



**HAL**  
open science

# Résonateurs phononiques couplés par la surface

Laetitia Raguin

► **To cite this version:**

Laetitia Raguin. Résonateurs phononiques couplés par la surface. Micro et nanotechnologies/Microélectronique. Université Bourgogne Franche-Comté, 2019. Français. NNT: 2019UBFCD047 . tel-02733053

**HAL Id: tel-02733053**

**<https://theses.hal.science/tel-02733053>**

Submitted on 2 Jun 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.

NNT : 2019UBFCD047

**THÈSE DE DOCTORAT DE L'UNIVERSITÉ BOURGOGNE FRANCHE-COMTÉ  
PRÉPARÉE À L'UNIVERSITÉ DE FRANCHE-COMTÉ**

Ecole doctorale n°37

Sciences Physiques pour l'Ingénieur et Microtechniques

Doctorat de sciences pour l'ingénieur

Par

Laetitia Raguin

**Résonateurs phononiques couplés par la surface**

Thèse présentée et soutenue à Besançon, le 04 décembre 2019

Composition du Jury :

Michel De Labachellerie	Directeur de Recherche, CNRS	Président
Arnaud Tourin	Professeur, ESPCI Paris	Rapporteur
Pierre Verlot	Assistant Professor, University of Nottingham	Rapporteur
Daniel Lanzillotti-Kimura	Chargé de Recherche, CNRS	Examineur
Romain Fleury	Assistant Professor, École Polytechnique Fédérale de Lausanne	Examineur
Abdellatif Akjouj	Professeur, Université de Lille	Examineur
Sarah Benchabane	Chargée de Recherche, CNRS	Encadrante de thèse
Abdelkrim Khelif	Directeur de Recherche, CNRS	Directeur de thèse



*À Daniel,*

*qui, par sa motivation et son attrait pour la science,  
a contribué à ce travail.*

*"On peut mesurer la magie d'une présence à ce qui disparaît avec elle."  
Alice Ferney*



<b>Remerciements</b>	<b>1</b>
----------------------	----------

<b>Introduction</b>	<b>5</b>
---------------------	----------

## **Chapitre 1**

### **Résonances dans les structures phononiques et couplage de résonateurs mécaniques**

1.1	Introduction . . . . .	7
1.2	Propagation d'ondes élastiques . . . . .	7
1.2.1	Ondes de volume . . . . .	8
1.2.2	Ondes guidées . . . . .	8
1.2.3	Milieux inhomogènes et structurés . . . . .	9
1.3	Brève définition d'un résonateur mécanique . . . . .	10
1.4	Cristaux phononiques et métamatériaux acoustiques . . . . .	11
1.4.1	Cristaux phononiques et bandes interdites de Bragg . . . . .	11
1.4.2	Bandes interdites liées aux résonances locales et métamatériaux acoustiques . . .	15
1.4.3	Conclusion . . . . .	20
1.5	Résonateurs NEMS/MEMS . . . . .	20
1.5.1	Applications . . . . .	21
1.5.2	Conclusion . . . . .	28
1.6	Couplage entre MEMS et cristaux phononiques . . . . .	28
1.6.1	Poutres phononiques . . . . .	29
1.6.2	Accordabilité des bandes interdites et de la propagation d'ondes . . . . .	30
1.7	Conclusion . . . . .	32

## **Chapitre 2**

### **Modélisation, fabrication et méthode de caractérisation de résonateurs phononiques**

2.1	Introduction . . . . .	33
2.2	Contexte . . . . .	33
2.2.1	Génération d'ondes en surface d'un substrat . . . . .	34
2.2.2	Choix du substrat . . . . .	35
2.2.3	Matériau composant les résonateurs . . . . .	36
2.2.4	Équations de l'élastodynamique . . . . .	37
2.3	Modélisation par la méthode des éléments finis . . . . .	39
2.3.1	Résolution aux valeurs propres . . . . .	39
2.3.2	Analyse fréquentielle . . . . .	41
2.4	Techniques de fabrication des dispositifs expérimentaux . . . . .	46
2.4.1	Procédé de fabrication des sources excitatrices . . . . .	47
2.4.2	Technologie de fabrication des résonateurs . . . . .	50
2.5	Méthode de caractérisation expérimentale des résonateurs . . . . .	56

2.5.1	Interféromètres hétérodynes et mesures d'amplitudes de déplacement hors-plan .	57
2.5.2	Description de la sonde hétérodyne . . . . .	59
2.6	Conclusion . . . . .	63

<b>Chapitre 3</b> <b>Excitation d'un résonateur sub-longueur d'onde par des ondes élastiques de surface</b>
----------------------------------------------------------------------------------------------------------------

3.1	Introduction . . . . .	65
3.2	Choix des dimensions des résonateurs . . . . .	65
3.3	Travail préliminaire à la thèse . . . . .	66
3.4	Études numériques . . . . .	68
3.4.1	Pilier isolé . . . . .	68
3.4.2	Influence des paramètres géométriques . . . . .	74
3.4.3	Influence des paramètres mécaniques . . . . .	75
3.4.4	Influence de la rugosité des flancs des piliers déposés . . . . .	76
3.4.5	Remarques sur le maillage choisi . . . . .	78
3.4.6	Influence de l'inclinaison de la surface des piliers . . . . .	79
3.4.7	Conclusion intermédiaire . . . . .	81
3.5	Caractérisations expérimentales . . . . .	81
3.5.1	Présentation de la technique de mesures . . . . .	81
3.5.2	Validation de la technique de mesures . . . . .	82
3.5.3	Détermination de l'orientation des modes de vibration grâce aux diagrammes de rayonnement . . . . .	87
3.5.4	Réponse en fréquence expérimentale d'un pilier isolé . . . . .	87
3.5.5	Cartographie du champ de déplacement hors-plan . . . . .	89
3.5.6	Mesures en surface du substrat . . . . .	91
3.6	Conclusion . . . . .	93

<b>Chapitre 4</b> <b>Paires de résonateurs couplés par la surface</b>
--------------------------------------------------------------------------

4.1	Introduction . . . . .	95
4.2	Description des paires de piliers étudiées . . . . .	95
4.3	Observation du couplage dans une paire de piliers : étude numérique . . . . .	96
4.3.1	Paire en configuration diagonale . . . . .	97
4.3.2	Paires en configurations longitudinale et transverse . . . . .	99
4.4	Observation expérimentale . . . . .	101
4.4.1	Configuration diagonale . . . . .	102
4.4.2	Influence de l'orientation de la source d'ondes . . . . .	103

4.4.3	Discussion . . . . .	109
4.5	Prise en compte des imperfections de fabrication . . . . .	110
4.5.1	Différence de hauteur entre piliers d'une même paire . . . . .	110
4.5.2	Ellipticité des piliers . . . . .	117
4.5.3	Discussion sur les limites du modèle numérique . . . . .	119
4.6	Conclusion intermédiaire . . . . .	122
4.7	Influence de la distance de séparation . . . . .	123
4.7.1	Caractérisations expérimentales . . . . .	124
4.7.2	Etude numérique . . . . .	127
4.7.3	Comportements en surface du substrat . . . . .	129
4.8	Conclusion . . . . .	132
	<b>Conclusion</b>	<b>135</b>
	<b>Bibliographie</b>	<b>139</b>



# Remerciements

Cette thèse est le fruit d'un travail d'équipe et je souhaiterais commencer par témoigner toute ma reconnaissance envers les personnes qui ont contribué de près ou de loin à ce travail, par leurs apports scientifiques, techniques et humains.

D'abord, je souhaite remercier les personnes qui ont accepté de faire partie du jury de cette thèse et qui ont consacré un temps précieux pour mon travail. Leurs remarques et explications ont contribué à approfondir les réflexions et enrichir les discussions sur de nombreux aspects de la thèse. J'exprime ainsi tous mes remerciements et mon profond respect à M. Michel De Labachellerie, président du jury, M. Arnaud Tourin et M. Pierre Verlot, rapporteurs, M. Abdellatif Akjouj, M. Romain Fleury et M. Daniel Lanzillotti-Kimura, examinateurs.

Je tiens à exprimer ma profonde gratitude à Sarah Benchabane, qui a été la principale encadrante de cette thèse et pour qui j'ai le plus grand respect et la plus grande admiration. J'ai eu une chance inouïe de pouvoir apprendre à ses côtés, dans les meilleures conditions, grâce à ses immenses connaissances et compétences scientifiques et à ses qualités humaines très appréciées qui font d'elle l'encadrante que chacun espère rencontrer. Je lui suis très reconnaissante de la confiance qu'elle m'a accordée au travail, de la bienveillance et de la gentillesse dont elle a fait preuve à mon égard. Merci pour son investissement, sa patience, ses encouragements, son entière disponibilité pour moi. Merci enfin pour tout ce qu'elle m'a apporté et appris scientifiquement et humainement. Elle restera pour moi un exemple de rigueur scientifique, de précision, de détermination et de réussite.

Je remercie Abdelkrim Khelif, d'avoir accepté d'être le directeur de cette thèse. Je lui exprime mes remerciements pour son aide, notamment au niveau des simulations numériques et des analyses et interprétations des résultats. Je le remercie d'avoir encadré cette thèse de façon toujours positive. J'ai beaucoup appris à ses côtés.

En plus de ces encadrants, j'ai eu autour de moi une équipe formidable qui s'est investie sans compter et m'a accompagnée tout au long de la thèse. Je remercie donc chaleureusement les membres du projet PhoRest.

En particulier, j'adresse mes remerciements à Olivier Gaiffe qui s'est investi très largement dans cette thèse. Je le remercie d'abord pour sa large contribution pour la partie expérimentale, que ce soit pour le banc de mesures ou le traitement des données. Toutes les images de mesures expérimentales de ce manuscrit sont son œuvre. J'ai beaucoup appris à ses côtés et reste admirative de ses compétences dans le domaine expérimental et de son aisance en programmation sous Matlab. Son aide et ses conseils avisés ont été précieux pour l'avancement de cette thèse. Je le remercie également pour les discussions enrichissantes, les explications et pour son dynamisme.

## Remerciements

---

Je remercie également Roland Salut qui, lui aussi, a largement contribué à ce travail. Il est l'artisan de la beauté des résonateurs de cette thèse. Je le remercie de m'avoir initié à l'art du dépôt par IBID, d'avoir continué à réaliser les dispositifs, avec intérêt, précision et rigueur, tout en se pliant aux exigences que je lui imposais, et d'avoir relevé tous ces défis. Il m'a permis de « démystifier » le FIB tel que je l'imaginai ; je reste impressionnée par ses compétences et son expertise en technologies de nano-fabrication et imageries associées. Enfin, je souhaite le remercier chaleureusement pour sa bienveillance, sa gentillesse, sa patience et son aide qui m'ont encouragée à avancer dans cette thèse.

Je remercie aussi Jean-Marc Cote qui a participé à cette thèse, par la mise en place de programmes d'interfaçage Labview qui m'ont grandement facilité la tâche pour l'acquisition et l'enregistrement des mesures expérimentales. Je le remercie pour sa disponibilité, sa réactivité face à mes questions et requêtes, quelles qu'elles soient. Je n'ai pas eu l'occasion d'appréhender le logiciel Labview mais, au vu des programmes réalisés, je mesure l'importance de ses compétences et connaissances en programmation !

Je remercie également Valérie Soumann qui m'a aidée elle-aussi à prendre en main les bancs de mesures et les programmes d'acquisition. Sa rigueur et son organisation m'ont montré le chemin à suivre pour obtenir des mesures exploitables. Je lui exprime mes remerciements pour son aide et son soutien à chaque moment de la thèse.

Cette thèse n'aurait jamais pu aboutir sans l'implication de chacune de ces personnes citées. Merci !

Je tiens à remercier les membres de la centrale de technologie MIMENTO pour leur accueil, leurs compétences et connaissances qu'ils n'ont pas hésité à transmettre, leur aide et leur disponibilité. En particulier, je remercie Laurent Robert qui m'a donné goût à la photolithographie. J'ai beaucoup apprécié sa persévérance face aux caprices du niobate de lithium, sa présence et son aide face à mes difficultés ; ces qualités ont rendu les passages en salle beaucoup plus motivants.

Enfin, je remercie le directeur de l'Institut FEMTO-ST, Laurent Larger, et le directeur du département MN2S, Wilfrid Boireau, pour m'avoir accueillie au sein de cette entité de recherche. De la même façon, j'adresse mes remerciements à la directrice de l'école doctorale ED SPIM, Thérèse Leblois, ainsi qu'à Alike Rossetti qui s'investissent et veillent constamment au bon déroulement de la thèse.

J'adresse un grand merci aux divers membres de l'équipe Phononique et Microscopies et plus largement aux membres du département MN2S qui, par leur présence, leurs conseils, leur aide, leurs encouragements, ont contribué à rendre agréable et bénéfique le quotidien de l'aventure de la thèse. En particulier, merci à Vincent Laude (merci pour l'accompagnement et les précieux conseils), Muamer Kadic, Nicolas Passilly (merci pour les nombreuses heures que tu m'as consacrées sans compter), Nicolas Martin, Sébastien Euphrasie, Mahmoud Addouche, Frédéric Cherioux.

Je remercie vivement Sandrine Pyon, Ayoko Afanou, Joëlle Berthelot, Mireille Schwaar qui ont toujours répondu positivement et avec sympathie à mes demandes administratives et/ou logistiques.

J'adresse mes remerciements à toutes les personnes qui m'ont permis de vivre des expériences plus divertissantes (ESRF, conférence internationale, école d'été, ...).

Je terminerai cette partie en remerciant les personnes qui ont été présentes à mes côtés au labo et avec qui j'ai eu la chance de partager de bons moments. Merci pour votre présence, votre soutien et vos gen-

---

tilles attentions que je n'oublierai pas. Merci à Asma (plus qu'une collègue de bureau, une amie et une personne en or), Raya, Marie, Melvin, Julien, Sheler, Etienne, Gautier, Ahlem, Maya, Fatah, Benattou, Phong, Ferial, Khouloud, Anurupa, Claude, Johnny, Sébastien, Fernando.

Au-delà du côté scientifique, cette thèse m'aura offert de belles rencontres.



# Introduction

Ces travaux de thèse proposent de concilier deux domaines d'étude, les nano-systèmes électromécaniques (NEMS pour *Nano Electro-Mechanical Systems* en anglais) et le domaine des cristaux phononiques et métamatériaux acoustiques, pour étudier des résonateurs capables de confiner, contrôler et transporter l'énergie acoustique. L'approche proposée se démarque de celle usuellement en vigueur dans le domaine dans la mesure où l'on cherche à exploiter la surface et les phénomènes d'hybridation avec le résonateur, au lieu de subir passivement son influence. Ainsi l'un des objectifs majeurs de la thèse est d'étudier les phénomènes de couplage entre résonateurs mécaniques et avec la surface les supportant.

Une première étape consiste à étudier les mécanismes de couplage entre un seul résonateur et la surface. L'excitation des structures se fait *via* des ondes de surface générées sur le substrat. Cette première partie, largement étudiée en amont de la thèse, est détaillée dans ce manuscrit. L'étape suivante est consacrée à l'étude du couplage entre plusieurs résonateurs. Ainsi, l'objectif central de la thèse est d'étudier les mécanismes de couplage permettant le transfert d'énergie entre résonateurs adjacents afin de démontrer expérimentalement la possibilité de contrôler des ondes élastiques sur des structures présentant des dimensions latérales de l'ordre de quelques micromètres.

Les travaux de cette thèse ont été effectués au sein de l'équipe Phononique et Microscopies du département de recherche MN2S (Micro Nano Sciences et Systèmes) de l'Institut FEMTO-ST et se sont donc appuyés sur l'expertise et le savoir-faire du groupe pour les différentes thématiques de la thèse. En particulier, l'instrumentation et les techniques expérimentales développées au sein du groupe pour les mesures d'ondes dans les dispositifs micro-acoustiques ont été exploitées, au même titre que les ressources et savoir-faire de la centrale de technologie MIMENTO pour la réalisation technologique des dispositifs. D'un point de vue des simulations numériques, nous avons bénéficié des compétences et expériences de l'équipe qui ont permis l'utilisation de codes numériques décrivant les phénomènes physiques mis en jeu expérimentalement.

Ce manuscrit de thèse est structuré en quatre chapitres distincts décrits brièvement ci-dessous.

Le **premier chapitre** est consacré à l'état de l'art et permet d'inscrire le sujet de thèse dans le contexte scientifique actuel. En ce sens, un rappel sur les ondes élastiques est donné puis de rapides définitions et descriptions sur les structures phononiques et sur les résonateurs mécaniques illustrent les travaux déjà effectués qui servent d'appui à la thèse.

Le **second chapitre** décrit les méthodes et techniques employées durant les travaux de thèse. Le choix des matériaux et de la géométrie des dispositifs est justifié en début de ce chapitre. Ensuite, la description des méthodes numériques employées permet d'introduire les calculs numériques effectués ainsi que les différentes procédures utilisées (recherche de valeurs propres et analyse fréquentielle notamment) pour étudier numériquement le couplage entre résonateurs mécaniques excités par des ondes de surface. Ces différentes approches reposent toutes sur la méthode des éléments finis. La seconde partie de ce chapitre s'intéresse aux procédés et techniques permettant la réalisation technologique des dispositifs expérimentaux.

taux : en particulier, la description des procédés de fabrication des résonateurs est détaillée. La façon de caractériser les dispositifs est ensuite expliquée, à travers la description du banc d'instrumentation optique permettant la mesure du champ de déplacement hors-plan d'un dispositif micrométrique.

L'étude du couplage entre surface et résonateurs isolés fera l'objet du **troisième chapitre**. Ce dernier est alors divisé en deux parties : études numériques et études expérimentales. A cette occasion, les techniques de mesures sont détaillées plus finement. Les premiers résultats expérimentaux et numériques sont décrits puis comparés. Ce chapitre met en évidence la possibilité d'exciter un résonateur mécanique sub-longueur d'onde avec des ondes de surface.

Le quatrième et **dernier chapitre** constitue le chapitre le plus conséquent. Il est consacré à l'étude du couplage entre résonateurs adjacents. Différentes configurations sont testées expérimentalement et numériquement. Ce chapitre montre la possibilité de contrôler le couplage entre résonateurs adjacents et également de contrôler le comportement de la surface supportant les résonateurs. Ce chapitre revient également sur les limites du modèle numérique et les difficultés rencontrées expérimentalement.

Enfin, une conclusion résumera les différents résultats obtenus au cours des quatre chapitres et mettra en lumière les perspectives de ce travail.

# Chapitre 1

---

## Résonances dans les structures phononiques et couplage de résonateurs mécaniques

### 1.1 Introduction

Ce premier chapitre a pour but d'introduire le contexte scientifique dans lequel s'inscrit ce travail de thèse. Celui-ci vise à étudier la propagation d'ondes élastiques dans une structure composée d'un substrat (dont on exploite essentiellement la surface) et de résonateurs mécaniques et à analyser les interactions entre ces éléments. La première partie de ce chapitre s'attarde donc sur les définitions et caractéristiques essentielles des ondes élastiques et de leur propagation. La seconde partie est consacrée davantage aux résonances dans les structures phononiques et aux études faites à ce sujet. Concernant la phononique, l'étude de résonances s'effectue en grande partie sur des systèmes collectifs, tels que les cristaux phononiques et autres métamatériaux acoustiques. Nous décrivons alors les observations faites sur les résonances locales dans ce type de structures, ce qui permettra de situer le travail de cette thèse. Nous nous concentrons ensuite sur les résonateurs tels qu'exploités au sein de la communauté des micro- et nano- systèmes mécaniques, en exposant notamment leurs champs d'applications. On résume dans ce contexte quelques travaux entrepris sur le couplage entre différents modes mécaniques d'un ou plusieurs résonateurs de dimensions micro- ou nano- métriques. Ces résonateurs prennent des formes diverses (poutres, membranes, nanotubes, etc...) mais le couplage se manifeste de façon assez similaire dans tous les cas. Dans la dernière partie du chapitre, on cite quelques travaux qui lient le domaine des micro- et nano- systèmes mécaniques avec celui des cristaux phononiques. Ces études constituent l'un des fondements des travaux que l'on souhaite mener durant la thèse.

### 1.2 Propagation d'ondes élastiques

Cette première partie présente les notions essentielles et générales sur les ondes élastiques; la description mathématique des équations régissant la propagation de ces ondes sera donnée dans le second chapitre.

On définit une onde élastique comme la propagation d'une perturbation locale des conditions d'équilibre d'un milieu. Ce milieu réagit alors pour revenir à sa position d'équilibre, créant ainsi des contraintes et des déplacements. Celles-ci se transmettent de proche en proche et créent ainsi l'onde. Lorsque le milieu de propagation est un fluide, on parle d'ondes acoustiques. Au contraire des ondes électromagnétiques, les ondes élastiques ont besoin d'un matériau pour se propager; ainsi, elles n'existent pas dans le vide.

Plusieurs paramètres caractérisent la propagation d'une onde élastique : en particulier, la fréquence

$f$  de l'onde et sa longueur d'onde  $\lambda$  sont liées suivant la relation suivante :

$$\lambda = c/f. \quad (1.1)$$

La vitesse  $c$  à laquelle se propage l'onde dans le milieu est propre à ce dernier. On trouve des ondes élastiques et/ou acoustiques à de nombreuses échelles. En effet, les fréquences de ces ondes s'étendent sur une très large gamme : de quelques hertz dans le cas des ondes sismiques ou du sonar, à quelques dizaines de gigahertz pour les télécommunications, en couvrant tous les intermédiaires (sons audibles, imagerie médicale, composants électroniques de téléphonie mobile, etc...).

Généralement, on classe les ondes élastiques suivant différents groupes, selon les dimensions du milieu dans lequel elles se propagent. Notamment, on différencie les ondes de volume (propagation dans un milieu de dimensions infinies) des autres (ondes de surface, ondes guidées). On décrit ici quelques caractéristiques de chacune de ces ondes.

### 1.2.1 Ondes de volume

Dans le cas d'un milieu homogène tridimensionnel de dimensions infinies, on distingue généralement deux types d'ondes de volume en fonction de leurs polarisations, c'est-à-dire en fonction de la direction des déformations par rapport à la direction de propagation. La première catégorie concerne les **ondes longitudinales** : dans ce cas, la déformation se produit dans la même direction que la direction de propagation de l'onde. Ces ondes existent dans tous les milieux (fluides et solides) ; ce sont des ondes de compression, c'est-à-dire que l'on observe localement des compressions et dilatations du matériau dans la direction de propagation. Un schéma illustrant le déplacement créé par ce type d'onde est donné en Figure 1.1(a). La deuxième catégorie concerne les **ondes transverses**, qui n'existent pas dans les fluides non visqueux (comme l'air ou l'eau). Ici, la déformation est orthogonale à la direction de propagation. Ces ondes sont donc présentes par paires (deux directions orthogonales à la direction de propagation). Contrairement aux ondes longitudinales, les ondes transverses ne sont pas liées à des variations locales de volume. Les vitesses de propagation des ondes transverses sont plus faibles que celle de l'onde longitudinale. Un schéma du déplacement créé par ce type d'onde est donné en Figure 1.1(b).

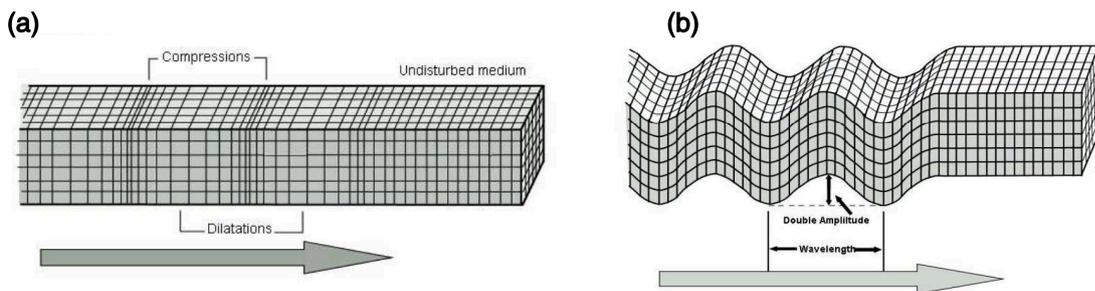


FIGURE 1.1 – Schémas représentant les déformations d'un matériau au passage (a) d'une onde longitudinale et (b) d'une onde transverse. La flèche indique la direction de propagation de l'onde.

### 1.2.2 Ondes guidées

Les milieux peuvent supporter d'autres types d'ondes lorsqu'ils sont de dimensions finies. Les propriétés de propagation de ces ondes sont liées aux conditions aux limites et aux interfaces entre le milieu de propagation de l'onde et les milieux environnants. Ces ondes, appelées *ondes guidées*, sont de plusieurs types suivant les configurations des frontières des milieux de propagation. On s'intéresse ici aux

cas où la surface du milieu est libre ; on parle alors d'*ondes de surface*. Là-encore, ces ondes sont regroupées suivant plusieurs catégories dépendant notamment de l'épaisseur du solide dans lequel elles se propagent et de l'éventuelle présence d'autres solides aux interfaces. On se contente ici d'énumérer quelques-unes de ces différentes catégories et d'évoquer les différences entre elles.

Toutes ces ondes de surface ont, comme leur nom l'indique, un champ d'action réduit par rapport au volume du solide dans lequel elles sont générées : le déplacement qu'elles produisent n'a lieu que dans une épaisseur de l'ordre de la longueur d'onde du mode. Dans la direction normale à la surface du solide, l'amplitude de ce déplacement créé décroît exponentiellement avec la profondeur du solide.

Parmi elles, les ondes de Rayleigh se propagent sur la surface d'un **solide semi-infini**. Ainsi, le déplacement induit par la déformation n'affecte qu'une très faible partie de ce solide, sur une profondeur de l'ordre de la longueur d'onde. Ce sont ces ondes que nous exploitons durant la thèse. En ce sens, la description de celles-ci et leurs caractéristiques seront détaillées dans le prochain chapitre (paragraphe 2.2.1).

Lorsque l'épaisseur du substrat diminue et devient comparable à la longueur d'onde de l'onde élastique, le milieu se comporte alors comme un guide d'ondes. Si les deux surfaces du substrat sont libres, les ondes se propageant sur chacune des deux faces peuvent se coupler entre elles et donner naissance à des ondes appelées *ondes de Lamb*. De par la faible épaisseur du milieu, ces ondes agissent sur la totalité du volume de celui-ci.

En déposant ce type de plaque (dont l'épaisseur est comparable à la longueur d'onde) sur un milieu semi-infini, on peut observer des interactions entre les deux couches. Les ondes ainsi guidées sont nommées *ondes de Love*.

Il existe une multitude d'autres types d'ondes de surface (ondes de Sezawa, onde de Stoneley, ondes de Bleustein-Gulyaev, ...) que nous ne détaillons pas ici.

Cette brève description des différentes ondes élastiques montre que plusieurs types d'ondes peuvent coexister et se propager au sein d'un même matériau. Pour illustrer cela et effectuer une comparaison de ces ondes, on trace un graphe propre au milieu de propagation, appelé *surface des lenteurs*. Ce graphique peut être vu comme l'équivalent de l'ellipsoïde des indices de réfraction en optique. Sur ce graphe, pour chaque onde, on trace une courbe représentant l'inverse de sa vitesse de propagation (lenteur) dans toutes les directions du plan. Ainsi, les surfaces obtenues sont caractéristiques de chaque onde dans le milieu et renseignent sur la vitesse de groupe et sur la direction de propagation de l'énergie (direction normale à la surface des lenteurs). Un exemple de surface des lenteurs est donné en Figure 1.2 pour les ondes transverses, longitudinale et de Rayleigh pour un substrat en niobate de lithium coupe Y.

Si un matériau est isotrope, les surfaces des lenteurs sont des cercles parfaits puisque les ondes se propagent avec la même vitesse dans toutes les directions de l'espace. En revanche, dans le cas de matériaux anisotropes, la surface des lenteurs met en évidence les différences de vitesse des ondes suivant la direction de propagation.

### 1.2.3 Milieux inhomogènes et structurés

Les précédents paragraphes se concentrent sur la propagation des ondes dans un milieu homogène et composé d'un seul matériau. Hors, de nombreux phénomènes liés à la réflexion et/ou la réfraction des ondes à l'interface entre deux milieux permettent d'enrichir et de complexifier l'étude des ondes élastiques. L'intérêt de créer des inclusions dans un matériau ou de le modifier en y ajoutant des diffuseurs est de pouvoir affecter et par conséquent contrôler la propagation des ondes dans ce milieu inhomogène. Les phénomènes observés dépendent notamment de la taille des diffuseurs par rapport à la longueur d'onde, de leur répartition dans le matériau (périodiquement ou non), de la différence d'impédance entre le matériau *hôte* et les diffuseurs. En particulier, des structures contenant des diffuseurs répartis périodi-

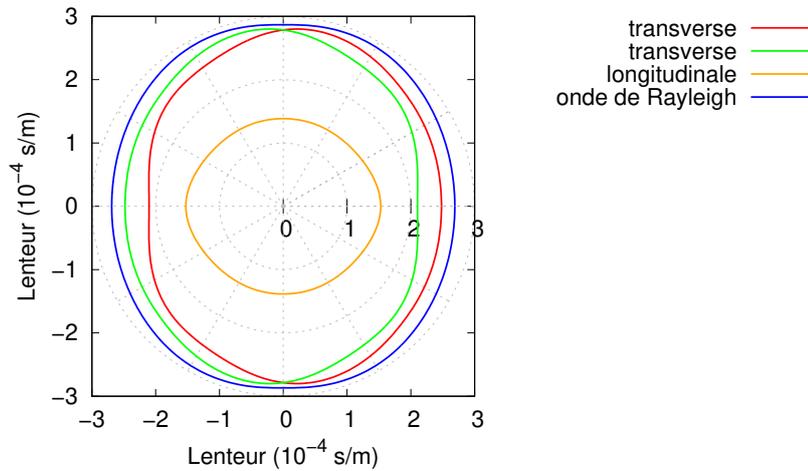


FIGURE 1.2 – Exemple de surfaces des lenteurs pour 4 ondes (ondes longitudinale, transverses et de Rayleigh) se propageant dans un cristal de niobate de lithium en coupe Y et propagation suivant X.

quement, nommées *cristaux phononiques*, ont la propriété d’interdire la propagation des ondes au sein de la structure pour des bandes de fréquences précises, sous certaines conditions. Lorsque la taille des diffuseurs est largement inférieure aux longueurs d’onde mises en jeu dans la structure, on parle alors de *métamatériaux acoustiques ou élastiques*. Ces matériaux artificiels peuvent prendre des formes très diverses et permettent d’observer des phénomènes assez originaux tels que la réfraction négative [1] ou encore l’obtention de constantes élastiques effectives négatives [2], grâce à un contrôle accru des propriétés de propagation des ondes et de vibration au sein de ces métamatériaux. Les structures réalisées durant la thèse s’inspirent en partie de ces cristaux phononiques et de ces métamatériaux élastiques. En ce sens, nous nous y attardons davantage dans un prochain paragraphe (section 1.4).

L’étude de la propagation des ondes dans ces différentes structures (homogènes ou non, périodiques ou non, collectives ou non, etc...) est au cœur des travaux effectués en acoustique ou en phononique.

### 1.3 Brève définition d’un résonateur mécanique

Après avoir rapidement décrit les ondes élastiques, nous nous concentrons sur les résonateurs mécaniques qui constituent un autre élément essentiel des structures étudiées durant ces travaux de thèse.

Un résonateur mécanique peut être défini comme un corps physique susceptible d’entrer en vibration grâce à un effet de résonance. On trouve beaucoup de résonateurs mécaniques dans notre environnement, à de nombreuses échelles (poutres bi-encastées comme un pont, poutres encastées-libres comme un cantilever micrométrique, diapasons, etc...). Les principales caractéristiques d’un résonateur sont sa fréquence de résonance et son facteur de qualité. Le premier correspond à la fréquence pour laquelle le résonateur entre en vibration ; un même résonateur peut avoir plusieurs fréquences de résonance, suivant les différents modes qui peuvent être excités en son sein. Chaque mode est associé à une forme particulière de mouvement. Le facteur de qualité, lui, rend compte de la performance du résonateur ; il dépend des pertes d’énergie du système durant la vibration de celui-ci. Ainsi, suivant les dimensions du résonateur et ses caractéristiques mécaniques, le produit fréquence de résonance par facteur de qualité peut couvrir une large gamme. Par exemple, un diapason aura une fréquence de résonance proche de 440 Hz

tandis que des poutres encastées-libres de dimensions nanométriques peuvent présenter des fréquences de résonance de l'ordre du gigahertz avec des facteurs de qualité supérieurs à  $2 \times 10^4$  [3–5].

Nous nous limitons ici à deux contextes particuliers : nous décrivons le phénomène de résonance tel qu'il est exploité en phononique et dans le cadre des métamatériaux acoustiques, et nous nous intéressons aux résonateurs mécaniques au sens des micro- et nano- systèmes électromécaniques (MEMS/NEMS pour *Micro* ou *Nano Electro-Mechanical Systems* en anglais), domaine où ils sont largement utilisés.

## 1.4 Cristaux phononiques et métamatériaux acoustiques

Comme cela a été évoqué précédemment, depuis plusieurs décennies, l'étude des résonances a pris place dans les domaines de recherche liés aux cristaux phononiques et plus généralement aux métamatériaux acoustiques. En effet, les résonateurs souvent utilisés pour introduire des inhomogénéités dans une structure sont en partie à l'origine des phénomènes permettant la manipulation et le contrôle des ondes élastiques se propageant dans la structure.

### 1.4.1 Cristaux phononiques et bandes interdites de Bragg

Le terme de cristaux phononiques a été introduit simultanément dans les travaux de Sigalas *et al.* [6] et Kushwaha *et al.* [7] au début des années 1990. Ces structures peuvent être vues comme l'équivalent pour les ondes élastiques des cristaux photoniques qui, eux, permettent d'interdire et de contrôler la propagation des ondes électromagnétiques [8, 9]. Ce sont donc des structures artificielles composées d'au moins deux matériaux : la matrice et les diffuseurs répartis périodiquement dans cette dernière. L'arrangement périodique peut se faire suivant une, deux ou trois dimensions de l'espace, comme l'illustre la Figure 1.3(a) issue de [10]. La propriété essentielle de ces cristaux est leur capacité à présenter des bandes interdites, c'est-à-dire des gammes de fréquences pour lesquelles l'onde ne peut se propager dans la structure. Deux phénomènes distincts sont à l'origine de l'ouverture de bandes interdites et l'on distingue alors deux types de bandes interdites : les bandes interdites de Bragg et les bandes interdites liées à des résonances locales [11]. Suivant la taille des diffuseurs par rapport à la longueur d'onde, l'onde se propageant à une fréquence appartenant à une bande interdite se trouve soit réfléchiée par la structure, soit confinée à l'intérieur du défaut ponctuel introduit par la soustraction d'un résonateur.

L'apparition des bandes interdites de Bragg s'explique en partie par une accumulation d'interférences destructives liées à la réflexion de l'onde sur les diffuseurs [12]. Cette bande de fréquences dépend de la loi de Bragg définissant les fréquences d'interférences : celle-ci impose que la différence de chemin entre les ondes qui interfèrent doit être égale à un multiple de leur longueur d'onde ; ainsi, la périodicité de la structure (période entre deux diffuseurs) détermine en partie la longueur d'onde pour laquelle l'onde ne peut se propager au sein du cristal phononique. Ce mécanisme de Bragg conduit donc à une interdiction de la propagation de l'onde, à l'échelle de la périodicité de la structure, c'est-à-dire que c'est, dans ce cas, plutôt le caractère collectif de la structure qui implique l'ouverture de bandes interdites.

Un autre phénomène, appelé résonance locale, peut aussi être observé dans ces structures inhomogènes pour des fréquences particulières inférieures à celles définies par le mécanisme de Bragg. Il conduit également à l'apparition de bandes interdites mais dans ce cas, c'est plutôt le caractère individuel de chaque diffuseur qui permet l'ouverture de la bande interdite. Ce phénomène est à l'origine du concept de métamatériau acoustique et fait l'objet d'un prochain paragraphe (section 1.4.2).

En plus de la périodicité, d'autres paramètres de la structure semblent plus ou moins favorables à l'ouverture de bandes interdites dans un cristal phononique : un contraste important entre la vitesse de groupe de la matrice et celle des diffuseurs facilite l'obtention de bande interdites de Bragg ; de

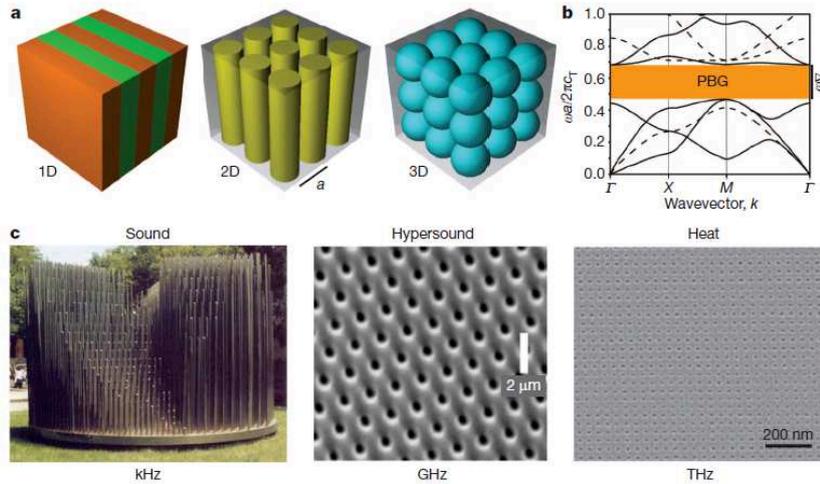


FIGURE 1.3 – (a) Schémas représentant des cristaux phononiques 1D, 2D ou 3D, constitués de deux matériaux élastiques distincts répartis périodiquement ; (b) Exemple de diagramme de bandes mettant en évidence une bande interdite (en orange) ; (c) Images de cristaux phononiques 2D à différentes échelles : périodicité de l'ordre du centimètre pour la photographie de gauche, de quelques microns pour l'image du milieu et de quelques dizaines de nanomètres pour l'image de droite. Issue de [10].

même pour le contraste entre les densités des deux matériaux. Le facteur de remplissage, défini comme le rapport entre la surface d'inclusions et la surface d'une cellule élémentaire, joue aussi un rôle sur l'apparition et la largeur des bandes interdites [13]. Aussi, l'attribution du matériau comme matrice ou comme inclusions a également une influence : un cristal phononique fait d'inclusions de nickel dans une matrice d'aluminium ne donnera pas les mêmes bandes interdites qu'avec des inclusions en aluminium dans une matrice de nickel [7]. Par ailleurs, la forme des inclusions ainsi que l'arrangement géométrique de ces dernières dans la matrice (mailles carrée, triangulaire, en nid d'abeille, ...) affectent aussi les caractéristiques des bandes interdites de Bragg [14, 15].

Les critères pour l'obtention d'une bande interdite étant applicables à de très larges échelles, on trouve des cristaux phononiques de dimensions très diverses, comme le montre la Figure 1.3(c). Cela permet ainsi le contrôle d'ondes élastiques et acoustiques sur des gammes de fréquences très variables et couvrant un large spectre : quelques hertz (ondes sismiques) [16] à plusieurs dizaines de terahertz (pour des applications en thermique) [17, 18]. A titre d'exemple, la première mise en évidence expérimentale d'une bande interdite de Bragg a été réalisée par Martinez-Sala *et al.* sur une sculpture artistique d'Eusebio Sempere (visible sur la photographie de la Figure 1.3(c) à gauche), en 1995 [12]. Cette œuvre, réalisée à partir de tiges d'acier disposées périodiquement selon une maille carrée, constitue un cristal phononique bidimensionnel dont la matrice est l'air. L'étude montre une atténuation des amplitudes des ondes de fréquence proche de 1670 Hz, liée aux interférences destructives de Bragg. Dans cette configuration, la bande interdite obtenue est partielle, c'est-à-dire que la propagation de l'onde est interdite seulement pour certaines directions de propagation. Les premières mises en évidence de bandes interdites totales (dans toutes les directions de l'espace) ont été effectuées parallèlement par Vasseur *et al.* [19] et Sanchez-Perez *et al.* [20]. L'étude de Vasseur *et al.* est faite sur un cristal phononique 2D avec des inclusions d'aluminium dans une matrice de résine époxy et montre l'existence d'une large bande interdite complète autour de 70 kHz. La seconde étude prouve l'obtention de bandes interdites totales dans le domaine des fréquences audibles avec des systèmes 2D faits de cylindres d'acier dans l'air, répartis suivant une maille carrée ou hexagonale.

