HAL
open science

Étude d'un résonateur phononique à onde de surface pour des applications de capteurs de température et de déformation

Sébastien Aubert

To cite this version:

Sébastien Aubert. Étude d'un résonateur phononique à onde de surface pour des applications de capteurs de température et de déformation. Micro et nanotechnologies/Microélectronique. Université Bourgogne Franche-Comté, 2019. Français. NNT : 2019UBFCD008 . tel-02466891v2

HAL Id: tel-02466891

https://theses.hal.science/tel-02466891v2

Submitted on 7 Feb 2020

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.

THESE DE DOCTORAT DE L'ETABLISSEMENT UNIVERSITE BOURGOGNE FRANCHE-COMTE

PREPAREE A L'UNIVERSITÉ DE FRANCHE-COMTÉ

Ecole doctorale n°37

Sciences Pour l'Ingénieur et Microtechniques

Doctorat de microtechniques

Par

Sébastien Aubert

Étude d'un résonateur phononique à onde de surface pour des applications de capteurs de température et de déformation

Thèse soutenue à Besançon, le 13 juin 2019

Composition du Jury :

Omar Elmazria	Professeur des universités, HDR, Polytech Nancy Université de Lorraine	Examinateur
Sarah Benchabane	Chargé de recherche, CNRS Institut Femto-st	Examinateur
Emmanuel Le Clézio	Professeur, Université de Montpellier Institut d'Électronique et des Systèmes	Rapporteur
Abdelkrim Talbi	Maître de Conférences, HDR, École Centrale de Lille Institut d'Électronique, de Microélectronique et de Nanotechnologie	Rapporteur
Abdelkrim Khelif	Directeur de Recherche, CNRS Institut Femto-st	Directeur de thèse
Luc Chommeloux	Directeur Développement Produit SENSeOR SAS	Encadrant industriel

Sommaire

Introduction **8**

Chapitre 1. Etat de l'art sur la technologie des ondes acoustiques de surface . **11**

1.1. Introduction **11**

1.2. Généralités sur les ondes élastiques et les dispositifs SAW **11**

1.2.1. Propagation et génération des ondes élastiques 12

1.2.1.1. Principaux types d'ondes élastiques *12*

1.2.1.2. La génération des ondes élastiques *13*

1.2.2. Les principaux dispositifs SAW 15

1.2.2.1. Les lignes à retard *16*

1.2.2.2. Les résonateurs *16*

1.3. Application aux capteurs **18**

1.3.1. Généralités sur les capteurs SAW 18

1.3.1.1. Principe général de fonctionnement *18*

1.3.1.1. L'interrogation des capteurs SAW *19*

1.3.1.1. Les avantages de la technologie SAW *20*

1.3.2. Le cas des lignes à retard 20

1.3.2.1. Fonctionnement et méthode d'interrogation *20*

1.3.2.2. Avantages et inconvénients des lignes à retard *22*

1.3.2.3. Applications industrielles *23*

1.3.3. Le cas des résonateurs 24

1.3.3.1. Fonctionnement et méthode d'interrogation *24*

1.3.3.2. Avantages et inconvénients des résonateurs *28*

1.3.3.3. Applications industrielles *28*

1.3.4. Le dimensionnement d'un capteur, paramètres à considérer 29

1.3.4.1. Le choix du substrat et de l'orientation cristallographique *29*

1.3.4.2. Le choix de la métallisation *31*

1.3.4.1. La géométrie du dispositif SAW *34*

1.4. Etat de l'art des résonateurs SAW – performances actuelles **35**

1.4.1. Les résonateurs dans la bande ISM 433 MHz 35

1.4.2. Les résonateurs dans la bande FCC 900 MHz 36

1.4.3. Les résonateurs dans la bande ISM 2.45 GHz 36

1.4.4. Problèmes rencontrés dans les hautes fréquences 38

1.5. Conclusion de chapitre **39**

Chapitre 2. Dispositifs fondés sur les cristaux phononiques – Etat de l'art **40**

2.1. Introduction **40**

2.2. Définition macroscopique et généralités sur les cristaux phononiques **40**

2.2.1. Exemples macroscopiques de cristaux 42

2.2.2. Les cristaux phononiques à l'échelle microscopique 43

2.2.2.1. Propriétés recherchées *43*

2.2.2.2. Domaines d'application et exemples *43*

2.3. L'utilisation de structures phononiques dans les résonateurs SAW **46**

2.4. Modes de défaut phononiques **51**

2.4.1. Définition d'un guide d'ondes phononiques 51

2.4.2. L'intérêt du guide d'onde dans les résonateurs 53

2.5. Conclusion de chapitre **55**

Chapitre 3. Modélisation et outils de simulation **56**

3.1. Introduction **56**

3.2. Modélisation et simulation d'un réseau périodique d'électrodes métalliques déposées à la surface d'un substrat piézoélectrique **56**

3.2.1. Equations de base de propagation des ondes acoustiques 57

3.2.2. Comportement mécanique et piézoélectricité – modélisation par éléments finis 57

3.2.3. Fonction de green spectrale dans les milieux semi-infinis – éléments de frontière (BEM) 58

3.2.4. Calcul des courbes de lenteurs 59

3.2.5. Méthode par éléments finis (FEM) 59

3.2.6. Modèle périodique infini 60

3.3. Les techniques numériques de simulation des cristaux phononiques 61

3.3.1. Equations de base de propagation 61

3.3.1.1. Equations dans les solides 61

3.3.1.2. Les pertes dans le matériau 63

3.3.2. La résolution des problèmes liés cristaux phononiques 63

3.3.2.1. Classification par géométrie 64

3.3.3. Calcul du diagramme de dispersion 65

3.3.4. Méthode de superposition des ondes (MST) 67

3.3.5. Méthode de décomposition en ondes planes (PWE) 67

3.3.5.1. Diagramme de bandes 68

3.3.5.2. Les ondes évanescentes dans un cristal phononique 69

3.3.6. Méthode de calcul par éléments finis (FEM) 70

3.3.7. Les couches absorbantes parfaitement adaptées (PML) 72

3.4. Conclusion de chapitre 73

Chapitre 4. Caractérisation de structures phononiques par simulations numériques 74

4.1. Introduction 74

4.2. Propriétés élastiques des matériaux 75

4.3. Diagramme de bande d'une structure phononique formée de piliers 77

4.3.1. Modèle de simulation 77

4.3.2. Résultats et analyse 79

4.3.2.1. Cas de piliers en aluminium 79

4.3.2.2. Cas de piliers en nickel 80

4.4. Calcul de transmission acoustique à travers une structure phononique de longueur finie 81

4.4.1. Modèle de simulation 81

4.4.2. Résultats et analyse 82

4.4.2.1. Cas de piliers en aluminium 82

4.4.2.2. Cas de piliers en nickel 85

4.5. Ouverture d'un mode de propagation acoustique guidé 87

4.5.1. Définition et objectif 87
4.5.2. Modèle de simulation 87
4.5.3. Résultats et analyse 88
4.6. Calcul avancé du diagramme de bande et compréhension des mécanismes mis en jeux 89
4.6.1. Modèle de simulation 89
4.6.2. Résultats et analyse 90
4.7. Conception d'un résonateur phononique 91
4.7.1. Modèle de simulation 91
4.7.2. Résultats et analyse 92
4.8. Conception d'un résonateur par étude d'un mode de défaut 94
4.8.1. Modèle de simulation 94
4.8.2. Résultats et analyse 95
4.9. Conclusion du chapitre 98
Chapitre 5. Etude expérimentale, résultats et analyse 100
5.1. Introduction 100
5.2. Les techniques de fabrication 100
5.2.1. La photolithographie Lift-Off 100
5.2.1. L'électroformage nickel 101
5.3. Démarche expérimentale – différentes étapes de réalisation 102
5.4. Conception et réalisation de transducteurs large bande 104
5.4.1. Conception des transducteurs large bande 104
5.4.2. Etude expérimentale : résultats et analyse 111
5.4.3. Ajustement des paramètres de simulations 115
5.5. Réalisation des structures phononiques 118
5.5.1. Choix de la technique de réalisation des structures phononiques et des paramètres géométriques 118
5.5.1.1. Attribution des sous-bandes pour l'étude des bandes interdites 118
5.5.1.2. Synthèse des paramètres géométriques 120
5.5.1.3. Organisation du substrat 122

5.5.2. Performances des transducteurs large bande en espace libre 124

5.5.2.1. Mesures à l'analyseur de réseau sans fenêtrage temporel 124

5.5.2.2. Mesures à l'analyseur de réseau avec fenêtrage temporel 124

5.5.2.3. Post-traitement des mesures 125

5.5.3. Influence de la surface métallisée (cuivre) sur la propagation 126

5.5.4. Fabrication des structures phononiques 126

5.5.4.1. Synthèse des données géométriques mesurés au Microscopie Electronique à Balayage (MEB) 126

5.5.4.2. Imagerie au MEB 128

5.6. Analyse et interprétations des résultats de mesure : comparaison avec les simulations 130

5.6.1. Analyse des résultats de transmission, comparaison avec les simulations 130

5.6.1.1. Mesure de transmission pour hp/a = 0.3, r/a = 0.3 : Fenêtre 7 130

5.6.1.2. Mesure de transmission pour hp/a = 1.0, r/a = 0.3 : Fenêtre 6 133

5.6.2. Analyse des mesures des résonateurs phononiques 135

5.6.3. Caractérisations optiques 140

5.7. Conclusion de chapitre 143

Conclusion générale et perspectives 145

Bibliographie 148

Introduction

Les dispositifs à onde de surface (SAW) sont largement employés dans le domaine de l'instrumentation et de manière générale dans beaucoup d'appareils électroniques. Beaucoup étudiée depuis plusieurs décennies, cette technologie a connu un important essor grâce au développement des moyens de télécommunication, plus particulièrement de la téléphonie mobile ces trente dernières années. La technologie SAW, en comparaison de la technologie à ondes de surface, offre bien plus de degrés de liberté sur la manipulation des ondes. La réponse impulsionnelle peut ainsi être déterminée de façon précise par la disposition des électrodes. L'emploi de cette technologie été rendu possible par l'amélioration constante des procédés de fabrication des dispositifs en salle blanche, repoussant toujours plus loin les limites imposées par les dimensions critiques des motifs.

La température et la contrainte sont des paramètres physiques qui modifient les caractéristiques d'un dispositif SAW, de deux manières différentes : d'un point de vue mécanique en modifiant la vitesse de propagation dans le substrat, et d'un point géométrique par dilatation ou contraction. Alors que dans le cas d'un filtre, ce phénomène est néfaste puisque cela entraine une variation de la fréquence de fonctionnement, dans le cas d'une application capteur, c'est ce mécanisme particulier qui va être exploité. La technologie des capteurs SAW, bien plus récente que celle du filtrage, a ainsi pour origine cette constatation. Les principaux avantages de cette technologie, par rapport au RFID (Radio Frequency Identification) par exemple, concernent la robustesse dans des environnements difficiles (haute température, haute tension…), et la possibilité d'interroger à distance sans fil, avec un fonctionnement autonome sans alimentation externe avec une durée de vie infinie.

Cette thèse a été initialisée par l'initiative de SENSeOR en partenariat avec FEMTO-ST, dans le cadre d'une convention CIFRE. Me concernant, elle fait suite à une courte période d'activité à SENSeOR en tant que stagiaire puis ingénieur en conception SAW, ce qui m'a permis d'acquérir une certaine expérience dans ce domaine avant le début de la thèse. D'un point de vu géographique, celle-ci s'est déroulée en grande partie dans les locaux de SENSeOR, à Valbonne, avec des séjours réguliers dans les locaux de FEMTO-ST, à Besançon, plus particulièrement dans le département Micro Nano Sciences et Systèmes (MN2S).

SENSeOR est une entreprise spécialisée dans la conception et la fabrication de capteurs SAW pour la mesure de température et de contrainte. Elle est issue du rachat des activités capteurs de l'entreprise TEMEX, elle-même issue anciennement de Thales Microsonics. Depuis toujours en partenariat avec les laboratoires de recherche publiques, anciennement avec le LPMO (Laboratoire de Physique et Métrologie des Oscillateurs) et maintenant avec FEMTO-ST, SENSeOR a ainsi une grande expertise dans ce domaine et de nombreux brevets associés. Deux technologies sont disponibles pour concevoir des capteurs SAW, les lignes à retard et les résonateurs, qui sont chacune détaillées plus loin dans ce document. L'activité principale repose sur l'emploi des résonateurs en tant que briques de base pour la conception de capteurs.

La fonction capteur repose sur l'exploitation de la variation de fréquence des résonateurs qui dépend de la grandeur mesurée. Les bandes de fréquences disponibles pour développer les capteurs sont très limitées. Majoritairement, nous exploitons la bande ISM 433 MHz pour le marché européen, et FCC 900 MHz pour le marché américain (continent). La bande ISM à 433 MHz est étroite (1.74 MHz), ce qui contraint énormément le développement de capteurs. La bande ISM 2.45 GHz est également disponible, la largeur de bande relative est de 4%, contre 0.4% dans le cas de la bande ISM 433 MHz. Elle constitue ainsi une bande de fréquence très attractive, mais reste difficilement exploitable du fait de la fréquence de fonctionnement élevée. A ces fréquences de fonctionnement, plusieurs problèmes se posent : les dimensions critiques limites sont atteintes ce qui rend la fabrication des dispositifs difficile, par ailleurs, le facteur de qualité chute proportionnellement avec la fréquence de fonctionnement. Ce dernier point est pénalisant dans le cadre d'une interrogation sans fil car c'est un paramètre qui limite fortement la distance d'interrogation. Or, pour une technologie donnée, le facteur de mérite (produit du facteur de qualité et de la fréquence de fonctionnement) est constant. Ainsi, accroitre le facteur de qualité pour une fréquence de fonctionnement donnée implique d'envisager l'emploi d'une autre technologie.

L'objectif de la thèse est d'étudier les possibilités et performances d'une technologie récente fondée sur les bandes interdites de propagation : les cristaux phononiques. Cette technologie désigne de manière générale l'ensemble des matériaux possédant des structures arrangées périodiquement, et permettent de contrôler la propagation des ondes élastiques. En effet, sous certaines conditions, il est possible de concevoir des structures dans lesquelles la propagation des ondes élastiques est impossible pour des gammes de fréquences données, on parle de bandes de fréquences interdites. Ces bandes interdites peuvent s'ouvrir grâce à deux mécanismes : par les interférences constructives et destructives de Bragg liées aux changement brutal d'impédance mécanique, ou bien par résonances locales des motifs composant la structure phononique. Les bandes interdites de Bragg peuvent s'ouvrir pour des longueurs d'onde du même ordre de grandeur que la périodicité de la structure phononique. L'ouverture de bandes interdites par résonances locales peut se faire pour des longueurs d'onde bien différentes de la périodicité de la structure. En combinant les deux phénomènes, il est possible d'ouvrir des bandes interdites ayant une largeur relative importante. Par conséquent, une onde incidente sur la structure phononique avec une fréquence incluse dans une bande interdite sera totalement réfléchie. Cette propriété peut ainsi être exploitée dans une application de type résonateur ou l'objectif est de créer une cavité acoustique résonante, en remplaçant les miroirs de Bragg classiques par une structure phononique.

Bien que l'objectif final soit la réalisation d'un dispositif à très haute fréquence, dans la bande ISM 2.45 GHz, cet objectif ne peut pas être atteint en raison des limites technologiques en photolithographie UV en salle blanche MIMENTO. L'objectif se limite donc à la réalisation de dispositifs avec des fréquences de fonctionnement maximales de 450 MHz environ.

Le rapport de thèse se compose de cinq chapitres qui sont succinctement décrits ci-dessous.

Le premier chapitre est consacré à l'état de l'art et aux généralités sur la propagation des ondes acoustiques de surface, en expliquant le phénomène de la piézoélectricité. Le principe de fonctionnement des deux grands types

de dispositifs SAW, résonateurs et lignes à retard, utilisés pour des applications capteur est détaillé. Enfin un état de l'art sur les performances des résonateurs SAW obtenues actuellement est présenté, notamment à travers les différents travaux réalisés dans le cadre de projets à SENSeOR.

Le second chapitre, à l'instar du premier chapitre, est consacré à l'état de l'art sur les cristaux phononiques. Leur définition y est donnée et illustrée par plusieurs exemples de réalisations ou études théoriques, en y incluant les différents domaines d'application.

Le troisième chapitre expose les techniques de modélisation et outils de simulations numériques, utilisés pour caractériser la propagation des ondes acoustiques dans les matériaux cristallins piézoélectriques, et les propriétés mécaniques particulières des cristaux phononiques.

Le quatrième chapitre est dédié à la caractérisation et à l'optimisation des structures phononiques grâce aux outils de simulation. En particulier, les mécanismes d'ouverture des bandes interdites sont expliqués et illustrés. La conception d'un résonateur phononique, objectif principal de cette étude, y est détaillée étape par étape.

Le dernier chapitre est consacré à l'étude expérimentale. Après une description des techniques de fabrication, employées dans le cadre de cette étude pour la réalisation des structures phononiques, on y trouvera en particulier une discussion des résultats de mesure obtenus. L'analyse de ces résultats permettent ainsi, par comparaison avec les simulations, de comprendre les mécanismes mis en jeux, ce qui est essentiel pour poursuivre les travaux d'optimisation de la structure.

Enfin, une conclusion clôture ce manuscrit de thèse, incluant des perspectives pour une éventuelle poursuite de ces travaux.

Chapitre 1. Etat de l'art sur la technologie des ondes acoustiques de surface

1.1. Introduction

Le terme SAW est l'abréviation en anglais de « Surface Acoustic Wave » qui signifie « Onde Acoustique de Surface », il sera régulièrement utilisé tout au long de ce document pour désigner cette technologie. Ce premier chapitre est consacré dans un premier temps à un état de l'art et à des généralités sur la propagation des ondes acoustiques de surface. Les deux principaux types d'ondes pouvant être générés en surface sont les ondes à polarisation transverse (abrégée STW, de l'anglais Shear Transverse Wave) et les ondes de Rayleigh, dont les déplacements sont contenus dans le plan sagittal et sont polarisés principalement perpendiculairement à la direction de propagation. Ce dernier type d'onde est majoritairement employé dans les dispositifs SAW, son comportement est précisément simulé et permet de réaliser des dispositifs à faible pertes. Le phénomène de piézoélectricité, qui est le fondement sur lequel s'appuie cette technologie, sera expliqué en détail à travers notamment le fonctionnement des deux grands types de dispositifs SAW : résonateurs et lignes à retard, majoritairement utilisés pour des applications capteurs. Ce champ d'application sera l'objet d'une attention particulière, par l'étude du principe général de fonctionnement, des méthodes d'interrogation et des avantages et inconvénients liées à cette technologie. Nous aborderons les principales techniques utilisées et les paramètres à considérer pour la conception d'un dispositif SAW. Enfin un état de l'art sur les performances des résonateurs obtenues actuellement est présenté, notamment à travers les différents travaux réalisés dans le cadre de projets à SENSeOR.

1.2. Généralités sur les ondes élastiques et les dispositifs SAW

Cette partie a pour objectif de fournir toutes les définitions nécessaires à la compréhension de ce mémoire ainsi que l'état de l'art. Cette section ne contiendra pas beaucoup de références à des documents scientifiques externes, la plupart des informations renseignées ici sont issues de documents internes à la société SENSeOR et Temex (anciennement). Nous commencerons par présenter les différents types d'ondes élastiques pouvant se propager dans un milieu solide. Nous expliquerons ensuite le phénomène de piézoélectricité et la génération des ondes acoustiques. Nous verrons ensuite les applications liées à l'emploi de cette technologie.

1.2.1. Propagation et génération des ondes élastiques

Cette section a pour but d'aborder les notions élémentaires sur les principaux types d'ondes élastiques. L'essentiel des éléments de cette section sont issues des ouvrages d'E. Dieulesaint et D. Royer **[1]**. Nous parlerons ici uniquement des ondes élastiques de surface dans les milieux solides. Ces derniers peuvent se classer selon deux groupes :

- Les solides isotropes, dont les caractéristiques physiques ne dépendent pas de la direction considérée. C'est le cas des solides amorphes.
- Les solides anisotropes dont les caractéristiques de propagation des ondes dépendent de la direction considérée. C'est le cas des cristaux, du fait de l'arrangement régulier et périodique des constituants.

Certains cristaux aux symétries particulières possèdent la propriété de réagir mécaniquement sous l'effet d'un champ électrique et réciproquement, ils sont dits piézoélectrique. Cette caractéristique est détaillée plus loin dans ce document.

Les milieux de propagation utilisés dans le cas d'un dispositif SAW sont le plus souvent anisotropes pour plusieurs raisons :

- Le cristal piézoélectrique employé pour générer l'onde élastique sert généralement aussi de milieu de propagation pour l'onde acoustique. Ce n'est cependant pas toujours le cas, notamment dans le cas de structure multicouche. Généralement, l'oxyde de zinc ou du nitrure d'aluminium sont utilisés en couche mince pour leurs bonnes propriétés piézoélectriques **[2]**.
- Du fait de la structure plus ordonnée que dans un milieu amorphe, les pertes de propagation élastiques associées sont plus faibles.

1.2.1.1. Principaux types d'ondes élastiques

Dans un solide isotrope aux dimensions infinies, deux types d'ondes, dite de volume, peuvent se propager :

- Une onde constituée de mouvement de compression et de dilatation. La polarisation est longitudinale, le mouvement des particules est parallèle à la direction de propagation.
- Une onde constituée de mouvement de cisaillement. La polarisation est transversale, le mouvement des particules est perpendiculaire à la direction de propagation.

Dans un solide anisotrope, trois types d'ondes peuvent se propager :

- Une onde dite quasi longitudinale car la polarisation forme un angle $\alpha < \pi/4$ avec la direction de propagation
- Une onde quasi-transversale rapide
- Une onde quasi-transversale lente

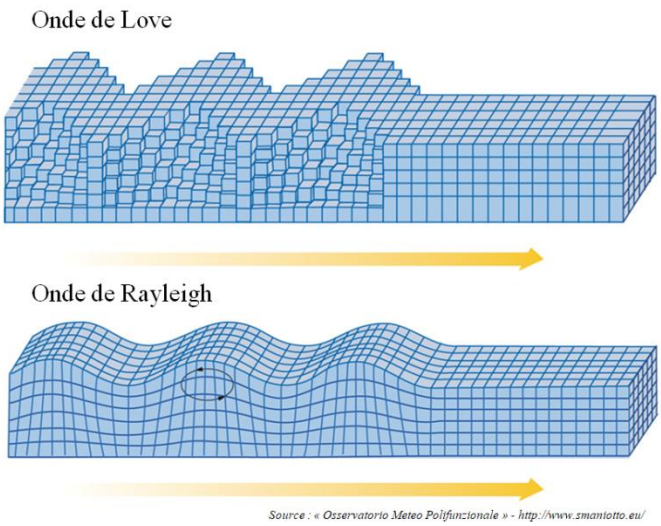


Figure 1-1 : Représentation des déformations dans le solide pour l'onde de Love et l'onde de Rayleigh. Les flèches jaunes indiquent la direction de propagation [3].

Dans le cas d'un solide anisotrope, des directions particulières sont généralement choisies pour lesquelles le vecteur d'énergie est parallèle au vecteur d'onde, comme dans le cas d'un solide isotrope. Les modes de propagation associés sont dits modes purs.

Dans le cas particulier des ondes acoustiques de surfaces (SAW), dans un milieu semi-infini (épaisseur du substrat très grande devant la longueur d'onde), deux grands types d'ondes peuvent se propager illustrées dans la **Figure 1-1** :

- L'onde de Rayleigh : dans le cas d'un milieu anisotrope, c'est une onde à trois composantes. Elle se résume à deux composantes dans le cas d'un milieu isotrope planaire semi infini. L'extrémité du vecteur de polarisation décrit une ellipse contenue dans un plan incliné par rapport au plan sagittal. Elle est très employée car facile à générer. L'effet de déformation en profondeur dans les matériaux n'est visible qu'à une distance d'une longueur d'onde λ environ, l'amplitude des déplacements décroit de façon exponentielle dans la profondeur du solide. Il est ainsi nécessaire, pour éviter que le fond du substrat n'ait un impact sur sa propagation, que l'épaisseur de ce dernier soit au moins équivalente à 20 longueurs d'ondes. L'épaisseur de substrat est alors considérée comme ayant une épaisseur semi-infinie.
- Les ondes de Love : semblable aux ondes sismiques les plus destructrices, c'est une onde de cisaillement transversale horizontale.

1.2.1.2. La génération des ondes élastiques

La piézoélectricité consiste à transformer une énergie électrique en énergie mécanique ou inversement selon le domaine d'utilisation. Les applications liées à cette technologie sont très variées et offrent de nombreuses possibilités (Radar, Sonar, détection de failles…).

Les dispositifs employant cette technologie sont appelés dispositifs piézoélectriques. Il en existe deux grands types :

- Les dispositifs à ondes de volume, les premières applications s'appuient sur cette technologie, les ondes mécaniques évoluent dans le cœur du milieu de propagation. Du fait de leur vitesse de propagation très élevée, elles sont technologiquement faciles à générer (dimensions critiques plus importantes).
- Les dispositifs à ondes de surface, dont leurs réalisations ont été permises grâce aux avancées technologiques de type planaire (procédés de microlithographie, dépôt et gravures de couches métalliques) de ces dernières décennies ainsi que la synthèse de haute qualité de substrat piézoélectrique.

Dans cette étude nous nous pencherons uniquement sur les dispositifs à ondes de surface. Les avantages principaux de cette technologie par rapport aux dispositifs à ondes de volumes sont :

- La possibilité d'accès en tout point au chemin de propagation
- La liberté d'agir sur le trajet acoustique et de la géométrie des transducteurs

La principale avancée dans ce domaine concerne la première réalisation expérimentale de peignes interdigités (PID) par White et Voltmer **[4]**. Un PID est constitué d'un réseau d'électrodes métalliques qui sont alternativement reliées à deux bus entre lesquels une différence de potentiel électrique est appliquée. Avec ce dispositif on peut générer directement une onde de surface en utilisant l'effet piézoélectrique. La figure suivante décrit la géométrie d'un PID.

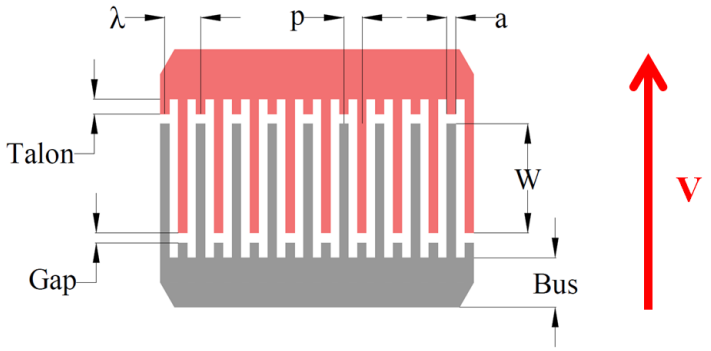


Figure 1-2 : Illustration d'un transducteur piézoélectrique à 2 doigts par longueur d'onde, incluant les différents paramètres géométriques. La flèche rouge représente la différence de potentiel (alternative) à appliquer aux bornes de ce dernier pour exciter l'onde.

Les différents paramètres le décrivant sont les suivant :

- L'ouverture acoustique notée W : elle représente la partie effective du PID, c'est-à-dire la largeur correspondant à la zone d'excitation de l'onde acoustique.
- Le talon : à l'inverse de l'ouverture acoustique, il n'y a pas d'excitation d'onde acoustique dans cette zone. Cependant, des ondes acoustiques peuvent être présentes dans cette zone à cause du phénomène de diffraction. Le talon doit être suffisamment grand pour éloigner l'onde acoustique des bus avec lesquels il pourrait se produire une interaction néfaste qui est aujourd'hui mal simulée.
- Le gap : correspond à l'espace non métallisé entre l'extrémité des électrodes et les talons. La taille de ces espaces doit être au moins supérieure à l'espace inter-électrode qui est la dimension critique du dispositif.

- Les bus : ce sont des métallisations qui assurent le contact électrique entre les différentes électrodes. Ils doivent suffisamment large pour ne pas engendrer de pertes ohmiques. Une recharge de métallisation y est souvent appliquée pour limiter les pertes ohmiques, il faut cependant que cette recharge soit suffisamment éloignée de la zone active pour éviter toute perturbations néfastes.
- La période notée p : elle correspond à la moitié de la longueur d'onde λ.
- La largeur de métallisation notée a : elle correspond à la largeur des électrodes. Ce paramètre est généralement décrit par la largeur de métallisation relative a/p. Généralement proche de 0.5, elle peut être optimisée pour par exemple limiter les dispersions de fabrication, augmenter le coefficient de réflexion (notamment dans le cas des réflecteurs) ….
- Le nombre de paires d'électrodes : il est choisi pour atteindre l'impédance recherchée. Le plus souvent, le transducteur est adapté sur 50 Ω, ce qui correspond à l'impédance d'entrée des analyseurs de réseau. Le choix du nombre d'électrodes dépend essentiellement du couplage électroacoustique du matériau.

Les ondes acoustiques sont excitées dans le sens du champ électrique, c'est-à-dire perpendiculairement aux électrodes.

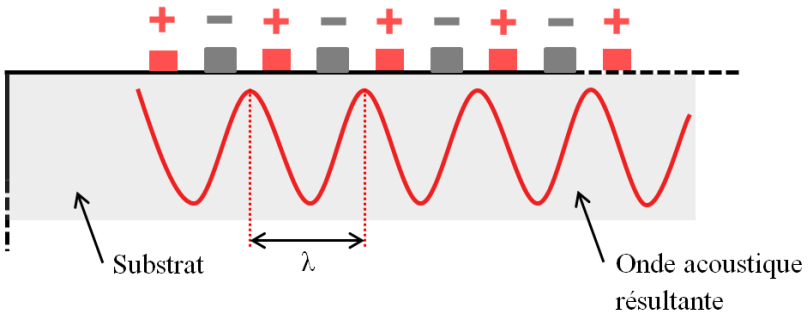


Figure 1-3 : Représentation en coupe d'un transducteur sur un substrat piézoélectrique. La courbe de forme sinusoïdale en rouge représente schématiquement le déplacement induit par l'excitation.

La **Figure 1-3** illustre l'onde acoustique générée lorsqu'une différence de potentiel est appliquée sur le PID. L'espacement des branches du PID détermine la fréquence d'utilisation du système. En effet, en connaissant la vitesse de propagation v de l'onde dans le milieu considéré et en sachant que l'espacement des branches du PID correspond à la longueur d'onde λ, la fréquence de résonance se déduit de la manière suivante :

$$f_0 = \frac{v}{\lambda} = \frac{v}{2p} \ . \qquad \textbf{Équation 1-1}$$

1.2.2. Les principaux dispositifs SAW

Il existe deux grands types de dispositifs SAW utilisés pour la conception des capteurs : les lignes à retards et les résonateurs. Les lignes à retards sont décrites dans le domaine temporel alors que les résonateurs sont décrits

dans le domaine fréquentiel. Les principes de fonctionnement des deux dispositifs sont brièvement décrits dans cette section **[5][14]**.

1.2.2.1. Les lignes à retard

Les lignes à retard peuvent être simple port ou double-ports. Les lignes à retard double ports sont utilisées dans le cas d'une connexion filaire. Dans le cadre d'une utilisation de type capteur sans fil, seules les lignes à retard simple port sont utilisées. Nous nous limiterons donc à présenter le fonctionnement de ces dernières dans le cadre de ce travail.

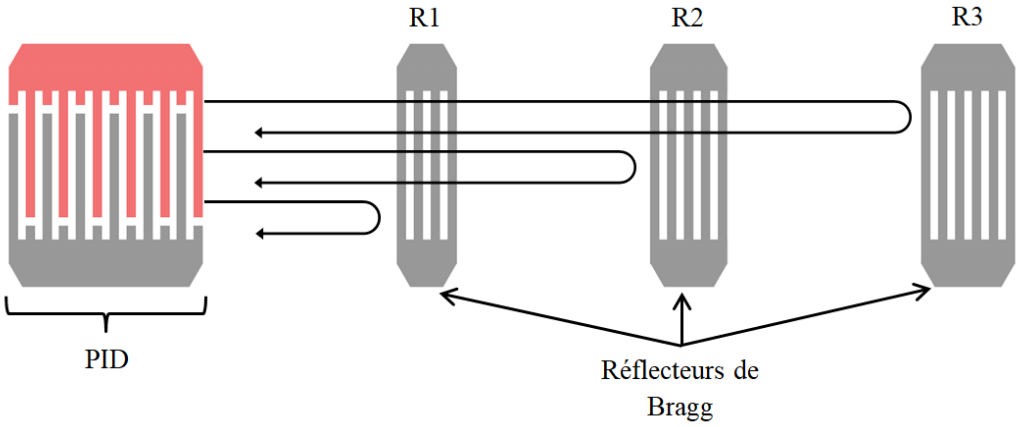


Figure 1-4 : Schéma de principe simplifié d'une ligne à retard simple port.

La structure d'une ligne à retard simple port est la suivante : un PID placé sur un substrat piézoélectrique avec au moins deux réflecteurs de Bragg placés à des distances différentes du transducteur. Contrairement au PID, les réflecteurs se composent d'électrodes métalliques court-circuitées. Deux configurations existent : les réflecteurs peuvent être placés du même côté ou de chaque côté du transducteur. Dans le cas où les réflecteurs sont placés du même côté, la taille du dispositif est minimisée, en revanche, les pertes d'insertion sont maximisées puisque seule l'onde acoustique émise par le PID du côté des réflecteurs est utile. La moitié de la puissance acoustique est donc perdue. Des travaux de V. Plessky et al **[6]** ont cependant permis de mettre des transducteurs électroacoustiques favorisant l'émission acoustique dans une direction donnée. Dans le cas où les réflecteurs sont placés de chaque côté du PID, toute la puissance acoustique émise par le PID est utilisée, en revanche, la taille de celui est accrue.

1.2.2.2. Les résonateurs

Les résonateurs SAW sont couramment utilisés dans le traitement du signal comme brique de base pour les filtres à résonateurs utilisant des couplages acoustiques **[7]** ou électriques **[8]**. Ils sont également utilisés dans les oscillateurs **[9]**. Comme les lignes à retard, ils peuvent être simple-port ou double-ports. Dans le cadre d'une utilisation de type capteur, seuls les résonateurs simple-port sont utilisés.

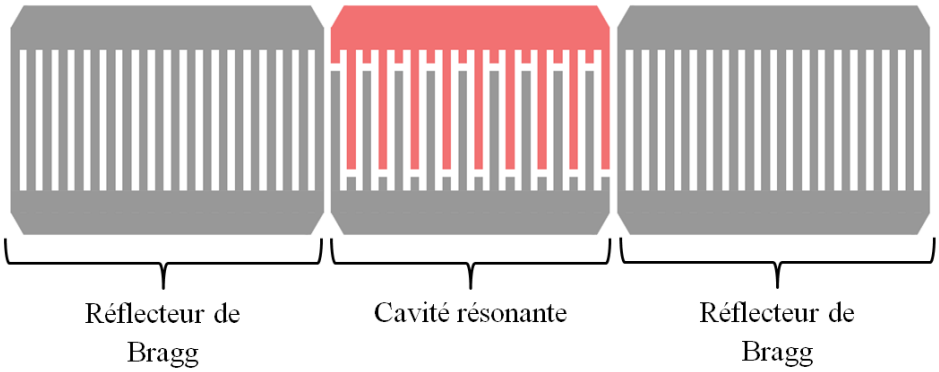


Figure 1-5 : Représentation d'un résonateur simple port. Le PID au centre est entouré de chaque côté par les réflecteurs de Bragg.

Il s'agit d'exciter certains modes de vibration stationnaires à l'intérieur d'une cavité acoustique (ou cavité résonante). Cette dernière se compose d'un PID placé sur substrat piézoélectrique (quartz par exemple) entouré par deux ensembles de réflecteurs (ou miroirs) de Bragg composés d'électrodes métalliques court-circuitées. Le coefficient de réflexion de chaque miroir est la somme de deux contributions :

- une purement électrique, liée au changement de conditions électriques sous l'électrode,
- une mécanique, liée au changement de topologie sous l'électrode (effet de masse).

Si les électrodes des réflecteurs ont la même période que celle du transducteur, le résonateur est dit synchrone, dans le cas contraire le résonateur est dit asynchrone. Dans la majorité des cas, l'asynchronisme permet de maximiser le coefficient de réflexion des miroirs et d'éliminer certains modes transverses. Dans le cas d'un résonateur asynchrone, la différence de période entre le PID et les réflecteurs est faible, toujours inférieure à 1%. La fréquence de résonance d'un résonateur SAW s'exprime de la manière suivante :

$$f_r = \frac{v}{2p} \; avec \; p = \frac{\lambda}{2} \; .$$

Elle dépend de v, la vitesse de l'onde acoustique en surface du substrat, et p, la période du réseau d'électrodes. La résonance est dite mécanique car les déplacements mécaniques localisés en surface de la cavité sont maximums. D'un point de vue électrique on définit :

- La fréquence de résonance : correspond au maximum de réponse électrique, donc au maximum de la conductance, et coïncide avec la résonance mécanique du système.
- La fréquence d'antirésonance : elle correspond au maximum d'impédance et coïncide avec le point d'annulation des vibrations acoustique. Les déplacements mécaniques en surface sont quasi-nuls.

L'écart relatif entre la fréquence de résonance et la fréquence d'antirésonance est caractéristique du couplage piézoélectrique du substrat. L'étude de la réponse électrique du résonateur SAW permet d'établir un schéma électrique équivalent approximant son comportement. Le modèle est celui de Butterworth Van-Dyke (BVD) **[10]**, le schéma est présenté ci-dessous :

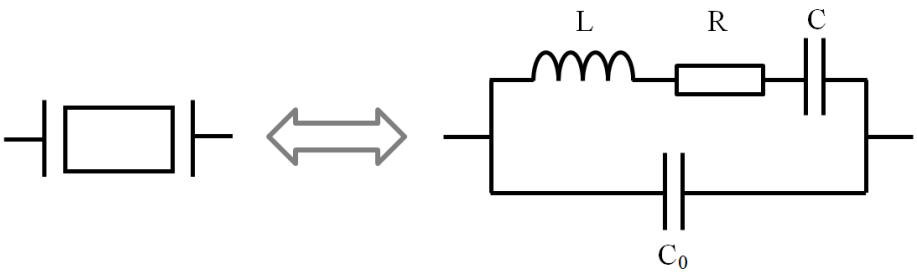


Figure 1-6 : Schéma électrique équivalent d'un résonateur, ou modèle de Butterworth Van-Dyke (BVD).

Il se compose de la mise en série d'une inductance L, une résistance R et une capacité C, dite capacité « motionnelle », le tout en parallèle avec une capacité C_0 dite capacité statique. Cette dernière est surtout liée à la nature diélectrique du substrat et la proximité des électrodes de polarité opposée. Le circuit RLC série représente le circuit résonant bien connu en électronique, L et C définissent la fréquence de résonance, R est caractéristique des pertes de propagation, et donc l'amortissement.

La fréquence de résonance s'exprime de la manière suivante :

$$f_r = \frac{1}{2\pi\sqrt{LC}}.$$ **Équation 1-2**

Le facteur de qualité se définit par :

$$Q = \frac{\omega_r L}{C} = \frac{f_r}{\Delta f},$$ **Équation 1-3**

Δf désigne la largeur fréquentielle à mi-hauteur. Ces deux définitions permettent d'en déduire un paramètre essentiel : le facteur de mérite. Il est constant pour une technologie donnée et se définit par l'équation suivante :

$$M = Q \cdot f_r .$$ **Équation 1-4**

L'augmentation de la fréquence de travail conduit ainsi à une diminution du facteur de qualité. Nous verrons dans la suite de ce document que, dans le cas des capteurs, ce dernier est un paramètre critique agissant directement sur ses performances et sa capacité à être interrogé.

1.3. Application aux capteurs

1.3.1. Généralités sur les capteurs SAW

1.3.1.1. Principe général de fonctionnement

Le capteur SAW permet de transformer une grandeur physique (température, contrainte mécanique, …) en un signal électrique exploitable et mesurable. Par leur nature purement passive, ces capteurs présentent un fort

intérêt dans le cas d'environnements sévères (forts champs électromagnétiques, haute température, …) Il s'agit d'exploiter la sensibilité des dispositifs SAW aux variations environnementales alors que ces effets (température, pression, …) sont des effets que l'on cherche à minimiser dans le cas des applications filtrage en particulier.

Un dispositif SAW peut être affecté sur sa géométrie (déformation mécanique) ou sur ses propriétés physiques (état de surface, élasticité du matériau). Tous ces phénomènes vont avoir un impact sur le comportement du composant. Dans le cas d'un résonateur, la sensibilité de la fréquence de résonance aux conditions de propagation en surface permet de concevoir des capteurs SAW précis.

1.3.1.1. L'interrogation des capteurs SAW

Le système pour interroger les capteurs se compose d'un transmetteur (appelé également lecteur) muni d'une antenne émettrice/réceptrice (configuration mono-statique) selon le schéma de principe présenté en **Figure 1-7** ci-dessous. Les dimensions de l'antenne lecteur et du capteur dépendent essentiellement de la taille de l'élément rayonnant qui est conditionnée par la fréquence de fonctionnement du système. La conception de l'antenne lecteur est régie par la maximisation de l'accord électrique (minimisation du rapport d'ondes stationnaires) entre le lecteur et son antenne tout en tenant compte des contraintes d'encombrement afin de maximiser la distance d'interrogation. La conception de l'antenne du capteur est plus complexe puisqu'elle repose sur l'optimisation d'un compromis entre la minimisation du tirage en fréquence (phénomène parasite lié aux variations environnementales autour du capteur voir **1.3.2.2**) et la maximisation de la distance d'interrogation.

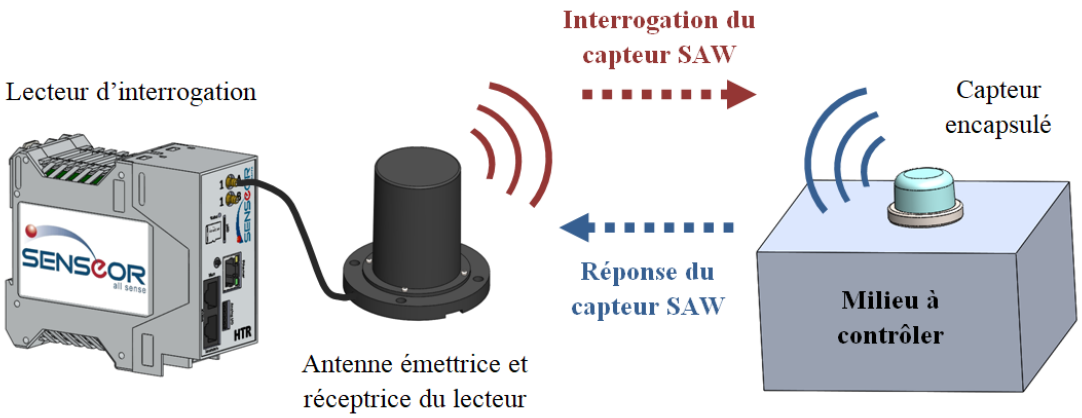


Figure 1-7 : Schéma de principe d'interrogation d'un capteur SAW.

La méthode d'interrogation s'apparente aux techniques R.A.D.A.R (de l'anglais Radio Detection and Ranging). Le lecteur émet une impulsion RF dont les caractéristiques dépendent de la nature du capteur à interroger. Ce dernier reçoit le signal par l'intermédiaire de son antenne de réception. L'énergie ainsi récupérée par le capteur va être transformée en onde acoustique de surface puis réémise sous forme d'ondes électromagnétiques par la même antenne jusqu'au lecteur. Le signal électrique reçu par le lecteur est filtré et traité de manière à en tirer

les informations nécessaires (mesure d'amplitude, transformée de Fourier…). Le traitement de signal effectué dépend du type de capteur, de la méthode d'interrogation choisie et de la puissance de calcul du lecteur.

1.3.1.1. Les avantages de la technologie SAW

L'avantage de cette technologie par rapport à d'autres technologies concurrentes sans fils (capteurs RFID, technologie infrarouge…) est la forte résistance aux conditions environnementales :

- Résistance aux hautes températures : un capteur SAW ne contient pas de composant électronique sur silicium contrairement aux autres technologies. La température maximale d'utilisation est limitée par les matériaux permettant l'encapsulation du dispositif SAW. Elle peut être également limitée, mais plus rarement, par la température de Curie du substrat. A partir de cette température le substrat perd sa propriété piézoélectrique. Sa valeur est différente selon le matériau piézoélectrique, cela peut donc être un critère de choix suivant l'application visée.
- Résistance aux champs électriques : les capteurs sont capables de fonctionner à proximité de conducteurs haute tension (jusqu'à 400 kV). Une inductance parallèle est généralement ajoutée entre le résonateur SAW et son antenne pour le protéger des pics de tension trop élevés.

L'ensemble de ces caractéristiques sont des critères de choix en faveur de la technologie SAW.

1.3.2. Le cas des lignes à retard

1.3.2.1. Fonctionnement et méthode d'interrogation

La structure d'une ligne à retard est décrite dans la section **1.2.2.1**. Le principe de fonctionnement est le suivant : une impulsion de courte durée (environ 100 ns) est émise par le lecteur, le PID convertit cette énergie en onde acoustique de courte durée. L'onde acoustique est ensuite interceptée partiellement par les différents réflecteurs qu'elle rencontre puis partiellement réfléchie par chacun d'eux. Ces différentes réflexions acoustiques sont ensuite réceptionnées par le PID qui convertit l'énergie mécanique en énergie électrique. Cette série de pulses réémise est ensuite reçu par le lecteur puis traité **[11]**. Les réflexions acoustiques sont séparées de quelques centaines de nanosecondes voire quelques microsecondes. Dans le cas d'une ligne à retard simple port, le PID qui sert à émettre l'onde sert également à la recevoir après réflexions.

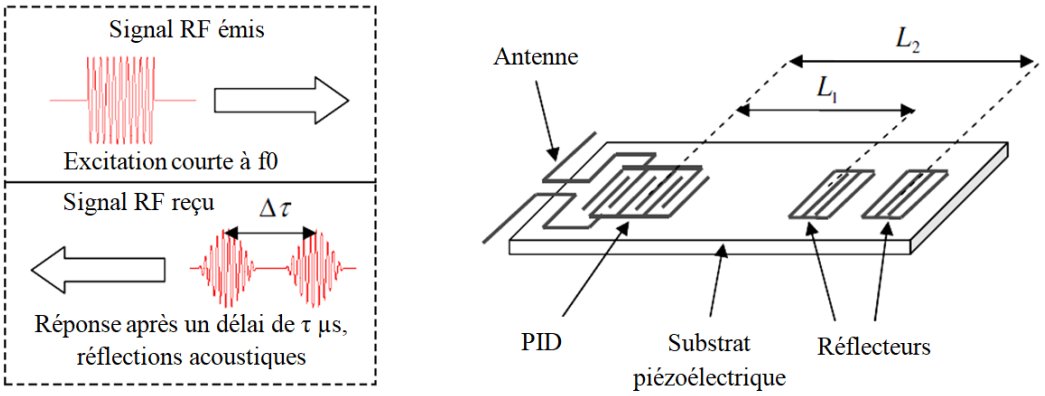


Figure 1-8 : Schéma de principe illustrant la méthode d'interrogation d'une ligne à retard.

Afin d'éviter l'impact de la distance d'interrogation ou des possibles réflexions multiples dans l'environnement de mesure, ce ne sont pas les retards absolus qui sont utilisés pour la mesure mais les retards relatifs. Ainsi, généralement, le premier réflecteur sert de référence pour déterminer les retards relatifs.

Les différents retards relatifs sont affectés par la grandeur physique (ici la température) de la façon suivante,

$$\Delta\tau(X) = \Delta\tau_0(1 + S_X X)\,,$$ **Équation 1-5**

avec $\Delta\tau_0 = 2(L_2 - L_1)/v$ qui correspond à la différence de retard initiale (avant l'influence de la grandeur mesurée). S_X désigne la sensibilité de la grandeur X sur la grandeur mesurée. Dans le cas de la mesure de température, le coefficient de variation des retards est défini de la manière suivante :

$$TCD = \frac{1}{\tau}\frac{\partial\tau}{\partial T} = \frac{1}{l}\frac{\partial l}{\partial T} - \frac{1}{v_0}\frac{\partial v_0}{\partial T} = \alpha - \frac{1}{v_0}\frac{\partial v_0}{\partial T}\,.$$ **Équation 1-6**

v_0 est la vitesse de l'onde acoustique à T_0. Le premier terme de l'équation correspond au coefficient d'expansion thermique, qui comme vu précédemment, est constant en fonction de la température, il est noté α. La variation du retard en fonction de la température est donnée par la relation suivante

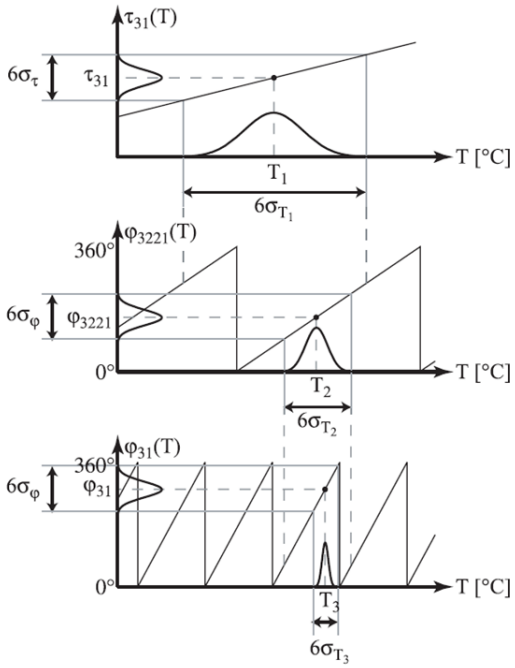
$$\tau(\Delta T) = \tau_0(1 + TCD \cdot \Delta T)\,.$$ **Équation 1-7**

τ_0 correspond au retard initial, et ΔT a la variation de température. La sensibilité pour un retard est donc

$$S_\tau = \frac{\partial\tau}{\partial T} = \tau_0 TCD\,.$$ **Équation 1-8**

Le substrat majoritairement utilisé pour ce type de dispositif est le niobate de lithium, il présente l'avantage d'avoir une variation de vitesse en fonction de la température quasi-linéaire et d'avoir un fort couplage électro-acoustique, ce qui limite les pertes d'insertion. Ainsi, pour ce substrat, pour un retard typique de 1 µs, la sensibilité est d'environ 0.1 ns/°C. Pour améliorer la sensibilité, il faut soit choisir un matériau avec un TCD plus élevé, soit augmenter la valeur du retard. La deuxième possibilité implique d'avoir un dispositif plus grand et augmente les pertes de propagation. Pour parvenir à une sensibilité plus importante, il faut s'intéresser à la

phase du signal issu du retard. J. H. Kuypers et al proposent une méthode **[12]** pour y parvenir, ce qui permet d'obtenir des mesures de grande précision. La structure est composée de trois réflecteurs d'indice 1, 2 et 3 qui correspondent respectivement aux réflecteurs les plus proches et les plus éloignées du transducteur.



Source : J. H. Kuypers, M. Ecachi, D. A. Eisele, L. M. Reindl « 2.45 GHz Passive Wireless Temperature Monitoring System Featuring Parallel Sensor Interrogation and Resolution Evaluation »

Figure 1-9 : Illustration de la mesure d'une ligne à retard en trois étapes.

La première étape consiste à évaluer la différence de retard la plus grande : τ_{31} (mesure temporelle) pour avoir une première estimation de la température. Cette première mesure n'a pas pour but d'être très précise.

L'étape suivante consiste à affiner la mesure, la mesure τ_{31} n'est pas suffisamment précise pour lever l'ambigüité de phase sur ce même retard. Pour ce faire il faut considérer la mesure de phase d'une différence de retard qui soit très petite, l'incertitude liée à la première mesure doit être plus petite que l'ambigüité de phase sur cette seconde mesure.

$$\tau_{3221} = \tau_{32} - \tau_{31} = (\tau_3 - \tau_2) - (\tau_2 - \tau_1)\,.$$

Équation 1-9

Cette mesure sert ainsi de transition entre la première mesure et la troisième. La mesure de phase φ_{3221} de ce retard accroit un peu plus la précision de la mesure et permet de lever l'ambigüité de phase φ_{31} (paramètre le plus sensible en température dans le dispositif).

1.3.2.2. Avantages et inconvénients des lignes à retard

L'impulsion émise doit être suffisamment courte temporellement pour éviter les recouvrements entre les réflexions. Cela a pour conséquence une grande occupation spectrale, typiquement quelques dizaines de mégahertz. Ainsi, pour respecter les normes en vigueur, la bande souvent utilisée pour ce type de dispositif est la bande ISM 2.45 GHz, dont l'étendue spectrale disponible est de 83 MHz.

Cette contrainte spectrale est en partie compensée par la possibilité de faire du TDMA (Time Division Multiple Access) ce qui permet d'intégrer et d'interroger un grand nombre de dispositifs simultanément dans le même environnement. C'est un avantage considérable face aux résonateurs que l'on peut discriminer grâce à un codage de type FDMA (Frequency Division Multiple Access). Ce type de codage limite significativement le nombre de résonateurs et donc de capteurs dans une même bande de fréquence.

Un autre avantage des lignes à retard est l'insensibilité au tirage en fréquence. Le tirage en fréquence survient lorsque le capteur est soumis à une variation de l'environnement électromagnétique, ce qui a pour conséquence de modifier l'impédance de l'antenne capteur. Il s'en suit une désadaptation d'impédance entre l'antenne et les résonateurs qui y sont connectés. Cela a pour conséquence de modifier les fréquences des résonateurs. Dans le cas d'une ligne à retard, l'interrogation étant large-bande, les performances ne sont pas affectées lors d'une dérive en fréquence.

Les lignes à retard présentent typiquement un encombrement plus important que les résonateurs. Les retards doivent être importants pour obtenir une bonne sensibilité, ce qui implique de grandes distances à parcourir pour l'onde de surface. Cette contrainte est indépendante de la fréquence de travail. La longueur de ces dispositifs peut atteindre 10 mm soit 3 à 4 fois plus que pour un résonateur. Cela peut présenter des problèmes d'intégration dans des capteurs de dimension réduite, mais également un surcout non négligeable puisque dans le cas d'une production en série, la consommation de substrat (donc de wafer) sera importante.

Les pertes d'insertion dans ces dispositifs sont élevées, cela implique un signal réémis de faible amplitude. La conséquence directe est une très faible distance d'interrogation : souvent quelques centimètres. Cela limite beaucoup les applications industrielles.

1.3.2.3. Applications industrielles

Les applications industrielles pour les lignes à retard concernent majoritairement le contrôle de température d'équipement en rotation. Ce sont des applications pour lesquelles une solution filaire peut difficilement être intégrée de manière durable et fiable, mais qui n'exigent pas de grande distance d'interrogation (typiquement 50 cm). Le capteur peut être placé sur la partie mobile, l'antenne lecteur est localisée au plus près du capteur pour optimiser le bilan de liaison. L'interrogation est effectuée à chaque fois que le capteur passe à proximité de l'antenne lecteur. Dans ce cas-là, il ne peut y avoir qu'une seule interrogation par rotation. Des géométries particulières permettent de réduire légèrement les pertes d'insertion, notamment par l'utilisation d'un transducteur unidirectionnel [8]. Le transducteur favorise ainsi une direction pour la propagation de l'onde acoustique.

1.3.3. Le cas des résonateurs

1.3.3.1. Fonctionnement et méthode d'interrogation

Contrairement aux lignes à retards, les résonateurs sont décrits dans le domaine fréquentiel et présentent un spectre très étroit. On exploite dans ce cas l'excursion en fréquence provoquée par la grandeur mesurée (ici la température) sur les caractéristiques du dispositif qui est exploitée.

L'expertise de SENSeOR dans le domaine des résonateurs SAW est importante et les nombreux dispositifs conçus jusqu'à présent ont permis d'affiner les programmes de simulation et donc de concevoir les résonateurs ayant de très bonnes performances (faibles modes parasites en particulier).

Les paramètres du résonateur dépendant de la température sont les suivants :

- La longueur du dispositif, qui varie linéairement et qui impacte directement la distance entre le transducteur et les réflecteurs.
- La vitesse de l'onde en surface qui varie de manière parabolique.

Le graphique ci-dessous représente les variations de la vitesse (en bleu), de la longueur (en rouge) et de la fréquence (en violet) en fonction de la température pour la coupe de quartz (YXl)/36.

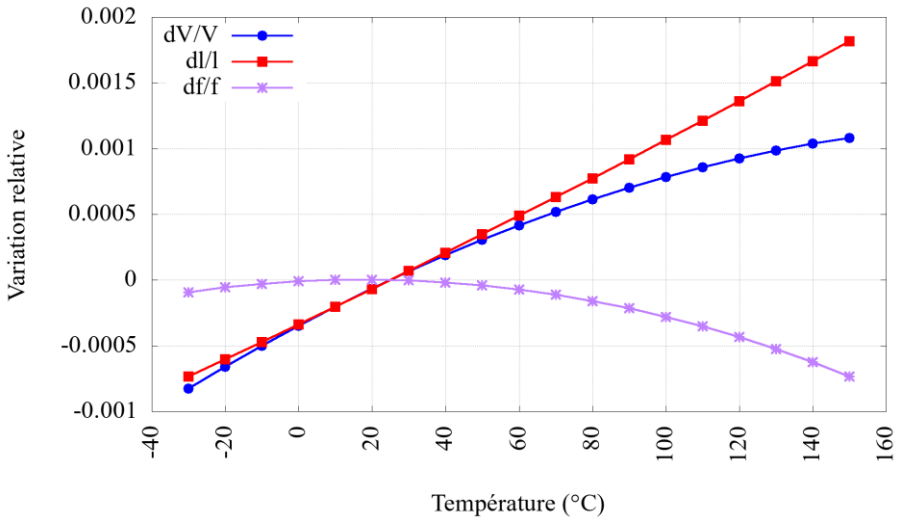


Figure 1-10 : Variation relative de vitesse acoustique, de longueur et de fréquence au sein d'un résonateur SAW en fonction de la température pour la coupe de quartz (YXl)/36 dans la direction x.

