\pi}{a} ; 0)$	$(0.5 ; 0)$
M	$(\frac{\pi}{a} ; \frac{\pi}{a})$	$(0.5 ; 0.5)$
Y	$(0 ; \frac{\pi}{a})$	$(0.5 ; 0.5)$

Pour parcourir le pourtour de la zone de Brillouin réduite dans un matériau isotrope de maille carrée, on fera donc varier γ_x entre 0 et 0.5 pendant que γ_y reste constant à 0, puis on laissera γ_y à 0.5 pendant que γ_x variera entre 0 et 0.5. Enfin, on fera varier simultanément γ_x et γ_y entre 0.5 et 0.

A.2 Mailles hexagonales

Les mailles en nid d'abeille ou triangulaire présentent une forme similaire, avec la même zone de Brillouin dans l'espace réciproque, on les traite ici en même temps. On applique ici le même raisonnement que précédemment. On considère deux faces opposées, comme décrit sur la Figure A-5, et on décrit le déphasage entre deux points face-à-face de ces surfaces comme étant $2\pi\gamma_a$.

Conclusion

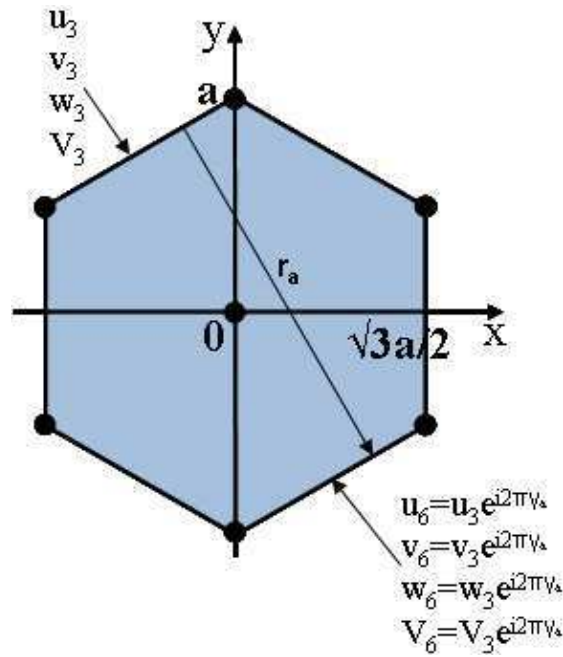


Figure A-5 : définition du paramètre γ_a

Cette fois, r_a n'est pas colinéaire à un axe de la base du repère réel. Il faut donc faire les projections. On en déduit que :

$$2\pi\gamma_a = \frac{a}{\sqrt{3}}k_x - ak_y, \quad (\text{V-9})$$

avec k_x et k_y les composantes du vecteur d'onde selon les axes de la base du repère dans l'espace réciproque, (k_x, k_y) .

De la même manière, on définit un paramètre γ_b , comme présenté sur la Figure A-6, et on obtient la formule :

$$2\pi\gamma_b = \frac{a}{\sqrt{3}}k_x + ak_y, \quad (\text{V-10})$$

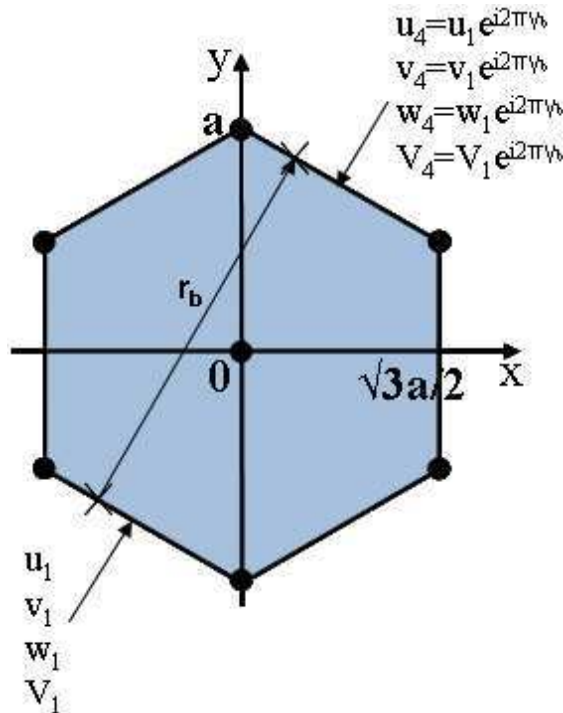


Figure A-6 : définition du paramètre γ_b

Pourtour de la zone de Brillouin

On se penche maintenant sur les deux dernières faces, en utilisant un paramètre γ_c , comme indiqué sur la Figure A-7.