Si les domaines de fréquences audibles (20 Hz à 20 kHz environ) sont très prisés du fait de leurs applications possibles au contrôle et au filtrage du son [21], entre autres, des applications des cristaux phononiques dans le domaine de la sismologie sont aussi envisageables. Yan *et al.* présentent par exemple des structures 2D périodiques permettant d'isoler les bâtiments des ondes sismiques inférieures à 50 Hz [16]. Une large partie des études faites sur les cristaux phononiques s'est concentrée sur le domaine de l'ultrasonore, avec des applications dans le domaine de l'imagerie médicale (études préliminaires pour une amélioration de la résolution grâce au contrôle de la trajectoire du faisceau acoustique utilisé pour les sources et détecteurs des technologies ultrasonores) par exemple [1, 22, 23]. Pour ces gammes de fréquences, les cristaux phononiques sont plutôt facilement réalisables d'un point de vue technologique, au vu de leurs dimensions. On trouve également des études de cristaux phononiques présentant des bandes interdites à des fréquences supérieures au gigahertz [24].

Au-delà de l'obtention et l'observation de bandes interdites, les cristaux phononiques sont exploités pour les phénomènes physiques intéressants qu'ils peuvent présenter, en particulier pour les fréquences appartenant aux bandes interdites.

Par exemple, aux fréquences ultrasonores, beaucoup de preuves de principes ont mis en évidence la possibilité d'un contrôle accru des ondes élastiques *via* des fonctions de guidage [25, 26], de confinement [27], de filtrage [28] ou encore de multiplexage [28–31] des ondes. Ces opérations se réalisent souvent grâce à l'introduction de défauts dans la structure (ôter une partie des diffuseurs, modifier la géométrie ou le matériau de certains diffuseurs, etc...) ou par l'intermédiaire des résonances des diffuseurs. Par exemple, la structure proposée par Khelif *et al.* dans la référence [25] permet de guider l'onde élastique, à l'échelle de la période du cristal phononique, suivant un chemin créé au sein de la structure en supprimant des inclusions. L'obstacle constitué par la bande interdite du cristal phononique permet alors de confiner l'énergie élastique le long du guide, comme l'illustre la Figure 1.4. La Figure 1.5, issue des travaux de Pennec *et al.* [28], montre que le fait de remplacer des diffuseurs par des diffuseurs de caractéristiques différentes (rayon, hauteur, remplissage, ...) permet de réaliser un démultiplexage des ondes entrantes dans la structure : selon la fréquence et grâce à un choix approprié des défauts introduits, l'onde emprunte l'un ou l'autre des guides.

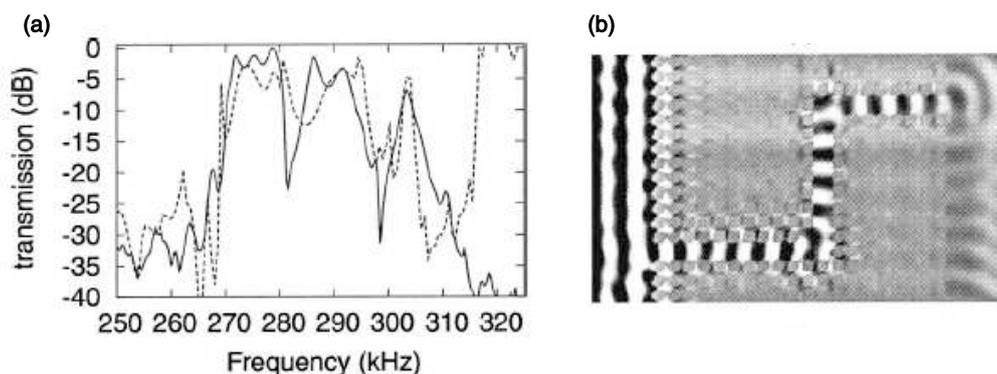


FIGURE 1.4 – Guidage d'ondes acoustiques grâce à un cristal phononique 2D composé d'inclusions cylindriques d'acier dans l'eau et présentant des défauts. **(a)** Courbes de transmission expérimentales (ligne continue) et numérique (ligne pointillée) en sortie de la structure. **(b)** Cartographie numérique du champ de déplacement dans la structure pour la fréquence  $f = 275$  kHz. Issue de [25].

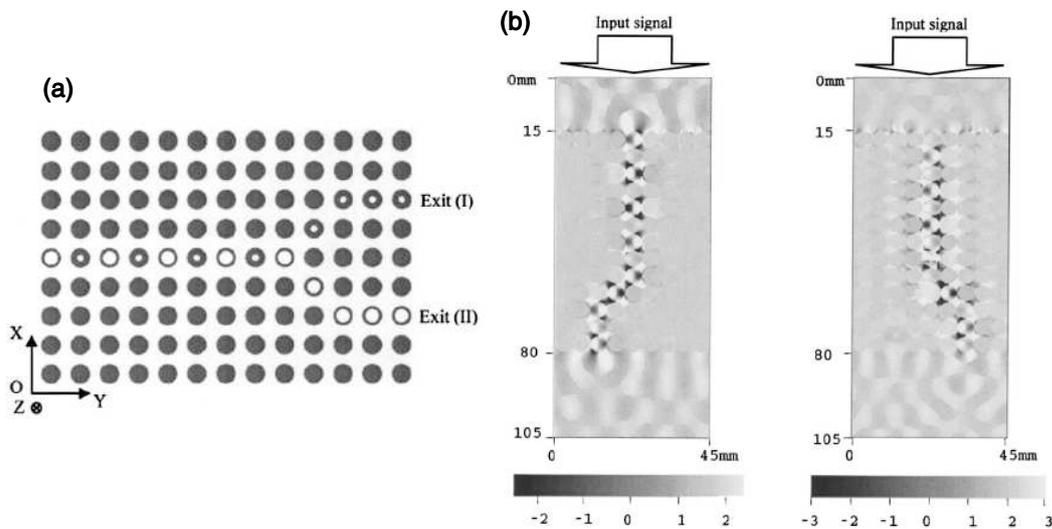


FIGURE 1.5 – Démultiplexage d’ondes acoustiques grâce à un cristal phononique 2D composé de deux types d’inclusions. (a) Schéma de la structure. (b) Cartographies du champ de déplacement dans la structure pour deux fréquences : 161 kHz (à gauche) et 194 kHz (à droite). Issue de [28].

### Cristaux phononiques pour les ondes guidées

D’autres études se sont concentrées sur le comportement des ondes de surface dans les cristaux phononiques. L’omniprésence de ces ondes de surface dans le domaine des télécommunications et du traitement du signal acoustique notamment, a naturellement conduit à investiguer la possibilité d’obtenir des bandes interdites dans des cristaux phononiques excités par de telles ondes. En 2005, Wu *et al.* démontrent théoriquement la capacité d’un cristal phononique bidimensionnel à ouvrir des bandes interdites avec des ondes de surface [32]. La première observation expérimentale d’une bande interdite complète pour des ondes de surface se propageant sur un substrat de niobate de lithium (dans lequel des trous d’air constituent les inclusions) a été réalisée par Benchabane *et al.* en 2006 [33]. A la suite de cela, d’autres travaux ont été entrepris au sein du laboratoire, par Achaoui *et al.* notamment ; ils seront présentés plus loin dans ce chapitre.

Les travaux de Benchabane *et al.* [34] mettent clairement en évidence la réflexion des ondes liée au mécanisme de bande interdite de Bragg dans un cristal phononique fait de trous dans une matrice de niobate de lithium, à des fréquences ultrasonores. La Figure 1.6(b) rapportant une cartographie du champ de déplacement des ondes dans la structure pour une fréquence appartenant à la bande interdite illustre ce résultat : on constate que l’amplitude de vibration en sortie du cristal phononique est quasiment nulle alors qu’elle est maximale en entrée. Ces travaux montrent également la possibilité de guider les ondes élastiques grâce aux cristaux phononiques. Ils soulèvent néanmoins la présence de phénomènes de radiation de ces ondes de surface dans le volume du substrat. Ces pertes sont liées à la présence simultanée de modes guidés par la surface et de modes de volume dans le substrat pour des fréquences se situant au-delà du cône du son, limité par la courbe de dispersion du mode de volume de plus faible vitesse se propageant dans le substrat.

Afin de s’affranchir de ces pertes par rayonnement dans le substrat semi-infini, une solution consiste à privilégier des substrats de type membrane, qui forcent naturellement le confinement acoustique dans la couche mince abritant le cristal. Ces *plaques phononiques* reposent sur les mêmes principes que les structures vues dans les paragraphes précédents, à la différence près que la matrice est ici limitée en épaisseur. Ce sont donc des ondes de Lamb qui se propagent dans ces structures. Des études théoriques

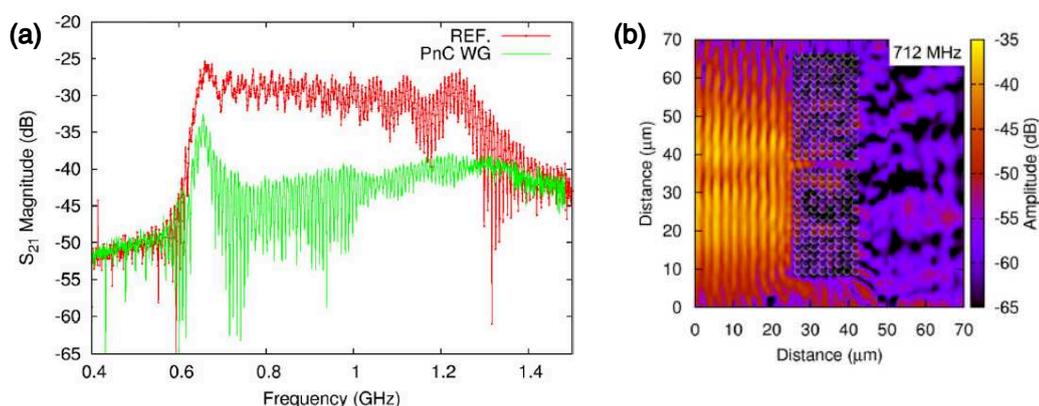


FIGURE 1.6 – (a) Courbes de transmission montrant la réponse en sortie du cristal phononique de [34] en vert et la réponse en l’absence de cristal phononique dans un milieu similaire (servant de référence) en rouge. (b) Cartographie du champ de déplacement hors-plan dans la structure pour une fréquence appartenant à la bande interdite. Issue de [34].

menées dès 2006 ont en effet montré la possibilité d’obtenir des bandes interdites de Bragg pour ce type d’ondes guidées [35], motivant ainsi un grand nombre de travaux expérimentaux visant notamment à démontrer l’existence de telles bandes interdites dans le domaine des radio-fréquences [36–39].

#### 1.4.2 Bandes interdites liées aux résonances locales et métamatériaux acoustiques

Les bandes interdites de Bragg telles que décrites précédemment nécessitent des structures dont les dimensions sont de l’ordre de grandeur des longueurs d’ondes impliquées ou supérieures. Ainsi, pour le filtrage des ondes sonores grâce aux bandes interdites de Bragg, les longueurs d’ondes audibles, variant de quelques centimètres jusqu’au mètre, requièrent que les cristaux phononiques soient de taille métriques. Cet encombrement spatial peut se révéler préjudiciable selon les environnements choisis pour le filtrage. Une des solutions pour pallier ce problème consiste à exploiter les propriétés de résonance des entités constitutives du cristal en plus d’exploiter la périodicité et la collectivité de la structure.

Le terme de résonance locale a été introduit en 2000 par Liu *et al.* [11]. À l’origine, le but de ces travaux était d’obtenir des bandes interdites phononiques à des fréquences largement inférieures à celles imposées par la diffraction de Bragg pour un cristal phononique de mêmes dimensions. Ces travaux ont été réalisés avec une structure centimétrique faite d’inclusions sphériques de plomb entourées d’une coque en silicone, réparties selon un réseau cubique dans une matrice de résine époxy. Cet agencement, illustré en Figure 1.7(B), permet d’avoir un cœur rigide recouvert d’un matériau « mou », le tout dans une matrice de matériau « dur ». Les mesures expérimentales, en accord avec les calculs théoriques, mettent alors en évidence l’ouverture de deux bandes interdites à des fréquences bien inférieures à celles prédites par le mécanisme de Bragg : la première bande interdite apparaît à  $f = 500$  Hz, ce qui correspond à une longueur d’onde d’environ 6 m, c’est-à-dire de plus de 300 fois la période de la structure (1,55 cm). Ces bandes interdites résultent en fait du couplage entre les ondes se propageant dans la structure et les modes localisés des inclusions. Même si le terme de résonance locale n’apparaît pas explicitement dans leurs travaux, Kushwaha *et al.* ont, dès 1998, obtenu des bandes interdites à basses fréquences liées aux modes de résonance des bulles d’air qui constituaient les inclusions de leur structure tridimensionnelle air/eau [40]. On peut considérer cette étude comme une des premières démonstrations numériques de l’obtention de bande interdite à résonances locales.

De nombreuses études ont été menées sur les cristaux phononiques pour exploiter la possibilité d’ob-

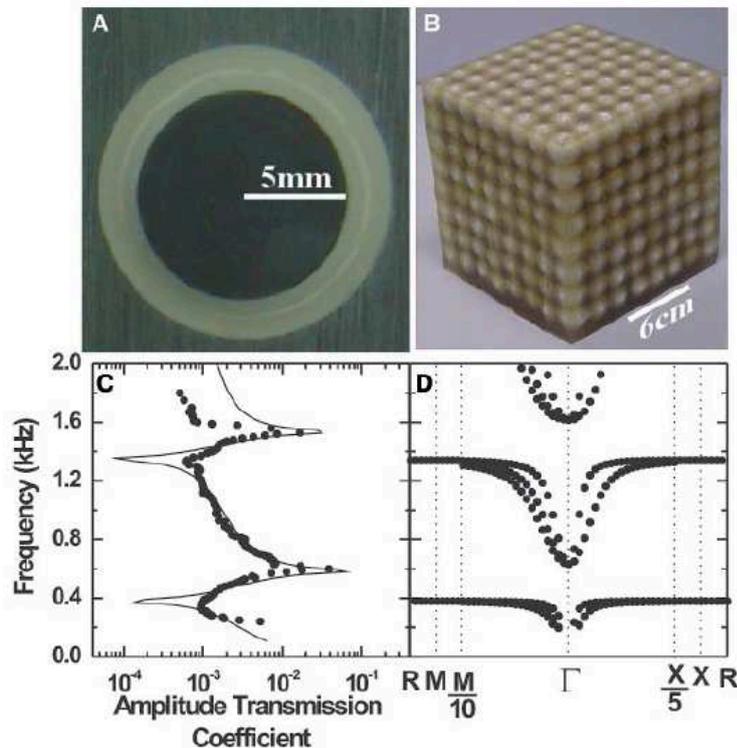


FIGURE 1.7 – Cristal phononique à résonances locales. (A) Photographie de la cellule élémentaire composant la structure. (B) Photographie de la structure complète constituée d’inclusions sphériques de plomb avec des coques en silicone et d’une matrice de résine époxy. (C) Courbes de transmission expérimentale (points) et numérique (trait continu) de la structure. (D) Diagramme de bandes correspondant. D’après [11].

tenir des bandes interdites liées aux résonances locales des diffuseurs [41–43]. Ces dernières dépendent davantage des paramètres mécaniques et géométriques des inclusions que les bandes interdites de Bragg. En pratique, les bandes interdites à résonances locales sont généralement plus étroites que les bandes interdites de Bragg [40,44], même si l’on peut trouver des résultats contraires dans des études numériques, qui ne tiennent pas compte de la dissipation des matériaux [45]. On note ici que les deux types de bandes interdites peuvent intervenir au sein d’un même cristal phononique [42,46]; elles peuvent coexister et même être combinées [47]. Comme pour les bandes interdites de Bragg, les bandes liées aux résonances locales peuvent exister pour toutes les échelles de structures, leurs fréquences étant dépendantes des caractéristiques des résonateurs (diffuseurs).

### Métamatériaux acoustiques

Le phénomène de résonance locale est aussi à l’origine des études menées sur les métamatériaux acoustiques et élastiques. Même si la définition du terme métamatériau est plutôt générale, on peut concevoir ces métamatériaux comme des matériaux artificiels dont la structuration sub-longueur d’onde permet de présenter des propriétés physiques effectives que l’on ne trouve pas dans un milieu naturel. En fait, dans ces structures, comme les longueurs d’onde sont très grandes devant la taille des inclusions, on peut considérer le milieu comme un **milieu homogène** nouveau, où les diffuseurs représentent les atomes de ce milieu. Ce sont donc les propriétés et les résonances de ces atomes qui conditionnent le comportement

de l'interaction entre l'onde propagative et ce nouveau milieu.

Si l'introduction des métamatériaux acoustiques a permis de miniaturiser les structures dans le cadre de l'isolation phonique grâce aux résonances locales, elle a également conduit au développement et à l'étude de nombreuses propriétés nouvelles telles que la réfraction négative [48], l'obtention de paramètres effectifs mécaniques négatifs [49], l'invisibilité acoustique [50, 51], la transmission extraordinaire [52], généralement obtenues pour des fréquences proches de la bande interdite du métamatériau [53, 54].

Les matériaux à résonances locales sont surtout employés dans un contexte de métamatériaux. Mais les résonances locales ont également suscité un intérêt dans le domaine des radio-fréquences pour le contrôle des modes guidés.

### **Bandes interdites à résonances locales pour les ondes guidées**

Nous avons vu précédemment que l'usage des bandes interdites de type Bragg pour le contrôle des ondes guidées et des ondes de surface en particulier se trouvait limité par les pertes de radiation dans le substrat susceptibles de se produire pour des fréquences situées au-dessus du cône du son. L'introduction des cristaux phononiques pour les ondes de plaque a contribué à lever partiellement cette limitation, mais un autre moyen de s'en affranchir consiste à exploiter le phénomène de résonances locales. En jouant sur les propriétés des résonateurs constituant le cristal, il devient en effet possible d'ouvrir des bandes interdites dans la zone non-radiative, au détriment, néanmoins, de la fréquence de fonctionnement du dispositif.

En 2008, plusieurs équipes démontrent simultanément l'existence de bandes interdites sur les structures à résonances locales sur plaque [46, 55, 56]. Pennec *et al.* réalisent une étude numérique sur des structures avec différentes combinaisons de matériaux (tungstène, aluminium, résine époxy, acier, silicium) et différents paramètres géométriques (hauteur des piliers, épaisseur de la plaque) [46]. Les résultats font apparaître deux types de bandes interdites : la première, obtenue à basse fréquence, ne varie pas avec l'arrangement périodique des piliers sur la plaque et est en fait due aux propriétés des résonateurs individuels, rappelant les bandes interdites à résonances locales vues précédemment. Les autres bandes interdites apparaissent à plus hautes fréquences et leur nombre varie avec la hauteur des piliers.

Hsu *et al.* démontrent eux-aussi l'importance de l'épaisseur de la plaque pour l'ouverture de bandes interdites [55] dans des structures faites d'inclusions en caoutchouc dans une matrice de résine époxy. La comparaison des diagrammes de bandes entre réseau carré et triangulaire, représentés en Figure 1.8, confirme la faible influence de la disposition des inclusions sur l'ouverture des bandes interdites dans ce type de structures.

Dans le même temps, Wu *et al.* effectuent des travaux similaires [56]. Ces derniers prouvent aussi que le rapport hauteur de piliers / épaisseur de la plaque influence grandement l'ouverture de bandes interdites complètes. L'étude numérique est réalisée sur une structure dans laquelle le matériau des piliers est identique à celui de la plaque (aluminium).

Dans le contexte de ces différents travaux, ce sont davantage les propriétés des éléments individuels composant la structure que le contraste de propriétés mécaniques entre les différents matériaux qui conditionnent les propriétés des bandes interdites obtenues. Ces études s'intéressent par ailleurs essentiellement au caractère collectif de ces cristaux et à leurs propriétés de propagation et de transmission des ondes élastiques. Néanmoins, d'autres phénomènes intéressants peuvent s'entrevoir à des échelles plus locales : des investigations ont en effet été menées sur le comportement individuel des résonateurs ou diffuseurs de ces structures phononiques. Ces travaux se concentrent davantage sur le caractère local des résonateurs mis en vibration (comportements, modes excités, ...) et non plus sur la transmission (ou réflexion) générée par l'accumulation des résonateurs dans la matrice.

Les bandes interdites à résonances locales sont liées à un confinement de l'énergie élastique dans

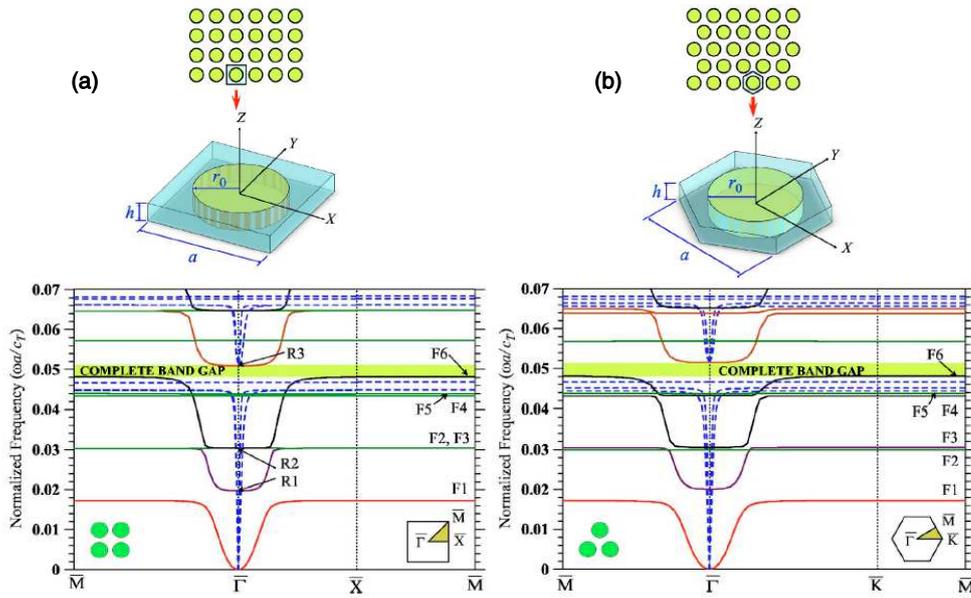


FIGURE 1.8 – **En haut** : Schémas des cellules élémentaires des structures de plaque considérées dans [55] pour un réseau carré (a) et un réseau triangulaire (b). **En bas** : Diagrammes de bandes correspondants aux deux réseaux dessinés en haut avec des inclusions en caoutchouc dans une matrice de résine époxy, pour lesquelles  $r_0 = 0,4 a$  et  $h = 0,115 a$ . Issu de [55].

les diffuseurs de la structure. En effet, ces bandes interdites trouvent leur origine dans les interférences destructives entre l'onde incidente (continuum d'énergie) et les ondes qui sont réémises en opposition de phase par les diffuseurs résonants (interférences dites de Fano). Dans la référence [57], Larabi *et al.* illustrent ce confinement d'énergie dans les diffuseurs résonants. Ils utilisent dans leur étude des inclusions cylindriques faites de plusieurs couches coaxiales pour augmenter le nombre de résonances (modes) et modifier ainsi les caractéristiques de la bande interdite [57]. La Figure 1.9 (partie gauche) illustre le confinement de l'énergie à l'intérieur des résonateurs à une fréquence appartenant à la bande interdite de résonances locales (6,65 kHz).

Oudich *et al.* [41], Yudistira *et al.* [43], entre autres, se sont également intéressés aux comportements des résonateurs formant les structures phononiques de leurs travaux. Ils ont ainsi montré que les bandes interdites apparaissent pour des fréquences pour lesquelles l'énergie élastique se confine dans les résonateurs suivant un de leurs modes propres. Les simulations numériques entreprises par Yudistira *et al.* par exemple montrent un réel confinement de l'énergie élastique dans les nanopiliers aux fréquences correspondant à la bande interdite (supérieures au gigahertz) ; les piliers résonnent alors suivant leurs modes propres, comme le montrent les champs de déplacement de la Figure 1.9 (partie droite).

En 2013, Boechler *et al.* étudient l'interaction entre des ondes de surface et une structure granulaire de micro-billes de silice [58]. La comparaison des signaux de propagation des ondes (ondes de surface et ondes longitudinales) avec et sans structure granulaire met en évidence le fait que les ondes de surface sont affectées par la présence des micro-billes sub-longueurs d'onde. Une analogie entre ce système de microbilles et des systèmes théoriques d'oscillateurs mécaniques de type *masse-ressort* montre que les microbilles se comportent comme des résonateurs mécaniques, affectant les ondes de surface pour des fréquences spécifiques. Une étude consécutive, effectuée par Eliason *et al.* en 2016, confirme cette atténuation des ondes de surface liée à la résonance des micro-sphères [59].

Par ailleurs, des travaux entrepris au sein du laboratoire par Achaoui *et al.* démontrent expérimentalement que des cristaux phononiques pour les ondes de surface faits de piliers de nickel déposés sur

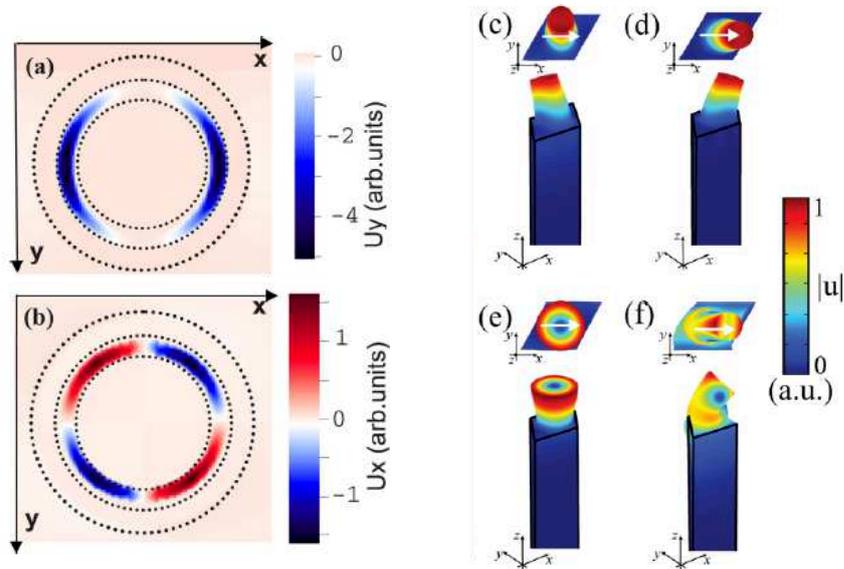


FIGURE 1.9 – (a) et (b) Illustration du confinement d'énergie à l'intérieur d'inclusions cylindriques multicouches. Issu de [57]. (c) à (f) Représentations des déformations de la structure étudiée dans [43], obtenues numériquement pour les différents pics des spectres établis par spectroscopie Brillouin : (c) pic A, (d) pic B, (e) pic C et (f) pic D. La flèche blanche indique la direction de propagation. Issu de [43].

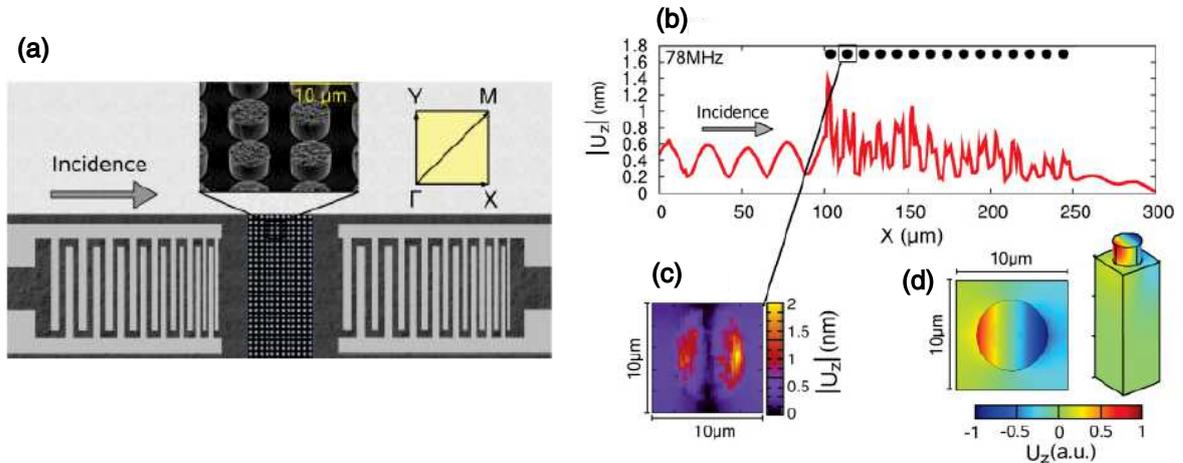


FIGURE 1.10 – (a) Schéma du montage expérimental utilisé pour investiguer la propagation de phonons de surface dans une structure périodique de piliers sur un substrat semi-infini. (b) Courbe représentant le déplacement de la surface le long de l'axe de propagation au travers de la structure. (c) Cartographie du champ de déplacement dans un des piliers de la structure, pour une fréquence appartenant à la bande interdite liée aux résonances locales, illustrant le confinement de l'énergie élastique à l'intérieur du pilier suivant un de ses modes propres. (d) Champs de déplacement dans la structure pour la même fréquence, obtenus numériquement avec la méthode des éléments finis. Issu de [42].

un substrat homogène de niobate de lithium peuvent présenter des bandes interdites liées aux résonances locales des piliers (autour de 78 MHz), en plus des bandes interdites de Bragg obtenues grâce à la périodicité de la structure [42]. L'intérêt ici est d'ouvrir des bandes interdites sous le cône du son de manière à s'affranchir des pertes de radiation dans le volume. Des investigations plus précises de la propagation des

ondes au sein de la structure révèlent un fort confinement de l'énergie élastique à l'intérieur de chaque pilier aux fréquences de résonance de ces piliers, comme l'illustrent les Figures 1.10(c) et (d). Durant ses travaux de thèse, Achaoui compare aussi cette structure périodique à un système similaire présentant une répartition aléatoire des résonateurs [60]. La comparaison des deux structures confirme le fait que la bande interdite liée aux résonances des piliers n'exige pas de périodicité, au contraire de la bande interdite liée aux interférences de Bragg, comme ce qui avait été affirmé par Cowan *et al.* lors de l'étude de structures tridimensionnelles de sphères de plastique immergées dans l'eau [61]. Ces travaux ont été confirmés par Socié *et al.* qui ont réalisé des transducteurs électro-acoustiques où les électrodes de haut facteur d'aspect agissent en fait comme des résonateurs élastiques [62]. L'étude montre, *via* des cartographies du champ de déplacement, que les résonateurs stockent et confinent l'énergie élastique. Ces observations suggèrent que ce type de piliers (ou résonateurs) est capable de piéger l'énergie élastique localement, à des échelles sub-longueurs d'onde, ouvrant des perspectives dans le domaine du confinement et de la localisation de phonons à l'échelle du micron, voire inférieure. C'est en fait sur ces perspectives et études que s'est basé ce travail de thèse qui vise à investiguer le comportement de ces résonateurs à l'échelle individuelle ; les travaux réalisés auparavant s'étant davantage concentrés sur la compréhension des comportements des piliers au sein de structures collectives.

Ces différentes études qui se concentrent sur le caractère individuel des résonateurs suggèrent qu'au-delà des propriétés de propagation des ondes liées au caractère collectif des cristaux phononiques, d'autres phénomènes physiques peuvent enrichir la compréhension des structures phononiques. L'étude des comportements locaux, à l'échelle des résonateurs pris individuellement, rappelle en particulier les motivations des travaux entrepris sur les systèmes MEMS, dans lesquels on s'intéresse au comportement du résonateur en lui-même, à ses modes de vibration, etc... plutôt qu'à la propagation de l'onde qui permet de le mettre en vibration. Nous verrons que cette approche constitue l'un des fondements de ces travaux de thèse.

### 1.4.3 Conclusion

Pour conclure, cette section a résumé l'intérêt des structures phononiques pour le contrôle et la manipulation de la propagation des ondes élastiques. L'utilisation des cristaux phononiques permet d'interdire ou de contrôler la propagation des ondes à certaines fréquences. Deux mécanismes d'ouverture des bandes interdites ont été détaillés : le mécanisme de Bragg lié aux interférences destructives impliquées par la périodicité de la structure et le mécanisme lié aux résonances locales des inclusions. Ce dernier est à l'origine des développements sur les métamatériaux élastiques qui connaissent un certain intérêt à l'heure actuelle, de par leurs propriétés originales de réfraction négative, cape d'invisibilité acoustique, etc... D'autres variantes basées sur les bandes interdites se sont aussi développées : étude de piliers résonnants sur plaque, excitation *via* des ondes de surface, etc... Par ailleurs, d'autres études, moins nombreuses, se sont concentrées sur l'aspect individuel des résonateurs constituant les diffuseurs des structures phononiques, faisant écho aux travaux entrepris sur les micro- et nano- systèmes électromécaniques, sujet d'étude qui fait l'objet de la prochaine section de ce manuscrit.

## 1.5 Résonateurs NEMS/MEMS

Depuis quelques décennies, les domaines des micro- et nano- technologies ont axé leurs travaux sur les résonateurs mécaniques, conduisant à l'essor des micro- et nano- systèmes électromécaniques (MEMS/NEMS pour *Micro* ou *Nano Electro-Mechanical Systems* en anglais). On peut définir les résonateurs MEMS comme des structures résonantes mécaniques, de dimensions micrométriques [63]. Les NEMS sont les successeurs naturels des MEMS, avec des tailles de structures diminuées à l'échelle sub-

micrométrie. Comme leurs homologues à l'échelle macroscopique, les résonateurs NEMS/MEMS prennent des formes très diverses, comme des poutres avec différents points libres [64–67] ou encastées [68–70], des membranes [71–74], des anneaux ou disques [75, 76] ou d'autres formes plus complexes [77–80], à l'instar des résonateurs NEMS illustrés en Figure 1.11. Cet intérêt pour les micro- et nano- résonateurs s'explique notamment par le fait que ces derniers peuvent exhiber de très hauts facteurs de qualité à des échelles très réduites [81]. De plus, les micro- et nano-technologies utilisées pour les fabriquer rendent possible l'accordabilité de ces résonateurs, en plus de coûts de production réduits de par la production collective et leur faible consommation énergétique. En particulier, une des raisons de la volonté de diminuer les dimensions des microsystèmes à l'échelle nanométrique réside dans la faculté des résonateurs NEMS à présenter une sensibilité accrue pour la détection de quantités physiques toujours plus faibles [82]. Leur possible utilisation comme objets de masse très faible en font des candidats très intéressants pour la réalisation de détecteurs très sensibles pour des capteurs biologiques ou chimiques, des capteurs de force ou encore des accéléromètres.

Réaliser des résonateurs mécaniques avec simultanément des facteurs de qualité très élevés et des fréquences élevées est donc un défi capital dans le domaine des NEMS actuellement. La compréhension des phénomènes de dissipation, à l'origine des facteurs de qualité plus faibles, est également au cœur des études sur les résonateurs NEMS.

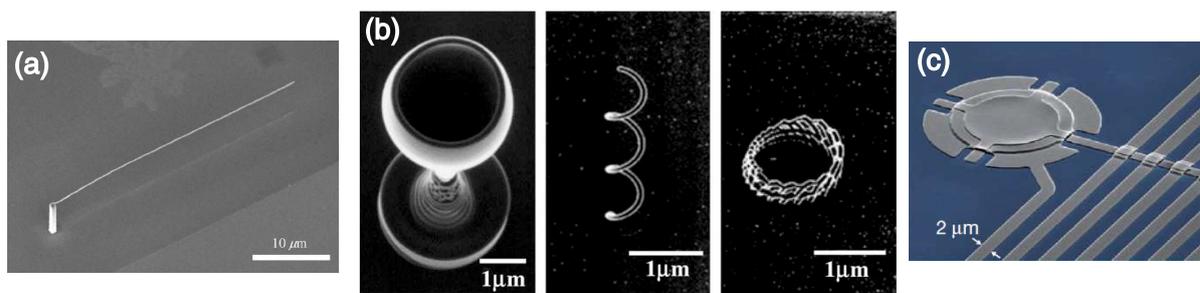


FIGURE 1.11 – Exemples de résonateurs mécaniques nanométriques. (a) Image au microscope électronique à balayage d'une poutre cantilever en carbone, de longueur 35  $\mu\text{m}$ . Issue de [66]. (b) Images au microscope électronique à balayage de différents nano-résonateurs fabriqués par dépôt assistés par faisceau d'ions. Issues de [64]. (c) Image au microscope électronique à balayage d'une structure NEMS contenant une membrane suspendue en aluminium (partie grise) sur un substrat de saphir (bleu). Issue de [83].

### 1.5.1 Applications

Les NEMS ont démontré leur énorme potentiel dans de nombreux domaines d'applications; leur efficacité a été prouvée autant pour des applications de détection que dans le domaine des sciences plus fondamentales. Les sections suivantes s'attachent à donner quelques-uns de ces exemples d'applications.

#### Capteurs

Les nano-systèmes électro-mécaniques ont notamment montré leurs capacités dans le domaine des capteurs, en permettant d'atteindre des records de sensibilité. Ils sont désormais largement exploités pour les détections à haute performance. La plupart des capteurs à base de NEMS repose sur un changement de la fréquence de résonance (ou du facteur de qualité de cette résonance) du système NEMS lorsqu'on lui applique la grandeur à mesurer.

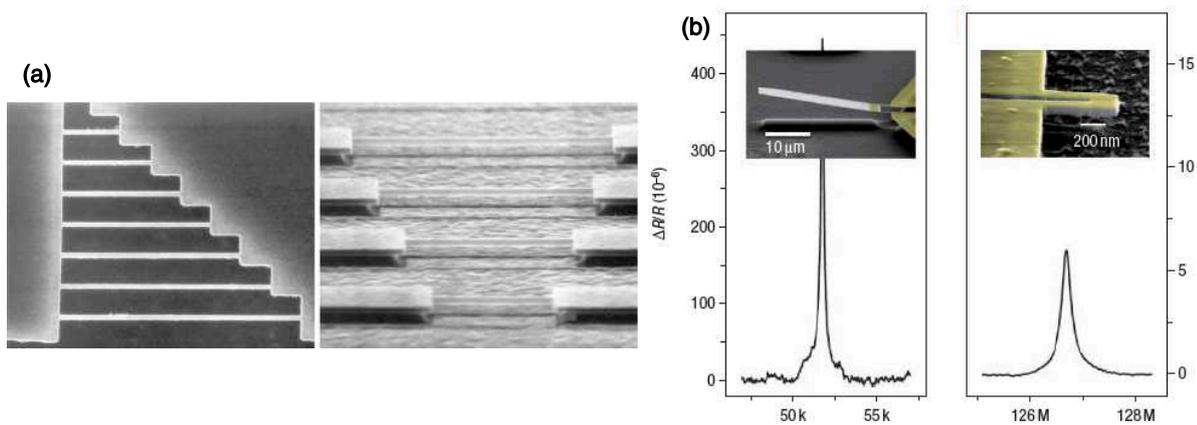


FIGURE 1.12 – (a) Images au microscope électronique à balayage d’un ensemble de différentes poutres en carbure de silicium encastées de dimensions nanométriques. Issues de [84]. (b) Réponses en fréquence de différentes poutres cantilevers en carbure de silicium, dont les images au microscope électronique à balayage sont données en encarts. La poutre de gauche a les dimensions suivantes :  $33 \mu\text{m} \times 5 \mu\text{m}$  ; celle de droite a des dimensions nanométriques :  $0,6 \mu\text{m} \times 0,435 \mu\text{m}$ . Issues de [85].