La variation de longueur du dispositif est provoquée par la dilation thermique du matériau (variation linéaire en fonction de la température). La variation de vitesse est régie par une fonction parabolique et peut donc être approximée par une fonction polynomiale d'ordre 2. Dans le cas d'un résonateur, dont le fonctionnement est décrit plus loin, la variation de fréquence résulte de la variation de vitesse acoustique et de longueur du dispositif. Elle est régie par l'équation suivante :

$$\frac{\Delta f}{f} = \frac{\Delta v}{v} - \frac{\Delta l}{l} .$$ **Équation 1-10**

Pour éviter l'influence du bruit ou autre phénomène indésirable tel que la dérive fréquentielle liée au vieillissement, il convient de réaliser une mesure utilisant deux résonateurs (mesure différentielle).

Comme évoqué précédemment, la variation en température de la fréquence de résonance peut s'approximer par une fonction polynomiale d'ordre 2, les courbes peuvent donc être décrites par les équations suivantes,

$$f(T) = f_0(1 + CTF_1(T - T_0) + CTF_2(T - T_0)^2) .$$ **Équation 1-11**

Le terme f_0 désigne la fréquence de résonance à la température de référence T_0. Dans notre cas T_0 = 25°C. Le terme CTF_1 est le coefficient de température du premier ordre exprimé en ppm/°C, CTF_2 est le coefficient de température du second ordre en ppb/°C.

Cette équation peut se simplifier de la façon suivante,

$$f(T) = S_1T^2 + S_2T + S_3 .$$ **Équation 1-12**

La résolution de cette équation du second degré permet d'exprimer la température mesurée en fonction de la différence de fréquence,

$$T = \frac{-S_2 + \sqrt{{S_2}^2 - 4S_1S_3}}{2S_2} .$$ **Équation 1-13**

La dérivée de cette fonction donne la sensibilité en température du système, c'est un critère essentiel dans le dimensionnement du capteur.

SENSeOR utilise toujours une structure différentielle dans ses capteurs. La mesure est alors réalisée à l'aide de deux résonateurs, connectés à la même antenne. Ayant chacun une sensibilité différente à la grandeur physique mesurée, grâce à l'emploi d'orientations cristallines différentes, c'est alors la différence de fréquence de ces deux résonateurs qui est exploitée. L'intérêt majeur de la structure différentielle est de s'affranchir de l'influence de la distance d'interrogation et des conditions électromagnétiques sur la fréquence de résonance. En effet, il a été montré que les perturbations provenant du canal RF sont susceptibles de modifier la fréquence de résonance mesurée, ce phénomène est appelé tirage en fréquence. Les deux résonateurs, proche en fréquence et connectés sur la même antenne, et ayant des impédances quasi-identiques, sont affectés de la même façon par un éventuel tirage en fréquence. La différence de fréquence n'est ainsi pas affectée.

L'objectif de l'interrogation d'un résonateur SAW est de déterminer sa fréquence de résonance. Pour ce faire, des impulsions sont émises à différentes fréquences **[14]**. A une émission proche de la fréquence de résonance, le résonateur emmagasine l'énergie électromagnétique reçue sous forme d'ondes acoustiques de surface dans la cavité résonante. Lorsque l'interrogateur interrompt l'émission RF, le résonateur émet en retour l'énergie

accumulée sous forme d'onde électromagnétique par le biais du PID connecté à l'antenne capteur. Le mécanisme est illustré dans la figure ci-dessous.

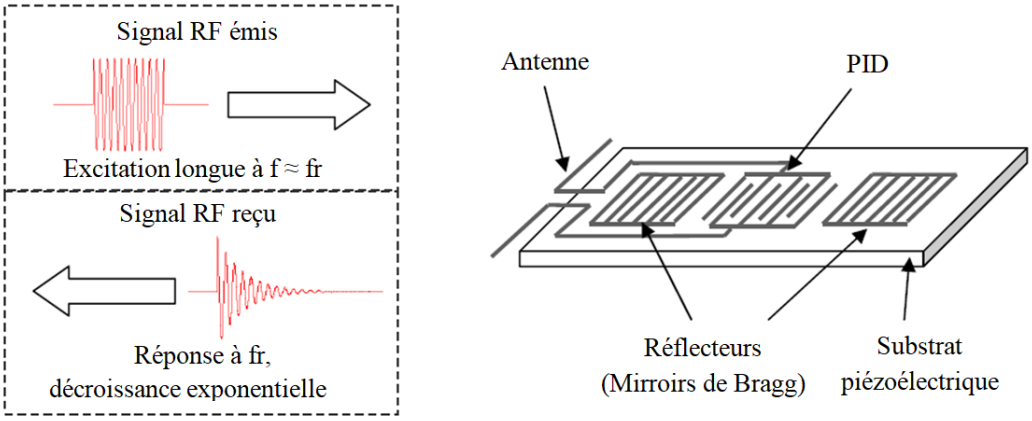


Figure 1-11 : Schéma de principe illustrant la méthode d'interrogation d'un résonateur

Le résonateur réémet un signal à sa fréquence de résonance propre dont l'amplitude est inversement proportionnelle à la différence de fréquence entre la fréquence émise par le lecteur et sa fréquence de résonance. La réponse se présente sous la forme d'une sinusoïde à décroissance exponentielle. En théorie, il suffirait de calculer la transformée de fourrier du signal reçu par le lecteur pour remonter à la fréquence de résonance. En pratique, cette méthode est très lourde en calcul et très coûteuse matériellement, surtout dans le cas d'un système embarqué, car il faudrait échantillonner le signal reçu à au moins deux fois sa fréquence pour respecter le théorème de Shannon. La méthode alternative employée par SENSeOR, consiste à interroger le résonateur à différentes fréquences (balayage en fréquence). Plus la fréquence d'interrogation est proche de la fréquence de résonance, plus le signal réémis est de forte amplitude. Il suffit alors d'échantillonner le signal reçu sur quelques points seulement pour en déduire l'amplitude. Ce balayage en fréquence permet de tracer le spectre du résonateur.

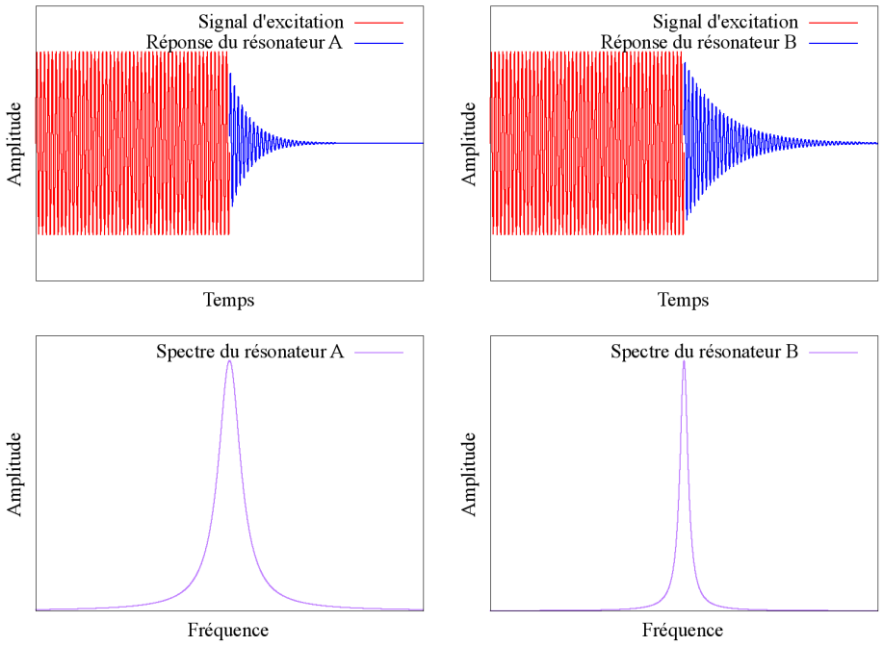


Figure 1-12 : Illustration de la réponse de deux résonateurs ayant un facteur de qualité différent. A gauche le résonateur A à un faible facteur de qualité, à droite le résonateur a un facteur de qualité plus élevé. Les courbes du dessus représentent les réponses temporelles, celles du dessous représentent les spectres respectifs.

Le spectre déduit de cette stratégie d'interrogation est en théorie une fonction lorentzienne (transformée de Fourier d'une oscillation amortie). La fréquence de résonance correspond à la fréquence du maximum de cette courbe. Pour la déterminer, on procède à un ajustement parabolique (approximation acceptable autour du maximum de la lorentzienne) sur plusieurs points. Le point d'annulation de la dérivée de cette fonction permet d'en déduire le maximum de la courbe avec précision.

La sélectivité fréquentielle du résonateur est caractérisée par le facteur de qualité,

$$Q = \frac{\Delta f}{f_0}, \qquad \textbf{Équation 1-14}$$

où Δf représente la largeur à mi-hauteur du pic d'amplitude dans la réponse en fréquence en représentation linéaire, ou à -3dB en représentation logarithmique.

Dans le domaine temporel, la décharge d'un résonateur est de la forme suivante :

$$V(t) = V_0 e^{-\frac{t \cdot \omega_0}{Q}} \sin(\omega_0 t)\,. \qquad \textbf{Équation 1-15}$$

$V(t)$ représente la tension du résonateur au cours du temps.

Le facteur de qualité joue un rôle très important dans la précision de la mesure et la distance d'interrogation :

- Il conditionne la sélectivité spectrale, la précision de la mesure est donc accrue avec un facteur de qualité élevé.

- A la résonance plus le facteur de qualité est élevé, plus l'amplitude de la réponse du résonateur est importante et plus la décroissance exponentielle est étendue dans le temps ce qui permet d'atteindre des distances d'interrogation plus importantes.

Ces deux points sont illustrés en **Figure 1-12**, le résonateur B a un facteur de qualité plus important que le A.

1.3.3.2. Avantages et inconvénients des résonateurs

Un des principaux avantages des résonateurs par rapport aux lignes à retards est la distance d'interrogation atteignable. En effet, les pertes d'insertion sont faibles, l'énergie emmagasinée puis réémise est donc importante. Dans le cas des résonateurs fonctionnant dans la bande ISM 433 MHz, il est par exemple possible d'atteindre une distance d'interrogation de plus de 10 mètres tout en respectant les normes d'émission RF. Cela est inenvisageable dans le cas des lignes à retards.

Les impulsions nécessaires à la charge du résonateur ont une durée typique de 30 µs ce qui qui correspond à un encombrement spectral faible (~ 30 kHz) compatible des normes en vigueur à 434 MHz. En revanche, le principe de la mesure reposant sur la variation de fréquence des résonateurs, il est nécessaire d'avoir une excursion importante de celle-ci en fonction de la température pour obtenir une bonne sensibilité. La sensibilité est primordiale puisqu'elle impacte directement la précision de la mesure. A titre d'exemple un capteur à 434 MHz utilisant deux résonateurs (mesure différentielle) présentant une sensibilité de l'ordre de 2kHz/°C (ce qui permet d'obtenir au final une précision de +/- 2°C) occupe toute la bande ISM à 434 MHz [433.05 MHz, 434.79 MHz] pour une gamme de mesure de – 30°C à 150°C. L'intégration de plusieurs capteurs dans une même bande de fréquence est donc difficile car la seule méthode de séparation et d'identification utilisée est un codage de type FDMA dont l'utilisation se trouve très rapidement limitée du fait des faibles bandes de fréquence autorisées par les normes. La différenciation (sans utiliser la méthode FDMA) des capteurs dans un même environnement et fonctionnant dans la même bande de fréquence est un axe de recherche stratégique pour SENSeOR.

1.3.3.3. Applications industrielles

Les faibles pertes d'insertion des résonateurs SAW permettent des applications longue portée. Un exemple est le contrôle des sectionneurs haute-tension, configuration pour laquelle le capteur et l'antenne lecteur doivent être très éloignés l'un de l'autre (environ 10 mètres).

Malgré la nécessité d'un balayage en fréquence pour interroger ces dispositifs, les applications en rotation sont également possibles. La distance d'interrogation étant importante, il est possible dans certains cas d'interroger le capteur plusieurs fois au cours d'une même rotation, ce qui est un avantage dans le cas où la vitesse de rotation est faible (quelques tours/minutes) et où le taux de rafraichissement de l'information spécifié est élevé.

1.3.4. Le dimensionnement d'un capteur, paramètres à considérer

1.3.4.1. Le choix du substrat et de l'orientation cristallographique

Le choix du substrat piézoélectrique se fait sur plusieurs paramètres : le couplage électroacoustique, la sensibilité en température, sa température de Curie, la vitesse et le type d'onde pouvant se propager à sa surface, le prix…. Dans le cas d'une structure différentielle décrite précédemment, il est nécessaire d'utiliser deux substrats ayant des sensibilités différentes. Dans la pratique, un même matériau piézoélectrique est utilisé pour les deux résonateurs, l'angle de coupe et/ou l'angle de propagation varie pour obtenir différentes sensibilités. La figure suivante illustre l'exemple de deux coupes de cristal différentes prélevées dans un barreau cristallin complet.

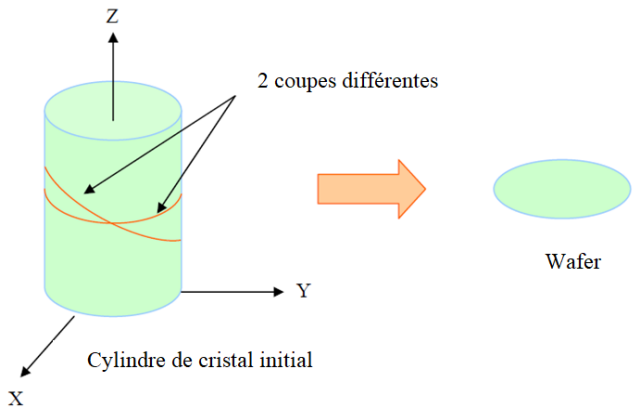


Figure 1-13 : Illustration de coupes cristallines différentes dans un cylindre cristallin.

Pour désigner un angle de coupe cristallin, il existe deux principaux types de notation :

- Les angles d'Euler
- La norme IEEE 1949 **[15]**

La notation utilisée chez SENSeOR est la notation IEEE, nous détaillerons donc uniquement celle-ci. La norme IEEE 1949 permet de repérer l'orientation de la coupe d'un substrat par rapport au repère cristallin. Les repères suivants sont utilisés :

- Le repère cristallographique (XYZ)
- Un repère de travail (w, l, t) défini par la surface du substrat et la direction de propagation des ondes de surface

La désignation est du type (YXwlt)/φ/θ/ψ avec

- YX deux axes cristallins permettant de placer le repère de travail par rapport au repère fixe (cristallographique) avant toute rotation. Le premier axe est suivant l'axe t (normal à la surface et entrant dans le substrat) alors que le second est suivant l'axe l (direction de propagation). Le troisième axe du repère de travail w est donné par le sens du trièdre direct (w,l,t).

- wlt indique une suite d'axe autour desquels vont s'effectuer des rotations successives d'angles respectifs φ,θ,ψ.

Il y a donc au départ 6 orientations possibles pour placer le repère lié à la coupe par rapport au repère cristallographique. La figure suivante illustre ces 6 orientations de départ.

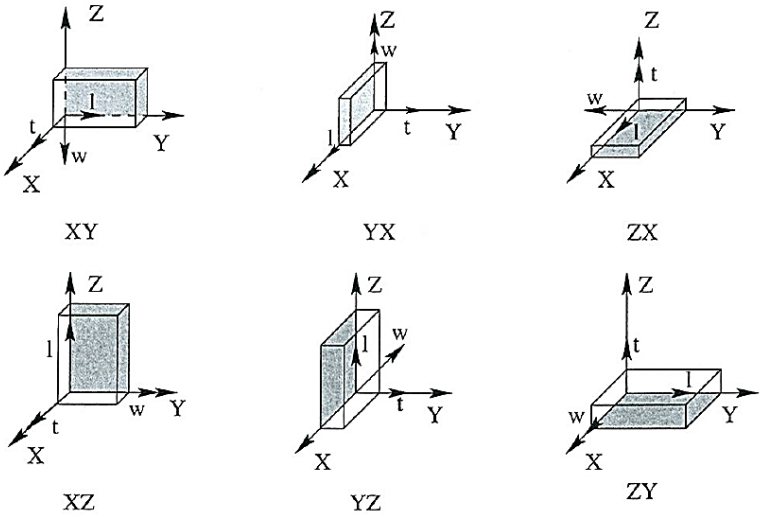


Figure 1-14 : Les différentes orientations de départ possible de la norme IEEE 1949.

Le choix des coupes cristallines dépend essentiellement de la sensibilité en température recherchée qui détermine majoritairement la précision de la mesure. La figure suivante montre l'évolution des CTFs (**Équation 1-11**) en fonction de l'angle de rotation θ, et pour φ=0 dans le cas du quartz.

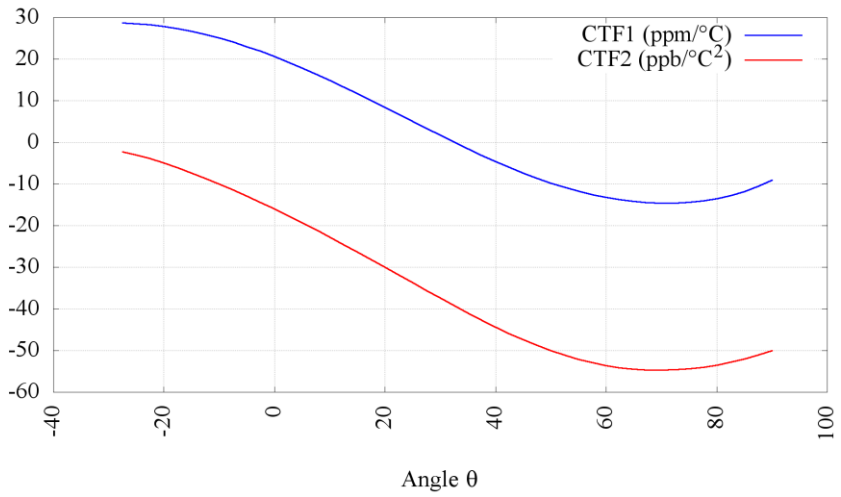


Figure 1-15 : Evolution des coefficients de température du premier ordre (en bleu) et du second ordre (en rouge) en fonction de l'angle de coupe θ.

Dans la direction de propagation x, quelle que soit la valeur de θ, c'est l'onde Rayleigh qui est privilégiée. Un autre paramètre à considérer est la vitesse de propagation sur le substrat. La figure suivante montre l'évolution de la vitesse de l'onde acoustique de surface en fonction de θ.

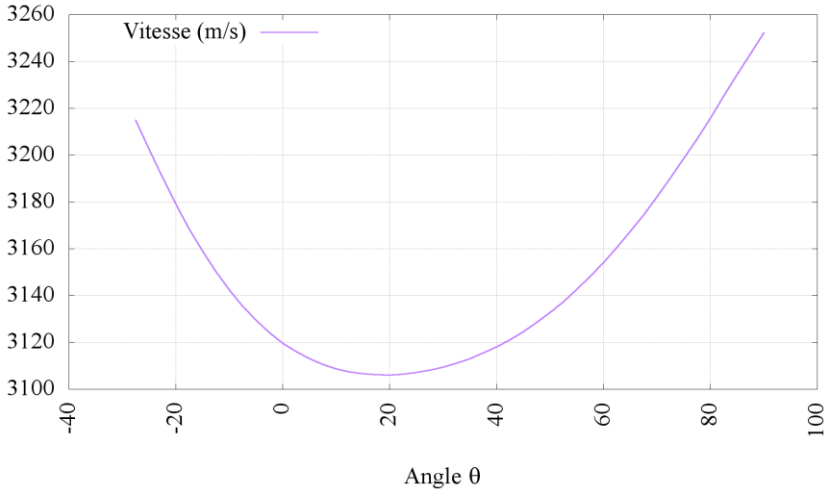


Figure 1-16 : Vitesse de propagation de l'onde de surface en fonction de l'angle de coupe θ dans la direction x.

De manière générale, il est préférable de choisir un angle de coupe dont la sensibilité de la vitesse en fonction de l'angle de coupe est la plus faible possible (voir **Figure 1-16**). Cela permet de limiter les dispersions technologiques liées à l'incertitude sur l'angle de coupe. Dans certains cas, il est préférable de privilégier une vitesse de propagation élevée, ce qui, pour une même fréquence de travail, permet d'augmenter la période de métallisation et donc, d'augmenter les dimensions géométriques critiques. Cela est notamment important dans la conception de dispositifs à haute fréquences, comme par exemple dans la bande ISM 2.45 GHz.

1.3.4.2. Le choix de la métallisation

Concernant la métallisation, deux paramètres sont à prendre en compte :

- Le choix du matériau : il est choisi en fonction du type d'application. Dans le cas de dispositifs dont la température de fonctionnement est inférieure à environ 350°C, c'est le plus souvent de l'aluminium dopé au cuivre (1.5%) qui est utilisé. Pour les applications plus haute température, le Platine peut être utilisé car sa température maximale d'utilisation est plus élevée et qu'il se dégrade moins que l'aluminium, mais son coût de mise en œuvre est plus élevé.
- La géométrie de métallisation : une électrode se caractérise par deux grandeurs, sa largeur de métallisation a et sa hauteur de métallisation h. L'influence de la hauteur de métallisation sur la propagation de l'onde acoustique dépend de la fréquence du dispositif, elle s'exprime donc en fonction de la longueur d'onde λ. Le paramètre considéré est donc la hauteur de métallisation relative h/λ en %. La largeur de métallisation désigne la fraction de surface métallisée, elle s'exprime par rapport à la période p, elle est notée a/p.

Afin de visualiser l'influence de ces paramètres sur la propagation de l'onde acoustique, et déterminer les valeurs optimales dans chaque cas, des courbes peuvent être tracés en fonction de a/p et h/λ. Ces paramètres ont en

particulier un impact important sur la valeur du couplage électroacoustique. L'évolution de ce dernier est représentée dans le graphique suivant.

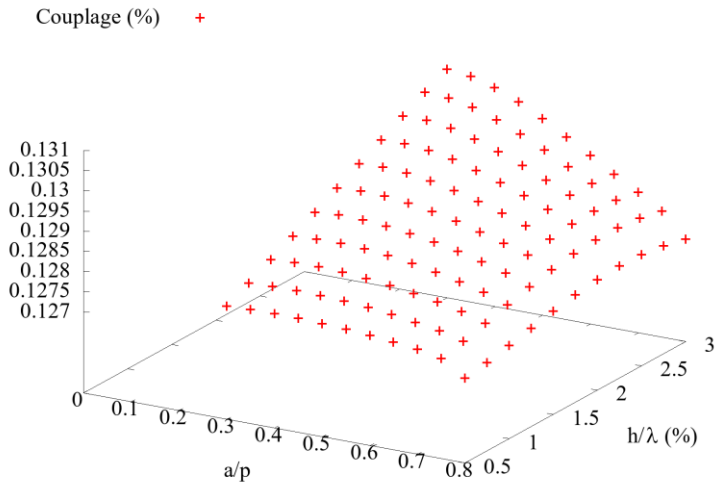


Figure 1-17 : Evolution du couplage électro-acoustique en fonction des paramètres de métallisation a/p et h/λ.

Le couplage électroacoustique représente la capacité du dispositif SAW à transformer l'énergie électrique en déplacement mécanique, et réciproquement. Il est donc important de le maximiser pour minimiser les pertes d'insertion et ainsi, optimiser les performances. Il est donné par l'approximation de Campbell & Jones suivante,

$$K^2 = 2\frac{v_{CLlibre} - v_{CLmetal}}{v_{CLlibre}}.$$

Équation 1-16

De la même manière, le coefficient de réflexion d'une électrode métallique peut être tracé en fonction de a/p et h/λ. Le graphique est présenté dans la figure suivante.

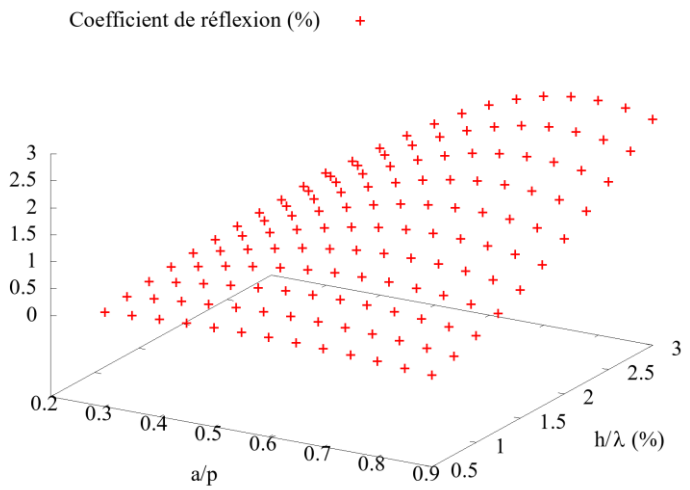


Figure 1-18 : Evolution du coefficient de réflexion acoustique d'une électrode en fonction des paramètres de métallisation a/p et h/λ.

Comme pour le couplage électroacoustique, le coefficient de réflexion doit être maximisé, principalement dans les réflecteurs. En maximisant cette valeur, le nombre d'électrodes nécessaire pour obtenir une réflexion quasi-totale de l'onde acoustique va être minimisé. La figure suivante illustre les réflexions acoustiques successives au sein du réseau d'électrodes.

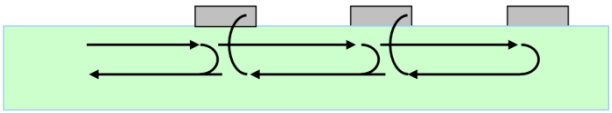


Figure 1-19 : Illustration des réflexions acoustiques au niveau des électrodes

A chaque passage de l'onde au niveau d'une électrode, l'onde acoustique est ralentie. Ainsi, une partie de l'énergie est réfléchie, l'autre est transmise à l'électrode suivante. Le coefficient de réflexion détermine la proportion d'énergie réfléchie. C'est donc un paramètre primordial pour minimiser l'encombrement spatial des dispositifs SAW et pour maximiser le facteur de qualité. La courbe de la **Figure 1-18** montre que c'est le paramètre h/λ qui a le plus d'influence sur le coefficient de réflexion. Le paramètre a/p prend de l'importance lorsque le paramètre h/λ augmente.

Un dernier paramètre important à considérer pour la conception d'un dispositif SAW est la vitesse de l'onde de surface qui dépend de la métallisation, en particulier du paramètre h/λ.

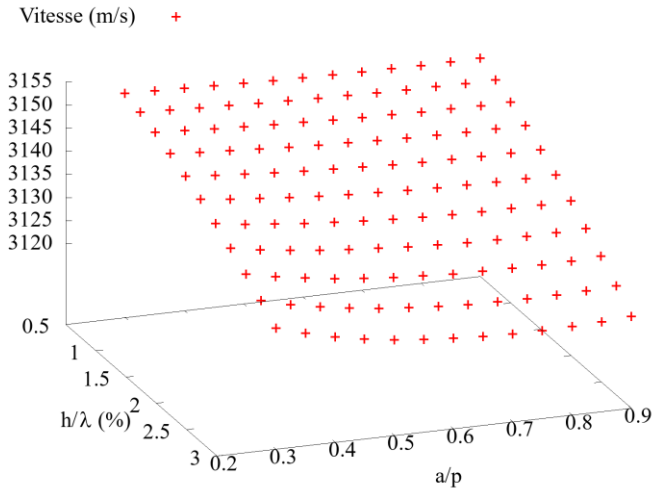


Figure 1-20 : Evolution de la vitesse de propagation en fonction des paramètres de métallisation a/p et h/λ.

Comme le montre la **Figure 1-20** ci-dessus, la vitesse diminue lorsque la hauteur de métallisation augmente. C'est d'ailleurs ce paramètre qui est principalement à l'origine des dispersions technologiques dans le cas des résonateurs SAW. Concernant le paramètre a/p, il n'a pas beaucoup d'impact sur la vitesse de propagation. En revanche, l'allure de la courbe indique qu'une valeur de a/p bien choisie, permet de minimiser l'impact d'une dispersion technologique de ce dernier sur la vitesse pour des valeurs de h/λ élevées. Cette valeur, dans ce cas précis, se situe à environ a/p = 0.7.

1.3.4.1. La géométrie du dispositif SAW

D'autres paramètres que ceux vus précédemment sont à prendre en compte concernant la géométrie du dispositif SAW. Afin de minimiser l'impact des modes transverses **[16]** qui sont à l'origine de parasites indésirables, on fait varier la longueur de recouvrement entre électrodes de polarités opposées. Ainsi, on limite les modes de propagation transverses.

Figure 1-21 : Schéma illustrant l'apodisation du réseau d'électrode au sein d'un résonateur SAW.

La fonction qui régit l'allure de la pondération est en général une fonction arc-cosinus. La pondération ne doit se faire que sur un seul réseau d'électrodes du dispositif, cela permet au champ émis par la source d'être entièrement capté par les récepteurs, elle est donc faite sur le transducteur.

Suivant l'orientation cristalline choisie, il est possible que la direction de propagation de l'onde acoustique ne coïncide pas avec la direction du flux d'énergie. On parle alors d'angle de flux d'énergie (ou « beam-steering » en anglais) qui traduit l'angle entre la direction de propagation du flux d'énergie (direction du vecteur de Poynting) et la direction perpendiculaire aux électrodes (direction du vecteur d'onde) **[17]**. Ce phénomène est dû à l'anisotropie du matériau et se manifeste en général quand l'axe de propagation de l'onde ne coïncide pas avec un axe de symétrie du cristal.

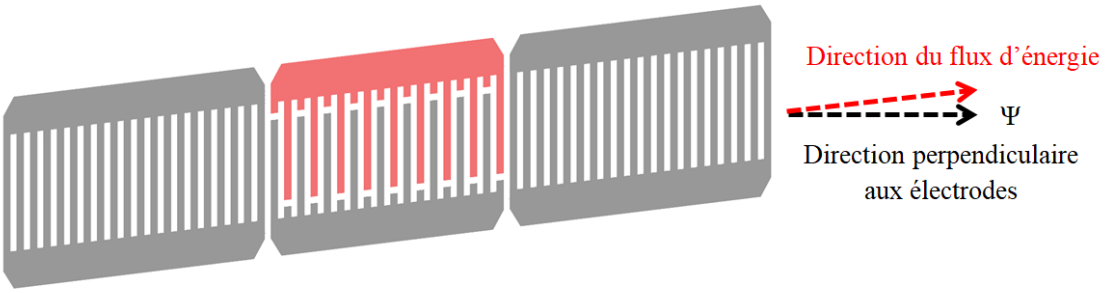


Figure 1-22 : Schéma illustrant la compensation géométrique d'un angle de flux d'énergie.

Pour compenser ce phénomène, et éviter d'avoir trop de pertes dans le dispositif, on incline le bus d'une valeur égale à l'angle de flux d'énergie sans modifier la direction des électrodes. La direction de propagation est donnée par la direction perpendiculaire aux électrodes.

1.4. Etat de l'art des résonateurs SAW – performances actuelles

L'objectif de cette section est de montrer les performances actuelles des résonateurs SAW obtenus à différentes fréquences, dans le cadre de projets réalisés à SENSeOR. Elle permettra d'établir une base de comparaison pour évaluer les performances des dispositifs à base de cristaux phononiques.

1.4.1. Les résonateurs dans la bande ISM 433 MHz

Les résonateurs fonctionnant dans la bande ISM 433 MHz correspondent à un point de fonctionnement que la société SENSeOR maitrise parfaitement. Ils représentent actuellement le cœur de l'activité puisque cette bande ISM est une bande libre d'exploitation en Europe qui permet de concevoir des résonateurs avec des compromis taille/performances compatibles avec les exigences des applications visées. Les dispositifs SAW conçus dans cette bande de fréquence sont nombreux. Nous ne parlerons ici que des dispositifs les plus récents.

Voici un exemple de résonateur réalisé récemment sur quartz de coupe (YXl)\26, les caractéristiques géométriques sont données dans le **Tableau 1-1**.

Tableau 1-1 : Paramètres géométriques d'un exemple de résonateur à 433 MHz

	Nombre d'électrodes	Période de métallisation (µm)	Ouverture acoustique (µm)	Rapport de métallisation a/p	Hauteur de métallisation (nm)	Hauteur de métallisation relative (%)	Pondération
Transducteur	130	3.582	260	0.73	140	1.94	Arc-cosinus
Réflecteurs	260	3.609					

La figure suivante montre une comparaison par superposition d'une simulation et d'une mesure en test sous pointes (TSP) après fabrication.

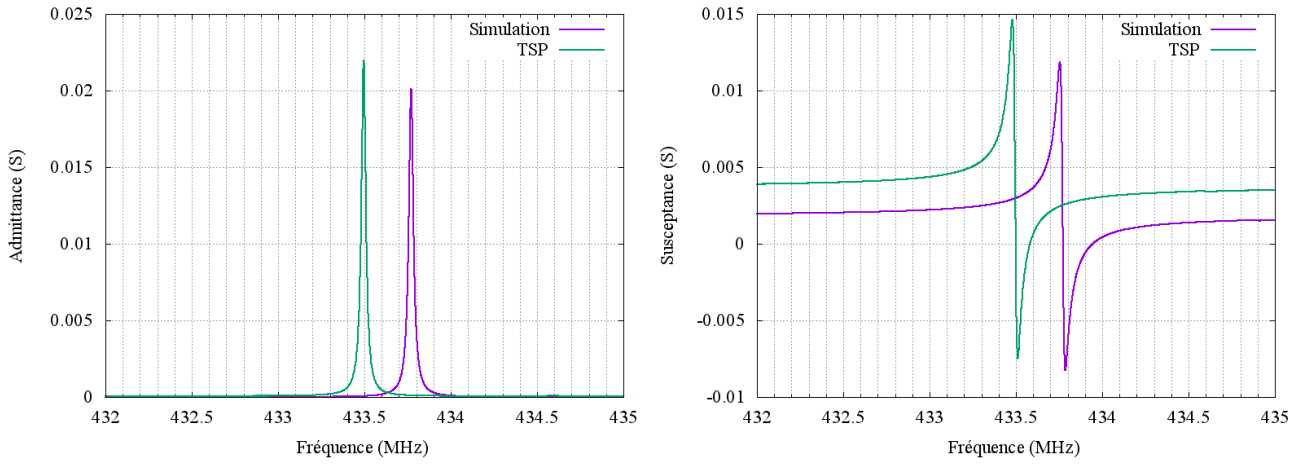


Figure 1-23 : Superposition d'une courbe issue d'une simulation et d'un TSP d'un résonateur fonctionnant dans la bande ISM 433 MHz.

Les allures des courbes sont très similaires, l'écart observé sur la fréquence de résonance est dû à une erreur sur la vitesse de propagation. Cet écart n'est pas problématique dans le cadre d'une maitrise de la fréquence de résonnance puisqu'il est bien connu pour la plupart des coupes de quartz.

Le facteur de qualité obtenu est de l'ordre de 14000 sous atmosphère neutre en simulation et en mesure issue du TSP.

1.4.2. Les résonateurs dans la bande FCC 900 MHz

Les résonateurs réalisés par SENSeOR dans cette bande de fréquence sont l'objet de projets récents et n'ont par conséquent pas fait l'objet de nombreuses fabrications comme dans le cas des résonateurs à 433 MHz. Ils sont la conséquence de l'expansion du marché des capteurs en Amérique du sud et du nord. Les premiers résonateurs ont été conçus dans le cadre de mon stage de fin d'année d'école d'ingénieur. Le tableau suivant montre les paramètres géométriques d'un résonateur conçu dans cette bande de fréquence.

Tableau 1-2 : Paramètres géométriques d'un exemple de résonateur à 900 MHz

	Nombre d'électrodes	Période de métallisation (µm)	Ouverture acoustique (µm)	Rapport de métallisation a/p	Hauteur de métallisation (nm)	Hauteur de métallisation relative (%)	Pondération
Transducteur	150	1.694	180	0.73	70	2.05	Arc-cosinus
Réflecteurs	700	1.706					

La conception consiste majoritairement à effectuer une homothétie des valeurs par rapport à un résonateur à 433 MHz. La courbe suivante montre une comparaison par superposition d'une simulation et d'une mesure en test sous pointes (TSP) après fabrication.

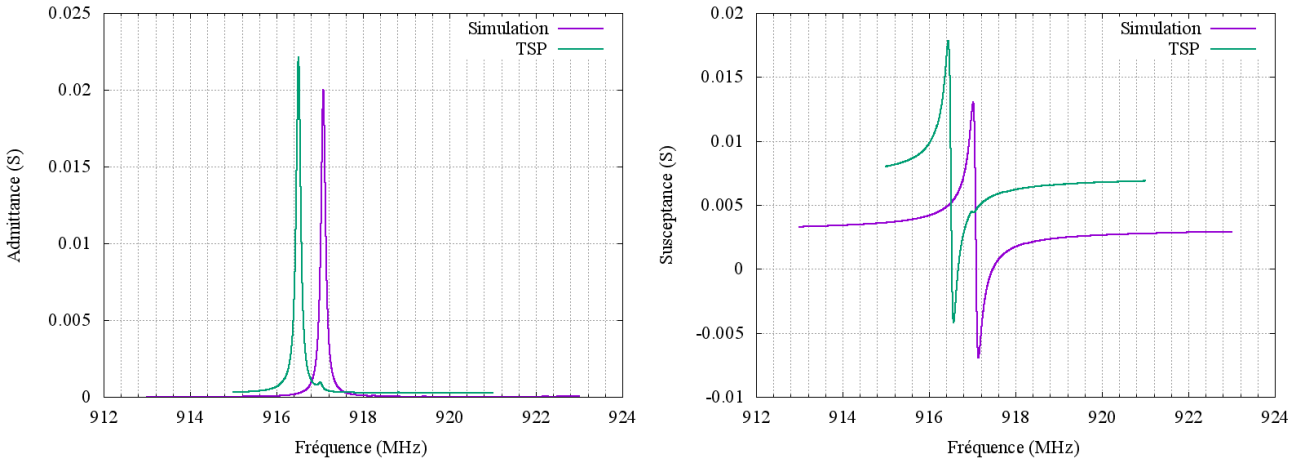


Figure 1-24 : Superposition d'une courbe issue d'une simulation et d'un TSP d'un résonateur fonctionnant dans la bande FCC 900 MHz

La mesure TSP montre une résonance parasite de faible amplitude à une fréquence un peu plus élevée que le pic principal. Cette résonance parasite n'apparait pas en simulation. Elle fut l'objet d'une étude importante pour en déterminer l'origine et l'éliminer. Nous n'avons à l'heure actuelle pas assez de données pour tirer une conclusion fiable sur son origine.

Le facteur de qualité obtenu est de l'ordre de 7000 sous atmosphère neutre.

1.4.3. Les résonateurs dans la bande ISM 2.45 GHz

Les résonateurs à 2,45 GHz, du fait de la fréquence de fonctionnement élevée, doivent être conçus sur des substrats ayant la vitesse de propagation la plus élevée possible. La vitesse de propagation conditionnant la longueur d'onde du dispositif et donc la période de métallisation, le but est ici d'augmenter au maximum les dimensions critiques des résonateurs. En fonderie, les dimensions critiques (dimensions minimum) tolérées se situent aux alentours de 450 nm pour le procédé de fabrication de type photolithographie-lift off utilisé.

Sur un substrat de quartz, l'onde de Rayleigh ne permet pas de concevoir des dispositifs à cette fréquence tout en respectant les dimensions critiques. L'onde STW (Surface Transverse Wave), par sa vitesse de propagation plus élevée, permet en revanche de s'affranchir de cette contrainte. Il est nécessaire d'utiliser des orientations cristallines pour lesquelles il est possible de générer ce mode de propagation. Dans le cas du quartz, et pour les coupes simple rotation selon l'angle θ, l'onde STW peut être générée pour une direction de propagation φ=90°. A titre d'exemple pour la coupe (YXlt)\36, la vitesse de l'onde de Rayleigh est d'environ 3150 m/s contre 3500 m/s pour l'onde STW.

L'exemple suivant montre les résultats obtenus pour un résonateur sur coupe (YXlt)\36\90, réalisé par SENSeOR **[18]**,

Tableau 1-3 : Paramètres géométriques d'un exemple de résonateur à 2,45 MHz

	Nombre d'électrodes	Période de métallisation (µm)	Ouverture acoustique (µm)	Rapport de métallisation a/p	Hauteur de métallisation (nm)	Hauteur de métallisation relative (%)	Pondération
Transducteur	116	0.9928	103	0.5	70	3.52	
Réflecteurs	93						

Concernant la hauteur de métallisation relative, elle se situe idéalement autour de 2% comme dans les dispositifs précédents. Ici la hauteur de métallisation choisie correspond à la hauteur minimale en photolithographie, il n'est donc pas possible d'envisager une hauteur plus faible qui permettrait d'atteindre la valeur idéale.

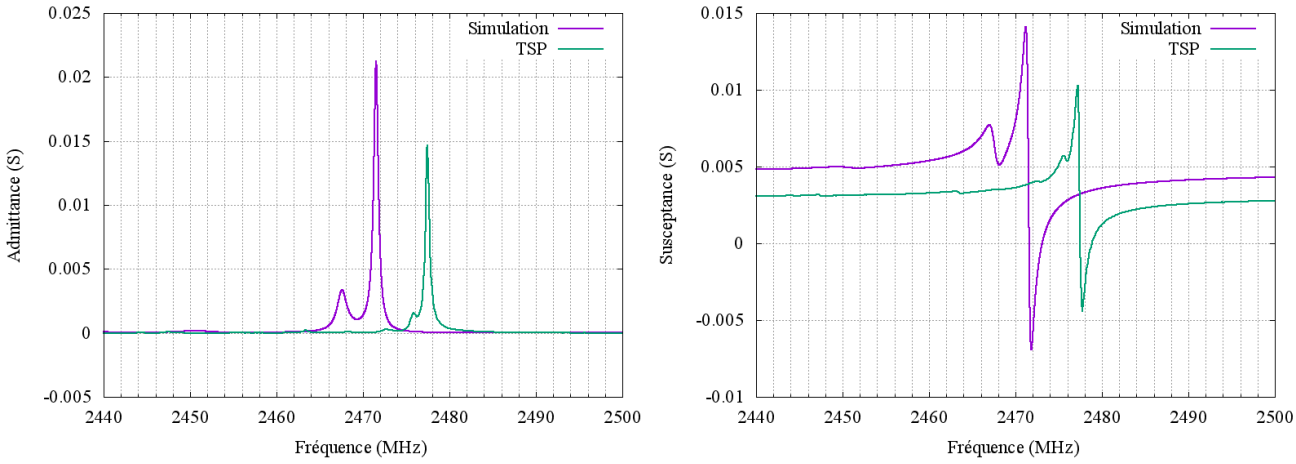


Figure 1-25 : Superposition d'une courbe issue d'une simulation et d'un TSP d'un résonateur fonctionnant dans la bande ISM 2,45 GHz

Contrairement aux résonateurs précédents, fonctionnant à des fréquences plus faibles, les changements de vitesses de propagation au sein du réseau d'électrodes sont mal maitrisés, il n'est donc pas possible avec les

outils de simulation actuels de réaliser un asynchronisme (différence de périodicité) entre transducteur et réflecteurs. Les résultats de la simulation et des mesures TSP font apparaître des résonances secondaires à des fréquences plus basses que celle du pic principal. Elles peuvent être minimisées en diminuant le nombre d'électrodes dans les réflecteurs. Il existe ainsi un nombre d'électrodes optimal dans les réflecteurs pour lequel les résonances secondaires sont minimisées, sans que le facteur de qualité ne soit trop affecté.

Le facteur de qualité obtenu pour ces résonateurs à 2.45 GHz est de l'ordre de 2500

1.4.4. Problèmes rencontrés dans les hautes fréquences

Plusieurs problèmes se posent pour les dispositifs fonctionnant à hautes fréquences. Tout d'abord le facteur de qualité diminue proportionnellement avec la fréquence car, comme évoqué précédemment, pour une technologie donnée, le facteur de mérite est constant. Des nombreuses études ont été menées dans les résonateurs haute fréquence sur quartz **[19][20][21][22][23]**, le facteur de qualité des résonateurs compris entre 2 et 3 GHz dans le meilleur des cas est compris entre 3000 et 3500. Ce paramètre est primordial dans l'objectif d'une interrogation sans fil. Comme cela a été mentionné dans le paragraphe **1.3.3.1**, le facteur de qualité détermine à la fois l'amplitude de la réponse du résonateur à une excitation extérieure mais aussi sa durée dans le temps. Une faible amplitude de réponse implique une distance d'interrogation réduite, ce qui compromet le principal avantage des résonateurs. La durée réduite de la réponse du résonateur dans le temps a pour conséquence de rendre difficile la discrimination du signal utile par rapport aux signaux parasites ainsi que le traitement de la réponse du résonateur SAW par l'interrogateur. En effet, celui-ci possède des filtres et des algorithmes de traitement permettant de différencier le signal issu de la réponse du résonateur des émissions parasites externes, notamment par analyse de la décroissance exponentielle. Une réponse courte dans le temps rend malheureusement difficile l'analyse de cette décroissance.

Un autre problème se pose à plus haute fréquence : l'apparition de nouveaux modes de propagation visibles dans la réponse du résonateur sous forme de pics parasites. En ce qui concerne le pic parasite visible à 900 MHz, son origine n'est pas encore déterminée, on peut cependant penser qu'il est dû à une ouverture acoustique trop faible, bien qu'en valeur relative, celle-ci soit identique à celle des résonateurs à 433 MHz. Pour confirmer cette hypothèse, il serait pertinent de réaliser des motifs avec différentes géométries d'ouverture. Ce mode parasite n'étant pas prévu par la simulation, seule une méthode empirique permettrait à priori de déterminer son origine.

1.5. Conclusion de chapitre

Dans ce chapitre, nous avons abordé les notions fondamentales sur la propagation des ondes acoustiques de surface, ainsi que les bases de la technologie SAW, en décrivant brièvement le fonctionnement des résonateurs et des lignes à retards. Les deux technologies ont été évaluées à travers l'étude des avantages et inconvénients de chacune d'elle. Les résonateurs SAW représentent le cœur d'activité de SENSeOR, et donc le besoin le plus immédiat en termes d'amélioration des performances. C'est donc sur cette technologie que toute cette étude sera basée. Les performances de ces dispositifs sont limitées par le facteur de qualité maximal qu'il est possible d'obtenir, il est donné par la relation suivante **[24]** :

$$Q_{lim} = \frac{10.5 * 10^{12}}{f_0}. \qquad \textbf{Équation 1-17}$$

A 434 MHz, la valeur obtenue est de 24000 environ. Lorsque les résonateurs sont fermés sous vide, le facteur de qualité obtenu pour des résonateurs à cette fréquence à SENSeOR est de l'ordre de 20000. Cette valeur est donc cohérente avec celle obtenue en pratique. A 2,45 GHz, le facteur de qualité maximal théorique est de 4280 environ. De façon générale, la technologie des résonateurs SAW à base de miroir de Bragg est très limitée en termes de possibilités d'optimisation. Une étude menée par H. Nakamura et al. **[25]** a montré qu'il était possible de réduire l'amplitude de modes transverses grâce à la passivation SiO2. Malgré cela, les paramètres géométriques ajustables sont peu nombreux et leurs influences sur les performances assez limitées. La constatation des limites des performances liées à la technologie employée actuellement, c'est-à-dire celle employant les réflecteurs à miroirs de Bragg, ouvre la voie à l'utilisation d'une autre technologie bien plus récente et prometteuse : les cristaux phononiques. La définition est donnée dans le chapitre suivant. Cette technologie représente une alternative sérieuse à l'emploi des miroirs de Bragg classiques. Elle autorise beaucoup plus de degrés de liberté, et pourrait ainsi, dans le cas d'une structure bien optimisée, accroitre de manière considérable les performances des résonateurs SAW.

L'objectif principal de cette étude est d'évaluer les performances de cette technologie, à travers la conception, la réalisation et la caractérisation de résonateurs à base de cristaux phononiques. Le chapitre suivant sera consacré à l'état de l'art sur les cristaux phononiques appliqués aux dispositifs SAW.

Chapitre 2. Dispositifs fondés sur les cristaux phononiques – Etat de l'art

2.1. Introduction

Ce deuxième chapitre est consacré à l'état de l'art sur la technologie des cristaux phononiques. Une définition ainsi que des généralités seront, dans un premier temps, données. Le principal intérêt de cette technologie dans notre domaine d'application réside dans l'ouverture de bandes interdites. Les bandes interdites correspondent à des étendues de fréquence plus ou moins larges dans lesquelles il n'existe aucun mode de propagation acoustiques. De telles propriétés physiques sont rendues possible grâce à la structuration géométrique des matériaux, et plus particulièrement à l'inclusion motifs arrangés périodiquement. Cette technologie récente offre ainsi de nouvelles perspectives dans la conception de dispositifs SAW, et dans la maitrise de la propagation acoustique de manière générale. Les domaines d'application sont très variés. La réalisation de guides d'ondes acoustiques représente un exemple concret de l'emploi de cette technologie. Dans une application de type résonateur SAW, les cristaux phononiques peuvent être une alternative à l'emploi de structure de Bragg classiques. Alors que pour cette dernière technologie, une centaine de périodes d'électrodes réflectrices est nécessaire pour atteindre une atténuation quasi totale de l'onde acoustique incidente, elle peut être obtenue en seulement quelques périodes dans une structure phononique, ce qui représente un gain de place considérable. Différents exemples de réalisation seront parcourus dans cette section pour illustrer les différentes possibilités permises par cette technologie.

2.2. Définition macroscopique et généralités sur les cristaux phononiques

L'objectif de cette section est de donner la définition d'un cristal phononique (abrévié PNC) et de montrer le principe de fonctionnement à travers l'étude de quelques exemples. Ce terme a été employé pour la première fois par Kushwaha et al. **[26]** et Sigalas et Economou **[27]**. Différentes structures seront étudiées montrant ainsi les nombreuses possibilités de géométries. La notion de bande interdite de propagation est expliquée. L'essentiel des notions abordées ici seront issues du livre d'Abdelkrim Khelif et Ali Adibi, "Phononic Crystals, Fundamentals and Applications" **[28]**.

Les cristaux phononiques sont formés de structures géométriques périodiques dans lesquelles l'onde acoustique ou élastique va pouvoir se propager sous certaines conditions. Celles-ci peuvent être composées de matériaux identiques, on parle alors de structure homogène, ou bien d'inclusions d'un matériau différent de celui du milieu de propagation, la structure est alors hétérogène. Ces structures périodiques confèrent au matériau des propriétés

élastiques nouvelles. Ces propriétés vont essentiellement dépendre des paramètres géométriques, en particulier le taux de remplissage, la périodicité et des matériaux choisis. Toutes ces caractéristiques vont influer sur la manière dont les ondes acoustiques vont se propager. Combinées entre elles, elles offrent un très large éventail de possibilités, les combinaisons sont quasi-infinies.

La principale propriété des cristaux phononiques, qui est le plus souvent recherchée, est l'ouverture de bandes interdites, souvent appelées dans le langage courant par le terme anglais « band gap ». Une bande interdite correspond à une bande de fréquence, plus ou moins large, pour laquelle il n'existe aucun mode de propagation acoustique dans la structure. Les seules excitations possibles dans ces bandes correspondent à des modes évanescents à décroissance exponentielle (dans le cas de gap de Bragg). L'analogie peut être faite avec les bandes interdites électroniques dans les matériaux semi-conducteurs. Une onde incidente au cristal phononique, de fréquence comprise dans la bande interdite, est ainsi très fortement atténuée/réfléchie.

L'ouverture d'une bande interdite peut se faire par deux mécanismes : la diffusion de Bragg ou les résonances locales.

Dans le cas d'une bande interdite de Bragg, l'atténuation se produit par interférence destructive des ondes. Les caractéristiques de celle-ci dépendent essentiellement du contraste d'impédance acoustique entre les inclusions et le milieu de propagation. L'intensité de l'atténuation dépend alors majoritairement des propriétés élastiques des inclusions, de la périodicité, de leur forme et de leur taille, généralement décrite par le facteur de remplissage. Ce phénomène ne se produit que pour des longueurs d'ondes correspondant à des multiples de a, la période de la structure. Les dispositifs SAW à miroirs de Bragg constituent un exemple concret illustrant ce phénomène **[29]**.

Une bande interdite à résonances locales s'ouvre par hybridation du mode de propagation en un mode de résonance de l'inclusion **[30][31]**. L'atténuation survient généralement à des fréquences bien inférieures à la limite de Bragg et donc la périodicité du réseau. De telles structures sont ainsi appelées méta-matériaux acoustiques. La bande interdite correspondante est souvent plus étroite que dans le cas d'une bande interdite de Bragg, et ne dépend pas de la périodicité. Les caractéristiques, notamment la position et le niveau d'atténuation, dépendent essentiellement de la forme, la taille et du matériau des inclusions périodiques. A la résonance, l'énergie est confinée dans les motifs, puis réémise avec un délai.

Les deux phénomènes peuvent également se combiner afin d'obtenir une plus forte atténuation ou une bande interdite plus large. Nous verrons dans la suite de cette étude que cela a été fait avec la structure considérée.

Du fait de sa périodicité, une onde acoustique dans un cristal obéit au théorème de Bloch-Floquet. Les modes de propagation dans le cristal peuvent ainsi être calculés selon la zone irréductible de Brillouin. Cette zone correspond à la maille primitive réduite par les symétries du cristal. Pour plus de précision sur le calcul d'un diagramme de dispersion, voir la section **3.3.3**.

2.2.1. Exemples macroscopiques de cristaux

Un exemple de structure phononique réalisé au laboratoire Femto-st est une matrice de billes d'aciers incluse dans de la résine époxy **[32]**. Elle correspond à une organisation cubique face centré, c'est la structure avec le facteur de remplissage le plus grand qu'il est possible d'obtenir avec une matrice composée de sphères. Le diagramme de bande calculé pour cette structure est le suivant,

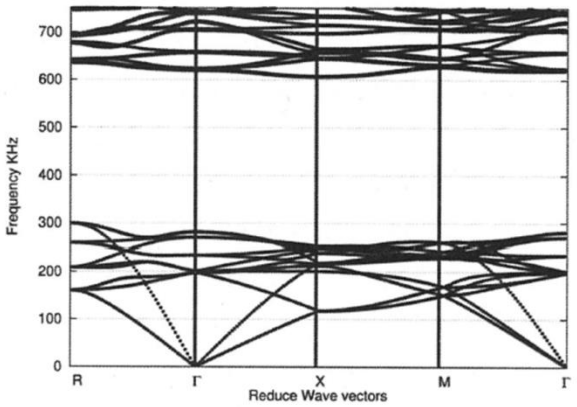


Figure 2-1 : Diagramme de bande de la structure étudiée.

Dans l'intervalle de 300 à 600 kHz, aucun mode de propagation n'existe. Pour confirmer la présence de la bande interdite, un montage de test en transmission a été réalisé. Une photo de ce montage est présentée dans la **Figure 2-2**.

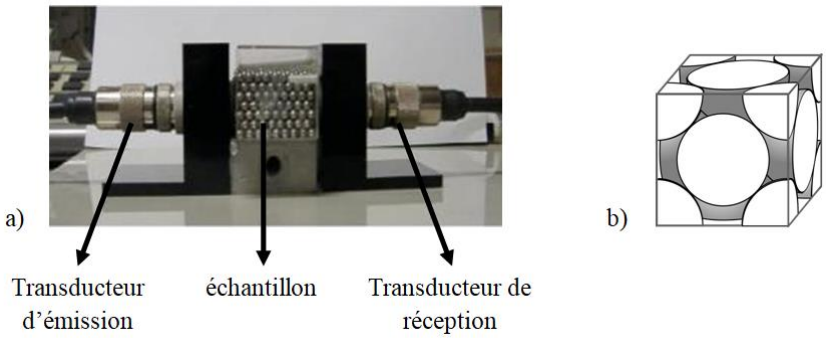


Figure 2-2 : a) Cristal phononique tridimensionnel formé de billes d'acier dans de la résine époxy, et présenté dans le montage de test en transmission. b) Structure cristalline correspondante.

Le montage de test permet de quantifier la proportion d'énergie acoustique transmise à travers l'échantillon. Un transducteur en entrée (à gauche sur la photo) génère un signal acoustique de fréquence variable, un autre transducteur le réceptionne en sortie (à droite sur la photo). Ce type de montage permet de déterminer la quantité d'énergie reçue par rapport à la quantité d'énergie émise. De cette façon il est possible de tracer la courbe de transmission et de confirmer la présence d'une bande interdite. Le résultat correspondant à l'exemple cité précédemment est montré dans la figure suivante :

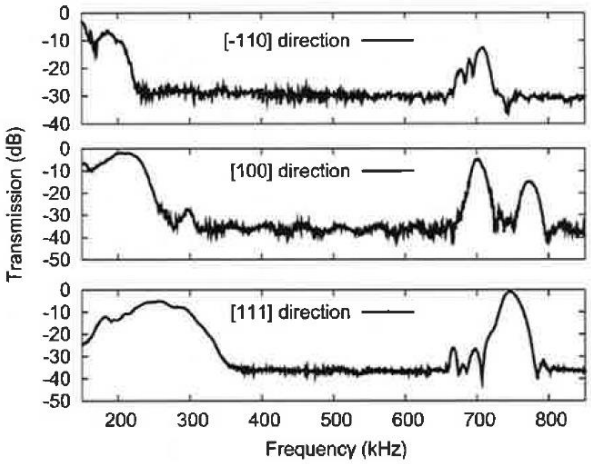


Figure 2-3 : Courbes de transmission correspondant à l'échantillon précédent suivant les trois directions du cristal.

La bande interdite dans un cristal peut être partielle, c'est-à-dire qu'elle n'est effective que dans un nombre limité de direction, ou complète/totale si elle est effective dans toutes les directions de propagation. Dans cet exemple, la bande interdite n'est totale qu'entre 350 kHz et 650 kHz, et confirme bien la bande interdite observée en simulation dans le diagramme de bande pour une structure infinie.