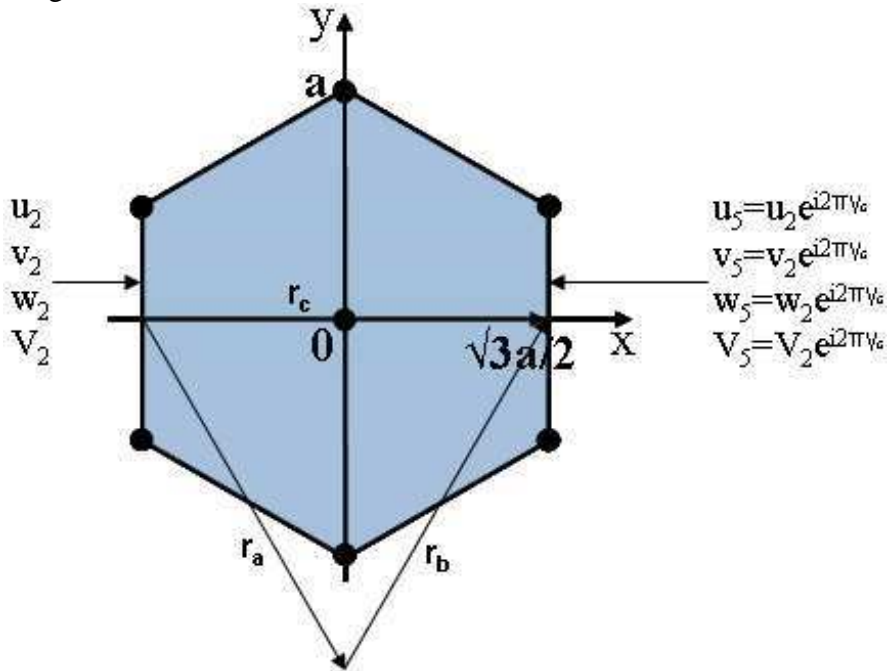


Figure A-7 : définition du paramètre γ_c

On remarque que le nouveau vecteur, r_c , est la somme des deux précédents, r_a et r_b :

$$\mathbf{r}_a + \mathbf{r}_b = \left(\frac{\sqrt{3}}{2}ax - \frac{3}{2}ay\right) + \left(\frac{\sqrt{3}}{2}ax + \frac{3}{2}ay\right)$$

$$\mathbf{r}_a + \mathbf{r}_b = \sqrt{3}ax = \mathbf{r}_c, \quad (\text{V-11})$$

donc :

$$2\pi\gamma_c = \mathbf{r}_c \cdot \mathbf{k} = (\mathbf{r}_a + \mathbf{r}_b) \cdot \mathbf{k} = 2\pi(\gamma_a + \gamma_b), \quad (\text{V-12})$$

On peut donc définir les conditions périodiques comme indiqué sur la Figure A-8 (a).

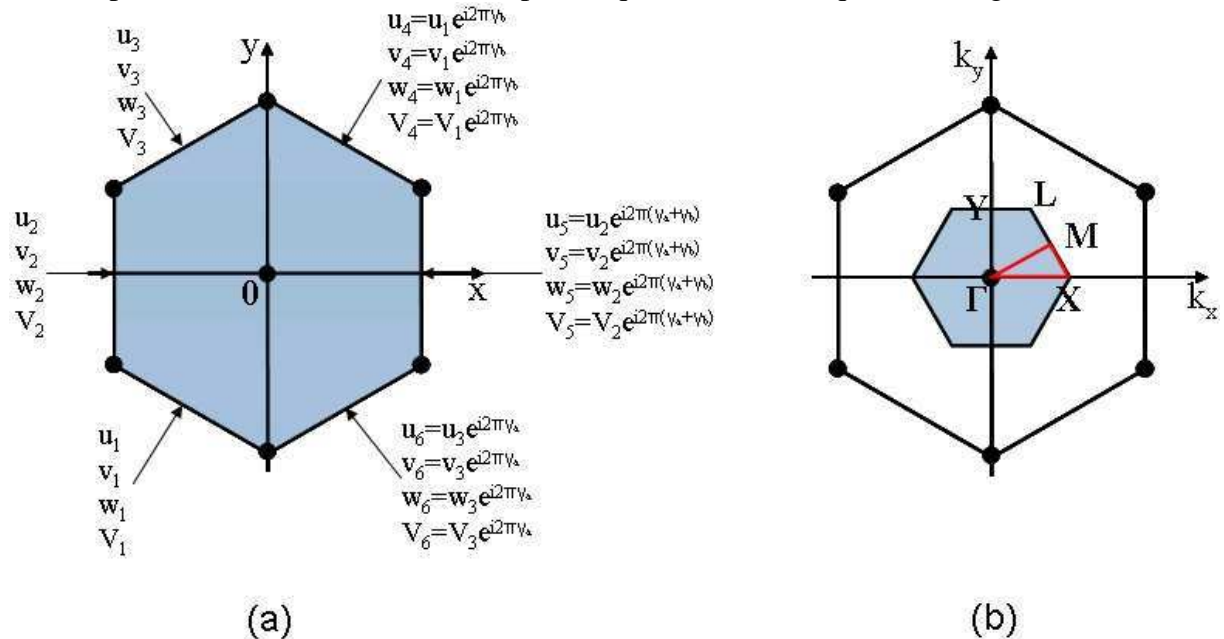


Figure A-8 : (a) définition des conditions périodiques appliquées sur les mailles hexagonales, (b) première zone de Brillouin et points de symétrie pour les mailles hexagonales