Des capteurs très sensibles à base de nanopoutres cantilevers en carbure de silicium (images de ces structures en Figure 1.12(b)) ont par exemple été réalisés par l’équipe de M. L. Roukes au Caltech (*California Institute of Technology*), permettant des applications à haute fréquence (jusqu’à 127 MHz) [85]. Dès 2006, Yang *et al.* avaient démontré l’obtention d’une résolution d’environ  $10^{-21}$  g avec un système dont la fréquence de résonance se situe autour du gigahertz [86]. Dans le même temps, une équipe obtient une résolution de  $10^{-18}$  g dans les conditions atmosphériques avec un cantilever de  $10 \mu\text{m}$  de long,  $600 \text{ nm}$  de large et  $750 \text{ nm}$  d’épaisseur (résultant en une fréquence de résonance proche de 6 MHz) [87]. De nombreux autres travaux rapportent l’efficacité des NEMS pour les capteurs de masse, chacun cherchant à améliorer encore ces grandes sensibilités : une sensibilité proche de  $10^{-24}$  g est obtenue en 2008 par l’équipe du Caltech [88]. Ces hautes sensibilités des nano-résonateurs ont conduit à étudier la possibilité de détecter des cellules biologiques et chimiques grâce à ces résonateurs [89].

Au vu de leur très faible encombrement spatial et leur faible densité, les résonateurs mécaniques nanométriques faits à base de nanotubes de carbone [68,90,91] ou de feuilles de graphène [92] ont aussi connu un intérêt certain, en particulier pour des applications de capteurs, de détection de molécules ou de gaz [93,94], de séparation ou transport de molécules [95], etc... Chaste *et al.* rapportent par exemple l’obtention d’une résolution de  $1,7 \times 10^{-24}$  g avec un nanotube de carbone de longueur proche de  $150 \text{ nm}$  qui résonne autour de 2 GHz [96].

La détection de forces a également fait l’objet d’études avec des nano-résonateurs mécaniques : Budakian *et al.* expérimentent par exemple la détection de forces magnétiques à l’aide de cantilevers [97] tandis que Moser *et al.* réalisent une détection de force avec un nanotube de carbone [98]. De même, la détection de charges électriques peut faire l’objet d’études, comme celle de Cleland et Roukes [99].

Les travaux de Ekinici *et al.* décrivent dans la référence [100] un capteur de masse à base de poutres nanométriques, illustré en Figure 1.13(a). Le capteur repose sur un décalage de la fréquence de résonance du système lorsqu’on lui ajoute une masse très faible (voir Figure 1.13(b)). La très haute sensibilité du dispositif ( $2,53 \times 10^8 \text{ Hz.g}^{-1}$ ) montre qu’il peut être utilisé pour déterminer la masse d’objets mésoscopiques tels que des molécules.

De façon analogue, des systèmes à bases de poutres couplées peuvent être exploités pour réaliser des fonctions de détection. En 2009, Unterreithmeier *et al.* montrent l’accordabilité de résonateurs mé-

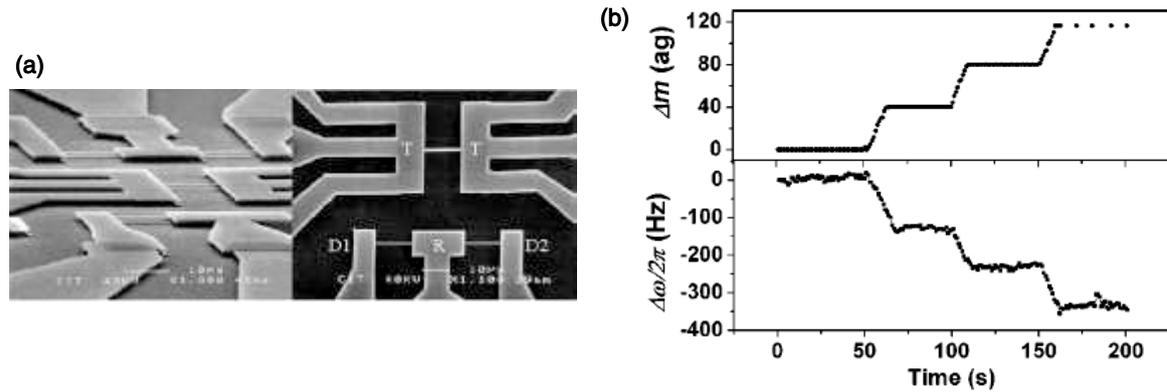


FIGURE 1.13 – (a) Schéma de la structure utilisée dans la référence [100]. Elle est composée de poutres nanométriques en nitrure de silicium recouvertes d’une couche métallique d’aluminium de 80 nm. (b) Graphiques illustrant la correspondance entre le décalage en fréquence et la masse ajoutée à la structure initiale. Issus de [100].

caniques nanométriques : en appliquant une tension à une électrode proche d’une poutre nanométrique, il est possible de moduler la fréquence de résonance de cette poutre [101]. La Figure 1.14(b) montre ce décalage en fréquence en fonction de la tension appliquée à l’électrode. Cette accordabilité ouvre de nombreuses perspectives, notamment pour les capteurs et détecteurs.

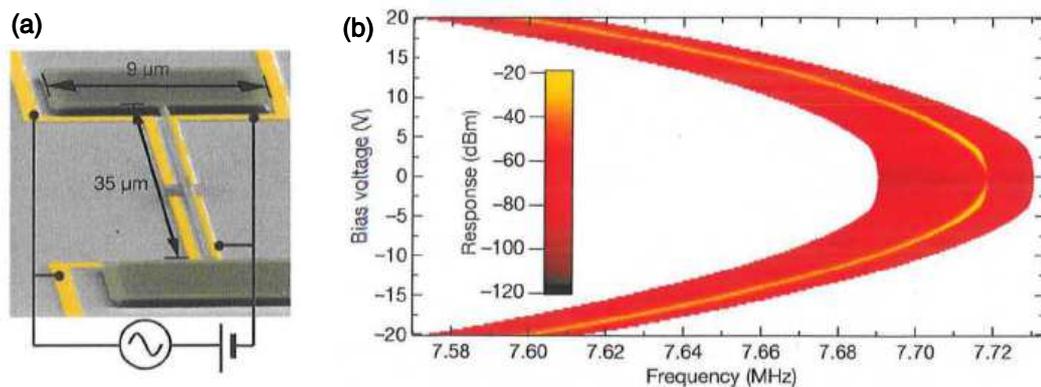


FIGURE 1.14 – (a) Schéma de la structure utilisée pour montrer l’accordabilité de résonateurs mécaniques nanométriques. La structure est composée d’une poutre suspendue en nitrure de silicium, encastrée aux deux extrémités, et d’électrodes (en jaune) en surface du substrat, permettant des excitations en courant continu et radio-fréquences. (b) Réponse en puissance de la poutre présentée en (a), lorsqu’elle est soumise à un courant continu. Issus de [101].

Les très hautes sensibilités de ces capteurs NEMS ont aussi encouragé l’étude de la stabilité de ces systèmes, à travers l’investigation du bruit et des fluctuations de fréquences [102–104].

### Sciences fondamentales

Les nano-systèmes électromécaniques ont également ouvert la voie à des études plus théoriques dans le domaine des sciences fondamentales, en particulier pour la physique quantique et les dynamiques non-linéaires.

**Non-linéarités dans les MEMS/NEMS** Une caractéristique liée aux importants facteurs de qualité des résonateurs NEMS est l'apparition de non-linéarités dans les systèmes. Depuis quelques années, l'étude des dynamiques non-linéaires des résonateurs suscite un intérêt grandissant. Initialement considérées comme un aspect négatif, ces non-linéarités ont par la suite été exploitées et caractérisées plus en détail car apparaissant très souvent dans les comportements des résonateurs NEMS [105]. Ces non-linéarités sont de différentes origines : elles peuvent être de nature intrinsèque, c'est-à-dire liées aux paramètres mécaniques du résonateur, ou extrinsèques, c'est-à-dire liées à des paramètres externes, comme des amplitudes d'excitation importantes [106]. En particulier, Karabalin *et al.* mettent en évidence des non-linéarités dites *de Duffing* en 2009, avec une poutre en nitrure d'aluminium recouverte de couches fines de molybdène et encastrée aux deux extrémités [107]. Les couches de molybdène permettent une excitation électrique du nano-résonateur. Les travaux de Karabalin *et al.* montrent que la fréquence de résonance du résonateur, initialement à 78,2 MHz, se trouve décalée vers les hautes fréquences lorsqu'un champ électrique est appliqué aux électrodes, comme le montre la Figure 1.15.

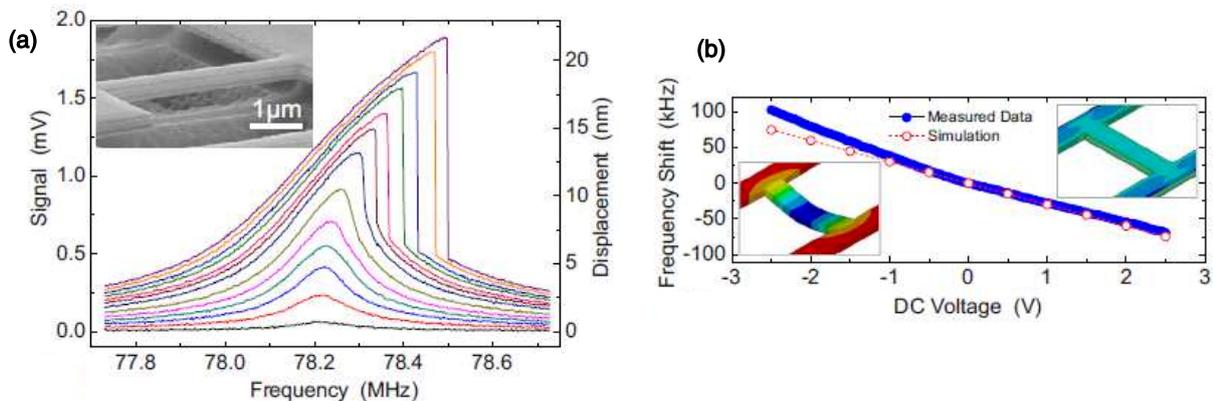


FIGURE 1.15 – Illustration du phénomène de non-linéarités de Duffing observées avec un résonateur mécanique nanométrique. (a) Réponses en fréquence d'une poutre en nitrure d'aluminium excitée électrostatiquement, pour différentes valeurs de tensions d'excitation. En encart : schéma de la structure utilisée. (b) Evolution du décalage en fréquence en fonction de la tension appliquée à la structure. Issues de [107].

Les travaux de Villanueva illustrent le fait que les non-linéarités peuvent être d'origines diverses [108] : en modifiant les paramètres géométriques d'un système de résonateurs mécaniques nanométriques, le comportement du second mode de la structure reste le même tandis que les réponses en fréquence du mode fondamental ne suivent plus les mêmes comportements (décalage de la fréquence de résonance vers les hautes fréquences alors que le décalage se faisait vers les basses fréquences avec la structure dont les paramètres géométriques étaient différents).

Ces différentes études ont conduit à investiguer plus précisément les différents modes d'un résonateur et les interactions entre ces modes [109–113]. Ces travaux sont conduits essentiellement sur des résonateurs de dimensions micrométriques. Westra *et al.* prouvent la présence d'un couplage intermodal entre les modes de flexion d'une poutre de silicium doublement encastrée. Ils montrent que la fréquence du troisième mode de flexion varie lorsque le mode fondamental est excité avec des amplitudes variables [109]. Les graphiques de la Figure 1.16 (partie gauche) illustrent ce phénomène. Ce mécanisme de couplage intermodal est ensuite exploité pour démontrer la possibilité de caractériser le déplacement lié à un mode en mesurant la réponse d'un autre mode.

Venstra *et al.* démontrent ensuite la possibilité de contrôler le facteur de qualité de la résonance d'un mode en excitant les fréquences correspondant aux bandes latérales d'un autre mode [110]. Cette étude,

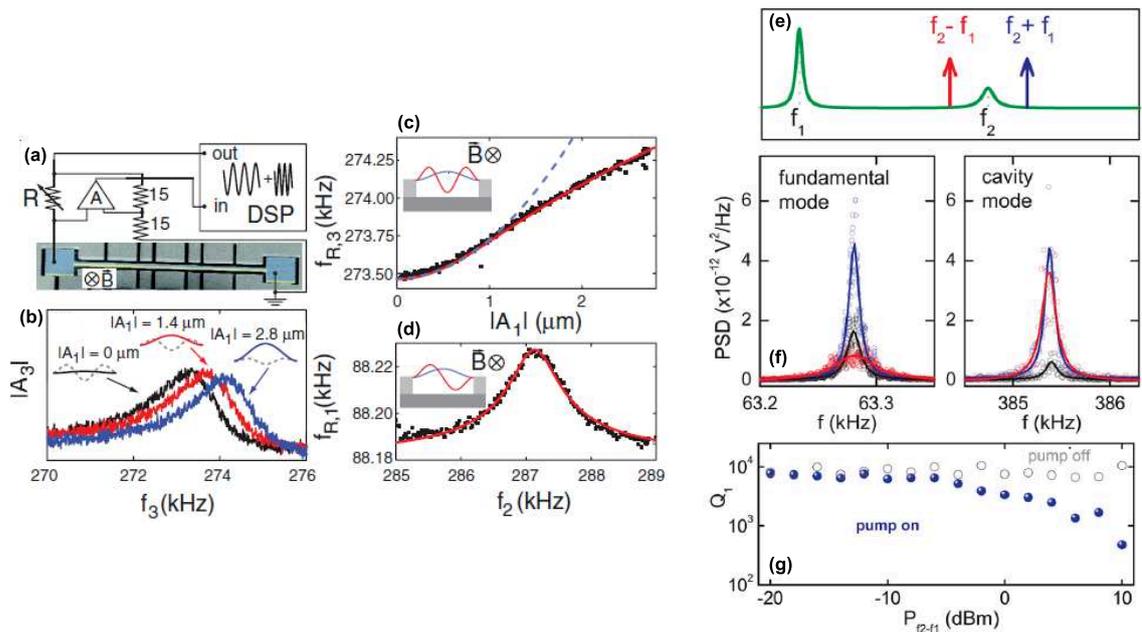


FIGURE 1.16 – (a) à (d) **Interactions intramodales étudiées dans la référence [109]**. (a) Illustration du dispositif avec une image au microscope électronique à balayage (colorée) de la poutre. (b) Réponses en fréquence du troisième mode de flexion de la poutre pour différentes amplitudes d'excitation du mode fondamental. (c) Fréquence de résonance du troisième mode en fonction de l'amplitude appliquée au mode fondamental de la poutre : mesures expérimentales en points noirs, modèle analytique en rouge et en bleu pour un courant faible appliqué au troisième mode. (d) Fréquence de résonance du mode fondamental pour différentes fréquences d'excitation du second mode de flexion ; mesures obtenues avec un dispositif différent de (a). Adapté de [109]. (e) à (g) **Interactions intramodales étudiées dans la référence [110]**. (e) Illustration des bandes latérales définissant les fréquences d'excitation du dispositif. (f) Spectres du mode fondamental (fréquence  $f_1$ ) et du second mode (fréquence  $f_2$ ) : sans excitation en noir, en excitant à la fréquence correspondant à la bande latérale de gauche (différence  $f_2 - f_1$ ) en rouge et en excitant à la fréquence correspondant à la bande latérale de droite ( $f_2 + f_1$ ) en bleu. (g) Variation du facteur de qualité du mode fondamental en fonction de la puissance d'excitation, pour une excitation à la fréquence  $f_2 - f_1$  (ronds pleins bleus), en comparaison avec le facteur de qualité du même mode sans excitation (ronds gris). Adapté de [110].

réalisée avec une poutre cantilever micrométrique, montre en fait que le facteur de qualité de la résonance du mode fondamental (fréquence  $f_1$ ) est modifié (atténué ou amplifié) lorsque la poutre est excitée à une fréquence se situant dans la bande latérale du second mode de flexion (fréquence  $f_2$ ), c'est-à-dire aux fréquences  $f_2 + f_1$  ou  $f_2 - f_1$ . Cette modification significative du facteur de qualité est représentée en Figure 1.16 (partie droite).

Matheny *et al.* démontrent également la présence de couplages intramodal et intermodal entre les trois premiers modes de flexion hors-plan d'une poutre doublement encastree et de dimensions nanométriques ( $10 \mu\text{m} \times 0,21 \mu\text{m} \times 0,47 \mu\text{m}$ ). L'actionnement du résonateur se fait de façon piézoélectrique dans cette étude [114]. Une étude similaire est réalisée par De Alba *et al.* sur des membranes de graphène. Ces membranes sont excitées électrostatiquement grâce à deux électrodes déposées sous la structure et la caractérisation par voie optique interférométrique permet l'observation des champs de déplacement des différents modes, en plus de leur caractérisation quantitative [115].

Ces différents travaux sur le couplage entre différents modes d'un même résonateur ont conduit à la

démonstration d'un système à trois niveaux dans lequel peuvent survenir des échanges de phonons entre les différents niveaux d'énergies, avec une dynamique régie par les temps de vie de chaque niveau (qui sont liés aux facteurs de qualité des différents modes) [116]. Cette étude, réalisée en 2013 par Mahboob *et al.*, constitue une première étape vers un laser à phonons, par analogie avec la photonique, avec un système purement mécanique.

**Mécanique quantique et opto-mécanique** De par leurs très hautes résolutions de sensibilité et leurs faibles masses, les résonateurs nanométriques ouvrent aussi des perspectives dans l'investigation de concepts de mécanique quantique [83, 117, 118]. Le refroidissement des nano-résonateurs mécaniques suscite alors un certain intérêt depuis quelques années [83, 119, 120], dans le but de supprimer les effets de l'énergie thermique liée aux déplacements des résonateurs. Cela a d'ailleurs permis d'obtenir des résolutions de déplacements proches du déplacement limite défini par le principe d'incertitude d'Heisenberg avec des expériences réalisées à quelques dizaines de milli-Kelvin [121]. Ces différentes expériences fournissent un aperçu des propriétés quantiques de systèmes composés de milliards d'atomes et constituent alors les premières étapes d'études sur le comptage de particules élémentaires par exemple. Ces phénomènes quantiques ont aussi été exploités en optomécanique. Ce domaine, relatif aux interactions et au couplage entre les ondes électromagnétiques et les mouvements mécaniques, était initialement introduit pour le refroidissement des ions. Mais, désormais, de nombreuses études s'intéressent à l'optomécanique pour le contrôle des déplacements mécaniques d'objets micro- ou nano-métriques. Par exemple, Li *et al.* montrent dans la référence [122] que la force de radiation électromagnétique d'une structure photonique peut permettre d'exciter et de contrôler un nano-résonateur mécanique. Cela suppose une certaine proximité entre les deux structures. C'est cette proximité qui résulte en un couplage évanescent entre la structure photonique et la nano-poutre. De façon similaire, Arcizet *et al.* montrent qu'en modifiant la puissance optique, il est possible d'observer les comportements non-linéaires d'un nano-résonateur mécanique couplé à la structure photonique [123]. Ainsi, il devient possible de contrer le mouvement naturel d'un nano-résonateur en contrôlant les forces optiques d'un système photonique couplé à ce résonateur.

**Mécanique classique et couplage de résonateurs** Dans un registre plus classique, en plus de l'étude de résonateurs MEMS ou NEMS isolés, une attention particulière est portée depuis quelques années au couplage entre plusieurs résonateurs mécaniques. Ces travaux cherchent notamment à maîtriser la force de couplage, dans le but de manipuler et contrôler les dynamiques oscillatoires de systèmes nanométriques. Le couplage entre les résonateurs peut être mécanique [4, 124] ou électrostatique [125–127].

Shim *et al.* étudient le couplage entre deux poutres doublement encastées et connectées mécaniquement par une troisième poutre, comme le montre la Figure 1.17. L'investigation des réponses dynamiques du système révèle l'apparition de deux modes de flexion : l'un pour lesquels les deux poutres vibrent en phase et le second pour lequel les poutres sont en opposition de phase [124]. La mise sous tension du système fait apparaître des comportements non-linéaires à partir d'une certaine puissance d'excitation, caractérisés par des réponses en fréquence asymétriques et une hystérèse pour les deux modes, visible sur la Figure 1.17.

Karabalin *et al.* montrent la possibilité de contrôler le couplage entre deux nanopoutres couplées électrostatiquement [125]. L'étude est effectuée avec un système de deux poutres en arséniure de gallium de dimensions  $6 \mu\text{m} \times 500 \text{ nm} \times 200 \text{ nm}$  et séparées de 400 nm, qui vibrent naturellement suivant leur mode transverse. Les deux résonateurs sont excités simultanément par une tension appliquée entre leurs faces supérieures et inférieures. La mesure interférométrique permet de mesurer l'amplitude de déplacement des deux poutres (le faisceau laser illumine simultanément les deux résonateurs). Ainsi, l'amplitude totale est maximale lorsque les poutres vibrent en phase tandis qu'elle est quasiment nulle

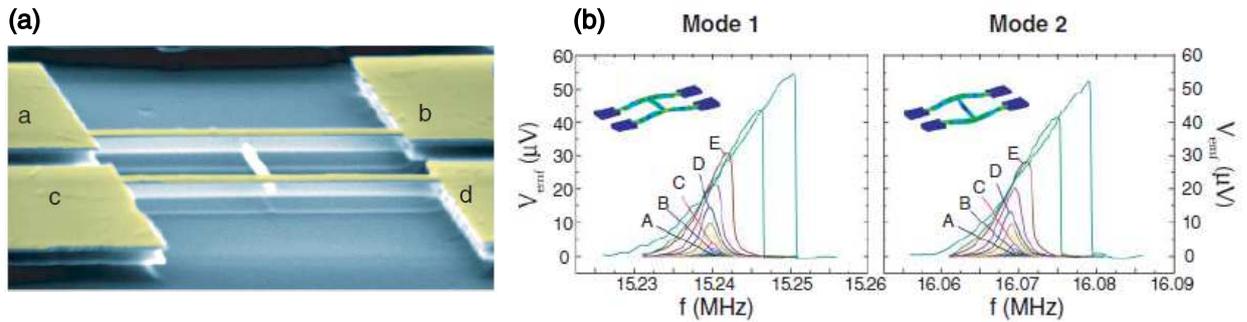


FIGURE 1.17 – (a) Image au microscope électronique à balayage de la structure utilisée dans [124]. Deux poutres principales de longueur  $10\ \mu\text{m}$  sont encastrées dans des couches d'électrodes (a et b, et c et d, respectivement) et sont mécaniquement couplées par une poutre centrale de longueur  $5\ \mu\text{m}$ . L'épaisseur et la largeur des trois poutres sont de  $500\ \text{nm}$ . Les électrodes a et b sont indépendantes des électrodes c et d. (b) Réponses en fréquence des modes 1 et 2 pour différentes puissance d'excitation. Les images en encarts illustrent la forme des deux modes et le caractère phase / opposition de phase entre les deux poutres excitées. Issues de [124].

lorsque les résonateurs sont en opposition de phase. En l'absence de tension appliquée, un couplage mécanique résiduel existe entre les deux poutres; une tension d'*offset* est donc appliquée tout au long de l'étude afin de compenser ce couplage mécanique et n'étudier ainsi que le couplage électrostatique. Les résultats des travaux démontrent que suivant la tension effective appliquée, deux types de couplage apparaissent entre les deux résonateurs : un couplage attractif pour des tensions négatives (vibrations en phase) et un couplage dit répulsif pour des tensions effectives positives (vibrations en opposition de phase).

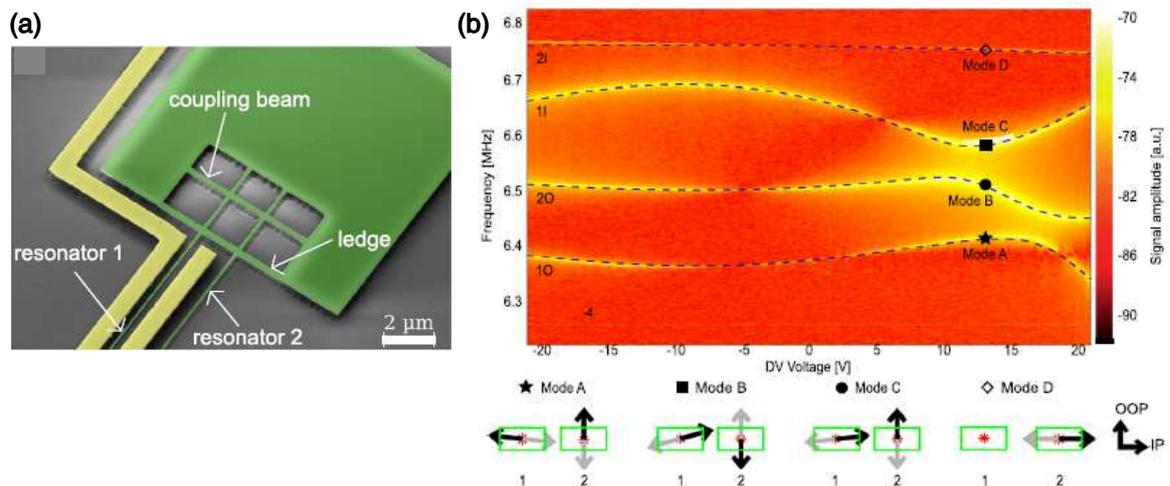


FIGURE 1.18 – (a) Schéma de la structure étudiée dans [128], composée de deux résonateurs suspendus et liés par une poutre (en vert); l'un des deux résonateurs peut être excité électriquement, grâce aux électrodes (en jaune). (b) Réponse du système lorsque la poutre est soumise à différentes tensions (entre  $-21$  et  $21\ \text{V}$ ) après que celle-ci fut exposée pendant plus de 24 heures à une forte tension. En bas : illustration des orientations des modes de flexion des deux résonateurs pour les 4 modes obtenus à une tension de  $13,4\ \text{V}$ , tension pour laquelle 3 modes différents apparaissent. Issues de [128].

L'équipe de Weig a également largement contribué à l'étude du couplage entre résonateurs méca-

niques nanométriques. Après avoir étudié le couplage entre deux modes de flexion orthogonaux (mode de vibration dans le plan et mode de vibration hors-plan) d'une poutre doublement encadrée [113, 129], l'équipe s'est aussi intéressée au couplage entre les différents modes de deux résonateurs proches. Les structures proposées par cette équipe sont composées de deux poutres en nitrure de silicium, parallèles et doublement encadrées [128]. Les poutres sont de longueur 53  $\mu\text{m}$ , de largeur 180 nm et d'épaisseur 100 nm et sont reliées mécaniquement par une troisième poutre qui permet les échanges d'énergie élastique entre les deux résonateurs (voir Figure 1.18(a)). Chaque poutre présente deux modes de flexion propres autour de 6,5 MHz. De plus, des électrodes sont disposées autour d'un des deux résonateurs dans le but de l'actionner et de contrôler le couplage entre les deux poutres. L'étude démontre de façons expérimentale et théorique que l'on peut faire varier la fréquence de résonance de certains des 4 modes de flexion en appliquant une tension aux électrodes. Ce décalage en fréquence n'affecte pas seulement les deux modes de la poutre excitée grâce aux électrodes. En appliquant une tension continue aux bornes d'une des deux poutres, la fréquence de deux des quatre modes varie (elles se rapprochent) mais l'étude démontre qu'en exposant la poutre à une forte tension continue durant 24 heures, il est possible d'affecter trois des quatre modes de flexion, comme l'illustre la Figure 1.18(b). Les orientations des différents modes, obtenues grâce à un modèle analytique, mettent en évidence des orthogonalités entre les modes de chaque poutre : lorsque l'une vibre suivant un mode de flexion dans le plan, l'autre vibre suivant un mode de flexion hors-plan (voir Figure 1.18). Ces orientations orthogonales entre les vibrations des deux poutres sont caractéristiques d'un couplage mécanique entre résonateurs.

Ces systèmes de résonateurs micro- ou nano-métriques couplés ont trouvé différentes applications, comme la détection de masses très faibles [130, 131] ou le filtrage [132], ainsi que dans le domaine de l'optomécanique [133]. De plus, ces travaux sur les résonateurs MEMS/NEMS ont suscité un intérêt pour l'étude de réseaux de résonateurs synchronisés [134, 135].

## 1.5.2 Conclusion

Cette section prouve la richesse des phénomènes physiques pouvant être mis en jeu avec les systèmes NEMS/MEMS. Pour exploiter cela, de nombreuses applications sont alors envisageables dans des domaines relevant plutôt des sciences fondamentales, en particulier l'étude de non-linéarités ou de la mécanique quantique, mais aussi dans des secteurs plus applicatifs comme les capteurs et détecteurs.

Au cours de la thèse, nous cherchons également à étudier le couplage entre deux résonateurs mécaniques de dimensions micrométriques, voire nanométriques. Dans notre cas, le substrat supportant les résonateurs servira de lien mécanique entre les résonateurs. On exploite en fait le substrat et les mécanismes d'hybridation induits par le couplage entre les modes propres des résonateurs et l'énergie élastique se propageant en surface du support. On utilise donc le transfert d'énergie mécanique entre résonateurs grâce à la surface les supportant, ce qui fait de nos dispositifs des structures s'approchant davantage des structures phononiques vues dans la section précédente.

## 1.6 Couplage entre MEMS et cristaux phononiques

Les sections précédentes ont montré l'intérêt des structures phononiques dans le cadre de la propagation des ondes élastiques d'une part, et l'étendue des applications possibles des résonateurs individuels d'autre part. Comme cela a été évoqué, les travaux de cette thèse ont pour but de s'intéresser à des résonateurs mécaniques individuels dans des structures phononiques. En ce sens, ils couplent les deux thèmes décrits auparavant. Cette section revient donc sur quelques travaux qui allient systèmes phononiques et résonateurs mécaniques, en se concentrant sur le comportement de ces résonateurs excités par des ondes élastiques.

### 1.6.1 Poutres phononiques

Les poutres phononiques peuvent être considérées comme des systèmes alliant propagation d'ondes élastiques et résonateurs MEMS/NEMS. Ces structures suscitent un certain engouement depuis 2008 [136–138]. Ce sont en fait des structures s'apparentant à des cristaux phononiques bidimensionnels sur plaque segmentés suivant une direction du plan orthogonal à celui de la plaque. Les premières études réalisées sur ces poutres ont d'ailleurs été faites à partir de structures découpées dans des plaques agrémentées de piliers [139]. Les travaux sur les poutres phononiques se penchent sur le comportement des résonateurs, sur les modes excités en particulier [136], pour comprendre les mécanismes d'ouverture de bandes interdites. Ces structures peuvent aussi être utilisées pour améliorer le facteur de qualité d'un résonateur [140]. Il s'agit là d'un domaine d'application essentiel des poutres phononiques : l'idée est de remplacer les ancrages d'un résonateur mécanique par des poutres phononiques dont la bande interdite couvre la fréquence de résonance du résonateur. Ainsi, les pertes (dues aux fuites) sont minimisées et le facteur de qualité du résonateur est optimisé. En utilisant ce concept, Sorenson *et al.* améliorent le facteur de qualité d'un résonateur résonant autour de 213 MHz : il passe de 1400 sans poutre phononique à 2550 avec poutre [141]. Cette poutre phononique se présente sous forme d'anneaux reliés. De la même manière, Feng *et al.* améliorent le facteur de qualité d'un résonateur micrométrique en forme d'anneau (dont la fréquence de résonance est d'environ 8 MHz) à l'aide de poutres phononiques judicieusement structurées [137]. La comparaison de différents types d'ancrage du résonateur (tels qu'ils sont illustrés sur la partie gauche de la Figure 1.19) met en évidence l'amélioration (de plus de 30 %) du facteur de qualité de ce dernier grâce à l'utilisation d'une poutre phononique plutôt que d'une poutre homogène conventionnelle.

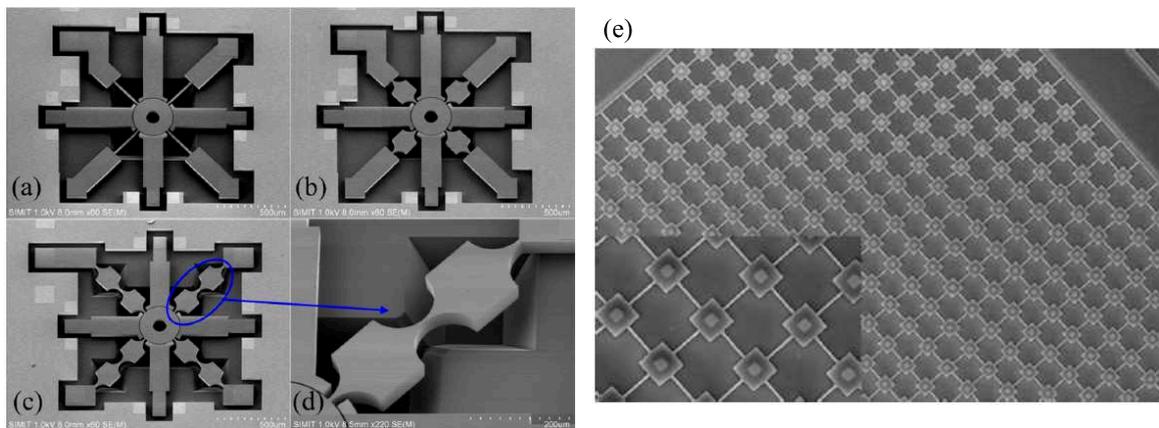


FIGURE 1.19 – (a) à (d) Images au microscope électronique à balayage des différentes structures étudiées par Feng *et al.* dans [137]. (a) Structure avec un ancrage à base de poutres uniformes. (b) Structure avec un ancrage à base de poutres phononiques, avec une seule période. (c) Structure avec un ancrage à base de poutres phononiques, avec une double période. (d) Image plus détaillée d'une poutre phononique à double période. Issues de [137]. (e) Images au microscope électronique à balayage montrant une partie du réseau étudié dans [142]. Les plaques de silicium ont une surface de  $2 \times 2 \mu\text{m}^2$  et une épaisseur de 45 nm. Le pilier déposé au centre de la plaque a une hauteur de 150 nm. Les poutres reliant les plaques ont une longueur de  $2 \mu\text{m}$ , une largeur de 200 nm et une épaisseur de 45 nm. Issues de [142].

Les poutres phononiques constituent donc des structures phononiques qui permettent d'exploiter les capacités des MEMS/NEMS de façon optimale, en améliorant en particulier l'ancrage des résonateurs.

## 1.6.2 Accordabilité des bandes interdites et de la propagation d'ondes

De façon réciproque, certains travaux tirent profit des capacités des NEMS pour améliorer ou modifier le comportement et les propriétés de structures phononiques.

Zalalutdinov *et al.* réalisent et étudient un réseau bidimensionnel de résonateurs mécaniques, à l'image d'un cristal phononique 2D [142]. Ils comparent dans leurs travaux la réponse de réseaux de résonateurs avec celle d'un résonateur isolé similaire. Comme le montre l'image de la Figure 1.19 (partie droite), chaque résonateur est un système composé d'un pilier déposé sur une plaque de silicium (de 2  $\mu\text{m}$  de côté et 45 nm d'épaisseur) et des poutres (200 nm de large et 45 nm d'épaisseur) ancrées sur chacun des 4 côtés de la plaque permettent de relier les résonateurs entre eux, pour former le réseau. La comparaison des spectres met en évidence l'apparition de nombreux modes supplémentaires pour la réponse du réseau, grâce aux ondes de surface se propageant dans ce réseau. De plus, l'étude montre un réel couplage entre les résonateurs en mesurant l'amplitude en différents points de la structure : une décroissance progressive d'amplitude est observée lorsque l'on s'éloigne de la source. Cette décroissance, ainsi que la fenêtre de réponse en fréquence, peuvent être contrôlées en modifiant la longueur des poutres séparant les résonateurs (ce qui équivaut en fait à la force de couplage mécanique). Cette étude montre ainsi la possibilité de modifier la propagation des ondes acoustiques (amplitude, fréquence) en réalisant des réseaux de résonateurs mécaniques, comme ce qui est fait dans les cristaux phononiques.

Sun *et al.* exploitent simultanément les propriétés des cristaux phononiques et celles des MEMS en réalisant un dispositif alliant les deux aspects. Ils étudient un cristal phononique 2D pour lequel des membranes sont disposées dans les diffuseurs du cristal [143]. Le cristal phononique sans membrane a été préalablement étudié et a montré qu'il existe des bandes interdites pour cette structure. L'ajout de membranes modifie clairement le spectre et le diagramme de bandes de la structure : des bandes relativement plates apparaissent en plus des bandes obtenues en l'absence de membrane et ces bandes initiales sont également affectées par la présence des membranes. Ces modifications sont liées aux modes propres des membranes qui résultent ici en l'apparition de modes propagatifs qui se propagent dans la structure avec une vitesse de groupe très faible. En fait, le confinement d'énergie acoustique dans les membranes (aux fréquences correspondant aux modes propres des membranes) ralentit considérablement les modes de propagation. Par ailleurs, les travaux montrent qu'il est possible d'adapter les paramètres mécaniques et géométriques des membranes de manière à ce que les nouvelles résonances se situent dans les bandes interdites initiales. Ainsi les résonateurs (membranes) sont utilisés ici pour contrôler, modifier la propagation des ondes dans la structure avec un niveau de contrôle encore plus précis qu'avec la structure phononique seule.

De façon analogue à Zalalutdinov *et al.*, Cha et Daraio ont récemment étudié un réseau périodique de nano-membranes couplées [144]. Ils démontrent la possibilité de contrôler la propagation des ondes élastiques et les propriétés des bandes interdites (position et largeur) grâce aux propriétés individuelles et au couplage mécanique entre les différents résonateurs (soumis à un potentiel électrique) de la structure. L'originalité de cette étude réside dans le fait que c'est l'application d'une tension électrique, à l'image de ce qui est régulièrement entrepris dans le domaine des NEMS/MEMS, qui permet de modifier les propriétés de propagation dans la structure.

Par ailleurs, Okamoto *et al.* présentent dans la référence [126] une approche plus fondamentale. L'étude utilise un système de deux micro-poutres mécaniques couplées qui est exploité pour démontrer la possible accordabilité du couplage par effet thermo-élastique *via* un laser à haute puissance. En effet, suivant la puissance laser irradiant l'un ou l'autre des deux résonateurs, les fréquences de l'un ou des deux modes changent et l'écart en fréquence entre les deux modes varie aussi. Les amplitudes de chacun des modes sont également affectées par la modification de la puissance laser. Les auteurs rapportent alors

la possibilité de contrôler l'efficacité du couplage et d'obtenir alors un couplage parfait (pour lequel les amplitudes de vibration des deux modes sont identiques, et les vibrations sont soit en phase, soit en opposition de phase), pour une certaine puissance, malgré le fait que les résonateurs ne soient pas parfaitement identiques.