2.2.2. Les cristaux phononiques à l'échelle microscopique

2.2.2.1. Propriétés recherchées

A l'échelle microscopique, il existe deux grands types d'applications : celles qui nécessitent une forte réflexion et celles qui nécessitent simplement une forte atténuation. La principale différence entre les deux propriétés réside dans le fait que dans le cas d'une réflexion, on cherche à ce que l'énergie emmagasinée dans les motifs soit réémise sous la même forme que l'onde incidente (type Bragg). C'est une des caractéristiques recherchées notamment dans les résonateurs. Au contraire, dans le cas d'un absorbant acoustique par exemple, seule l'atténuation compte, les modes de réémission de l'énergie importent peu (type résonance locale).

2.2.2.2. Domaines d'application et exemples

Une application intéressante de cette technologie est l'utilisation dans les micro-résonateurs mécaniques souvent utilisés dans les MEMS. Les facteurs de qualité sont très dépendants de la dissipation de l'énergie par les points d'attaches ou poutres. Afin d'en améliorer les performances, l'idée est d'isoler ces derniers du reste du substrat en les isolants parfaitement d'un point de vue acoustique.

E. Coffy a réalisé une étude dans le cadre de sa thèse, à travers la conception, la réalisation et la caractérisation d'une poutre phononique destinée à l'utilisation dans l'instrumentation **[33]**. La structure est composée de trois motifs alignés.

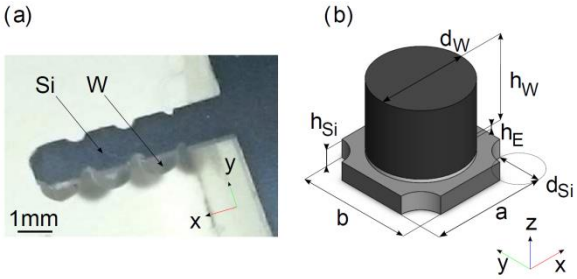


Figure 2-4 : (a) Image de la poutre phononique obtenue au microscope. (b) Schéma de la cellule unitaire utilisée pour les calculs numériques (en noir : tungstène, en blanc : résine époxy, et en gris : silicium). Les dimensions en millimètres sont : $a = 1.25$, $b = 1.25$, $h_{Si} = 0.2$, $d_{Si} = 0.2$, $d_{Si} = 0.5$, $h_E = 0.04$, $d_W = 1.0$ and $h_W = 0.75$.

La **Figure 2-4** montre une image de la structure ainsi qu'un schéma du motif de répétition. Il se compose d'un pilier de tungstène sur substrat silicium. Les piliers ont été collés manuellement à la résine époxy pour des raisons de faisabilité technologique. Le modèle a dans un premier temps été étudié par simulations numériques à éléments finis. Le déplacement réduit (RD) est défini par l'équation suivante,

$$RD = 20log\left(\frac{1}{N_L}\sum_{n\in L}\frac{|u_{n,z}(f)|}{1\ nm}\right), \qquad \textbf{Équation 2-1}$$

où L est le trait de largeur 0.25 mm comme montré en **Figure 2-5**, N_L est le nombre de points mesurés selon L, et $u_{n,z}$ est le déplacement hors plan du point n.

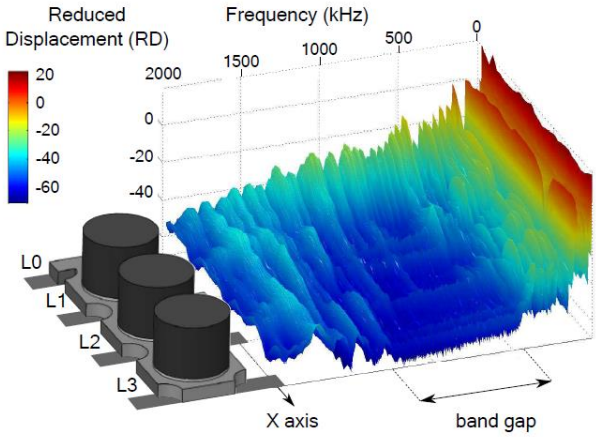


Figure 2-5 : Déplacement réduit expérimental calculé selon Équation 2-1 en fonction de la fréquence et de la position le long de la poutre phononique (axe x).

La **Figure 2-5** permet une visualisation complète des déplacements en fonction de la fréquence est de la position selon l'axe x. La mesure du déplacement a été réalisée par mesure optique à l'aide d'un appareil Laser à effet doppler. La technique de mesure par interférométrie permet de quantifier le déplacement hors plan avec une précision de l'ordre du picomètre.

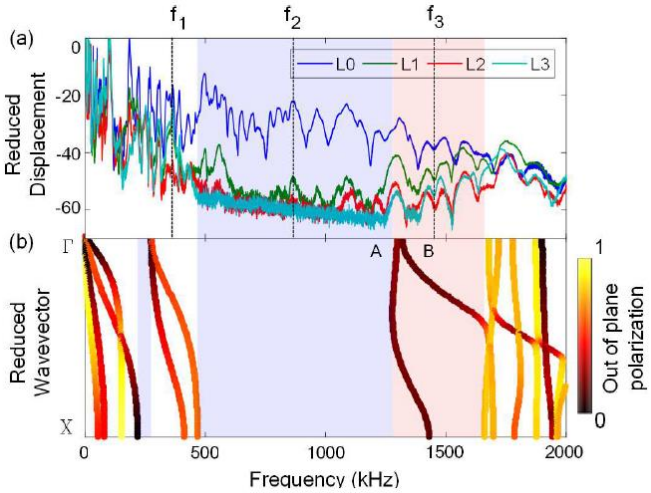


Figure 2-6 : (a) Déplacement réduit expérimental en fonction de la fréquence pour les quatre lignes comme montré en Figure 2-5. (b) Diagramme de bande de la cellule unitaire. Dans la structure de bande, l'échelle de couleur montre le déplacement hors plan selon l'axe z normalisé par rapport au déplacement total.

La **Figure 2-6** montre la superposition des mesures des déplacements aux positions L0, L1, L2 et L3 de la structure et du diagramme de dispersion calculé sur la base du motif unitaire. Il y a un très bon accord entre les résultats obtenus en simulation et ceux issues des mesures. La visualisation des déplacements aux différentes positions le long de la structure met en évidence que l'atténuation est obtenue très rapidement, dès le deuxième motif, l'onde est presque totalement atténuée, ce qui permet d'envisager une structure très compacte avec de bonnes performances. La combinaison des effets de résonances locales et des réflexions de Bragg **[34]** permettent d'obtenir une largeur de bande interdite relative très importante. La bande interdite s'étend ici de 450 kHz à 1250 kHz, ce qui correspond à une largeur de bande relative de 94%. L'atténuation correspondante est de l'ordre de -40 dB.

Cette étude montre qu'il est possible d'atteindre de très bonnes performances avec très peu de périodes de répétition, dans le cas d'une structure bien optimisée. Dans ce cas l'atténuation maximale est atteinte avec deux périodes seulement.

Plusieurs autres études ont été menées sur des structures phononiques à base de piliers. S. Yankin et al. **[35]** ont caractérisé en transmission, par le calcul numérique et l'expérimentation, un réseau de pilier en nickel sur substrat $LiNbO_3$ de coupe Y+128. Avec un facteur de forme relativement faible hp/a = 0.34, deux bandes interdites ont été mises en évidences montrant chacune respectivement une atténuation d'environ -30 et -40 dB.

2.3.L'utilisation de structures phononiques dans les résonateurs SAW

L'utilisation des cristaux phononiques dans les dispositifs SAW est assez récente, la réalisation de telles structures à l'échelle du micromètre est complexe et requiert des techniques de fabrication avancées.

Ting-Wei Liu et al ont conçu, fabriqué et caractérisé un résonateur à ondes de Love fonctionnant à une fréquence 1.25 GHz **[36]**. Cette étude est très intéressante pour nous puisqu'elle est en lien direct avec l'objectif de la thèse. Comme énoncé dans le chapitre précédent, les ondes de Love (ou STW) sont des ondes plus rapides que les ondes de Rayleigh, et donc, plus adaptées à la réalisation de dispositifs haute fréquence comme dans ce cas.

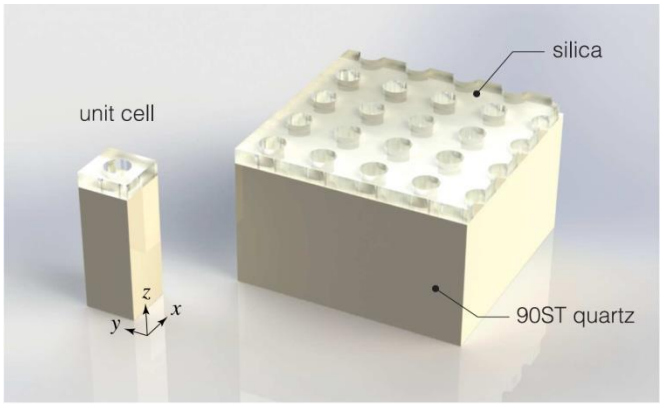


Figure 2-7 : Modèle de la structure phononique et du motif unitaire. Des trous sont gravés sur le film de silice. Le substrat est du quartz ST φ=90°.

Le modèle de la structure phononique étudiée est présenté en **Figure 2-7**. Le PNC est formé de trous dans un film de silice déposé en surface du substrat. Ce dernier est du quartz ST avec un angle de propagation de 90° pour générer les ondes STW. Le paramètre de maille est noté a. La hauteur du film de silice est $h = 0.6a$ et le rayon des trous $r = 0.2a$. Afin de vérifier l'omnidirectionnalité de la bande interdite, la zone irréductible de Brillouin est composée de cinq zones du fait de l'asymétrie de quartz. La première étape dans la caractérisation d'un cristal phononique est la détermination du diagramme de bande pour connaitre les modes acoustiques.

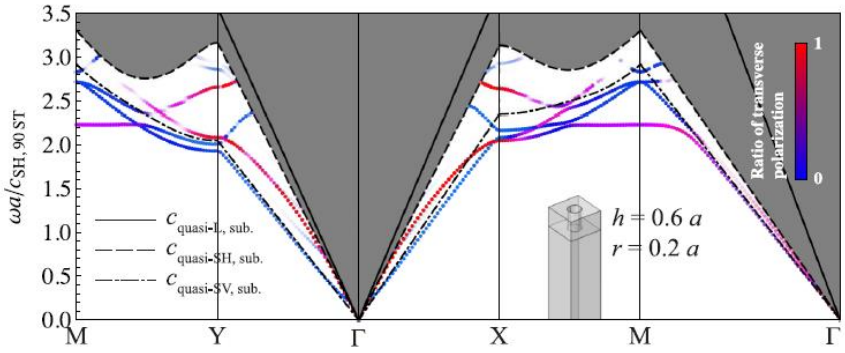


Figure 2-8 : Diagramme de bande complet du PNCs. La partie opacifiée correspond aux modes de volumes. Le gradient de couleur du bleu au rouge indique la polarisation. Le rouge correspond au mode de Love, le bleu correspond au mode de Rayleigh.

La structure de bande est présentée en **Figure 2-8**. Elle contient tous les modes de propagation de la zone irréductible de Brillouin. Le code couleur permet de différencier la polarisation des modes de propagation. La direction qui est considérée pour la fabrication du résonateur est Γ-X, une bande interdite selon cette direction est donc suffisante pour cette application.

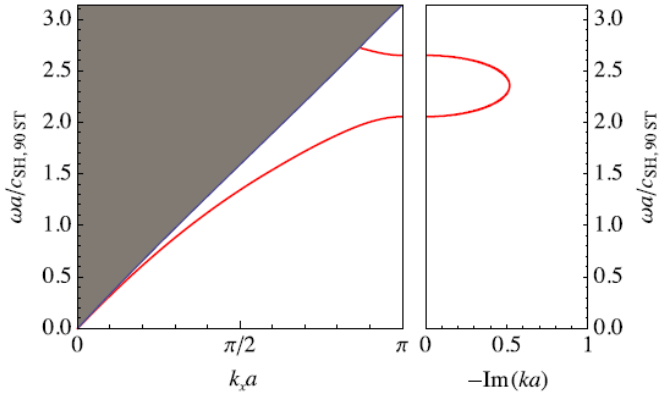


Figure 2-9 : Diagramme de bande selon la direction Γ-X.

La bande interdite partielle s'étend de 2.03 à 2.62 en fréquence réduite. L'atténuation maximum au centre de la bande interdite est de -4 dB/a. Une fois la bande interdite identifiée, il faut déterminer la période de l'IDT. Pour ce faire, il faut connaitre la vitesse de l'onde STW en prenant en compte l'effet de masse du film de silice et de la métallisation. Celle-ci est déterminée à l'aide de la même simulation que celle utilisée précédemment, c'est-à-dire par l'intermédiaire du calcul des modes propres. La fréquence d'excitation du transducteur doit être incluse dans la bande interdite.

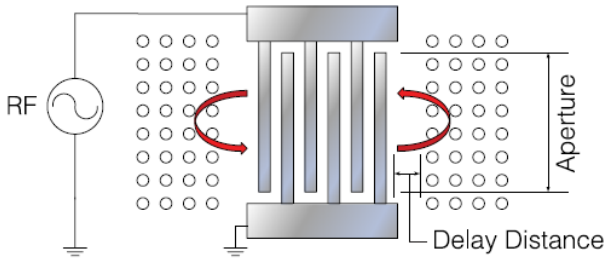


Figure 2-10 : schéma représentant le dispositif complet.

Le résonateur SAW est composé au centre de l'IDT, entouré par les cristaux phononiques utilisé en tant que réflecteurs. La seule inconnue à la géométrie du résonateur est la distance entre l'IDT et les réflecteurs, notée δ.

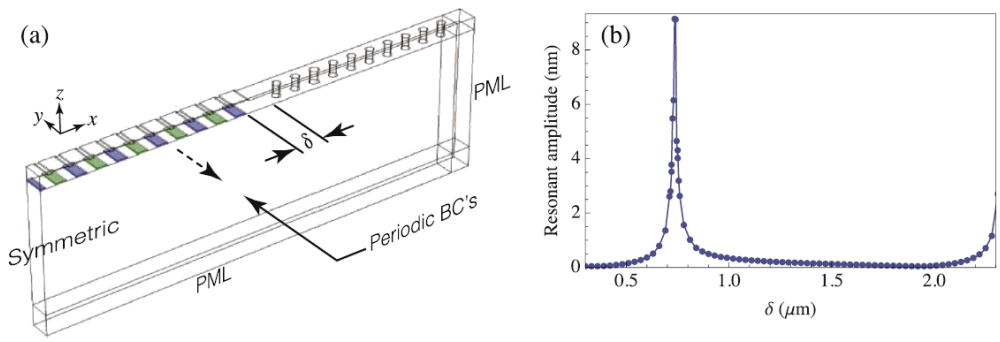


Figure 2-11 : (a) le modèle de simulation du résonateur. 10.5 paires d'électrodes ont été considérées. La condition de symétrie a été utilisée pour réduire les calculs. (b) évolution de l'amplitude de la résonance en fonction de la distance IDT – réflecteurs notée δ.

La simulation présentée en **Figure 2-11** permet de lever cette incertitude. L'amplitude de la réponse du résonateur est tracée en fonction de la valeur de δ. On peut observer un pic de grande amplitude et de faible largeur relative sur la courbe. Sa position correspond à la valeur optimale de δ pour obtenir les meilleures performances. La faible largeur relative du pic implique une forte sélectivité et donc, une tolérance très faible à l'erreur. D'un point de vue physique, l'allure de cette courbe correspond à l'addition successivement constructive ou destructive des ondes acoustiques au sein du dispositif.

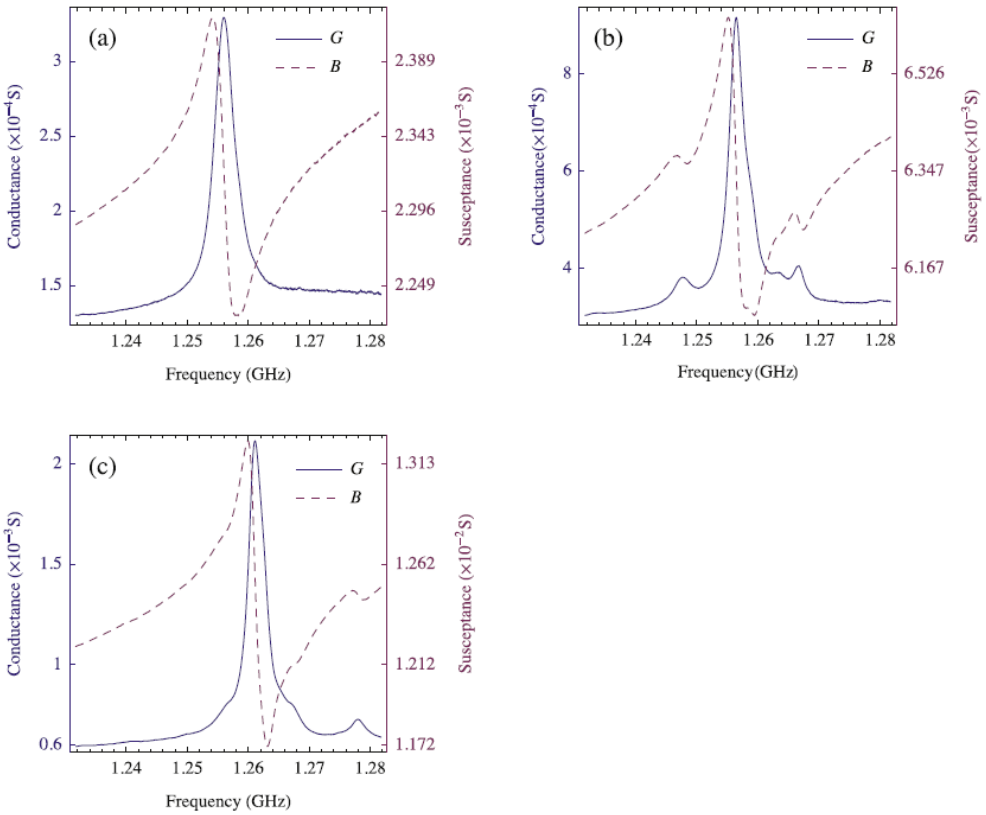


Figure 2-12 : Admittances des résonateurs mesurées avec différents nombres de pairs d'électrodes dans la cavité : (a) 10.5 pairs, (b) 30.5 pairs, (c) 60.5 pairs

Les résultats de mesure des dispositifs fabriqués sont présentés en **Figure 2-12**. Les facteurs de qualité obtenus expérimentalement pour les trois dispositifs sont respectivement de 287, 356, et 364. En simulation, et pour une structure avec 10.5 pairs, le facteur de qualité était de 1400. Cette différence est probablement due à la mauvaise maitrise de la distance δ. Des simulations ont montré qu'un décalage de seulement 1µm a des conséquences considérables à cette fréquence de travail. Cela montre donc l'importance de ce paramètre.

Le même type d'étude a été réalisé par Jia-Hong Sun et al. sur niobate de lithium comme substrat en utilisant l'onde de Rayleigh **[37]**. La fréquence de résonance considérée est 830 MHz. L'étude se limite au stade de la simulation et donne une estimation du facteur de qualité à 300.

Une étude récente menée par Ayazi et al. **[38]** présente à travers un brevet un résonateur à ondes de Lamb (mode de plaque), présenté en **Figure 2-13** ci-dessous.

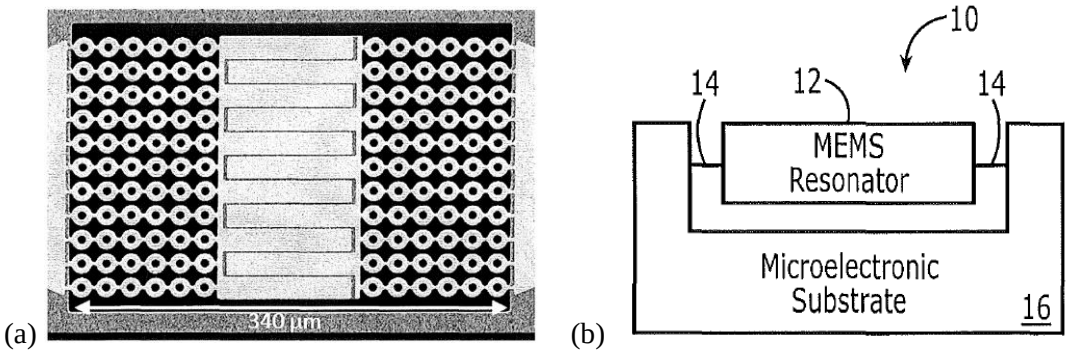


Figure 2-13 : Structure de résonateur phononique proposée par Ayazi et al. (a) vue de dessus en imagerie par microscopie électronique à balayage, (b) représentée schématiquement en vue de coté

Le substrat est du silicium (Si), servant de milieu de propagation de l'onde élastique, sur le lequel a été déposé du nitrure d'aluminium (AlN), qui présente des propriétés piézoélectriques permettant de générer l'onde élastique, et enfin de molybdène (Mo), qui est un métal conducteur ayant des propriétés élastiques proches de de celles du silicium.

Ce type de structure présente l'avantage d'isoler mécaniquement presque totalement le résonateur du reste du substrat pour une bande de fréquence comprise dans la bande interdite de la structure phononique. Les pertes acoustiques bien connues dans les dispositifs classiques (radiation dans le volume, diffraction) sont alors éliminées. Il est alors possible d'envisager des dispositifs à très hauts facteurs de qualité.

Une structure similaire a également été étudiée par C. Lin et al **[39]**. Le substrat piézoélectrique, qui constitue également le milieu de propagation, est en AlN. La structure est présentée en **Figure 2-14** ci-dessous.

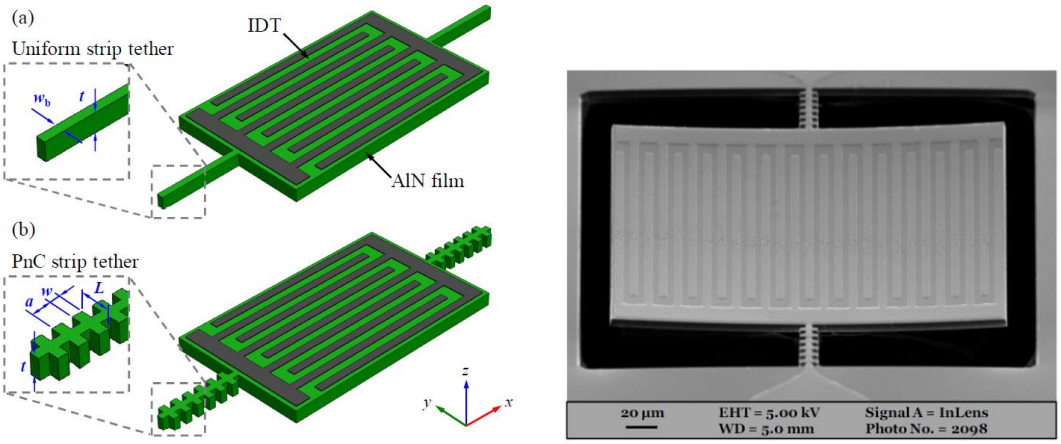


Figure 2-14 : à gauche, illustration du résonateur à onde de Lamb sur substrat AlN ancré par des poutres uniformes (a) ou deux poutres phononiques (b), à droite, imagerie par microscopie à balayage du dispositif réalisé.

Deux structures ont été étudiées : une structure dans laquelle le résonateur est ancré par des poutres uniformes, une structure dans laquelle le résonateur est ancré par des poutres phononiques. Il a été montré expérimentalement que l'utilisation de poutre phononiques permet d'accroitre le facteur de qualité de 50% par rapport à un ancrage uniforme lorsque la fréquence de résonance se situe dans une bande interdite des poutres, passant de 1849 à 2773.

Très récemment, M. Moutaouelkkil et al. **[40]** ont montré l'efficacité du confinement mécanique dans une structure phononique 1D sur substrat AlN, d'épaisseur e=0.22*a. Elle est formée d'une répétition périodique de pavé de largeur w=0.68*a et de hauteur h1=0.32*a, tel que montré dans la figure **Figure 2-15** suivante.

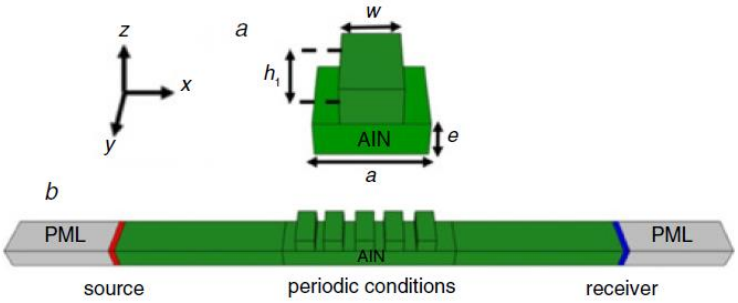


Figure 2-15 : Représentation du motif unitaire phononique (a), et du modèle pour la simulation transmission (b)

Après calcul des modes propres dans cette structure, deux bandes interdites sont mis en évidence comme montré dans la **Figure 2-16** ci-dessous,

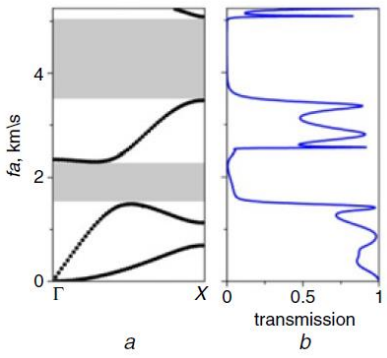


Figure 2-16 : Structure de bande du motif unitaire (a), et courbe de transmission (b)

L'étude en transmission correspondante montre de très fortes atténuations avec des largeurs de bande relative importantes : respectivement 42% et 37% pour la première bande interdite et la deuxième. Ce type de structure présente ainsi un fort potentiel pour concevoir des dispositifs avec des facteurs de qualité élevés. La simulation d'un résonateur placé au centre de cette structure phononique a ainsi montré un très fort confinement acoustique avec de très faibles pertes.

2.4.Modes de défaut phononiques

2.4.1. Définition d'un guide d'ondes phononiques

Les guides d'ondes sont des structures dans lesquelles un ou plusieurs modes de défaut peuvent se propager. Ce défaut dans la structure cristalline se présente le plus souvent par le retrait d'une période le long d'une ligne. Un exemple de mode guidé est montré par A. Khelif et al **[41]**. La structure étudiée est composée d'un réseau de pilier silicium sur substrat silicium.

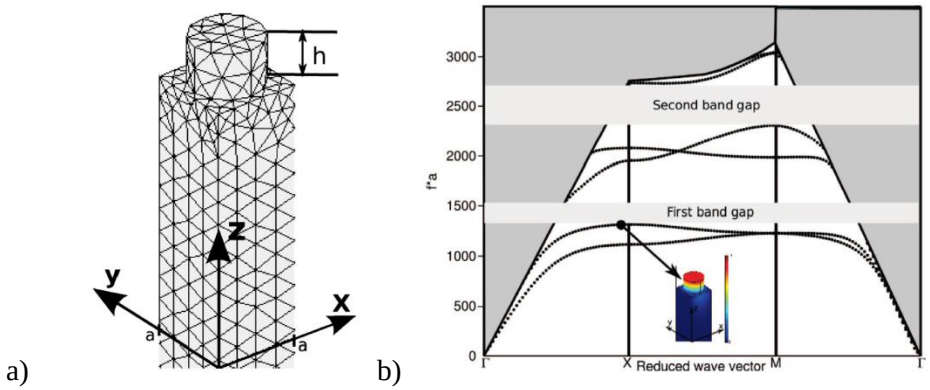


Figure 2-17 : a) Cellule unitaire du cristal phononique. b) Diagramme de bande du cristal parfait correspondant.

La **Figure 2-17** ci-dessus montre la cellule unitaire de ce réseau périodique ainsi que le diagramme de bande correspondant calculé le long de la zone irréductible de Brillouin. Les paramètres géométriques sont les suivants, le diamètre relatif est de $r/a = 0.42$ et la hauteur relative $h/a = 0.55$. La hauteur du substrat est suffisamment

importante pour que ce dernier soit considéré comme semi-infini. Cette structure met en évidence deux bandes interdites dans lesquelles il n'existe pas de mode de propagation de surface. La première bande interdite est essentiellement due au phénomène de résonance locale, la seconde bande interdite correspond à un mode de Bragg classique dans une structure phononique de ce type. La même étude a été réalisée en y introduisant cette fois-ci un défaut.

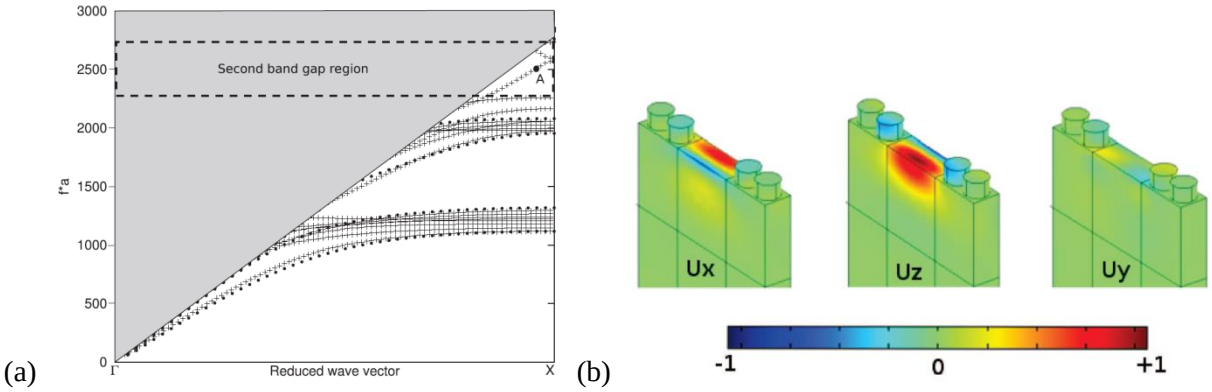


Figure 2-18 : a) Diagramme de bande du cristal phononique contenant un défaut dans la périodicité. b) Visualisation des déplacements selon Ux, Uy, et Uz correspondant au mode guidé.

La **Figure 2-18** montre les résultats de simulation correspondants à cette nouvelle géométrie. Une cellule de ce type est appelée super-cellule. Le diagramme de bande a ainsi été calculé selon ΓX avec la même méthode et les mêmes conditions de périodicité que précédemment. Seule cette direction a été considérée car elle correspond à la direction de propagation étudiée. Sur le diagramme de bande, les modes acoustiques indiqués par un point sont ceux du cristal parfait, ceux indiqués par les croix correspondent aux modes engendrés par le défaut. La dimension du défaut est de $2.5a$. Cette dimension n'est pas choisie au hasard, elle est suffisamment grande pour engendrer un mode de défaut, mais aussi suffisamment petite pour qu'il y en ait qu'un seul. Ce mode guidé est clairement visible dans le diagramme de bande, et est positionné dans la région correspondante à la deuxième bande interdite du cristal parfait. Les déplacements correspondant à ce mode guidé sont illustrés pour chaque polarisation. Ils sont majoritairement présents selon la polarisation Uz, et dans une moins grande ampleur, selon la polarisation Ux. Cela correspond donc à une onde de Rayleigh. Pour mieux visualiser la propagation du mode guidé, une géométrie de longueur finie et encadrée par des PML est simulée.

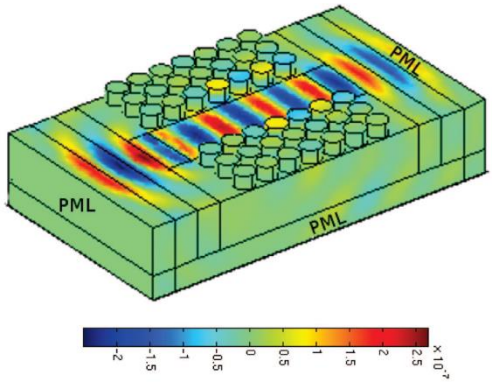


Figure 2-19 : Structure finie du guide d'onde montrant les déplacements selon Ux du mode guidé.

La **Figure 2-19** montre les déplacements, et donc la répartition de l'énergie au sein du guide d'onde. L'onde acoustique est générée par l'intermédiaire d'une excitation mécanique forcée. Cela montre ainsi l'efficacité d'une telle structure à confiner l'énergie selon l'axe y d'une onde se déplaçant selon l'axe x. L'intérêt réside également dans le fait que qu'il n'existe qu'un seul mode de propagation, l'excitation est dite monomode. Pour la conception d'un résonateur, cette configuration est idéale puisqu'elle interdirait tous modes de propagation transverses, nuisibles aux performances de ce dernier.

2.4.2. L'intérêt du guide d'onde dans les résonateurs

R. Dehghannasiri et al. **[42]** proposent ainsi le concept d'un résonateur fonctionnant sur ce principe. De la même façon que précédemment, un mode guidé est créé en supprimant linéairement une période dans le réseau. Pour concevoir ce résonateur, il faut confiner l'onde selon les deux axes du plan formant la surface. Pour ce faire, les auteurs expliquent qu'ils ont choisi de ne pas confiner l'onde en fermant le guide d'onde brutalement par une structure phononique. Ce changement brutal d'impédance acoustique engendrerait des pertes acoustiques au niveau des frontières limites du guide d'onde, dues aux discontinuités entre la structure phononique du guide d'onde, et celle des réflecteurs.

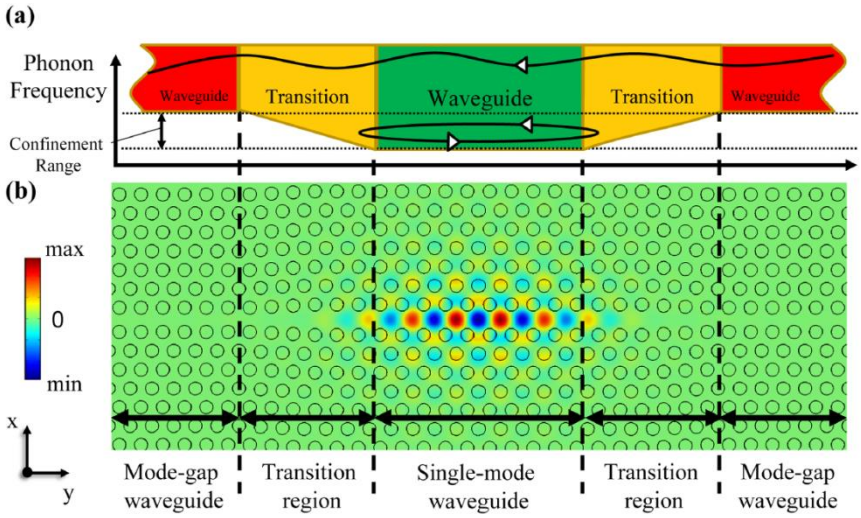


Figure 2-20 : Schéma illustrant le résonateur à mode de défaut guidé. (a) Le mécanisme de confinement du mode de défaut. (b) La visualisation de la résonance acoustique dans la cavité.

Pour éviter ce phénomène, l'idée est ainsi de refermer progressivement le guide d'onde aux deux extrémités. La **Figure 2-20** montre les caractéristiques détaillées de cette géométrie. Elle se distingue en trois types de région : la région centrale où se situe le guide d'onde, une zone de transition acoustique et enfin une zone dans laquelle la propagation y est interdite. La zone de transition permet d'éviter un changement brutal d'impédance acoustique, et permet également un ajustement fin du mode de résonance acoustique. La longueur du guide d'onde au centre est généralement déterminée en fonction des caractéristiques recherchées qui sont : la fréquence de résonance souhaitée, la dimension nécessaire pour y introduire un PID pour exciter et récupérer l'énergie du mode acoustique, l'impédance électrique désirée.

A l'échelle macroscopique, S. Benchabane et al. **[43]** ont mis en évidence, au moyen d'une structure phononique formée de cylindres d'acier immergés dans de l'eau, la possibilité de guider une onde acoustique efficacement à travers un guide d'onde structuré par enlèvement d'une série de cylindre en ligne. La présence de défauts dans ces guides d'ondes a engendré une transmission nulle pour des bandes étroites de fréquences bien spécifiques. Pour ces fréquences, l'onde acoustique est presque totalement réfléchie. Les résultats de cette étude sont montrés en **Figure 2-7** ci-dessous.

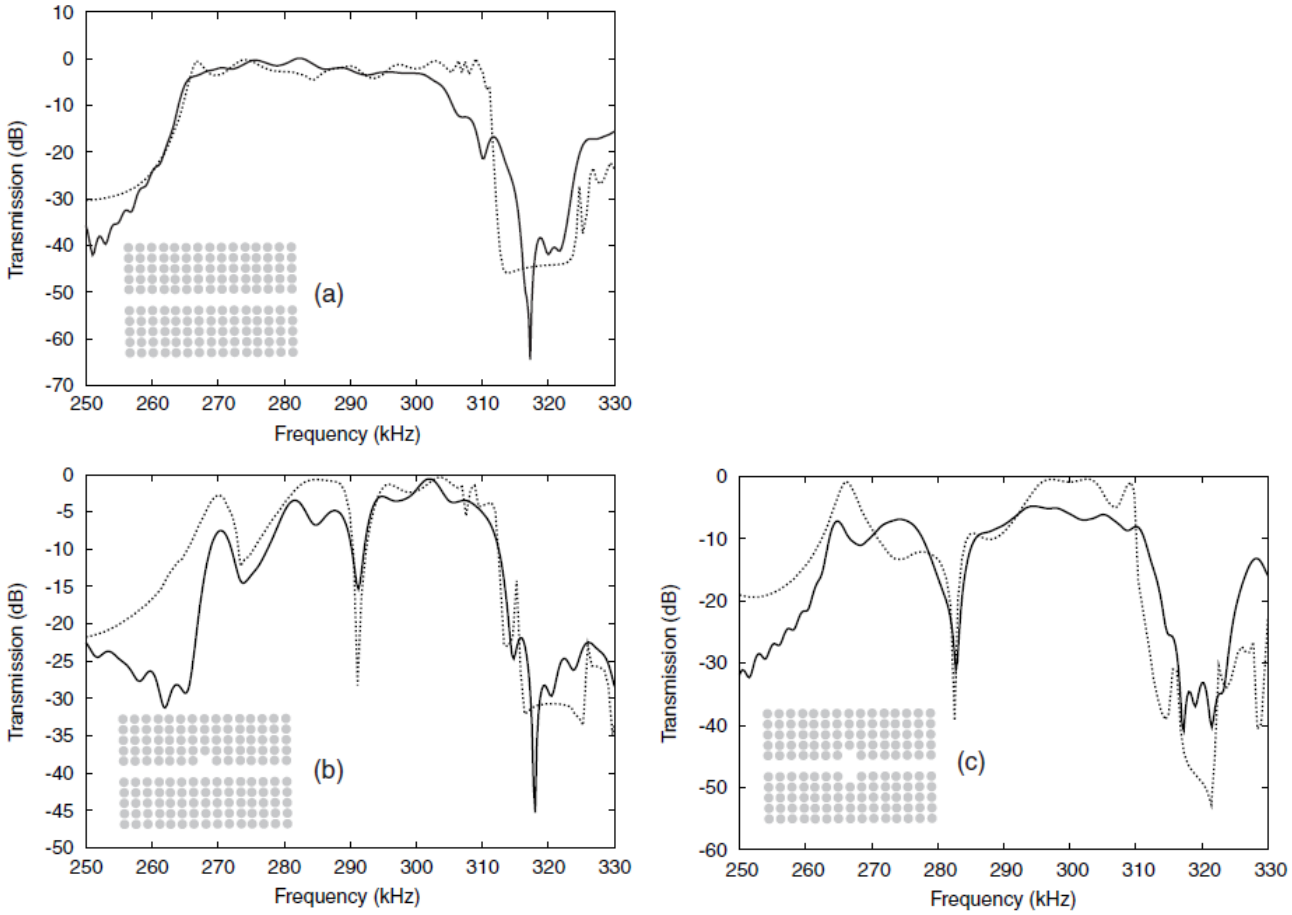


Figure 2-21 : Mesure expérimentale (ligne continue) et simulation (ligne discontinue) de la puissance transmise à travers (a) le guide d'onde sans défaut, et le guide d'onde avec défaut asymétrique (b) ou symétrique (c). Les géométries sont indiquées par les schémas en gris.

La fréquence de résonance des défauts peut être ajustée en modifiant leur taille, et notamment leur longueur. Ce type de géométrie peut être utilisée dans des applications de type filtrage, ou dans notre cas (application de type résonateur), en tant que réflecteurs acoustiques.

2.5. Conclusion de chapitre

Dans ce chapitre nous avons abordé toutes les notions sur les cristaux phononiques que nous allons exploiter dans la suite de cette étude. La notion de cristal phononique a été définie et illustrée à travers plusieurs exemples de réalisations, à la fois à l'échelle macroscopique et microscopique. Des concepts et réalisations de résonateurs, exploitant cette technologie, ont été étudiés, ainsi que leurs performances associées.

Un concept très récent et prometteur en termes de performances de résonateur à base de guide d'onde et de réflecteurs a été abordé. Le guide d'onde permettrait de créer un canal acoustique monomode, dans lequel tout autre mode acoustique serait prohibé, en confinant l'onde acoustique dans la direction perpendiculaire à la direction de propagation. Des réflecteurs placés de chaque côté permettrait de confiner l'onde acoustique dans la direction de propagation. Bien qu'étudié en simulation, ce type de structure n'a jamais été réalisé en pratique. Plusieurs contraintes se posent. Pour pouvoir adapter électriquement un PID, il faut une ouverture acoustique suffisante, c'est une condition difficile à respecter car un guide d'onde n'est généralement monomode que pour une largeur de canal acoustique de faible dimension. Au fur et à mesure que l'on élargit l'ouverture du guide d'onde, de nouveaux modes acoustiques apparaissent. Dans ce cas, le guide d'onde perd de son intérêt dans une application de type résonateur. Ainsi, l'optimisation des paramètres géométriques d'une telle structure dans l'objectif d'une réalisation pratique n'est pas simple.

La suite de cette étude sera consacrée à la description des outils mathématiques nécessaires à la simulation numérique.

Chapitre 3. Modélisation et outils de simulation

3.1. Introduction

Ce chapitre est consacré à la théorie constituant la base de la simulation des dispositifs SAW dans un premier temps, et des cristaux phononiques dans un second temps. Nous aborderons les modèles de simulation utilisés ainsi que les équations sous-jacentes. Concernant la simulation de dispositifs SAW classiques à structure de Bragg, bien que le modèle global à résoudre soit tridimensionnel, il est ramené à un ensemble de problèmes en deux dimensions. Cela permet de fractionner le calcul et rend plus flexible l'ajustement des différents paramètres au cours de la simulation. Dans le cas des cristaux phononiques, cette technique n'est pas applicable puisque des phénomènes mécaniques intrinsèquement liés à la structure tridimensionnelle du modèle sont à prendre en compte, telles que par exemple les résonances locales. La complexité des mécanismes mis en jeux rend difficile l'emploi de modèle simplifiés. De ce fait, les calculs sont effectués sur le modèle 3D directement, préalablement fractionné en éléments finis. Le nombre d'éléments à résoudre est souvent très important. Par conséquent, alors que la résolution d'une structure à miroirs de Bragg ne prend que quelques secondes ou minutes, celle d'une structure phononique peut prendre plusieurs jours.

3.2. Modélisation et simulation d'un réseau périodique d'électrodes métalliques déposées à la surface d'un substrat piézoélectrique

Dans la majorité des applications, l'épaisseur du substrat permet de considérer le matériau comme un milieu de propagation semi-infini où se propagent des ondes planes monochromatiques. Les modèles physico-mathématiques sont très sophistiqués. Les programmes de simulation utilisent des méthodes de type « éléments finis » (FEM, de l'anglais « Finite Element Method ») et « éléments de frontières » (BEM, de l'anglais « Boundary Element Method »), basées sur des formulations intégrales et les fonctions de Green. Dans le cas de hautes fréquences, il est également nécessaire d'utiliser un simulateur qui permet de prévoir le comportement électromagnétique des dispositifs SAW et leur interaction avec l'environnement. Il est par exemple possible d'utiliser des logiciels comme HFSS ou Qucs qui permettent de connecter des éléments parasites au modèle simulé dans le but de se rapprocher des conditions réelles.

3.2.1. Equations de base de propagation des ondes acoustiques

La propagation d'une onde élastique dans un milieu solide est régie par les équations suivantes :

$$\sigma_{ij}(\boldsymbol{r},t) = c_{ijkl}(\boldsymbol{r})u_{k,l}(\boldsymbol{r},t)\,,$$ **Équation 3-1**

$$\sigma_{ij,j}(\boldsymbol{r},t) = \rho(\boldsymbol{r})\frac{\partial^2 u_i(\boldsymbol{r},t)}{\partial t^2}\,,$$ **Équation 3-2**

avec u_i les trois déplacements dans l'espace, σ_{ij} les tenseurs de contrainte, c'est la contrainte exercée par la force suivant l'axe i (xi) sur la surface notée j. Concernant les propriétés du matériau, c_{ijkl} sont ses constantes élastiques et ρ sa masse volumique. Ces valeurs sont des constantes pour un matériau donné mais peuvent varier spatialement dans le cas d'un matériau hétérogène. Les indices i, j, k et l prennent une valeur comprise entre 1 et 3, correspondant aux trois dimensions de l'espace. Une virgule qui précède un indice indique une dérivée et une somme de cette dernière sur les indices répétés. Pour une valeur fixe de temps et d'espace, l'équation précédente peut s'écrire de la façon suivante,

$$\sigma_{ij} = \sum_{k=1}^{3}\sum_{l=1}^{3} C_{ijkl}\frac{\partial u_l}{\partial x_k}$$ **Équation 3-3**

Ce type d'équation, composée de boucle sur les différents indices, peut être facilement intégré dans un programme de calcul.

3.2.2. Comportement mécanique et piézoélectricité – modélisation par éléments finis

Précédemment, nous avons abordé les notions de base de propagation acoustique en milieu solide. Dans cette étude, le substrat considéré est de nature piézoélectrique. Ainsi, en plus des équations de mécanique du solide, interviennent les notions de champs électriques associés aux déformations. Les coefficients élastiques ne suffisent plus pour formuler le problème. Il est donc nécessaire d'introduire des coefficients de piézoélectricité. Comme tous matériaux piézoélectriques, il apparait des charges électriques si on le déforme et inversement. Ces phénomènes peuvent être formulés par les équations suivantes,

$$\boldsymbol{D} = \varepsilon\boldsymbol{E} + e\boldsymbol{S}\,,$$ **Équation 3-4**

$$\sigma = c\boldsymbol{S} - e\boldsymbol{E}\,,$$ **Équation 3-5**

avec $\boldsymbol{D}$ le vecteur de déplacement électrique, ε la matrice de permittivité, e la matrice des coefficients piézoélectriques, $\boldsymbol{E}$ le vecteur de champ électrique, $\boldsymbol{S}$ le tenseur des déformations mécaniques. La première équation montre la polarisabilité du matériau diélectrique lorsque celui-ci est déformé. A l'inverse, la seconde équation exprime, quant à elle, l'apparition de contraintes et de déformations lorsque le matériau piézoélectrique est placé dans un champ électrique.

Afin de pouvoir effectuer des calculs numériques à partir de ces équations, il est nécessaire de connaitre les constantes du matériau étudié. L'organisation de ces données est indiquée dans le **Tableau 3-1**.

Tableau 3-1 : Organisation d'un fichier de données d'un matériau piézoélectrique.

c_{11}	c_{12}	c_{13}	c_{14}	c_{15}	c_{16}	Matrice des rigidités ou coefficients élastiques $c_{\alpha\beta}$
c_{12}	c_{22}	c_{23}	c_{24}	c_{25}	c_{26}	
c_{13}	c_{23}	c_{33}	c_{34}	c_{35}	c_{36}	
c_{14}	c_{24}	c_{34}	c_{44}	c_{45}	c_{46}	
c_{15}	c_{25}	c_{35}	c_{45}	c_{55}	c_{56}	
c_{16}	c_{26}	c_{36}	c_{46}	c_{56}	c_{66}	
e_{11}	e_{12}	e_{13}	e_{14}	e_{15}	e_{16}	Matrice piézoélectrique $e_{i\alpha}$
e_{12}	e_{22}	e_{23}	e_{24}	e_{25}	e_{26}	
e_{13}	e_{23}	e_{33}	e_{34}	e_{35}	e_{36}	
ε_{11}	ε_{12}	ε_{13}				Tenseur des permittivités ε_{ij}
ε_{12}	ε_{22}	ε_{23}				
ε_{13}	ε_{23}	ε_{33}				

Concernant les rigidités, elles sont de l'ordre de 10^{11} N/m² (100 GPa). Dans un souci de simplicité et compacité, les valeurs dans le tableau sont exprimées en 10^{11} N/m². Les constantes piézoélectriques sont en général comprises entre 0.1 et 10 C/m². Souvent, seules sont données les valeurs des constantes indépendantes. En effet, les éléments de symétrie ponctuelle des cristaux réduisent le nombre de composantes indépendantes des tenseurs caractérisant l'élasticité et la piézoélectricité. Ces données sont connues pour la plupart des matériaux. A ce tableau est généralement ajoutée la masse volumique du matériau.

La partie piézoélectrique est prise en compte par une méthode BEM, à l'interface du substrat. Pour décrire l'état de surface du substrat piézoélectrique, on utilise la fonction de Green.

3.2.3. Fonction de green spectrale dans les milieux semi-infinis – éléments de frontière (BEM)

La partie piézoélectrique du problème est traitée par une méthode BEM **[44]**. La fonction de Green permet de décrire l'état de surface du substrat en reliant les déplacements mécaniques et le potentiel électrique aux contraintes mécaniques et aux charges électriques. Elle permet la caractérisation complète du comportement électromagnétique d'un substrat semi-infini.

$$\begin{Bmatrix} u_1 \\ u_2 \\ u_3 \\ \phi \end{Bmatrix}(\beta,\omega) = -j\omega \begin{bmatrix} \overline{G_{11}} & \overline{G_{12}} & \overline{G_{13}} & \overline{G_{14}} \\ \overline{G_{21}} & \overline{G_{22}} & \overline{G_{23}} & \overline{G_{24}} \\ \overline{G_{31}} & \overline{G_{32}} & \overline{G_{33}} & \overline{G_{34}} \\ \overline{G_{41}} & \overline{G_{42}} & \overline{G_{43}} & \overline{G_{44}} \end{bmatrix}(\beta,\omega) \begin{Bmatrix} \sigma_{21} \\ \sigma_{22} \\ \sigma_{23} \\ Q \end{Bmatrix} \qquad \textbf{Équation 3-6}$$

u_j représente le déplacement mécanique suivant les trois dimensions, ϕ est le potentiel électrique, σ_{ij} les contraintes et Q les charges électriques. Les coefficients en violet correspondent à la partie mécanique, ceux en rouge correspondent à la partie électrique, et ceux en bleu correspondent à la partie piézoélectrique. Les

paramètres de propagation des ondes élastiques peuvent ainsi être déterminés de façon systématique selon le matériau et les orientations cristallines, ce qui permet de prévoir les configurations compatibles avec les applications recherchées.

L'utilisation de matériaux monocristallins rend les prévisions très efficaces, c'est-à-dire que les résultats de simulation sont très proches de ceux obtenus en pratique. Ceci est dû à la grande stabilité de leurs propriétés physiques et à la précision des procédés de photolithographie.

3.2.4. Calcul des courbes de lenteurs

Dans le cas d'un substrat homogène et libre, les vitesses des ondes acoustiques de surface sont déterminées en cherchant les pôles et les zéros de la permittivité effective. Le calcul de permittivité effective est obtenu par résolution de la fonction de Green restreinte à ses composantes électriques **[45]**. Ce calcul est détaillé dans la référence **[46]**.

Dans le cas d'un substrat surmonté d'électrodes métalliques, deux paramètres supplémentaires sont pris en compte : la dépendance en fréquence engendrée par la périodicité du réseau d'électrodes, et l'effet de masse des électrodes. La résolution du problème passe alors par le calcul de l'admittance harmonique et la détermination de ses pôles. L'effet de masse est pris en compte grâce à la méthode de calcul par éléments finis.

3.2.5. Méthode par éléments finis (FEM)

La partie purement mécanique est traitée par une méthode FEM **[47]**, l'électrode est discrétisée en éléments de base identiques permettant de résoudre le problème numériquement.

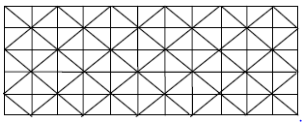


Figure 3-1 : Illustration d'une électrode discrétisée

L'électrode étant un matériau isotrope et homogène, les coefficients élastiques de l'électrode dépendent donc uniquement de E et ν, sa loi de comportement peut s'écrire :

$$\sigma_{ij} = \lambda S_{kk}\delta_{ij} + 2\mu S_{ij} \,,$$

Équation 3-7

avec λ et μ les constantes de Lamé calculées à partir du module d'Young E et du coefficient de Poisson ν, δ_{ij} est le symbole de Kronecker.

Enfin pour modéliser l'électrode il faut prendre en compte sa masse volumique ρ car on utilise la loi fondamentale de la dynamique pour formuler le problème :

$$\sum_k \frac{\partial \sigma_{ik}}{\partial x_k} = \rho \frac{\partial^2 U_i}{\partial t^2}.$$ **Équation 3-8**

Lorsque l'onde acoustique passe sous une électrode, elle est ralentie. Ce ralentissement entraîne une perte d'énergie. L'énergie perdue par l'onde incidente est alors convertie en une onde réfléchie de sens opposée.

3.2.6. Modèle périodique infini

Pour faciliter les calculs, le problème est dans un premier temps simplifié à un modèle d'onde acoustique se propageant sous un réseau d'électrodes périodique et infini. Le modèle est illustré dans la figure ci-dessous,

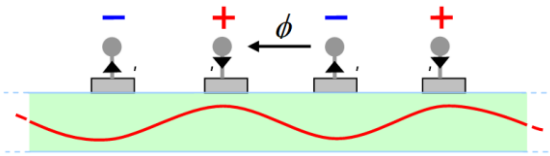


Figure 3-2 : Illustration du couplage électroacoustique au niveau d'un réseau infini d'électrodes.

Le modèle étant périodique, la résolution du problème se résume à la résolution d'une cellule élémentaire. Le schéma l'illustrant est le suivant,

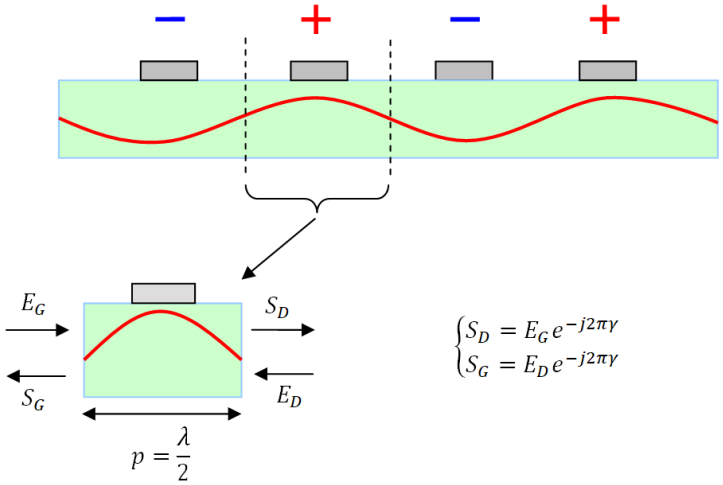


Figure 3-3 : Représentation de la résolution d'une cellule d'un modèle périodique et infini d'électrodes.

On considère alors une « cellule » constituée d'une seule électrode et l'on ajoute des conditions de périodicité de l'onde de part et d'autre de la cellule dues à la périodicité du réseau.

La matrice mixte décrit le fonctionnement global d'un transducteur. Le port électrique est décrit avec I, V. Les ports acoustiques sont décrits en termes d'ondes entrantes E_i et d'ondes sortantes S_i,

$$\begin{Bmatrix} S_1 \\ S_2 \\ I \end{Bmatrix} = \begin{bmatrix} & D & & \alpha_1 \\ & & & \alpha_2 \\ \beta_1 & & \beta_2 & Y_{el} \end{bmatrix} \begin{Bmatrix} E_1 \\ E_2 \\ V \end{Bmatrix}.$$ **Équation 3-9**

La sous matrice D représente la matrice de diffraction acoustique. On a,

$$D = \begin{bmatrix} r_{11} & t_{12} \\ t_{21} & r_{22} \end{bmatrix} \; avec \; t_{12} = t_{21} \, .$$ **Équation 3-10**

Les paramètres r et t sont respectivement les coefficients de réflexion et de transmission sous l'électrode. Les coefficients α_1 et α_2 caractérisent les couplages électroacoustiques. Les coefficients β_1 et β_2 caractérisent les couplages électroacoustiques. Le scalaire Y_{el} représente l'admittance élémentaire d'une électrode. La matrice globale est alors appelée Matrice Mixte.

La directivité peut être définie de la manière suivante :

$$d = \frac{|\alpha_1|^2 - |\alpha_2|^2}{|\alpha_1|^2 + |\alpha_2|^2}.$$ **Équation 3-11**

Pour caractériser un système à N électrodes, on cascade les matrices chaines élémentaires.

La détermination d'une solution se fait par résolution de plusieurs problèmes à deux dimensions, en combinant différentes simulations, faites dans des plans différents. Le résultat de ce type de simulation est en général très proche de la mesure. Contrairement à une simulation par éléments finis à trois dimensions, qui prendrait plusieurs jours de calculs pour caractériser un dispositif SAW, la résolution du problème par cette méthode ne dure que quelques minutes.

La société SENSeOR dispose ainsi de plusieurs programmes de simulation permettant de caractériser la réponse en fréquence de dispositifs SAW à géométries variables. Ils sont issus de nombreux travaux de recherche menés antérieurement par la société Thales Microsonics puis Temex en partenariat avec le LPMO (Laboratoire de Physique et Métrologie des oscillateurs). Les résultats de simulation sont très précis et permettent de concevoir des dispositifs SAW avec confiance.

3.3. Les techniques numériques de simulation des cristaux phononiques

3.3.1. Equations de base de propagation

3.3.1.1. Equations dans les solides

De manière générale, la résolution des problèmes dans les cristaux phononiques se fait par discrétisation de la géométrie, en y ajoutant des conditions aux limites. Nous nous intéresserons uniquement au cas des solides, la propagation élastique dans les liquides et gaz n'est pas l'objet de cette étude.