Conclusion

On peut, là encore, écrire les coordonnées des points de symétrie pour les deux types de paramètres.

	k	$(\gamma_a; \gamma_b)$
Γ	$(0; 0)$	$(0; 0)$
X	$(\frac{2\pi}{\sqrt{3}a}; 0)$	$(\frac{1}{3}; \frac{1}{3})$
M	$(\frac{\sqrt{3}\pi}{2a}; \frac{\pi}{2a})$	$(0; \frac{1}{2})$
L	$(\frac{\pi}{\sqrt{3}a}; \frac{\pi}{a})$	$(-\frac{1}{3}; \frac{2}{3})$
Y	$(0; \frac{\pi}{a})$	$(-\frac{1}{2}; \frac{1}{2})$

Résumé

Poursuivant l'essor des méta-matériaux micro-ondes et photoniques, les cristaux phononiques, organisations périodiques de matériaux acoustiquement différents présentant notamment des bandes d'arrêt, c'est-à-dire de plages de fréquences pour lesquelles aucun mode ne se propage dans la structure, laissent entrevoir des applications acoustiques hors de portée des technologies existantes. Dans cette thèse, nous visons des réalisations aux fréquences RF afin de viser des applications complémentaires des résonateurs ou des filtres acoustiques largement employés dans le domaine des transmissions sans fil.

Nous avons tout d'abord développé un procédé de fabrication simple permettant de réaliser des cristaux phononiques à deux dimensions à l'échelle micrométrique sur membrane piézoélectrique, afin de rendre ces systèmes compatibles avec les composants à ondes de Lamb développés au CEA-LETI pour des applications de filtrage de canal dans des architectures de transmission sans fil faible consommation. Ce procédé a été utilisé pour réaliser des cristaux phononiques, ainsi que des résonateurs à ondes de Lamb, ou à ondes de volume et des structures plus complexes comme par exemple des filtres passe-bande. Une étude paramétrique des composants à ondes de Lamb nous a permis d'affiner notre maîtrise de ces dispositifs, ce qui nous a été utile pour la mise au point des lignes à retard permettant de caractériser les propriétés de transmission acoustique des cristaux phononiques.

Du point de vue théorique, un modèle de simulation par éléments finis a été mis en place, dans un premier temps pour dimensionner les structures réalisées et prendre en compte les modifications apportées par la réalisation technologique. Nous avons ensuite réalisé des cristaux phononiques que nous avons caractérisés électriquement et optiquement, en collaboration avec l'Institut FEMTO-ST. Les mesures confirment la présence de bandes d'arrêt, aux fréquences attendues, mais d'une largeur *a priori* bien supérieure à celle prévue par la simulation. Une étude détaillée des diagrammes de bandes attribue ce phénomène à la présence de bandes sourdes dans le cristal ne pouvant être excitées par les transducteurs utilisés. Cet aspect est d'une importance critique dans le dimensionnement de cristaux phononiques en vue d'une utilisation dans des applications pratiques.

Mots-clés : cristaux phononiques, ondes de Lamb, bande d'arrêt, AIN

Abstract

In the straight line of photonic and microwave meta-materials, phononic crystals are foreseen to enable novel acoustic applications that existing technologies cannot reach. These phononic crystals are periodic organisation of acoustically different materials exhibiting, for example, stop bands, which means frequency ranges in which no wave can propagate in the structure. In this thesis we target RF frequencies in order to investigate applications complementary to the conventional resonators or filters widely used in mobile telecommunication systems.

We developed a simple process flow to realise micrometric two-dimensional phononic crystals on a piezoelectric membrane. These structures are fabricated along with Lamb wave devices studied in CEA-LETI for channel filtering in low consumption wireless transmission architectures, and with bulk wave resonators or more complex structures like band-pass filters. A parametric study of Lamb wave resonators sharpens our knowledge on these devices, which allow us to design and fabricate delay lines to characterise acoustic transmission properties of phononic crystals.

From a theoretical point of view we set up a simulation model using finite element method. This model was used to design the phononic crystal we realised, and to take into account the effects of the modifications brought by the technological realisation. We then fabricated phononic crystals, and electrically and optically characterised them, in collaboration with FEMTO-ST institute. Measurements confirmed the presence of band gaps at the targeted frequency, but over a wider frequency range than predicted by calculation. A detailed study of band diagrams is attributing this phenomenon to the presence of deaf bands, which cannot be excited by interdigitated fingers. This shows that the determination of these deaf bands is of critical importance in designing phononic crystals for practical applications.

Key words: phononic crystals, Lamb waves, band gap, AIN