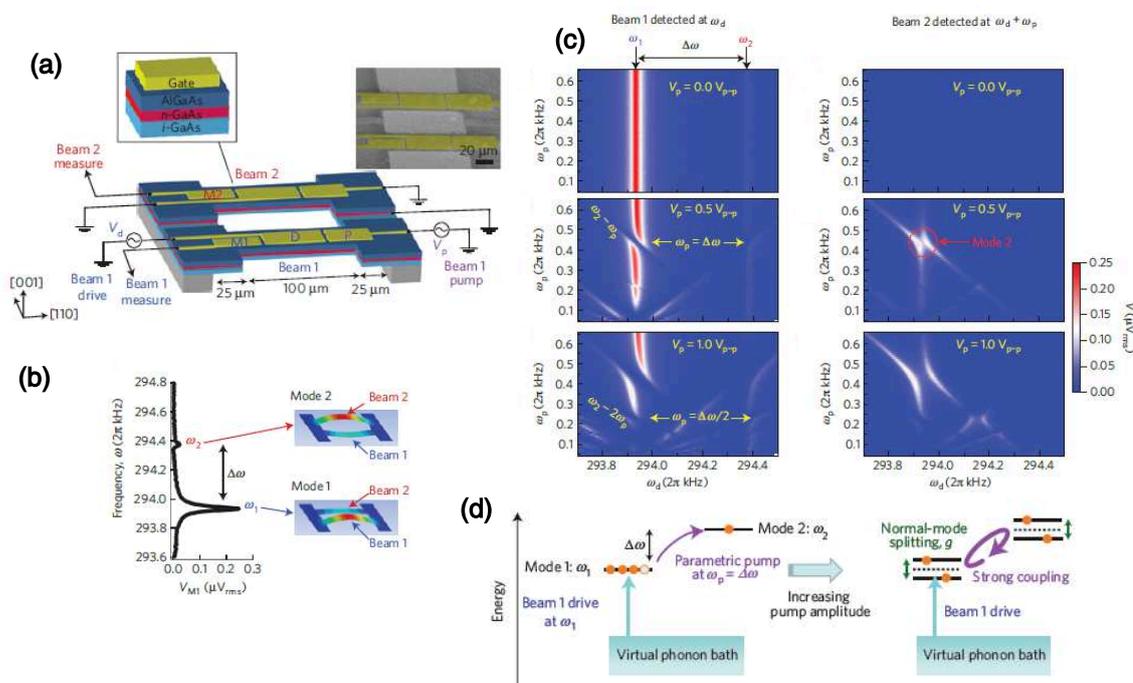


FIGURE 1.20 – (a) Schéma de la structure étudiée dans [145], avec en encart une image au microscope électronique à balayage (couleurs ajoutées) de la structure contenant les deux résonateurs. (b) Réponse en fréquence de la poutre 1 mesurée en M1 en l'excitant avec une tension de commande de 1,5 mV et sans autre tension (de pompage). La forme des modes (amplifiée), obtenue par simulations numériques, est donnée pour chacun des deux modes. (c) Réponses de la poutre 1 (à gauche) et de la poutre 2 (à droite) dans différentes configurations : la tension continue appliquée à la poutre 1 est de 1,5 mV dans chaque cas ; la tension de pompage est soit nulle (en haut), soit fixe à 0,5 V (milieu), soit fixe à 1 V (bas). La mesure des amplitudes des deux poutres pour des gammes de fréquences proches des fréquences des deux modes met en évidence la séparation des modes lorsqu'une tension radio-fréquence est appliquée (milieu et bas). (d) Schéma de diagrammes d'énergie illustrant les transferts de phonons entre les deux modes grâce au couplage généré par l'excitation pompe. Issus de [145].

Des études sur la dynamique temporelle de ce même système ont suivi ce travail [145]. L'excitation des résonateurs se fait cette fois par effet piézoélectrique et permet d'exciter l'une des deux poutres avec une excitation radio-fréquence  $V_p$  en plus de la tension continue (tension de commande), comme le montre le schéma de la structure en Figure 1.20. Les travaux rapportent que cette excitation permet aussi d'observer une séparation de modes, comme dans la référence [126], et que cette séparation est contrôlable grâce à la tension  $V_p$  appliquée (voir Figure 1.20), prouvant que la force de couplage intermodal est proportionnelle à cette tension. La réponse de la seconde poutre, sensible à la tension appliquée à la première poutre, confirme le couplage dynamique entre les deux résonateurs. De plus, cela montre l'existence d'un transfert d'énergie élastique et donc de phonons entre les modes de la structure. L'étude dynamique temporelle est ainsi entreprise pour étudier les caractéristiques de ces échanges d'énergie entre le mode 1 et le mode 2. Ces transferts d'énergie d'un mode à un autre sont illustrés par les dia-

grammes d'énergie de la Figure 1.20(d) montrant l'intérêt du couplage fort entre les résonateurs pour observer des séparations de modes.

## **1.7 Conclusion**

Ce premier chapitre a présenté le contexte scientifique général dans lequel s'inscrit la thèse. La description des notions fondamentales concernant les ondes élastiques et des travaux effectués sur la propagation de ces ondes a permis d'introduire le sujet. Il a été remarqué que souvent, le recours à des résonateurs ou des diffuseurs permet d'enrichir, de complexifier la propagation des ondes élastiques et d'observer d'autres phénomènes physiques (tels que la diffusion, la dispersion, l'atténuation, etc...). On a donc constaté l'impact de la présence de ces diffuseurs sur la propagation, notamment à travers les travaux faits sur les structures phononiques et métamatériaux élastiques. Au-delà des mécanismes de propagation des ondes dans ces structures (interférences de Bragg, résonances locales notamment), des études se sont intéressées aux rôles et propriétés des diffuseurs. Cela a permis d'étendre l'état de l'art à quelques investigations et démonstrations faites sur les résonances locales et les résonateurs mécaniques. Par ailleurs, l'état de l'art présenté ici montre que ces résonateurs mécaniques connaissent un certain engouement depuis quelques décennies dans les domaines des micro- et nano- technologies, avec notamment l'exploitation des non-linéarités et du couplage entre les différents modes de vibration des résonateurs, pour des applications de capteurs ou à des niveaux plus fondamentaux.

Ainsi, les deux parties principales de ce chapitre, à savoir la propagation d'ondes élastiques et les résonateurs mécaniques, constituent les deux éléments fondateurs de ces travaux de thèse. On se propose donc de lier ces deux thèmes pour exploiter les phénomènes physiques offerts par les différents mécanismes de couplage qui interviennent lorsque l'on combine le couplage entre résonateurs mécaniques (comme le couplage entre résonateurs NEMS) avec l'hybridation entre modes propres d'un diffuseur et continuum d'énergie élastique (comme les phénomènes observés dans les structures phononiques).

## Chapitre 2

---

# Modélisation, fabrication et méthode de caractérisation de résonateurs phononiques

## 2.1 Introduction

Le chapitre précédent a permis de montrer que de nombreuses recherches ont été menées sur les résonances locales dans des structures phononiques micrométriques et collectives. Nous avons aussi pu constater un certain intérêt pour les phénomènes de couplage de résonateurs mécaniques, notamment dans le cadre du contrôle des propriétés de vibrations mécaniques d'objets mésoscopiques. Les activités de recherche menées durant cette thèse proposent de lier ces deux aspects pour étudier les propriétés de couplage par une surface entre résonateurs phononiques individuels. Pour cela, différents résonateurs micrométriques sub-longueurs d'onde seront fabriqués sur un substrat semi-infini et nous caractériserons le comportement de ces résonateurs lorsque ces derniers sont excités par des ondes de surface générées sur le substrat. Ce chapitre est consacré à la présentation des différentes méthodes et outils utilisés au cours de la thèse pour fabriquer et caractériser les résonateurs auxquels nous nous intéressons dans le cadre de ce travail. Dans une première partie, nous présentons brièvement le principe des dispositifs utilisés et étudiés durant la thèse et nous argumentons notamment le choix des matériaux et le type d'ondes employées. Ensuite, les outils de modélisation et de simulation numériques développés sont exposés. Le choix des différents paramètres est alors discuté. Dans une troisième partie, nous présentons les techniques de fabrication des dispositifs expérimentaux. Enfin, une dernière partie évoque les méthodes employées pour caractériser expérimentalement le comportement des résonateurs, en décrivant notamment le banc de mesure optique utilisé.

## 2.2 Contexte

Le travail de thèse consiste à étudier et caractériser le comportement de résonateurs micrométriques sub-longueurs d'onde déposés sur un substrat semi-infini et excités par des ondes élastiques se propageant en surface de ce substrat. Pour y parvenir, des dispositifs expérimentaux seront réalisés et caractérisés et des simulations numériques de ces dispositifs permettront une analyse plus systématique des phénomènes mis en jeu. Dans cette section, on présente le type d'ondes utilisées pour exciter les résonateurs. Cela permettra de justifier le choix des matériaux. On décrit ensuite succinctement les équations régissant la propagation de ces ondes.

### 2.2.1 Génération d'ondes en surface d'un substrat

Avant de détailler la façon dont les ondes seront générées, nous revenons brièvement sur le type d'ondes à exciter.

#### Ondes de Rayleigh

Bien que d'autres types d'ondes élastiques soient largement étudiées et reconnues, comme c'est le cas des ondes transverses et longitudinales (ondes de volume) par exemple, nous nous concentrons ici sur les ondes de surface puisque c'est ce type d'ondes qui fait l'objet de notre étude. Ces ondes de surface n'existent que pour des solides de dimensions finies, présentant des interfaces, et dont la surface est libre. Comme leur nom l'indique, ces ondes ont un champ d'action réduit par rapport au volume du solide dans lequel elles sont générées : le déplacement qu'elles produisent n'a lieu que dans une épaisseur de l'ordre de la longueur d'onde du mode. Dans la direction normale à la surface du solide, l'amplitude de ce déplacement créé décroît exponentiellement avec la profondeur du solide.

Comme cela a été évoqué dans la section 1.2.2, il existe plusieurs catégories d'ondes guidées (ondes localisées à la frontière entre deux milieux), suivant l'épaisseur du solide dans lequel elles se propagent et l'éventuelle présence d'autres solides aux interfaces : ondes de Rayleigh, ondes de Lamb, ondes de Love, pseudo-ondes de surface, etc. . .

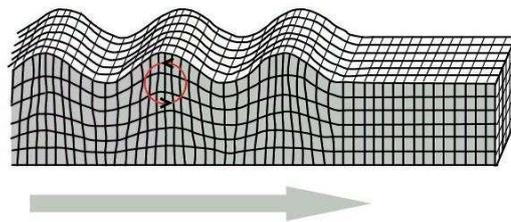


FIGURE 2.1 – Schéma représentant l'ondulation d'une surface au passage d'une onde de Rayleigh. La flèche indique la direction de propagation de l'onde.

Les ondes de Rayleigh, de par leur propriété de produire un déplacement essentiellement en surface plutôt que dans le volume d'un substrat semi-infini, sont celles qui nous intéressent pour cette thèse. Un schéma représentant le déplacement provoqué par une onde de Rayleigh est donné en Figure 2.1. Ces ondes de Rayleigh, découvertes par Lord Rayleigh en 1885, ont été très largement étudiées en sismologie, mais aussi dans le domaine de l'ultrasonique [146–150] où de nombreux composants électroniques (filtres, résonateurs, capteurs de température, etc. . .) basés sur l'utilisation de ces ondes ont été mis au point [151]. Elles possèdent une polarisation sagittale (suivant le plan normal à la surface et contenant la direction de propagation de l'onde), une vitesse inférieure à celles des ondes transverses de volume, une atténuation quasi-nulle dans leur direction de propagation et une dispersion nulle dans les solides homogènes. Dans le cadre de cette thèse, l'épaisseur  $e$  du substrat utilisé pour ce travail peut effectivement être considérée comme infinie par rapport aux longueurs d'ondes de travail ( $e = 500 \mu\text{m}$  pour  $\lambda_{max} \approx 60 \mu\text{m}$ ) et ainsi permettre l'émission d'ondes de Rayleigh.

#### Génération d'ondes de Rayleigh via des transducteurs à peignes interdigités

Différentes méthodes de génération d'ondes de surface à des échelles micrométriques ont été développées depuis les années 1960. À ce jour, la technique la plus largement utilisée et éprouvée reste l'utilisation de transducteurs à peignes interdigités (IDTs pour *InterDigitated Transducers* en anglais),

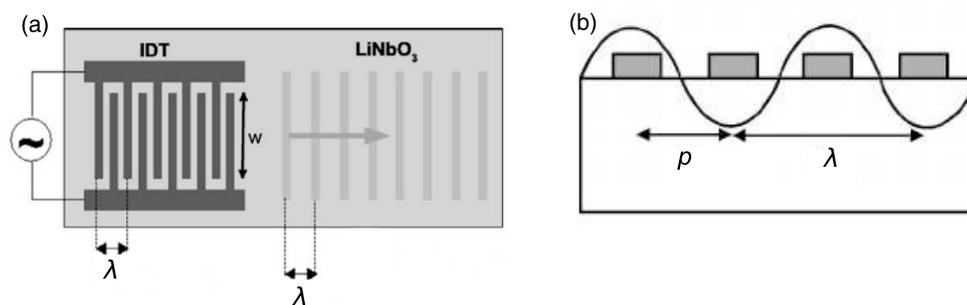


FIGURE 2.2 – (a) Schéma représentant le principe de génération d’ondes de Rayleigh grâce à des IDTs sur une surface (vue de dessus).  $\lambda$  correspond à la longueur d’onde acoustique et  $w$  à l’ouverture acoustique. Adapté de [155]. (b) Illustration du lien entre la longueur d’onde et la période  $p$  des peignes. Adaptée de [156].

méthode proposée expérimentalement pour la première fois par White et Voltmer en 1965 [152]. Elle s’inspire des travaux de Mortley [153] qui proposent de générer des ondes de volume à l’aide d’un peigne d’électrodes déposé sur une surface piézoélectrique.

Le principe de ces peignes interdigités repose sur l’effet piézoélectrique inverse, découvert par Pierre et Jacques Curie en 1880. Cet effet stipule qu’un solide piézoélectrique se déforme lorsqu’un champ électrique lui est appliqué [154]. En fait, le champ électrique crée des contraintes qui entraînent des déformations et donc un déplacement. Ainsi, lorsqu’une différence de potentiel est appliquée aux électrodes d’un IDT (voir schéma de la Figure 2.2(a)), cela engendre des compressions et dilatations au voisinage de la surface et génère ainsi une onde de Rayleigh qui se propage perpendiculairement aux doigts des peignes, avec une vitesse imposée par le milieu de propagation (en l’occurrence, le substrat). Cette vitesse  $v$  correspond en fait à la vitesse de propagation d’une onde de Rayleigh dans ce substrat. C’est la période  $p$  des peignes (distance séparant deux électrodes successives) qui détermine la fréquence  $f$  des ondes générées, suivant la relation :

$$f = \frac{v}{2p}. \quad (2.1)$$

Le nombre de paires de doigts définit quant à lui, en plus du coefficient électromécanique du substrat, l’amplitude de la vibration émise ainsi que sa bande passante : plus le nombre de doigts est important, plus l’amplitude du signal est élevée, mais plus la bande passante est étroite.

L’ouverture acoustique, qui correspond à la largeur de recouvrement des doigts des peignes, influe sur la forme du front d’onde des ondes générées. En sortie des transducteurs, un phénomène de diffraction se produit. Celui-ci est d’autant plus important lorsque l’ouverture acoustique est faible (comparativement à la longueur d’onde de travail). Afin de limiter cette diffraction, on choisit généralement une ouverture acoustique supérieure à plusieurs dizaines de longueurs d’onde.

La Figure 2.2 illustre le principe de fonctionnement d’un transducteur à peignes interdigités. Comme cela sera détaillé dans la partie décrivant la fabrication des peignes interdigités (section 2.4.1), ces derniers sont déposés sur le substrat afin de générer les ondes de surface.

## 2.2.2 Choix du substrat

Le choix du matériau utilisé pour le substrat dépend des objectifs visés. Dans le domaine de l’acoustique radio-fréquence, les matériaux les plus couramment employés sont le quartz, le niobate de lithium, le tantalate de lithium ou encore le nitrure d’aluminium. Différentes propriétés, comme la vitesse de

propagation dans le matériau, le type d'ondes générées, le coefficient de couplage électromécanique, la sensibilité à la température, influent le choix d'un matériau par rapport aux autres en fonction de l'application visée. En plus du matériau, l'orientation cristallographique de celui-ci est un élément important dans le choix d'un substrat car selon la coupe, les paramètres énoncés auparavant diffèrent pour un même matériau. En l'occurrence, dans le cas présent, nous souhaitons générer des ondes de surface grâce à des peignes interdigités et donc utiliser l'effet piézoélectrique pour les produire. Le choix du substrat s'est alors porté sur le niobate de lithium en coupe cristallographique Y et propagation suivant Z. Cette coupe permet de générer des ondes de type Rayleigh (ondes de surface) et présente un coefficient de couplage électromécanique relativement fort (de l'ordre de 4,82%, [157]), c'est-à-dire une bonne capacité à convertir l'énergie électrique en énergie mécanique, et inversement. La coupe YX+128 aurait également pu répondre à ces critères, au contraire des coupes YX+64 et YX+41 qui présentent un fort coefficient de couplage électromécanique mais favorisent la génération de pseudo-ondes de surface (PSAW pour *Pseudo Surface Acoustic Wave* en anglais). Ces pseudo-ondes de surface peuvent être définies comme un mélange d'ondes de surface avec des ondes de volume ; elles présentent donc des pertes par rayonnement dans le substrat, ce qui peut être contraignant pour notre étude.

On peut préciser ici que le niobate de lithium est un matériau à symétrie trigonale (classe 3m) et donc anisotrope. Les valeurs des constantes élastiques de ce matériau sont déterminées par Kovacs *et al.* dans leurs travaux datant de 1990 [158]. Ces valeurs, regroupées dans le Tableau 2.1, sont celles qui seront utilisées pour toutes les simulations numériques présentées dans ce travail de thèse. Elles seront définies dans la section 2.2.4 qui présente les équations de propagation des ondes élastiques.

### 2.2.3 Matériau composant les résonateurs

Les résonateurs micrométriques déposés sur le substrat seront fabriqués par dépôt assisté par faisceau d'ions focalisés, technique qui sera présentée plus en détails dans la section décrivant la fabrication de ces résonateurs (section 2.4.2). Bien que cette technique permette de concevoir des formes tridimensionnelles complexes, les résonateurs présentés dans ce travail de thèse auront tous la forme de piliers cylindriques. Le matériau résultant de ce dépôt fait à partir d'un précurseur à base de platine est un matériau isotrope, amorphe et composé d'un mélange de platine, carbone et gallium dont les proportions et les propriétés mécaniques ne sont pas parfaitement connues et dépendent des paramètres du dépôt. En ce sens, des caractérisations expérimentales faites par les membres du projet (préalablement à la thèse) ont permis de déterminer de manière empirique ces valeurs (voir détails dans la section 2.4.2 présentant la réalisation des résonateurs) qui seront utilisées pour les études numériques. La plupart des simulations numériques de cette thèse sont donc réalisées avec un module de Young  $E = 130$  GPa, un coefficient de Poisson  $\nu = 0,38$  et une densité  $\rho = 10\,000$  kg/m<sup>3</sup> pour le matériau constituant les résonateurs. Dans le cas de matériaux isotropes, les deux premières de ces trois dernières données permettent de calculer les deux composantes indépendantes du tenseur des rigidités élastiques ( $c_{11}$  et  $c_{12}$  desquelles on déduit  $c_{44}$ ) utilisé dans les équations de propagation d'ondes implémentées dans le modèle numérique (les constantes élastiques seront définies lors de la présentation de ces équations, dans la section suivante). Les constantes élastiques ainsi obtenues pour le matériau constituant les résonateurs sont regroupées dans le Tableau 2.1. Par ailleurs, une étude numérique spécifique montrant l'influence de la variation de ces paramètres sur les fréquences de résonance des résonateurs est menée dans le Chapitre 3. Cette étude (présentée dans la section 3.4.3) est donc réalisée avec des valeurs de densité et de module de Young s'étendant sur des plages de variation qui s'appuient sur les estimations empiriques faites par l'équipe : celles-ci seront davantage détaillées dans la partie 2.4.2.

Matériau	Rigidités élastiques ( $10^{10}$ N/m <sup>2</sup> )							Densité (kg/m <sup>3</sup> )
	$c_{11}$	$c_{12}$	$c_{44}$	$c_{13}$	$c_{14}$	$c_{33}$	$c_{66}$	$\rho$
Substrat (Niobate de lithium)	20,290	5,292	5,990	7,491	0,900	24,310	$\frac{c_{11}-c_{12}}{2}$	4 700
Résonateurs (Platine)	24,336	14,915	$\frac{c_{11}-c_{12}}{2}$	-	-	-	-	10 000

Matériau	Constantes piézoélectriques (C/m <sup>2</sup> )				Permittivités ( $10^{-11}$ F/m)	
	$e_{15}$	$e_{22}$	$e_{31}$	$e_{33}$	$\epsilon_{11}$	$\epsilon_{33}$
Substrat (Niobate de lithium)	3,70	2,50	0,20	1,30	38,90	25,70

TABLE 2.1 – **En haut** : Tableau donnant les valeurs des constantes élastiques de rigidité  $c_{IJ}$  et la densité  $\rho$  des matériaux utilisés durant la thèse. **En bas** : Tableau donnant les valeurs des constantes piézoélectriques  $e_{ij}$  et les permittivités  $\epsilon_{ij}$  des matériaux piézoélectriques utilisés durant la thèse. Seules les constantes indépendantes et non nulles sont données ; les autres éléments des matrices  $c$ ,  $e$  et  $\epsilon$  sont soit nuls, soit calculés à partir des éléments donnés dans le tableau, suivant les géométries des cristaux donnés en pages 129 et 145 de la référence [159].

## 2.2.4 Équations de l'élastodynamique

Nous décrivons ici les équations régissant la propagation d'ondes élastiques. Ce paragraphe s'appuie sur le livre de Royer et Dieulesaint [159], pour expliquer succinctement les équations qui seront utiles en particulier pour les simulations numériques. Ces équations sont établies dans le but d'étudier les comportements mécaniques d'un objet soumis à une force. En ce sens, sous l'effet de cette force extérieure, l'objet solide subit des déformations, notées  $\mathbf{S}$ . Ces déformations se caractérisent mathématiquement à partir du vecteur de déplacement noté  $\mathbf{u}$  qui, lui, indique une variation de position du solide. On a alors :

$$S_{kl} = \frac{1}{2} \left( \frac{\partial u_k}{\partial x_l} + \frac{\partial u_l}{\partial x_k} \right). \quad (2.2)$$

Dans cette précédente équation et pour les suivantes, la convention de sommation d'Einstein sur les indices répétés est à considérer, avec  $i$ ,  $j$ ,  $k$  et  $l$  variant de 1 à 3 (correspondant aux trois directions du repère orthonormé). On estime que le solide est élastique si ce dernier reprend sa forme initiale, après application des forces. Dans ce cas, des contraintes notées  $\mathbf{T}$ , tendent à ramener le solide dans son état initial. Les deux tenseurs,  $\mathbf{S}$  et  $\mathbf{T}$ , permettent ainsi de définir l'état mécanique d'un solide élastique et sont liés par la loi de Hooke :

$$T_{ij} = c_{ijkl} S_{kl} \quad (2.3)$$

où  $\mathbf{c}$  est appelé tenseur des rigidités élastiques.  $\mathbf{T}$  et  $\mathbf{S}$  étant des tenseurs d'ordre 2, le tenseur  $\mathbf{c}$  est alors de rang 4. Néanmoins, du fait des symétries des tenseurs  $\mathbf{T}$  et  $\mathbf{S}$  ( $T_{ij} = T_{ji}$  et  $S_{kl} = S_{lk}$ ), le nombre d'éléments indépendants du tenseur  $\mathbf{c}$  peut être réduit car :

$$c_{ijkl} = c_{jikl} = c_{ijlk} = c_{jilk}. \quad (2.4)$$

De ce fait, on peut réécrire le tenseur des rigidités élastiques sous forme d'une matrice  $6 \times 6$ , notée  $c_{IJ}$ . De plus, les considérations de symétrie des cristaux des matériaux permettent souvent de diminuer encore le nombre de composantes indépendantes du tenseur des rigidités : un matériau isotrope par exemple, présente seulement deux éléments non nuls et indépendants ( $c_{11}$  et  $c_{12}$ ) tandis qu'un matériau

de classe 3m (trigonal), comme le niobate de lithium que l'on utilise ici comme substrat, est défini par 6 constantes de rigidités indépendantes. Ce sont ces constantes élastiques, dont les valeurs sont propres à chaque matériau, qui sont regroupées dans le Tableau 2.1.

Dans le cas de matériaux piézoélectriques, comme c'est le cas pour le substrat utilisé durant cette thèse, une contribution du champ électrique  $\mathbf{E}$  et de l'induction électrique  $\mathbf{D}$  vient s'ajouter à la loi de Hooke afin de caractériser l'état du solide élastique piézoélectrique. Les relations piézo-élastiques sont alors définies comme suit :

$$T_{ij} = c_{ijkl}S_{kl} - e_{kij}E_k \quad (2.5)$$

$$D_i = e_{ikl}S_{kl} + \varepsilon_{ij}E_j \quad (2.6)$$

où  $e_{kij}$  est une des composantes du tenseur de rang 3 regroupant les constantes piézoélectriques et  $\varepsilon_{ij}$  correspond à un élément du tenseur diélectrique.

Pour étudier le comportement élastique d'un solide de masse volumique  $\rho$  soumis à des forces  $f_i$  qui s'exercent dans le volume du solide, nous introduisons donc les précédentes équations dans l'équation fondamentale de l'élastodynamique qui s'écrit :

$$\rho \frac{\partial^2 u_i}{\partial t^2} = \frac{\partial T_{ik}}{\partial x_k} + f_i. \quad (2.7)$$

En utilisant la première relation piézo-électrique (équation 2.5) et en tenant compte des symétries des différents tenseurs, on peut reformuler cette équation comme suit :

$$\rho \frac{\partial^2 u_i}{\partial t^2} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left( c_{ijkl} \frac{\partial u_l}{\partial x_k} - e_{kij} \frac{\partial \Phi}{\partial x_k} \right) + f_i \quad (2.8)$$

où l'on définit le potentiel scalaire  $\Phi$  tel que :  $E_i = -\frac{\partial \Phi}{\partial x_i}$ .

En introduisant par ailleurs la seconde relation piézo-électrique dans l'équation de Poisson, on obtient :

$$0 = \frac{\partial}{\partial x_i} \left( e_{ikl} \frac{\partial u_l}{\partial x_k} - \varepsilon_{ij} \frac{\partial \Phi}{\partial x_k} \right). \quad (2.9)$$

Ce sont ces deux dernières équations qui seront utilisées et développées pour effectuer les simulations numériques. Deux types de simulations numériques sont investigués : un calcul de recherche de valeurs propres qui, comme son nom l'indique, permet de déterminer les fréquences propres (fréquences de résonance) des structures étudiées, et un calcul d'analyse fréquentielle, qui permet l'étude du comportement des structures en fonction de la fréquence d'excitation (voir section suivante 2.3). Dans ce dernier cas, nous étudions uniquement le cas d'un régime harmonique, c'est-à-dire que seules des variations harmoniques des champs en  $\exp(j\omega t)$  sont considérées. Cette considération implique que l'opérateur dérivée seconde partielle par rapport au temps se simplifie en une multiplication par  $-\omega^2$ . Par ailleurs, on considère que les éléments des différents tenseurs (rigidités, constantes diélectriques, constantes piézo-électriques) n'ont pas de dépendance spatiale. Les équations 2.8 et 2.9 peuvent alors se réécrire sous la forme suivante :

$$-\rho \omega^2 u_i - c_{ijkl} \nabla^2 u_i + e_{kij} \nabla^2 \Phi = 0, \quad (2.10)$$

$$0 = e_{kij} \nabla^2 u_l - \varepsilon_{ij} \nabla^2 \Phi. \quad (2.11)$$

Pour les simulations numériques effectuées, ce sont les conditions aux limites (surfaces libres ou blo-

quées, conditions périodiques, etc...) appliquées aux différentes interfaces des structures qui permettent ensuite d'étudier la propagation d'un type d'ondes en particulier (en l'occurrence, les ondes de surface pour les travaux de cette thèse).

## 2.3 Modélisation par la méthode des éléments finis

Plusieurs méthodes de calculs numériques ont été développées pour simuler et étudier numériquement des phénomènes physiques tels que la propagation d'ondes élastiques dans des structures phononiques. Parmi elles, la méthode de décomposition en ondes planes (PWE pour *Plane Wave Expansion* en anglais) est davantage privilégiée pour les structures périodiques. On peut également citer la théorie de diffusion multiple (MST pour *Multiple Scattering Theory* en anglais) qui repose sur le principe de superposition des ondes. La méthode des différences finies dans le domaine temporel (FDTD pour *Finite Difference Time Domain* en anglais) et la méthode des éléments finis (FEM pour *Finite Element Method* en anglais) sont deux techniques largement utilisées dans le cas de structures finies. Comme leurs noms l'indiquent, ces méthodes reposent sur une discrétisation spatiale (et temporelle pour la FDTD) des équations aux dérivées partielles. Cela suppose alors que les éléments définis (spatiaux et/ou temporels) par cette discrétisation soient suffisamment proches les uns des autres (soit  $h$  faible), afin de garantir l'approximation de l'opérateur dérivée partielle en une différence :

$$\frac{\partial f}{\partial x} \approx \frac{f(x_0 + h) - f(x_0)}{h}. \quad (2.12)$$

Au cours de cette thèse, nous utiliserons la méthode des éléments finis à l'aide du logiciel Comsol Multiphysics®. Les deux types de simulations numériques présentées dans ce manuscrit reposent sur les mêmes équations aux dérivées partielles qui ont été présentées dans la section précédente (section 2.2.4). Dans ce paragraphe, nous argumentons séparément, pour chaque type de simulation, les choix faits quant aux structures géométriques et aux paramètres physiques.

### 2.3.1 Résolution aux valeurs propres

L'étude des valeurs propres des structures considérées durant ce travail se fait *via* le module MEMS de Comsol Multiphysics® qui prend en compte l'élasticité, la piézoélectricité et l'anisotropie des différents matériaux, à travers les équations définies précédemment.

#### Choix de la structure

Pour cette méthode de résolution, plusieurs géométries ont été dessinées. La plupart des études ont été réalisées avec une structure telle que présentée sur la Figure 2.3 : un (ou plusieurs suivant le cas étudié) pilier(s) cylindrique(s) est(sont) déposé(s) sur un substrat en niobate de lithium. Le substrat est modélisé par une demi-sphère dont le rayon  $r$  est très supérieur au diamètre  $d$  du pilier ( $r = 10 \mu\text{m}$  en général pour des piliers de diamètre  $d = 4 \mu\text{m}$ ). Afin de s'affranchir des modes de la structure globale (piliers+substrat) et d'obtenir uniquement les modes propres au(x) pilier(s), des conditions aux limites sont imposées : les faces inférieures de la demi-sphère sont bloquées tandis que la surface plane est libre. Le pilier, quant à lui, a des conditions aux limites libres.

Concernant les matériaux, le substrat est en niobate de lithium, avec une orientation cristallographique Y, conformément aux réalisations expérimentales. Pour cela, nous utilisons donc les constantes élastiques du niobate de lithium données par Kovacs *et al.* et regroupées dans le Tableau 2.1. Les constantes élastiques du matériau constituant le résonateur sont celles présentées dans le Tableau 2.1,

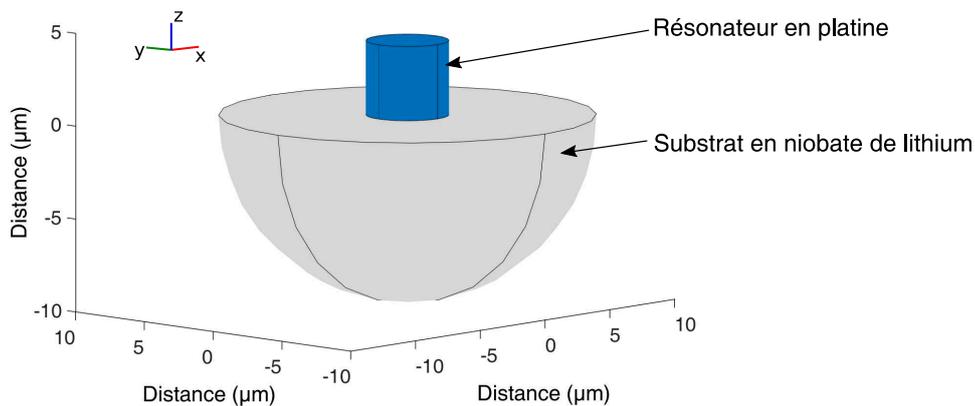


FIGURE 2.3 – Schéma de principe de la géométrie employée pour la méthode de résolution aux valeurs propres, pour un résonateur unique de forme cylindrique.

sauf mention contraire (notamment pour l'étude numérique de l'influence des paramètres mécaniques du matériau constituant le pilier sur les fréquences de résonance de ce dernier).

## Maillage

Un autre paramètre primordial pour la résolution de recherche de valeurs propres, comme pour toute simulation reposant sur la méthode des éléments finis, est le maillage. En effet, comme on l'a évoqué en introduction de la partie 2.3, la structure étudiée est discrétisée en éléments et un calcul se fait sur chaque élément. La pertinence de la simulation numérique réside alors dans le compromis entre taille d'un élément et temps de calcul : il est important que chaque élément du maillage soit suffisamment petit par rapport à la plus petite dimension de la structure afin de garantir la prise en compte de tous les détails de la géométrie de la structure ; en contrepartie, le temps de calcul doit rester acceptable malgré cette précision. Une façon pragmatique de savoir si un maillage est satisfaisant consiste à répéter la même simulation avec un maillage plus fin puis comparer les résultats : si les résultats sont identiques dans la gamme de précision souhaitée, alors on peut considérer que le premier maillage est suffisant.

Plusieurs types de maillage ont été testés durant la thèse ; en particulier, un maillage dont la taille des éléments varie suivant la géométrie peut s'avérer intéressant dans le contexte des structures étudiées ici. En effet, le pilier résonant constitue une zone de plus grand intérêt que le volume de la demi-sphère. En ce sens, nous avons par exemple réalisé des simulations numériques avec des maillages beaucoup plus fins sur le pilier et ses alentours qu'aux bords de la demi-sphère. Un exemple de ce type de maillage est présenté sur la Figure 2.4.

La méthode de résolution aux valeurs propres présente l'avantage d'être rapide et simple à mettre en œuvre. Dans le cadre de ce travail, elle a été largement utilisée notamment pour estimer les gammes de fréquences des premiers modes de flexion des piliers (mode auquel on s'intéresse expérimentalement) en fonction des paramètres géométriques de ces derniers. Ce type de calcul a aussi été employé pour tenter d'estimer la densité et le module de Young du matériau constitutif des piliers, *via* une confrontation simulations / expériences. Ce dernier point sera détaillé dans le chapitre suivant (section 3.4.3). Toutefois, cette méthode ne tient pas compte du potentiel rayonnement de l'énergie élastique vers le substrat. Dans

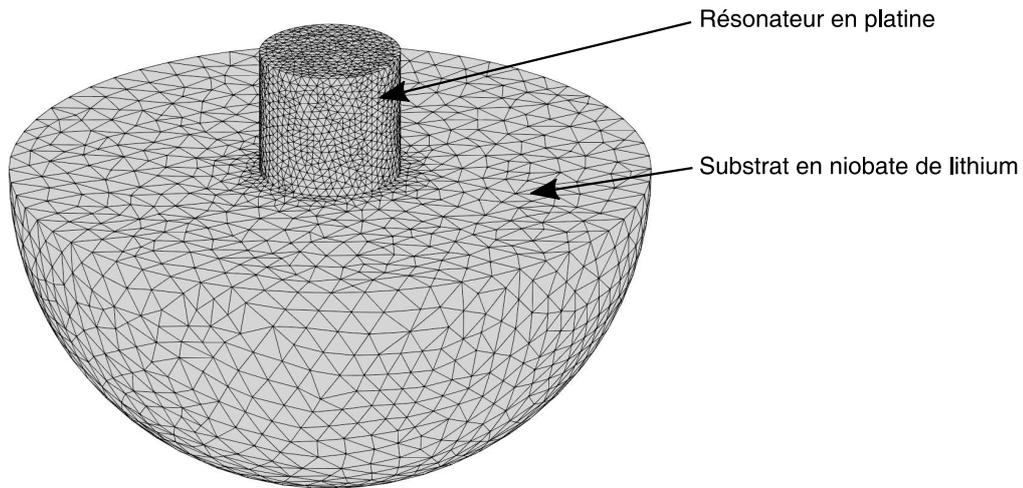


FIGURE 2.4 – Schéma représentant un maillage paramétré de façon à ce que le résonateur soit discrétisé en éléments plus petits que les éléments du maillage du substrat.

le cas de modes de flexion pour lesquels l'énergie est très largement confinée dans les piliers, ce défaut peut être toléré. En revanche, pour les modes de compression, comme le déplacement du pilier se fait essentiellement dans la direction orthogonale à la surface du substrat (direction  $z$  sur le schéma de la Figure 2.3), le rayonnement dans le substrat est plus important et donc la prise en compte de ce rayonnement semble nécessaire. Cette prise en compte du rayonnement peut également s'avérer intéressante pour déterminer les facteurs de qualité des résonances. L'analyse fréquentielle, plus rigoureuse, est alors une méthode plus appropriée pour une telle étude.

### 2.3.2 Analyse fréquentielle

Ce second type de résolution numérique du problème consiste à intégrer des conditions aux limites de type couches parfaitement absorbantes (PML pour *Perfectly Matched Layers* en anglais), afin de prendre en compte les phénomènes de rayonnement de l'énergie mécanique dans le substrat. Plus concrètement, le substrat est désormais borné par des couches parfaitement absorbantes dont les caractéristiques principales sont données dans le paragraphe suivant. Cette méthode est implémentée dans le module PDE (pour *Partial Differential Equations* en anglais) de Comsol Multiphysics®, qui permet d'entrer directement les équations 2.10 et 2.11 traduisant la relation de l'élastodynamique pour un solide élastique piézoélectrique. Contrairement à la précédente méthode de résolution, cette analyse fréquentielle ne permet pas de déterminer les valeurs propres du problème. Pour cette analyse fréquentielle, une source monochromatique, harmonique et balayée en fréquence permet d'exciter les résonateurs, et la fréquence de résonance de ces derniers est déterminée en calculant l'intégrale du champ de déplacement élastique dans le pilier pour chaque fréquence d'excitation. Le balayage en fréquence permet également d'étudier les différents comportements du résonateur en fonction de la fréquence et d'en déduire le coefficient de qualité de la résonance. Une extraction des trois composantes du champ de déplacement dans la structure, pour chaque fréquence d'excitation, est possible. En particulier, pour confronter les résultats de ces analyses à ceux de l'expérience, l'extraction de la valeur maximale du module du déplacement hors-plan (déplacement suivant l'axe  $z$ ) sur le sommet des piliers est aussi effectuée pour chaque fréquence d'excitation car c'est cette quantité qui est mesurée expérimentalement (voir section 2.5 présentant les techniques de mesures expérimentales).

Dans les prochains paragraphes, la géométrie de la structure et les conditions de simulations sont dé-

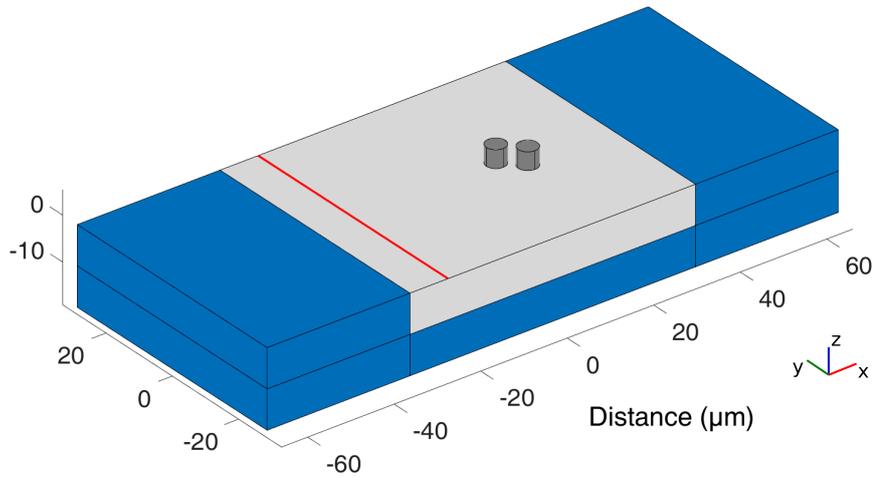


FIGURE 2.5 – Schéma de principe de la géométrie employée pour la méthode d'analyse fréquentielle, pour simuler ici le comportement d'une paire de résonateurs. Les domaines de couleur bleue représentent les domaines PML. La source linéique est symbolisée en rouge.

taillées puis nous revenons brièvement sur les propriétés des couches parfaitement absorbantes, éléments clés de cette méthode de résolution.