Les équations vues en section **0** sont valables pour l'ensemble des solides, et donc, également pour les cristaux phononiques. Les équations peuvent donc être réécrites en fonction du milieu considéré (isotrope ou anisotrope). Les contraintes peuvent être supprimées pour obtenir les équations de propagation pour les déplacements uniquement :

$$\left(c_{ijkl}(r)u_{k,l}(r,t)\right)_{,j} = \rho(r)\frac{\partial^2 u_i(r,t)}{\partial^2 t}.$$ **Équation 3-12**

Cette dernière équation constitue généralement la base pour établir les modèles des cristaux phononiques. Dans le cas de cristaux phononiques, le milieu est parfaitement périodique et les champs sont monochromatiques, le théorème de Bloch-Floquet peut être appliqué pour limiter le calcul à une seule maille cristalline. Par ailleurs, si on considère a définissant n'importe quel vecteur désignant la répétition de la structure dans l'espace, on a $\rho(r) = \rho(r+a)$ et $c_{ijkl}(r) = c_{ijkl}(r+a)$ et toutes les quantités élastiques décrivant une valeur propre peuvent s'écrire sous la forme,

$$u_i(r,t) = \bar{u}_i(r)e^{l(\omega t - kr)}\,,$$ **Équation 3-13**

où ω est la fréquence angulaire, k le nombre d'onde, et $\bar{u}_i(r)$ une fonction périodique définie dans la cellule unitaire : $\bar{u}_i(r) = \bar{u}_i(r+a)$.

Le nombre d'onde est lié à la longueur d'onde par l'équation suivante :

$$k = \frac{2\cdot\pi}{\lambda}.$$ **Équation 3-14**

Une équation similaire pour la contrainte peut être établie,

$$\bar{\sigma}_{ij}(r) = c_{ijkl}(r)\left(\bar{u}_{k,l}(r) - lk_l\bar{u}_k(r)\right),$$ **Équation 3-15**

$$\bar{\sigma}_{ij}(r) - lk_l\bar{u}_k(r) = -\rho(r)\omega^2\bar{u}_i(r)\,.$$ **Équation 3-16**

Dans le cas de matériaux piézoélectrique, une onde électromagnétique est générée au passage de l'onde élastique le long du substrat. Par l'approximation des régimes quasi-stationnaires de Maxwell, il suffit de dériver le champ électrique par le potentiel ϕ, les équations peuvent alors s'écrire :

$$\sigma_{i,j}(\boldsymbol{r},t) = c_{ijkl}(\boldsymbol{r})u_{k,l}(\boldsymbol{r},t) + e_{kij}\phi_{,k}(\boldsymbol{r},t)\,,$$ **Équation 3-17**

$$D_i(\boldsymbol{r},t) = e_{ikl}u_{k,l}(\boldsymbol{r},t) - \epsilon_{ij}\phi_{,j}(\boldsymbol{r},t)\,.$$ **Équation 3-18**

D est le vecteur d'induction électrique, e_{ikl} est le tenseur piézoélectrique, et ϵ_{ij} est le tenseur diélectrique pour des fréquences basses (à l'opposé des fréquences optiques). Par ailleurs, en plus des deux équations précédentes, l'**Équation 3-2** est toujours valable, ainsi, l'équation de Maxwell $D_{i,i} = 0$ doit être ajoutée. Les équations pour les solides piézoélectriques peuvent être formulées de la même manière que celles pour les solides élastiques, en définissant un déplacement général avec $u_4 = \phi$ et un tenseur de contrainte généralisé avec $T_{4i} = D_i$

Pour résumer, la propagation des ondes dans un solide peuvent être décrites soit par une relation liant les contraintes et les déplacements à la relation fondamentale de la dynamique, telles que l'**Équation 3-1** et

l'Équation 3-2, soit par une équation d'onde pour le déplacement seulement, telle que l'**Équation 3-12**. Ce modèle peut être compléter en y incluant les différents effets tels que la piézoélectricité par exemple.

3.3.1.2. Les pertes dans le matériau

Les origines des pertes de propagation dans le matériau peuvent être multiples, et donc, les équations qui les décrivent le sont également. Elles sont souvent engendrées par la présence de défauts microscopiques dans le matériau (cristal imparfait, présence d'impuretés), ou bien par des diffractions en surface dues à la rugosité de cette dernière. Les ondes élastiques interagissent avec les phonons thermiques, de telle sorte que ce phénomène est prépondérant dans un cristal parfait tel que le quartz ou bien niobate de lithium, pour ne citer que ceux qui sont majoritairement utilisés dans les dispositifs SAW. De manière générale, les pertes augmentent avec le carré de la fréquence. Les pertes par viscosité peuvent être exprimées de la manière suivante, pour une température donnée,

$$T_{ij} = c_{ijkl} u_{k,l} + \eta_{ijkl} \frac{\partial u_{k,l}}{\partial t}, \qquad \textbf{Équation 3-19}$$

où η_{ijkl} est le tenseur de viscosité, il est multiplié par la fonction dérivée du déplacement par rapport au temps. Le tenseur de viscosité possède les mêmes symétries que le tenseur élastique. Se décrivant dans le domaine temporel, cette équation est bien adaptée aux méthodes de résolution temporelles telles que la méthode de calcul par différences finies dans le domaine temporel (notée FDTD pour l'anglais Finite-Difference Time-Domain). Pour les ondes monochromatiques, les constantes élastiques ne sont plus seulement réelles mais doivent être considérées comme des valeurs complexes,

$$c'_{ijkl} = c_{ijkl} + l\omega\eta_{ijkl} . \qquad \textbf{Équation 3-20}$$

Cette modification permet d'inclure les effets des pertes à une fréquence donnée, ce modèle est ainsi bien adapté à la méthode de décomposition en ondes planes (notée PWE pour l'anglais Plane Wave Expansion).

Ces différentes méthodes de résolution à la fois dans le domaine temporel (FDTD) et dans le domaine fréquentiel (PWE) seront détaillées dans la suite de ce document.

3.3.2. La résolution des problèmes liés cristaux phononiques

Cette partie est consacrée à l'exposé des différents types de problèmes que l'on peut être amené à résoudre dans l'étude d'un cristal phononique, et les conséquences sur la méthode de résolution à utiliser. La principale discrimination correspond au choix du domaine de résolution : temporel ou spectral. Il est cependant possible de passer de l'un à l'autre à l'aide de la transformée de Fourier. Le modèle peut ensuite être affiné par les conditions aux limites, dont les caractéristiques de propagation dépendent directement. La compréhension des phénomènes mis en jeux est très importante (périodicité, symétries, dimensions semi-infinies…). Cela permet

notamment l'optimisation des simulations ce qui va permettre de réduire au maximum le temps d'exécution de celles-ci.

3.3.2.1. Classification par géométrie

La géométrie à considérer dépend du problème à résoudre. Dans le cas où le cristal est infini, il n'y a pas de conditions aux limites à instaurer pour une structure qui n'est pas bornée spatialement. Dans un espace tridimensionnel, on peut considérer 1, 2 ou 3 conditions de périodicités, qui correspondent respectivement à des cristaux phononiques 1D (**2.2.2**), 2D (**0**) ou 3D (**0**). Lorsqu'un cristal est fini spatialement dans une direction, des modes de propagation guidés en surface peuvent apparaitre, c'est ce que nous appelons SAW. Suivant les dimensions du modèle étudié, des ondes guidées dans le demi-espace peuvent apparaitre, ce sont les modes de plaques. Ils surviennent lorsque le matériau est délimité par deux surfaces parallèles et donc deux conditions aux limites. Nous ne détaillerons pas ces modes de propagation qui ne sont pas l'objet de cette étude. Cette liste n'est pas exhaustive et il est possible de rencontrer des cas d'études bien plus complexes.

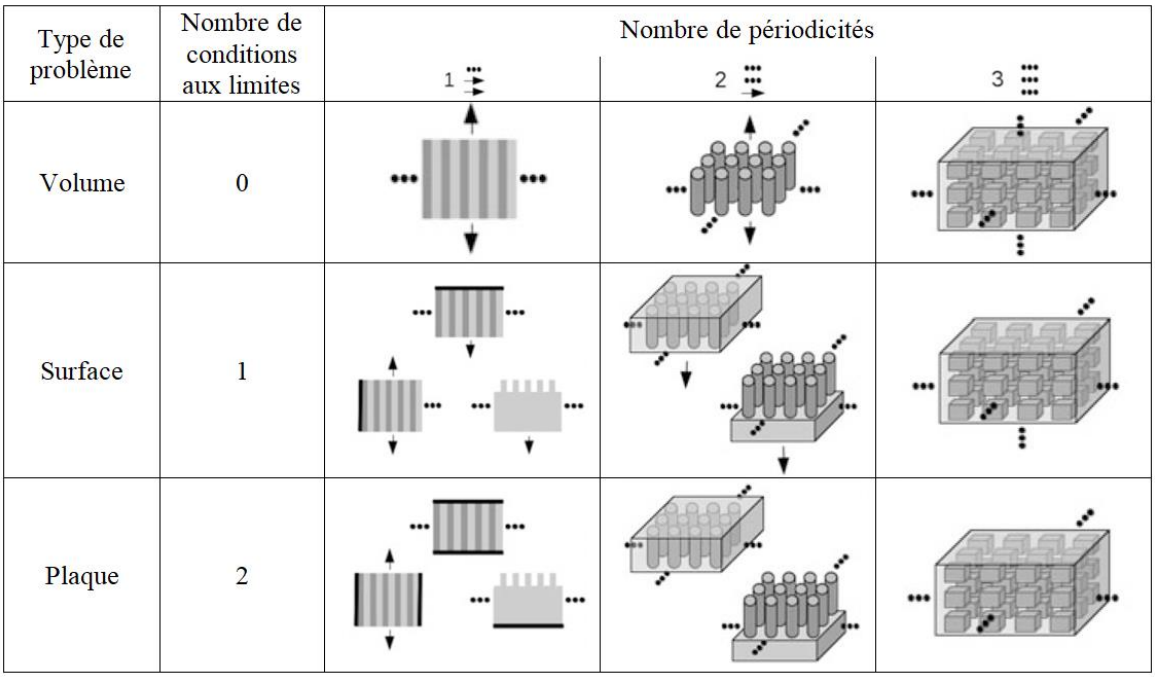
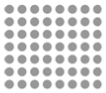
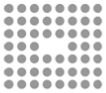


Figure 3-4 : Classification des cristaux phononiques selon leur géométrie. Les trois points consécutifs indiquent une répétition périodique de la cellule unitaire, les flèches indiquent une extension à l'infini de la structure.

La **Figure 3-4** montre la classification des cristaux phoniques selon leur géométrie. Cette classification est établie en fonction des propriétés physiques des cristaux phononiques, et en particulier des modes de propagation qui peuvent exister dans ces dernières. Une autre classification peut se faire en fonction de la structure.

Tableau 3-2 : Correspondance entre structure et modèle de simulation.

Structure		Dispersion (structure infinie)	Diffusion (structure finie)
Cristal phononique		Structure de bande	Transmission, réflexion, et diffraction d'une onde plane incidente.
Guide d'onde		Modes guidés	Transmission dans un guide d'onde
Cavité		Modes confinés	Transmission dans une cavité

Le **Tableau 3-2** fait correspondre les structures aux différents types de simulations. Un cristal phononique parfait peut être translaté à l'infini. Dans ce cas, toutes les équations de propagation d'onde peuvent être écrites comme une superposition d'ondes de Bloch. La relation de dispersion de toutes les ondes de Bloch constitue la structure de bande et se résume à un calcul des solutions propres. Dans le cas où un cristal phononique de dimension finie est considéré, alors la diffusion des ondes planes à tous les ordres de diffraction doit être considérée. Les cavités et guides d'ondes dans les cristaux phononiques peuvent être formés par des défauts dans la périodicité du cristal. Ces défauts peuvent autoriser des modes de propagation à des fréquences qui sont incluses dans la bande interdite du cristal parfait. Dans ce cas, un guidage parfait ou un mode cavité quasi-sans pertes peut être établi. Le calcul de structure de bande se fait alors par l'intermédiaire d'une super-cellule, c'est-à-dire un modèle du cristal contenant le défaut. Les conditions périodiques sont alors appliquées aux frontières de cette super-cellule pour se ramener à la résolution d'un problème périodique.

3.3.3. Calcul du diagramme de dispersion

Comme nous l'avons évoqué précédemment, le théorème de Bloch-Floquet peut être utilisé pour limiter le calcul à une seule maille cristalline. L'espace physique du cristal phononique est décrit par le réseau direct. Afin de prendre en compte le nombre d'onde k, une nouvelle base de vecteurs est définie à partir de ce réseau direct. La **Figure 3-5** illustre cette modification :

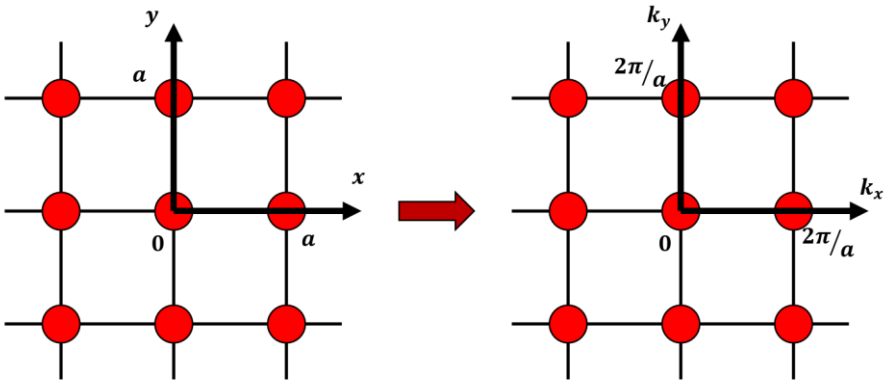


Figure 3-5 : Transformation de la base de vecteurs décrivant l'espace physique, à celle du réseau réciproque

Ce nouveau réseau de vecteurs est appelé réseau réciproque. Les ondes de Bloch sont complétement décrites dans la première zone irréductible de Brillouin. Cette dernière correspond à la maille primitive du réseau réciproque. La zone irréductible de Brillouin est illustrée dans la **Figure 3-6** ci-dessous dans le cas d'un réseau 2D carré.

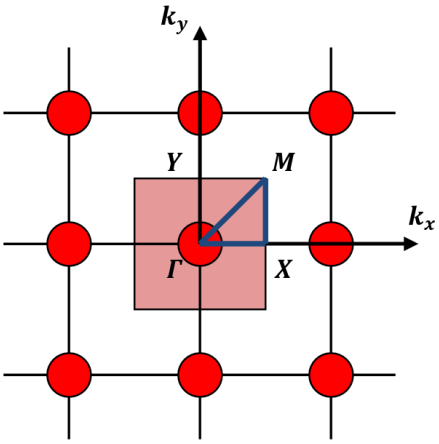


Figure 3-6 : Zone irréductible de Brillouin

Dans ce cas de figure, la symétrie de la structure implique que l'on peut limiter le domaine d'exploration, les nombres d'ondes k_x et k_y peuvent ainsi prendre des valeurs limitées à l'intervalle $[0 : \pi/a]$. Dans le cas d'un matériau isotrope, le domaine d'exploration peut encore être plus restreint et se limité au domaine ΓXM. En revanche, dans le cas d'un matériau anisotrope comme le quartz par exemple, les propriétés élastiques sont différentes dans la direction x et la direction y. Par conséquent, le domaine d'exploration s'étend à ΓXMY.

Ces considérations permettent de calculer les différents modes de propagation et de les représenter dans un graphique reliant la fréquence et la longueur d'onde dans un milieu infini et périodique. Ce type de graphique est appelé diagramme de dispersion. Alors que dans un milieu homogène il existe un lien de proportionnalité entre ces deux paramètres, ce n'est plus vrai dans un milieu hétérogène. La vitesse de groupe de certains modes de propagation particuliers dépend alors de la fréquence considérée.

Dans le cas d'un cristal phononique, le calcul du diagramme de dispersion permet de mettre en évidence la présence de bandes interdites, qui se manifestent graphiquement par l'absence de modes de propagation dans une bande de fréquence donnée. Dans notre cas, une bande interdite, ou bande d'arrêt, correspondra à une absence de modes de surface.

3.3.4. Méthode de superposition des ondes (MST)

Les méthodes de calcul utilisées pour les cristaux phononiques sont relativement similaires à celles utilisées pour caractériser la diffusion des électrons dans les solides et calculer la structure de bande d'un cristal photonique. Le principe est le suivant, on considère un seul diffuseur avec une forme donnée. La première étape est de déterminer le champ diffusé par une onde plane incidente qui a une fréquence angulaire et un vecteur d'onde donné. Ensuite, le champ émis par un ensemble de diffuseurs est ensuite construit en additionnant toutes les contributions individuelles. Cette méthode est très efficace si le problème du diffuseur unitaire peut être résolu analytiquement, comme c'est le cas des diffuseurs de forme sphérique et isotropes, inclus dans un milieu homogène et isotrope. Les méthodes par diffusion multiples ont été utilisées avec succès pour le calcul de structures de bandes et la transmission à travers un cristal phononique fini, dans le cas où ce dernier est composé de sphères ou de cylindres inclus dans un matériau isotrope. La généralisation de cette méthode pose encore un problème pour des milieux anisotropes, ou dans des arrangements arbitraires (non périodiques).

3.3.5. Méthode de décomposition en ondes planes (PWE)

Cette méthode n'est décrite que pour les matériaux anisotropes pour simplifier la présentation de la méthode. Elle est issue de l'application du théorème de Bloch-Floquet. Tous les modes propres d'un cristal parfait (dits ondes de Bloch) sont issus du produit d'un terme d'onde plane avec une fonction périodique dans la cellule unitaire. Dans la méthode PWE (Plane Wave Expansion), la fonction périodique est considérée explicitement à travers la décomposition en série de fourrier. Pour tous les déplacements, on peut écrire

$$u(\boldsymbol{r},t) = \sum_{G} u_G\,(\omega,\boldsymbol{k}) e^{\left(l(\omega t - \boldsymbol{k}\cdot\boldsymbol{r} - \boldsymbol{G}\cdot\boldsymbol{r})\right)}\,,$$

Équation 3-21

dans laquelle les vecteurs de la matrice réciproque sont (dans le cas d'une maille carrée), $\boldsymbol{G} = \left({2\pi m_1}/{a}, {2\pi m_2}/{a}, {2\pi m_3}/{a}\right)^T$. On peut noter que les coefficients de Fourier $u_G(\omega,\boldsymbol{k})$ sont ceux de la partie périodique de la solution d'onde de Bloch, $\bar{u}$. La périodicité de la structure est également utilisée pour décomposer les constantes du matériau en séries de Fourier,

$$\alpha(\boldsymbol{r}) = \sum_{G} \alpha_G\, e^{(-l\boldsymbol{G}\cdot\boldsymbol{r})}\,,$$

Équation 3-22

où α désigne soit la masse volumique ρ soit les constantes élastiques c_{ijkl}. Les harmoniques de Fourier α_G sont facilement calculées pour différentes géométries de maille.

3.3.5.1. Diagramme de bandes

En assumant un découpage en N harmoniques de la décomposition en série de Fourier, les notations vectorielles suivantes sont considérées pour les harmoniques des champs de contrainte et de déplacement (3N composantes chacun),

$$T_i = \left(t_{iG_1} \dots t_{iG_N}\right)^T ,$$ **Équation 3-23**

$$U = \left(U_{G_1} \dots U_{G_N}\right)^T .$$ **Équation 3-24**

Dans ces équations, les vecteurs de la matrice réciproque, G_m, sont notés par un unique indice m. Les ondes de volumes sont ensuite obtenues par les valeurs propres de l'équation séculaire :

$$\omega^2 RU = \sum_{i,l=1,3} \Gamma_i A_{il} \Gamma_l U ,$$ **Équation 3-25**

avec les matrices 3N*3N, Γ_i, A_{il} et R définies par les N*N blocks contenant 3*3 éléments,

$$(\Gamma_i)_{mn} = \delta_{mn}(k_i + G_{im}) I_3 ,$$ **Équation 3-26**

$$(\mathrm{A}_{il})_{mn} = \mathrm{A}_{ilG_m - G_n} ,$$ **Équation 3-27**

$$(\mathrm{R})_{mn} = \rho_{G_m - G_n} I_3 .$$ **Équation 3-28**

I_3 est la matrice identité 3*3 et

$$\mathrm{A}_{ilG}(j,k) = \mathrm{c}_{ijkl_G} ,$$ **Équation 3-29**

avec i, j, k, l = 1, 2, 3 et m, n = 1, …N. L'**Équation 3-25** définit un problème aux valeurs propres généralisé qui peut être résolu pour ω^2 en fonction de k pour obtenir la structure de bande des ondes de volumes. Cette formulation englobe les problèmes 1D, 2D et 3D des ondes de volume, et également les ondes hors-plans dans les problèmes 2D.

Dans le cas d'un cristal phononique 2D **[48]** dans lequel on souhaite résoudre le problème pour des ondes se propageant en surface, le modèle est considéré périodique dans les directions x_1 et x_2 et invariant dans la direction x_3, à l'exception de la surface en $x_3 = 0$. Les ondes de surface sont définies par la fréquence angulaire ω et un vecteur d'onde $k = (k_1, k_2, 0)^T$ défini dans le plan de la surface. Le cristal phononique n'est pas périodique le long de x_3, k_3 peut être obtenu en fonction des autres paramètres k_1, k_2 et ω. Les déplacements et les tenseurs de contrainte sont regroupés dans un vecteur d'état à 6N composantes et obtenir k_3 comme valeur propre de l'équation,

$$\begin{bmatrix} \omega^2\tilde{R} - B & 0 \\ -C_2 & I_d \end{bmatrix} H = k_3 \begin{bmatrix} C_1 & I_d \\ D & 0 \end{bmatrix} H \,, \qquad \textbf{Équation 3-30}$$

dans laquelle

$$B = \sum_{i,j=1,2} \Gamma_i \tilde{A}_{ij} \Gamma_j \quad , \quad C_1 = \sum_{i=1,2} \Gamma_i \tilde{A}_{i3} \,,$$

$$C_2 = \sum_{j=1,2} \Gamma_j \tilde{A}_{3j} \quad , \quad D = \tilde{A}_{33} \,. \qquad \textbf{Équation 3-31}$$

La résolution de ce système mène à 6N valeurs propres complexes k_{3q} et des vecteurs propres H_q. En regroupant dans les vecteurs propres les six composantes correspondantes à m harmoniques, on peut écrire,

$$h_{mq} = \begin{pmatrix} (u_i)_{G_m q} \\ (T_{3j})_{G_m q} \end{pmatrix}, \qquad \textbf{Équation 3-32}$$

avec i, j = 1, 2, 3, m = 1, …N, et q= 1, …6N. Le déplacement généralisé et les champs de contrainte normal sont obtenus à partir de la superposition avec les amplitudes relatives A_q,

$$h(r,t) = \sum_{m=1}^{N} \sum_{q=1}^{6N} A_q \tilde{h}_{mq} e^{\left(J\left(\omega t - (G_m + k_q)\cdot r\right)\right)} \qquad \textbf{Équation 3-33}$$

Cette superposition est une approximation finie d'un ensemble infini. De cette décomposition en ondes partielles, les conditions aux limites peuvent être construites pour résoudre les modes de surface et de plaque. La méthode PWE possède cependant un inconvénient visible dans l'**Équation 3-21**, la transformation en série de Fourrier des déplacements et des champs de contrainte rend implicitement la solution continue dans la cellule unitaire. Les déplacements et les contraintes normales peuvent être considérés comme continues à l'interface de plusieurs solides, ce n'est en revanche pas le cas des contraintes de cisaillement appliquées le long de l'interface. Le problème se pose également dans le cas d'une interface solide/liquide, ce qui rend cette méthode inefficace ici.

3.3.5.2. Les ondes évanescentes dans un cristal phononique

La méthode PWE est limitée car elle permet de calculer les fréquences propres pour une valeur donnée du vecteur d'onde de Bloch. Par conséquent, ce modèle ne tient pas compte du comportement visqueux du matériau dont les constantes élastiques complexes sont dépendantes de la fréquence. Une extension de cette méthode permet de prendre en considération cette caractéristique particulière. Les ondes évanescentes jouent un rôle important dans la propagation élastique. Celles-ci doivent donc être prises en compte dans la résolution d'un problème, pour une complète caractérisation du cristal phononique. Les ondes évanescentes de Bloch peuvent être caractérisées par les solutions propres de l'équation de Helmotz, décrivant la propagation d'onde monochromatique, pour laquelle le vecteur d'onde peut être complexe. Habituellement, les structures de bande

sont obtenues en considérant le vecteur d'onde comme une valeur réelle. Dans le cas des structures de bande complexes, celles-ci sont obtenues en considérant des fréquences réelles, et en résolvant le problème pour des vecteurs d'onde complexe.

Pour exemple, montrons comment la structure de bande complexe peut être obtenue pour un cristal phononique solide. En partant de l'**Équation 3-12**, et en la multipliant par α_j on obtient,

$$\bar{T}'_i = \alpha_j \bar{T}_{ij} = c_{ijkl}\alpha_j \bar{u}_{k,l} - lkc_{ijkl}\alpha_j\alpha_l\bar{u}_k \,. \qquad \textbf{Équation 3-34}$$

En insérant l'**Équation 3-12** dans l'**Équation 3-13**, on obtient,

$$\rho\omega^2\bar{u}_i = -c_{ijkl}\bar{u}_{k,jl} + lkc_{ijkl}\alpha_l\bar{u}_{k,j} + lk\bar{T}'_i \,. \qquad \textbf{Équation 3-35}$$

$\bar{T}'_i$ est la composante selon x_i du tenseur de contrainte projeté dans la direction de propagation. Dans les deux dernières équations, le module du vecteur d'onde k, est en facteur de termes linéaires dans les champs périodiques et inconnues $\bar{u}$ et $\bar{\phi}$. Par conséquent, ces équations peuvent s'utiliser comme base pour formuler un problème aux valeurs propres généralisé pour le vecteur d'onde k. Le problème aux valeurs propres peut se mettre sous la forme :

$$\begin{pmatrix} -C_2 & I_d \\ \omega^2 R - B & 0 \end{pmatrix}\begin{pmatrix} U \\ lT' \end{pmatrix} = k\begin{pmatrix} D & 0 \\ C_1 & I_d \end{pmatrix}\begin{pmatrix} U \\ lT' \end{pmatrix}, \qquad \textbf{Équation 3-36}$$

avec $B = \Gamma_i \mathrm{A}_{ij}\Gamma_j$, $C_1 = \Gamma_i \mathrm{A}_{ij}\alpha_j$, $C_2 = \alpha_j \mathrm{A}_{ij}\Gamma_j$, $D = \alpha_j \mathrm{A}_{ij}\alpha_j$, et $(\Gamma)_{mn} = (k_{0i} + G_i^m)\delta_{mn}$. L'**Équation 3-30** apparait comme un cas particulier de l'équation ci-dessus.

3.3.6. Méthode de calcul par éléments finis (FEM)

La méthode de résolution par éléments finis, comme bien décrit dans le livre « Fundamental Properties of Phononic Crystal » de V. Laude **[49]**, consiste à résoudre à résoudre des équations aux dérivés partielles (EDP) et des équations intégrales aussi bien dans le domaine temporel que dans le domaine fréquentiel. C'est la méthode utilisée dans le logiciel Comsol Multiphysics que nous allons exploiter dans cette étude. Cette méthode permet de simuler le comportement de structures complexes en la divisant pour en simplifier la résolution. Les conditions aux limites doivent être bien définies dans le domaine considéré : conditions de Dirichlet ou Neumann par exemple. Le domaine est ainsi discrétisé, c'est-à-dire que le calcul se fera uniquement par élément de discrétisation du domaine et non sur le domaine entier. Suivant la géométrie de la structure, ces éléments peuvent être sous la forme de tétraèdres, généralement dans des géométriques contenants des courbes, ou bien de pavé/cubes dans le cas où la géométrie ne comporte que des angles droits. Chacun de ces éléments constitue un élément fini. La taille de ces éléments détermine directement la précision du résultat de la simulation. Plus les éléments sont nombreux (et donc petits), plus fin et précis sera le résultat de sortie. En revanche, cela impacte directement le temps de calcul, qui est proportionnel au nombre d'élément. C'est un compromis à déterminer. De façon générale, il faut au moins considérer dix éléments par longueur d'onde. La taille de chaque maille est

ainsi à déterminer en fonction de la longueur d'onde de l'excitation acoustique, mais également pour que les détails géométriques de la structure complexe soient modélisés le plus fidèlement possible. Cela implique bien sûr, d'avoir une idée préalable de la vitesse de propagation du ou des modes étudiés. Dans des structures complexes, avec par exemple des matériaux différents, des formes et des tailles de domaines différentes, il peut être intéressant de mailler chaque partie indépendamment. Dans notre cas, le maillage des piliers sera essentiellement contraint par un critère visuel d'appréciation de forme générale, en sachant que la condition d'une dizaine de maille par longueur d'onde doit toujours être respectée.

La formulation faible permet d'énoncer un problème physique régi par des équations aux dérivées partielles. L'**Équation 3-2** peut s'écrire, à l'aide de la seconde loi de Newton, sous la forme suivante,

$$\frac{\partial T_{ik}}{\partial x_k} + f_i = \rho \frac{\partial^2 u_i}{\partial t^2} .$$ **Équation 3-37**

En réécrivant cette équation avec l'opérateur différentielle, on obtient,

$$-\nabla \cdot T + \rho \frac{\partial^2 u}{\partial t^2} = f .$$ **Équation 3-38**

La recherche de la solution u, sur l'espace **Ω**, correspondant au vecteur de déplacement peut se faire en approximant le problème par une formulation faible dans un espace de Hilbert, par discrétisation. L'équation suivante,

$$-\int_{\Omega} v^* \cdot (\nabla \cdot T) + \int_{\Omega} v^* \cdot \rho \frac{\partial^2 u}{\partial t^2} = \int_{\Omega} v^* \cdot f$$ **Équation 3-39**

doit ainsi être vérifiée pour toutes les fonctions de test v.

En utilisant la relation suivante,

$$\nabla(v^* \cdot T) = \nabla v^* T + v^* \cdot (\nabla \cdot T)$$ **Équation 3-40**

et en utilisant le théorème de Gauss, dans le but de transférer l'opérateur de divergence des tenseurs de contraintes à un gradient de la fonction de test, on obtient,

$$\int_{\Omega} \nabla v^* T - \int_{\sigma} v^* \cdot T_n + \int_{\Omega} v^* \cdot \rho \frac{\partial^2 u}{\partial t^2} = \int_{\Omega} v^* \cdot f .$$ **Équation 3-41**

σ est la surface de **Ω** et T_n est le vecteur de la traction normale. La loi de Hooke implique $T_{IJ} = c_{IJ} S_J$ avec la contrainte $S(u) = \nabla u$. Ainsi la première intégrale peut être écrite en notation contractée de la façon suivante,

$$\int_{\Omega} S(v)_I^* c_{IJ} S(u)_J - \int_{\sigma} v^* \cdot T_n + \int_{\Omega} v^* \cdot \rho \frac{\partial^2 u}{\partial t^2} = \int_{\Omega} v^* \cdot f .$$ **Équation 3-42**

Par conséquent, l'espace Ω n'est plus composé d'une infinité de points mais d'un nombre fini d'éléments discrets. La résolution se fait en recherchant les solutions pour toutes les fonctions tests v. Le calcul de valeurs propres se fait en considérant le terme de droite nul.

Le calcul par éléments finis permet ainsi de résoudre des problèmes de structures complexes, par maillage et résolution dans des éléments de petites dimensions.

3.3.7. Les couches absorbantes parfaitement adaptées (PML)

Les couches absorbantes parfaitement adaptées (PML de l'anglais « Perfectly Matched Layer » sont des matériaux artificiels qui ont pour objectif d'atténuer progressivement les ondes acoustiques incidentes **[50]**. Les PML doivent être adaptées mécaniquement aux matériaux adjacents, ceci afin de minimiser les réflexions acoustiques qui seraient dues à des changements brutaux d'impédance acoustiques. Au sein d'une PML, l'**Équation 3-2** peut se réécrire sous la forme suivante,

$$\frac{1}{\gamma_j}\frac{\partial}{\partial x_j}\left(\frac{c_{ijkl}}{\gamma_l}\frac{\partial u_k}{\partial x_l}\right) = \rho\frac{\partial^2 u_i}{\partial t^2} \quad (i,j,k,l = 1,2,3)\ , \qquad \textbf{Équation 3-43}$$

avec ρ la masse volumique du milieu homogène à adapter, et c_{ijkl} ses constantes élastiques. γ_j est la fonction qui permet d'atténuer les ondes acoustiques dans la direction x_j. Elle se définie de la manière suivante,

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

où x_{PML} est la coordonnée qui correspond à l'interface entre le milieu homogène et la PML. La variable σ_x ainsi que la longueur de la PML doivent être ajustées pour atténuer totalement l'onde incidente et éviter toutes réflexions qui seraient nuisibles. Les propriétés mécaniques de la PML doivent être suffisamment proches de celles du milieu homogène pour éviter toutes réflexions acoustiques au niveau de l'interface.

3.4. Conclusion de chapitre

Dans ce chapitre, nous avons abordé les principales notions de calcul numérique destinées dans un premier temps aux dispositifs SAW, puis aux cristaux phononiques dans un deuxième temps. Différentes méthodes et outils mathématiques peuvent être utilisés en fonction du problème étudié. De manière générale, pour les structures complexes et/ou non homogènes, il est nécessaire d'utiliser la méthode des éléments finis. La structure est alors divisée en petits éléments dans lesquels les calculs seront effectués (maillage de la structure). Cela permet ainsi de simplifier localement le problème d'une structure globale complexe. Le choix du maillage est très important puisqu'il conditionne directement la précision et la pertinence d'un calcul. Le choix de la taille du maillage se fait suivant deux conditions : la structure maillée doit représenter fidèlement la géométrie de la structure non maillée, il faut également l'adapter à la longueur d'onde étudiée dans la structure. En effet, Pour représenter fidèlement une onde se propageant dans un matériau, il est admis qu'il faut environ dix mailles par longueur d'onde. Un maillage trop grossier peut mener, en plus d'une représentation non fidèle de la géométrie, à des réflexions numériques qui n'ont pas de réalité physique et qui fausseront le résultat. Dans l'excès inverse, une structure trop finement maillée aura pour conséquence une forte augmentation du temps de calcul.

La suite de cette étude sera consacrée aux simulations numériques. Elles permettront de caractériser différentes structures phononiques et d'optimiser les paramètres géométriques associés. C'est une étape indispensable avant d'envisager la fabrication de démonstrateurs.

Chapitre 4. Caractérisation de structures phononiques par simulations numériques

4.1. Introduction

Ce chapitre est consacré aux simulations et à l'optimisation des structures phononiques. Concernant la géométrie, deux grands types de structures sont majoritairement employés pour les dispositifs SAW dans la littérature : les structures à base de trous, et celles à base de piliers. Une structure à base de piliers a été considérée dans cette étude. Alors que dans une structure à trous, l'ouverture des bandes interdites ne peut se faire que par phénomène de diffusion, dans une structure à base de piliers, l'ouverture des bandes interdites peut également se faire par génération de résonances locales. Cette différence majeure rend l'étude de structure à bases de piliers plus riche et offre plus de possibilités d'optimisation. En combinant le mécanisme de résonances locales aux réflexions de Bragg, il est alors possible d'ouvrir des bandes interdites de largeur relative importante. Dans le cadre d'une application de type résonateur, une bande interdite de largeur relative importante permet de s'affranchir au maximum des dispersions technologiques lors de la réalisation. Par ailleurs, les structures à base de piliers sont moins présentes dans la littérature que les structures à base de trous, ce qui laisse un champ d'investigation plus important. Dans cette étude, des piliers métalliques ont été considérés. L'aluminium a dans un premier temps été envisagé. Cependant, face à la difficulté de fabriquer des structures avec de tels facteurs de forme (dimensions critiques très petite pour des hauteurs de métallisation importantes) en photolithographie, nous avons décidé de nous orienter sur du nickel. Le nickel, contrairement à de l'aluminium, peut être déposé par électroformage. Ce procédé technologique de structuration permet d'envisager des facteurs de forme complexes, et dont les hauteurs de dépôt peuvent être importantes. Dans cette section, nous donnerons les propriétés élastiques des matériaux étudiés, puis nous verrons comment les bandes interdites ont pu être identifiées par des calculs de diagramme de bande, et confirmées par des simulations de transmission. Nous verrons également comment la problématique des résonateurs a été abordée en simulation.

4.2. Propriétés élastiques des matériaux

Le substrat que nous allons considérer dans cette étude est le quartz (YXl)/34 (en notation IEEE), les valeurs des constantes élastiques correspondantes sont données dans le **Tableau 4-1 [51]**,

Tableau 4-1 : Constantes élastiques du quartz (YXl)/34

8.6740E-01	-8.3371E-02	2.7247E-01	-3.1997E-02	0.0000E+00	0.0000E+00
-8.3371E-02	1.3004E+00	-7.2921E-02	4.9160E-02	0.0000E+00	0.0000E+00
2.7247E-01	-7.2921E-02	1.0230E+00	1.0348E-01	0.0000E+00	0.0000E+00
-3.1997E-02	4.9160E-02	1.0348E-01	3.8738E-01	0.0000E+00	0.0000E+00
0.0000E+00	0.0000E+00	0.0000E+00	0.0000E+00	6.8730E-01	3.0583E-02
0.0000E+00	0.0000E+00	0.0000E+00	0.0000E+00	3.0583E-02	2.9080E-01

La densité du quartz est ρ = 2.648.

Pour étudier efficacement les propriétés acoustiques d'une structure utilisant ce substrat, il est nécessaire de connaitre les symétries de ce dernier. C'est une étape préalable et nécessaire à la détermination de la zone irréductible de Brillouin. Les axes de symétrie sont déterminés par le calcul des courbes de lenteur dans toutes les directions de propagation **[52]**.

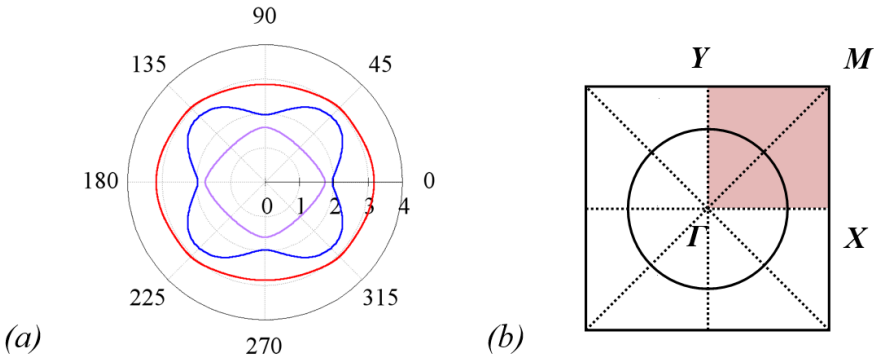


Figure 4-1 : (a) Courbes de lenteur du quartz (YXl)/34. La courbe rouge correspond aux ondes de surface (SAW), la courbe bleue correspond aux pseudo-ondes de surfaces (PSAW), enfin, la courbe violette correspond aux ondes de volume (BAW). (b) Vue de dessus de la structure phononique incluant la zone irréductible de Brillouin.

Les courbes de lenteur pour cette coupe de quartz sont présentées sur la **Figure 4-1 (a)** ci-dessus. La courbe rouge représente les modes de surface (SAW), la courbe bleue les pseudo-ondes de surface (PSAW) et la courbe violette les modes de volume (BAW). Sur la figure, seuls les modes de volume les moins rapides sont représentés. On remarque une périodicité angulaire de 90°, la zone d'étude peut ainsi être réduite à l'intervalle [0 ; 90°]. Cela correspond à la zone délimitée par ΓXMY indiquée sur la **Figure 4-1 (b)**. Un simple calcul de permittivité effective montre que le long de ΓX, ce sont majoritairement les ondes de Rayleigh qui peuvent être

générées. A l'inverse, le long de ΓY, par expérience sur ce type de substrat, ce sont les ondes STW prédominent sur les ondes de Rayleigh.

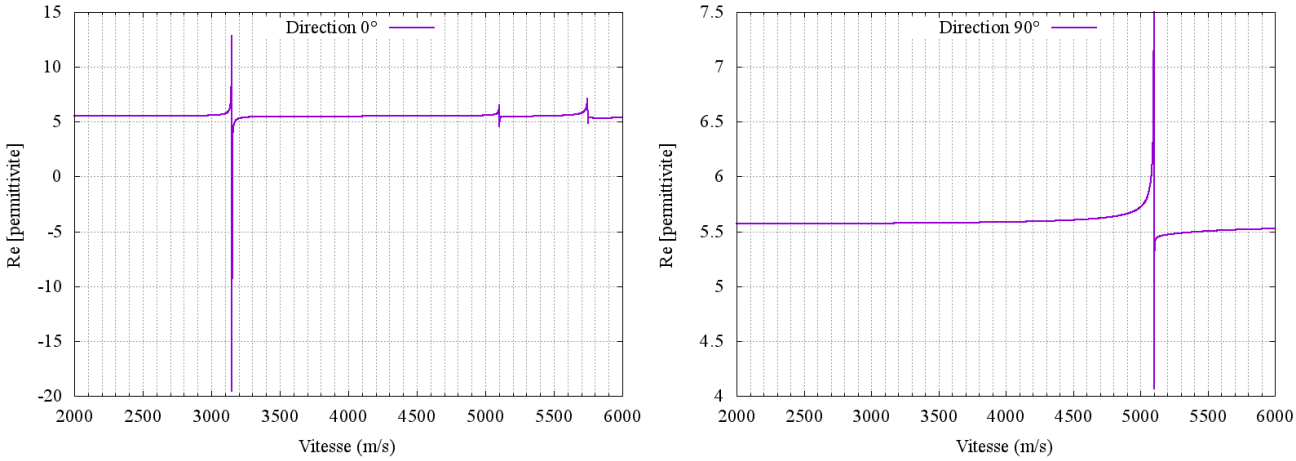


Figure 4-2 : Calcul de permittivité effective pour deux directions de propagation. A gauche, le résultat pour la direction 0° (selon l'axe x), à droite, le résultat pour la direction 90° (selon y).

Le calcul de permittivité effective en **Figure 4-2** montre une vitesse de propagation d'environ 3150 m/s dans la direction x (0°), elle correspond à l'onde de Rayleigh. Dans la direction y (90°), la vitesse de l'onde STW est de 3500 m/s environ. Le pic étant de faible amplitude, l'échelle de la courbe ne permet pas de le visualiser correctement. On remarque en revanche, que la PSAW est bien plus susceptible d'être générée à 5100 m/s, ce qui serait nuisible pour notre application. En effet, la PSAW correspond à une onde se propageant dans le volume mais à proximité de la surface. En l'absence de matériaux guide en surface (par exemple une surface métallisée), l'énergie de celle-ci se disperse rapidement dans le volume. Ce type d'onde est ainsi très difficilement exploitable et constitue un mode de propagation indésirable dans notre application, puisque cela est source de pertes.

4.3.Diagramme de bande d'une structure phononique formée de piliers

L'objectif de cette section a pour objectif de présenter le mode de calcul des diagrammes de dispersions. Ce calcul représente la première étape dans l'étude des propriétés acoustiques d'un cristal phononique. Cela permet de mettre en évidence les modes de propagation acoustiques le long de la zone irréductible de Brillouin.

4.3.1. Modèle de simulation

Ce modèle repose sur l'hypothèse d'une structure phononique infinie suivant les deux directions x et y définissant la surface de la structure.

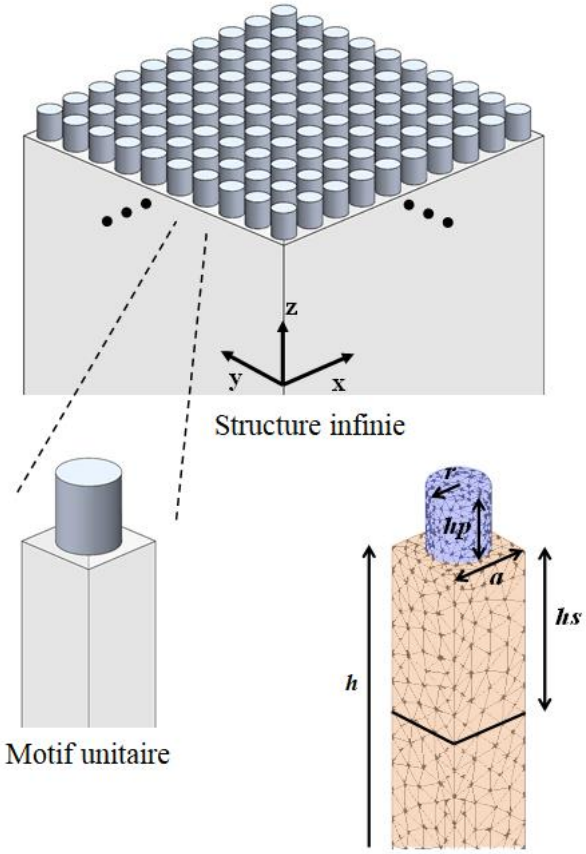


Figure 4-3 : Description du modèle de simulation pour le calcul du diagramme de dispersion.

Le modèle de simulation correspondant est présenté en **Figure 4-3**. La maille primitive est définie par un motif unitaire composé d'un substrat de quartz (YXl)/34 de forme carrée et de hauteur finie, surmonté d'un pilier cylindrique métallique. Le modèle est coloré pour distinguer plus facilement les différentes parties qui le constituent. La partie colorée en bleue correspond au pilier, celle colorée en orange correspond au substrat. Les axes x et y définissent le plan parallèle à la surface du substrat, l'axe z est parallèle à l'axe du cylindre. La géométrie de la cellule unitaire est définie par la hauteur du substrat h, la hauteur hp et le rayon r du pilier, et le paramètre de maille a. Dans ces simulations, il est possible de travailler dans un système avec une unité réduite où tous les paramètres sont normalisés par rapport à a. Afin d'éviter la propagation de modes de plaques,

la hauteur du substrat doit être suffisamment grande pour être considérée comme semi-infini, celle-ci a été fixée à $40a$, ce qui satisfait la condition dans notre cas la condition sur la longueur d'onde également. Afin de distinguer la partie supérieure du substrat du reste de la structure, cette dernière a été artificiellement divisée en deux sous-domaines. La partie supérieure est ainsi définie par le paramètre hs. Cela permettra par la suite de pouvoir intégrer les déplacements de façon indépendante dans chaque sous-domaine, et ainsi, pouvoir localiser l'énergie acoustique dans le substrat. Cette étude est détaillée dans la suite de ce document.

La base est rigide pour éviter la redondance des modes acoustiques de surface et les possibles interactions entre eux. Les conditions périodiques de Bloch-Floquet sont appliquées au modèle dans les directions x et y. En utilisant la méthode de résolution par éléments finis (FEM), le diagramme de bande peut être calculé dans chaque direction de propagation le long de la zone irréductible de Brillouin.

Pour ce faire le motif unitaire maillé est divisé en éléments de dimension finie connectés par des nœuds indexés par (m, p). Selon le théorème de Bloch, tous les champs vont suivre les conditions périodiques imposées, qui se traduisent par l'expression suivante exprimant les déplacements mécaniques au niveau des nœuds à la frontière de la cellule unitaire :

$$u_i(x+ma, y+pa, z) = u_i(x,y,z)e^{-j(k_x ma + k_y pa)}\,, \qquad \textbf{Équation 4-1}$$

où k_x et k_x sont les composants des vecteurs d'onde de Bloch dans les directions x et y respectivement.

En considérant une variation monochromatique des déplacements mécaniques et champs électriques avec une dépendance temporelle $e^{j\omega t}$ avec ω la pulsation (ou fréquence angulaire), le système peut être décrit par l'équation suivante :

$$\begin{bmatrix} K_{uu} - \omega^2 M_{uu} & K_{u\phi} \\ K_{\phi u} & K_{\phi\phi} \end{bmatrix} \begin{pmatrix} u \\ \phi \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \end{pmatrix}, \qquad \textbf{Équation 4-2}$$

où ϕ et u représentent respectivement le potentiel électrique et les déplacements mécaniques au nœud de la maille. M_{uu} et K_{uu} sont respectivement les matrices de masse et de rigidité décrivant la partie purement élastique du problème, réciproquement, $K_{\phi\phi}$ désigne la partie purement diélectrique du système et $K_{\phi u}$ $K_{u\phi}$ sont les matrices piézoélectriques.

Dans la première zone de Brillouin, tous les degrés de liberté dans la direction x sont exprimés par la relation suivante :

$$\begin{pmatrix} u_{i(B)} \\ \phi_{(B)} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} u_{i(A)} \\ \phi_{(A)} \end{pmatrix} e^{-j(k_x a)}\,, \qquad \textbf{Équation 4-3}$$

dans laquelle k_x prend des valeurs dans l'intervalle $(0, {}^{\pi}/_{a})$ dans la direction x. Le diagramme de dispersion est ainsi calculé en balayant les différentes valeurs que peut prendre le vecteur d'onde le long de la zone irréductible de Brillouin, et ce, pour chaque direction de propagation (voir **Figure 4-1**). La structure de bande complète peut ensuite être déduite en exploitant les symétries du cristal.

4.3.2. Résultats et analyse

4.3.2.1. Cas de piliers en aluminium

L'objectif du calcul d'un diagramme de bande dans le cadre de l'étude d'un cristal phononique est de mettre en évidence tous les modes de propagation existant au sein de ce dernier, et par conséquent, d'identifier rapidement la probable présence de bandes interdites.

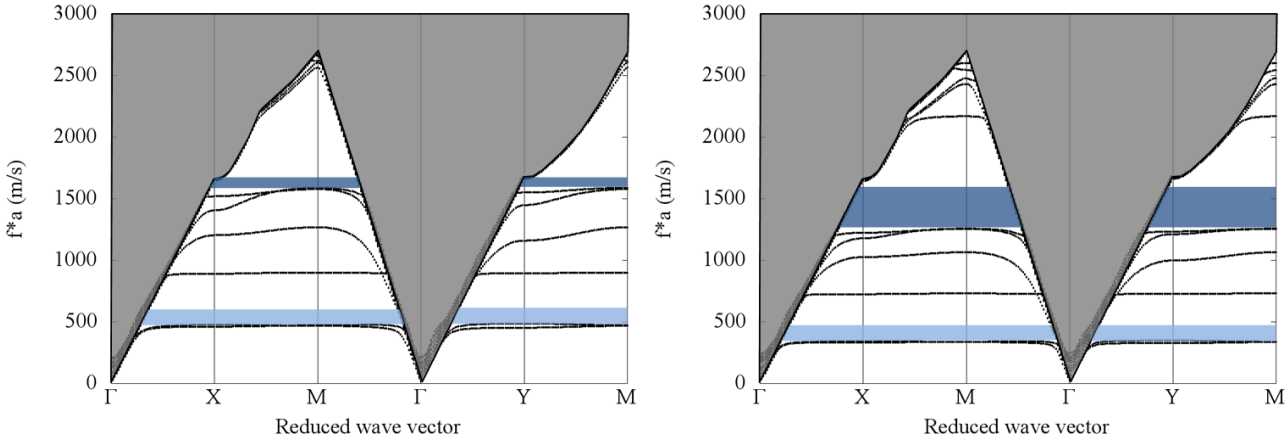


Figure 4-4 : Résultat de dispersion dans le cas de piliers en aluminium, et pour deux géométries différentes. A gauche, le diagramme de dispersion pour r/a=0.35, hp/a=0.8, à droite, celui pour r/a=0.35, hp/a=1.0.

La **Figure 4-4** ci-dessus montre les diagrammes de dispersion pour deux géométries de pilier différentes. La partie grisée correspond à la zone radiative, cela implique que les modes acoustiques se situant dans cette zone sont résonant et se diffusent majoritairement dans le volume. Les zones bleutées correspondent à la présence de bandes interdites. Pour les deux géométries, deux bandes interdites peuvent être mises en évidence. Ces bandes interdites sont engendrées par la présence des piliers. Une bande interdite située vers les basses fréquences est indiquée par un remplissage bleu clair, nous la désignerons dans la suite de cette étude comme la bande interdite n°1. Une autre située vers les plus hautes fréquences est indiquée par un remplissage bleu foncé, elle sera désignée en tant que bande interdite n°2. La bande interdite n°1 est engendrée par la présence de modes de résonances locales, les fréquences incluses dans cette bande interdite correspondent à des longueurs d'onde de l'onde incidente bien plus importante que la périodicité du réseau phononique. Dans le cas de la bande interdite n°2, celle-ci est engendrée par les réflexions de Bragg, on se trouve alors dans une configuration où la longueur d'onde de l'onde incidente est du même ordre de grandeur que la périodicité du réseau phononique

4.3.2.2. *Cas de piliers en nickel*

Le nickel est un matériau communément utilisé dans la réalisation des cristaux phononiques. Grâce au dépôt par électroformage, il est possible de réaliser des structures avec des hauteurs de métallisation importantes.

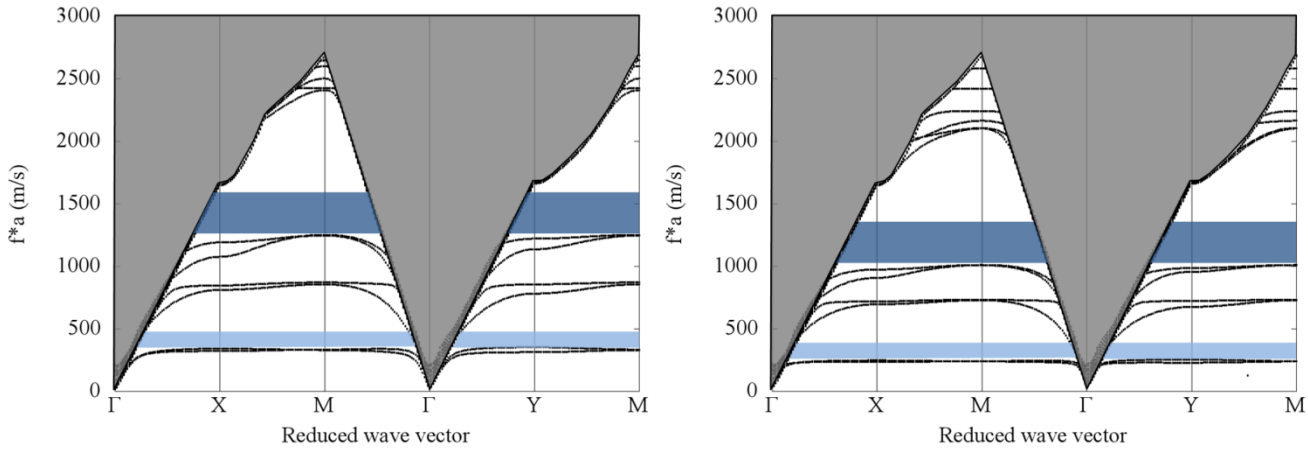


Figure 4-5 : Résultat de dispersion dans le cas de piliers en nickel, et pour deux géométries différentes. A gauche, le diagramme de dispersion pour r/a=0.35, hp/a=0.8, à droite, celui pour r/a=0.35, hp/a=1.0.

La **Figure 4-5** ci-dessus montre les diagrammes de dispersion dans le cas du nickel, et pour des géométries identiques à celles étudiées dans le cas de l'aluminium. D'un point de vue général, on retrouve les deux bandes interdites dans chacune des géométries, qui sont caractéristiques d'une structure phononique 2D formée de piliers. On remarque également que quelle que soit la géométrie considérée, les bandes interdites sont situées dans des fréquences plus basses que dans le cas de l'aluminium. Deux paramètres influent majoritairement sur les propriétés acoustiques des matériaux isotropes (cas des métaux) : le module d'Young, qui détermine la rigidité, et la densité, qui détermine la masse des piliers. La fréquence de résonance, et donc la position des bandes interdites, dépend de ces deux paramètres. Pour comprendre davantage leur influence, on peut faire une analogie avec un modèle mécanique simple : un oscillateur vertical composé d'une masse attachée à un ressort. La fréquence de résonance de ce système est donnée par la relation suivante **[53]** :

$$f_0 = 2\pi\sqrt{\frac{k}{m}}, \qquad \textbf{Équation 4-4}$$

avec k la constante de raideur, et m la masse. On peut donc en déduire que l'augmentation de masse a pour effet de diminuer la fréquence de résonance, au contraire l'augmentation de la raideur (et donc par analogie, du module d'Young) tend à augmenter la fréquence de résonance. Le nickel (de densité d = 8.9) est bien plus dense que l'aluminium (d = 2.7), mais son module d'Young (214 GPa) est bien supérieur à celui de l'aluminium (69 GPa). Ces deux différences ont un effet antinomique et ont donc tendance à faire évoluer la fréquence de résonance dans des directions opposées. Comme les fréquences de résonance des piliers en nickel sont globalement plus basses que pour l'aluminium pour une même géométrie, on peut en déduire que la densité a plus d'effet dans ce cas.

Les diagrammes de dispersion permettent ainsi d'avoir rapidement une première idée de la présence et la position des bandes interdites. Il n'est cependant pas possible avec ces seules simulations d'évaluer la performance et la largeur des bandes interdites puisque ces simulations représentent une structure infinie.

4.4. Calcul de transmission acoustique à travers une structure phononique de longueur finie

4.4.1. Modèle de simulation

La présence d'une bande interdite peut être confirmée par un calcul de transmission à travers la structure phononique de longueur finie. Cette simulation permet également de quantifier l'efficacité de la structure phononique, qui correspond à l'atténuation de l'onde élastique incidente en fonction de nombre de répétitions du motif. Cela permet notamment de déterminer le nombre de répétitions nécessaire pour obtenir l'atténuation maximale.

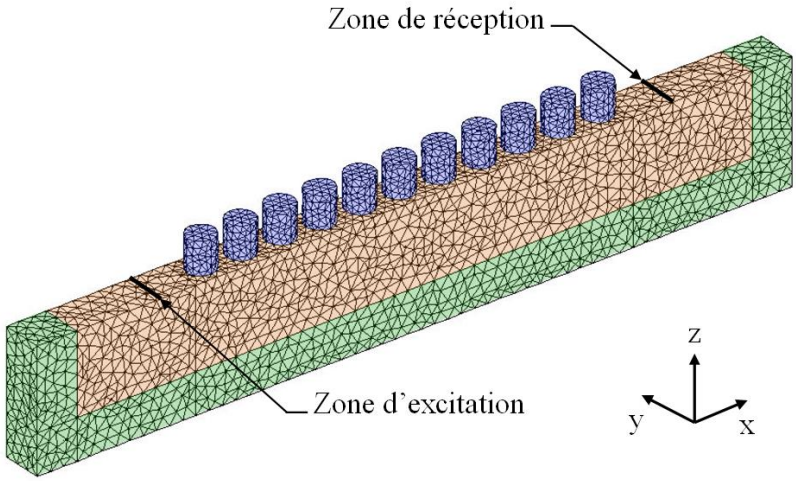


Figure 4-6 : Modèle de simulation pour le calcul de transmission. Le substrat est en orange, les piliers en bleu, et la PML en vert.

Le modèle de simulation, présenté en **Figure 4-6**, est composé d'un substrat et d'un nombre fini de piliers, dans le cas présent 11. La structure est encadrée par des PML qui permettent à la fois d'atténuer graduellement les ondes incidentes pour éviter les réflexions multiples, mais également de se placer dans une configuration acoustique similaire à celle d'un substrat de hauteur semi-infinie, et ainsi éviter les modes de plaques. Le modèle est fini dans les directions x et z, les conditions périodiques de Bloch-Floquet sont appliquées dans la direction y. La profondeur de pénétration d'une onde acoustique de surface est d'environ d'une longueur d'onde, en prenant en compte cette donnée, la profondeur du substrat est fixée à deux fois le paramètre de maille, soit 2a. Une ligne est utilisée à l'entrée de la structure pour générer l'onde acoustique, par un déplacement imposé dans la direction z, une autre est utilisée en sortie de la structure afin de quantifier l'énergie qui traverse la structure.

4.4.2. Résultats et analyse

4.4.2.1. Cas de piliers en aluminium

Des structures de géométries différentes ont été étudiées pour mettre en évidence l'influence des différents paramètres sur les propriétés de propagation acoustique.

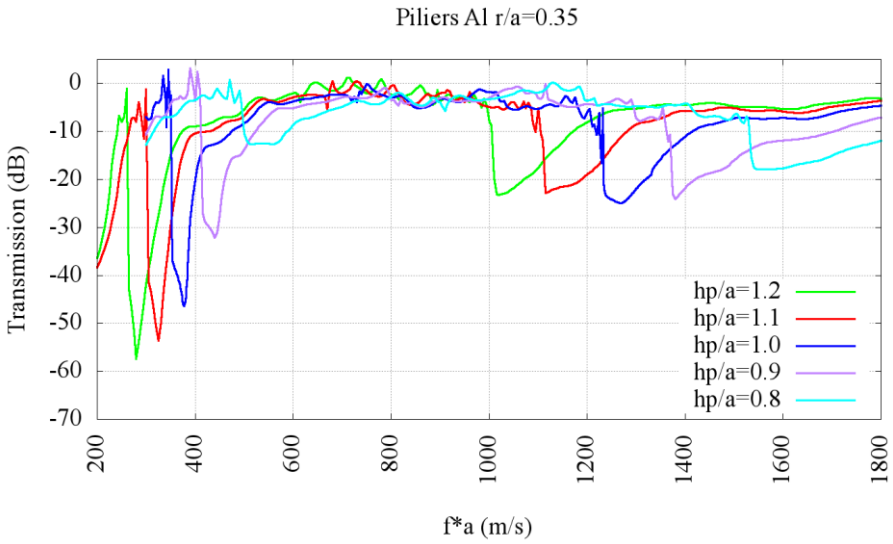


Figure 4-7 : Résultats de transmission pour différentes hauteurs de piliers

La **Figure 4-7** montre l'influence de la hauteur des piliers sur la propagation acoustique. Comme identifié précédemment, une diminution de la hauteur du pilier a pour effet de décaler les bandes interdites vers les fréquences hautes. En revanche, on remarque, dans le cas de la première bande interdite, que cela a également pour effet une forte diminution de l'atténuation. Cette seule simulation ne permet pas d'expliquer le mécanisme mis en jeu.

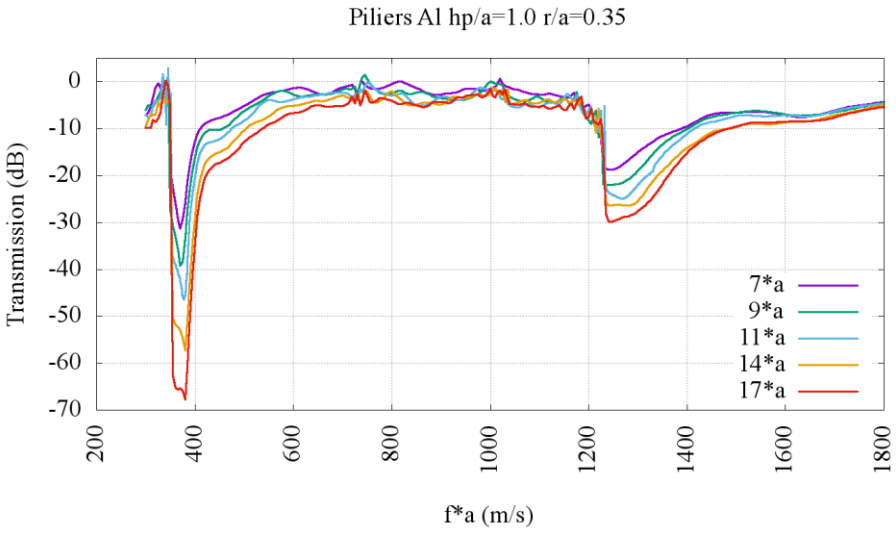


Figure 4-8 : Résultats de transmission pour différentes périodes de piliers

La **Figure 4-8** montre les résultats de transmission pour différentes périodes de répétition. Comme attendu, l'atténuation augmente avec le nombre de pilier, la première bande interdite est plus affectée que la deuxième bande interdite. Le comportement est ainsi différent selon la bande interdite.

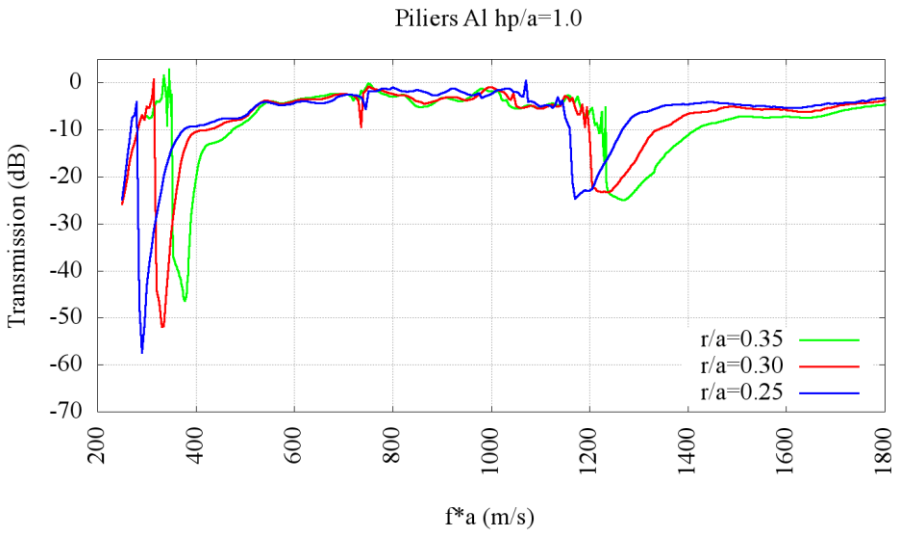


Figure 4-9 : Résultats de transmission pour des piliers en aluminium de hauteur relative hp/a = 1.0, et pour différents rayons.

La **Figure 4-9** montre l'influence du rayon des piliers sur la transmission. La diminution du rayon du pilier, et donc du facteur de remplissage, a plusieurs effets : la largeur relative des bandes interdites diminue, les fréquences centrales correspondantes sont décalées vers les basses fréquences. Ces deux effets sont néanmoins limités et ont moins d'impact sur les performances que la hauteur de métallisation.

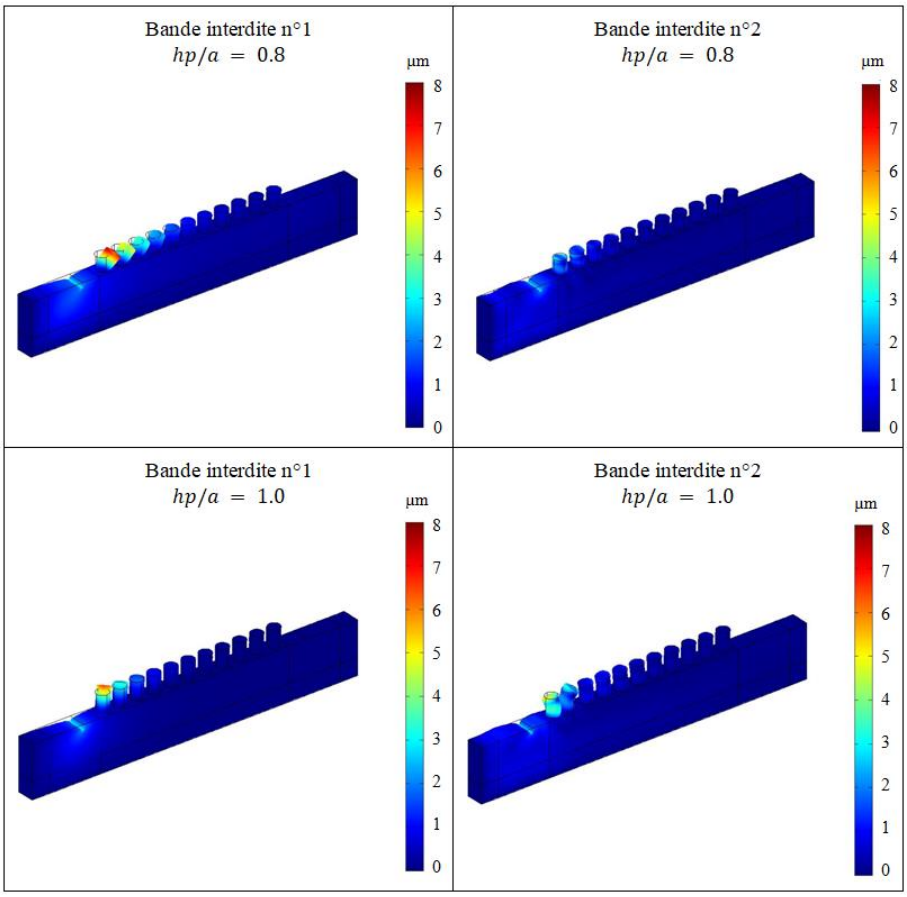


Figure 4-10 : Visualisation du déplacement total. Dans la partie supérieure, les résultats pour une hauteur de pilier hp/a = 0.8, sur la partie inférieure, les résultats pour une hauteur de pilier hp/a = 1.0. A gauche, les résultats pour la première bande interdite, à droite, les résultats pour la deuxième bande interdite.

Les déplacements totaux absolus sont montrés dans la **Figure 4-10**. Les figures dans la partie supérieure montrent les déplacements pour une hauteur de pilier relative $hp/a = 0.8$, celles du bas pour $hp/a = 1.0$. Les figures de gauche correspondent à la première bande interdite, celles de droite à la deuxième bande interdite. Cette représentation permet, visuellement, d'évaluer le nombre de périodes nécessaire pour atténuer presque totalement l'onde incidente. On peut constater que le nombre de périodes nécessaire dans le cas de $hp/a = 0.8$ est bien plus important que dans le cas de $hp/a = 1.0$. Pour quantifier numériquement cette différence de comportement mécanique, il suffit d'intégrer les déplacements le long du substrat et donc l'énergie correspondante.

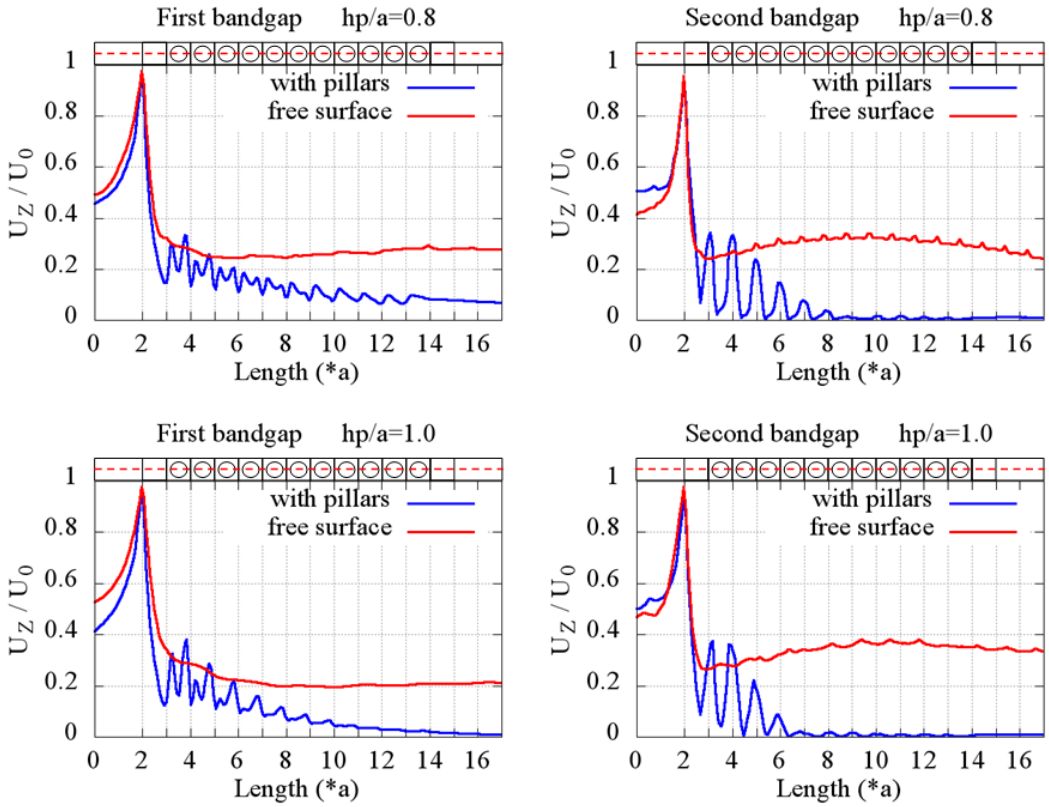


Figure 4-11 : Courbes des déplacements normalisés selon la polarisation U_Z en fonction de la position x à la surface du substrat. Dans la partie supérieure, les résultats pour une hauteur de pilier $hp/a = 0.8$, sur la partie inférieure, les résultats pour une hauteur de pilier $hp/a = 1.0$. A gauche, les résultats pour la première bande interdite, à droite, les résultats pour la deuxième bande interdite.

La **Figure 4-11** montre les valeurs numériques des déplacements selon la polarisation U_Z en fonction de la position x à la surface du substrat. Seule la polarisation U_Z est considérée car le déplacement y est majoritaire dans le cas de l'onde de Rayleigh. L'avantage de cette représentation est de pouvoir montrer l'atténuation en fonction de la distance en faisant abstraction des piliers. Concernant la première bande interdite, l'atténuation est plus importante et plus obtenue plus rapidement pour la géométrie $hp/a = 1.0$, ce qui est cohérent avec les résultats précédents.

4.4.2.2. Cas de piliers en nickel

Dans le cas de piliers en nickel, les mécanismes mis en jeux sont les mêmes que dans le cas de l'aluminium, l'analyse précédemment effectuée reste donc valable. Les bandes interdites ne se manifestent cependant pas pour les mêmes fréquences puisque le nickel et l'aluminium ont des propriétés physiques (densité, module d'Young) différentes.

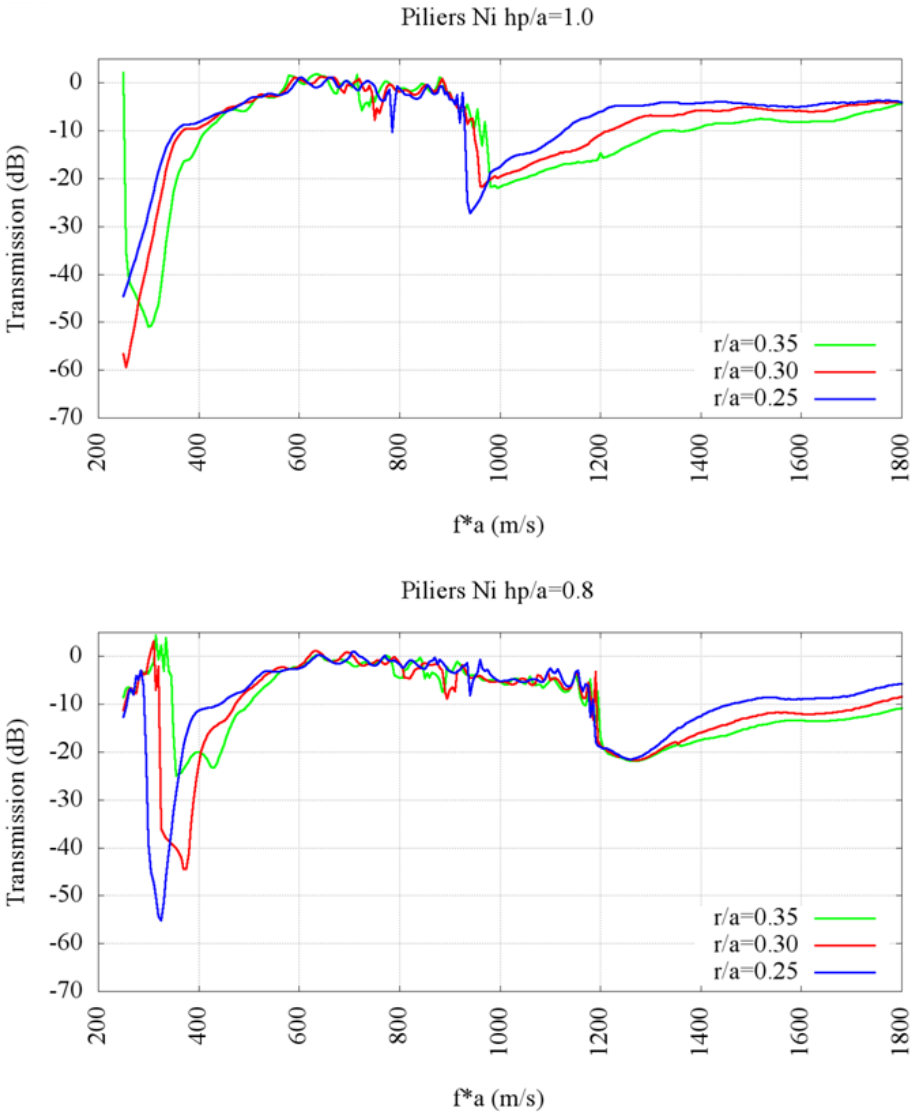


Figure 4-12 : Résultats de transmission pour des piliers en nickel, de hauteur relative hp/a=1.0 dans la partie supérieure, de hauteur relative hp/a=0.8 dans la partie inférieure, et pour différents rayons.

Comme on peut le constater dans la **Figure 4-12**, la géométrie hp/a=1.0 et r/a=0.35 n'est plus idéale en considérant le nickel. En effet, la première bande interdite est localisée bien plus bas en fréquence, et la deuxième bande interdite est moins marquée. En diminuant la hauteur du pilier, et donc en décalant les fréquences vers le haut, on se replace dans une situation similaire à celle obtenue précédemment avec l'aluminium. En revanche, pour la géométrie hp/a=0.8 et r/a=0.35, l'atténuation au niveau de la première bande interdite, dont l'origine est un mode de résonance locale, est bien plus faible que dans le cas de l'aluminium (environ 20 dB de différence). On constate alors qu'une diminution du rayon permet de retrouver une atténuation satisfaisante. L'atténuation de la deuxième bande interdite ne parait pas affectée par le rayon du pilier pour une hauteur hp/a=0.8. La géométrie hp/a=0.8 et r/a=0.30 semble être un bon compromis car elle permet d'avoir une bonne atténuation dans la première bande interdite, environ 40dB, ainsi qu'une largeur de bande relative satisfaisante (approximativement 23%).

Toutes ces simulations et ces représentations permettent de mettre en évidence les bandes interdites et l'influence de la géométrie des piliers sur les performances de ces dernières. Il est cependant impossible à ce stade de pouvoir expliquer les mécanismes mis en jeux.

4.5. Ouverture d'un mode de propagation acoustique guidé

4.5.1. Définition et objectif

Un guide d'onde, dans notre cas, est une structure qui sert à guider les ondes élastiques en les confinant spatialement. Dans cette section, le but est de chercher les géométries particulières pour lesquelles il existe des modes de propagation confinés. Pour ce faire il faut donc calculer le diagramme de dispersion en introduisant un défaut dans la structure. L'objectif final d'une telle géométrie est de confiner l'onde spatialement dans les deux directions x et y, définissant la surface de propagation, simultanément. Cela correspond à reprendre une structure comme vue précédemment en **Figure 2-19** par A. Khelif et al. **[41]**, et d'y ajouter des réflecteurs phononique dans la direction x pour confiner totalement l'onde. Les pertes par diffraction, toujours présentent dans un résonateur classique à miroirs de Bragg seraient ainsi supprimées.

4.5.2. Modèle de simulation

Le modèle de simulation est très proche de celui utilisé en section **4.3.1**. Précédemment nous avons étudié une structure infinie parfaite, dans ce modèle ci, un défaut dans la direction y a été introduit.

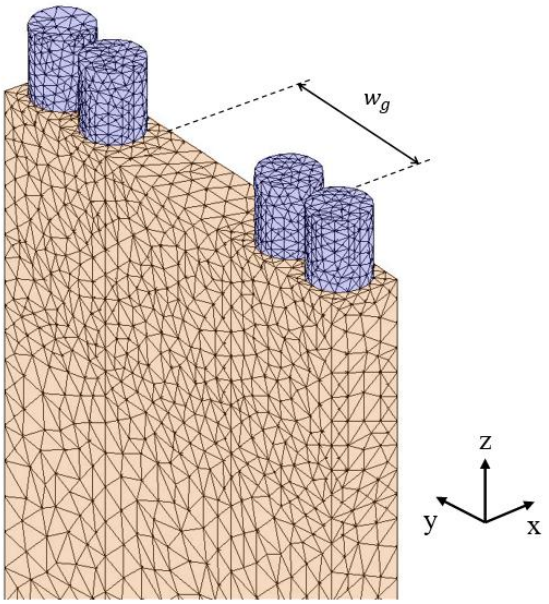


Figure 4-13 : Modèle de simulation du guide d'onde.

La **Figure 4-13** ci-dessus présente un substrat de hauteur semi-infinie (30a) en orange et un ensemble de piliers en bleu, formant un défaut dans le cristal. La largeur du défaut, ou guide d'onde est notée w_g. Les conditions périodiques de Bloch-Floquet sont appliquées dans les directions x et y. Afin de minimiser le temps de calcul, le substrat est divisé en deux parties : la partie supérieure correspondant à la surface, qui est maillée plus finement, la partie inférieure, correspondant au volume, maillée plus grossièrement. Cette optimisation est rendue possible car on s'intéresse essentiellement aux modes acoustiques de surface. L'objectif de cette simulation est d'étudier les modes de propagation guidés qui peuvent être générés par la présence de ce défaut. Comme précédemment, il est nécessaire de calculer le diagramme de bande de cette structure. Pour cette d'étude, on s'intéresse uniquement aux modes acoustiques se propageant dans la direction x, qui est la direction imposée par le guide d'onde. Par conséquent, le calcul du diagramme de bande se limite à la direction ΓX.

4.5.3. Résultats et analyse

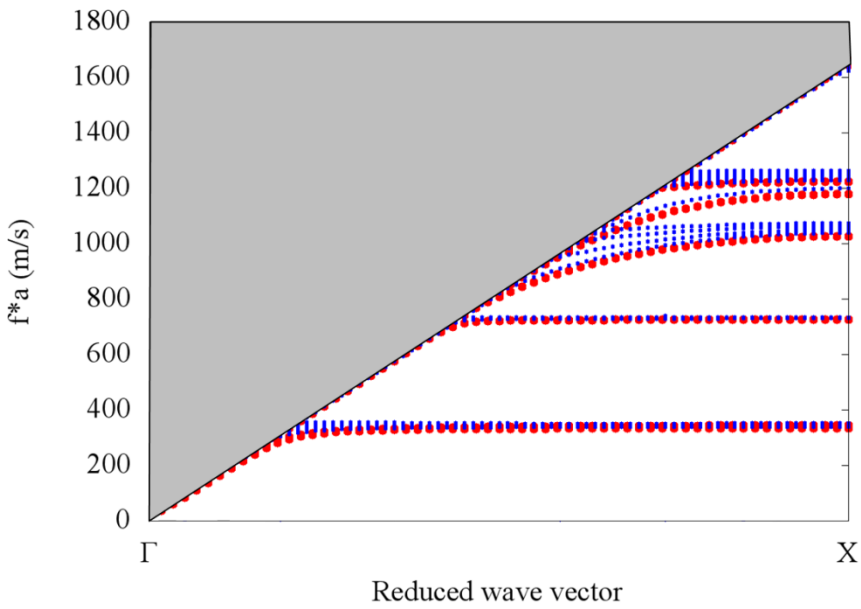


Figure 4-14 : Superposition d'un diagramme de bande dans la direction ΓX d'un motif sans défaut formée de piliers en aluminium sur substrat quartz de dimensions r/a=0.35, hp/a = 1.0 (en rouge), et d'une super-cellule de géométrie identique mais comprenant un défaut, gap = 3a (en bleu).

La **Figure 4-14** montre un résultat de simulation pour un défaut de largeur gap = 3a. Les piliers, aux nombres de 4 dans la super-cellule, sont en aluminium et de dimensions r/a = 0.35, hp/a = 1.0. On constate qu'il n'y a pas de modes guidés, que ce soit dans la première ou la deuxième bande interdite. Plusieurs dimensions de largeur de défaut, et de nombre de piliers différents ont été testés pour tenter d'en trouver un. Les résultats obtenus par A. Khelif et al. en **Figure 2-18** ont été recalculés et confirmés sans difficultés, le modèle de simulation semble ainsi correct et exempt d'erreurs. Il se peut que l'anisotropie du quartz, ou de cette coupe particulière, ne permettent pas d'ouvrir de modes guidés.

4.6. Calcul avancé du diagramme de bande et compréhension des mécanismes mis en jeux

4.6.1. Modèle de simulation

Afin de mettre en évidence les mécanismes mis en jeux, un diagramme de dispersion avancé, c'est-à-dire en considérant un très grand nombre de valeurs propres, peut être calculé. Cela permet de déterminer tous les modes acoustiques qui peuvent être excités dans une telle structure. Les géométries étudiées sont les mêmes que précédemment. Le modèle de simulation est le même que celui présenté en section **4.3.1**. Le substrat étant divisé en deux sous-domaines distincts, il est possible d'intégrer les déplacements indépendamment sur la partie supérieure (surface) et la partie inférieure (volume) du substrat. De cette manière, il est possible de déterminer la portion d'énergie en surface par rapport à l'énergie totale du motif,

$$Energy\ ratio = \frac{\sum_{Pillar} disp. + \sum_{Surface} disp.}{\sum_{Bulk} disp. + \sum_{Pillar} disp. + \sum_{Surface} disp.}.$$ **Équation 4-5**

L'**Équation 4-5** est utilisée pour déterminer le rapport entre l'énergie confinée en surface/pilier et l'énergie totale contenue dans le motif. Le résultat de cette équation est un nombre compris entre 0 et 1. La valeur 0 correspond à un mode de volume pur, la valeur 1 correspond à un mode de surface/pilier pur.

4.6.2. Résultats et analyse

Les simulations ont été réalisées dans le cas de piliers en aluminium et pour des hauteurs de piliers relatives $hp/a = 0.8$ et $hp/a = 1.0$.

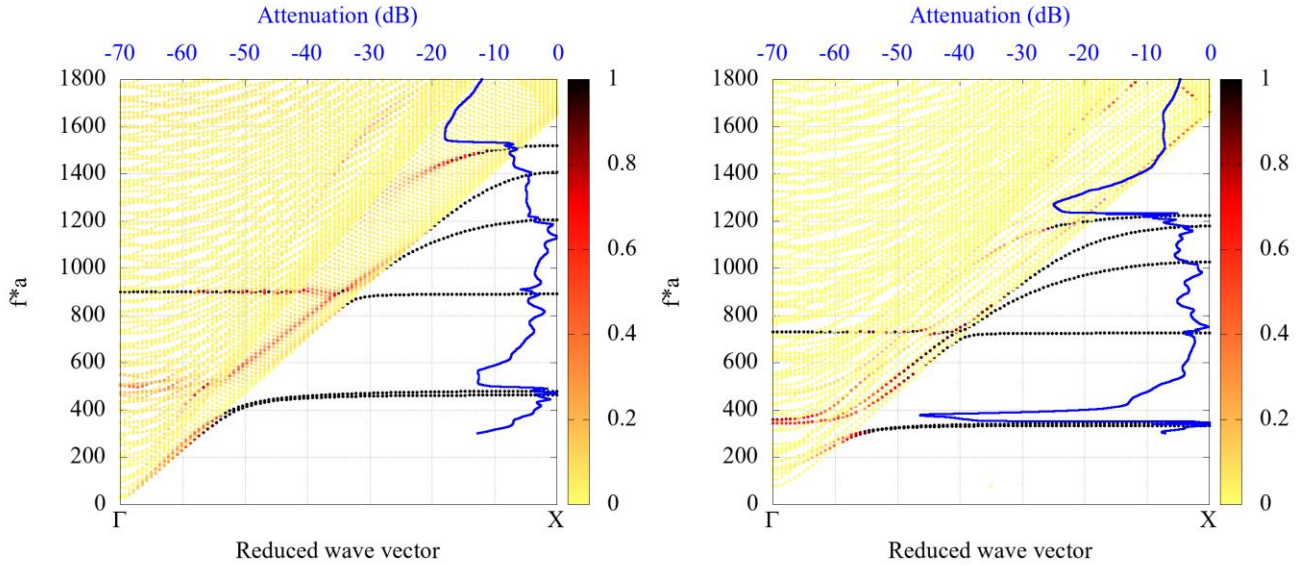


Figure 4-15 : Superposition du résultat de transmission et de dispersion avancée, pour $hp/a = 0.8$, $r/a = 0.35$ à gauche, et $hp/a = 1.0$, $r/a = 0.35$ à droite.

Les résultats sont montrés en **Figure 4-15**. Le résultat du rapport d'énergie de l'**Équation 4-5** est indiqué par une échelle de couleur allant du jaune clair (mode de volume pur) au noir (mode de surface/pilier pur). Comme prévu, les branches horizontales correspondantes à des modes de surface engendrés par les piliers sont colorées en noir. Le grand nombre de valeurs propres calculées permet d'avoir une vision complète de tous les modes acoustiques présents dans la zone radiative. Pour rappel, tous les modes inclus dans la zone radiative correspondent soit à des modes de volume, soit à des modes de surface/pilier évanescent dans le volume.

Nous avons constaté précédemment que l'atténuation correspondante à la première bande interdite était bien plus faible pour $hp/a = 0.8$ que pour $hp/a = 1.0$. Comme on peut le constater sur le diagramme de dispersion avancé, cela peut s'expliquer par la présence d'un mode de surface/pilier inclus dans la zone radiative. La visualisation des déplacements correspondants à ce mode acoustique indique que l'énergie est majoritairement localisée dans le pilier, et dans une moins grande mesure, dans le volume. Ce mécanisme créé ainsi un moyen pour l'onde acoustique de traverser la structure phononique. Il en résulte donc une faible atténuation.

Ce phénomène observé est dépendant de la géométrie du pilier. On peut alors se demander dans quelle mesure les paramètres géométriques influent sur la valeur de l'atténuation.

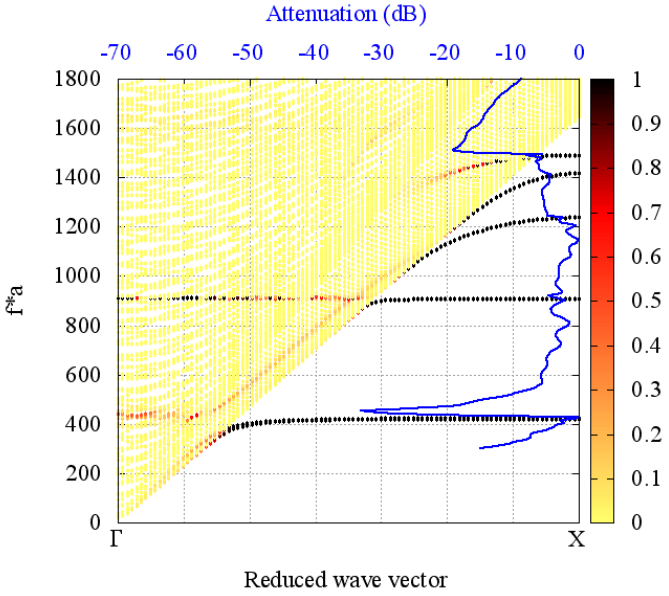


Figure 4-16 : Superposition du résultat de transmission et de dispersion avancée pour $hp/a = 0.8$, $r/a = 0.28$

La **Figure 4-16** montre les résultats pour $hp/a = 0.8$ et $r/a = 0.28$. Ces dimensions correspondent à un facteur de forme identique à la géométrie de dimension $hp/a = 1.0$ et $r/a = 0.35$. On peut constater que l'atténuation est plus importante que dans le cas $hp/a = 0.8$ et $r/a = 0.35$. Etant donné que dans les deux cas précédents, la hauteur de pilier n'a pas changé, c'est bien le facteur de forme qui a eu un impact considérable sur la valeur de l'atténuation. Le facteur de remplissage, déterminé par la dimension r/a étant cependant un peu plus petite, la largeur relative de la bande interdite est en conséquence un peu plus réduite.

4.7. Conception d'un résonateur phononique

4.7.1. Modèle de simulation

Une fois les bandes interdites et leur atténuation correspondante identifiées, un résonateur avec des réflecteurs à base de cristaux phononiques peut être envisagé. Il existe plusieurs méthodes pour déterminer les paramètres géométriques adéquats.

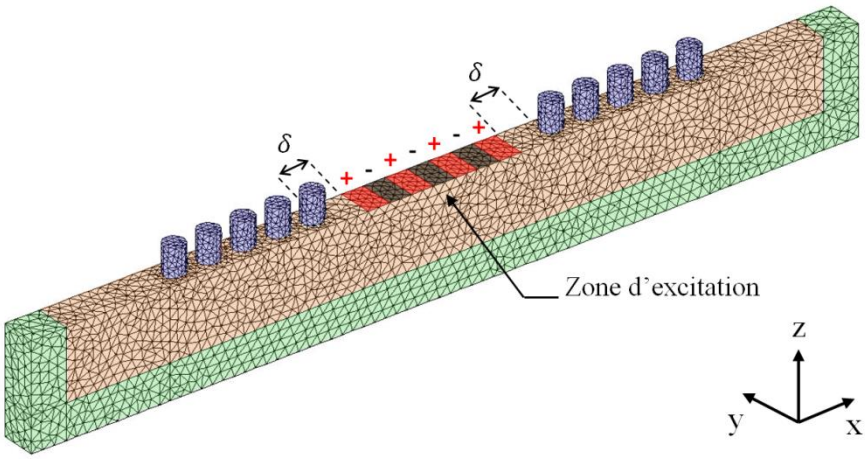


Figure 4-17 : Modèle de simulation pour la conception d'un résonateur à base de cristaux phononiques

La **Figure 4-17** montre le modèle de simulation considéré. Il est similaire au modèle en transmission, mais en ayant introduit cette fois-ci un défaut. La méthode consiste ici à introduire un PID au centre de la structure phononique. Le PID est simulé en introduisant artificiellement des surfaces, sur lesquelles un potentiel électrique de polarité successivement opposée est appliqué. L'excitation mécanique se fait donc grâce à la piézoélectricité du substrat. Exciter l'onde acoustique de cette manière a plusieurs avantages, cela permet de privilégier la génération de SAW, par rapport aux PSAW ou BAW, mais également d'imposer la période mécanique de l'onde à l'intérieur de la cavité acoustique, et donc d'éviter de générer d'autres modes de propagation indésirables.

La variable δ détermine la distance entre le réseau d'électrodes et les piliers, l'objectif est d'optimiser cette valeur pour obtenir un maximum de confinement acoustique.

4.7.2. Résultats et analyse

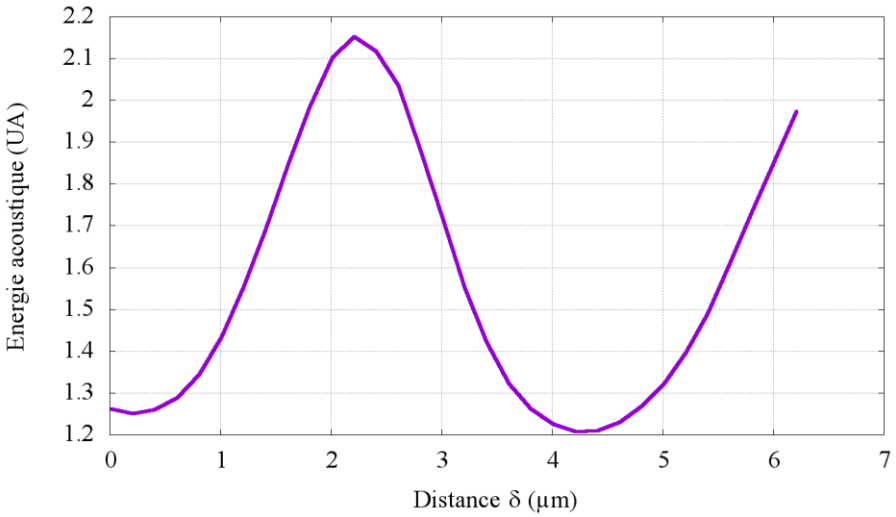


Figure 4-18 : Energie acoustique dans la zone d'excitation en fonction de la distance δ

La **Figure 4-18** montre l'énergie acoustique dans la cavité en fonction de la distance δ. La courbe est périodique et a l'allure d'une sinusoïde décroissante, chaque maximum correspondant à des distances pour lesquelles les ondes émises et les ondes réfléchies sont en phase, le confinement acoustique est alors maximal, c'est la propriété qui est recherchée dans le cas d'un résonateur. Réciproquement, les minimums correspondent à des distances pour lesquelles les ondes émises et réfléchies sont destructives entre elles.

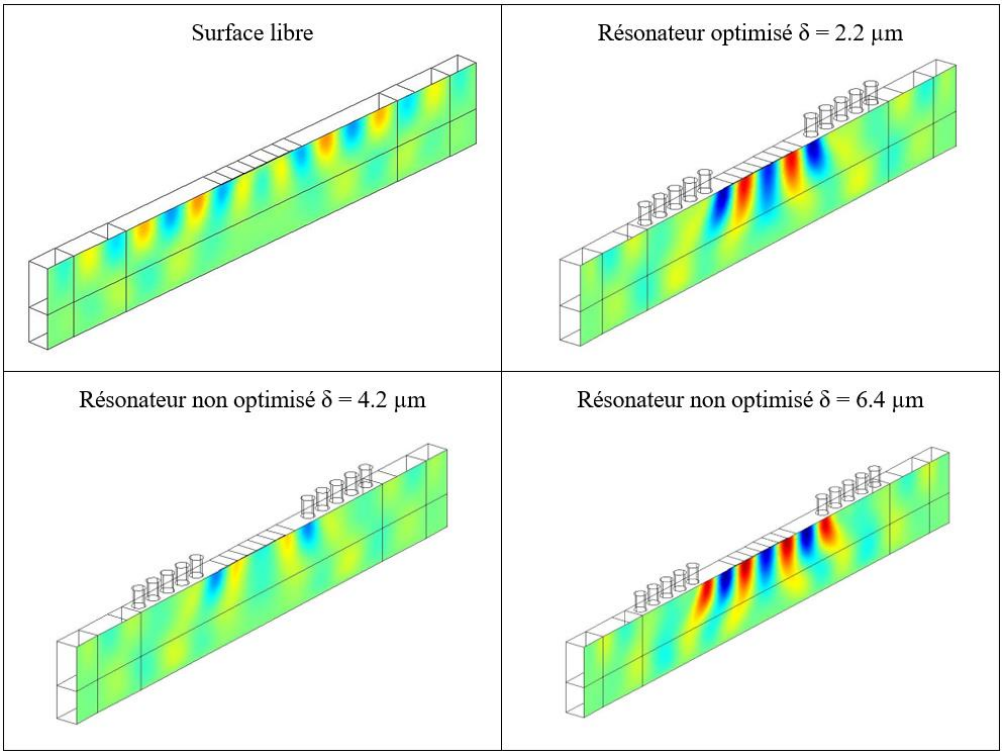


Figure 4-19 : Visualisation des déplacements selon la polarisation Uz, dans le cas d'une surface libre, et dans le cas de résonateurs pour différentes valeurs de δ

La **Figure 4-19** montre les déplacements polarisés selon Uz. La figure en haut à gauche correspond à un substrat libre, les autres correspondent à des résonateurs pour différentes valeurs de δ. Cette représentation permet de mettre en évidence uniquement les déplacements dans le substrat, en s'affranchissant des déplacements des piliers. De manière générale, l'amplitude de déplacement des piliers est bien plus importante que celle du substrat. Ainsi, montrer les déplacements des piliers masquerait ceux du substrat. L'échelle d'amplitude des déplacements est la même pour toutes les figures, la distance IDT/piliers est donc un critère déterminant pour maximiser les performances du résonateur.

4.8. Conception d'un résonateur par étude d'un mode de défaut

4.8.1. Modèle de simulation

Nous décrirons ici une méthode pour concevoir et optimiser un résonateur phononique en se basant sur l'étude d'un mode de défaut.

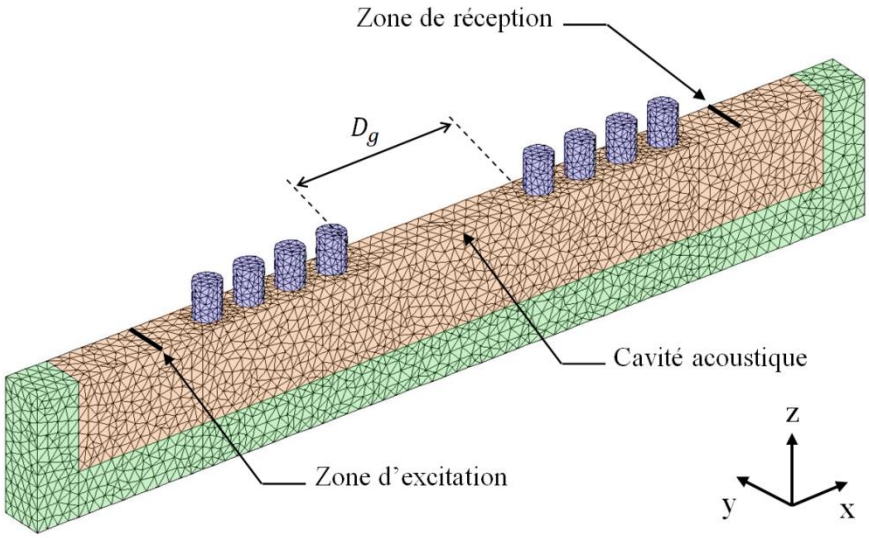


Figure 4-20 : Modèle de simulation pour la conception d'un résonateur à base de cristaux phononiques par étude d'un mode de défaut.

Le modèle de simulation est très similaire au modèle d'étude en transmission précédemment étudié en section **4.7.1**, à la différence que cette fois-ci, l'excitation se fait à l'extérieur du défaut. Pour une dimension D_g suffisamment grande, et pour une excitation mécanique dont la fréquence est incluse dans la bande interdite, un mode acoustique dans le défaut peut alors apparaitre. L'excitation de ce mode de défaut est permise grâce à l'énergie acoustique partiellement transmise à travers le premier réseau de pilier. Il faut donc un nombre de période limité pour rendre possible ce mécanisme, dans le cas contraire, toute l'énergie serait réfléchie avant d'atteindre la cavité. Une ligne est utilisée pour quantifier l'énergie transmise par le système. D'un point de vue général, cela revient à effectuer un simple calcul de transmission à travers une structure phononique contenant un défaut.

4.8.2. Résultats et analyse

La simulation a été réalisée en considérant une structure avec des piliers en nickel et de paramètres géométriques $hp/a = 0.8$ et $r/a = 0.35$.

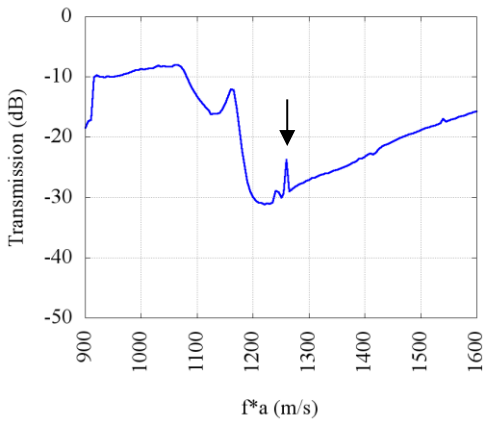


Figure 4-21 : Résultat de transmission à travers une structure phononique contenant un défaut.

Le résultat de la simulation est donné en **Figure 4-21**. Etant donné que l'on connait déjà la position de la bande interdite étudiée, le calcul de transmission peut alors se restreindre à ce domaine pour limiter le temps de simulation. La taille du défaut est ici de $4 * a$. Cette valeur a été choisie suffisamment grande pour s'assurer d'ouvrir un mode de défaut. On peut constater que l'on retrouve l'allure générale de la bande interdite, avec un pic d'amplitude plus importante qui en ressort (pic indiqué par une flèche). Ce pic d'amplitude correspond à un mode de résonance du défaut.

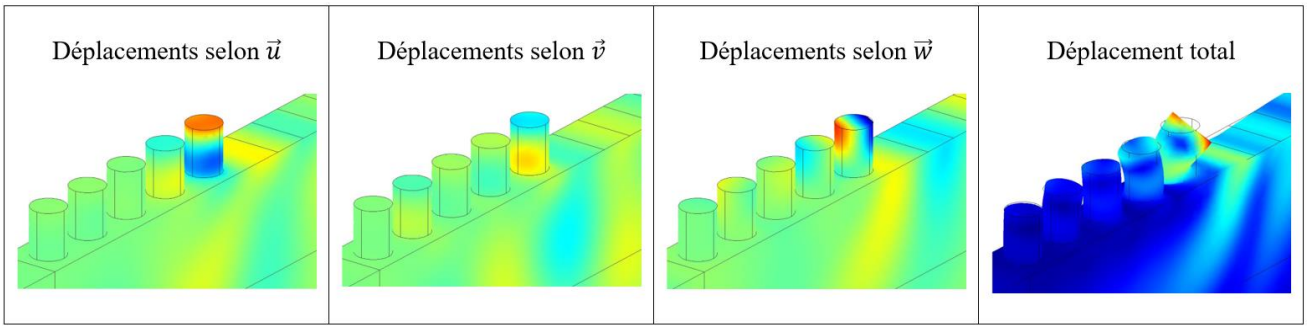


Figure 4-22 : Déplacements selon les trois directions u, v et w et le déplacement total incluant la déformation.

La **Figure 4-22** montre les déplacements selon les trois directions $\vec{u}$, $\vec{v}$ et $\vec{w}$ et le déplacement total incluant la déformation pour un résonateur fonctionnant à la fréquence correspondant à ce pic d'amplitude. Le mode de résonance des piliers correspond à un mouvement de flexion et de rotation. Le mouvement de rotation est visible lorsqu'on fait varier progressivement la phase du déplacement.

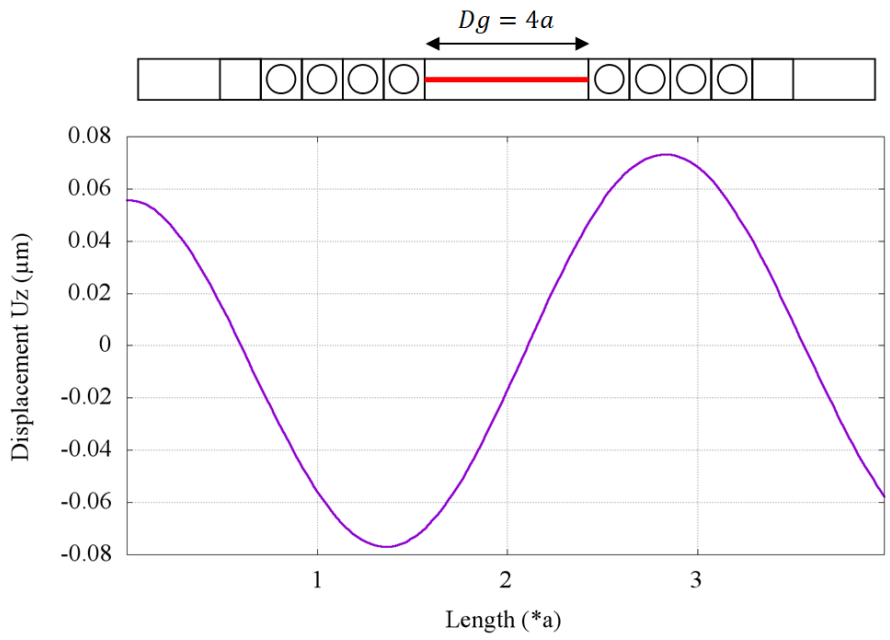


Figure 4-23 : Courbe des déplacements polarisés selon la direction U_Z à l'intérieur du défaut, à la surface du substrat.

La **Figure 4-23** ci-dessus montre la courbe des déplacements polarisés selon la direction u_Z à l'intérieur du défaut et à la surface du substrat. La connaissance des déplacements dans la cavité est primordiale dans l'objectif de la conception d'un résonateur puisque cela permet ensuite de placer précisément des électrodes afin d'exciter ce mode acoustique particulier.

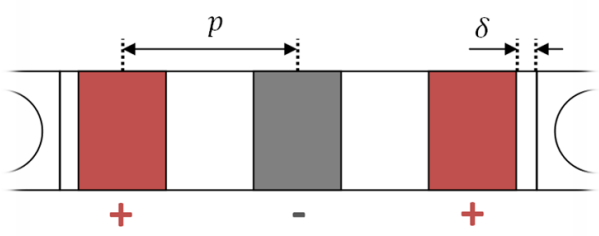


Figure 4-24 : Schéma vu de dessus du défaut, incluant la position des électrodes du PID.

La **Figure 4-24** est une représentation vue de dessus du défaut dans lequel ont été placées les électrodes du PID. Le nombre et la position de celles-ci sont déterminés grâce à la précédente simulation. La période p est ainsi de $p = 1.47a$, par déduction, sachant que la largeur du défaut est $4a$, on a $\delta = 0.17a$, en considérant un rapport de métallisation $a/p = 0.5$. Ces valeurs permettent ainsi de simuler le résonateur en utilisant le modèle de simulation étudié en section **4.7.1**.

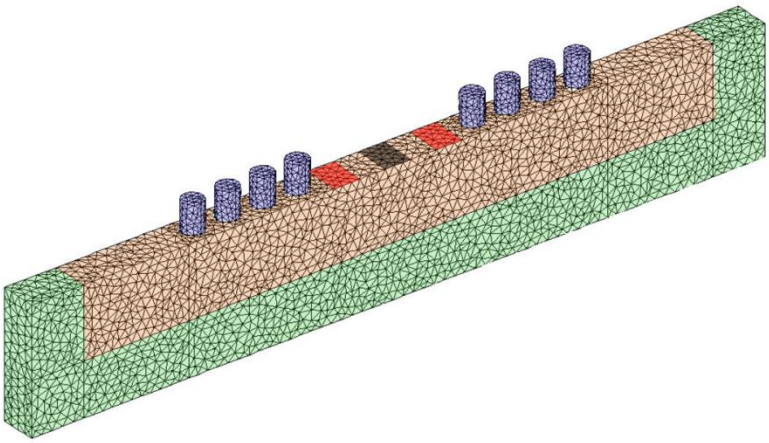


Figure 4-25 : Modèle de simulation du résonateur conçu par étude du mode de défaut.

La **Figure 4-25** ci-dessus montre le modèle de simulation utilisé pour étudier les performances du résonateur. C'est le même modèle que celui étudié en **Figure 4-17**, mais dont la géométrie de la cavité, ainsi que la position et le nombre d'électrodes du PID correspondent à ce qui a été trouvé précédemment et montré en **Figure 4-24**.

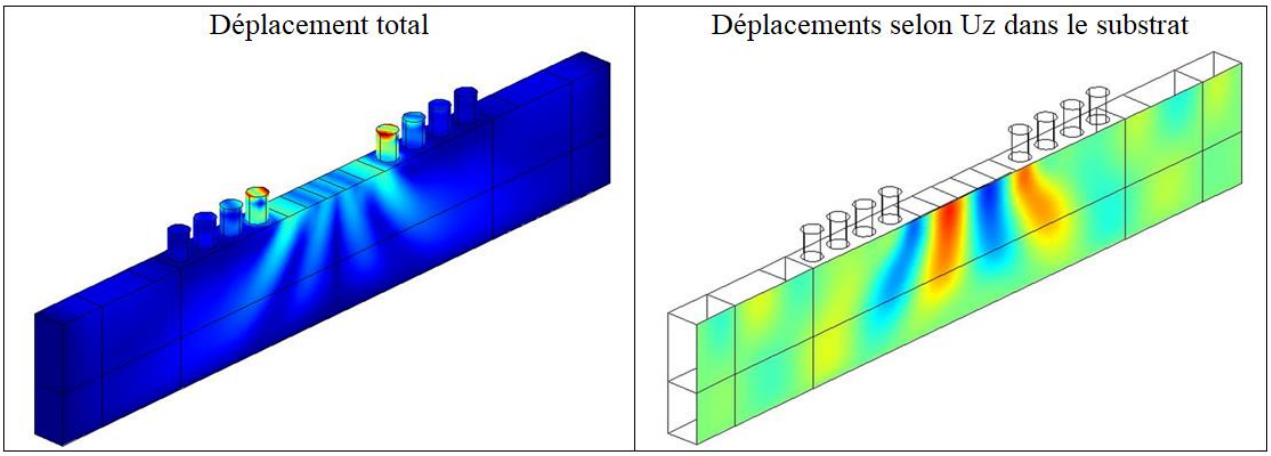


Figure 4-26 : Visualisation des déplacements dans le résonateur, à gauche, le déplacement total, à droite, le déplacement polarisé selon Uz dans le substrat/PML.

La **Figure 4-26** montre à gauche le déplacement total (somme des déplacements dans toutes les directions) de la structure entière, et à droite le déplacement polarisé selon Uz dans le substrat et les PML. On observe de manière évidente le confinement de l'énergie. La réflexion totale est obtenue avec très peu de motifs. On remarque cependant que l'énergie acoustique a tendance à fuiter dans le volume au niveau de l'interaction avec les piliers. Il est difficile de quantifier la quantité d'énergie ainsi perdue car le modèle de simulation ne le permet pas. Cette perte est très certainement due à la résonance locale des piliers et à la recombinaison de l'énergie acoustique qui se fait à la fois en SAW majoritairement, mais également en PSAW et en BAW. Pour limiter ce phénomène, il faut privilégier les réflexions de Bragg au détriment de celles dues aux résonances locales. Par ailleurs, les PML joue également certainement un rôle dans cette perte d'énergie. Bien qu'optimisée au maximum, l'adaptation acoustique entre les deux milieux n'est jamais parfaite et peut engendrer des modes acoustiques d'interface indésirables, du point de vue numérique, qui n'existent pas en pratique.

4.9. Conclusion du chapitre

Dans ce chapitre, nous avons abordé les principaux outils de simulation qui ont été développés et utilisés pour caractériser les propriétés acoustiques dans les structures phononiques étudiées. Ces outils ont été en grande partie développés et utilisés au laboratoire FEMTO-ST. Je me suis chargé d'adapter et d'optimiser certains programmes à mon cas d'étude, mais également de développer les programmes de simulation spécifiques à l'application résonateur.

La première étape a consisté à caractériser les matériaux considérés dans cette étude. La structure phononique étudiée est formée de piliers métalliques déposés périodiquement à la surface du substrat. Les premières simulations ont été réalisées en considérant l'aluminium comme métal, car il était initialement prévu d'utiliser le procédé de photolithographie pour les réaliser. Les facteurs de forme particuliers des piliers n'ont pas rendu possible l'utilisation de ce procédé technologique. Nous nous sommes ensuite tournés vers le procédé d'électroformage nickel, qui permet de réaliser de telles géométries. Que ce soit dans le cas de l'aluminium ou du nickel, les phénomènes acoustiques mis en jeux sont exactement les mêmes, il n'a donc pas été nécessaire de refaire toutes les simulations. La principale différence entre les deux métaux concerne la masse volumique et le module d'Young qui engendrent uniquement un décalage de la fréquence de résonance des piliers, et donc de la position des bandes interdites. Le substrat utilisé est le quartz (YXl)/34 et ce pour plusieurs raisons : c'est un matériau qui est très largement utilisé à SENSeOR pour les résonateurs SAW en application capteur, et il est disponible en grande quantité dans notre stock ce qui simplifie grandement la logistique. Les caractéristiques de propagation acoustique en surface sont parfaitement connues (polarisation, vitesse), en particulier dans la direction de propagation 0° (selon l'axe x).

La seconde étape a consisté à caractériser la structure phononique d'un point de vue acoustique. Le modèle le plus simple à considérer dans un premier temps est celui d'une structure infinie, dans laquelle sont calculés les modes propres. Le diagramme de bande a pu mettre en évidence deux bandes interdites, en montrant leur caractère omnidirectionnel. Ces bandes interdites ont été confirmées et caractérisées en termes de performances (atténuation), position exacte et largeur relative grâce aux simulations de transmission. Ces dernières ont ainsi permis d'optimiser les paramètres géométriques des piliers. La deuxième bande interdite semble plus intéressante à exploiter car, bien que l'atténuation soit plus importante dans la première, la largeur relative de la deuxième bande est plus importante, ce qui nous offre une plus grande marge de sécurité pour la fabrication des dispositifs. Par ailleurs, la première bande interdite a pour seule origine les résonances locales, tandis que la deuxième bande interdite a pour origine une combinaison de deux phénomènes : la réflexion de Bragg et les résonances locales. Dans ce cas, les probabilités pour que l'énergie se recombine dans d'autres modes de propagation que les SAW (PSAW, BAW) est plus faible, ce qui est un critère très important dans le cas d'un résonateur pour limiter les pertes.