### Géométrie et conditions de simulations

La structure pour ce type de simulations consiste en un pavé de niobate de lithium pour le substrat borné par des couches PML. Dans un premier temps, ces dernières sont employées autour du substrat dans les trois directions de l'espace. Toutefois, par la suite, afin de perturber le moins possible la forme du front d'onde (pour qu'elle reste invariante par rapport à l'axe de la source), les couches PML dans la direction transverse à la direction de propagation (en l'occurrence, ici cela correspond à la direction  $y$ ) ont été remplacées par des conditions périodiques. Les résonateurs en forme de piliers cylindriques sont ensuite déposés dans la zone centrale du substrat. Un schéma de principe d'une structure type utilisée pour le cas d'une paire de résonateurs identiques est représenté sur la Figure 2.5.

Le temps de calcul est conditionné en partie par le nombre d'éléments contenus dans le maillage. Ce dernier dépend de la taille de la structure globale et de la différence d'échelle entre le plus petit et le plus grand élément composant la structure. Ainsi, plus la structure globale est grande et contient de petits éléments, plus le calcul est long. Il est donc utile de définir judicieusement les paramètres géométriques du substrat afin que ses dimensions soient à la fois suffisamment grandes pour ne pas altérer les phénomènes physiques mis en jeu et en même temps relativement petites pour que le maillage conduise à un temps de calcul raisonnable.

La longueur (suivant l'axe  $x$ ) du substrat est choisie de façon à être supérieure à la longueur d'onde typique considérée : en l'occurrence, le mode de flexion des piliers étudiés ici est supposé (au vu des caractéristiques géométriques et élastiques des piliers) apparaître à des fréquences proches de 70 MHz, ce qui donne des longueurs d'onde de l'ordre de 55  $\mu\text{m}$  pour les ondes de Rayleigh se propageant sur le substrat de niobate de lithium. La plupart des simulations numériques ont été réalisées avec une longueur de substrat égale à 15 fois le diamètre d'un résonateur ( $L \approx 15d$ ), soit en général 70  $\mu\text{m}$  environ.

Comme évoqué précédemment, les conditions périodiques sont appliquées suivant l'axe  $y$ , dans le but d'obtenir une source de longueur infinie et ainsi un front d'onde non perturbé par l'atténuation dans les

PML. Cependant, nous nous intéressons ici à des structures individuelles plutôt qu'à un comportement dû à un effet collectif et périodique. Il est donc important que, malgré la présence d'une périodicité, les piliers restent des éléments individuels, et qu'il n'y ait donc pas d'interaction entre les résonateurs appartenant à deux périodes successives. Des études préliminaires réalisées au sein du projet ont montré qu'à la résonance du pilier, le rayonnement d'énergie dans le substrat ne s'opère pas au-delà de 20  $\mu\text{m}$  [160]. Nous choisissons donc une période (largeur de la structure, suivant l'axe  $y$ ) égale à 13 fois le diamètre d'un pilier, soit environ 57  $\mu\text{m}$  pour la plupart des cas considérés. La façon dont sont implémentées ces conditions périodiques est brièvement évoquée dans un paragraphe suivant (section 2.3.2).

Les ondes étudiées durant ce travail sont des ondes de Rayleigh, qui ont pour caractéristique de se propager en surface. En effet, leur amplitude décroît de façon exponentielle avec la profondeur du solide dans lequel elles se propagent. Ainsi, pour les simulations numériques, l'épaisseur (suivant l'axe  $z$ ) du substrat peut être relativement restreinte, à condition qu'une couche parfaitement absorbante (PML) soit ajoutée à ses bornes pour éviter les réflexions d'onde. L'épaisseur est donc choisie comme étant égale à environ 10  $\mu\text{m}$ .

Pour les matériaux, les constantes élastiques (et piézoélectriques) du substrat et des résonateurs sont celles récapitulées dans le Tableau 2.1 et sont donc les mêmes que celles utilisées pour le cas de la résolution aux valeurs propres présentée auparavant. Le cas du matériau constituant les PML est évoqué dans le paragraphe suivant.

### PML, couches parfaitement absorbantes

Comme cela a déjà été évoqué, les couches parfaitement absorbantes vont borner le substrat dans deux des trois directions de l'espace ( $x$  et  $z$ ; la troisième direction,  $y$ , étant bornée par des conditions périodiques) pour tronquer le domaine du substrat supposé semi-infini tout en évitant des problèmes de réflexions aux interfaces. Ces PML sont donc une sorte de matériau absorbant « artificiel ». Concrètement, pour définir le tenseur des rigidités du matériau constituant les PML, pour chaque élément nous utilisons la valeur du même élément du tenseur des rigidités du niobate de lithium utilisé pour le substrat, à laquelle est ajoutée une partie imaginaire qui modélise l'absorption. Le coefficient d'absorption qui se trouve dans cette partie imaginaire varie en fonction de la distance entre le point de calcul et le point d'interface entre le substrat et la PML. Cela permet ainsi d'obtenir une absorption progressive, d'autant plus importante que l'on s'éloigne du substrat. D'un point de vue mathématique, cela se traduit en fait par le changement de variable de coordonnées suivant :

$$\tilde{x}_k = \int_0^{x_k} \lambda_k(s) ds \quad (2.13)$$

où  $x_k$  représente la coordonnée dans une des directions  $k$  de l'espace dans laquelle est située la PML ( $x_k = x$  ou  $z$  dans notre cas) et  $\lambda_k$  est une fonction contenant une partie imaginaire qui permet d'introduire la partie absorbante [161] :

$$\lambda_k = 1 - i\sigma_k (x_k - x_{kI})^2. \quad (2.14)$$

Dans cette dernière équation,  $x_k$  se rapporte à la coordonnée du point de calcul,  $x_{kI}$  correspond à la coordonnée d'interface entre le substrat et la PML ; et  $\sigma_k$  est un paramètre à adapter pour obtenir une atténuation correcte dans les PML ; de façon générale,  $\sigma_k$  est de l'ordre de l'inverse du carré de la longueur d'onde mise en jeu dans le calcul. Ce paramètre étant plus ou moins empirique, il semble plus sûr d'en tester différentes valeurs avec une onde en propagation libre sur un substrat homogène (sans résonateur)

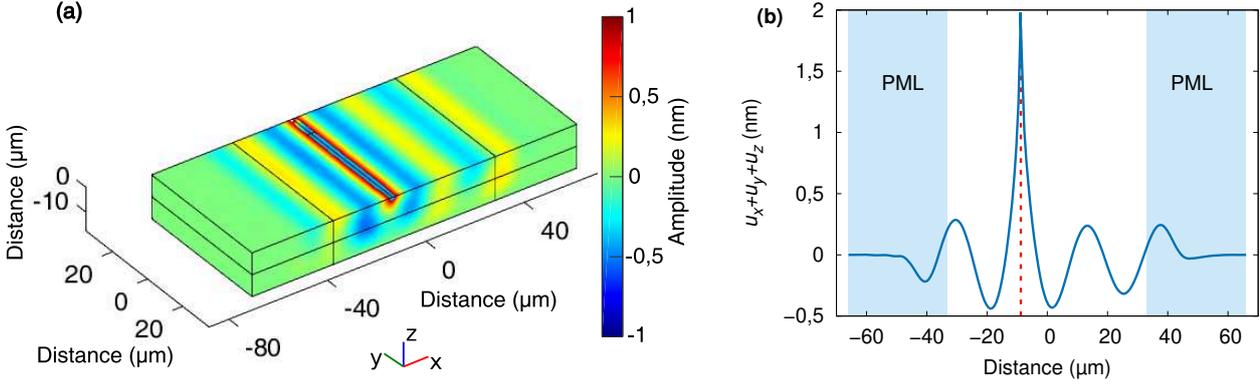


FIGURE 2.6 – **Illustration de l'effet des PML.** (a) Champ de propagation  $u_x + u_y + u_z$  en surface libre, pour une onde source de fréquence 100 MHz. La saturation de l'échelle de couleur à  $\pm 1$  nm permet de visualiser la propagation de l'onde en surface du substrat. (b) Coupe suivant l'axe  $x$ , en surface du substrat ( $z = 0$ ) et  $y = 0$ , du déplacement obtenu en (a). L'abscisse défini par l'axe en pointillés correspond à l'abscisse de la position de la source. Les zones bleues correspondent aux PML.

à des fréquences bornant la plage de fréquences considérée pour l'étude fréquentielle, et de sélectionner la valeur de  $\sigma_k$  conduisant à l'absorption la plus adaptée. Cette dernière se caractérise notamment par une atténuation relativement progressive et continue des amplitudes des ondes dans les domaines PML, jusqu'à obtenir des amplitudes nulles aux frontières externes des PML. La largeur des domaines PML peut également être adaptée afin d'obtenir une atténuation satisfaisante. On peut aussi noter que la condition de continuité entre le substrat et les PML est respectée puisqu'à cette position, d'après l'équation 2.14, on a  $\lambda_k = 1$  et donc  $\tilde{x}_k = x_k$ , ce qui signifie qu'en ce point l'absorption est nulle et l'on retrouve donc les mêmes valeurs des constantes de rigidité que celles du substrat.

D'un point de vue des équations de l'élastodynamique, le changement de variable propre aux PML (équation 2.13) implique une modification au niveau des calculs des dérivés partielles spatiales. Cette modification peut s'écrire simplement par un changement des constantes du tenseur des rigidités ainsi que de celles des tenseurs piézoélectrique et diélectrique. Dans les domaines PML, ces éléments peuvent se réécrire ainsi :

$$\tilde{C}_{ijkl} = \frac{\lambda_1 \lambda_2 \lambda_3}{\lambda_i \lambda_k} C_{ijkl}, \quad (2.15)$$

$$\tilde{e}_{kij} = \frac{\lambda_1 \lambda_2 \lambda_3}{\lambda_k \lambda_i} e_{kij}, \quad (2.16)$$

$$\tilde{\epsilon}_{ik} = \frac{\lambda_1 \lambda_2 \lambda_3}{\lambda_i \lambda_k} \epsilon_{ik}, \quad (2.17)$$

où les indices 1, 2 et 3 se rapportent aux trois directions de l'espace. Ainsi, dans notre cas,  $\lambda_2 = 1$  puisqu'il n'y a pas de PML dans la direction  $y$ .

Suite à cette modification des constantes des rigidités élastiques, les relations (2.8) et (2.9) deviennent respectivement :

$$-\rho \omega^2 \lambda_1 \lambda_2 \lambda_3 u_j = \frac{\partial}{\partial x_i} \left( \tilde{C}_{ijkl} \frac{\partial u_l}{\partial x_k} + \tilde{e}_{kij} \frac{\partial \Phi}{\partial x_k} \right), \quad (2.18)$$

$$0 = \frac{\partial}{\partial x_i} \left( \tilde{\epsilon}_{ikl} \frac{\partial u_l}{\partial x_k} - \tilde{\epsilon}_{ikl} \frac{\partial \Phi}{\partial x_k} \right) \quad (2.19)$$

où  $j = 1, 2, 3$  (pour les 3 directions de l'espace).

Ce sont donc ces équations qui sont implémentées dans le module PDE de Comsol Multiphysics® pour réaliser les analyses fréquentielles de cette thèse. À titre d'illustration, un exemple de propagation d'onde à une fréquence de 100 MHz est donné en Figure 2.6(a) où l'on représente le champ de déplacement total  $u_x + u_y + u_z$ . Volontairement, le champ de déplacement représenté est borné entre  $-1$  et  $+1$  nm afin que la source ne sature pas les phénomènes observables en surface. On peut alors constater l'atténuation du champ dans les domaines PML. Cela est davantage mis en évidence sur la Figure 2.6(b) qui représente ce même champ de déplacement le long d'une droite colinéaire à l'axe  $x$ , en surface du substrat (droite définie par  $y = 0$  et  $z = 0$ ).

### Conditions aux limites

Malgré la présence des couches absorbantes, il est nécessaire de définir les conditions aux limites, notamment pour les surfaces non bornées par des PML. Le résonateur est évidemment laissé en condition aux limites libres, de même que la surface « supérieure » (face ayant une surface commune avec le résonateur) du substrat et les faces supérieures des PML. Les autres faces extérieures des PML sont mises en conditions aux limites bloquées, afin de s'affranchir d'éventuelles vibrations de la structure globale. Comme les PML sont par définition absorbantes, l'amplitude des ondes en bords de ces domaines doit être nulle et il n'y a donc pas de réflexion d'onde sur ces frontières bien que celles-ci soient bloquées. Comme expliqué précédemment, les faces du substrat et des PML se situant dans le plan ( $xz$ ) sont soumises à des conditions aux limites périodiques, de sorte que le comportement de la structure en tout point de l'axe défini par  $y = a/2$  (limite supérieure du substrat suivant  $y$ ) soit le même que le comportement aux points correspondants de l'axe défini par  $y = -a/2$  (limite inférieure du substrat).  $a$  correspond donc à la largeur suivant  $y$  du substrat, et *a fortiori* à la période de la structure.

### Source excitatrice

Contrairement à la méthode de résolution aux valeurs propres, l'analyse fréquentielle décrite ici nécessite une source excitatrice. Celle-ci sera, tout au long de ce manuscrit, monochromatique et harmonique. Un balayage en fréquence de cette source permet ensuite d'étudier le comportement de la structure en fonction de la fréquence. Plusieurs géométries de source sont testées au cours de ce travail :

- Source linéique le long de l'axe  $y$ ;
- Point source en surface du substrat;
- Source circulaire autour du résonateur;
- Excitation en 4 points du sommet du résonateur.

Dans chacun de ces cas, la source consiste en un déplacement mécanique, conformément à ce qui est proposé pour les dispositifs expérimentaux (voir section 2.4.1).

Pour les deux premiers cas listés ci-dessus, ce déplacement mécanique est appliqué en surface du substrat et est polarisé suivant le plan sagittal (plan normal à la surface et contenant la direction de propagation de l'onde), avec une amplitude de 1 nm suivant chaque composante. À titre d'exemple, pour le cas de la source linéique (qui est la plus utilisée durant la thèse et qui est représentée en rouge sur la Figure 2.5), la source consiste en un déplacement de 1 nm suivant l'axe  $x$  ainsi qu'un déplacement de même amplitude suivant l'axe  $z$ . Pour la source circulaire, le déplacement mécanique se fera uniquement

suivant la direction hors-plan (suivant  $z$ ). Enfin, le dernier cas sera plus particulièrement employé dans le cas de résonateurs couplés. Dans cette situation, la simulation se fait en deux étapes : d'abord, le calcul est effectué avec une source linéique, ce qui permet d'obtenir le comportement du pilier, notamment lorsqu'il est excité à des fréquences proches de sa fréquence propre. De ce calcul, on extrait le déplacement mécanique du pilier en 4 différents points situés en son sommet. La seconde étape consiste ensuite à utiliser ce déplacement mécanique plus ou moins « naturel » du pilier comme source excitatrice pour la simulation numérique. Cette méthode a été mise au point afin d'exciter seulement un des piliers dans le but d'étudier les phénomènes de couplage entre deux (ou plus) résonateurs voisins. Cela permet d'être sûr que le second résonateur est excité uniquement grâce au couplage avec le premier pilier, et non pas par l'onde qui serait générée par le déplacement mécanique de la source linéique.

### Obtention de la réponse en fréquence

Le balayage en fréquence réalisé avec cette méthode de simulations numériques permet d'obtenir les réponses en fréquence des résonateurs étudiés. Dans ce manuscrit, les réponses en fréquence sont calculées en extrayant, pour chaque fréquence d'excitation, la valeur maximale du module du déplacement hors-plan au sommet du résonateur. Ceci permet une confrontation directe avec les investigations expérimentales menées puisqu'expérimentalement, les réponses en fréquence sont établies de cette façon. Des réponses en fréquence ont également été tracées en calculant l'intégrale du champ de déplacement élastique dans le résonateur et ont conduit aux mêmes allures de réponses que celles obtenues avec le module du déplacement hors-plan. En ce sens, nous choisissons de présenter ici les réponses en fréquence montrant le module du déplacement hors-plan au sommet des piliers, afin de faciliter la comparaison avec les résultats expérimentaux.

En plus de ces réponses en fréquence, une attention particulière est apportée à la forme des modes excités, notamment aux fréquences de résonance (définies comme les fréquences pour lesquelles le résonateur présente le déplacement le plus important). Des cartographies des champs de déplacement, en amplitude et en phase, de la structure globale sont tracées pour ces fréquences. Aussi, pour certaines configurations, en particulier dans le cas de résonateurs couplés, nous nous concentrerons sur le champ de déplacement **en surface du substrat**, dans le but d'observer d'éventuelles interactions par la surface entre les résonateurs.

## 2.4 Techniques de fabrication des dispositifs expérimentaux

Les résonateurs étudiés au cours de cette thèse ont des dimensions micrométriques, voire inférieures. Leur fabrication nécessite donc d'être réalisée dans un environnement disposant de ressources micro-technologiques en salle blanche. La présence de la centrale de technologie de micro- et nano-fabrication en salle blanche MIMENTO au sein de l'Institut FEMTO-ST a permis de réaliser ces dispositifs.

Cette section revient sur les différentes techniques employées au cours de la thèse pour fabriquer les dispositifs expérimentaux. Nous détaillons donc ici les méthodes de fabrication des résonateurs, ainsi que des sources excitatrices, tout en gardant à l'esprit que d'autres techniques peuvent être utilisées. Nous essaierons alors de donner les avantages et inconvénients des techniques choisies. Toutes ces méthodes sont adaptées aux dimensions et au cahier des charges de nos structures ; il faut également préciser qu'elles ont toutes été développées et éprouvées en amont de ce travail de thèse.

Afin de suivre d'un point de vue chronologique le procédé de fabrication, nous détaillons d'abord les étapes liées à la réalisation des sources, avant de décrire les principales caractéristiques de la fabrication des résonateurs.

### 2.4.1 Procédé de fabrication des sources excitatrices

Comme cela a été présenté en début de chapitre, des transducteurs à peignes interdigités sont déposés sur le substrat et permettent de générer les ondes de surface qui exciteront les résonateurs. Avant de détailler la technique de fabrication des sources d'ondes, nous revenons brièvement sur la géométrie des peignes interdigités utilisés.

#### Géométrie des transducteurs à peignes interdigités

A l'instar de ce qui a été présenté dans le paragraphe décrivant les peignes interdigités (section 2.2.1), on comprend que les paramètres géométriques des IDTs (période, ouverture acoustique, etc...) sont déterminants pour les caractéristiques de l'onde émise. Le travail de recherche de dimensionnement optimal des transducteurs à peignes interdigités n'ayant pas été fait durant la thèse, cette partie se veut uniquement descriptive et aucunement démonstrative. Le but ici est seulement de donner les paramètres géométriques nécessaires à la compréhension du fonctionnement des IDTs fabriqués.

Étant donné que l'on ne connaît pas la fréquence exacte à laquelle répondront les résonateurs, il est nécessaire de pouvoir couvrir avec les peignes interdigités une bande de fréquences large de quelques dizaines de mégahertz autour de 70 MHz. Le fait que la largeur de la bande passante et l'amplitude du signal émis soient toutes les deux liées au nombre de paires de doigts peut alors être source de problème. Toutefois, cette limitation peut être levée en utilisant des peignes interdigités présentant une période variable, appelée *chirp* en anglais. Cette technique permet d'obtenir des sources large bande. Chaque paire de doigts assure la transduction de l'onde à une fréquence donnée et l'effet cumulatif entre chaque paire de doigts et la paire successive conduit à une réponse électrique de forte amplitude. Il faut toutefois veiller à ce que deux périodes successives soient assez proches. Plusieurs lois de variation du pas ont été testées [60] (variations linéaire, quadratique, inverse linéaire, etc. . .) préalablement à la thèse et c'est une loi de variation basée sur la somme d'une variation linéaire et inverse linéaire qui a été retenue pour ce travail.

Les peignes interdigités ont donc été dessinés de façon à avoir une fréquence de résonance centrale égale à 70 MHz et à couvrir une bande de fréquences s'étendant de 45 à 95 MHz environ, soit une largeur de bande relative de 75%. Ils sont constitués de 100 paires de doigts de largeur comprise entre 9 et 13  $\mu\text{m}$ , avec une ouverture acoustique de 1,265 mm (soit plus de 20 fois la longueur d'onde maximale) (voir l'image au microscope optique d'un dispositif comprenant deux de ces transducteurs en Figure 2.7).

#### Procédé de fabrication des transducteurs à peignes interdigités

Cette technique de génération d'ondes de surface a l'avantage d'être facilement réalisable en salle blanche pour des peignes micrométriques, d'où sa large utilisation dans les domaines radiofréquences ou ultrasonique. En effet, de par leur structure plane et leurs dimensions supérieures au micromètre (dimension minimale de l'ordre de 9  $\mu\text{m}$ ), les IDTs utilisés pour cette thèse peuvent être réalisés relativement simplement par une technique de lift-off (lithographie optique, suivie d'un dépôt par évaporation).

Grâce à un masque et une résine, le procédé de photolithographie permet de transférer les motifs des peignes sur le substrat de niobate de lithium. Plusieurs résines ont été utilisées ; nous donnons ici le détail des étapes de photolithographie effectuée avec une résine négative, sur des wafers polis simple face préalablement nettoyés avec un mélange Piranha (mélange d'acide sulfurique avec du peroxyde d'hydrogène permettant d'éliminer les résidus organiques). Le dépôt de métal est ensuite réalisé par évaporation

d'aluminium. Le choix du matériau s'est porté sur l'aluminium car celui-ci a une densité relativement faible. Le procédé est fait sur un wafer 4 pouces (d'épaisseur 500  $\mu\text{m}$ ) sur lequel une cinquantaine de peignes est réalisée.

Le détail des étapes de réalisation des peignes interdigités est listé ci-dessous :

1. Préparation du substrat

- Enduction d'un promoteur d'adhérence Ti Prime avec vitesse : 4000 rpm, accélération : 4000 rpm/s, temps : 30 s.
- Recuit : 110 °C pendant 2 min.

2. Photolithographie :

- Enduction de résine AZnLOF 2070 avec vitesse : 3200 rpm, accélération : 500 rpm/s, temps : 30 s.
- Recuit : 110 °C pendant 2 min.
- Insolation à 25 mJ avec le masque.
- Recuit d'après exposition : 110 °C pendant 3 min.
- Développement avec le développeur MF26A pendant 45 s.

3. Évaporation :

- Dépôt de 180 nm d'aluminium.

4. Lift-off :

- « Délaquage » de la couche de résine dans un bain de Remover NMP (N-Méthyl-Pyrrolidone) agité pendant plusieurs heures.

Une découpe du wafer est ensuite effectuée afin de séparer chaque puce. Volontairement, les axes de découpe ne sont pas parallèles à l'axe des peignes, afin d'éviter que le bord de la puce joue un rôle de réflecteur pour les ondes émises.

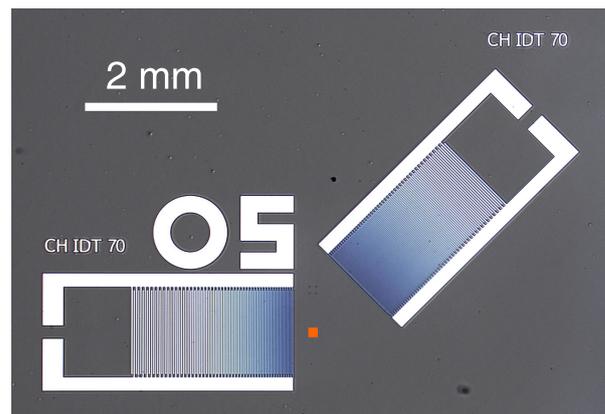


FIGURE 2.7 – Image au microscope optique d'un dispositif comprenant deux transducteurs à peignes interdigités dont la fréquence centrale de fonctionnement est de 70 MHz. Le rectangle entre les deux transducteurs désigne la zone de croissance des résonateurs.

Une image au microscope optique en Figure 2.7 montre les peignes fabriqués par le procédé décrit. La zone rectangulaire orange désigne la zone où seront déposés les résonateurs. Les IDTs ainsi réalisés

sont ensuite caractérisés par voie électrique au moyen d'un testeur sous pointes radio-fréquence associé à un analyseur de réseau vectoriel, afin de vérifier leur réponse électrique dans la bande de fréquences considérée.

### Caractérisation électrique des transducteurs à peignes interdigités

La caractérisation électrique des IDTs *via* un testeur sous pointes consiste à mesurer les paramètres de la matrice  $S$  (pour *Scattering Matrix*, en anglais), caractéristiques de la réflexion et de la transmission d'un dispositif. Pour cela, des pointes radiofréquences (Cascade Microtech AE-Z10-GS-250) sont reliées *via* un câble coaxial SMA à un analyseur de réseau (Agilent E5071C) qui émet un signal dans la gamme de fréquence désirée. Ce signal est envoyé au dispositif (en l'occurrence les peignes interdigités) par les pointes, puis l'analyseur de réseau relève la partie du signal qui est réfléchi et/ou transmise par le dispositif. Avec les deux paires de pointes du système, il est possible de mesurer les coefficients de réflexion sur chacun des deux ports ( $S_{11}$  pour la réflexion sur le port 1,  $S_{22}$  pour la réflexion sur le port 2), ainsi que les paramètres  $S_{12}$  caractérisant la transmission de la voie 1 à la voie 2 et  $S_{21}$  donnant accès à la transmission de la voie 2 à la voie 1. Dans notre cas, une seule paire de pointes suffit puisque la mesure se fait en réflexion, donc avec un seul port.

En effet, le paramètre  $S_{11}$  permet de connaître les fréquences auxquelles les IDTs répondent, c'est-à-dire les fréquences pour lesquelles les ondes de surface engendrées par chaque paire de doigts s'ajoutent de façon constructive. Lorsque l'énergie électrique apportée aux IDTs est convertie efficacement en énergie mécanique (générant des ondes de surface), une faible quantité de signal se trouve réfléchi, et on constate alors des chutes d'amplitude sur le signal représentant  $S_{11}$ . En pratique, on trace donc l'amplitude de  $S_{11}$  en fonction de la fréquence sur la plage de fréquence souhaitée. Les chutes d'amplitudes permettent alors de déterminer la bande passante des IDTs. A titre d'exemple, la Figure 2.8 montre une réponse électrique typique des IDTs réalisés durant la thèse. Cette réponse électrique montre la bande passante des IDTs, entre 55 et 110 MHz environ, caractérisée par une chute de l'amplitude du paramètre  $S_{11}$ . On constate également la présence d'oscillations dans la bande passante ; ces oscillations pourraient être atténuées en choisissant d'autres lois de variation de la période des doigts plus appropriées.

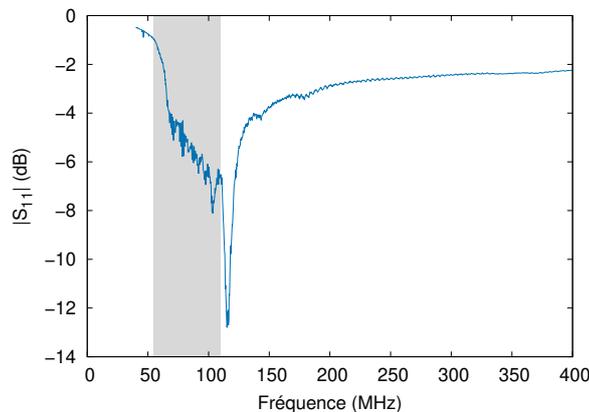


FIGURE 2.8 – Exemple de réponse électrique ( $|S_{11}|$  en fonction de la fréquence) d'un peigne interdigité à pas variable. La zone grisée met en évidence la bande de fréquences de fonctionnement du peigne.

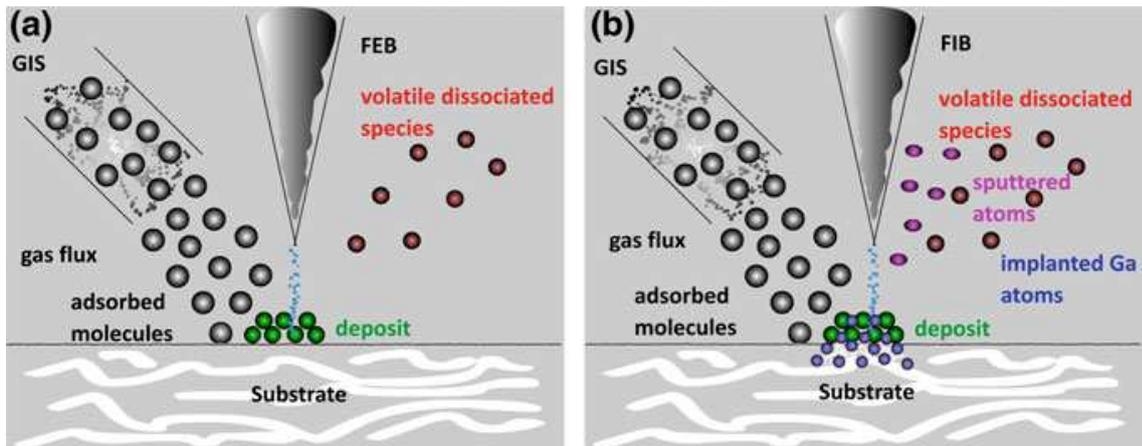


FIGURE 2.9 – Schémas illustrant les réactions mises en jeu lors de dépôts (a) assistés par faisceau d'électrons focalisés et (b) assistés par faisceau d'ions focalisés. (FEB : *Focused Electron Beam*, FIB : *Focused Ion Beam* et GIS : *gas injection system*, en anglais). Issu de [165].

## 2.4.2 Technologie de fabrication des résonateurs

Les résonateurs phononiques qui font l'objet de cette thèse prennent la forme de piliers cylindriques de taille micrométrique. Le souhait de pouvoir réaliser d'autres résonateurs de formes tridimensionnelles complexes a largement motivé le choix de la technologie retenue pour la fabrication de ces résonateurs : ils seront réalisés par croissance induite par faisceau d'ions focalisés (IBID pour *Ion-Beam Induced Deposition* en anglais). Ce procédé, très puissant de par sa résolution de quelques dizaines de nanomètres, rend possible la réalisation de structures 3D à des échelles de quelques centaines de nanomètres. Nous décrivons ici quelques caractéristiques principales de ce procédé, avant de détailler les paramètres utilisés dans notre cas. Là-encore, les techniques et procédés de fabrication ont été développés et éprouvés au sein du groupe avant le commencement de la thèse. La description du procédé est faite pour la fabrication de résonateurs en forme de piliers cylindriques, de diamètre 4  $\mu\text{m}$  et de hauteur 4  $\mu\text{m}$ . Ce sont les piliers les plus largement utilisés durant la thèse. Le choix de ces paramètres géométriques sera justifié dans la partie 3.2.

### Quelques principes sur les dépôts assistés par faisceau d'ions focalisés

La croissance induite par faisceau d'ions focalisés est une technique relativement récente (développée au cours des années 1980) qui s'inspire du procédé de dépôt par faisceau d'électrons focalisés. Ces deux techniques, nécessitant un faisceau d'électrons ou d'ions, utilisent au minimum un MEB (microscope électronique à balayage), pour le cas du dépôt par faisceau d'électrons, couplé à un FIB (*Focused Ion Beam* en anglais pour faisceau d'ions focalisés) qui comporte une colonne ionique, pour le dépôt par faisceau d'ions. Elles consistent à réaliser des dépôts en phase vapeur reposant sur la décomposition d'un précurseur dont les molécules sont adsorbées à la surface d'un échantillon. Cette décomposition est induite par le faisceau d'électrons, ou d'ions, bombardant très localement la surface. Elle conduit à l'obtention d'un dépôt solide local constitué des fragments non-volatils de la molécule constituant le précurseur. Ce phénomène peut être schématisé comme sur la Figure 2.9, à gauche pour le dépôt par faisceau d'électrons, à droite pour le dépôt induit par faisceau d'ions focalisés. La réaction caractérisant le dépôt ayant lieu très localement et à l'échelle d'une molécule, ces dépôts ont l'avantage d'être très sélectifs. La résolution atteignable pour le dépôt assisté par faisceau d'ions est de l'ordre de 10 nm [162]. Elle peut même atteindre 3 nm pour les dépôts par faisceau d'électrons [163, 164].

À la différence du dépôt par faisceau d'électrons, le dépôt induit par faisceau d'ions conduit à l'implantation d'ions à la surface de l'échantillon. Ce sont ces ions qui interagissent avec les molécules du précurseur pour conduire au dépôt. La composition chimique du matériau déposé sera donc en partie influencée par la présence de ces ions lors de la réaction. Par ailleurs, l'interaction ion / matière peut conduire à la pulvérisation des premiers nanomètres de la surface du matériau constituant l'échantillon, à l'émission d'électrons et à l'échauffement de la surface de l'échantillon. Malgré ces « inconvénients », c'est ce type de dépôt qui sera utilisé pour fabriquer les résonateurs car la vitesse de dépôt y est plus élevée que pour le dépôt par faisceau d'électrons.

Ces deux techniques de dépôt ont été initialement développées notamment pour la réalisation de connexions pour les circuits intégrés en micro et nanoélectronique [166, 167], la correction de défauts sur des structures micrométriques de précision, comme des masques ou des circuits par exemple [168], ou encore la réalisation de films protecteurs pour les lames TEM (microscopie électronique en transmission) [169]. Les procédés sont aussi utilisés pour réaliser des structures 3D beaucoup plus complexes qui constituent à elles-seules des objets d'étude [170, 171].

Ces techniques présentent l'avantage considérable, en plus de leur résolution quasi-nanométrique, de ne nécessiter qu'une seule étape de fabrication, sans avoir recours à un masque ou autre. Aussi, les dépôts peuvent s'effectuer sur tout type de substrat. En contrepartie, la façon de réaliser les dépôts n'est pas une méthode de « production massive » car les procédés sont longs (au prix d'une excellente résolution). De plus, en dépit des nombreux avantages qu'elles présentent, ces techniques de dépôts assistés par faisceau d'ions ou d'électrons nécessitent un travail long et complexe de développement et de mise au point avant d'obtenir des dépôts reproductibles et de qualité. En effet, un très grand nombre de paramètres sont à optimiser pour obtenir les meilleurs résultats : tension d'accélération du faisceau, courant du faisceau, pression locale de la chambre, température du GIS (*gas injection system*, en anglais, pour le système d'injection de gaz) conditionnant le débit de précurseur et donc la quantité de précurseur disponible, position de l'aiguille du GIS, modes de scan (taille de pixel, appelée « *stepsize* » en anglais, et temps de maintien du faisceau, appelé « *dwell time* » en anglais), dimensions du champ d'écriture, dose d'exposition, etc. . . Nous détaillons ces paramètres dans le paragraphe suivant.

### Paramètres de dépôt

Les dépôts induits par faisceau d'ions focalisés réalisés pour fabriquer les résonateurs de cette thèse sont faits avec un système FEI Helios Nanolab 600i Dualbeam FIB/SEM, couplé au logiciel Raith Elphy Multibeam qui permet de piloter le faisceau *via* une électronique dédiée, disponible au sein de la centrale MIMENTO. Cette ressource est équipée de 5 systèmes d'injection de gaz dont une aiguille d'injection d'un précurseur organométallique à base de platine (triméthyl-(methylcyclopentadienyl)-platine(IV), de formule  $(\text{CH}_3)_3\text{Pt}(\text{CpCH}_3)$ ), qui sera utilisée pour nos dépôts. Un précurseur à base de naphthalène  $\text{C}_{10}\text{H}_8$  est disponible, si l'on souhaite réaliser des résonateurs en carbone. La colonne d'ions permet de délivrer un courant d'ions gallium  $\text{Ga}^+$  compris entre 1 pA et 65 nA (suivant l'ouverture de diaphragme choisie). On comprend alors que le matériau déposé sera composé d'un mélange de platine, de carbone et de gallium dont les proportions seront données plus loin.

Comme on l'a évoqué dans les paragraphes précédents, les dépôts sont faits sur un substrat de niobate de lithium (sur lequel les IDTs ont préalablement été réalisés). Afin d'assurer une évacuation des charges présentes en surface (suite à l'interaction ion / matière), un dépôt d'une couche mince conductrice de chrome (environ 20 nm) est effectué avant l'étape de croissance assistée par faisceau d'ions. Cette fine couche sera ôtée après l'étape de fabrication des résonateurs en plongeant l'échantillon dans une solution d'*etch chrome* durant quelques dizaines de secondes.

L'échantillon est placé sur une platine eucentrique dans le système FIB/SEM, ce qui permet aux deux

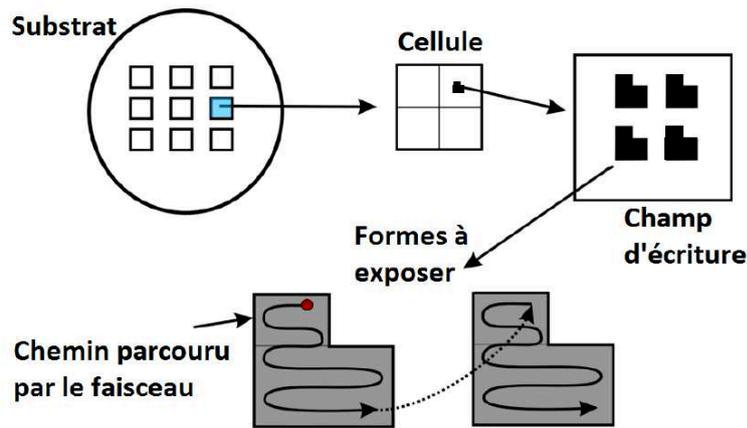


FIGURE 2.10 – Illustration de la stratégie de déplacement du faisceau lors de dépôts par IBID. Issue de [172].

faisceaux d'électrons et d'ions d'avoir une incidence normale sur la surface de l'échantillon, sachant que l'angle entre les deux colonnes est de  $52^\circ$ .

Le courant du faisceau est un des paramètres les plus importants pour le dépôt assisté par faisceau d'ions : il doit être judicieusement choisi en fonction de la surface à déposer afin d'obtenir un dépôt satisfaisant avec un compromis acceptable entre vitesse de croissance et résolution atteignable. En effet, si le courant choisi est trop fort, on favorise la gravure ionique par rapport au dépôt et si le courant est trop faible, la vitesse de dépôt est également très faible. Pour les dépôts effectués durant cette thèse, le courant est choisi de façon à être compris entre 2 et 6  $\text{pA}/\mu\text{m}^2$ . Les résonateurs étant des piliers cylindriques, la surface correspond donc à la surface d'un disque de diamètre égal au diamètre du pilier. Pour les piliers de diamètre 4  $\mu\text{m}$ , le courant choisi est donc de 40 pA, ce qui donne environ 3,18  $\text{pA}/\mu\text{m}^2$ . La tension d'accélération est quant à elle fixée à 30 kV. Ce couple courant / tension ainsi déterminé permet, entre autres, de limiter la rugosité des flancs du pilier.