Enfin, des modèles de simulations de résonateurs SAW à base de cristaux phononiques ont été étudiés. Les résonateurs sont simplement constitués d'un PID encadré par deux structures phononiques de chaque coté. Dans

une cavité acoustique résonante, le régime acoustique est stationnaire, pour obtenir le maximum d'amplitude, il est primordial que les ondes acoustiques incidentes et réfléchies soient en phase. Définir la distance entre le réseau du PID et les réflecteurs est donc important pour respecter cette condition. Deux méthodes ont été présentées dans ce chapitre pour optimiser ce paramètre. La première méthode consiste à exciter la cavité avec un PID en faisant varier progressivement la distance PID/réflecteurs, un maximum d'amplitude dans la cavité indique alors une addition constructive des ondes incidentes et réfléchies. La seconde méthode consiste à étudier le/les mode(s) de défaut en excitant la structure de l'extérieur et en calculant la transmission de l'énergie. Une fois le mode identifié, il suffit alors de concevoir le résonateur en plaçant alors les électrodes pour les faire correspondre avec les déplacements du mode de défaut.

Chapitre 5. Etude expérimentale, résultats et analyse

5.1. Introduction

Ce chapitre est consacré à l'étude expérimentale des dispositifs fabriqués en salle blanche, et à l'analyse des résultats correspondants. Nous établirons dans un premier temps la démarche expérimentale qui a été considérée, en montrant les différentes étapes de réalisation. Dans cette étude, deux réalisations ont été faites : une première qui ne contenait que des motifs de transducteurs large bande en transmission, la seconde contenant tous les dispositifs de test. La première réalisation avait ainsi uniquement pour but de caractériser les performances de transducteurs large bande. Ces motifs sont indispensables pour envisager une caractérisation des structures phononiques en transmission et pouvoir quantifier l'atténuation correspondante. Les programmes de simulation existant à ce moment précis ne permettaient pas de simuler de façon précise la réponse en fréquence des dispositifs, ces premiers dispositifs ont donc été conçus de façon empirique. Cette première analyse de résultat a ainsi permis de mettre au point les paramètres géométriques de ces derniers pour en optimiser les performances, ce qui a notamment été rendu possible par l'ajustement des données d'entrées dans les programmes de simulation. La seconde réalisation contenait tous les motifs de test, c'est-à-dire les motifs de test en transmission et les résonateurs phononiques. Les résultats les plus pertinents sont montrés dans ce document.

5.2. Les techniques de fabrication

Pour réaliser les structures phononiques à l'échelle microscopique, il existe plusieurs procédés technologiques. Nous ne parlerons ici uniquement que de ceux dont il est question dans cette étude. Deux types de motifs vont être réalisés :

- Les transducteurs : ils permettront d'un coté de générer les ondes acoustiques vers les structures phononiques, de l'autre de récupérer les ondes acoustiques en sortie de ces mêmes structures. Ceux-ci vont être réalisés par photolithographie de type lift-off en utilisant l'aluminium comme métal.
- Les structures phononiques : elles seront les motifs de test, et seront fabriquées par électroformage en nickel.

5.2.1. La photolithographie Lift-Off

La photolithographie lift-off **[54]**, par opposition à la gravure, est une technique de dépôt additive. Le procédé de fabrication est illustré dans la **Figure 5-1**.

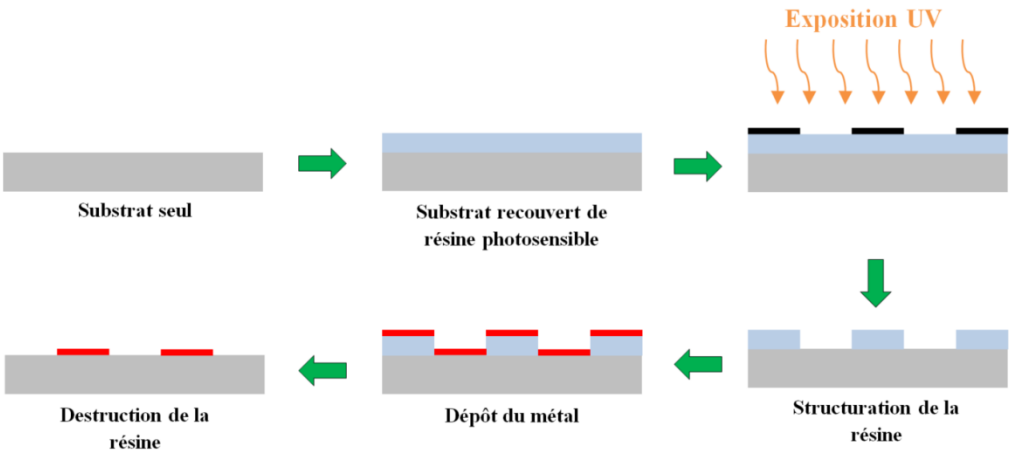


Figure 5-1 : Schéma illustrant les différentes étapes du procédé de photolithographie UV.

La première étape consiste à déposer sur toute la surface du substrat une résine photosensible. La hauteur de la résine doit être supérieure à la hauteur du métal à déposer. A l'aide d'un masque de photolithographie (en noir sur la figure), la résine est exposée à des radiations ultraviolettes (UV) qui vont partiellement détruire cette dernière. Il en résulte un dépôt de résine structuré selon les motifs du masque. Le métal est ensuite déposé sur toute la surface. La résine est finalement détruite par attaque chimique. Les dépôts de métal se situant sur la résine sont évacués en même temps que la résine. Il reste ainsi uniquement le métal en contact direct avec le substrat.

Les masques de photolithographie sont généralement composés de verre recouvert de chrome. Dans le cas de dimensions critiques petites (de l'ordre de 1µm ou moins), il est possible d'utiliser un masque en quartz. Bien plus onéreux, du fait de sa transparence accrue, les résultats obtenus avec ce matériau sont plus fidèles.

5.2.1. L'électroformage nickel

L'électroformage existe depuis 1837 **[55]**. C'est une technique particulière de l'électrodéposition, le procédé technologique est donc le même. Le métal est dissout par dissociation électrolytique au niveau de l'anode. Les ions métalliques sont ensuite transportés dans une solution électrolytique pour être déposés au niveau de la cathode. La différence principale entre l'électroformage et l'électrodéposition réside dans le résultat final et son utilisation. L'électrodéposition consiste à déposer une couche fine sur une forme déjà existante, et n'a pas pour vocation d'affecter les propriétés géométriques existantes. Le but est généralement de protéger de la corrosion ou simplement décoratif. Dans le cas de l'électroformage, l'objectif est de créer un objet métallique à part entière, et d'avoir une fonction comme seule entité. Par conséquent, l'épaisseur de métal déposé est en général bien plus importante, de quelques microns à plusieurs millimètres d'épaisseur.

Le procédé d'électroformage est similaire à celui de la photolithographie lift-off, il est décrit dans la **Figure 5-2** ci-dessous.

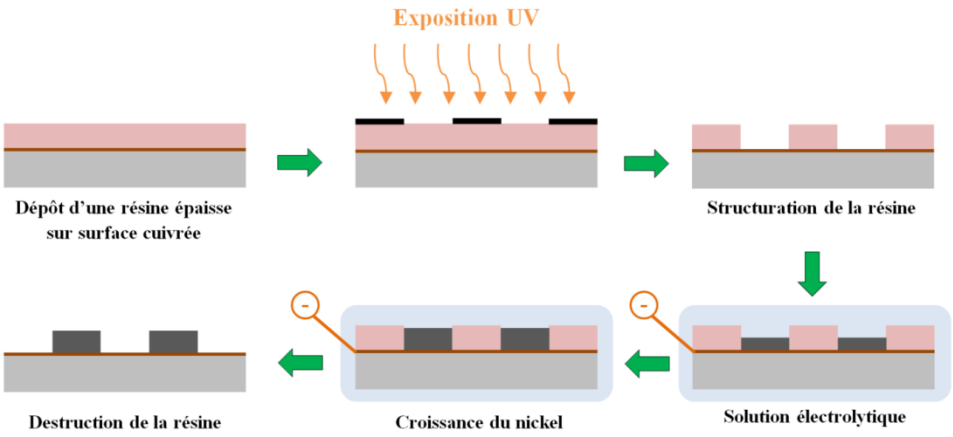


Figure 5-2 : Schéma illustrant les différentes étapes du procédé d'électroformage nickel.

Le procédé d'électroformage requiert la présence d'un plan métallique conducteur. Ce dernier est en cuivre pour sa bonne conductivité électrique, nécessaire pour obtenir un résultat homogène et de qualité. Comme pour le procédé de photolithographie, une résine épaisse est ensuite appliquée sur toute la surface, puis exposée aux rayonnements UV à travers un masque pour la structurer selon les motifs souhaités. L'ensemble est plongé dans un bain électrolytique contenant du sulfamate de nickel. Une différence de potentiel électrique est appliquée entre le plan métallique, connecté à la cathode, et le bain électrolytique, connecté à l'anode. Le nickel se dépose alors sur les surfaces exposées (exempt de résine). La croissance des motifs de nickel est contrôlée par le courant que l'on injecte et le temps d'exposition. La résine est ensuite dissoute pour ne garder que les métallisations. Une étape supplémentaire permet de dissoudre l'excédent de cuivre en dehors des motifs de nickel. Cette étape n'est pas obligatoire et requiert la fabrication d'un masque supplémentaire, elle ne sera pas réalisée dans cette étude.

5.3. Démarche expérimentale – différentes étapes de réalisation

La réalisation de dispositifs de test a pour but de confronter l'étude théorique préalablement effectuée avec les résultats obtenus en pratique. L'objectif final est de réaliser un résonateur à base de cristaux phononiques, d'en étudier les performances et de les comparer avec celles d'un résonateur classique basé sur la technologie des miroirs de Bragg. Il faut dans les deux cas que la fréquence de fonctionnement soit la même pour établir une comparaison cohérente. Le choix de la fréquence de travail se fait selon deux critères : il faut que les dimensions critiques soient assez grandes pour ne pas se confronter aux limites technologiques de fabrication de la salle blanche MIMENTO et il faut également que ce soit une gamme de fréquence dans laquelle SENSeOR ait une certaine expérience, afin de pouvoir bénéficier de résonateurs SAW à réflecteurs de Bragg dont la conception et la fabrication sont bien maîtrisées. SENSeOR possède une forte expérience dans le domaine des résonateurs SAW fonctionnant autour de 433 MHz (bande ISM en Europe). SENSeOR a également acquis une première expérience dans le domaine des résonateurs fonctionnant dans la bande 902-928 MHz (bande FCC en Amérique) et dans une moindre mesure dans la bande ISM 2.45 GHz. L'expérience a montré que cette dernière bande de

fréquence est difficilement accessible avec la technologie SAW. Des fréquences de travail, autour de 800/900 MHz, peuvent néanmoins être envisagées.

Pour mener à bien cette étude, plusieurs étapes de réalisation sont nécessaires. Il est nécessaire dans un premier temps de concevoir et de réaliser des transducteurs large bande qui permettront de caractériser et de valider les performances des structures phononiques. La réalisation de tels transducteurs est une étape complexe qui passe par la maîtrise du couplage électroacoustique. Il s'agit en effet d'un paramètre qui a un fort impact sur les performances des transducteurs. Le laboratoire FEMTO-ST a une grande expérience dans le domaine des transducteurs large bande sur niobate de lithium, dont le couplage électroacoustique est bien plus élevé (environ 20 fois plus) que dans le cas du quartz. Pour obtenir des performances similaires sur quartz, il faut donc soit réduire la largeur relative de la bande de fréquence couverte par le transducteur, soit augmenter le nombre de paires de doigts dans le PID. D'une façon générale, les performances (d'un point de vu des pertes d'insertion) seront moins bonnes que ce qu'il est possible d'obtenir sur niobate de lithium.

Par ailleurs, les outils de conception utilisés chez SENSeOR ne permettent pas de prédire correctement les performances de ces dispositifs large bande. Il s'avère nécessaire de faire une première conception suivie d'une fabrication, d'évaluer les écarts entre simulation et mesure puis finalement de corriger ces écarts dans le cadre d'une itération de la conception. Les transducteurs large bande sur quartz n'ont de surcroît jamais fait l'objet d'étude chez SENSeOR.

L'étape suivante consiste alors à définir une ou plusieurs géométries de piliers formant les cristaux phononiques puis à les fabriquer. Le masque devra être optimisé pour étudier un maximum de dispositifs et s'affranchir des risques liés aux dispersions technologiques. Il faut s'attendre à des écarts entre simulation/mesure conséquents, d'autant plus que la position et l'atténuation des bandes interdites sont fortement dépendantes de la géométrie des piliers, qui elle-même n'est pas parfaitement maitrisée lors de la fabrication. Par ailleurs, la vitesse de propagation de l'onde de Rayleigh sur quartz (YXl)\34 est de 3280 m/s d'après le logiciel Comsol Multiphysics, alors qu'en pratique celle-ci a été évaluée à 3150 m/s (écart relatif de 4%). Cette vitesse est connue précisément dans la littérature et est utilisée dans les programmes de simulation à SENSeOR. Cela montre déjà un décalage entre la simulation et la réalité. Cette erreur sur la vitesse dans Comsol Multiphysics est difficile à corriger dans la conception des dispositifs car on ne peut pas prévoir son impact sur la position fréquentielle des bandes interdites. On minimisera l'impact de cet écart en couvrant une bande de fréquence plus large. Les structures phononiques seront étudiées avec les transducteurs large bande dont les performances auront été préalablement optimisées grâce à l'itération de conception qui a été évoquée précédemment.

5.4. Conception et réalisation de transducteurs large bande

5.4.1. Conception des transducteurs large bande

Pour cette première conception, nous n'étions pas encore fixés sur la technologie que nous allions utiliser pour réaliser les structures phononiques. Nous avons considéré dans un premier temps l'hypothèse de piliers en aluminium. Dans tous les cas, cette considération n'a pas d'importance puisque cette première réalisation ne concerne pas la fabrication de structures phononiques. En revanche, les résultats de simulation seront pris comme repère pour concevoir les transducteurs large bande.

Le but de cette étude est de montrer les performances des transducteurs large bande. Les bandes de fréquences étudiées seront comprises entre 150 MHz et 1 GHz, ce qui correspond à un intervalle de fréquence dans lequel seront conçus les dispositifs et qui permettra d'identifier précisément les limites technologiques. Afin de se rapprocher au maximum des conditions expérimentales, les bandes de fréquences couvertes par les transducteurs seront choisies en fonction de la position fréquentielle des bandes interdites à étudier. Dans le cas de la structure phononique considérée, que ce soit pour des piliers en aluminium ou en nickel, il existe deux bandes interdites. Pour l'aluminium, et pour une géométrie définie par hp/a=1.0 et r/a=0.35 (voir **4.4.2.1**), on a

- La première bande interdite centrée autour de $f_1 * a = 370\ m/s$
- La deuxième bande interdite centrée autour de $f_2 * a = 1270\ m/s$

Nous considérerons pour les calculs uniquement la direction de propagation 0° (selon l'axe cristallin X).

Ces deux valeurs doivent être corrigées en tenant compte de la vitesse de propagation réelle sur cette coupe de quartz. D'après Comsol, la vitesse de l'onde de Rayleigh est de 3280 m/s, or, d'après les programmes de SENSeOR celle-ci est de 3150 m/s. Les positions respectives des bandes interdites sont ainsi réajustées en tenant compte de ces différences. On considérera donc les valeurs suivantes :

La première bande interdite se situe à $f_1 * a * \frac{3150}{3280} = 356\ m/s$

La deuxième bande interdite se situe à $f_2 * a * \frac{3150}{3280} = 1220\ m/s$

Si l'on se place dans le cas d'une hauteur de pilier de 1.5 µm, valeur qui peut potentiellement être atteinte en photolithographie lift-off, comme hp/a=1 on a donc a=1.5 µm également.

Les fréquences correspondantes peuvent donc être déduites :

$$f_1 = \frac{356}{a} = 237.4\ MHz$$

$$f_2 = \frac{1220}{a} = 813.4\ MHz$$

Pour étudier l'influence de la largeur de bande relative des transducteurs, deux ensembles de transducteurs ont été étudiés : un ensemble dont la largeur de bande relative est de 25%, l'autre dont la largeur de bande relative est de 35%. Dans le cas ou la largeur de bande relative est de 25% on a :

Pour la première bande interdite :

$$f_{min}^{T1} = 0.75 * 237.4 = 178\ MHz$$

$$f_{max}^{T1} = 1.25 * 237.4 = 296.8\ MHz$$

Pour la deuxième bande interdite :

$$f_{min}^{T2} = 0.75 * 813.4 = 610.1\ MHz$$

$$f_{max}^{T2} = 1.25 * 813.4 = 1016.8\ MHz$$

Dans le cas ou la largeur de bande relative est de 35% on a :

Pour la première bande interdite :

$$f_{min}^{T1} = 0.65 * 237.4 = 154.3\ MHz$$

$$f_{max}^{T1} = 1.35 * 237.4 = 320.5\ MHz$$

Pour la deuxième bande interdite :

$$f_{min}^{T2} = 0.65 * 813.4 = 528.7\ MHz$$

$$f_{max}^{T2} = 1.35 * 813.4 = 1098.9\ MHz$$

On considérera deux transducteurs large bande pour couvrir la première bande interdite. La deuxième bande interdite étant plus large que la première, on considérera trois transducteurs large bande pour couvrir celle-ci. Les différents transducteurs couvrant une même bande interdite doivent présenter un taux de recouvrement en fréquence, fixé ici à 10%.

Ce calcul doit être refait en théorie dans les deux autres directions de propagation : 45° et 90°, étant donné que les vitesses de propagation y sont différentes. Pour des raisons de simplicité, et parce que cela n'a pas d'impact sur l'objectif final de cette étude préliminaire, des géométries identiques ont été considérées dans les trois directions de propagation.

Nous avons eu le choix entre deux fonctions à utiliser pour déterminer la période du PID le long des transducteurs large bande, la première est une fonction linéaire,

$$p_{lin} = p_{min} + \left({(i-1)}/{nb_p - 1} \right) (p_{max} - p_{min}) \,. \qquad \textbf{Équation 5-1}$$

La seconde est la combinaison d'une fonction linéaire et d'une fonction inverse linéaire,

$$p_{ilin} = \frac{1}{1/p_{min} + \left(\frac{(i-1)}{nb_p - 1}\right)\left(1/p_{max} - 1/p_{min}\right)}.$$ **Équation 5-2**

Dans cette étude, c'est l'**Équation 5-2** qui a été considérée comme fonction pour déterminer la période du PID, c'est-à-dire la fonction inverse linéaire. C'est une fonction de répartition montrant des performances sensiblement meilleures qu'une simple fonction de répartition linéaire, notamment un gain constant dans la bande passante.

Des paires de transducteurs simples de référence (à fréquence de travail unique) seront par ailleurs réalisées. Les fréquences de ces transducteurs correspondront aux fréquences centrales des transducteurs large bande. Un jeu de transducteurs apodisés par une fonction arc-cosinus, (apodisation couramment utilisée pour minimiser l'impact des modes transverses) sera également inclus dans les motifs à réaliser.

Les paramètres géométriques des différents transducteurs sont synthétisés dans les tableaux suivants. Pour tous les transducteurs, le nombre de paires d'électrode est de 80.

Tableau 5-1 : Transducteurs simples (fréquence unique).

	f_C (MHz)	h/λ (%)	h (nm)	a/p	W (µm)	p (µm)	λ (µm)
T1	201.8	1.47	230	0.5	1000	8.263	16.525
T2	273.0	1.99	230	0.5	1000	5.949	11.898
T3	643.9	4.70	230	0.5	300	2.527	5.054
T4	813.4	5.94	230	0.5	300	1.976	3.952
T5	982.9	7.18	230	0.5	300	1.625	3.250

Tableau 5-2 : Transducteurs apodisés (fréquence unique).

	f_C (MHz)	h/λ (%)	h (nm)	a/p	W (µm)	p (µm)	λ (µm)
T1	201.8	1.47	230	0.5	1000	8.263	16.525
T2	273.0	1.99	230	0.5	1000	5.949	11.898
T3	643.9	4.70	230	0.5	300	2.527	5.054
T4	813.4	5.94	230	0.5	300	1.976	3.952
T5	982.9	7.18	230	0.5	300	1.625	3.250

Tableau 5-3 : Transducteurs large bande (bande relative 35%).

	f_{min} (MHz)	f_{max} (MHz)	h/λ (%)	h (nm)	a/p	W (µm)	λ_{max} (µm)	λ_{min} (µm)
T1	154.3	249.3	1.47	230	0.5	1000	20.41	12.64
T2	225.5	320.5	1.99	230	0.5	1000	13.97	9.83
T3	528.7	759.2	4.70	230	0.5	300	5.96	4.15
T4	698.2	928.6	5.94	230	0.5	300	4.51	3.39
T5	867.6	1098.1	7.18	230	0.5	300	3.63	2.87

Tableau 5-4 : Transducteurs large bande (bande relative 25%).

	f_{min} (MHz)	f_{max} (MHz)	h/λ (%)	h (nm)	a/p	W (µm)	λ_{max} (µm)	λ_{min} (µm)
T1	178.0	245.7	1.55	230	0.5	1000	17.70	12.82
T2	229.1	296.8	1.92	230	0.5	1000	13.75	10.61
T3	610.1	774.1	5.05	230	0.5	300	5.16	4.07
T4	731.4	895.5	5.94	230	0.5	300	4.31	3.52
T5	852.8	1016.8	6.83	230	0.5	300	3.69	3.10

Deux dimensions d'ouvertures acoustiques différentes ont été considérées : 1000 µm pour les deux transducteurs les plus bas en fréquence, et 300 µm pour les trois transducteurs les plus hauts en fréquence. Etant donné que l'on cherche à limiter les réflexions au sein des électrodes comme dans un résonateur, et surtout à maximiser le couplage, le rapport de métallisation est fixé à 0.5. Concernant la hauteur de métallisation, il faudrait normalement l'adapter à la fréquence de travail puisque c'est la hauteur de métallisation relative qui importe dans un dispositif SAW. Cependant, pour des raisons de coûts et de logistique, un seul wafer sera traité en salle blanche, ce qui implique une unique hauteur de métallisation pour l'ensemble des dispositifs. Elle a été fixée à 230 nm, ce qui correspond à une valeur intermédiaire pour l'étendue de fréquence considérée.

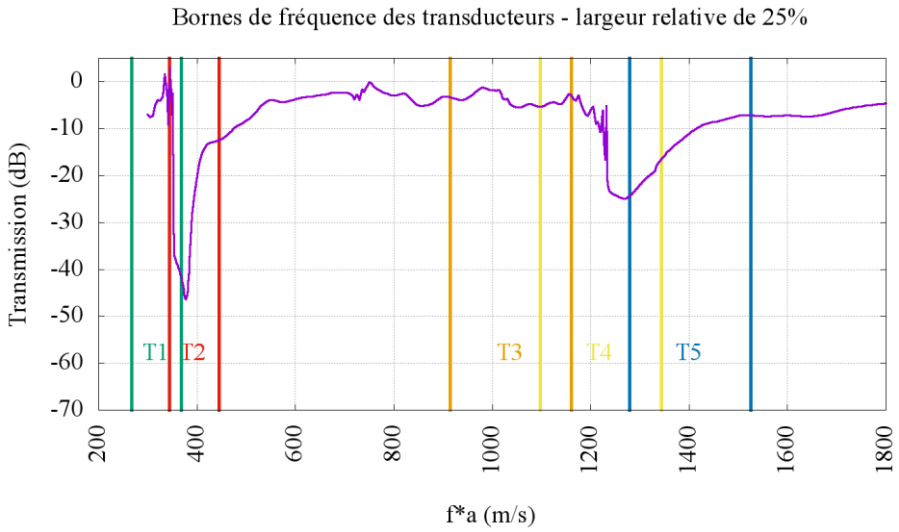


Figure 5-3 : Illustration des bandes de fréquence couvertes par les transducteurs de largeur de bande relative de 25%.

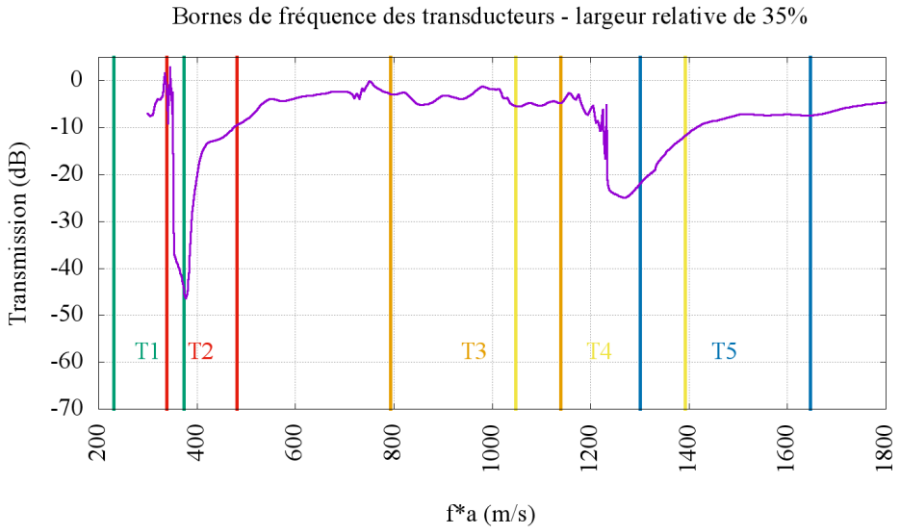


Figure 5-4 : Illustration des bandes de fréquence couvertes par les transducteurs de largeur de bande relative de 35%.

La **Figure 5-3** illustre les bandes de fréquence qui sont couvertes par les différents transducteurs de largeur de bande relative de 25%. Même chose concernant la **Figure 5-4** mais pour des transducteurs de largeur de bande relative de 35%. Le taux de recouvrement entre transducteurs a été fixé à 10%.

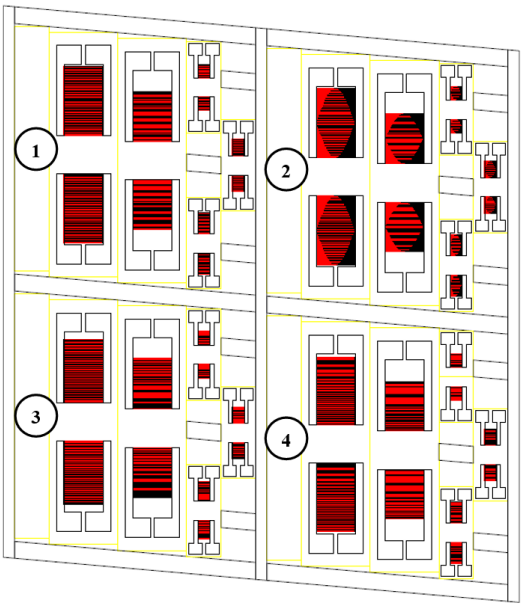


Figure 5-5 : Fenêtre de photo-répétition contenant les vingt systèmes de transducteur en transmission.

La **Figure 5-5** ci-dessus montre la répartition des motifs dans la fenêtre de photo-répétition. Cette fenêtre sera répétée sur toute la surface du wafer dans les trois directions de propagation 0°, 45° et 90°. Elle contient les vingt systèmes de transducteurs en transmission répartis en quatre sous-fenêtres. Des métallisations supplémentaires permettent de distinguer facilement ces sous-fenêtres en les encadrant. Ces métallisations sont orientées selon un angle de 9° par rapport à la normale à la direction de propagation, ce qui permet de minimiser les réflexions indésirables dans l'axe de propagation. Cette méthode est couramment employée dans le cas de lignes à retards pour s'affranchir des effets de bord après découpe. L'intérêt est moindre si les dispositifs n'ont pas vocation à être découpés.

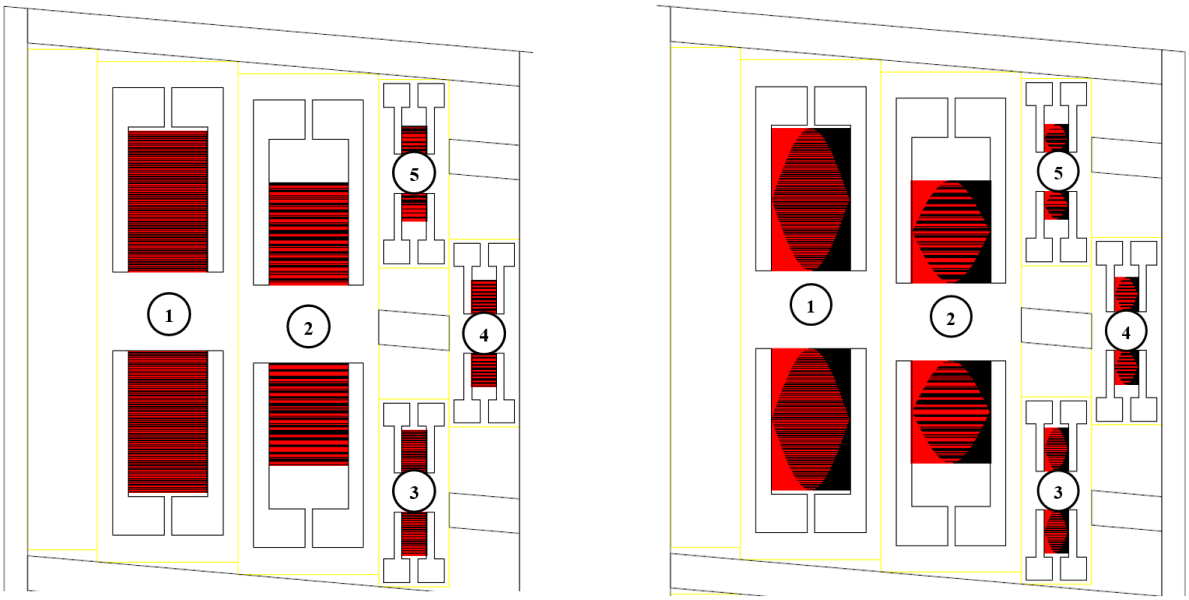


Figure 5-6 : Vue de détail de la fenêtre de photo-répétition. A gauche détail de la sous-fenêtre de photo-répétition n°1, à droite détail de la sous-fenêtre de photo-répétition n°2.

La **Figure 5-6** montre une vue détaillée de la sous-fenêtre n°1 et de la sous-fenêtre n°2. Tous les dispositifs contenus dans ces sous-fenêtres sont des systèmes de transducteurs en transmission à fréquence unique. Ils serviront de référence en termes de performances en comparaison des transducteurs large bande. La sous-fenêtre n°1 contient les transducteurs uniformes, alors que la sous-fenêtre n°2 contient des transducteurs apodisés en arc-cosinus.

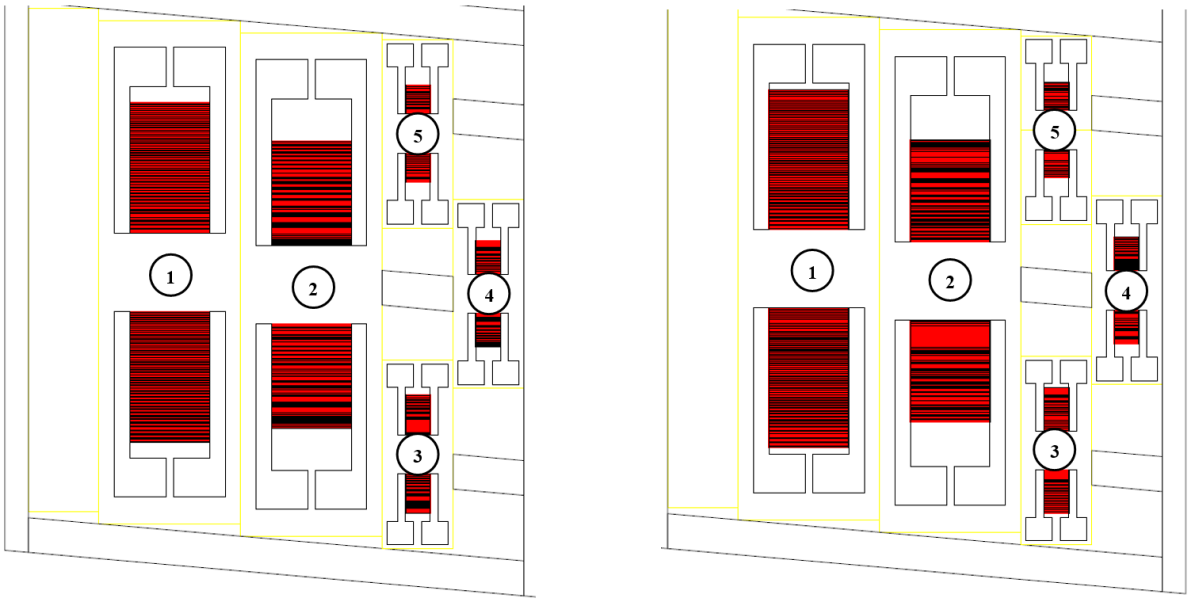


Figure 5-7 : Vue de détail de la fenêtre de photo-répétition. A gauche détail de la sous-fenêtre de photo-répétition n°3, à droite détail de la sous-fenêtre de photo-répétition n°4

La **Figure 5-7** montre une vue détaillée de la sous-fenêtre n°3 et de la sous-fenêtre n°4. Tous les dispositifs contenus dans ce sous-fenêtres sont des systèmes de transducteurs large bande en transmission. La sous-fenêtre n°3 contient les transducteurs de largeur de bande relative 25%, la sous-fenêtre n°4 contient ceux de largeur de bande relative de 35%.

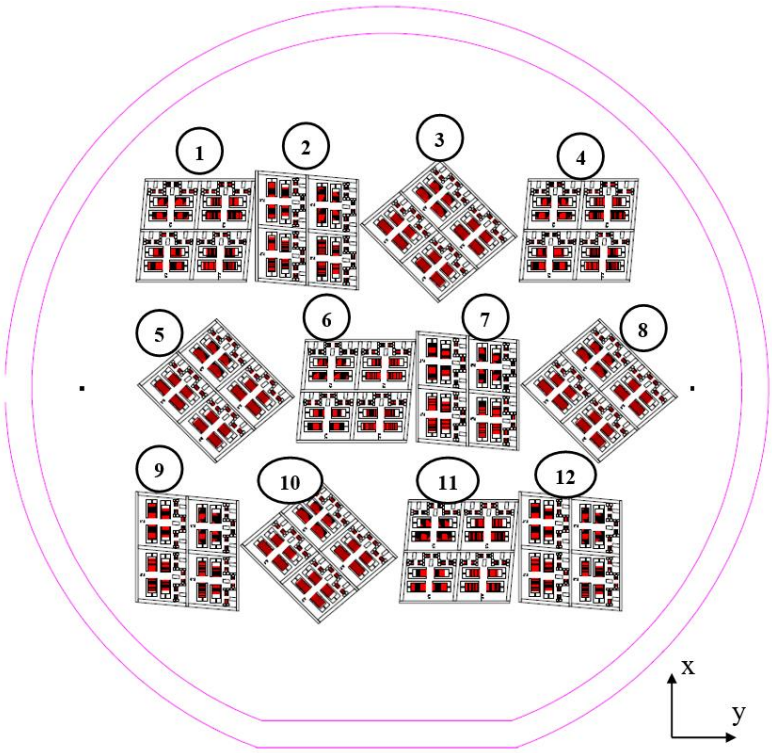


Figure 5-8 : Répartition des fenêtres de répétition contenant les motifs de test sur le wafer.

La **Figure 5-8** ci-dessus montre la répartition des fenêtres de photo-répétition sur le wafer, disposées selon les trois directions de propagation : 0°, 45° et 90°. Les fenêtres sont volontairement disposées de manière à occuper différents emplacements sur le wafer. Cela permet de s'assurer d'avoir des dispositifs fonctionnels dans toutes les directions de propagation dans l'éventualité où une zone du wafer serait de mauvaise qualité.

5.4.2. Etude expérimentale : résultats et analyse

Les mesures au testeur sous-pointes (TSP) ont été réalisées sur la quasi-totalité des dispositifs en transmission. Les dispositifs les plus hauts en fréquence, T4 et T5, n'ont pas été mesurés car les électrodes n'ont pas pu être réalisées correctement avec le procédé de photolithographie disponible, du fait des dimensions critiques trop petites. Bien que plusieurs dispositifs identiques aient été mesurés sur les différentes zones du wafer, nous ne montrerons qu'une seule mesure par dispositif pour des raisons de clarté. Elles sont présentées dans les graphiques ci-dessous.

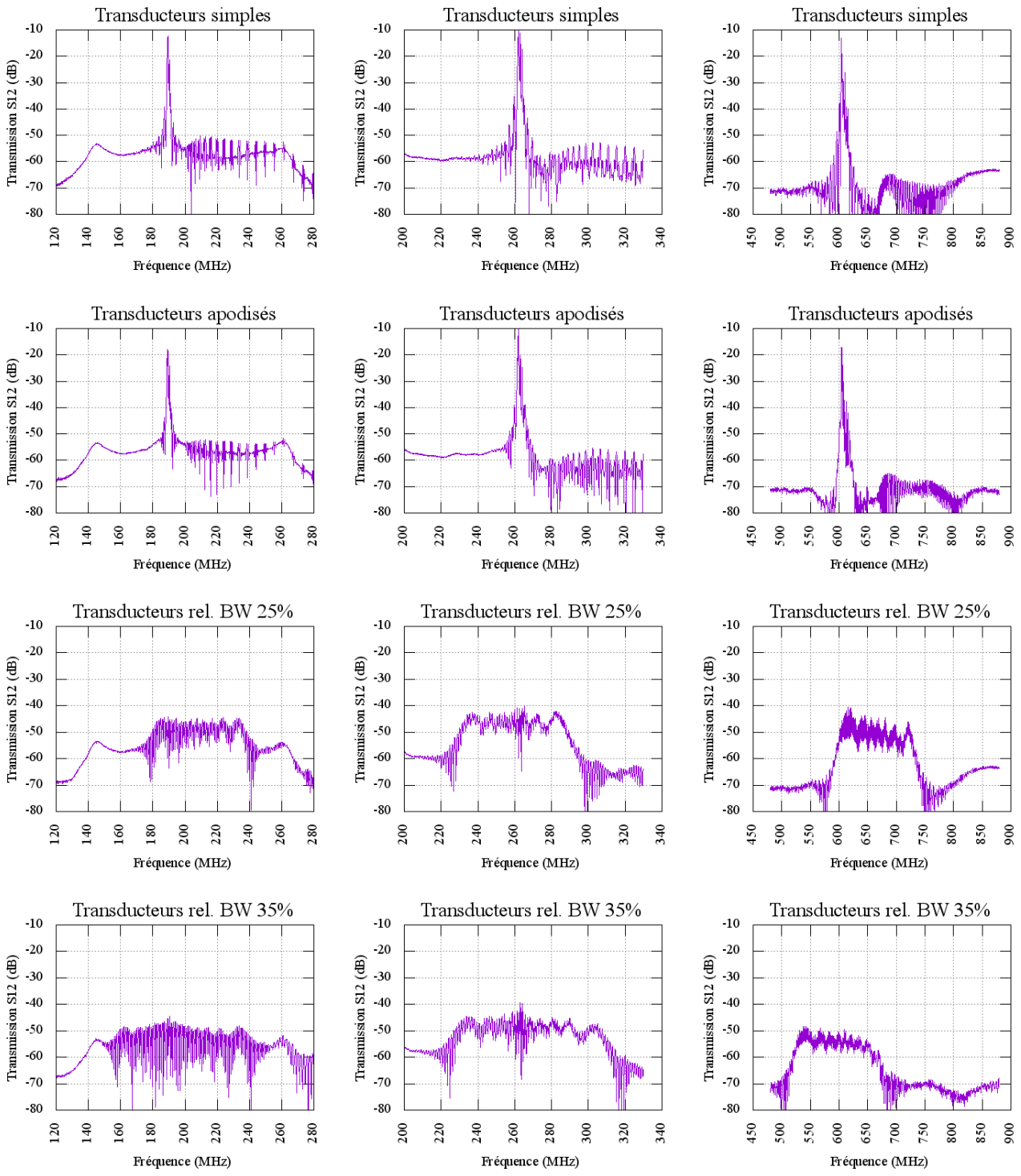


Figure 5-9 : Mesures TSP des transducteurs T1, T2 et T3 en transmission dans la direction 0°.

La **Figure 5-9** montre les résultats TSP de l'ensemble des dispositifs dans la direction 0°. Concernant les systèmes de transducteurs en transmission à fréquences uniques, on n'observe pas de différence de qualité de réponse entre les transducteurs apodisés et non apodisés, les performances sont donc similaires. Dans les deux cas, l'amplitude de transmission maximale atteinte est de -10 dB environ.

Concernant les transducteurs large-bande, comme attendu, l'amplitude de la réponse dans la bande passante est plus faible dans le cas des transducteurs à bande relative de 35% que dans le cas des transducteurs à bande relative de 25%, on observe environ 3 dB de différence. Pour les transducteurs à bande relative de 35%, l'amplitude dans la bande passante est d'environ -53dB contre -50 dB pour les à bande relative de 25%

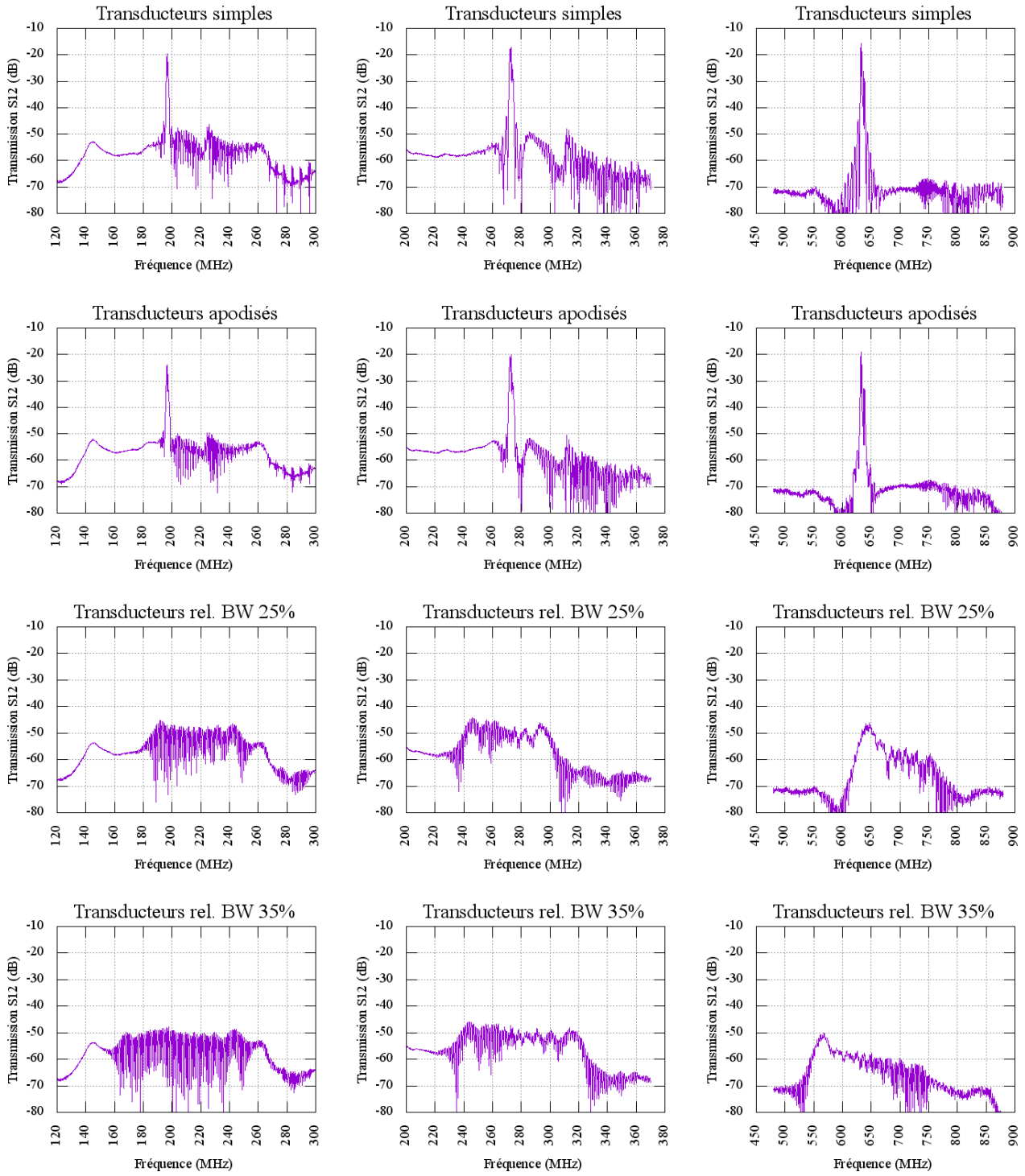


Figure 5-10 : Mesures TSP des transducteurs T1, T2 et T3 en transmission dans la direction 45°.

La **Figure 5-10** montre les résultats TSP de l'ensemble des dispositifs dans la direction 45°. A titre de comparaison avec la direction 0°, les pertes d'insertion y sont bien plus élevées. Pour les systèmes de transducteurs à fréquences uniques, l'amplitude de transmission maximale est de -20dB ce qui représente 10dB de moins que dans la direction 0°. En revanche, pour les transducteurs large bande, l'amplitude de transmission dans la bande passante y est similaire avec -53dB et -50dB respectivement pour les transducteurs à bande relative de 35% et 25%.

On peut noter par ailleurs la chute de l'amplitude en transmission pour le dispositif T3 dans les hautes fréquences. Ce phénomène est probablement dû à une recombinaison avec des PSAW pour ces fréquences qui engendrent des pertes d'insertion très élevées.

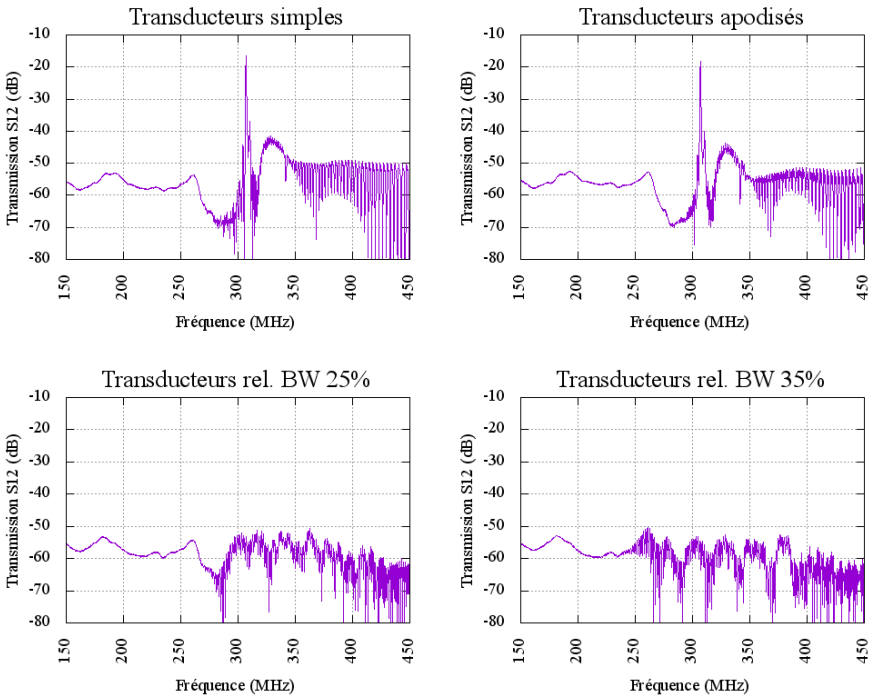


Figure 5-11 : Mesures TSP des transducteurs T1 et T2 en transmission dans la direction 90°.

La **Figure 5-11** montre les résultats TSP dans la direction 90°. Pour les systèmes de transducteurs à fréquences uniques, l'amplitude de transmission maximale est de -20dB ce qui est similaires aux résultats obtenus dans la direction 45°. Cependant, en ce qui concerne les systèmes de transducteurs large bande, l'amplitude de transmission dans la bande passante est équivalente aux réjections électromagnétiques, ce qui rend toutes mesures impossibles.

Quelle que soit la direction de propagation considérée, on peut noter que la réjection électromagnétique i.e. le plancher de bruit, a tendance à être plus élevé pour les dispositifs les plus bas en fréquence. Ce phénomène peut avoir deux causes possibles : le couplage électromagnétique direct entre les transducteurs, le transducteur d'émission et celui de réception se comportent alors comme un système d'antenne émettrice et réceptrice, ou bien provoqué par un mauvais calibrage de l'analyseur de réseau.

5.4.3. Ajustement des paramètres de simulations

Dans l'objectif d'ajuster au mieux les paramètres de simulation aux mesures effectuées dans l'étude précédente, il est nécessaire de prendre en compte les éléments parasites et phénomènes électriques qui ne sont pas pris initialement considérés par les programmes de simulation acoustique.

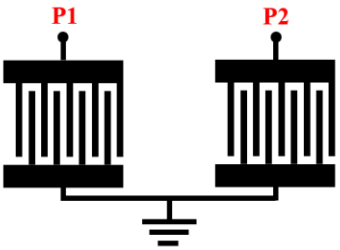


Figure 5-12 : Schéma électrique de deux transducteurs en transmission.

La **Figure 5-12** montre le schéma électrique équivalent d'un système parfait de deux transducteurs montés en transmission. C'est ce schéma qui servira de base pour y ajouter ensuite les éléments parasites et se rapprocher au maximum d'un système réel, incluant les pertes.

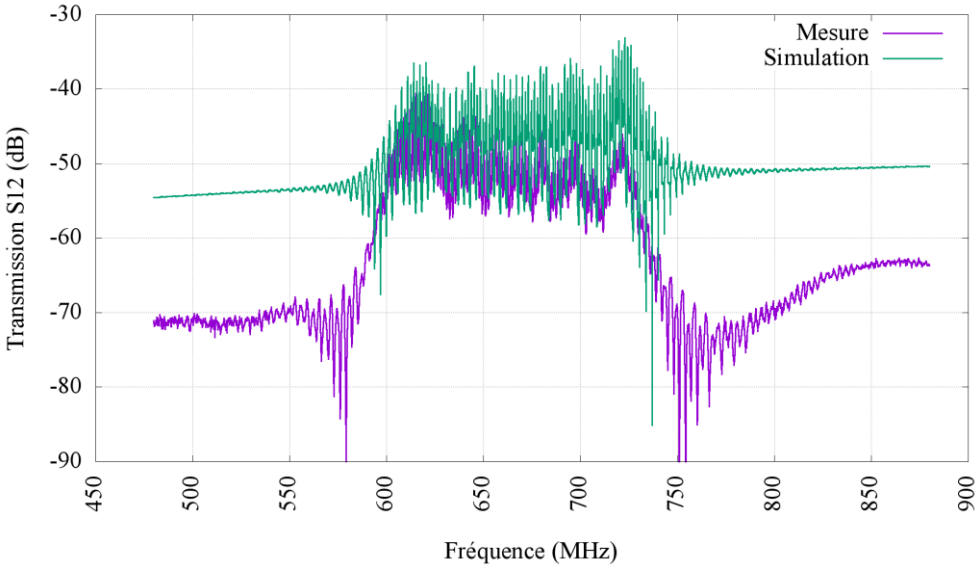


Figure 5-13 : Superposition de la mesure d'un transducteur large bande, et de la simulation correspondante.

La **Figure 5-13** montre la superposition de la mesure et de la simulation du système en transmission T3 dans la direction 0°. La direction 0° est la seule direction dans laquelle ce type d'étude est pertinent puisqu'elle correspond à une direction de propagation pour laquelle les phénomènes de propagation sont bien connus. On constate que les phénomènes acoustiques sont bien simulés car les deux courbes coïncident bien dans la bande passante. En revanche, en ce qui concerne les réjections électromagnétiques, ces dernières sont très mal simulées. C'est pourtant primordial car ce qui nous intéresse dans ce type de dispositif c'est la différence d'amplitude dans la bande passante et celle en dehors.

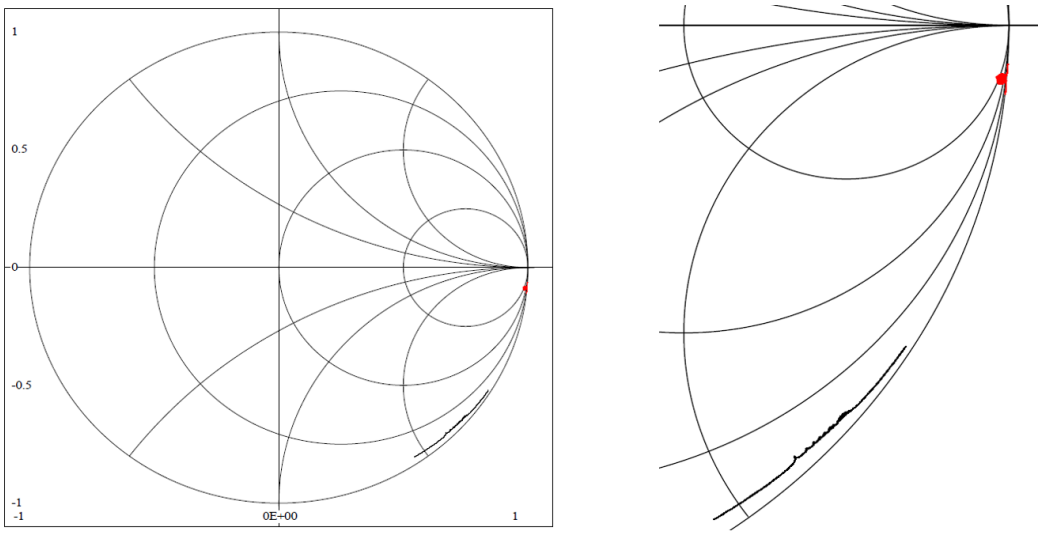


Figure 5-14 : Tracé sur abaque de Smith du système de transducteurs utilisé en transmission. En rouge, la simulation, en noir, la mesure.

Le tracé sur l'abaque de Smith en **Figure 5-14** montre clairement l'écart entre simulation et mesure TSP. Le résultat de simulation et la mesure TSP ne coïncident pas du tout. Le tracé en rouge correspond à la simulation, celui en noir correspond à la mesure.

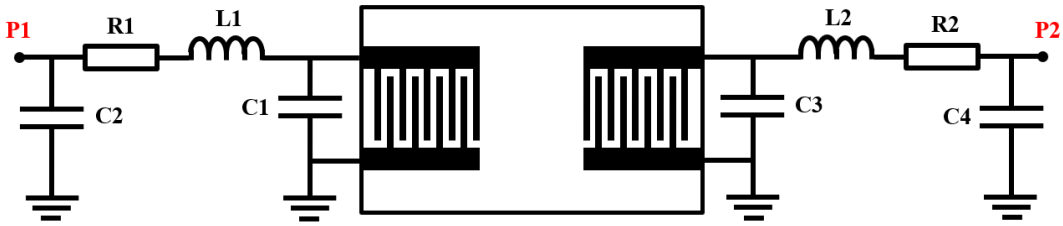


Figure 5-15 : Schéma de deux transducteurs en transmission incluant les éléments parasites.

Afin de faire coïncider la simulation et la mesure, il est nécessaire d'ajouter des éléments parasites équivalents dont les valeurs doivent être ajustées. Le schéma résultant est ainsi présenté en **Figure 5-15**. Le dispositif étant symétrique, on en déduit :

$$C1 = C3, \qquad L1 = L2, \qquad R1 = R2, \qquad C2 = C4$$

R1 et L1 représente respectivement les pertes de propagation et l'inductance équivalente provoquée par la longueur de ligne électrique. C1 et C3 représentent les capacités parasites respectivement en début et en fin de ligne. C'est une représentation qui est communément utilisée à SENSeOR pour tenir comptes des phénomènes électriques indésirables au sein d'un dispositif SAW.

Après optimisation, les valeurs des composants électriques du schéma équivalent sont présentées dans le **Tableau 5-5**.

Tableau 5-5 : Valeurs des éléments parasites équivalents.

C1 (pF)	1.5
R1 (Ω)	3.7
L1 (nH)	1.1
C2 (pF)	0.2

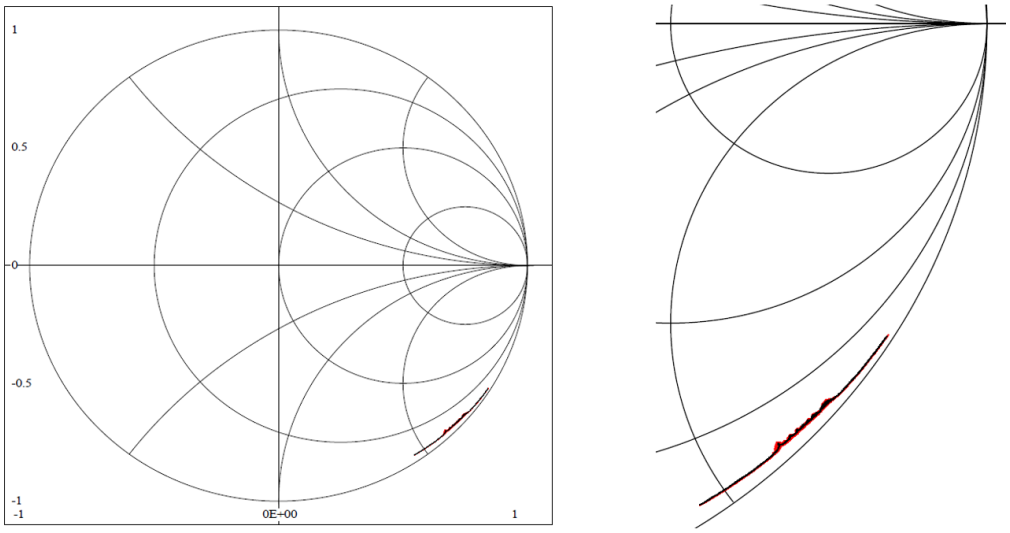


Figure 5-16 : Tracé sur abaque de Smith du système de transducteurs utilisé en transmission incluant les éléments parasites.

La **Figure 5-16** présente le résultat de l'optimisation dans un abaque de Smith, cette représentation permet de montrer que la simulation et la mesure se superposent parfaitement, autant du point de vue de la partie réelle que la partie imaginaire.

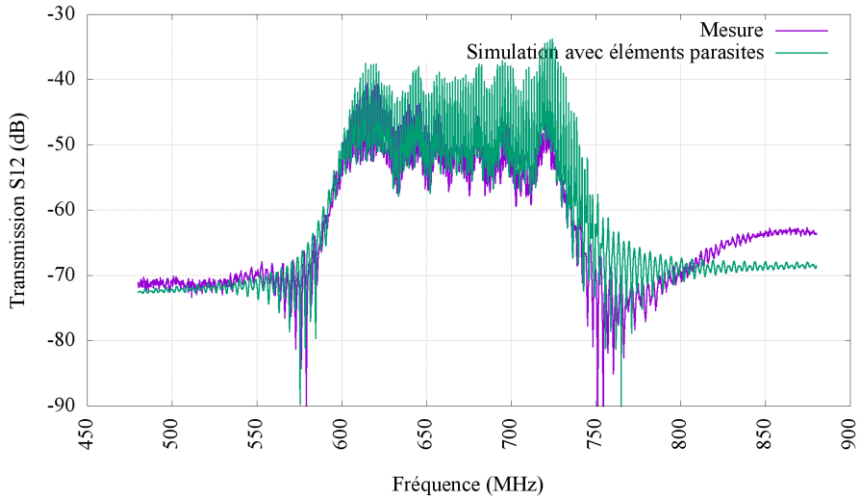


Figure 5-17 : Superposition de la mesure d'un transducteur large bande, et de la simulation correspondante incluant les éléments parasites.

La **Figure 5-17** montre la superposition du paramètre S12 pour la mesure et la simulation après optimisation des valeurs des éléments parasites (**Tableau 5-5**). On obtient ainsi un bon accord simulation/mesure du point de vue acoustique et du point de vue électromagnétique, ce qui permet de renforcer significativement le caractère prédictif de la simulation.

5.5. Réalisation des structures phononiques

5.5.1. Choix de la technique de réalisation des structures phononiques et des paramètres géométriques

En ce qui concerne la technique de fabrication des structures phononiques, nous avons choisi l'électroformage. Cette technique est communément utilisée et assez bien maitrisée dans la salle blanche MIMENTO. Elle permet de former des piliers aux flancs bien droit et dont la hauteur est bien contrôlée et homogène. Ce sont des critères primordiaux qui permettent par la suite de pouvoir comparer avec confiance les résultats de mesure et les simulations.

5.5.1.1. Attribution des sous-bandes pour l'étude des bandes interdites

L'objectif de cette étude est de confirmer en pratique les deux bandes interdites mises en évidence en simulations avec une structure phononique formée de piliers en nickel. Dans ce cas, les piliers ont une géométrie de hp/a=0.8 et r/a=0.3. Le facteur de remplissage a été fixé pour minimiser les risques engendrés par des dimensions critiques qui pourraient en pas être compatible avec la filière de fabrication envisagée.

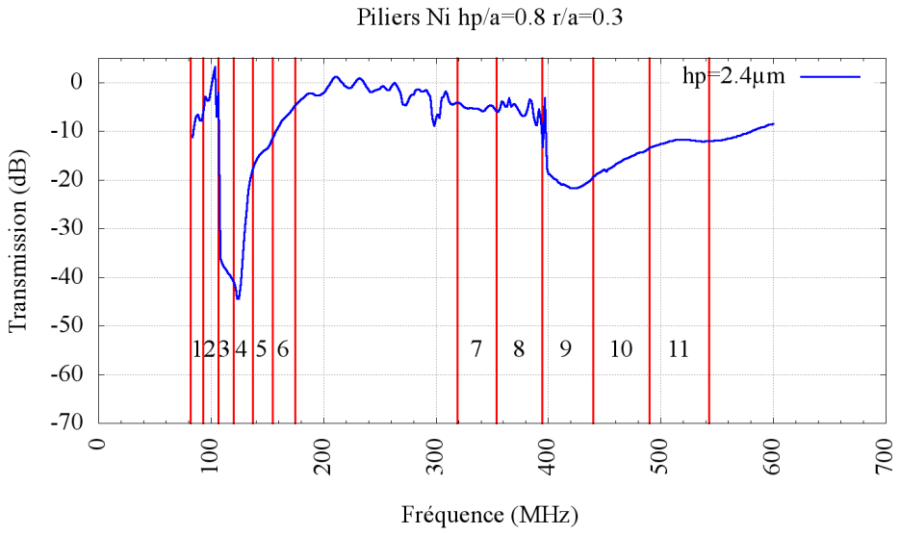


Figure 5-18 : Illustration des bandes de fréquences couvertes par les différents transducteurs large bande pour un paramètre de maille a de 3 µm et une hauteur de pilier de 2.4 µm.

La **Figure 5-18** ci-dessus illustre les bandes de fréquences qui sont couvertes par les transducteurs large bande pour l'étude des bandes interdites. La première bande interdite est couverte par 6 transducteurs, la seconde par

5 transducteurs. Dans le but d'homogénéiser les performances de ces derniers, tous les transducteurs ont la même largeur de bande passante relative. La valeur du paramètre a est fixée à 3 µm, avec une hauteur de pilier de 2.4 µm, cela permet de placer la première bande interdite aux alentours de 100 MHz et la seconde bande interdite aux alentours de 400 MHz, comme l'indique la courbe de transmission. Ce sont des bandes de fréquences accessibles du point de vu des limites technologiques à MIMENTO.

D'un point de vue théorique et d'après les résultats de simulation, il est plus probable que la seconde bande interdite soit plus intéressante dans l'objectif de créer des réflecteurs que la première bande interdite. En effet, la première bande interdite est exclusivement engendrée par les résonances locales des piliers ce qui risque d'engendrer des recombinaisons acoustiques non désirées (par exemple PSAW, BAW), et donc des pertes d'énergie. La deuxième bande interdite provient d'une combinaison de résonances locales et de réflexions de Bragg. Il est par conséquent plus probable que la retransmission de l'énergie emmagasinée par les piliers soit de même nature que l'onde acoustique incidente (c'est-à-dire SAW). Etant donnés les possibles risques liés à la fabrication de dispositifs en hautes fréquences (au dessus de 400 MHz) il a été prévu sur le masque de pouvoir travailler aux alentours de 100 MHz avec la deuxième bande interdite. Ainsi certains motifs de cristaux phononiques ont un paramètre de maille a égale à 9.75 µm, ce qui permet éventuellement de placer la seconde bande interdite aux alentours de 100 MHz avec une hauteur de pilier de 7.8 µm.

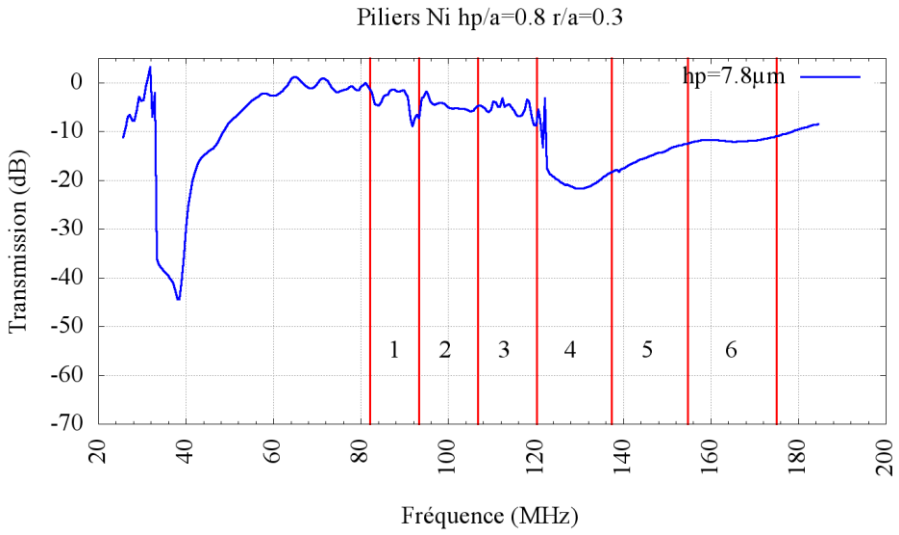


Figure 5-19 : Illustration des bandes de fréquences couvertes par les différents transducteurs large bande pour un paramètre de maille a de 9.75 µm et une hauteur de pilier de 7.8 µm.

La **Figure 5-19** ci-dessus montre la courbe de transmission avec un paramètre de maille a de 9.75 µm et une hauteur de pilier de 7.8 µm. Comme le facteur de forme reste inchangé par rapport au cas précédent, cela implique seulement un changement des fréquences, sans affecter les performances.

Il est cependant peu probable que ce cas-là soit réalisé, car il demeure essentiellement une solution de secours si les réalisations à 400 MHz posaient un problème. Pour étudier ce cas de figure, il faudrait réaliser un wafer spécifique et trouver une résine capable de former cette hauteur de pilier, ce qui demande beaucoup de ressources et de temps. Pour autant, ces motifs ne sont pas perdus dans le cas d'une hauteur de métallisation de 2.4 µm. En

effet, avec un paramètre de maille a de 9.75, cela implique un facteur de forme de hp/a=0.25, ce qui est toujours intéressant à étudier, surtout dans une optique de travailler plus tard à haute fréquence, ce qui est facilitée par des faibles hauteurs relatives de pilier.

5.5.1.2. Synthèse des paramètres géométriques

Les paramètres géométriques des transducteurs large bande sont synthétisés dans les tableaux suivants.

Tableau 5-6 : Synthèse des paramètres géométriques pour les transducteurs large bande basses fréquences.

	f_{min} (MHz)	f_{max} (MHz)	h (nm)	a/p	W (µm)	λ_{max} (µm)	λ_{min} (µm)	$[h/\lambda]_{min}$ (%)	$[h/\lambda]_{max}$ (%)
T1	82.8	92.7	100	0.5	1000	38.66	33.34	0.26	0.30
T2	94.0	105.2	100	0.5	1000	34.07	29.37	0.29	0.34
T3	106.7	119.3	100	0.5	1000	30.02	25.88	0.33	0.39
T4	121.1	135.4	100	0.5	1000	26.45	22.81	0.38	0.44
T5	137.4	153.7	100	0.5	1000	23.31	20.10	0.43	0.50
T6	155.9	174.4	100	0.5	1000	20.54	17.71	0.49	0.56

Tableau 5-7 : Synthèse des paramètres géométriques pour les transducteurs large bande hautes fréquences.

	f_{min} (MHz)	f_{max} (MHz)	h (nm)	a/p	W (µm)	λ_{max} (µm)	λ_{min} (µm)	$[h/\lambda]_{min}$ (%)	$[h/\lambda]_{max}$ (%)
T7	319.9	351.5	100	0.5	260	8.79	10.01	1.00	1.14
T8	356.5	391.7	100	0.5	260	7.89	8.98	1.11	1.27
T9	397.3	436.6	100	0.5	260	7.08	8.06	1.24	1.41
T10	442.8	486.6	100	0.5	260	6.35	7.23	1.38	1.58
T11	493.5	542.3	100	0.5	260	5.70	6.49	1.54	1.76

Par rapport à la précédente réalisation, qui avait uniquement pour but de tester les performances des transducteurs large bande montés en transmission, les ajustements de géométries dans cette réalisation sont les suivantes,

- Diminution de l'ouverture acoustique afin de minimiser la capacité parasite engendrée par l'entrelacement des électrodes de polarités opposées au sein du PID, et également éviter le couplage direct entre les deux transducteurs. Ces deux phénomènes augmentent le niveau de base des réjections électromagnétiques, et donc, diminuent de façon importante la dynamique de la réponse.
- Augmentation du nombre d'électrodes dans les PID, dans l'objectif de maximiser le niveau de la réponse acoustique dans la bande passante.

- Réduction importante de la hauteur de métallisation pour limiter le bruit dans la bande passante provoqué par les réflexions acoustiques multiples au sein du PID.

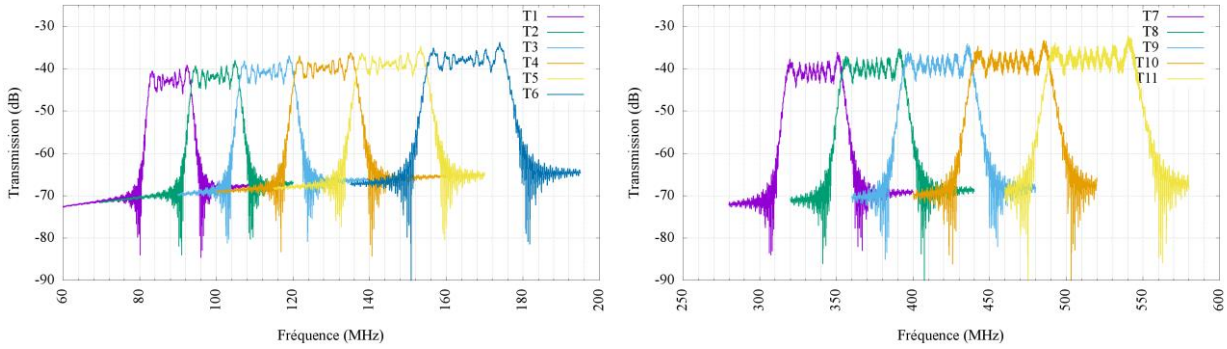


Figure 5-20 : Tracé des simulations en transmission S12, à gauche des transducteurs large bande basses fréquences, à droite des transducteurs hautes fréquences.

La **Figure 5-20** montre la réponse en transmission simulée de l'ensemble des transducteurs large bande dans les basses et hautes fréquences. La dynamique des réponses attendue est d'environ 30 dB.

Concernant les résonateurs, les paramètres géométriques sont donnés dans le tableau ci-dessous,

Tableau 5-8 : Synthèse des paramètres géométriques des résonateurs

Résonateur	f_0 (MHz)	Période PID (µm)	Ouverture acoustique (µm)	δ_1 (µm)	δ_2 (µm)	δ_3 (µm)	δ_4 (µm)	Paramètre de maille a (µm)
R1	380	4.145	380	6.05	7.09	8.13	9.16	3
R2	420	3.750	380	5.48	6.41	7.35	8.29	3
R3	460	3.449	380	5.00	5.86	6.71	7.57	3
R4	100	15.749	1500	7.00	10.94	14.88	18.81	3
R5	120	13.124	1500	5.83	9.11	12.40	15.68	3
R6	140	11.250	1500	5.00	7.81	10.63	13.44	3
R7	100	15.749	1500	9.80	13.74	17.68	21.61	9.75
R8	120	13.124	1500	8.17	11.45	14.73	18.01	9.75
R9	140	11.250	1500	7.00	9.81	12.63	15.44	9.75

Pour tous les résonateurs, le rapport de métallisation a/p est de 0.5, le nombre de doigt dans le PID est de 180. Les transducteurs sont pondérés par une fonction arc-cosinus. La hauteur d'aluminium déposée est de 100 nm.

5.5.1.3. *Organisation du substrat*

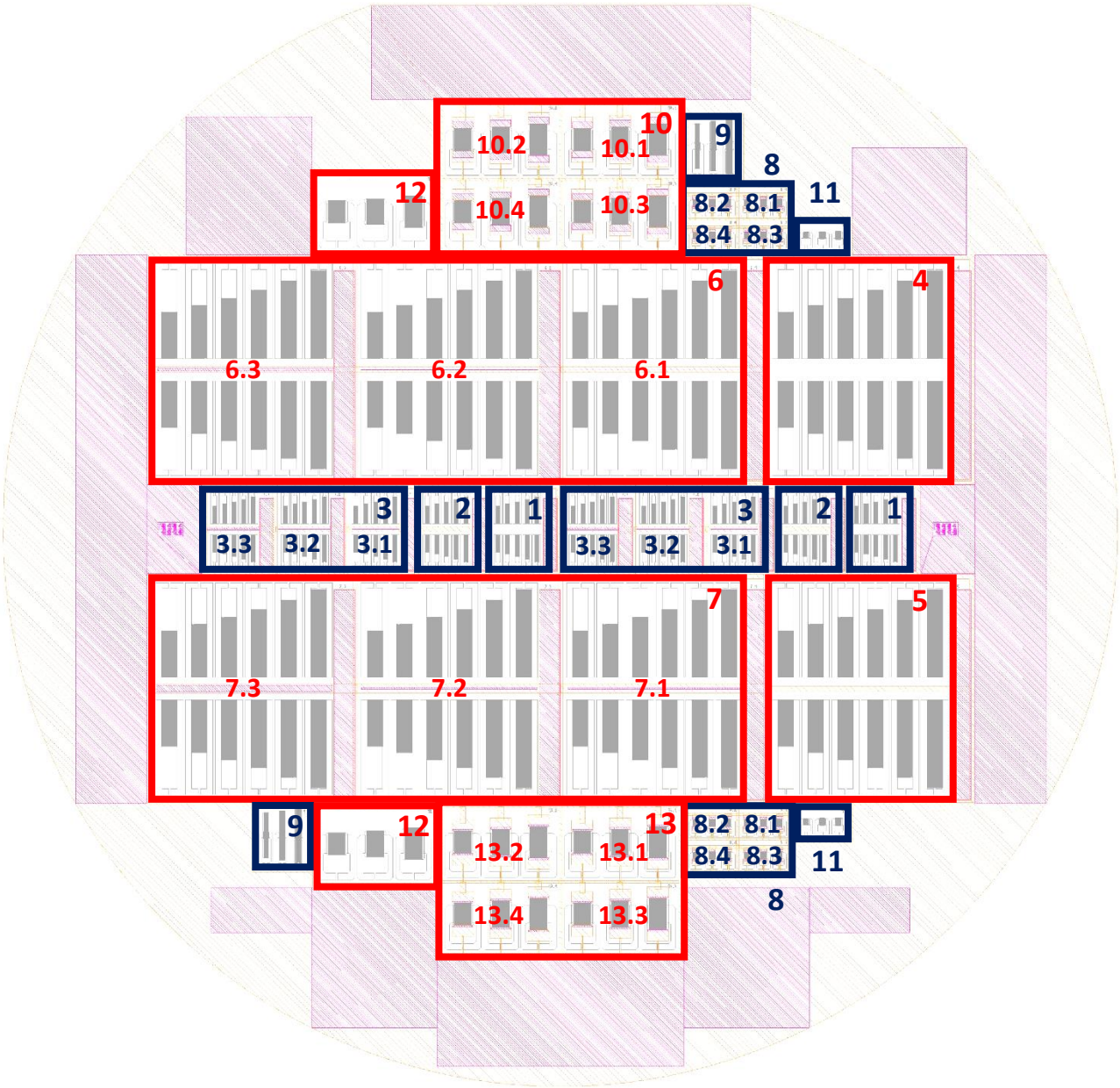


Figure 5-21 : Organisation du wafer.

La **Figure 5-21** illustre l'organisation du wafer contenant les motifs de test. Chaque fenêtre est numérotée pour identifier de façon précise chaque motif. Cela simplifie l'acquisition et le post traitement des mesures, et permet également de garder une traçabilité des mesures.

Le wafer est composé de deux type de motifs :

- Les systèmes de transducteurs en transmission pour la mise en évidence des bandes interdites
- Les résonateurs, en majorité formés de réflecteurs à cristaux phononiques

Le **Tableau 5-9** suivant donne une description complète des motifs dans chaque fenêtre :

Tableau 5-9 : Description des motifs présents sur le wafer.

Fenêtre	Sous-fenêtre	Description de la sous-fenêtre	Objectif
1		Transducteurs HF en transmission sur surface libre	Montrer les performances des transducteurs large bande et établir une référence
2		Transducteurs HF en transmission sur surface métallisée (Cu)	Etudier l'effet d'une telle métallisation sur l'atténuation en transmission
3	3.1	Transducteurs HF en transmission avec 10 piliers	Etudier l'effet de la présence de piliers sur l'atténuation de l'onde incidente, pour différents nombres de période et dans la bande interdite n°2
	3.2	Transducteurs HF en transmission avec 20 piliers	
	3.3	Transducteurs HF en transmission avec 60 piliers	
4		Transducteurs BF en transmission sur surface libre	Montrer les performances des transducteurs large bande et établir une référence
5		Transducteurs BF en transmission sur surface métallisée (Cu)	Etudier l'effet d'une telle métallisation sur l'atténuation en transmission
6	6.1	Transducteurs BF en transmission avec 10 piliers	Etudier l'effet de la présence de piliers sur l'atténuation de l'onde incidente, pour différents nombres de période et dans la bande interdite n°1
	6.2	Transducteurs BF en transmission avec 20 piliers	
	6.3	Transducteurs BF en transmission avec 60 piliers	
7	7.1	Transducteurs BF en transmission avec 10 piliers	Etudier l'effet de la présence de piliers sur l'atténuation de l'onde incidente, pour différents nombres de période et dans la bande interdite n°2
	7.2	Transducteurs BF en transmission avec 20 piliers	
	7.3	Transducteurs BF en transmission avec 60 piliers	
8	8.1	Ensemble de résonateurs phononiques HF à trois fréquences différentes et pour quatre distance piliers/IDT différentes – BI n°2	Montrer les performances des résonateurs phononiques, étudier l'influence de la distance piliers/IDT sur les performances de ces derniers.
	8.2		
	8.3		
	8.4		
9		Résonateurs à réflecteurs de Bragg	Motifs de référence pour les performances des résonateurs
10	10.1	Ensemble de résonateurs phononiques BF à trois fréquences différentes et pour quatre distance piliers/IDT différentes – BI n°2	Montrer les performances des résonateurs phononiques, étudier l'influence de la distance piliers/IDT sur les performances de ces derniers.
	10.2		
	10.3		
	10.4		
11		Transducteurs HF uni-fréquentiels sans réflecteurs – 3 fréquences différentes	Servir de référence pour comparaison avec les résonateurs
12		Transducteurs BF uni-fréquentiels sans réflecteurs – 3 fréquences différentes	Servir de référence pour comparaison avec les résonateurs
13	13.1	Ensemble de résonateurs phononiques BF à trois fréquences différentes et pour quatre distance piliers/IDT différentes – BI n°1	Montrer les performances des résonateurs phononiques, étudier l'influence de la distance piliers/IDT sur les performances de ces derniers.

5.5.2. Performances des transducteurs large bande en espace libre

5.5.2.1. Mesures à l'analyseur de réseau sans fenêtrage temporel

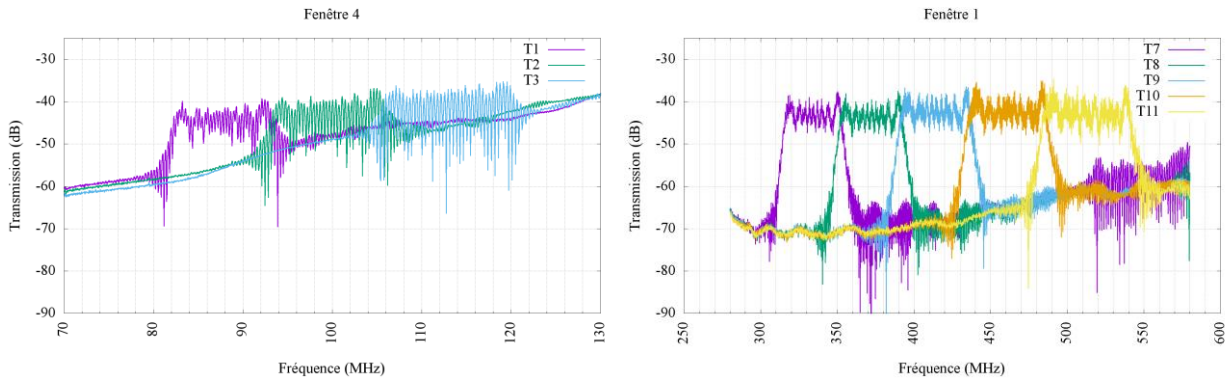


Figure 5-22 : Mesures en transmission en espace libre, sans fenêtrage temporel, à gauche des transducteurs de la fenêtre 4 contenant les transducteurs basses fréquences, à droite des transducteurs de la fenêtre 1 contenant les transducteurs hautes fréquences.

La **Figure 5-22** ci-dessus montre les mesures en transmission pour les transducteurs large bande en basses et hautes fréquences et en substrat libre. Comme attendu par rapport aux précédentes simulations, le niveau de la réponse acoustique dans la bande passante est à -40dB environ. Cependant, le niveau de base des réjections électromagnétiques est très élevé dans le cas des transducteurs basses fréquences, ce qui implique une dynamique de réponse quasi-nulle, voire nulle pour certains transducteurs. Concernant les transducteurs hautes fréquences le niveau de base des réjections électromagnétiques varie selon la fréquence entre -70 et -60 dB, ce qui implique une dynamique de réponse comprise entre 20 et 30 dB selon les transducteurs.

5.5.2.2. Mesures à l'analyseur de réseau avec fenêtrage temporel

Le fenêtrage temporel (« Time gating » en anglais) permet d'imposer des bornes d'acquisition dans le temps, et d'exclure tout signal qui serait en dehors. L'analyseur de réseau utilisé pour le TSP présent à l'ENSMM permet de réaliser cette fonction. Dans notre cas, le domaine temporel d'acquisition s'étend de 0.5 µs à 10 µs. Exclure les réponses en dessous de 0.5 µs permet de s'affranchir des pertes par couplage électromagnétique direct et des effets des capacités parasites, ce qui a pour conséquence d'améliorer notablement le niveau de rejection. Par ailleurs, exclure les réponses au-delà de 10 µs permet d'éliminer partiellement les réflexions multiples au sein des transducteurs et entre transducteurs, ce qui permet de lisser partiellement la réponse dans la bande passante.

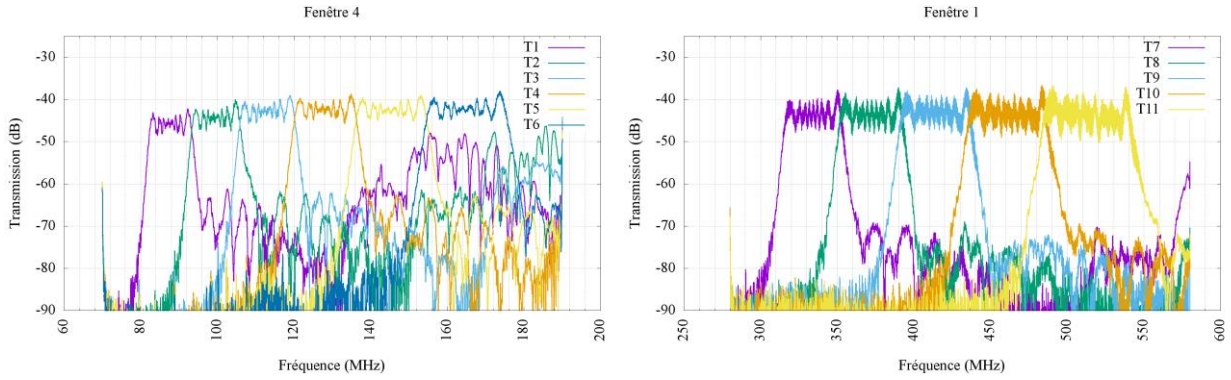


Figure 5-23 : Mesures en transmission en espace libre, avec fenêtrage temporel, à gauche des transducteurs de la fenêtre 4 contenant les transducteurs basses fréquences, à droite des transducteurs de la fenêtre 1 contenant les transducteurs hautes fréquences.

La **Figure 5-23** montre les mesures en transmission pour les transducteurs large bande en basse fréquence et en substrat libre avec un fenêtrage temporel. Comme attendu, le niveau des réjections électromagnétiques a été fortement diminué. Dans le cas des transducteurs basses fréquences, il est possible d'obtenir une dynamique de réponse comprise entre 25 dB et 45 dB selon les transducteurs. Concernant les transducteurs hautes fréquences, la dynamique de réponse est comprise entre 40 dB et 45 dB selon les transducteurs.

5.5.2.3. Post-traitement des mesures

Les mesures montrées précédemment sont des mesures brutes difficilement lisibles et exploitables. Pour faciliter la lecture de la courbe, un post traitement est effectué sur les mesures de chaque transducteur.

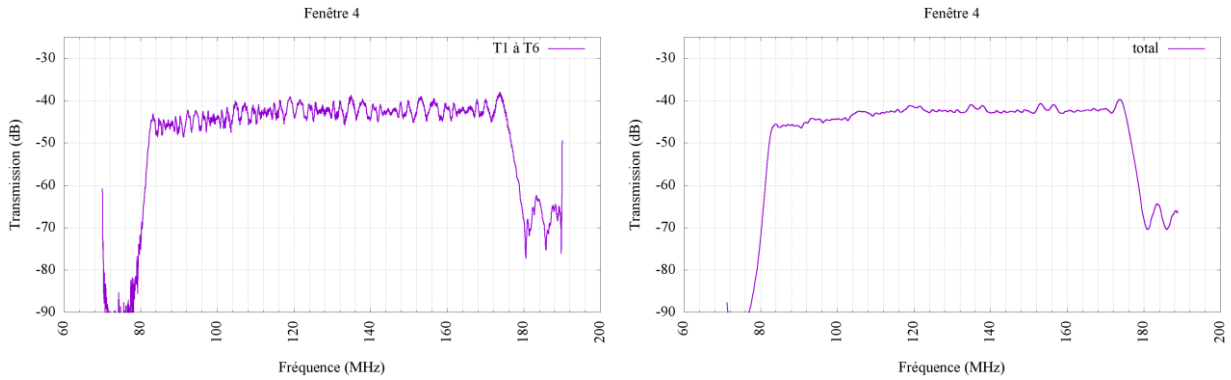


Figure 5-24 : Mesures en transmission de la fenêtre 4 contenant les transducteurs basses fréquences en espace libre, dont les mesures ont été concaténées à gauche, puis filtrées à droite.

Dans un premier temps, les mesures sont tronquées afin de ne garder que les valeurs de chaque bande passante. D'un point de vu mathématique, cela revient à ne conserver que les maximums d'amplitude sur l'ensemble de la plage d'acquisition. Le système global incluant les réponses de tous les transducteurs concaténés se comporte alors comme un seul transducteur très large bande. La réponse peut ensuite être filtrée pour minimiser les ondulations dans la bande passante dues aux réflexions multiples au sein des transducteurs. Cela est réalisé en appliquant une moyenne glissante sur l'ensemble des points ce qui permet de lisser le coefficient de transmission

large bande. La **Figure 5-24** montre le résultat de ces opérations. La bande de fréquence couverte l'ensemble des transducteurs s'étendent de 84 MHz à 176 MHz.

5.5.3. Influence de la surface métallisée (cuivre) sur la propagation

Un motif de test a été placé sur le wafer pour étudier l'influence que peut avoir une surface métallisée sur l'onde acoustique incidente et sur son atténuation par effet de masse.

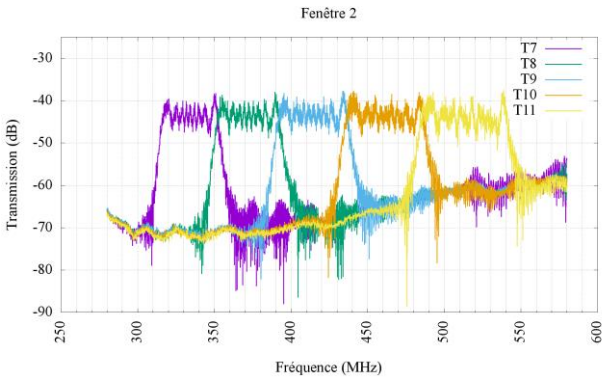


Figure 5-25 : Mesures en transmission de la fenêtre 2 contenant les transducteurs hautes fréquences en surface métallisée (cuivre), sans fenêtrage temporel.

La **Figure 5-25** montre la réponse en transmission non traitée de la fenêtre 2 contenant les transducteurs hautes fréquences avec surface métallisée (cuivre). Comme on peut le constater, en comparant avec la **Figure 5-22**, la métallisation cuivrée, indispensable pour l'électroformage, n'a pas d'influence significative sur la réponse acoustique. Son influence peut ainsi être négligée pour la suite de cette étude.

5.5.4. Fabrication des structures phononiques

5.5.4.1. Synthèse des données géométriques mesurés au Microscopie Electronique à Balayage (MEB)

Plusieurs wafers ont été fabriqué pour réaliser au mieux les structures phononiques. La hauteur visée de nickel pour les piliers est de 2.4 µm, ce qui correspond à une hauteur relative hp/a = 0.8 pour les réseaux de piliers avec une période de 3 µm et hp/a = 0.246 pour les réseaux de piliers avec une période de 9.75 µm. Pour rappel, les réseaux de piliers avec une période de 9.75 µm étaient prévus initialement pour être fabriqués avec une hauteur de métallisation de 7.8 µm pour conserver la hauteur relative hp/a = 0.8 qui représente la hauteur relative cible. L'objectif étant éventuellement de pouvoir travailler à des fréquences plus basses et s'assurer l'obtention de dispositifs fonctionnels dans le cas où les dispositifs à plus haute fréquence présenteraient des problèmes de qualité de fabrication. Des mesures de hauteurs de piliers ainsi que des images ont été réalisées au MEB. Les hauteurs de piliers mesurées sont synthétisées dans le **Tableau 5-10**.

Tableau 5-10 : Synthèse des mesures de hauteur des piliers pour différentes fenêtres dans chaque wafer.

Wafer	Fenêtre	Hauteur mesurée piliers (µm)	Hauteur relative hp/a
1 (Wafer pilote)	3.1	5.5	1.83
	3.2	4.7	1.57
	6.2	6.3	2.1
	8.4	6.8	2.27
2	7.1	2.3	0.24
3	6.1	2.4	0.8
	10	1.1	0.11
	3.1	1.7	0.57
	7.1	2.2	0.23
	7.2	2	0.21
4	3.1	2.2	0.73
	6.1 (estimé)	2.95	0.98
	7.1	2.7	0.28
	10	1.5	0.15
5	3.1	2.3	0.77
	6.1 (estimé)	3.16	1.05
	7.1	2.9	0.30
	10	1.8	0.18

On peut constater que sur un même wafer, les hauteurs de piliers peuvent être très dispersées. L'écart relatif sur un même wafer entre deux hauteurs extrêmes peut atteindre 30%. Cette dispersion est donc à prendre en compte dans l'interprétation des mesures. De façon générale, on remarque que la hauteur de métallisation est plus élevée au centre du wafer que sur sa périphérie.

La hauteur de cuivre déposée pour réaliser l'électroformage est de 175 nm environ. Puisque nous avons précédemment montré que cette métallisation n'affectait pas de façon significative la propagation de l'onde acoustique, celle-ci ne sera pas prise en compte dans les prochaines simulations.

5.5.4.2. Imagerie au MEB

L'imagerie au MEB permet de visualiser avec précision les piliers, de vérifier ainsi leur allure globale, mais également de déterminer avec précision les paramètres géométriques.

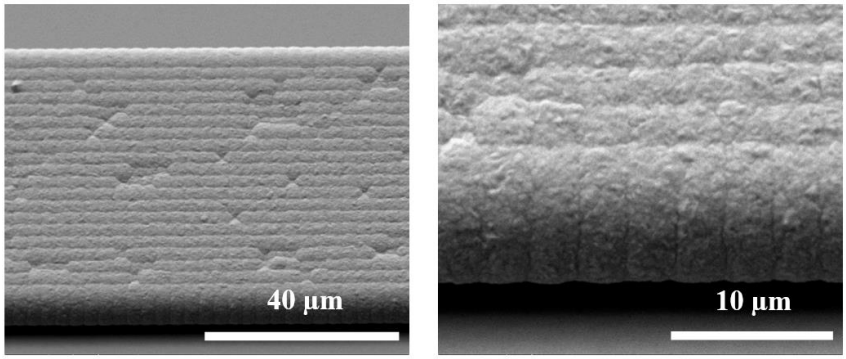


Figure 5-26 : Imagerie MEB du réseau de « piliers » dans la fenêtre 6.2 du wafer 1

La **Figure 5-26** montre deux photos du réseau de pilier dans la fenêtre 6.2 du wafer 1, à deux grossissements différents. Pour rappel, ce wafer constitue un wafer de test (ou pilote) nécessaire à la mise au point du procédé d'électroformage. Il est évident que la hauteur de nickel déposée est bien trop importante, et a même dépassée la hauteur de résine déposée. Cela a eu comme conséquence la formation d'un réseau avec des motifs de forme irrégulière.

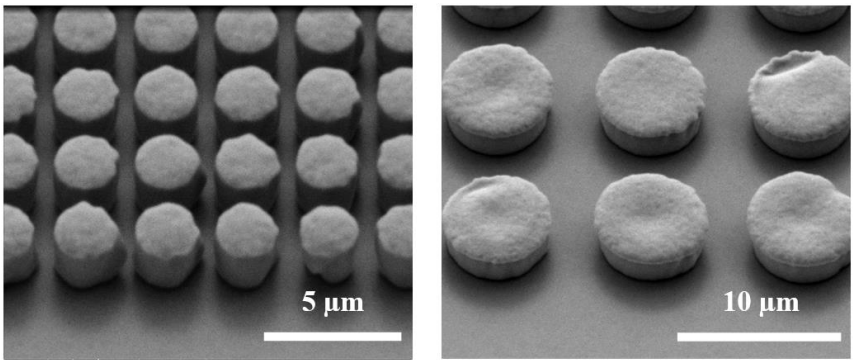


Figure 5-27 : Imagerie MEB du réseau de piliers, à gauche dans la fenêtre 3.3, à droite dans la fenêtre 7.1 du wafer 2.

La **Figure 5-27** montre une photo des piliers pour deux fenêtres du wafer 2. Dans ce cas, la hauteur de nickel n'a excédé celle de la résine, les piliers sont donc bien disjoints. En revanche, les flancs de ces derniers ne sont pas bien formés, la forme des piliers est par conséquente très hétérogène. La cause est probablement la mauvaise qualité de fabrication du masque, déjà identifiée avant la première fabrication de wafer.

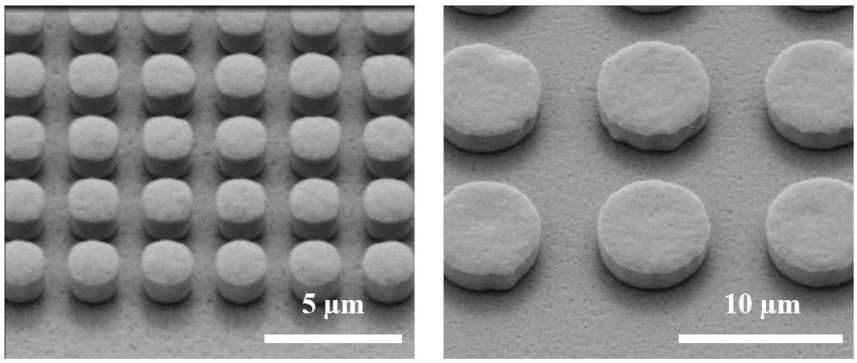


Figure 5-28 : Imagerie MEB du réseau de piliers, à gauche dans la fenêtre 3.1, à droite dans la fenêtre 7.1 du wafer 3.

Dans le cas du wafer 3 en **Figure 5-28**, les piliers ont une forme bien plus régulière que celle obtenue précédemment car pour cette réalisation un nouveau masque, dont la qualité de fabrication est bien meilleure que le masque précédent, a été utilisé. Cela est directement visible sur la qualité de formage des piliers. Par ailleurs, d'après les mesures géométriques présentées dans le **Tableau 5-10**, la hauteur de métallisation est très proche de celle visée initialement.

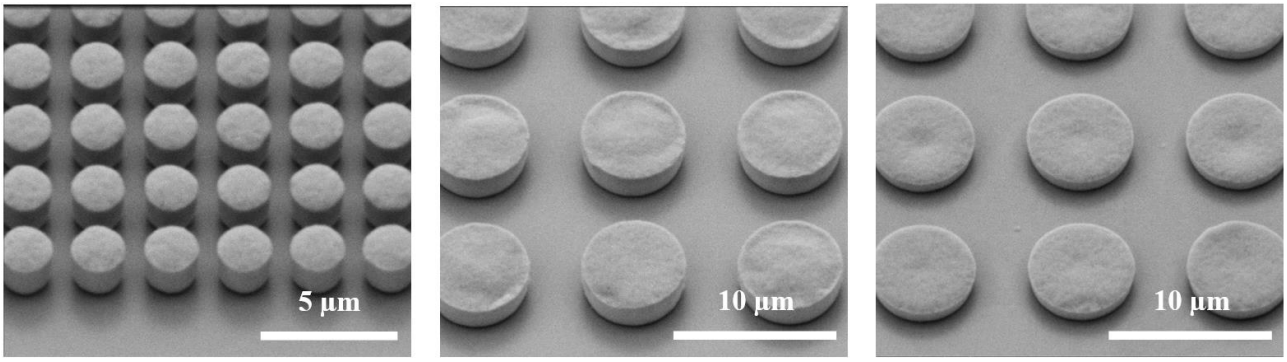


Figure 5-29 : Imagerie MEB du réseau de piliers, à gauche dans la fenêtre 3.1, au centre dans la fenêtre 7.2 et à droite dans la fenêtre 10 du wafer 4.

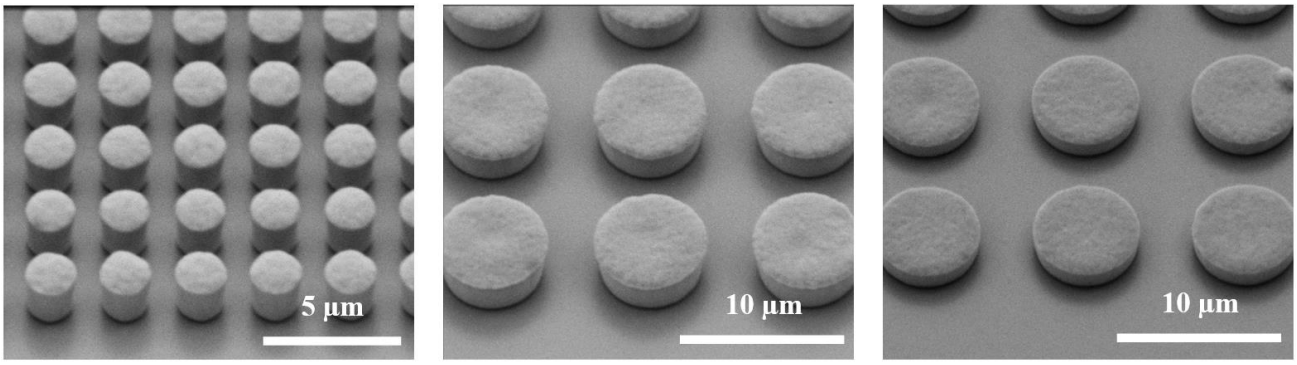


Figure 5-30 : Imagerie MEB du réseau de piliers, à gauche dans la fenêtre 3.1, au milieu dans la fenêtre 7.1 et à droite dans la fenêtre 10 du wafer 5.

Concernant les wafers 4 et 5, respectivement en **Figure 5-29** et **Figure 5-30**, les structures phononiques sont à la fois de bonne qualité et avec des hauteurs proches des spécifications. En revanche, comme nous l'avons vu précédemment dans le Tableau 5-10, les hauteurs de métal déposées sont fortement dispersées d'une zone du

wafer à une autre. Dans le wafer 5 lorsque l'on compare l'imagerie MEB de la fenêtre 7.1 et celle de la fenêtre 10, on constate visuellement que la hauteur diffère fortement d'une fenêtre à l'autre

5.6. Analyse et interprétations des résultats de mesure : comparaison avec les simulations

5.6.1. Analyse des résultats de transmission, comparaison avec les simulations

5.6.1.1. Mesure de transmission pour hp/a = 0.3, r/a = 0.3 : Fenêtre 7

La fenêtre 7 contient des piliers dont la hauteur relative est faible (voir **Figure 5-29**, image du milieu), celle-ci est environ égale à hp/a = 0.3. Connaissant la périodicité de la structure phononique, on peut en déduire la hauteur relative correspondante. Les résultats des mesures en transmission des wafers 4 et 5, qui présentent une bonne qualité d'électroformage, et dont les hauteurs de nickel sont similaires, sont présentés en **Figure 5-31** ci-dessous.

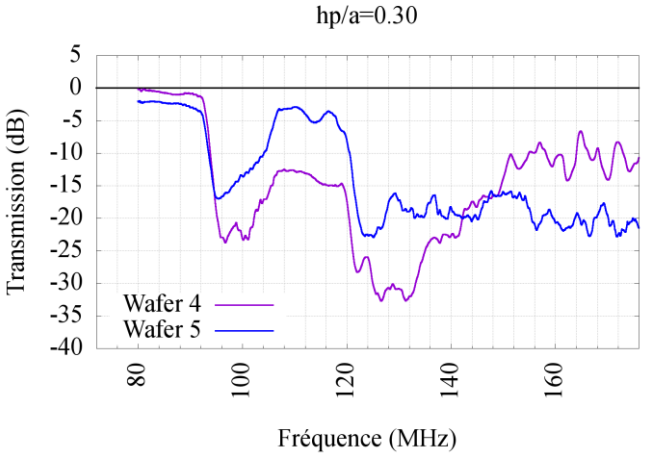


Figure 5-31 : Courbes de transmission de la fenêtre 7.1 du wafer 4, en violet, et du wafer 5, en bleue, contenant 10 piliers de géométrie hp/a = 0.3 et r/a = 0.3.

Sur ces deux courbes, on constate une atténuation significative d'environ 20 dB entre 94 MHz et 104 MHz. Cette atténuation se caractérise par des flancs bien caractéristiques : une descente franche puis une remontée un peu plus progressive, ce qui indique la potentielle présence d'une bande interdite. On constate cependant une différence d'atténuation d'environ 5 dB d'un wafer à l'autre. Les hauteurs de piliers étant assez similaires sur les deux wafers, il est difficile d'expliquer l'origine de ce phénomène.

La **Figure 5-32** montre le diagramme de dispersion avancé incluant la courbe de transmission, correspondant à cette géométrie de pilier. Pour rappel, sur ce diagramme les couleurs des points représentent la répartition de l'énergie acoustique au sein de la structure. La couleur noire indique un mode de surface/pilier pur, la couleur jaune indique un mode de volume pur. Les points de couleur intermédiaire indiquent généralement des modes de surface dispersifs dans le volume tels que les PSAW par exemple. Dans un diagramme de dispersion

classique, il est difficile d'identifier et de mettre en évidence des modes de surface d'ordre élevé, qui sont susceptibles de conduire l'énergie acoustique, et donc générer des pertes potentielles. Cette représentation est donc idéale pour mieux comprendre les phénomènes. Dans le cas présent, on peut ainsi s'attendre à avoir une bande interdite de largeur spectrale de 10 à 20 MHz à partir de 100 MHz environ, puisqu'au delà de 110-120 MHz, des modes de surface existent. Les mesures confirment cette tendance.

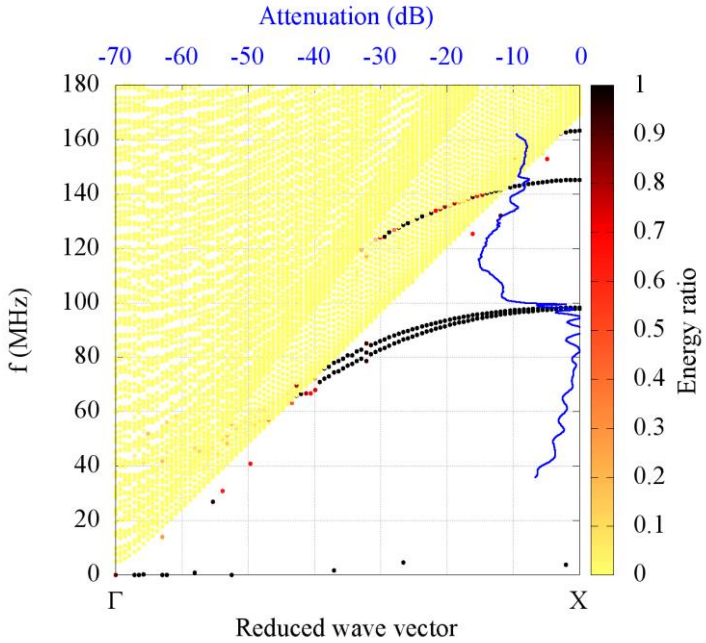


Figure 5-32 : Diagramme de dispersion incluant la courbe de transmission pour la géométrie de pilier hp/a = 0.3, r/a = 0.3.

L'échelle des ordonnées est exprimée en fréquence puisque la valeur du paramètre a est connue (9.75 µm dans ce cas), cela facilite la comparaison avec les mesures. D'après ce diagramme de dispersion, une bande interdite peut être présente à partir de 100 MHz. Si on compare ce diagramme de dispersion avec la courbe de la **Figure 5-18**, cela correspond à la bande interdite n°1 mais remontée vers les hautes fréquences en termes de fréquences normalisées selon a.

La courbe de transmission confirme la présence d'une atténuation à partir de 100 MHz, d'environ 20 à 25 dB. La largeur relative de celle-ci est difficile à quantifier puisque les flancs ne sont pas francs. Cette atténuation correspond certainement à la même atténuation mise en évidence avec les mesures en **Figure 5-31**, à partir de 94 MHz environ. Les piliers ayant une géométrie assez homogène et connue (puisque mesurée avec précision au MEB), l'écart de fréquence constaté est probablement lié à la vitesse de propagation qui est mal simulée avec Comsol. Pour rappel, la vitesse de l'onde de Rayleigh simulée sur Comsol est d'environ 3290 m/s contre 3150 m/s en réalité, soit un écart relatif de 4% environ. Cet écart relatif est similaire à ce que l'on constate sur la position de la bande de fréquence atténuée entre la simulation et la mesure. La surface cuivrée sur laquelle sont déposés les piliers a également un impact sur la vitesse de propagation de l'onde incidente, cette contribution est cependant négligeable puisque cette épaisseur de cuivre représente une hauteur relative de métallisation de

h/λ=0.5% ce qui en termes de vitesse de propagation représente un ralentissement d'environ 5 m/s soir un écart relatif de vitesse de 0.2%.

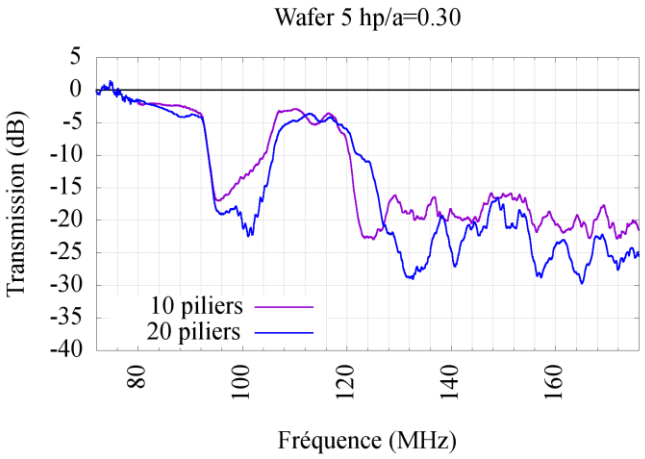


Figure 5-33 : Courbe de transmission de la fenêtre 7.1 contenant 10 piliers et de la fenêtre 7.2 contenant 20 piliers du wafer 5 de géométrie hp/a = 0.3 et r/a = 0.3.

La **Figure 5-33** montre le résultat de transmission de la fenêtre 7.2 du wafer 5 contenant 20 piliers. En comparaison de l'atténuation obtenue avec 10 piliers montrée en **Figure 5-31** à droite, celle-ci est bien plus prononcée ce qui montre une performance dépendante du nombre de piliers.

La **Figure 5-34** montre la courbe de transmission de la fenêtre 7.1, dans le wafer 3 et dans le wafer 4.

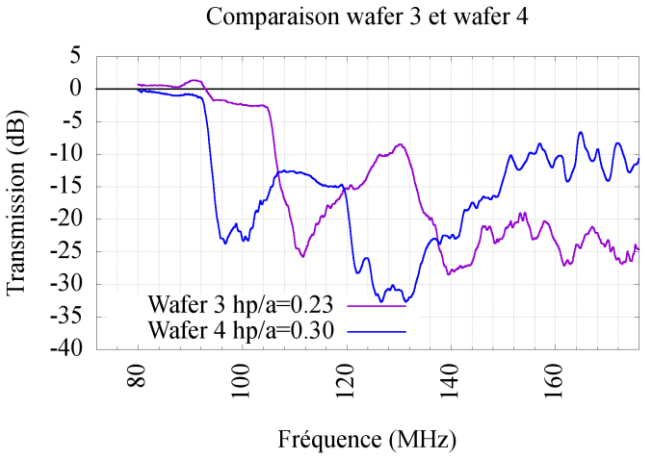


Figure 5-34 : Courbe de transmission de la fenêtre 7.1 du wafer 3 de géométrie hp/a = 0.23 (en violet) et du wafer 4 de géométrie hp/a = 0.30 (en bleue) contenant 10 piliers et r/a = 0.3.

Contrairement aux wafers 4 et 5, le wafer 3 présente une hauteur de métallisation un peu plus faible (voir **Tableau 5-10**), et par conséquent une hauteur de pilier relative plus faible, hp/a=0.23 ici.

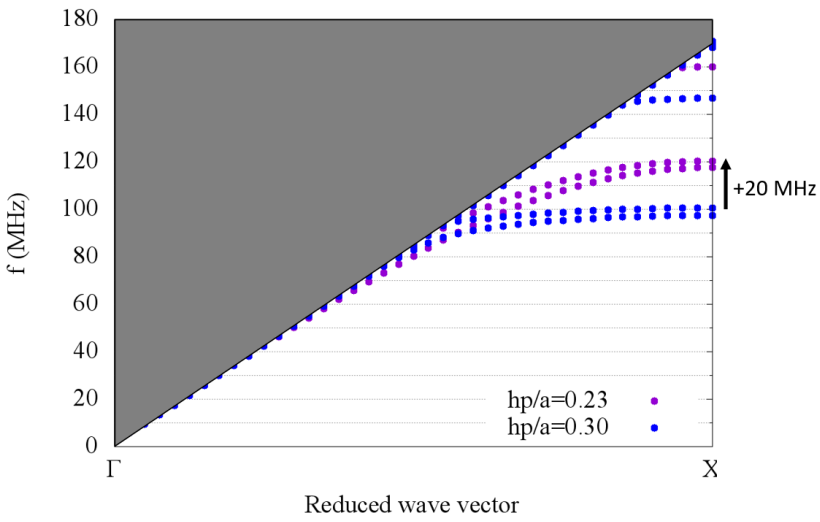


Figure 5-35 : Diagramme de dispersion pour la géométrie de pilier hp/a = 0.23 et hp/a = 0.30, r/a = 0.3.

D'après le diagramme de dispersion obtenu en simulation, cela se traduit par une remontée de la bande interdite dans les plus hautes fréquences. C'est effectivement ce que l'on constate en mesure car la bande de fréquence atténuée est située plus haute en fréquence dans ce cas-là par rapport à ce qui a été obtenu précédemment. En revanche, la position de la bande interdite entre les deux géométries différentes (hp/a = 0.30 et hp/a = 0.23) varie de 12 MHz si l'on compare les mesures, d'après les diagrammes de dispersion, cet écart serait plutôt de 20 MHz.

5.6.1.2. Mesure de transmission pour hp/a = 1.0, r/a = 0.3 : Fenêtre 6

La fenêtre 6 contient des piliers de hauteur relative hp/a = 1.0. Les résultats de transmission des wafers 4 et 5, qui présentent une bonne qualité d'électroformage, et dont les hauteurs de nickel sont assez similaires, sont montrés en **Figure 5-36** ci-dessous.

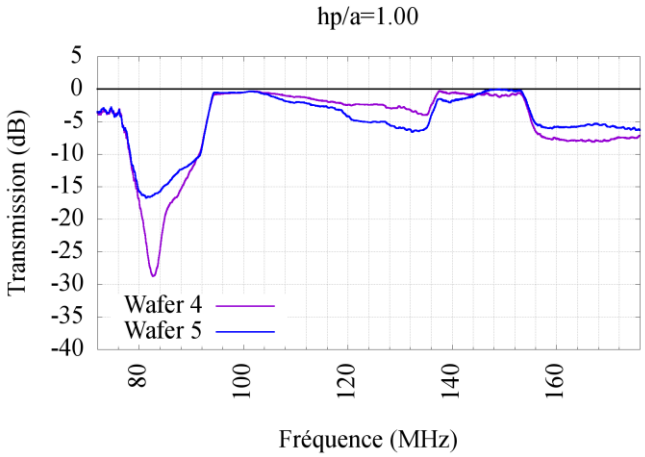


Figure 5-36 : Courbes de transmission de la fenêtre 6.1 du wafer 4 (en violet) et du wafer 5 (en bleue) contenant 10 piliers de géométrie hp/a = 1.0 et r/a = 0.3.

Sur ces deux courbes, on constate une atténuation significative pour des fréquences en dessous de 94 MHz. On constate, comme précédemment en **Figure 5-31**, que la valeur de l'atténuation diffère entre le wafer 4 et 5, bien que les hauteurs de métallisation soient très proches. Cette atténuation correspond à la première bande interdite, située dans les fréquences basses et visible en simulation en **Figure 5-18**.

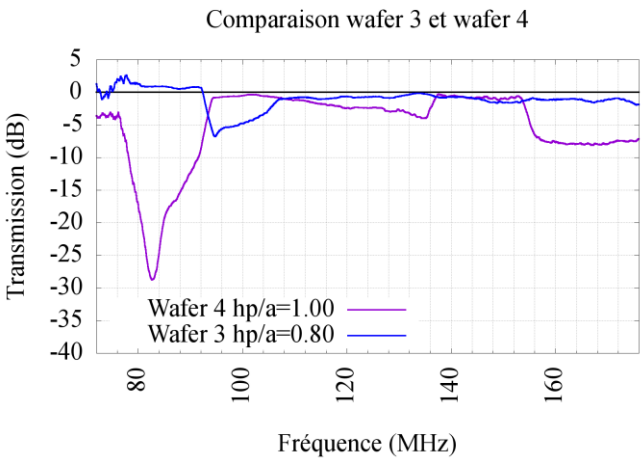


Figure 5-37 : Courbes de transmission de la fenêtre 6.1 du wafer 3 (en violet) et du wafer 4 (en bleue) contenant 10 piliers de géométrie hp/a = 0.8 et hp/a = 1.0 et r/a = 0.3.