D'autres paramètres essentiels pour l'optimisation du dépôt se situent dans la façon dont vont être délivrés les ions  $\text{Ga}^+$  (vitesse, répétition, etc. . .) à la surface de l'échantillon. En particulier, le couple temps de maintien du faisceau (*dwell time* qui correspond en fait au temps durant lequel le faisceau d'ions reste à la même position) / taille d'un pixel (*stepsiz*e qui correspond à la distance entre deux positions successives) permet de définir une vitesse de déplacement du faisceau qui doit être optimisée afin de consommer au mieux le précurseur disponible. Si cette vitesse est trop faible, le bombardement d'ions risque de conduire à la gravure du substrat plutôt qu'à un dépôt [173] et si elle est trop élevée, on n'optimise pas l'utilisation du précurseur. Pour nos dépôts de platine, le *dwell time* est fixé à 200 ns et le *stepsiz*e à 40 nm. Ce dernier est paramétré de façon à obtenir un dépôt « continu », sans recouvrement trop important.

Le faisceau effectue un certain nombre de passages (identiques) successifs pour obtenir un dépôt à la hauteur souhaitée. Dans notre cas, pour obtenir des résonateurs de hauteur 4  $\mu\text{m}$  environ, le nombre de répétitions est compris entre  $1,5 \times 10^6$  et  $2,3 \times 10^6$ . La façon dont sont effectués ces passages est représentée en Figure 2.10. De plus, le disque décrivant une couche du pilier cylindrique est parcouru de façon concentrique par le faisceau d'ions. Le nombre de passages du faisceau est variable en fonction de l'état du réservoir délivrant le précurseur, de la stabilité des conditions (pression, température) dans la chambre de dépôt, etc. . . La pression de travail est donc régulièrement contrôlée au cours du paramétrage et du dépôt. Par exemple, l'ouverture du système d'injection de gaz fait augmenter la pression dans la zone

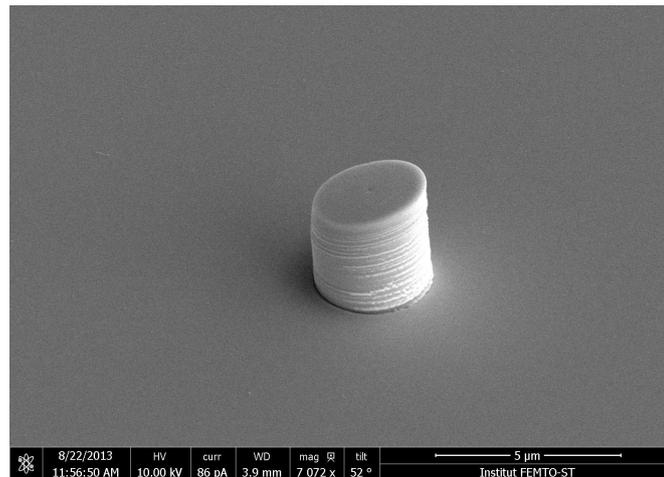


FIGURE 2.11 – Image au microscope électronique à balayage (MEB) d’un pilier déposé par IBID, de hauteur 3  $\mu\text{m}$  et de diamètre 3  $\mu\text{m}$ .

de dépôt; il est donc important d’attendre quelques minutes après cette ouverture pour que la pression redescende à une valeur proche de  $1,5 \times 10^{-5}$  mbar ou moins. Aussi, il faut veiller à travailler à une température stable puisque celle-ci influe sur le taux de dépôt et la composition du matériau déposé [174]. La zone de dépôt se concentre dans une surface limitée autour de la position eucentrique; on définit cette zone de travail par un carré de 50  $\mu\text{m}$  de côté. Cette zone ne doit pas être trop grande au risque d’une perte de résolution des dépôts.

Dans ces conditions, la durée de dépôt pour un pilier de diamètre 4  $\mu\text{m}$  et de hauteur d’environ 4  $\mu\text{m}$  est de 1h15min environ. Une image au microscope électronique à balayage en Figure 2.11 montre un pilier déposé avec ce procédé, à l’issue de l’étape de croissance.

### Composition des dépôts

Le matériau résultant de cette technique de dépôt est, comme on l’a évoqué auparavant, constitué de platine, de carbone et de gallium, dans des proportions initialement méconnues. Ces proportions sont en fait données dans la littérature [169] et par le fabricant mais peuvent varier selon les conditions de dépôt. De même, les propriétés mécaniques de ce matériau ne sont pas connues. Des travaux ont donc été menés au sein de l’équipe afin de déterminer de façon empirique les propriétés physico-chimiques du matériau déposé. D’abord, des caractérisations par EDS (*Energy-dispersive X-ray Spectroscopy* en anglais, pour analyse dispersive en énergie) ont permis d’obtenir la composition atomique des piliers : comme le montre, en Figure 2.12, le spectre EDS obtenu pour un des dépôts, la caractérisation donne un ratio de l’ordre de 53 at.% de carbone, 28 at.% de platine et 19 at.% de gallium. Ces pourcentages varient peu d’un dépôt à l’autre et sont semblables à ceux obtenus dans la littérature [169].

D’autre part, des études expérimentales ont été réalisées dans le but de déterminer les propriétés mécaniques (densité et module de Young en particulier) du matériau déposé. Des mesures de nano-indentation ont conduit à une estimation du module de Young de 130 GPa. La nano-indentation consiste à faire pénétrer une pointe, de propriétés connues, dans un matériau pour en déduire ses propriétés mécaniques, comme expliqué dans l’article [175]. Par ailleurs, des mesures de la masse d’un plot de « platine » déposé au bout d’une poutre mise en vibration ont permis d’estimer la densité du matériau à environ 10 000  $\text{kg}/\text{m}^3$ .

Cette estimation est cohérente avec les valeurs de densités obtenues par calcul à partir de la composition

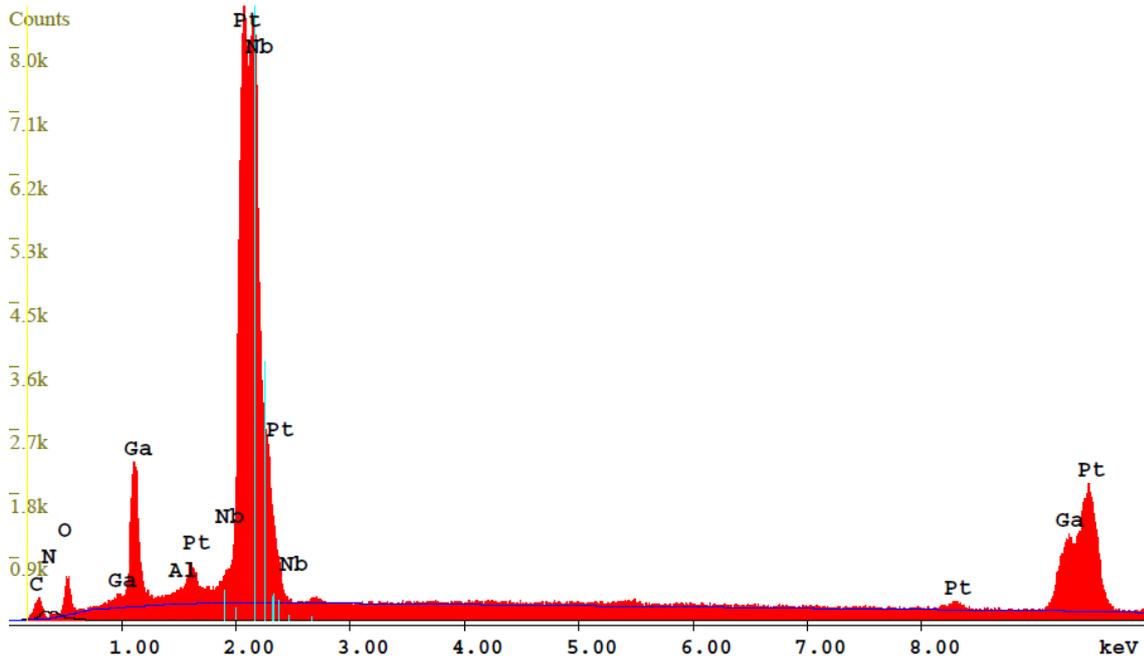


FIGURE 2.12 – Exemple de spectre obtenu par EDS pour un résonateur fabriqué par IBID de « platine ».

du dépôt. Ce calcul s’appuie sur l’approximation de densité d’un matériau composite qui stipule que la densité équivalente peut être calculée comme suit :

$$\rho_{eq} = m_{tot}/V_{tot}, \quad (2.20)$$

où  $m_{tot}$  est la masse totale, soit la somme des masses de chaque constituant, et  $V_{tot}$  le volume correspondant. La masse par élément  $m_{elem}$  est donnée comme suit :

$$m_{elem} = At\%_{elem} \times Atwt_{elem}, \quad (2.21)$$

où  $At\%_{elem}$  correspond au pourcentage atomique (obtenu par l’analyse EDS par exemple) de l’élément et  $Atwt_{elem}$  à sa masse atomique. De même, le volume total  $V_{tot}$  peut se calculer à partir du volume pour chaque élément  $V_{elem}$  défini comme suit :

$$V_{elem} = m_{elem}/\rho_{elem}. \quad (2.22)$$

En utilisant les pourcentages atomiques de chaque élément obtenus par l’analyse EDS et les valeurs de densités suivantes :  $\rho_{Pt} = 21\,460\text{ kg/m}^3$ ,  $\rho_C = 2\,270\text{ kg/m}^3$  et  $\rho_{Ga} = 5\,910\text{ kg/m}^3$ , on peut donc calculer la densité du matériau résultant du dépôt grâce aux équations 2.20 à 2.22. La valeur de densité obtenue,  $10\,147\text{ kg/m}^3$ , est en accord avec l’estimation expérimentale.

### Procédé en parallèle pour des piliers jumeaux

L’étude du couplage dans des structures comprenant plusieurs piliers nécessite d’avoir des résonateurs les plus similaires possibles. En ce sens, les résonateurs d’un ensemble (paire, ligne ou autre) sont fabriqués simultanément : pour chaque passage, le faisceau d’ions scanne alternativement les différentes zones de croissance. Cette technique conduit à la croissance de piliers « jumeaux ».

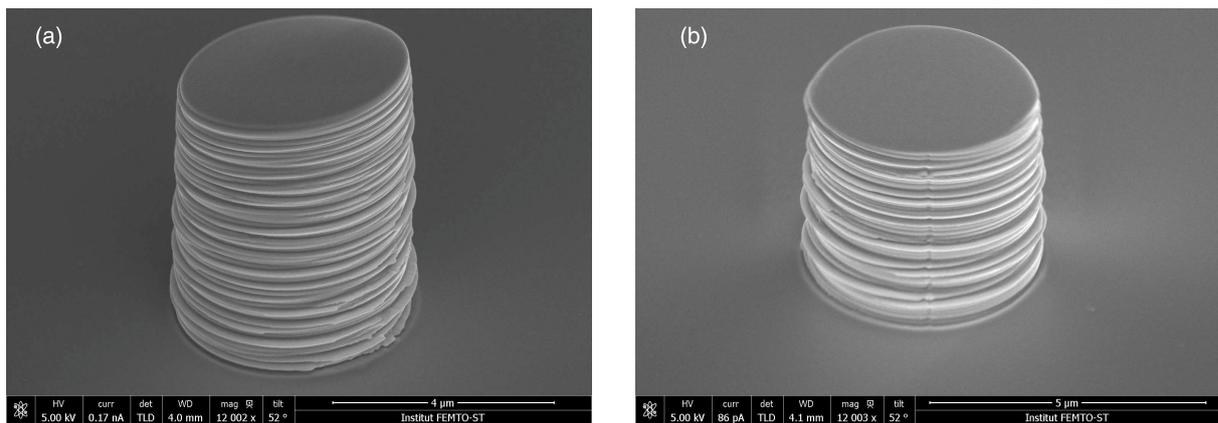


FIGURE 2.13 – Images au microscope électronique à balayage (MEB) d'un pilier de diamètre 4,4  $\mu\text{m}$  et de hauteur 4  $\mu\text{m}$ , déposé par IBID en compensant la dérive au cours du procédé. **(a)** Pilier à l'issue de l'étape de croissance. **(b)** Pilier après polissage de la surface par gravure FIB.

Le procédé décrit dans les paragraphes ci-dessus permet d'obtenir des résonateurs fabriqués par dépôt assisté par faisceau d'ions focalisés. Afin d'optimiser encore cette méthode, deux techniques ont été mises au point et développées au sein du groupe pour contrôler au mieux la forme des piliers et réduire deux défauts de ces dépôts : la non-verticalité et la non-planéité des piliers.

### Amélioration de la forme des piliers

Il a été constaté que l'axe vertical des piliers déposés présente un angle non nul (d'environ  $7^\circ$ ) par rapport à la normale à la surface du substrat et que la surface des piliers est inclinée, comme le montre la Figure 2.11. Cette inclinaison globale peut en partie être due à la position de l'aiguille d'injection par rapport à la zone de dépôt ; c'est pourquoi celle-ci est choisie avec attention pour chaque dépôt réalisé. En particulier, on veille à réaliser les dépôts dans la zone la plus proche de l'aiguille et de façon à ce que chaque dépôt « voie » l'aiguille sous le même angle. Malgré cela, il reste une inclinaison qui s'explique principalement par une dérive de la position du faisceau par rapport à l'échantillon durant le procédé. Une solution a donc été mise au point : elle consiste à effectuer une correction de cette dérive en la compensant numériquement, c'est-à-dire en ajoutant numériquement (*via* le logiciel Raith) un décalage qui compense le déplacement correspondant à la dérive. L'estimation de cette dérive se fait automatiquement par l'évaluation du décalage d'un motif de référence (réalisé dans ce but). Cette opération de correction est effectuée automatiquement une fois toutes les 3 ou 4 minutes environ, tout au long de la phase de croissance. Le motif de référence est réalisé à l'intérieur de la zone de travail (carré de côté 50  $\mu\text{m}$ ). La Figure 2.13(a) montrant un pilier déposé en appliquant la correction de dérive, fait remarquer l'aspect en « empilement de couches », signe que le dépôt est bien réalisé par dépôts successifs de couches séparés par des réalignements. Cette étape de correction de dérive induit donc une certaine rugosité des flancs des résonateurs, dont nous tenterons de voir l'influence de façon numérique dans le chapitre 3.4.4, mais permet d'accroître la verticalité des structures.

Concernant l'inclinaison de la surface, une seconde technique a été développée car il est en fait primordial que les piliers présentent une surface plane pour les caractérisations optiques qui suivront et qui nécessitent une mise au point de la distance focale sur la surface des piliers. De plus, l'inclinaison des piliers complique la détermination de la hauteur de ces derniers alors que cette hauteur est le paramètre prépondérant pour l'estimation des fréquences de résonance des piliers (*cf.* chapitre 3.4.2). L'inclinaison des résonateurs est liée au débit et à la direction du flux du précurseur. Étant donné qu'il n'est pas

possible de modifier directement la zone d'émission de ce flux, la solution pour corriger la planéité consiste à ajouter une étape de gravure FIB après l'étape de croissance. L'idée est de positionner les piliers de façon à ce que le faisceau d'ions arrive en incidente rasante par rapport à la surface des piliers (donc parallèlement à la surface du substrat et à la hauteur correspondant à la hauteur de pilier souhaitée) et de corriger l'inclinaison en retaillant la surface du pilier. Pour cela, un porte-substrat spécifique, qui permet à la surface de l'échantillon d'être parallèle à la colonne ionique (et donc l'axe vertical des piliers est orthogonal au faisceau d'ions), est utilisé et le retaillage se fait avec un courant de 790 pA. La Figure 2.13(b) montre le résultat obtenu après cette étape de polissage de la surface, en comparaison avec la Figure 2.13(a) obtenue avant le polissage. On constate alors que la surface des piliers est maintenant plane et polie, ce qui facilitera la mise au point lors des mesures par voie optique. Par ailleurs, cette étape de polissage permet aussi de mieux contrôler la hauteur des piliers : les dépôts sont maintenant réalisés avec un nombre de répétitions importants de façon à obtenir des dépôts de hauteur supérieure à 4  $\mu\text{m}$  et c'est ensuite l'étape de polissage qui va permettre de fixer la hauteur des piliers (en général 4  $\mu\text{m}$ ). De plus, cette étape est réalisée en même temps pour les piliers d'une paire, ce qui permet d'obtenir la même hauteur pour les deux piliers, aux incertitudes près. On estime que cette technique permet de contrôler la hauteur des résonateurs à environ 100 nm près, cette incertitude étant essentiellement liée à la limite de résolution du FIB dans les conditions dans lesquelles il est utilisé pour ce procédé (forts courants et incidence rasante notamment) et à l'appréciation visuelle du niveau des surfaces. Cette incertitude est toutefois cohérente avec les données de précision en imagerie MEB qui sont de l'ordre de 3%.

Afin de connaître précisément la hauteur de chaque résonateur, différentes techniques sont possibles (profilomètre mécanique, imagerie au microscope à force atomique, ...). Les dimensions des résonateurs (hauteur et diamètre) étant de l'ordre de quelques micromètres, la mesure au profilomètre mécanique constitue la technique la plus appropriée. Cependant, différents essais (avec différentes forces appliquées à la pointe du profilomètre) ont montré que cette technique peut abîmer les piliers, en particulier sur leur surface supérieure : la pointe soulève en fait les couches de platine déposées. En ce sens, les mesures de hauteur des piliers ne sont pas réalisées de façon systématique avant la caractérisation expérimentale des dispositifs. On s'appuie alors sur les valeurs données par l'imagerie MEB, avec les incertitudes qui y sont liées et que l'on a détaillées auparavant.

## 2.5 Méthode de caractérisation expérimentale des résonateurs

Lorsqu'ils sont excités, les résonateurs micrométriques fabriqués sont supposés présenter différents modes mécaniques de faible amplitude, dans le domaine de la centaine de mégahertz. Même en régime forcé, les amplitudes de vibration des résonateurs n'excèdent pas quelques centaines de nanomètres. Les techniques de mesure de vibration par interférométrie optique constituent alors une méthode robuste appropriée à la caractérisation de nos dispositifs.

En effet, l'interférométrie optique est une technique largement utilisée dans le domaine des télécommunications radio-fréquences car elle permet d'obtenir des informations non accessibles par d'autres méthodes (électriques notamment) : avec l'interférométrie optique, il est par exemple possible de caractériser les propriétés de propagation des ondes, à des fréquences s'élevant jusqu'à la dizaine de gigahertz, même lorsque les amplitudes de déplacement de ces ondes sont très faibles. L'interférométrie présente aussi l'avantage d'être une technique sans contact, et donc de ne pas endommager l'échantillon à caractériser.

Le groupe Phononique et Microscopies au sein duquel est effectuée la thèse a prouvé son expertise dans l'utilisation des techniques interférométriques pour la caractérisation de la propagation d'ondes acoustiques de surface dans des structures phononiques [176]. Nous allons donc au cours de cette thèse

nous appuyer sur cette expertise pour caractériser le comportement des résonateurs. Un banc de caractérisation optique fondé sur un interféromètre hétérodyne va permettre de mesurer, quantifier et observer les vibrations mécaniques hors-plan des structures. Dans cette partie, nous expliquons partiellement, à travers quelques équations, la façon d'obtenir la valeur d'amplitude du déplacement hors-plan avec un interféromètre hétérodyne. Nous présentons et décrivons ensuite le banc de caractérisation utilisé durant la thèse.

### 2.5.1 Interféromètres hétérodynes et mesures d'amplitudes de déplacement hors-plan

Comme tout interféromètre, la sonde interférométrique utilisée ici exploite le phénomène d'interférences entre ondes lumineuses pour permettre de mesurer entre autres la différence de chemin optique entre les différentes ondes. Ici, c'est le déplacement créé par la vibration de l'échantillon (piliers ou surface du substrat) qui génère cette différence de marche. Ainsi, l'analyse du signal généré par l'interférence en sortie de l'interféromètre permet de retrouver le déplacement mécanique normal à la surface de l'échantillon.

Le caractère hétérodyne d'une sonde signifie que la fréquence d'au moins l'un des deux faisceaux de l'interféromètre est décalée de la fréquence initiale de la source. Souvent, et c'est le cas ici, ce décalage est obtenu grâce à un modulateur acousto-optique, qui permet de décaler la fréquence de la source de quelques dizaines, voire centaines, de mégahertz. Cet hétérodynage a l'avantage de permettre de s'affranchir des fluctuations (mécaniques, thermiques, ...) de la source (*cf.* explications dans le paragraphe suivant présentant les équations analytiques des ondes mises en jeu au sein d'un interféromètre hétérodyne). L'interférométrie hétérodyne est aujourd'hui largement utilisée pour la caractérisation de systèmes vibrants et se présente sous différentes formes : interféromètres de Michelson, de Sagnac, Mach-Zehnder, etc. . . [177–179]. Globalement, la résolution des sondes hétérodynes est un peu moins bonne que celle des sondes homodynes [180]. Mais, de par leur insensibilité à l'environnement ambiant et à la réflectivité de l'échantillon, les structures hétérodynes sont souvent préférées.

#### Obtention de l'amplitude de déplacement hors-plan

On présente ici quelques expressions analytiques des champs électriques se propageant à travers un interféromètre hétérodyne, dans le but de montrer théoriquement comment un tel interféromètre permet la mesure du déplacement hors-plan d'un système.

Nous cherchons les solutions harmoniques. De même, on estime des variations périodiques et sinusoïdales des différents champs électriques. Dans cette configuration, le champ électrique relatant le comportement du faisceau de référence peut s'écrire :

$$E_R = E_r \exp \{i(\omega_R t + \phi_R)\}. \quad (2.23)$$

L'indice  $R$  se rapporte au bras de référence de l'interféromètre ; la phase du faisceau est exprimée par  $\phi_R$  ;  $\omega_R$  correspond à la pulsation du faisceau et dépend donc de la pulsation  $\omega_L$  du faisceau laser et du décalage  $\omega_{MAO}$  induit par le modulateur acousto-optique. On peut écrire cette pulsation  $\Omega$  comme :  $\omega_R = \omega_L + \omega_{MAO}$ .

Le champ électrique lié au bras sonde peut s'écrire de façon analogue, en tenant compte de la différence de marche qu'implique la vibration de l'échantillon :

$$E_S = E_s \exp \{i(\omega_S t + \phi_S + 2k\delta)\}. \quad (2.24)$$

Ici, l'indice  $S$  se réfère au faisceau sonde. Ce faisceau étant issu de l'ordre 0 du modulateur acousto-

optique, il présente la même pulsation que celle du laser, soit  $\omega_S = \omega_L$ . L'argument  $2k\delta$  traduit la différence de marche liée au déplacement  $\delta$  de l'échantillon,  $k$  étant le nombre d'onde ( $k = 2\pi/\lambda$ , où  $\lambda$  correspond à la longueur d'onde du faisceau laser). Le multiple 2 s'explique par le trajet aller-retour (après réflexion sur l'échantillon) du faisceau sonde. Si l'on considère que le déplacement varie sinusoidalement dans le temps, on peut l'écrire sous la forme :

$$\delta = u \sin(\omega_e t + \phi_e) \quad (2.25)$$

où l'indice  $e$  se rapporte cette fois à l'échantillon.  $u$  correspond alors à l'amplitude de déplacement ;  $c$ 'est la quantité que l'on cherche à obtenir. On rappelle que par cette technique d'interférométrie,  $c$ 'est la différence de marche qui est déterminée expérimentalement et  $c$ 'est donc le déplacement dans la direction orthogonale à la surface de l'échantillon (autrement appelé déplacement hors-plan) qui est calculé.

Le photodétecteur en sortie de l'interféromètre est sensible au carré du champ électrique résultant de l'interférence entre bras sonde et bras de référence. Ce photodétecteur fournit alors un courant dont l'intensité peut s'exprimer ainsi :

$$I(t) = |E_R|^2 + |E_S|^2 + 2\Re\{E_S E_R^*\}. \quad (2.26)$$

En utilisant les équations 2.23, 2.24 et 2.25, on peut réécrire cette équation comme suit :

$$I(t) = I_0 + I_0 \cos\{(\omega_S - \omega_R)t + \phi_S - \phi_R + 2ku \sin(\omega_e t + \phi_e)\} \quad (2.27)$$

$$= I_0 + I_0 \cos\{-\omega_{MAO}t + \phi_S - \phi_R + 2ku \sin(\omega_e t + \phi_e)\}. \quad (2.28)$$

Le courant  $I_0$  est un courant continu dépendant de  $E_S$  et  $E_R$ .

En considérant que les déplacements mesurés sont très faibles (par rapport à la longueur d'onde d'excitation), ce qui représentait la condition initiale pour utiliser l'interférométrie optique pour caractériser les vibrations des résonateurs, l'expression précédente peut être transformée. Si  $u \ll \lambda$  (soit  $ku \ll 1$ ), alors l'équation 2.28 peut se réécrire de cette façon, après avoir développé l'expression en cosinus :

$$I(t) \approx I_0 + I_0 [\cos(\omega_{MAO}t + \phi_S - \phi_R) \pm ku \sin\{(\omega_{MAO} \pm \omega_e)t \pm \phi_e + \phi_S - \phi_R\}] \quad (2.29)$$

$$\approx I_0 + I_0 \cos(\omega_{MAO}t + \phi_S - \phi_R) \pm I_0 ku \sin\{(\omega_{MAO} \pm \omega_e)t \pm \phi_e + \phi_S - \phi_R\}. \quad (2.30)$$

Cette expression permet de faire apparaître la composition du spectre de  $I(t)$ ,  $\Psi$ . La composante continue  $I_0$  disparaît et le spectre met en évidence une raie centrale à la pulsation  $\omega_{MAO}$  que l'on appelle porteuse (d'amplitude  $V_0$  proportionnelle à  $I_0$ ) et de part de d'autre de ce pic, deux raies latérales de pulsation  $\omega_{MAO} \pm \omega_e$  (de même amplitude  $V_1$  proportionnelle à  $I_0 ku$ ). La Figure 2.14 schématise un spectre de puissance typique de ce que l'on observe à l'analyseur de spectre en sortie de l'interféromètre hétérodyne.

C'est à partir du rapport des deux amplitudes des raies spectrales que l'on peut calculer l'amplitude de déplacement hors-plan. En effet, d'après l'équation 2.30, le rapport des deux amplitudes donne :

$$\frac{V_1}{V_0} = \frac{I_0 ku}{I_0} = ku = \frac{2\pi}{\lambda} u. \quad (2.31)$$

On en déduit donc, finalement, l'amplitude de déplacement hors-plan :

$$u = \frac{V_1}{V_0} \frac{\lambda}{2\pi}. \quad (2.32)$$

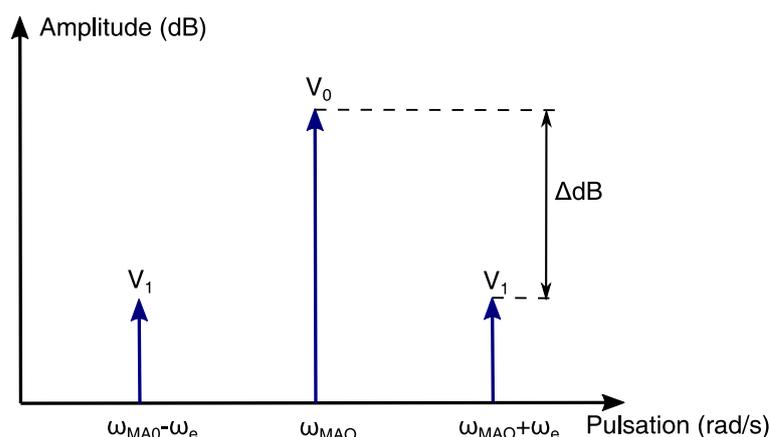


FIGURE 2.14 – Schéma illustrant le type de spectre obtenu grâce à l'interférométrie hétérodyne.

L'analyseur de spectre donnant les amplitudes en terme de puissance, le rapport d'amplitude se calcule par la formule :  $\frac{V_1}{V_0} = 10^{-\Delta dB/20}$  où  $\Delta dB$  se lit directement sur l'analyseur comme la différence d'amplitude (en dB) entre les deux raies spectrales.

On comprend alors que grâce à l'hétérodynage, on s'affranchit des fluctuations environnementales (thermiques, mécaniques, d'intensité de la source laser, ou autres) puisque les deux raies spectrales qui nous « intéressent » sont séparées d'une fréquence dépendant du modulateur acousto-optique et non de la fréquence de la source. De plus, les éventuelles conséquences des fluctuations se font ressentir autant sur la porteuse que sur les raies latérales et n'ont donc pas d'incidence sur le calcul du déplacement puisque celui-ci se fait à partir du rapport des deux amplitudes.

## 2.5.2 Description de la sonde hétérodyne

Dans notre cas, l'interféromètre utilisé s'appuie sur les travaux proposés par Kokkonen *et al.* [181] qui utilisent une sonde hétérodyne dérivée d'une structure Mach-Zehnder. Le principe de cette sonde repose sur le fait que le modulateur acousto-optique est placé directement après le laser, et permet ainsi de générer deux signaux (ordres 0 et +1) qui constitueront les deux bras de l'interféromètre. Kokkonen *et al.* obtiennent avec leur sonde une résolution de l'ordre de  $1 \cdot 10^{-12} \text{ m.Hz}^{-1/2}$ . Bien que d'autres interféromètres présentent des résolutions bien meilleures (jusqu'à 1000 fois meilleures), comme dans les travaux antérieurs de Vairac *et al.* [182], Graebner *et al.* [183] ou encore Hoogenboom *et al.* [184], nous nous appuyons sur le montage de Kokkonen qui a une résolution suffisante pour nos dispositifs ; il a d'ailleurs été adapté par Tang *et al.* [185] pour travailler à des fréquences de l'ordre de 10 GHz. Le schéma de principe de notre montage optique est donné en Figure 2.15.

Le laser He-Ne (Hélium-Néon) stabilisé en fréquence délivre une puissance de 1,5 mW à la longueur d'onde de 632,8 nm. Un isolateur est placé en sortie du laser, afin d'éviter une éventuelle réinjection des faisceaux réfléchis dans la cavité laser, qui pourrait engendrer des instabilités. Le faisceau laser est ensuite injecté dans la fenêtre active du modulateur acousto-optique. Ce dernier est composé d'un réseau de diffraction de Bragg et doit donc être orienté de façon à ce que le faisceau atteigne le réseau avec un angle incident égal à l'angle de Bragg. En effet, le fonctionnement optimal d'un modulateur acousto-optique est atteint lorsque l'angle entre l'axe de passage du modulateur et l'axe du faisceau entrant est égal à l'angle de Bragg. Dans ces conditions, environ 90% de l'énergie du faisceau peut être diffractée. L'angle de Bragg, qui est en général de l'ordre de quelques milli-radians, est caractéristique de chaque modulateur. Dans notre cas, le modulateur acousto-optique est un modèle MTS110-A3-VIS de marque

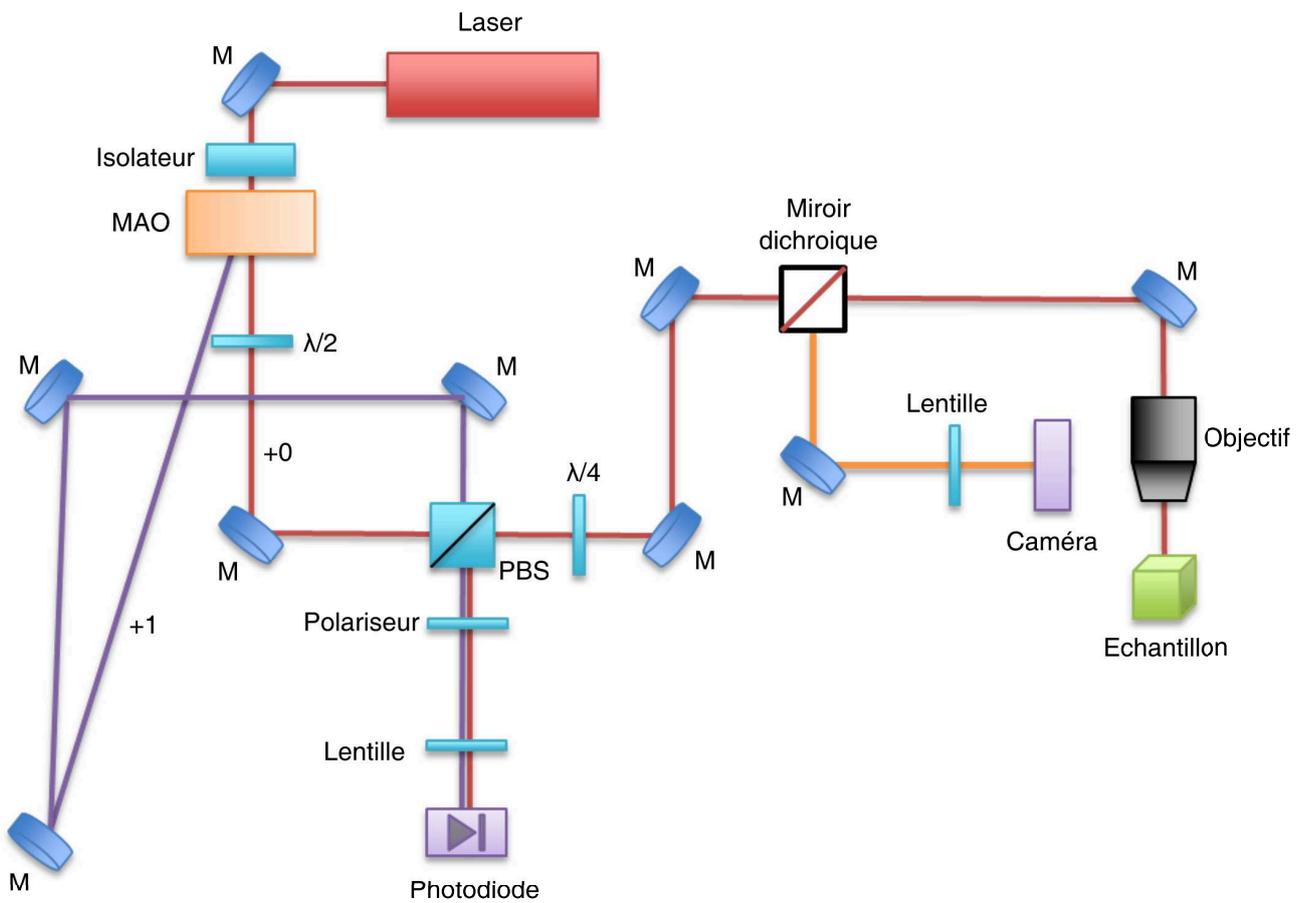


FIGURE 2.15 – Schéma de principe du montage interférométrique hétérodyne utilisé pour les caractérisations expérimentales. MAO : modulateur acousto-optique ; M : miroir ; PBS : *polarizing beam splitter* pour le cube séparateur ;  $\lambda/2$  : lame demi-onde ;  $\lambda/4$  : lame quart d'onde.

AAOptoElectronic, qui permet un décalage en fréquence de 110 MHz et présente un angle de Bragg de 90 mrad. Ce modulateur est choisi notamment pour son angle de Bragg relativement grand (par rapport aux autres modèles), qui permet donc de séparer correctement les deux bras de l'interféromètre sans être obligé de disposer les éléments composant l'interféromètre à des distances trop grandes. La puissance RF du modulateur est ensuite réglée de façon à ce que les deux ordres (ordre 0 et ordre +1) de diffraction en sortie du modulateur aient la même puissance optique. En sortie de ce modulateur, les deux ordres sont polarisés orthogonalement l'un par rapport à l'autre.

L'ordre +1 constitue le bras de référence de l'interféromètre. Comme le montre le schéma de la Figure 2.15, ce faisceau de référence est réfléchi sur trois miroirs avant de traverser le cube séparateur pour enfin être dirigé vers la photodiode de détection.

L'ordre 0, quant à lui, constitue le faisceau sonde qui est donc influencé par la vibration de l'échantillon. En sortie du modulateur, ce faisceau est dirigé vers une lame demi-onde qui lui permet de faire tourner sa polarisation de  $90^\circ$  et donc de pouvoir traverser le cube séparateur. Il traverse ensuite une lame quart d'onde qui fait tourner sa polarisation de  $45^\circ$  supplémentaires. Il est ensuite conduit, par l'intermédiaire de miroirs, vers un objectif de microscope dont l'ouverture numérique est de 0,8 et le grandissement de 100, avant de se réfléchir sur la surface de l'échantillon. L'objectif repose sur une platine différentielle qui permet de régler finement la distance de travail ; le but de cette platine étant de pouvoir travailler soit à la surface des piliers soit à la surface du substrat. Après réflexion sur l'échantillon, le faisceau sonde se réfléchit sur les mêmes miroirs qu'à l'aller et traverse de nouveau la lame quart d'onde qui ajoute de nouveau une rotation de  $45^\circ$ . De cette manière, le faisceau « retour » a une polarisation tournée de  $90^\circ$  par rapport à la polarisation du faisceau à l'aller. Ainsi, il est réfléchi par le cube polariseur qui le dirige vers la photodiode.

Ainsi, en sortie du cube polariseur, les deux faisceaux sonde et référence peuvent interférer et le signal d'interférence est collecté par une photodiode (Alphas Ultrafast Photodetector UPD 300 SP). C'est l'analyse de ce signal qui permet de déduire notamment l'amplitude de déplacement de l'échantillon. La photodiode détermine la bande passante de la mesure de l'amplitude et est donc choisie sur ce critère.

Afin de réaliser des cartographies et de pouvoir déplacer l'échantillon pour mesurer le déplacement en différentes positions de cet échantillon, ce dernier est disposé sur des platines de translation (SmarAct SLC1760S-22) pilotables avec une résolution nanométrique *via* des contrôleurs (SmarAct MCS3D). De plus, afin de pouvoir se placer aisément et rapidement sur la zone d'intérêt de l'échantillon, une visualisation de l'échantillon par caméra est intégrée au montage.

Un schéma de principe de l'électronique d'acquisition en Figure 2.16 montre la partie électronique du système. Ce schéma est scindé en deux car deux types d'acquisition sont effectués : le signal collecté par la photodiode est envoyé soit à un analyseur de spectre pour obtenir des caractérisations en amplitude (Figure 2.16(a)), soit à un oscilloscope pour réaliser des mesures de phase (Figure 2.16(b)). Dans les deux cas, un synthétiseur de fréquences (Keysight N5181) permet d'exciter les IDTs de l'échantillon ; ce dernier est en fait collé sur une plaque de circuit imprimé (PCB pour *Printed Circuit Board* en anglais) et des connexions électriques, entre le PCB et les parties métalliques des peignes, permettent d'alimenter les peignes directement par le synthétiseur *via* un câble coaxial relié à un port SMA du PCB.