La **Figure 5-37** ci-dessus montre la mesure en transmission de la fenêtre 6.1 du wafer 3 contenant des piliers de dimension hp/a = 0.8 et r/a = 0.3, et celle du wafer 4 contenant des piliers de dimension hp/a = 1.0 et r/a = 0.3. La géométrie des piliers du wafer 3 correspond exactement à la spécification initiale. L'atténuation qui était bien visible dans les wafers 4 et 5 est toujours présente dans ce wafer, mais légèrement plus haute en fréquence (à partir de 92 MHz), elle est ainsi entièrement incluse dans la bande de fréquence mesurée. Cela est cohérent puisque sur ce wafer, la hauteur est plus faible que précédemment, ce qui implique une fréquence de résonnance des piliers plus élevée. En revanche, l'amplitude de l'atténuation est bien plus faible, environ 5 à 7 dB. En simulation, il a été montré qu'une diminution trop importante de la hauteur des piliers avait pour conséquence de refermer la première bande interdite, par suppression du mode de résonance locale en basse fréquence (voir **Figure 4-7**). Bien qu'en simulation, ce phénomène n'apparaisse que pour des hauteurs plus faibles, il est possible que ce soit le mécanisme que l'on observe ici. Cela impliquerait que cette hauteur relative de pilier soit déjà trop petite pour espérer exploiter ce type de résonance.

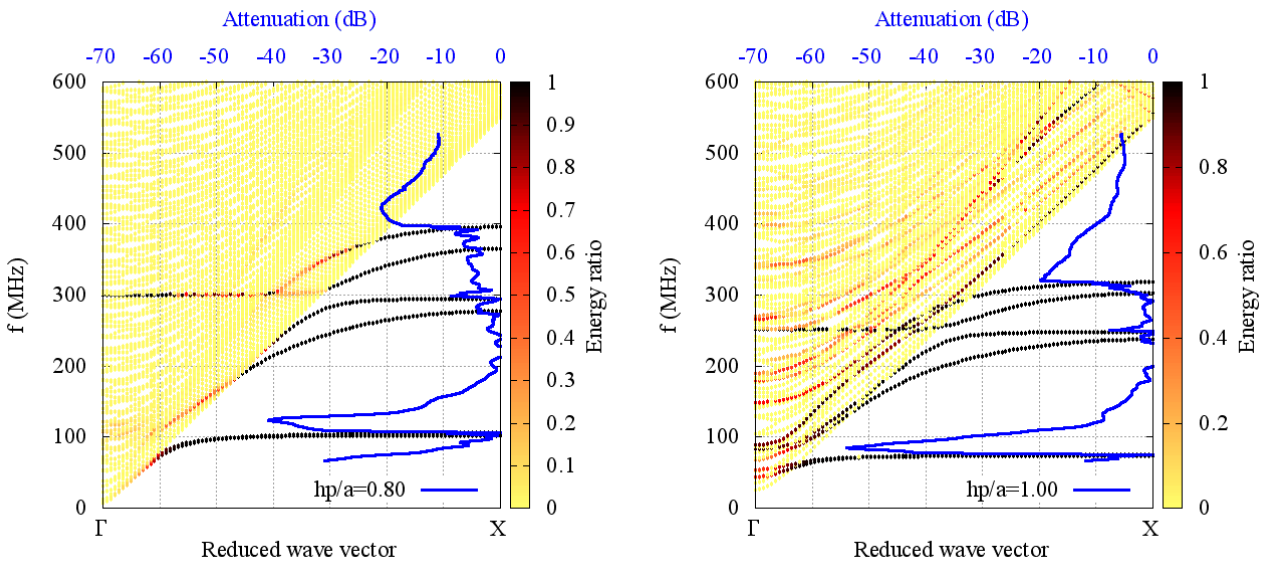


Figure 5-38 : Diagramme de dispersion avancé pour la géométrie de pilier hp/a = 0.8, r/a = 0.3 à gauche, et hp/a = 1.0, r/a = 0.3 à droite.

La **Figure 5-38** ci-dessus présente le diagramme de dispersion avancé pour cette géométrie de pilier. Bien que cela soit difficilement perceptible, les mécanismes mis en jeux pour les deux géométries sont différents. Dans le cas hp/a = 0.8 (figure de gauche), on peut voir qu'il existe une continuité des modes de surface/pilier entre la première et la deuxième branche de modes de piliers. Alors que dans le cas de la géométrie hp/a = 1.0, les deux branches montrent une discontinuité. Ce phénomène tend certainement à refermer la potentielle bande interdite dans ces fréquences, et expliquerait la chute d'atténuation pour la géométrie hp/a = 0.8 en mesure. Cette chute d'atténuation est d'environ 15 dB en simulation.

5.6.2. Analyse des mesures des résonateurs phononiques

Pour rappel, dans cette étude, il a été décidé d'étudier les deux bandes interdites comme réflecteurs dans les résonateurs. Nous avons montré que les performances des résonateurs phononiques sont très dépendantes de la distance entre le réseau de piliers et le PID. L'ajustement de ce paramètre permet de favoriser la recombinaison constructive des ondes acoustiques incidentes et réfléchies. Ce paramètre est difficile à déterminer en simulation, d'autant plus lorsque la vitesse de l'onde acoustique n'est pas déterminée avec précision par le programme de simulation Comsol. Pour éviter une mauvaise évaluation de ce paramètre, quatre dispositifs avec différentes distances PID/réflecteurs ont été réalisés sur le wafer. Ces distances ont été choisies afin de garantir la présence d'une distance quasi-optimale, connaissant la longueur d'onde de l'onde acoustique émise. Par ailleurs, afin de s'assurer d'avoir des dispositifs inclus dans une bande interdite, trois fréquences centrales ont été considérées. Nous parlerons ici uniquement des dispositifs présentant des performances intéressantes.

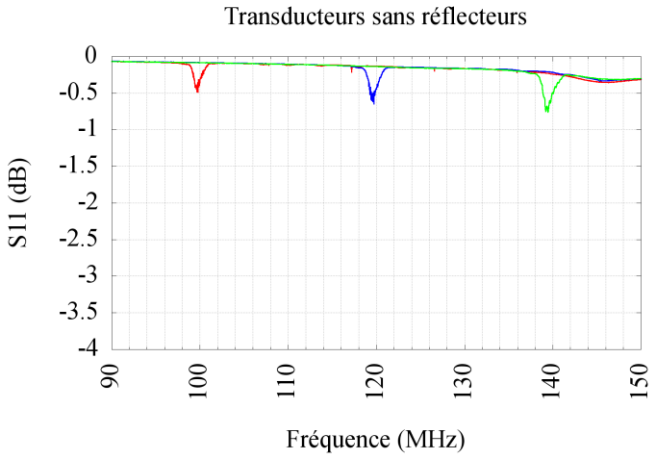


Figure 5-39 : Mesure du coefficient de réflexion S11 pour des transducteurs sans réflecteurs.

La **Figure 5-39** ci-dessus montre des mesures de coefficients de réflexion de transducteurs sans réflecteurs. Ces mesures servent de référence pour évaluer les performances des résonateurs. Les trois fréquences considérées sont 100 MHz, 120MHz et 140 MHz environ.

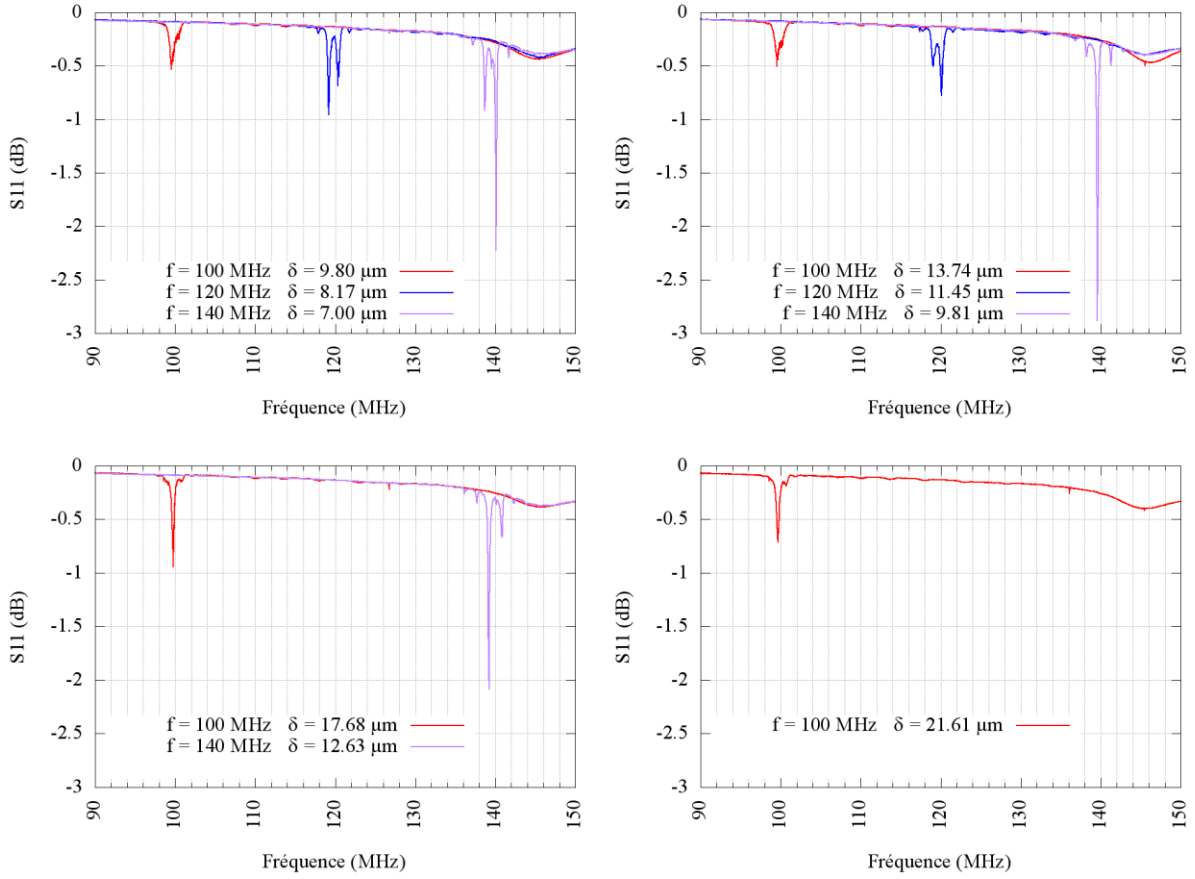


Figure 5-40 : Mesure du coefficient de réflexion S11 de la fenêtre 10, résonateurs phononiques en basse fréquence sur le wafer 4.

La **Figure 5-40** montre les mesures des résonateurs phononiques pour le wafer 5, les mesures obtenues sur le wafer 4 sont quasiment identiques étant donné que la géométrie est très proche. On peut remarquer que le

confinement acoustique, et donc les performances globales, ne sont pas identiques suivant les fréquences de fonctionnement. On peut montrer également, en comparant les profondeurs des pics, que la qualité du confinement acoustique dépend aussi de la distance IDT/réflecteurs.

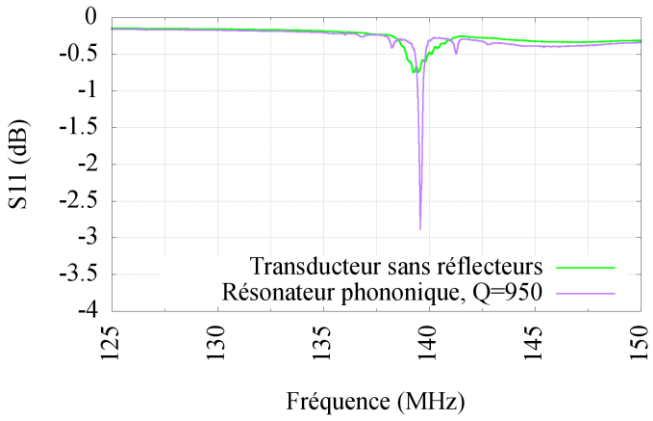


Figure 5-41 : Superposition des coefficients de réflexion du résonateur à 140 MHz présentant les meilleures performances, et du transducteur sans réflecteurs.

Un des résonateurs montrant les meilleures performances est présenté en **Figure 5-41**. Il s'agit du résonateur à 140 MHz, et à une distance $\delta = 9.81\ \mu m$. Le facteur de qualité de ce dernier est d'environ 950 et correspond au résonateur ayant la meilleure adaptation électrique. Ce n'est pas un cas isolé puisque le même constat peut être fait sur le wafer 5. Bien que ce ne soit pas un critère absolu, une meilleure adaptation témoigne d'un meilleur confinement acoustique. La **Figure 5-42** montre le dessin du résonateur, issu des données masque.

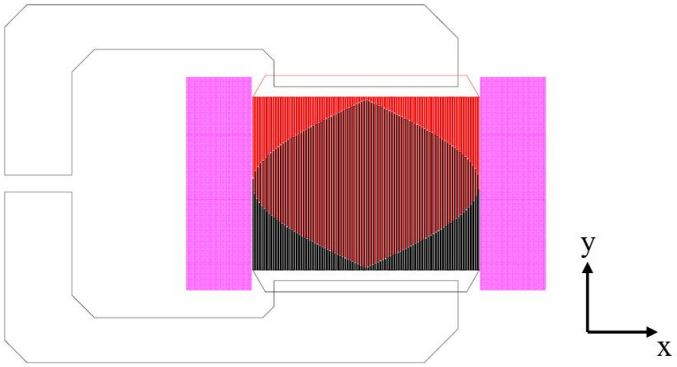


Figure 5-42 : Dessin du résonateur, en noir et rouge sont représentés les électrodes du PID, en violet les réseaux de piliers.

La hauteur des piliers dans la zone du wafer où se situent les résonateurs est plus faible qu'au centre du wafer, ou sont placés les dispositifs de test en transmission. Dans le wafer 4 les dispositifs ont une hauteur relative hp/a=0.15. Le diagramme de dispersion correspondant à cette géométrie est présenté en **Figure 5-43** ci-dessous.

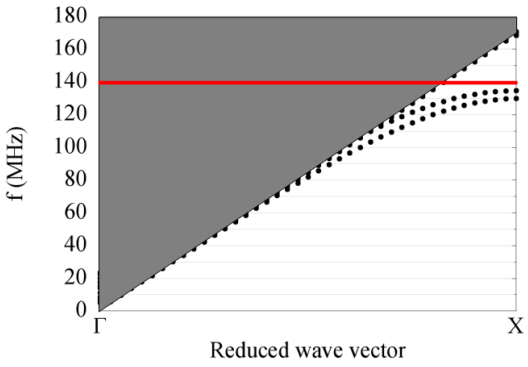


Figure 5-43 : Diagramme de dispersion pour la géométrie de pilier hp/a = 0.15, r/a = 0.3.

Pour cette faible hauteur relative de piliers, les résonances de ces derniers se situent dans les fréquences élevées. Cela permet d'expliquer que les résonateurs présentant les meilleures performances sont ceux fonctionnant à 140 MHz. L'atténuation en transmission à cette fréquence est de -20 dB environ. Le facteur de qualité correspondant est d'environ 900.

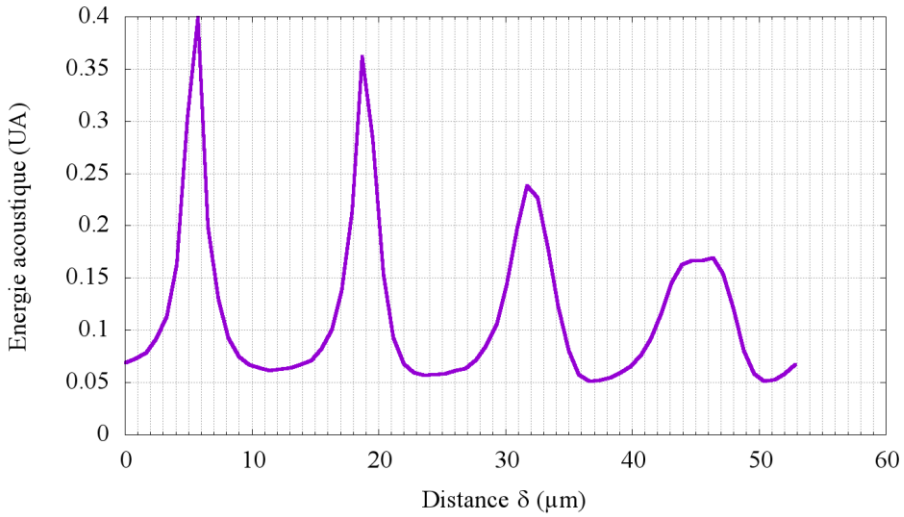


Figure 5-44 : Energie acoustique dans la cavité acoustique en fonction de la distance PID/réflecteurs pour la géométrie hp/a = 0.15 et a = 9.75 µm.

La **Figure 5-44** représente l'amplitude de l'énergie acoustique dans la cavité acoustique en fonction de la distance PID/réflecteurs pour la géométrie hp/a = 0.15 et a = 9.75 µm, soit la géométrie du résonateur caractérisé précédemment en simulation. Le modèle de simulation considéré est celui correspondant à la **Figure 4-17**. Comme attendu, la courbe obtenue montre des pics et des creux d'énergie, qui correspondent respectivement à des recombinaisons constructives et destructives entre les ondes acoustiques incidentes et réfléchies. La pseudo-période est de 13 µm, ce qui correspond environ à une demi-longueur d'onde à cette fréquence de fonctionnement. Pour rappel, la vitesse de l'onde acoustique de surface est mal simulée, et la distance PID/réflecteurs mal maitrisée en pratique, il est ainsi très difficile de comparer directement les mesures et les simulations.

D'après cette courbe, la position idéale se situe à une distance δ = 6 µm. Cette valeur correspond environ à un quart de longueur d'onde, ce qui implique une distance entre le front d'onde généré par une des paires d'électrode extrême et le début du pilier le plus proche de $\lambda/2$ = 12 µm. On retrouve alors une valeur qui est similaire à ce qui est utilisé dans les résonateurs classiques à miroirs de Bragg. Cela n'est pas étonnant car dans cette géométrie de pilier, ce sont à la fois les réflexions de Bragg et les résonances locales qui sont exploitées.

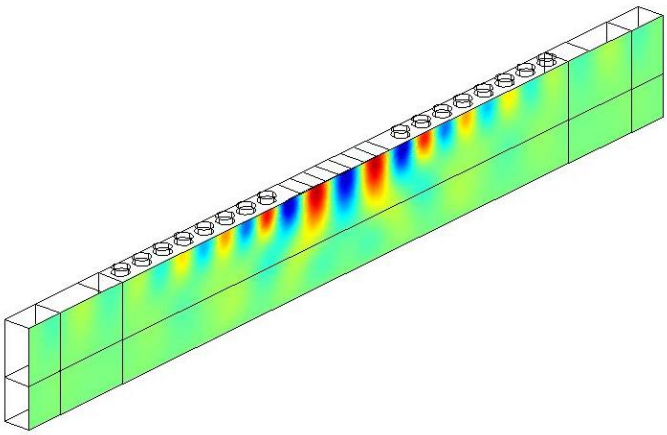


Figure 5-45 : Visualisation des déplacements dans la direction *z*.

La **Figure 5-45** montre les déplacements dans la direction *z* dans la cavité résonante. On voit clairement que la période des ondes générées concorde avec la période de répétition des piliers, ce qui est une condition nécessaire pour exploiter les réflexions de Bragg. En comparaison d'un miroir de Bragg, l'atténuation de l'onde incidente est très rapide, une dizaine de piliers est suffisant pour réfléchir presque totalement l'onde incidente.

Par ailleurs, il est très important de constater que dans cette configuration, les pertes par recombinaison de l'énergie en PSAW et BAW sont très faibles. On peut prendre comme exemple la structure étudiée en **Figure 4-26**, pour laquelle le facteur de forme des piliers est bien différente de celle présentée ici, et dont les résonances locales de forte amplitude dispersent l'énergie dans le volume du substrat.

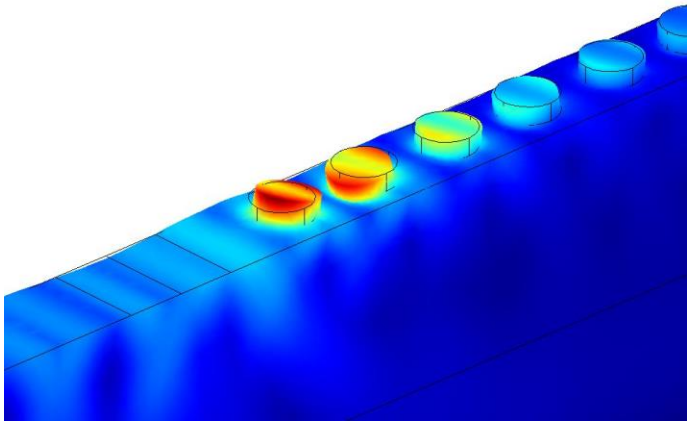


Figure 5-46 : Visualisation du déplacement total en simulation au niveau du réseau de pilier.

La **Figure 5-46** montre le déplacement total au niveau du réseau de pilier. Comme on peut le montrer, les résonances locales jouent un rôle majeur dans la réflexion de l'onde incidente, en supplément des réflexions de Bragg. La faible amplitude des résonances limite le transfert de l'énergie dans le volume, et donc les pertes. Pour rappel, le facteur de qualité est directement dépendant des pertes d'énergie, il est donc primordial d'optimiser la structure pour les limiter.

5.6.3. Caractérisations optiques

Le résonateur phononique précédemment mis en évidence, et montrant les meilleures performances parmi l'ensemble des dispositifs fabriqués, a été caractérisé optiquement grâce à une sonde hétérodyne. Toute la longueur du dispositif a pu être couverte (environ 3500 µm), sur une largeur de 400 µm. Le pas de mesure est de 1 µm.

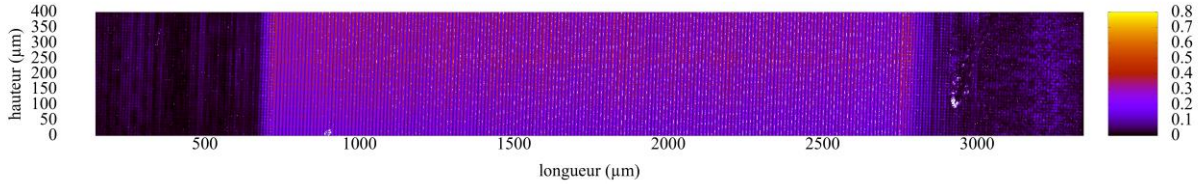


Figure 5-47 : Représentation de l'amplitude du déplacement à la surface du dispositif issue d'une caractérisation optique.

La **Figure 5-47** montre l'amplitude du déplacement à la surface du dispositif, sur toute sa longueur. Les couleurs sombres correspondent à une amplitude de déplacement nulle, les couleurs plus claires correspondent à des déplacements d'intensité croissante. Le confinement de l'onde acoustique au sein de l'IDT est visible entre 700 et 2700 µm environ.

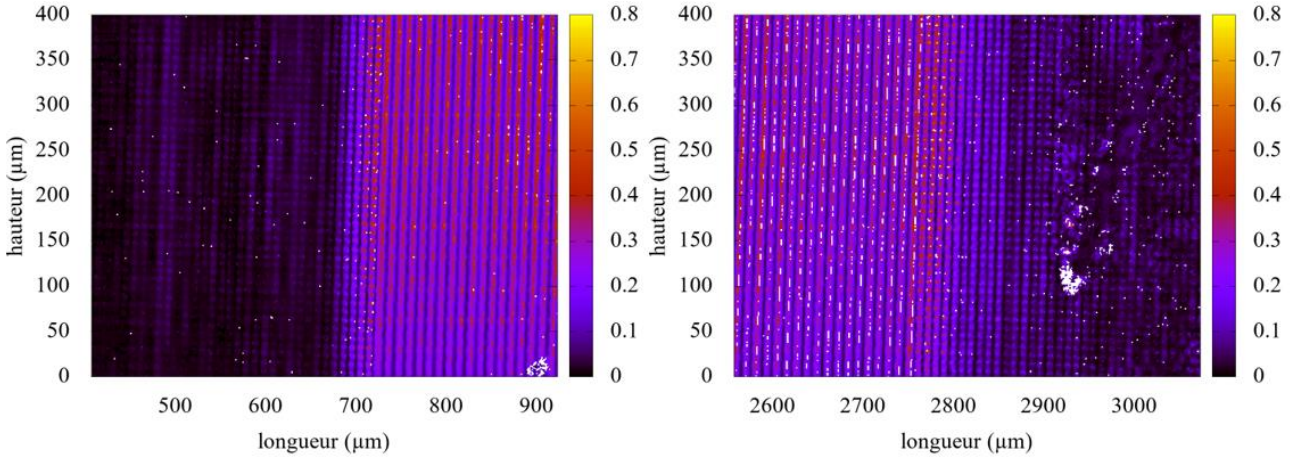


Figure 5-48 : Représentation de l'amplitude du déplacement à la surface du dispositif issue d'une caractérisation optique, zoom sur les deux interfaces IDT/piliers aux deux extrémités du résonateur.

La **Figure 5-48** montre l'amplitude du déplacement aux niveaux des interfaces IDT/piliers, aux deux extrémités du résonateur. On observe distinctement l'effondrement de l'amplitude du déplacement, après seulement quelques périodes du réseau de pilier.

La **Figure 5-49** montre l'amplitude moyenne du déplacement mesurée le long du dispositif superposée au dessin du résonateur. C'est une autre manière quantitative de présenter les résultats précédemment observés.

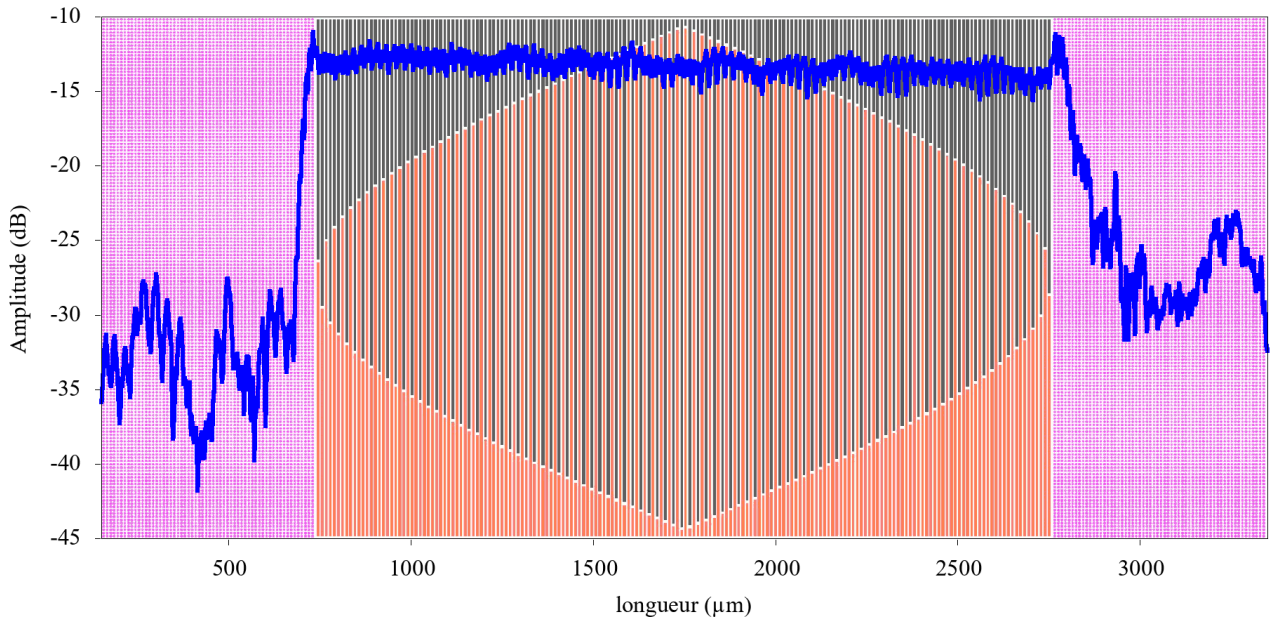


Figure 5-49 : Amplitude moyenne du déplacement mesurée le long du dispositif superposée au dessin du résonateur.

L'écart d'amplitude entre les déplacements dans l'IDT et les déplacements après quelques périodes dans le réseau phononique est de 20 dB environ, ce qui correspond à la quantité d'énergie réfléchie. On remarque également que la chute est plus rapide sur la gauche du dispositif (tel que montré dans la représentation), que sur la droite de celui-ci. Cela montre ainsi une asymétrie dans la qualité du confinement acoustique. La représentation ci-dessous en **Figure 5-50**, mettant en évidence les deux interfaces IDT/piliers, permet de mieux visualiser ce phénomène.

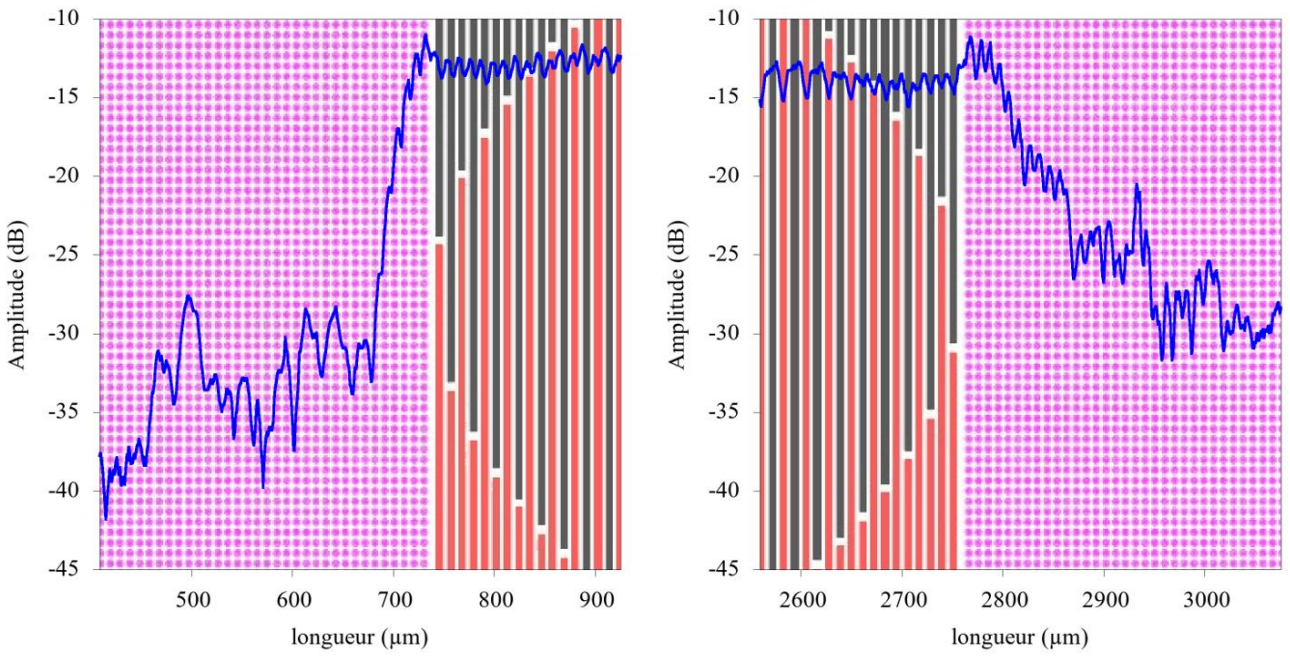


Figure 5-50 : Amplitude moyenne du déplacement mesurée le long du dispositif superposée au dessin du résonateur, zoom sur les deux interfaces IDT/piliers aux deux extrémités du résonateur.

La réflexion quasi-totale de l'onde acoustique est atteinte en seulement 6 périodes environ du coté gauche du résonateur, contre environ 10 périodes du côté droit. Plusieurs hypothèses peuvent être émises pour expliquer cette asymétrie de performances :

- La géométrie des piliers a peut-être mieux été maitrisée d'un côté que de l'autre
- La dispersion sur distance IDT/piliers peut également jouer un rôle important sur les performances, comme montré précédemment par les simulations (voir **Figure 5-44**)

Ces résultats de mesure de déplacement représentent un complément à la caractérisation électrique et confirme la présence d'un confinement acoustique. L'analyse détaillée met en évidence qu'une parfaite maitrise de la structuration est indispensable pour maximiser les performances du dispositif.

5.7. Conclusion de chapitre

Dans ce chapitre, nous avons brièvement décrit les techniques de fabrication qui ont été utilisées dans cette étude, la photolithographie lift-off, et l'électroformage nickel. Les dispositifs de test ont été réalisés dans la salle blanche MIMENTO à Besançon. Du fait de ma distance éloignée avec le laboratoire, les dispositifs ont été réalisés par une autre employée de SENSeOR, Lilia Arapan, tandis que les masques ont été conçus par mes soins à Sophia Antipolis. Concernant la photolithographie lift-off, qui a été employée pour les électrodes des PID et le plan métallique de cuivre, les technologies employées à MIMENTO ont permis de réaliser sans difficulté des dispositifs aux dimensions critiques minimales de l'ordre du micron.

Nous avons présenté les résultats de mesures sous pointes pour plusieurs dispositifs à base de cristaux phononiques, en ayant préalablement exposé la démarche de conception incluant en particulier le choix des motifs de test et leur géométrie correspondante. Au total cinq wafers ont été réalisés, les piliers contenus dans les deux premiers wafers présentent une mauvaise qualité de formage à cause d'une mauvaise qualité du premier masque d'insolation dans les deux cas, et d'une hauteur trop importante de métal déposé dans le cas du premier wafer. Les trois wafers suivants présentent des piliers très bien formés, aux flancs bien droits, notamment grâce au nouveau masque de bien meilleure qualité, ce qui facilite grandement la confrontation avec les simulations. Par ailleurs, les hauteurs de piliers réalisées sont très proches de celles visées initialement. Ces résultats, d'un point de vue géométrique, sont très encourageant en ce qui concerne la technique de croissance par électroformage.

De façon générale, certaines géométries permettent d'obtenir des résultats intéressants. Paradoxalement, ce ne sont pas les géométries visées initialement ($hp/a \approx 0.8$) qui montrent les performances les plus satisfaisantes, mais des géométries avec des hauteurs relatives de piliers bien plus faibles ($hp/a \approx 0.3$). Les résultats de mesure ont pu être confrontés aux simulations et les phénomènes observés partiellement expliqués. Les wafers 4 et 5 ayant quasiment la même hauteur de nickel déposée, il a également été démontré une bonne répétabilité des mesures d'un wafer à l'autre, ce qui permet d'interpréter avec confiance les résultats.

Concernant les dispositifs de test, la plupart des atténuations en transmission peuvent être prédites et expliquées par les simulations. Dans le cas de la géométrie $hp/a = 0.8$, il semble que la hauteur relative de pilier soit trop petite pour ouvrir efficacement la première bande interdite, contrairement à ce que laissait penser la simulation de transmission préalable. Une hauteur de pilier relative $hp/a = 1.0$ semble suffisante pour ouvrir cette bande interdite, mais à une fréquence bien plus basse que ce qui avait été prévu, et qui par conséquent n'a pas pu être exploitée pour les résonateurs. La deuxième bande interdite préalablement identifiée en simulation n'a malheureusement pas pu être confirmée par les mesures. La géométrie $hp/a = 0.15$ montre des résultats intéressants, et notamment une bonne atténuation malgré une hauteur relative faible. Ces résultats sont très encourageants puisque ces facteurs de forme sont bien plus facilement réalisables dans le cadre des objectifs de montée en fréquence. Dans ce cas par ailleurs, la période de la structure phononique est du même ordre de

grandeur que la période du PID qui génère l'onde incidente, ce qui permet de combiner les réflexions de Bragg aux résonances locales et donc de limiter les pertes d'énergie acoustiques dans le volume pour maximiser la recombinaison de l'énergie en SAW.

Les performances des résonateurs sont très variables. Un lien entre la valeur de l'atténuation obtenue et la qualité de la résonance (facteur de qualité et adaptation électrique) a été établi. La distance PID/réflecteurs se révèle être un paramètre qui conditionne significativement les performances du résonateur. Les PID et les structures phononiques étant sur des masques différents, l'erreur de positionnement entre les masques a compromis la maîtrise des distances PID/réflecteurs qui est un paramètre crucial pour l'optimisation des performances en termes de facteur de qualité. En effet, il est primordial pour obtenir une bonne cavité résonante que les ondes incidentes et celles réfléchies soient être constructives. Il apparaît donc nécessaire dans l'optique d'une nouvelle réalisation, de trouver une solution qui permette de réaliser les PID et les structures phononiques avec le même masque ou bien d'utiliser un « Stepper ». Les facteurs de qualité que l'on pourrait obtenir seraient alors bien plus conséquent en minimisant les dispersions liées au positionnement.

Conclusion générale et perspectives

L'objectif premier de cette thèse était d'étudier la technologie des cristaux phononiques comme solution alternative aux miroirs de Bragg classiques, utilisés dans les résonateurs SAW. Les miroirs de Bragg présentent effectivement des limites pour l'optimisation des performances en particulier pour les applications haute fréquence. De ce point de vu, les cristaux phononiques offrent bien plus de degrés de libertés, dans le choix de la géométrie des structures et des matériaux associés. Le but était ainsi de déterminer un type de structure phononique, dans notre cas des piliers métalliques, puis de rechercher via une étude théorique basée sur des simulations, les bandes interdites engendrées par la présence des piliers susceptibles de pouvoir confiner l'énergie acoustique dans une application résonateur. La fabrication de dispositifs a ensuite permis de confronter les résultats expérimentaux à ceux prédits par la simulation et de pouvoir envisager des perspectives de développement.

La première partie de ce document a été consacrée à l'état de l'art sur la technologie SAW. Cette technologie représente le cœur d'activité de l'entreprise SENSeOR et nous disposions donc avant le commencement de la thèse, d'une forte expérience dans la conception et la réalisation de résonateurs SAW. Dans un premier temps, les notions fondamentales sur la propagation acoustique des ondes de surface ont été rappelées. Nous avons ensuite présenté et expliqué le fonctionnement des principaux dispositifs SAW (résonateurs et lignes à retard), en explicitant les avantages et les inconvénients de chacun. Nous avons également abordé les notions théoriques qui constituent la base des programmes de simulation utilisés pour concevoir les résonateurs et les lignes à retard. Concernant les résonateurs, les performances obtenues actuellement sont très satisfaisantes pour des fréquences de fonctionnement allant jusqu'à 1 GHz. Au-delà, des problèmes apparaissent notamment liés à la limitation du facteur de qualité qui génère des difficultés pour l'interrogation sans fil. Dans ce contexte, la technologie récente des cristaux phononiques est apparue comme une solution alternative permettant de dépasser les limites de la technologie SAW.

La seconde partie de cette étude a été donc été logiquement consacrée à l'état de l'art sur la technologie des cristaux phononiques. Le recensement des performances actuelles à travers l'étude des différents travaux disponibles dans la littérature pour les résonateurs SAW utilisant des cristaux phononiques conduit à des facteurs de qualité souvent inférieurs à 1000 pour des dispositifs de fréquence centrale de quelques centaines de megahertz. Bien que les résultats obtenus actuellement soient limités du point de vue du facteur de qualité, cette technologie présente l'avantage d'autoriser un grand nombre de géométries et de matériaux différents. Les degrés de liberté pour l'optimisation des dispositifs étant nombreux, il est envisageable de trouver une structure permettant d'obtenir des performances au moins équivalentes, voire meilleures que celle obtenue avec la technologie des miroirs de Bragg.

Dans le cadre de cette étude nous avons décidé de nous concentrer sur des structures phononiques à base de piliers. En comparaison avec une structure à base de trous qui autorise l'ouverture de bandes interdites uniquement par diffusion, les structures à base de piliers permettent d'ouvrir des bandes interdites également par les résonances locales. Ces résonances idéalement combinées aux réflexions de Bragg permettent d'obtenir des bandes interdites de largeur importante, il s'agit donc d'une structure prometteuse du point de vue des phénomènes mécaniques mis en jeux. Nous avons par conséquent étudié cette structure avec différents matériaux et différentes géométries par le biais de plusieurs programmes de simulation pour l'optimiser au mieux. Il a fallu tenir compte des contraintes liées au procédé de fabrication des piliers, notamment en ce qui concerne le facteur de forme (hauteur relative et facteur de remplissage). Le procédé de fabrication qui a été retenu est l'électroformage nickel, qui permet d'obtenir des hauteurs de métallisation élevées, avec un rendu géométrique très satisfaisant.

Les résultats de mesures obtenus sont dans l'ensemble assez mitigés. La géométrie de pilier choisie n'a pas permis, par l'étude de l'atténuation en transmission, de mettre en évidence les bandes interdites identifiées initialement en simulation. En revanche, une bande interdite avec une géométrie de pilier ayant une hauteur relative plus faible été identifiée expérimentalement et les mécanismes associés ont été expliqués par le biais des simulations. Ce résultat est plutôt encourageant car dans le contexte d'une montée en fréquence, les piliers de hauteur plus faible sont plus simples à réaliser en pratique. Par ailleurs, les résultats de mesures des résonateurs phononiques sont cohérents avec les mesures des coefficients de transmission. Nous avons pu mettre en évidence un lien direct entre le niveau d'atténuation et les performances dans une application résonateur. Enfin, nous avons pu également montrer l'importance de l'optimisation de la distance PID/structure phononique pour maximiser le confinement acoustique et donc des performances. Malheureusement, l'incertitude sur l'alignement des différents masques n'a pas permis de maitriser avec précision ce paramètre. Malgré ces erreurs d'alignement, un facteur de qualité de 950 environ a pu être obtenu avec un résonateur phononique.

Les mesures optiques de déplacement ont pu mettre en évidence une atténuation très rapide de l'onde incidente, avec une atténuation de 20 dB atteinte en 6 périodes environ. Ce résultat est très prometteur dans le cadre d'un gain de compacité des dispositifs. D'après ce constat, la longueur d'un résonateur phononique peut être divisé par 3 en comparaison d'un résonateur classique à miroirs de Bragg. Sur le long terme, et pour une production en grande série, cela implique un nombre de dispositifs par wafer plus important, et par conséquent, une réduction de coût non négligeable.

Cette première conception et réalisation de résonateurs phononiques constitue une étape essentielle pour optimiser la géométrie, dans la perspective d'une itération de conception. De plus, comme évoqué précédemment, il est primordial de pouvoir maitriser la distance PID/réflecteurs pour obtenir les meilleures performances. Il apparaît nécessaire de réfléchir à une solution dans laquelle PID et structure phononiques seraient sur un seul masque, afin de s'affranchir des risques de désalignement. Une autre solution consisterait à utiliser un « stepper » qui permettrait de positionner avec précision les motifs. Par ailleurs, la hauteur de métal déposée en électroformage est difficilement reproductible avec précision et celle-ci est variable suivant les zones

du wafer considérées. Idéalement, les structures phononiques devraient être fabriquées par photolithographie lift-off utilisée pour les PID, mais cette technique n'est valable que pour de faibles hauteurs de métallisation. Par exemple, pour une géométrie de hp/a = 0.15 et pour une fréquence de fonctionnement de 2.45 GHz, la hauteur de pilier correspondante est de 100 nm environ, ce qui est envisageable avec ce type de procédé. En revanche, avec un facteur de remplissage r/a = 0.3, on obtient une dimension critique de 220 nm qui est encore difficile à atteindre, en sachant qu'actuellement, la limite technologique se situe à environ 350 nm.

Enfin, dans la perspective d'une application capteur de température par exemple, il faudrait également s'intéresser au comportement en température du cristal phononique. Les propriétés mécaniques des matériaux, et en particulier des piliers dans notre cas, sont très dépendantes de cette grandeur. Il faut donc s'assurer que la fréquence centrale du dispositif reste incluse dans la bande interdite sur toute la gamme de mesure.

Bibliographie

[1] Royer, D., et Dieulesaint, E. “Propagation et génération des ondes élastiques”, Techniques de l'ingénieur Matériaux pour l'électronique et dispositifs associés, Réf : E3210, 2001

[2] X Y Du et al. “ZnO film for application in surface acoustic wave device”, J. Phys.: Conf. Ser. 76 012035, 2017

[3] “Osservatorio Meteo Polifunzionale”, http://www.smaniotto.eu/test/onde-sismiche.html

[4] R. M. White and F. W. Voltmer, “Direct Piezoelectric Coupling to Surface Elastic Waves”, Appl. Phys. Lett. 7, 314 (1965).

[5] W. E. Bulst, G. Fischerauer and L. Reindl, “State of the art in wireless sensing with surface acoustic waves, ” in IEEE Transactions on Industrial Electronics, vol. 48, no. 2, pp. 265-271, Apr 2001.

[6] S. Lehtonen, V. P. Plessky, “Unidirectional SAW Transducer for Gigahertz Frequencies” in IEEE Transactions on Ultrasonics, Ferroelectrics, and Frequency Control, vol. 50, no. 11, pp. 1404-1406, Nov. 2003.

[7] Jamneala, T & Small, Martha & Ruby, Rich & John D., III, Larson, (2008). “Coupled resonator filter with single-layer acoustic coupler”, IEEE transactions on ultrasonics, ferroelectrics, and frequency control. 55. 2320-6. 10.1109/TUFFC.931.

[8] S. B. Cohn, “Direct-Coupled-Resonator Filters”, in Proceedings of the IRE, vol. 45, no. 2, pp. 187-196, Feb. 1957.

[9] G. Mossuz, J.J. Gagnepain, “quartz crystal oscillator at very low temperature, Cryogenics”, Volume 16, Issue 11, 1976.

[10] “IRE Standards on Piezoelectric Crystals-The Piezoelectric Vibrator: Definitions and Methods of Measurement, 1957,” in Proceedings of the IRE, vol. 45, no. 3, pp. 353-358, March 1957.

[11] L. M. Reindl and I. M. Shrena, “Wireless measurement of temperature using surface acoustic waves sensors,” in IEEE Transactions on Ultrasonics, Ferroelectrics, and Frequency Control, vol. 51, no. 11, pp. 1457-1463, Nov. 2004.

[12] J. H. Kuypers, S. Tanaka, M. Esashi, D. A. Eisele and L. M. Reindl, “2.45 GHz Passive Wireless Temperature Monitoring System Featuring Parallel Sensor Interrogation and Resolution Evaluation, ” 2006 5th IEEE Conference on Sensors, Daegu, 2006, pp. 773-776.

[13] S. Lehtonen, V. P. Plessky, C. S. Hartmann and M. M. Salomaa, “Unidirectional SAW transducer for gigahertz frequencies, ” in IEEE Transactions on Ultrasonics, Ferroelectrics, and Frequency Control, vol. 50, no. 11, pp. 1404-1406, Nov. 2003.

[14] A. Pohl, “A review of wireless SAW sensors, ” in IEEE Transactions on Ultrasonics, Ferroelectrics, and Frequency Control, vol. 47, no. 2, pp. 317-332, March 2000.

[15] “Standards on Piezoelectric Crystals, 1949, ” in Proceedings of the IRE, vol. 37, no. 12, pp. 1378-1395, Dec. 1949.

[16] D. C. Malocha, “Evolution of the SAW transducer for communication systems, ” IEEE Ultrasonics Symposium, 2004, 2004, pp. 302-310

[17] V. Laude and S. Ballandras, “Slowness curves and characteristics of surface acoustic waves propagating obliquely in periodic finite-thickness electrode gratings”, Journal of Applied Physics, 2003, pp. 1235-1242

[18] J.F. Leguen, P. Ménage, L. Chommeloux, “Rapport final projet CATEAM”, SENSeOR, Décembre 2009.

[19] S. Denisenko and I. D. Avramov, “Design, fabrication and performance of 2 GHz surface transverse wave resonators, ” 1993 IEEE International Frequency Control Symposium, Salt Lake City, UT, 1993, pp. 645-649.

[20] L. L. Pendergrass and L. G. Studebaker, “SAW resonator design and fabrication for 2.0, 2.6 and 3.3 GHz, ” in IEEE Transactions on Ultrasonics, Ferroelectrics, and Frequency Control, vol. 35, no. 3, pp. 372-379, May 1988.

[21] S. Denissenko, E. Gavignet, S. Ballandras, E. Bigler and E. Cambril, “Design and test of 3 GHz, fundamental mode STW resonators on quartz, ” Proceedings of the 1995 IEEE International Frequency Control Symposium (49th Annual Symposium), San Francisco, CA, 1995, pp. 469-475.

[22] I. D. Avramov, O. Ikata, T. Matsuda, T. Nishihara and Y. Satoh, “Further improvements of surface transverse wave resonator performance in the 2.0 to 2.5 GHz range, ” Proceedings of International Frequency Control Symposium, Orlando, FL, 1997, pp. 807-815.

[23] I. D. Avramov and M. Suohai, “Surface transverse waves exceed the material Q limit for surface acoustic waves on quartz, ” in IEEE Transactions on Ultrasonics, Ferroelectrics, and Frequency Control, vol. 43, no. 6, pp. 1133-1135, Nov. 1996.

[24] W. R. Shreve, P. S. Cross, “Surface acoustic waves and resonators,” in *Precision Frequency Control: Acoustic Resonators and Filters*, vol. 1, E. A. Gerber and A Ballato, Eds. New York: Academic, 1985, pp. 118-145.

[25] H. Nakamura, H. Nakanishi, R. Goto and K. Hashimoto, “Suppression of transverse-mode spurious responses by selectively SiO2 removing technique for SAW resonators on a SiO2/Al/LiNbO3 structure, ” 2010 IEEE International Ultrasonics Symposium, San Diego, CA, 2010, pp. 629-632.

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

[27] M. Sigalas & E.N. Economou, “Band Structure of Elastic Waves in Two Dimensional Systems”, Solid State Communications, Vol. 86, No. 3, pp 141-143, 1993

[28] A. Khelif, A. Adibi, “Phononic Crystals, Fundamentals and Applications”, Springer, pp. 85-96 & pp. 183-185

[29] T. Uno & H. Jumonji, “Optimization of quartz SAW Resonator Structure with Groove Gratings”, IEEE Transactions on sonics and ultrasonics, Vol. SU-29, No. 6, November 1982

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

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

[32] A. Khelif, F. Hsiao, A. Choujaa, S. Benchabane and V. Laude, "Octave omnidirectional band gap in a three-dimensional phononic crystal," in IEEE Transactions on Ultrasonics, Ferroelectrics, and Frequency Control, vol. 57, no. 7, pp. 1621-1625, July 2010.

[33] E. Coffy, S. Euphrasie, M. Addouche, P. Vairac, A. Khelif, “Evidence of a broadband gap in a phononic crystal strip, Ultrasonics” (2017)

[34] Achaoui, Younes & Khelif, Abdelkrim & Benchabane, Sarah & Robert, L & Laude, Vincent. (2011) “Locally resonant and Bragg band gaps for surface acoustic waves”

[35] S. Yankin, A. Talbi, Y. Du, J.-C. Gerbedoen, V. Preobrazhensky, P. Pernod1, and O. Bou Mata “Finite element analysis and experimental study of surface acoustic wave propagation through two-dimensional pillar-based surface phononic crystal”, Journal of Applied Physics 115, 244508 (2014)

[36] Liu,Ting-Wei, Tsai,Yao-Chuan, Lin,Yu-Ching, Ono,Takahito, Tanaka,Shuji, Wu,Tsung-Tsong, “Design and fabrication of a phononic-crystal-based Love wave resonator in GHz range”, AIP Advances (2014)

[37] Jia-Hong Sun, Jyun-Hua Jhou “Study of surface acoustic waves in SiO2/LiNbO3 layered-structure phononic crystals” Japanese Journal of Applied Physics (2014)

[38] Ayazi et al., “Piezoelectric-on-semiconductor micromechanical resonators with linear acoustic bandgap tethers”, US Patent, N : US 8,624,471 B1, Jan.7, 2014

[39] C. Lin, J. Hsu, D. G. Senesky and A. P. Pisano, “Anchor loss reduction in ALN Lamb wave resonators using phononic crystal strip tethers, ” 2014 IEEE International Frequency Control Symposium (FCS), Taipei, 2014, pp. 1-5

[40] M. Moutaouekkil et al., “Acoustic isolation of disc-shaped modes using periodic corrugated plate-based phononic crystal, ” in Electronics Letters, vol. 54, no. 5, pp. 301-303, 8 3 2018

[41] A. Khelif, Y. Achaoui, B. Aoubiza, “In-plane confinement and waveguiding of surface acoustic waves through line defects in pillars-based phononic crystal”, AIP Advances 1, 041404, 2011

[42] R. Dehghannasiri, R. Pourabolghasem, A. Asghar Eftekhar, “Integrated phononic crystal resonators based on adiabatically-terminated phononic crystal waveguides”

[43] S. Benchabane et al, “Interaction of waveguide and localized modes in a phononic crystal”, Europhysics Letters, Vol. 71, Number 4, July 2005

[44] T. Pastureaud, “Méthode de calcul de fonctions de Green sur structure stratifiée”, 2001, Laboratoire de Physique et Métrologie des Oscillateurs LPMO/CNRS

[45] Y. Zhang, J. Desbois and L. Boyer, “Characteristic parameters of surface acoustic waves in a periodic metal grating on a piezoelectric substrate” in IEEE Transactions on Ultrasonics, Ferroelectrics, and Frequency Control, vol. 40, no. 3, pp. 183-192, May 1993.

[46] R. C. Peach, “A general Green function analysis for SAW devices” 1995 IEEE Ultrasonics Symposium. Proceedings. An International Symposium, Seattle, WA, USA, 1995, pp. 221-225 vol.1.

[47] T. Pastureaud, “Méthode de la Matrice Mixte pour la modélisation de transducteurs ultrasonores et de dispositifs synchrones à ondes élastiques de surface”, 2001, Laboratoire de Physique et Métrologie des Oscillateurs LPMO/CNRS

[48] A. N. Darinskii , E. Le Clézio and G. Feuillard , “Frequency degeneracy of acoustic waves in two-dimensional phononic crystals”, Journal of Physics : Conference Series, vol. 92, 012117, 2007

[49] V. Laude “Phononic crystals, artificial crystals for sonic, acoustic and elastic waves” De Gruyter, 2015, pp 176-177.

[50] E. Coffy, “Rapport de thèse de doctorat”, pp. 29-30, 2017

[51] Données déterminées au LPMO

[52] V. Laude, programme de simulation acoustique “Slowness Buddy”.

[53] https://fr.wikipedia.org/wiki/Syst%C3%A8me_masse-ressort

[54] https://en.wikipedia.org/wiki/Lift-off_(microtechnology)

[55] R. Parkinson, “Electroforming – a unique metal fabrication process”, NiDI Technical Series n°10084, October 1998.

Titre : Étude d'un résonateur phononique à onde de surface pour des applications de capteurs de température et de déformation

Mots clés : Capteur, cristaux phononiques, onde acoustique de surface, résonateur

Résumé : Les résonateurs à ondes acoustiques de surface peuvent être utilisés en tant que capteur pour la mesure de température et de contrainte. La fonction capteur s'appuie sur l'exploitation de la variation de fréquence des résonateurs qui dépend de la variation de la grandeur mesurée. La technologie employée actuellement, à miroirs de Bragg, montre ses limites en termes de performances aux fréquences élevées (supérieures à 1 GHz).

L'objectif de ces travaux fut ainsi d'étudier les possibilités et performances des cristaux phononiques. Cette technologie désigne l'ensemble des matériaux possédant des structures arrangées périodiquement permettant de contrôler la propagation des ondes élastiques. Elle constitue une alternative potentielle aux miroirs de Bragg dans un résonateur, offrant un confinement spatial omnidirectionnel et un degré supplémentaire d'optimisation.

Une structure phononique à réseau carré de piliers a été numériquement et expérimentalement étudiée. Par combinaison de résonances locales et de réflexions multiples de Bragg, des bandes interdites ont pu être ouvertes et exploitées. La fréquence d'étude a été choisie à environ 450 MHz, en utilisant l'electroformage nickel pour la fabriquation des piliers. Dans cette gamme de fréquence, il a été mis en évidence des bandes interdites par le biais de caractérisations large bande. Un résonateur phononique a pu être conçu, fabriqué, et caractérisé par des mesures électriques et optiques. Un facteur de qualité d'environ 950 a été obtenu avec une réflexion quasi-totale de l'onde incidente atteinte en moins de dix périodes. Les mesures ont pu être confronté aux simulations, ce qui a notamment permis d'expliquer les phénomènes observés et les mécanismes mis en jeu.

Title: Investigation of a surface acoustic wave phononic resonator for applications to temperature and strain sensing

Keywords: Sensor, phononic crystal, surface acoustic wave, resonator

Abstract: Surface acoustic wave resonators can be used as sensors for temperature and strain monitoring. The idea is to take advantage of the variation in frequency of the resonators that depends on the measured quantity. Currently, the technology used, based on Bragg mirrors, shows its limits in terms of performance at high frequencies (above 1 GHz).

The aim of this PhD thesis work was to study the potential and performance of a new technology based on the use of phononic crystals. This technology refers to periodically arranged materials, acting on acoustic waves' propagation. Phononic crystals represent an alternative to classical Bragg mirror technology, allowing an omnidirectional spatial confinement and an additional degree of freedom for optimization.

A square lattice pillar based phononic crystal was theoretically and experimentally investigated. Based on the combination of Bragg scattering and local resonances, we were able to create acoustic band gaps that could be exploited. The operating frequency considered was about 450 MHz, using nickel electroplating to fabricate pillars. In this frequency range, we demonstrated the presence of acoustic band gaps using wide band electrical characterization. A phononic resonator was designed, fabricated and characterized by electrical and optical methods. A quality factor of about 950 was obtained, with total reflection of acoustic wave reached within less than ten periods. Comparison of measurements and simulations allowed us to explain the acoustic phenomena involved.

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