Le signal collecté par la photodiode est d'abord amplifié grâce à des amplificateurs (Mini-Circuits ZX60-3018-G-S<sup>+</sup> et ZKL 1R5<sup>+</sup>). Là-encore, la bande passante est un critère important pour la sélection des amplificateurs. Il faut également veiller à ce que la réponse fréquentielle des amplificateurs soit la plus plate possible dans la bande passante de travail afin d'obtenir une mesure fidèle au comportement du dispositif. La puissance d'amplification est choisie de façon à ce que les variations d'amplitude des

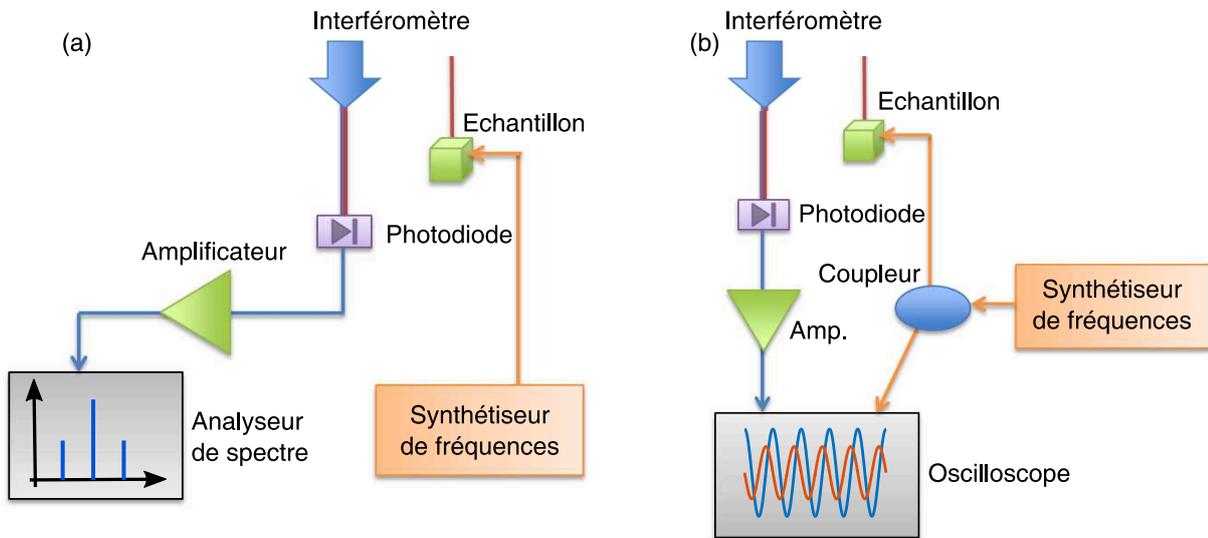


FIGURE 2.16 – Schéma de principe du montage électronique permettant l’acquisition des mesures de déplacement, (a) en amplitude *via* l’analyse du spectre ou (b) en phase *via* l’analyse des signaux visualisés à l’oscilloscope.

signaux soient largement supérieures au niveau de bruit. Pour les mesures d’amplitude, le signal amplifié est ensuite envoyé à un analyseur de spectre électrique (Anritsu MS2830A). Le relevé des puissances, en particulier à la fréquence du modulateur acousto-optique (110 MHz) et à la fréquence correspondant à la somme de la fréquence précédente et de la fréquence d’excitation de l’échantillon, permet d’en déduire l’amplitude de vibration de l’échantillon. Le calcul menant à cette amplitude est celui détaillé dans le précédent paragraphe.

Concernant les mesures de phase, le signal amplifié est transmis à un oscilloscope (Agilent DS09254A). Par ailleurs, le signal émis par le synthétiseur de fréquences est « divisé » en deux grâce à un coupleur (Mini-Circuits ZFDC-10-1-S<sup>+</sup>), afin de permettre la visualisation de ce signal sur une seconde voie de l’oscilloscope. Les deux signaux de l’oscilloscope sont ainsi enregistrés pour effectuer par la suite une démodulation numérique, qui permettra l’obtention de la phase. Il faut noter que la valeur absolue de la phase obtenue ne peut pas être interprétée physiquement puisqu’elle dépend de la phase arbitraire de l’oscilloscope ; c’est plutôt la différence de phase entre deux points de mesures qui aura un sens physique.

Un programme d’acquisition des mesures, communiquant avec les différents appareils de mesures (synthétiseur de fréquences, analyseur de spectre, oscilloscope, platines de translation), est réalisé avec le logiciel Labview et permet de réaliser différentes cartographies.

La plupart des cartographies en surface des piliers sont réalisées, en scannant ligne par ligne la zone souhaitée, avec un pas spatial de 200 nm (pour les piliers de diamètre égal à 4  $\mu\text{m}$ ). Pour les cartographies en surface du substrat, le pas est en général fixé à 500 nm, afin de scanner une plus large zone autour des résonateurs tout en gardant un temps total d’acquisition raisonnable. Pour les mesures en amplitude, le temps d’acquisition d’un point de mesure est d’environ 300 ms (il est d’environ 230 ms pour les mesures de phase). Cette durée est limitée essentiellement par les temps d’acquisition des valeurs de l’analyseur de spectre et de l’oscilloscope. La largeur à mi-hauteur du faisceau laser en sortie de l’objectif de microscope est estimée à environ 650 nm. C’est d’ailleurs un des paramètres qui a influencé le choix du diamètre des piliers.

Pour résumer, l'interféromètre de Mach-Zehnder employé ici permet d'obtenir le champ de déplacement hors-plan des piliers ou de la surface du substrat, mais il donne aussi accès, grâce au balayage en fréquence de l'excitation, à la fréquence de résonance ainsi qu'au facteur de qualité des résonateurs. Ce sont sur ces caractérisations expérimentales que nous nous appuyerons pour comprendre les phénomènes de couplage mis en jeu dans nos structures.

## 2.6 Conclusion

Ce chapitre, consacré à la description des différentes méthodes et outils utilisés au cours de la thèse, a d'abord permis de présenter les structures auxquelles nous allons nous intéresser au cours des prochains chapitres. Ces structures se composent de deux éléments essentiels : les résonateurs et les ondes de surface, que nous nous sommes attachés à décrire dans ce chapitre. En particulier, les explications des techniques et procédés de fabrication ont mis en lumière les étapes clés de la réalisation d'un dispositif expérimental, que ce soit pour la fabrication des sources d'ondes par photolithographie ou pour la conception des résonateurs au FIB. Deux types de simulations numériques, basées sur la méthode des éléments finis, ont aussi été présentés. Elles reposent sur les équations de l'élastodynamique, traduisant les phénomènes qui seront mis en jeu expérimentalement. La piézoélectricité ainsi que la propagation d'ondes élastiques de surface sont en effet les deux aspects qui seront exploités dans les dispositifs, tant expérimentalement que dans le cadre des simulations numériques. Nous avons finalement expliqué de façon plus concrète la manière dont les structures seront caractérisées : numériquement, par le calcul de réponses en fréquence et de cartographies du champ de déplacement, et expérimentalement, par une méthode d'interférométrie hétérodyne qui donne aussi accès à la mesure du déplacement hors-plan, en amplitude et en phase, pour les fréquences d'excitation souhaitées.

Les différentes méthodes et techniques présentées dans ce chapitre vont ainsi être exploitées et employées pour étudier le couplage entre résonateurs excités par des ondes de surface, en réalisant et caractérisant des dispositifs expérimentaux ainsi qu'en effectuant des simulations numériques analogues.



## Chapitre 3

---

# Excitation d'un résonateur sub-longueur d'onde par des ondes élastiques de surface

### 3.1 Introduction

Ce chapitre présente les travaux effectués sur des résonateurs uniques. Bien qu'un des objectifs de la thèse soit d'étudier le couplage entre plusieurs résonateurs, il est important de caractériser, dans un premier temps, le comportement d'un résonateur seul afin d'avoir une référence pour la suite et pour l'étude de piliers couplés. Ce chapitre a donc un double objectif : les résultats, expérimentaux et numériques, présentés ici serviront de référence pour les études faites dans les prochains chapitres, et le chapitre permettra aussi de détailler de manière plus concrète que dans le chapitre précédent les procédures employées pour les mesures et calculs effectués. Une grande partie des développements expérimentaux sur les piliers uniques a été faite avant ce travail de thèse par les membres de l'équipe. Ces premiers résultats étant nécessaires à la compréhension des choix effectués pour cette thèse, nous consacrons une première partie de ce chapitre à l'explication et la description de ceux-ci. Dans la seconde partie du chapitre, nous détaillons les études numériques réalisées sur les résonateurs isolés. En particulier, l'influence de différents paramètres (géométriques, élastiques, mécaniques,...) des piliers est discutée. Les deux types de simulations numériques présentés dans le chapitre précédent sont utilisés ici. La troisième partie du chapitre est consacrée à l'étude expérimentale de résonateurs uniques. Bien sûr, nous confrontons les résultats expérimentaux avec les résultats obtenus numériquement et discutons les éventuelles différences et/ou similitudes.

### 3.2 Choix des dimensions des résonateurs

Avant de décrire les résultats des travaux antérieurs à la thèse, nous justifions brièvement le choix des dimensions des résonateurs étudiés durant la thèse.

Nous choisissons un diamètre d'environ  $4\ \mu\text{m}$  afin de répondre aux contraintes suivantes :

- le diamètre du résonateur doit être largement supérieur au diamètre du spot laser et donc permettre des mesures interférométriques confortables et avec une résolution suffisante pour obtenir le comportement vectoriel des modes de flexion des résonateurs (orientation de la ligne nodale), sachant que la résolution attendue avec la sonde est de l'ordre de  $1\ \mu\text{m}$  ;
- le temps de fabrication des résonateurs doit être raisonnable (pour garantir la stabilité des conditions de dépôt et permettre, à terme, la fabrication de plusieurs résonateurs durant un même procédé).

La hauteur est fixée aux environs de  $4\ \mu\text{m}$  afin que la fréquence de résonance du résonateur se situe aux alentours de la fréquence centrale de fonctionnement des peignes interdigités réalisés ( $70\ \text{MHz}$ , cf.

partie 2.4.1). D'après les études numériques de recherche de valeurs propres (et les travaux de l'équipe présentés ci-dessous le confirment), ce couple diamètre/hauteur permet d'obtenir des fréquences de résonance autour de 70 MHz, avec des amplitudes de déplacement hors-plan maximales de l'ordre de 10 nm. A cette fréquence, la longueur d'onde de travail est de l'ordre de 50  $\mu\text{m}$ , donc très inférieure à l'épaisseur du substrat (500  $\mu\text{m}$ ), ce qui permet d'être en approximation de substrat semi-infini et donc d'éviter une potentielle conversion des ondes de surface en ondes de plaques. On note que dans ces conditions, les résonateurs ont un caractère très sub-longueur d'onde : leur diamètre et leur hauteur sont très largement inférieurs à la longueur d'onde de travail. Le rapport d'aspect du pilier est alors d'environ 1, valeur tout à fait confortable pour la fabrication par IBID. La valeur du rapport d'aspect a aussi son importance pour les mesures interférométriques : en effet, plus le rapport d'aspect est grand (soit hauteur du pilier supérieure au diamètre), plus les amplitudes de vibration du mode de flexion sont importantes ; en particulier, le déplacement dans le plan ( $xy$ ) (parallèle à la surface du substrat) est d'autant plus important que le facteur d'aspect est élevé. Cette contribution du déplacement dans le plan peut impacter les mesures interférométriques de déplacement hors-plan. C'est pourquoi dans un premier temps, nous choisissons de réaliser des résonateurs ayant un facteur d'aspect relativement faible (proche de 1). De plus, le fait d'augmenter le rapport d'aspect des résonateurs impliquerait une diminution des fréquences de résonance.

Pour la suite du chapitre (hormis pour la partie consacrée aux travaux antérieurs à la thèse qui s'intéressent à un plus large choix de dimensions de piliers) et pour l'intégralité du manuscrit, nous présentons donc les travaux faits sur des piliers dont les hauteurs et diamètres sont de l'ordre de 4  $\mu\text{m}$ .

### 3.3 Travail préliminaire à la thèse

L'équipe au sein de laquelle est réalisée la thèse a prouvé la possibilité d'exciter un micro-résonateur phononique à l'aide d'ondes élastiques de surface générées par des peignes interdigités. Ces travaux, présentés dans la référence [160], constituent la base de la thèse. C'est pourquoi les résultats majeurs de ces études sont rappelés ici. Nous nous limitons à une description sommaire des résultats nécessaires à la compréhension des sections suivantes.

Dans ces travaux, l'équipe a démontré expérimentalement la possibilité de coupler l'énergie élastique produite par des ondes acoustiques de surface à des modes propres d'un micro-résonateur isolé. Pour cela, différents résonateurs isolés de forme cylindrique et de dimensions micrométriques ont été fabriqués par la technique de dépôt induit par faisceau d'ions. Des ondes de surface ont été générées par des peignes interdigités à pas variables, à l'instar de ce qui a été décrit dans le chapitre précédent. Toutefois, pour cette étude, les peignes présentent une géométrie originale : les peignes ne sont pas droits (comme c'est le cas pour les transducteurs à peignes interdigités fabriqués au cours de la thèse) mais sont dessinés de façon à suivre la forme de la surface d'onde propre au substrat. Le but de cette géométrie est de concentrer l'énergie élastique en une zone très restreinte (quelques dizaines de micromètres) où sont déposés les piliers. Le comportement des résonateurs est ensuite caractérisé par la technique d'interférométrie hétérodyne, semblable à celle proposée dans la section 2.5. On précise que la planéité de la surface des résonateurs de cette étude n'a pas été corrigée : l'étape de polissage (*via* une gravure FIB) de la surface des piliers (présentée dans la section 2.4.2) n'est pas réalisée pour les dispositifs étudiés dans ces travaux.

Globalement, l'étude prouve qu'en générant des ondes de surface grâce aux peignes interdigités, un fort confinement d'énergie élastique dans les résonateurs est observé pour les fréquences proches de la fréquence de résonance des piliers. En effet, la mesure du déplacement hors-plan par interférométrie hétérodyne montre une amplitude d'environ 10 nm au sommet des piliers (à la résonance) alors que

l'amplitude de l'onde excitatrice est de 1 nm maximum. Ce fort confinement prouve qu'il est possible d'exciter un micro-résonateur grâce à des ondes de surface. De plus, on rappelle le caractère très sub-longueur d'onde des piliers excités : le diamètre et la hauteur des résonateurs varient entre 3 et 5  $\mu\text{m}$  environ tandis que les longueurs d'onde des ondes générées varient entre 50 et 80  $\mu\text{m}$ .

Plus précisément, plusieurs résonateurs de paramètres géométriques différents (hauteur variant de 3 à 5,2  $\mu\text{m}$  et diamètre variant de 3,2 à 5,2  $\mu\text{m}$ , selon les couples hauteur/diamètre regroupés dans le tableau de la Figure 3.1) sont caractérisés expérimentalement dans cette étude. Ces paramètres géométriques sont choisis suivant plusieurs critères : la fréquence de résonance du mode de flexion que l'on souhaite observer doit se situer dans la gamme de fréquence de fonctionnement des peignes interdigués, et ils doivent aussi pouvoir être mesurés avec la sonde interférométrique (donc avoir un diamètre largement supérieur au diamètre du spot laser). Des études numériques de recherche de valeurs propres (*cf.* section 2.3.1) ont alors permis de déterminer différentes géométries de piliers (couple hauteur/diamètre) dont le premier mode de flexion se situe entre 50 et 100 MHz.

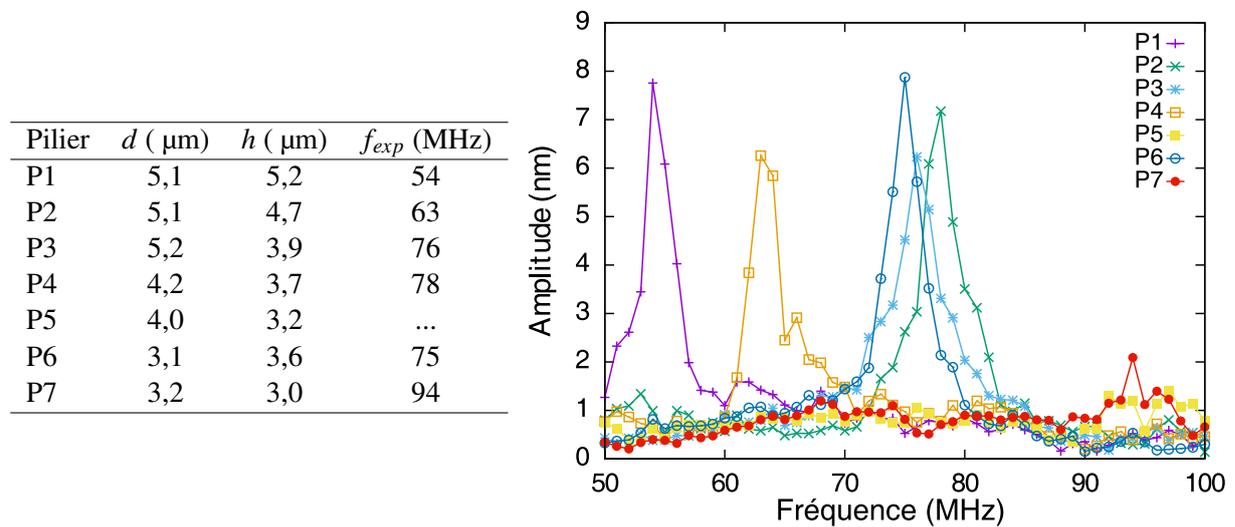


FIGURE 3.1 – (A gauche) Tableau regroupant les dimensions géométriques des différents résonateurs caractérisés, ainsi que leur fréquence de résonance expérimentale  $f_{exp}$  obtenue grâce aux réponses en fréquence de droite.  $d$  désigne le diamètre du pilier et  $h$  sa hauteur. (A droite) Réponses en fréquence expérimentales de chaque pilier fabriqué, obtenues par extraction de l'amplitude maximale du déplacement hors-plan au sommet de chaque pilier pour chaque fréquence d'excitation. Le pas en fréquence est de 1 MHz. Issus de [160].

Après réalisation des dispositifs expérimentaux, des cartographies du champ de déplacement hors-plan dans la zone de dépôt des piliers (zone carrée de 65  $\mu\text{m}$  de côté) sont réalisées par mesures optiques interférométriques, pour différentes fréquences d'excitation, avec un pas spatial de 500 nm. Pour chaque cartographie, on extrait la valeur d'amplitude maximale pour chaque pilier dans le but d'établir leur réponse en fréquence. Comme une cartographie nécessite un certain temps (plus de 80 minutes par fréquence), le pas en fréquence est limité si l'on souhaite couvrir toute la gamme de fréquences de fonctionnement des peignes interdigués : 1 MHz dans un premier temps. Une deuxième série de mesures peut être effectuée autour de la fréquence et de la zone d'intérêt pour chaque résonateur avec un pas en fréquence plus petit (500 ou 250 ou 100 kHz par exemple).

Les réponses en fréquence ainsi obtenues pour les différents résonateurs sont présentées en Figure 3.1 ; elles montrent que les fréquences de résonance (définies comme les fréquences donnant l'am-

plitude maximale) varient en fonction du diamètre et de la hauteur des piliers. Cette variation sera décrite de manière plus approfondie dans un paragraphe suivant (section 3.4.2).

Par ailleurs, les cartographies font apparaître, dans la gamme de fréquences proches de la résonance, une ligne nodale (où l'amplitude de déplacement hors-plan est quasiment nulle) passant par le centre du sommet du pilier, caractéristique d'un mode de flexion, conformément aux prédictions des études numériques. Des coupes suivant un diamètre du pilier confirment cela : elles mettent en évidence la symétrie du mode observé.

Pour résumer, ces travaux antérieurs à la thèse prouvent la possibilité d'exciter des résonateurs micro-métriques (fabriqués par IBID de platine) avec des ondes de surface générées par des peignes interdigués sur un substrat semi-infini de niobate de lithium. De plus, l'interférométrie hétérodyne a démontré sa capacité à mettre en évidence l'excitation d'un mode propre du résonateur, ici le mode de flexion. En effet, la signature de ce dernier a été clairement mesurée pour différents résonateurs, attestant de l'efficacité du couplage avec l'onde acoustique de surface. Les fréquences de résonance obtenues expérimentalement sont en accord avec les valeurs données par la recherche numérique de valeurs propres, montrant ainsi la possibilité d'exploiter les simulations numériques pour choisir les paramètres géométriques des résonateurs. Nous nous appuyons alors sur ces travaux pour poursuivre ces investigations sur des piliers ayant subi l'étape de polissage et avec des transducteurs à peignes interdigués de géométrie différente. Comme évoqué dans la section précédente, la suite du chapitre est consacrée à l'étude numérique et expérimentale de piliers isolés dont les hauteurs et diamètres sont de l'ordre de  $4\ \mu\text{m}$ .

## 3.4 Études numériques

Pour commencer, les études numériques réalisées pour un pilier seul de hauteur  $4\ \mu\text{m}$  et de diamètre  $4,4\ \mu\text{m}$  sont décrites. Les résultats obtenus avec les deux types de méthodes (recherche de valeurs propres et analyse fréquentielle, présentées dans le chapitre précédent) sont comparés et discutés. Puis une étude sur l'influence de différents paramètres (géométriques et mécaniques) du pilier est entreprise. Ces différents travaux ont déjà été effectués par l'équipe du projet avant le commencement de cette thèse ; ils sont établis ici comme point de départ de ce travail de thèse. Par ailleurs, on rappelle que pour l'ensemble des simulations présentées dans ce manuscrit, on néglige la viscoélasticité et la plasticité des matériaux mis en jeu.

### 3.4.1 Pilier isolé

#### Recherche de valeurs propres

Comme cela a été détaillé dans la partie 2.3.1, le résonateur cylindrique est dessiné dans le module MEMS de Comsol Multiphysics®. Le substrat est défini comme une demi-sphère de rayon  $r = 10\ \mu\text{m}$ . La taille maximale d'un élément de maillage est initialement fixée à  $0,4\ \mu\text{m}$  sur le domaine du pilier (soit environ 10 éléments sur un diamètre du résonateur) ; le maillage est plus lâche sur le domaine du substrat, pour les raisons que l'on a évoquées dans la section 2.3.1. Dans ces conditions, la recherche des valeurs propres s'effectue en 5 minutes environ. On peut noter ici qu'en augmentant la taille maximale d'un élément de maillage à  $0,6\ \mu\text{m}$ , le temps de calcul diminue considérablement (41 secondes contre 5 minutes auparavant) et les valeurs propres varient de 0,38% seulement ! En ce sens, on peut estimer que la taille maximale d'élément de maillage de  $0,6\ \mu\text{m}$  est suffisante pour les calculs de résolution aux valeurs propres pour le pilier considéré, et c'est ce type de maillage que nous utiliserons pour la suite des études aux valeurs propres.

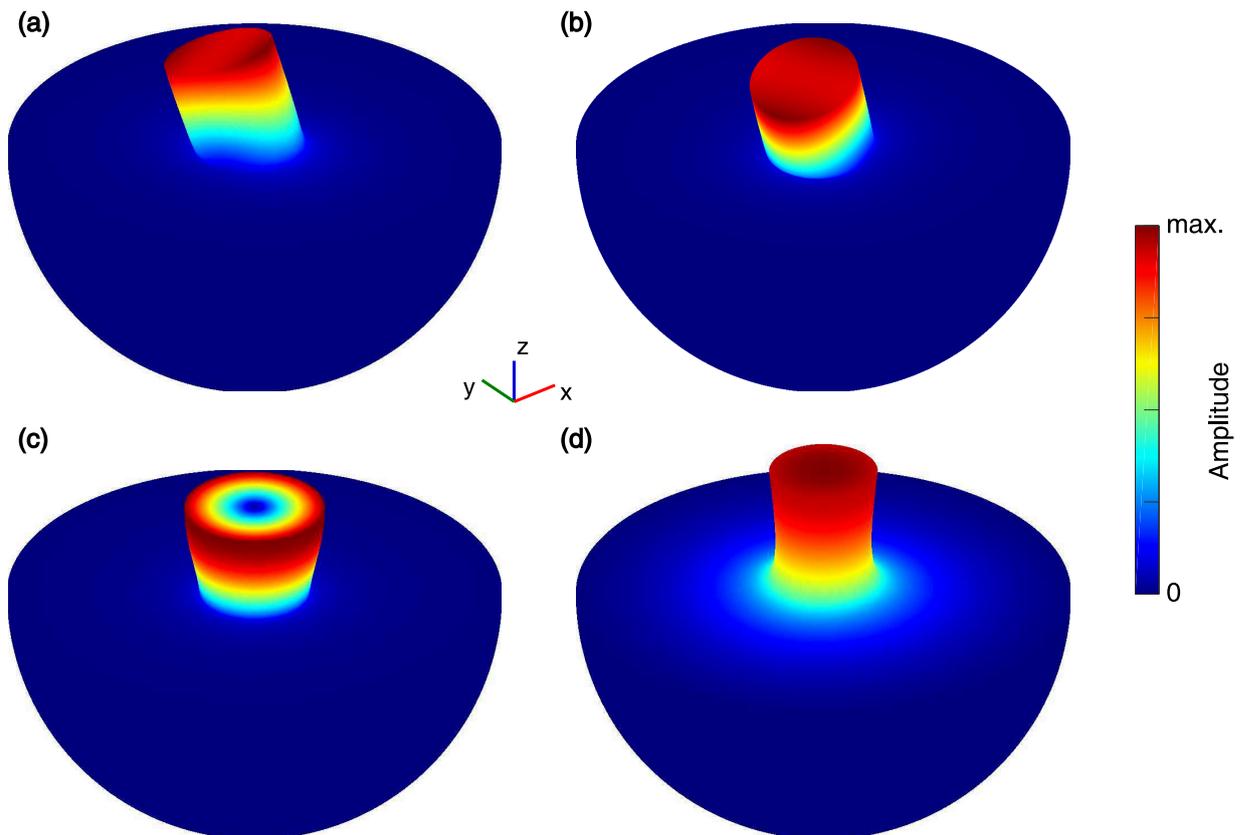


FIGURE 3.2 – Illustration des distributions des champs de déplacement total ( $\sqrt{u_x^2 + u_y^2 + u_z^2}$ ) obtenus par recherche des 4 premières valeurs propres d'un pilier de hauteur  $4 \mu\text{m}$  et de diamètre  $4,4 \mu\text{m}$ . (a) Premier mode de flexion apparaissant pour  $f = 73,13 \text{ MHz}$ . (b) Second mode de flexion obtenu pour  $f = 73,16 \text{ MHz}$ . (c) Troisième mode obtenu pour  $f = 120,84 \text{ MHz}$ . (d) Mode piston obtenu pour  $f = 157,80 \text{ MHz}$ . La déformation, amplifiée à des fins de représentation graphique, du pilier illustre le mouvement de ce dernier.

Pour rappel, les constantes des rigidités élastiques pour le substrat sont extraites des travaux de Kovacs [158] et leurs valeurs sont regroupées dans le Tableau 2.1. Le résonateur est considéré comme un matériau isotrope de densité  $\rho = 10\,000 \text{ kg/m}^3$ , de module de Young  $E = 130 \text{ GPa}$  et de coefficient de Poisson  $\nu = 0,38$ . Comme on l'a expliqué auparavant (section 2.4.2), ces valeurs ont été estimées de façon empirique par les membres du projet et ces estimations restent perfectibles à ce jour. Une étude plus détaillée sur l'influence de ces paramètres sera réalisée plus tard (section 3.4.3).

Les résultats ainsi obtenus font alors apparaître plusieurs fréquences propres, chacune étant caractérisée par un mode spécifique du résonateur. Nous nous concentrons ici sur les quatre premières valeurs propres, donc aux quatre modes fondamentaux du pilier. Les distributions du champ de déplacement total de ces quatre modes sont représentées en Figure 3.2.

Les deux premiers modes sont très proches en terme de fréquence : ils apparaissent pour  $f = 73,13 \text{ MHz}$  et  $f = 73,16 \text{ MHz}$ . Ce sont les premiers modes de flexion du résonateur. Ce dernier étant de symétrie cylindrique, il est logique que ces deux modes soient très proches fréquentiellement. Par ailleurs, le second mode est polarisé orthogonalement au premier. Les distributions du champ de déplacement total de ces deux modes, présentées en Figure 3.2(a) et (b), illustrent ce dernier point. Ce sont ces modes de flexion

que nous observerons expérimentalement.

Un troisième mode apparaît pour  $f = 120,84$  MHz. Comme on peut l'observer sur la Figure 3.2(c), ce mode n'a pas de composante hors-plan ; le déplacement lié à ce mode se fait uniquement dans le plan parallèle à la surface du substrat. En ce sens, il ne pourrait pas être observé directement avec la sonde interférométrique hétérodyne utilisée.

Le quatrième mode, dont la fréquence est de 157,80 MHz environ, est un mode de compression : la majeure partie du déplacement se fait suivant l'axe vertical du pilier (axe  $z$ ). En ce sens, il est tout à fait possible de le caractériser expérimentalement avec la sonde optique présentée. Cela nécessiterait toutefois de fabriquer des IDTs dont les fréquences de fonctionnement se situent autour de 150 MHz. De par son déplacement suivant l'axe du pilier, ce mode a une plus forte influence sur le substrat sur lequel il repose que les deux premiers modes de flexion. Le fait que ce mode soit plus radiatif laisse supposer que son facteur de qualité est plus faible que celui des modes de flexion.

### Analyse fréquentielle

Après avoir confirmé par la méthode précédente que les piliers choisis (4  $\mu\text{m}$  de hauteur et 4,4  $\mu\text{m}$  de diamètre) présentent un mode de flexion autour de 70 MHz, une analyse fréquentielle de ce même pilier est effectuée. Ce second type d'analyse numérique (présenté précédemment dans la partie 2.3.2) étant plus coûteux en temps, nous nous limitons pour cette méthode à l'étude du mode fondamental du résonateur : le mode de flexion.

La structure utilisée est telle que présentée dans le chapitre précédent (section 2.3.2). Comme pour la simulation précédente de recherche de valeurs propres, le maillage est paramétré de façon à être plus précis sur le résonateur et ses alentours ; on fixe alors la valeur maximale de taille d'un élément à 0,6  $\mu\text{m}$ . Une image du maillage de la structure est donnée en Figure 3.3(a). La source est choisie linéaire dans le but d'obtenir un front d'onde droit, à l'image de ce qui sera observé expérimentalement. Le déplacement mécanique généré par la source en surface du substrat est de 1 nm dans la direction  $z$  et 1 nm dans la direction  $x$ . Dans ces conditions, le temps de calcul pour une fréquence d'excitation est de 200 secondes. La gamme de fréquences d'excitation s'étend sur 30 MHz autour de la supposée résonance, avec un pas de 250 kHz. Le pas en fréquence est ensuite resserré à 50 kHz pour les fréquences proches de la résonance.

La réponse en fréquence obtenue est représentée par les points bleus en Figure 3.3(b) ; elle est calculée par extraction de l'amplitude maximale du déplacement hors-plan sur le sommet du pilier. Pour rappel, cette méthode est choisie afin de permettre une confrontation directe avec la partie expérimentale puisque les réponses en fréquence expérimentales sont obtenues de cette manière. En simulations numériques, les réponses en fréquence ainsi calculées présentent les mêmes allures et comportements qu'un calcul d'intégrale du champ de déplacement élastique dans le pilier.

Cette réponse en fréquence fait apparaître une résonance à  $f = 75,70$  MHz. Cette valeur est relativement proche des valeurs propres obtenues pour les modes de flexion avec la méthode de recherche de fréquences propres (environ 2,5 MHz de différence, soit 3,4% d'écart). L'écart entre les deux valeurs s'explique en grande partie par le maillage ainsi que par les différences de conditions aux limites (couches PML et conditions périodiques pour cette simulation qui ne sont pas utilisées pour la recherche de valeurs propres). L'influence du maillage sera discutée dans la section 3.4.5.

Le champ de déplacement hors-plan tracé en Figure 3.4(a) pour la fréquence de résonance confirme la nature du mode : la ligne nodale et le comportement symétrique de part et d'autre de cette ligne nodale prouvent que c'est bien le mode de flexion qui est observé. On peut donc déduire de ces observations qu'il y a bien un confinement de l'énergie élastique dans le pilier. Les amplitudes de déplacement sont de l'ordre de 30 nm pour le déplacement total, et environ 8 nm pour l'amplitude de déplacement hors-plan, sachant que l'amplitude de déplacement hors-plan imposée à la source est de 1 nm. Le résonateur est

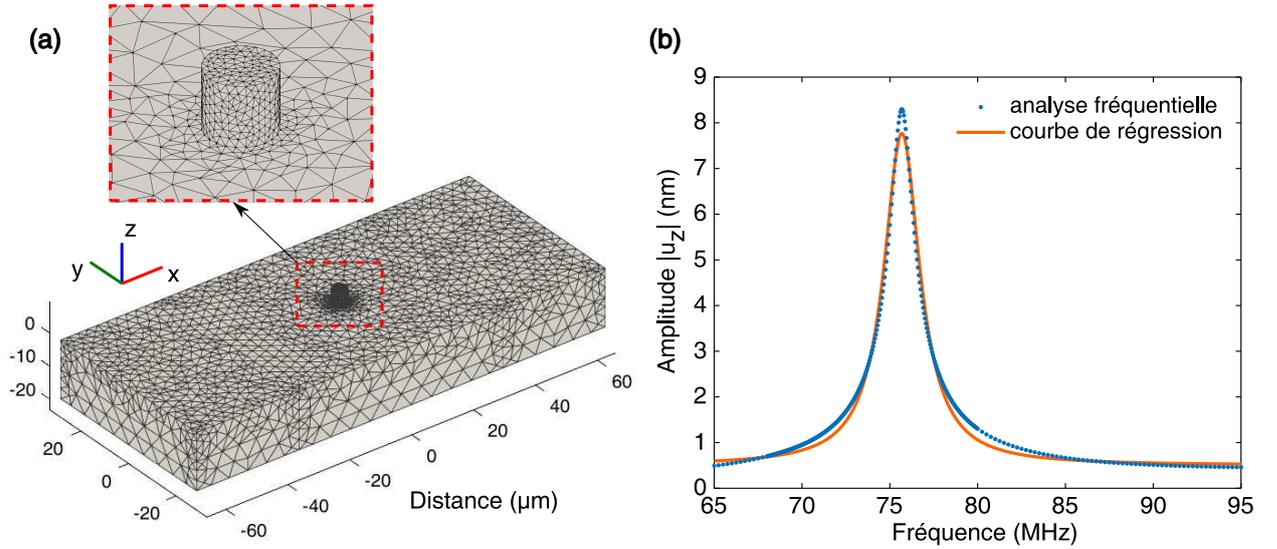


FIGURE 3.3 – (a) Illustration du maillage utilisé pour l’analyse numérique fréquentielle d’un résonateur cylindrique de hauteur  $4\ \mu\text{m}$  et de diamètre  $4,4\ \mu\text{m}$ . (b) Réponse en fréquence obtenue par analyse numérique fréquentielle (points bleus) pour un résonateur cylindrique de hauteur  $4\ \mu\text{m}$  et de diamètre  $4,4\ \mu\text{m}$ , avec le maillage présenté en (a). La courbe orange correspond à la courbe de régression de type Lorentzienne, ajustée sur les points obtenus par l’analyse fréquentielle.

donc mis en vibration grâce à un couplage efficace de l’énergie de l’onde propagative du substrat avec le mode de flexion du pilier. De plus, la réponse en fréquence suit une allure de courbe de type Lorentzienne, comme en atteste la superposition d’une fonction Lorentzienne (courbe orange) et de la courbe obtenue par l’étude numérique en Figure 3.3(b). Cela suggère que le résonateur se comporte comme un oscillateur harmonique mécanique. L’équation de la courbe Lorentzienne tracée est la suivante :

$$A = A_{max} \times \frac{1}{1 + \left(\frac{f-f_0}{L/2}\right)^2} + A_0, \quad (3.1)$$

où  $A$  correspond à l’amplitude de déplacement du résonateur (ordonnée de la courbe),  $f$  à la fréquence d’excitation (abscisse de la courbe);  $A_{max}$  désigne l’amplitude maximale,  $f_0$  la fréquence centrale (fréquence de résonance),  $L$  la largeur à mi-hauteur de la courbe et  $A_0$  l’amplitude hors-résonance. Cette équation permet d’estimer le facteur de qualité de la résonance ( $Q = f_0/L$ ) : on obtient un facteur de qualité de  $30 \pm 2$ , valeur similaire à celle obtenue par calcul de la largeur à mi-hauteur des points de simulation numérique. Ce coefficient de qualité est relativement faible et c’est probablement l’une des raisons pour laquelle on n’observe ici qu’un seul des deux modes de flexion qui ont été obtenus par la recherche de valeurs propres de la structure. Il est important de noter ici qu’aucune dissipation des matériaux n’est prise en compte dans les simulations numériques réalisées durant cette thèse ; en ce sens, les coefficients de qualité estimés numériquement ne reflètent pas exactement les coefficients de qualité réels. Le facteur de qualité obtenu numériquement est essentiellement lié à l’absorption et à la réémission d’énergie par le résonateur mécanique.

Par ailleurs, le champ de déplacement hors-plan montre que le mode de flexion du pilier est orienté selon la direction de la source : en effet, comme le montre la Figure 3.4(b), la ligne nodale observée sur

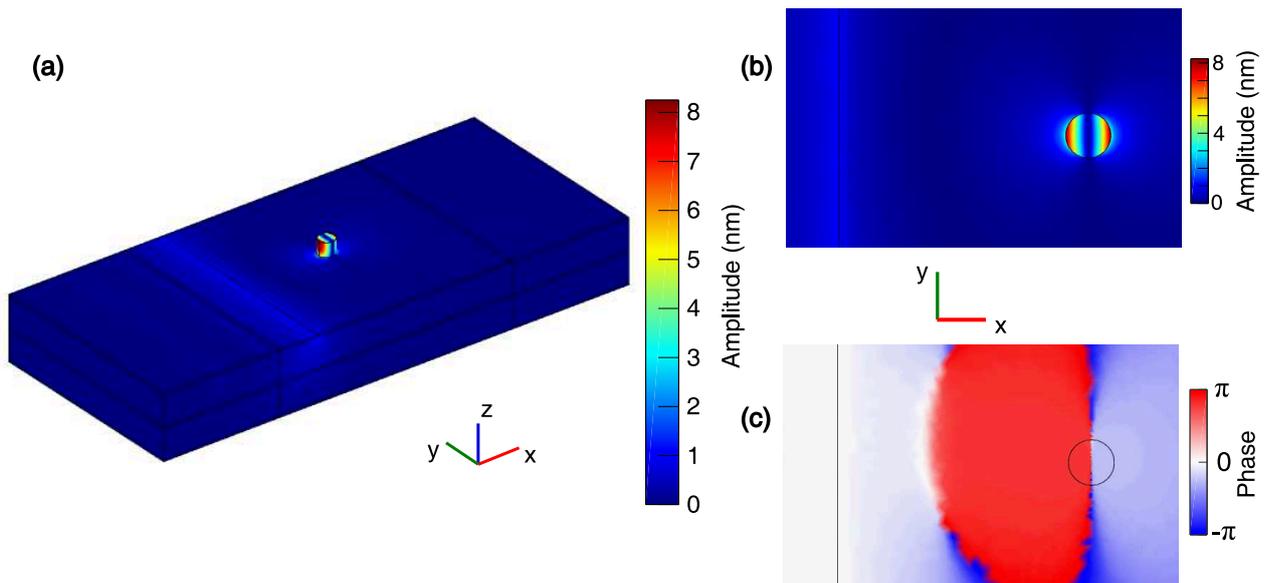


FIGURE 3.4 – (a) Représentation du champ de déplacement hors-plan ( $|u_z|$ ) de la structure à la fréquence de résonance du pilier de hauteur  $4 \mu\text{m}$  et de diamètre  $4,4 \mu\text{m}$  ( $f = 75,70 \text{ MHz}$ ), obtenue par l'étude numérique fréquentielle. (b) et (c) Vue suivant  $z$  de ce même champ de déplacement pour une partie de la structure, illustrant l'orientation du mode de flexion du résonateur, en amplitude (b) et en phase (c).

la surface du pilier est parallèle à l'axe de la source. Il semblerait donc que la source force l'orientation du mode de flexion du résonateur. La cartographie de la phase du déplacement hors-plan (Figure 3.4(c)) montre, en surface du pilier, une différence de  $180^\circ$  de part et d'autre de la ligne nodale du mode du résonateur, conformément à ce qui est attendu pour un mode de flexion.

### Remarques concernant la direction de vibration du résonateur

Afin de confirmer le lien entre l'orientation de la source et l'orientation de vibration du résonateur, d'autres simulations numériques du même pilier ont été effectuées avec d'autres types de source. La première de ces simulations consiste à conserver la même disposition géométrique de la source et à modifier le déplacement mécanique appliquée à cette ligne source : au lieu de générer un déplacement mécanique sagittal (suivant la direction de propagation et suivant la direction orthogonale au plan du substrat) comme cela a été fait auparavant, on génère un déplacement uniquement suivant la direction orthogonale au plan du substrat (donc suivant  $z$ ). L'analyse fréquentielle, dont les résultats sont reportés en Figure 3.5, montre alors que le pilier présente la même fréquence de résonance aux incertitudes près ( $f = 75,80 \text{ MHz}$ ) et qu'il vibre suivant une orientation différente de celle obtenue avec la première analyse fréquentielle : la ligne nodale est désormais orientée à  $18^\circ$  de l'axe de la ligne source. Cela montre que c'est donc **le déplacement imposé à la source** plutôt que l'orientation de celle-ci qui force la direction de vibration du pilier dans le cas de la première analyse fréquentielle (avec déplacement suivant  $x$  et suivant  $z$ ). Par ailleurs, on peut remarquer qu'avec cette configuration de source (déplacement uniquement suivant  $z$ ), les amplitudes de déplacement du pilier sont très faibles et très inférieures aux amplitudes obtenues avec la première simulation :  $0,8 \text{ nm}$  de déplacement suivant  $z$  à la résonance pour un déplacement imposé à la source de  $1 \text{ nm}$ , alors qu'avec un déplacement sagittal imposé à la source, l'amplitude de déplacement hors-plan maximale était d'environ  $8 \text{ nm}$ . Cette analyse met ainsi en évidence le fait qu'il est difficile d'exciter un mode de flexion avec une source dont le déplacement se fait uniquement dans la direction hors-plan (orthogonalement à la surface du substrat). Cela montre l'intérêt d'utiliser des ondes de sur-

face (et donc des transducteurs à peignes interdigités pour les générer), qui ont une polarisation sagittale, plutôt que des ondes de volume pour étudier des modes de flexion d'un résonateur.

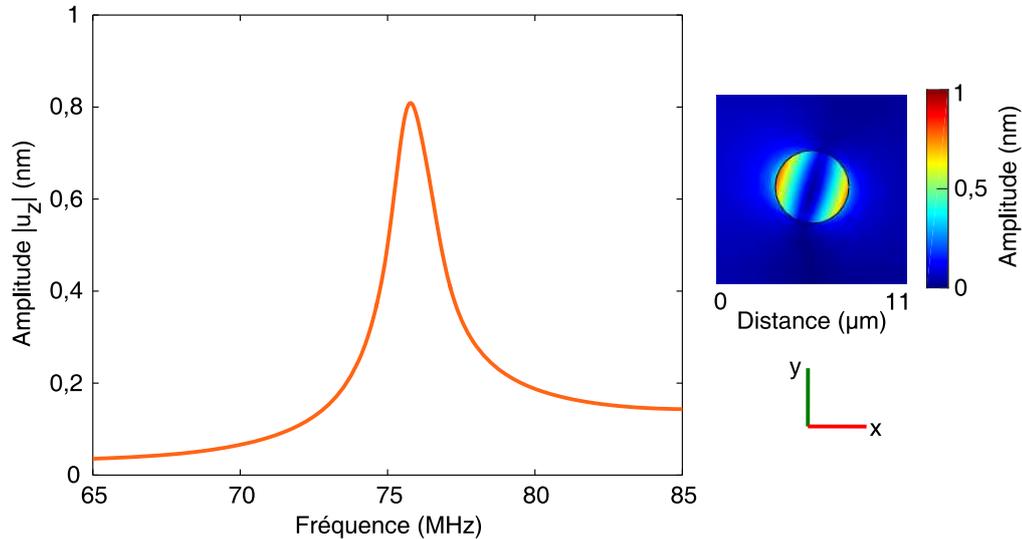


FIGURE 3.5 – (A gauche) Réponse en fréquence obtenue par analyse numérique fréquentielle (points bleus) pour un résonateur cylindrique de hauteur  $4\ \mu\text{m}$  et de diamètre  $4,4\ \mu\text{m}$ , avec une source dont le déplacement imposé se fait uniquement suivant l'axe  $z$ . (A droite) Cartographie de l'amplitude du champ de déplacement hors-plan ( $|u_z|$ ) au niveau du résonateur pour la fréquence de résonance de ce dernier ( $f = 75,80\ \text{MHz}$ ), illustrant l'orientation du mode de flexion (la ligne source est orientée suivant l'axe  $y$ ).

La remarque concernant l'influence du déplacement appliqué à la source est confirmée par les résultats d'autres simulations : une analyse fréquentielle réalisée avec une source circulaire autour du pilier (cercle de rayon  $10\ \mu\text{m}$ , avec un déplacement hors-plan uniquement) conduit à la même direction de vibration du pilier qu'avec la source linéaire dont le déplacement mécanique se fait uniquement suivant l'axe  $z$ . L'orientation à environ  $18^\circ$  de l'axe  $y$  est liée entre autres à la symétrie du matériau sur lequel se propagent les ondes : en réalisant des simulations identiques avec des substrats isotropes, on obtient des directions de vibration différentes. En particulier, en utilisant un matériau « imaginaire » en *niobate de lithium isotrope*, la ligne nodale du pilier en vibration fait un angle de  $24^\circ$  avec la ligne source, soit une légère variation d'environ  $6^\circ$  par rapport à l'orientation obtenue avec le niobate de lithium.

Aussi, une autre simulation analogue à la première analyse fréquentielle (déplacement sagittal) est réalisée en orientant la ligne source suivant l'axe  $x$  (plutôt que suivant  $y$  initialement). La vibration du pilier s'effectue alors suivant l'axe  $y$  et donc la ligne nodale du pilier en vibration est parallèle à la ligne source, comme ce qui a été obtenu pour la première simulation numérique.

Pour résumer, cette première série d'analyses fréquentielles permet d'illustrer la possibilité d'observer numériquement le premier mode de flexion d'un résonateur cylindrique (de hauteur  $4\ \mu\text{m}$  et de diamètre  $4,4\ \mu\text{m}$ ). Le déplacement mécanique d'amplitude  $1\ \text{nm}$  (hors-plan) appliqué à la source permet d'obtenir une résonance du pilier à une fréquence proche de celle obtenue avec la méthode de recherche de modes propres, et dont le facteur de qualité est d'environ 31. Les différentes configurations de source étudiées montrent également l'influence du déplacement imposé sur la direction de vibration du résonateur.

### 3.4.2 Influence des paramètres géométriques

Comme toute fabrication expérimentale, la réalisation des piliers par IBID n'est pas parfaite et donc, les valeurs de hauteur et de diamètre des résonateurs comportent une marge d'erreur dépendant notamment des conditions environnementales lors du procédé de croissance et des limites de résolution liées à la technique de fabrication. Aussi, comme on l'a évoqué dans la partie 2.4.2, la hauteur des piliers est contrôlée (*via* l'étape de polissage au FIB) à environ 100 nm près. Il est alors important de connaître l'influence de ces différentes variations possibles sur le comportement des résonateurs, et plus particulièrement sur la fréquence de résonance du mode de flexion.

Nous utilisons donc ici la méthode numérique de recherche de valeurs propres (moins coûteuse en temps que l'analyse fréquentielle) pour déterminer l'impact des variations de hauteur et de diamètre d'un pilier. Pour cela, on conserve les mêmes conditions de simulations que précédemment (même substrat, mêmes paramètres mécaniques  $E$ ,  $\rho$  et  $\nu$  pour le résonateur, même maillage) et l'on fait varier séparément :

- le diamètre du pilier, entre 3 et 5  $\mu\text{m}$ , pour une hauteur fixe de 4  $\mu\text{m}$  ;
- la hauteur du pilier, entre 3 et 5  $\mu\text{m}$ , pour un diamètre fixe de 4,4  $\mu\text{m}$ .

Seul le premier mode de flexion est considéré ici.

Les résultats obtenus sont présentés sous forme de graphiques sur la Figure 3.6, en rouge pour la variation de diamètre et en bleu pour la variation de hauteur.

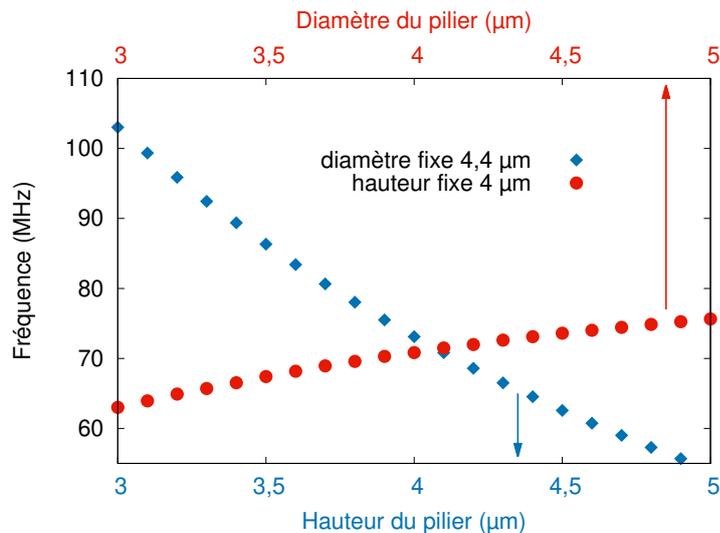


FIGURE 3.6 – Étude numérique de l'influence des paramètres géométriques du résonateur sur la fréquence de résonance du mode de flexion. Ronds rouges : variation de la fréquence en fonction du diamètre du pilier, pour un pilier de hauteur 4  $\mu\text{m}$ . Losanges bleus : variation de la fréquence en fonction de la hauteur du pilier, pour un pilier de diamètre 4,4  $\mu\text{m}$ .

Cette étude numérique montre que la hauteur est le paramètre géométrique prépondérant de conditionnement de la fréquence de résonance du mode de flexion : en effet, la fréquence propre varie davantage avec la hauteur de pilier qu'avec le diamètre de ce dernier. Lorsque la hauteur augmente, cette fréquence diminue tandis qu'elle augmente légèrement quand le diamètre augmente. Une variation de 5% du diamètre du pilier conduit à une variation d'environ 1,2% de la fréquence de résonance (pour un pilier de hauteur 4  $\mu\text{m}$  et des diamètres proches de 4,4  $\mu\text{m}$ ). En revanche, une variation de 5% de la

hauteur du pilier entraîne une variation de plus de 6% de la fréquence de résonance (pour un pilier de diamètre 4,4  $\mu\text{m}$  et des hauteurs proches de 4  $\mu\text{m}$ ).

Ces résultats rappellent l'utilité de travailler expérimentalement avec des IDTs couvrant une large bande de fréquences. Comme cela a été évoqué, lors de la fabrication des piliers, la hauteur de ceux-ci est un paramètre moins bien contrôlé que le diamètre. Le polissage permet toutefois de limiter cette incertitude sur la hauteur. Il subsiste alors, en fin de procédé, une erreur maximale de 100 nm. D'après les simulations numériques de cette section, cette erreur de 100 nm sur la hauteur du pilier entraîne une erreur de plus de 2 MHz sur la fréquence de résonance du pilier (toujours pour des hauteurs proches de 4  $\mu\text{m}$  et des diamètres proches de 4,4  $\mu\text{m}$ ), d'où l'importance de travailler avec des peignes interdigités à pas variable. Cette déviation de fréquence induite par une erreur sur la valeur de hauteur du pilier aura aussi son importance dans le prochain chapitre pour l'étude de paires de piliers.

### 3.4.3 Influence des paramètres mécaniques

En plus des paramètres géométriques, les résonateurs sont caractérisés aussi par leurs propriétés mécaniques, liées essentiellement au matériau qui les compose. Comme cela a été détaillé dans la partie 2.4.2, les propriétés physico-chimiques du matériau composite résultant de la fabrication des piliers ne sont pas connues initialement. Des travaux réalisés par les membres de l'équipe ont toutefois partiellement pallié cette méconnaissance et ont permis d'obtenir des estimations de la composition, de la densité et du module de Young du matériau déposé (cf. partie 2.4.2). Les valeurs estimées comportant une certaine incertitude, une étude paramétrique a été effectuée afin d'observer l'éventuelle dépendance des fréquences de résonance aux paramètres mécaniques du matériau. Une recherche de valeurs propres a donc été réalisée, à l'image de ce qui a été fait avec les paramètres géométriques. On considère donc ici un pilier de 4,4  $\mu\text{m}$  de diamètre et de 4  $\mu\text{m}$  de hauteur et l'on fait varier la densité et le module de Young du matériau. Comme précédemment, l'étude se concentre sur le premier mode de flexion du pilier.

Les gammes de densité sont choisies sur la base des caractérisations réalisées par EDS des dépôts de platine. A partir des pourcentages de carbone, gallium et platine obtenus et de la densité de chacune de ces espèces, on calcule la densité du matériau résultant, à l'instar de ce qui a été présenté dans la section 2.4.2. On considère des variations de  $\pm 5\%$  de chaque pourcentage atomique pour déterminer la plage de densités. On se borne ainsi à des densités variant de 9 000 à 11 000  $\text{kg/m}^3$ . Nous étendons la borne inférieure de ce domaine à 7 000  $\text{kg/m}^3$  afin de tenir compte d'une éventuelle porosité du matériau déposé.

Pour le module de Young, le choix de la plage de variation s'appuie uniquement sur les valeurs obtenues expérimentalement par nano-indentation. Pour l'étude numérique, nous considérons donc des modules de Young compris entre 70 et 150 GPa.

Etant donné que l'influence du coefficient de Poisson sur les fréquences propres est négligeable, nous gardons cette grandeur fixe à 0,38.

La Figure 3.7 regroupe les fréquences de résonance obtenues pour les différents couples ( $\rho$ ,  $E$ ) dont les valeurs appartiennent aux plages choisies. Concrètement, on calcule les fréquences de résonance en fixant le module de Young  $E$  à une valeur comprise dans la plage de variation choisie et en faisant varier la densité  $\rho$  selon la plage de variation choisie. Puis l'on effectue cette recherche pour une nouvelle valeur de  $E$ . Ainsi de suite jusqu'à couvrir toute la bande de variation du module de Young. On peut alors constater que la densité et le module de Young influent chacun sur la fréquence du mode de flexion du pilier. La fréquence de résonance augmente avec le module de Young et elle diminue quand la densité augmente. Le graphe montre que la fréquence du premier mode de flexion d'un pilier varie de presque 40 MHz uniquement lorsque les propriétés physiques du matériau changent (selon les plages de variation définies ci-dessus). Cela implique que, là-encore, le fait de ne pas connaître parfaitement les propriétés

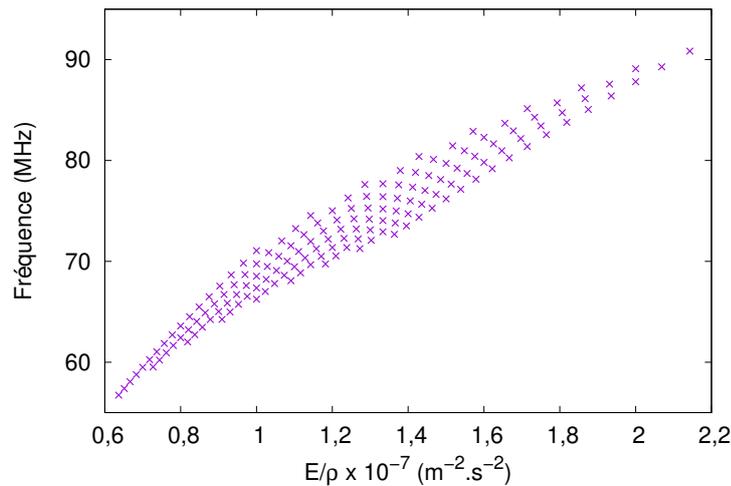


FIGURE 3.7 – Variation de la fréquence de résonance du premier mode de flexion en fonction de  $E/\rho$  dans le cas d'un pilier de  $4,4 \mu\text{m}$  de diamètre et de  $4 \mu\text{m}$  de hauteur.

du matériau déposé oblige à travailler avec des sources dont la bande de fréquences de fonctionnement est très large. De plus, cette étude montre qu'il est probable que les fréquences de résonance obtenues expérimentalement ne soient pas exactement les mêmes que les fréquences propres obtenues numériquement. Pour obtenir une meilleure adéquation, il faudrait être certain des valeurs de densité et du module de Young du platine déposé.

Cependant, cette étude peut justement être un outil intéressant pour la détermination du couple  $(E, \rho)$  du matériau déposé. En effet, en caractérisant expérimentalement des piliers de hauteur et diamètre différents et en réalisant la présente étude numérique pour ces différents piliers, il est envisageable de déterminer les couples  $(E, \rho)$  par confrontation des résultats des simulations avec les résultats expérimentaux. Une estimation grossière préalable des valeurs de ces constantes est toutefois souhaitable afin de restreindre le champ d'investigation des simulations numériques. Cette étude constitue donc un complément potentiel à d'autres caractérisations mécaniques.

### 3.4.4 Influence de la rugosité des flancs des piliers déposés

Afin de compléter l'étude des possibles facteurs de différences entre simulations et expériences, nous étudions ici l'influence de la rugosité des flancs des résonateurs. Comme cela a été décrit, la technique de correction de dérive du faisceau (dans le but d'améliorer la verticalité des piliers) implique une certaine rugosité des flancs des piliers. Cela s'explique par le fait qu'un réaligement du faisceau d'ions est opéré régulièrement durant l'étape de dépôt (cf. section 2.4.2). Cette rugosité reste relativement faible par rapport au diamètre du pilier. Pour étudier son influence, une analyse fréquentielle similaire à celle présentée auparavant est réalisée : dans ce cas, le résonateur n'est pas dessiné comme un cylindre mais il est construit à l'aide d'un logiciel de conception assistée par ordinateur (CAO). Ce dessin s'appuie sur les images au microscope électronique à balayage d'un pilier fabriqué par IBID (image de la Figure 3.8(a) notamment); le pilier dessiné, représenté en Figure 3.8(b), a une hauteur de  $4,02 \mu\text{m}$  et un diamètre de  $4,2 \mu\text{m}$ . La géométrie obtenue est ensuite importée dans la structure de la simulation fréquentielle. Les propriétés élastiques et mécaniques du pilier restent les mêmes que lors des simulations avec les résonateurs cylindriques.

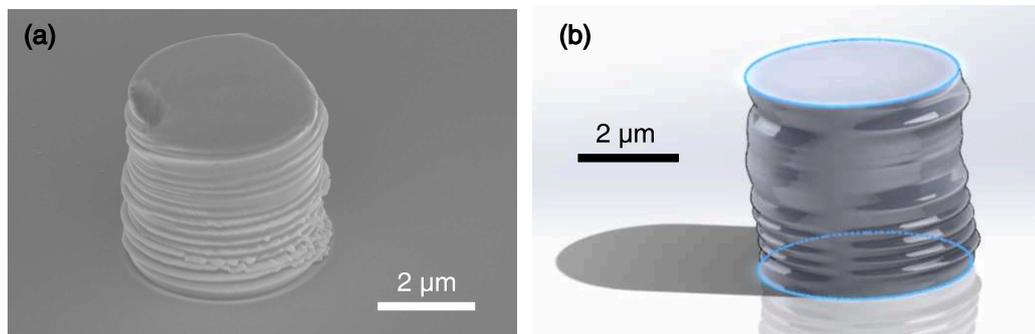


FIGURE 3.8 – (a) Image au microscope électronique à balayage du pilier utilisé pour réaliser la modélisation d'un pilier « réel ». (b) Représentation graphique du pilier dessiné avec le logiciel de CAO (Conception Assistée par Ordinateur).

Les différences de structures entre le pilier cylindrique et le pilier réellement fabriqué au FIB sont minimales, comme en atteste l'image MEB du pilier de la Figure 3.8(a) : le disque correspondant à une couche de dépôt se décale de quelques dizaines de nanomètres seulement par rapport à la position du disque constituant la première couche. Il est alors nécessaire d'utiliser un maillage très fin pour la simulation numérique, afin que celui-ci prenne bien en compte ces variations. En ce sens, la taille maximale d'un élément de maillage est fixée à 150 nm pour cette étude. Le temps de calcul est alors relativement long : environ 90 minutes par fréquence d'excitation. D'autres essais avec une taille maximale de maille encore plus petite ont été réalisés mais le nombre d'éléments de la structure maillée est devenu beaucoup trop important, impliquant des temps de calculs trop conséquents (25 heures par fréquence d'excitation pour une taille maximale de 100 nm par exemple) et des problèmes de mémoire de la machine de calcul. Le choix de maillage s'est donc porté sur une taille maximale de 150 nm, compromis entre résolution du calcul et temps de calcul. Ce choix est conforté par le fait que les résultats obtenus sont très proches de ceux obtenus avec un maillage encore plus fin et par le fait que le maillage semble, « à vue d'oeil », suffisamment fin pour prendre en compte les défauts de rugosité ; la plupart des éléments de maillage ont une taille considérablement inférieure à 150 nm. Une image du résonateur maillé avec le maillage décrit ci-dessus est donnée en Figure 3.9(a).

La durée du calcul étant importante, nous limitons la bande de fréquences à une dizaine de mégahertz autour de la fréquence de résonance (fréquence pour laquelle le déplacement du pilier est maximal). Pour cette simulation numérique, le pas en fréquence est fixé à 50 kHz, ce qui paraît être un échantillonnage suffisant d'après la précédente analyse fréquentielle (section 3.4.1).

La réponse en fréquence obtenue est donnée par la courbe bleue de la Figure 3.9(b) : elle est calculée par extraction de la valeur maximale du déplacement hors-plan au sommet du pilier pour chaque fréquence d'excitation. La fréquence de résonance du pilier est de 73,25 MHz ; la réponse en fréquence a une allure de courbe Lorentzienne de facteur de qualité égal à environ  $40 \pm 2$ . Comme pour l'analyse fréquentielle faite précédemment sur un pilier cylindrique « parfait », la ligne nodale caractéristique du mode de flexion est orientée parallèlement à la direction de la source et donc au front d'onde, comme le montre la cartographie de la Figure 3.9(b) obtenue pour la fréquence de résonance du pilier. Afin d'observer vraiment l'influence de la rugosité des flancs, une nouvelle analyse fréquentielle est réalisée avec un résonateur cylindrique « parfait » de même hauteur (4,02 μm) et même diamètre (4,2 μm) que le pilier dessiné par CAO, avec le même type de maillage (taille maximale de 150 nm). Le temps de calcul est similaire au cas du pilier avec les flancs rugueux. La courbe orange en Figure 3.9(b) montre la réponse

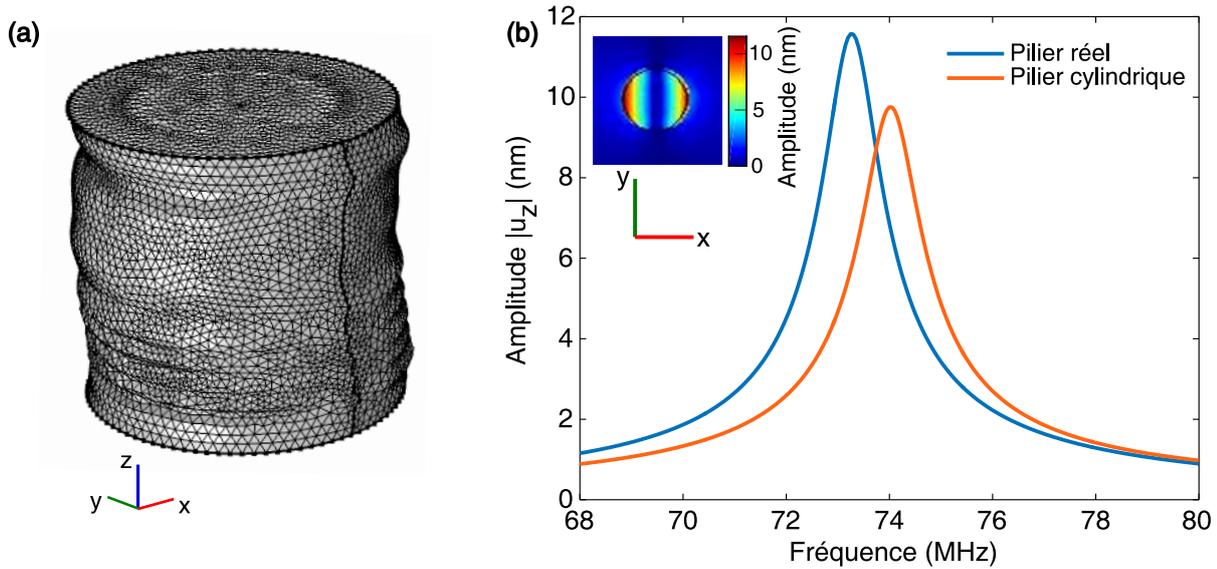


FIGURE 3.9 – (a) Schéma d'une partie de la structure utilisée pour la simulation numérique, illustrant le maillage utilisé pour prendre en compte la rugosité des flancs du résonateur. (b) Réponses en fréquence obtenues par analyse fréquentielle, en bleu : pour un pilier dont les flancs sont rugueux ; en orange : pour un pilier cylindrique « parfait » de même hauteur et même diamètre. En encart : vue suivant l'axe  $z$  de la cartographie de l'amplitude du champ de déplacement hors-plan du résonateur dont les flancs sont rugueux, pour sa fréquence de résonance  $f = 73,25$  MHz, illustrant l'orientation du mode de vibration.

en fréquence obtenue. Là-aussi, la courbe s'apparente à une courbe Lorentzienne dont le coefficient de qualité est de  $38 \pm 2$  et la fréquence de résonance de 74,00 MHz.

On peut alors constater l'effet de la rugosité des flancs : globalement, la rugosité des flancs du résonateur a un impact minime sur le comportement de celui-ci. Il semblerait que ce défaut de fabrication génère un léger décalage de la fréquence de résonance (de l'ordre de 1%) et une petite amélioration du coefficient de qualité de la résonance, mais la réponse globale du pilier est similaire. Ce décalage en fréquence de 1% peut être attribué à une légère différence de hauteur (et donc de rapport d'aspect) de résonateur entre les deux simulations numériques effectuées ; il reste négligeable au vu des décalages en fréquence pouvant être générés par la méconnaissance des propriétés mécaniques et géométriques du résonateur (*cf.* paragraphes 3.4.3 et 3.4.2). D'un point de vue comportemental, le mode de flexion du résonateur reste toujours orienté suivant la direction du front d'onde, quel que soit le résonateur (avec rugosité des flancs ou non).

### 3.4.5 Remarques sur le maillage choisi

On peut noter ici que le maillage impacte aussi la détermination de la fréquence de résonance. Pour s'en convaincre, la dernière simulation numérique faite avec le pilier cylindrique a été répétée avec d'autres paramètres de maillage : taille maximale d'un élément égal à 300 nm, puis 600 nm, puis 800 nm (ce paramètre était initialement fixé à 150 nm pour la précédente étude). Les fréquences de résonance et les facteurs de qualité obtenus pour chaque paramètre de maillage sont regroupés dans le Tableau 3.1. La comparaison des résultats permet d'en dégager une tendance : le fait de diminuer la taille moyenne des éléments du maillage décale la fréquence de résonance du pilier vers les basses fréquences : ce décalage peut atteindre plus de 1 MHz, soit un décalage relatif d'environ 1,3%. En parallèle, une très légère

augmentation du facteur de qualité de la résonance semble s'opérer. Malgré cela, les comportements phénoménologiques restent les mêmes.

$p_{max}$ ( $\mu\text{m}$ )	0,15	0,3	0,6	0,8
$f_{res}$ (MHz)	74,00	74,20	74,60	75,00
$Q$	$38,3 \pm 2$	$38,0 \pm 2$	$37,6 \pm 2$	$36,7 \pm 2$

TABLE 3.1 – Tableau récapitulant les fréquences de résonance  $f_{res}$  et le facteur de qualité  $Q$  du premier mode de flexion d'un résonateur de hauteur  $4,02 \mu\text{m}$  et de diamètre  $4,2 \mu\text{m}$ , pour différents maillages.  $p_{max}$  correspond à la taille maximale d'un élément du maillage sur le pilier.

Cela confirme le fait qu'il faut pour la suite raisonner davantage en termes de fréquences relatives plutôt qu'avec les valeurs absolues de fréquences, d'autant plus que, comme cela a été expliqué, les valeurs de fréquences obtenues numériquement risquent de ne pas corroborer exactement avec les valeurs expérimentales.

### 3.4.6 Influence de l'inclinaison de la surface des piliers

Comme cela a été évoqué dans le chapitre précédent (section 2.4.2), à l'issue de l'étape de croissance des piliers, la surface de ces derniers est inclinée d'un angle d'environ  $7^\circ$  par rapport à la surface du substrat (sur lequel ils sont déposés). On rappelle également que les travaux préliminaires à la thèse présentés dans la section précédente (section 3.3) ont été réalisés sur des résonateurs qui n'ont pas subi l'étape de polissage et qui ont de ce fait une surface inclinée par rapport à la surface du substrat. On étudie dans cette section l'influence de cette non-planéité de la surface des résonateurs de façon numérique. L'étude numérique consiste à réaliser une analyse fréquentielle d'un résonateur isolé de diamètre  $4,4 \mu\text{m}$  et dont la hauteur n'est pas la même sur toute sa circonférence : on dessine le résonateur de façon à ce que sa surface supérieure soit inclinée de  $7^\circ$  par rapport à la surface du substrat. Ainsi, la hauteur du résonateur varie le long de son diamètre : pour se rapprocher des études précédentes, elle est fixée à  $4 \mu\text{m}$  sur un des bords du pilier. L'inclinaison de la surface de  $7^\circ$  implique alors que la hauteur sur le bord diamétralement opposé est de  $4 + 4,4 \times \tan(7^\circ)$  soit  $4,54 \mu\text{m}$  environ. Le schéma de la Figure 3.10(a) représentant une coupe d'un pilier avec inclinaison de sa surface permet d'illustrer cette variation de hauteur suivant le diamètre du résonateur. Pour l'étude numérique, on choisit d'incliner la surface du pilier suivant un axe qui n'est pas colinéaire à l'axe de la source afin de pouvoir décorrélérer l'influence de l'inclinaison de celle de l'axe de la source (notamment sur l'orientation du mode de flexion du pilier). Ainsi, l'axe d'inclinaison de la surface est choisie comme étant à  $45^\circ$  de l'axe de la source. Le schéma de la Figure 3.10(b), représentant une vue suivant l'axe vertical  $z$  d'un pilier avec inclinaison de sa surface, permet d'illustrer ce dernier point. La simulation numérique est réalisée avec une taille maximale d'éléments de maillage de  $0,4 \mu\text{m}$  au niveau du résonateur, valeur permettant de prendre en compte la variation de hauteur du pilier. La bande fréquentielle est limitée à une dizaine de mégahertz et le pas fréquentiel est fixé à  $250 \text{ kHz}$  hors de la zone de résonance et à  $50 \text{ kHz}$  aux fréquences proches de la fréquence de résonance, comme ce qui a été effectué pour les analyses fréquentielles précédentes.

La réponse en fréquence ainsi obtenue est représentée par la courbe bleue sur la Figure 3.10(d). Afin de comparer, on ajoute en pointillés sur le même graphe les réponses en fréquence de piliers uniques de mêmes dimensions (même diamètre) et dont la surface n'est pas inclinée ; leur hauteur est fixée à  $4 \mu\text{m}$  (soit la **hauteur minimale** du pilier dont la surface est inclinée, courbe orange) pour l'un et à  $4,54 \mu\text{m}$  (soit la **hauteur maximale** du pilier dont la surface est inclinée, courbe verte) pour l'autre. On remarque alors que la réponse du résonateur dont la surface est inclinée garde le même type de comportement que lorsque la surface est plane (parallèle à la surface du substrat) : la courbe suit une allure de

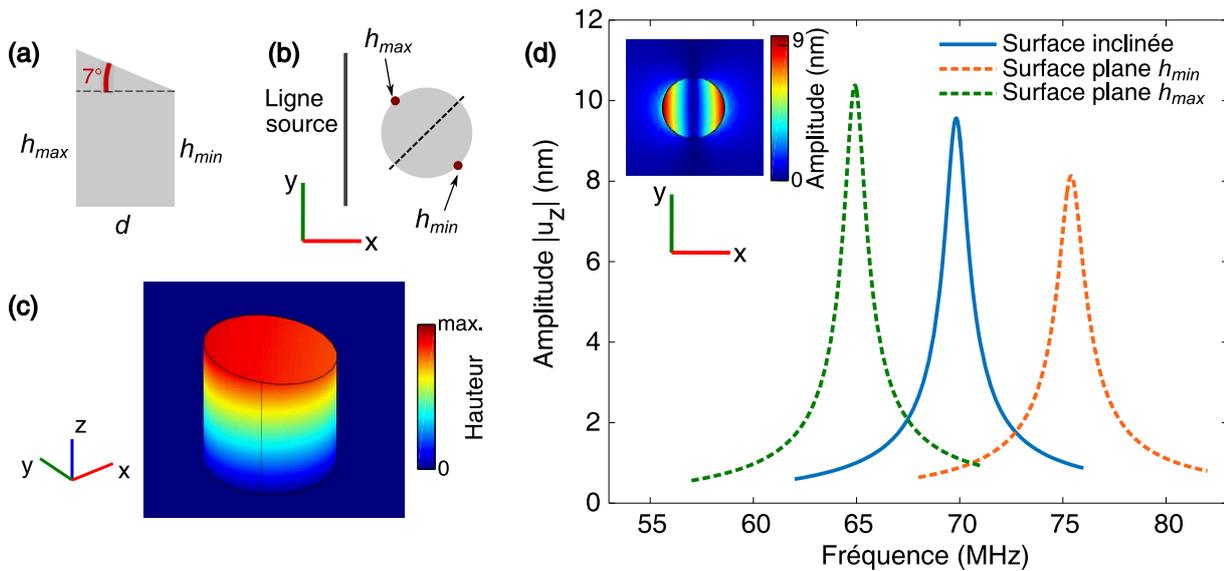


FIGURE 3.10 – (a) et (b) Schémas illustrant la variation de hauteur d'un résonateur dont la surface supérieure est inclinée : (a) Vue en coupe du résonateur.  $h_{min}$  et  $h_{max}$  désignent respectivement les hauteurs minimale et maximale du pilier ;  $d$  correspond à son diamètre (échelles non respectées) ; (b) Vue suivant  $z$  (axe du pilier) du résonateur, permettant de montrer l'orientation de l'inclinaison de la surface par rapport à l'orientation de la ligne source. (c) Représentation d'une partie de la structure utilisée pour l'analyse fréquentielle d'un pilier dont la surface supérieure est inclinée de  $45^\circ$  par rapport à la surface du substrat. L'échelle de couleur indique la variation de hauteur par rapport à la surface du substrat. (d) Réponses en fréquence obtenue par analyse fréquentielle, en bleu : pour un pilier dont la surface supérieure est inclinée de  $7^\circ$  par rapport à la surface du substrat ; en pointillés : pour un pilier dont la surface n'est pas inclinée, de même diamètre que le précédent et de hauteur  $h_{min} = 4,0 \mu\text{m}$  (en orange) ou  $h_{max} = 4,54 \mu\text{m}$  (en vert). En encart : Vue suivant  $z$  de l'amplitude du champ de déplacement hors-plan du résonateur dont la surface supérieure est inclinée, pour sa fréquence de résonance  $f = 69,85 \text{ MHz}$ .

type Lorentzienne, comme celle des piliers sans inclinaison. Les différences essentielles entre les deux cas concernent un décalage en fréquence ainsi qu'une légère variation des amplitudes de vibration. Le décalage de la fréquence de résonance vers les basses fréquences par rapport à la réponse du pilier de hauteur  $h_{min}$  s'explique par l'augmentation de la hauteur moyenne du résonateur par rapport à ce dernier dont la surface est plane. En fait, la fréquence de résonance du pilier dont la hauteur varie entre  $4,0$  et  $4,54 \mu\text{m}$  (à cause de l'inclinaison de sa surface) est égale à la fréquence de résonance d'un pilier (dont la surface n'est pas inclinée) de hauteur  $h_{moy} = 4,27 \mu\text{m}$  (hauteur moyenne du pilier dont la surface est inclinée). L'augmentation des amplitudes de vibration peut s'expliquer par le fait que le rapport d'aspect du pilier dont la surface est inclinée est légèrement plus important que celui du pilier de hauteur  $h_{min}$  sans inclinaison. L'orientation du mode de flexion n'est pas affectée par l'inclinaison de la surface du résonateur : comme le montre la cartographie du champ de déplacement hors-plan du pilier dont la surface est inclinée, pour sa fréquence de résonance ( $f = 69,85 \text{ MHz}$ ), en encart de la Figure 3.10(d), le résonateur vibre suivant la direction de propagation de l'onde (suivant l'axe  $x$  sur la Figure). Ainsi, il semblerait que, numériquement, l'inclinaison de la surface n'affecte pas l'orientation de vibration du résonateur. Du moins, la ligne source (telle qu'on l'a définie dans ce manuscrit) force davantage l'orientation de la vibration que ne le fait l'inclinaison de la surface du pilier. L'étape de polissage reste tout de même utile pour la partie expérimentale dans la mesure où elle facilite le réglage de la distance focale sur la surface des piliers.

### 3.4.7 Conclusion intermédiaire

Pour résumer, cette partie numérique a permis de déterminer les fréquences et modes propres des piliers qui seront étudiés par la suite (hauteur de 4  $\mu\text{m}$  et diamètre de 4,4  $\mu\text{m}$ ). Les simulations numériques ont mis en évidence le mode de flexion du résonateur à des fréquences proches de 73 MHz. Le coefficient de qualité de cette résonance a été déterminé par l'analyse fréquentielle. Les diverses études ont toutefois montré leurs limites quant à la fiabilité des valeurs de fréquence de résonance et de facteur de qualité : en effet, la façon de mailler la structure a une influence sur les résultats obtenus. Cependant, les incertitudes liées au maillage restent négligeables au regard des incertitudes dues à la méconnaissance des paramètres mécaniques et géométriques des résonateurs déposés. Pour finir, l'influence de différents paramètres des résonateurs (paramètres géométriques, mécaniques, rugosité des flancs, inclinaison de la surface) a été étudiée : plusieurs d'entre eux ont un impact sur le comportement des piliers mais la hauteur des piliers semble être le paramètre le plus influent. Il sera nécessaire d'y porter une attention particulière pour la suite, lors de la comparaison expériences - simulations, ainsi que lors de l'étude du couplage entre plusieurs résonateurs.

## 3.5 Caractérisations expérimentales

Cette section est consacrée à l'étude expérimentale de piliers uniques excités par les ondes élastiques de surface générées par les peignes interdigités décrits dans le chapitre 2.4.1. Les procédés de mesures sont détaillés puis les résultats expérimentaux, obtenus grâce à l'interférométrie hétérodyne, sont présentés et comparés aux résultats numériques expliqués dans la section précédente.

Pour rappel, des mesures expérimentales sur des piliers isolés ont été réalisées avant la thèse et servent d'appui pour les mesures faites ici. Les seules différences de structure entre les précédents dispositifs et ceux caractérisés ici résident dans la source d'excitation et le polissage des résonateurs. En effet, comme cela a été expliqué dans la section 3.3, dans les travaux de l'équipe (article [160]), les peignes interdigités présentent une géométrie permettant de confiner l'énergie en une zone de quelques dizaines de micromètres. Or, pour cette thèse, nous utilisons des peignes interdigités « classiques » qui génèrent des ondes de surface dont le front d'onde est droit. Ce choix s'argumente par la suite par la volonté d'étudier l'influence de la direction de propagation de l'onde sur la réponse de paires de piliers couplés étudiées plus tard. Par ailleurs, les études expérimentales réalisés au cours de la thèse s'effectuent avec des piliers qui ont subi un polissage à l'issue de l'étape de croissance dans le but d'avoir une surface de pilier non inclinée (ce qui facilite aussi le réglage de la distance focale lors des mesures optiques) et de mieux maîtriser la hauteur de ces piliers (*cf.* section 2.4.2).

Le pilier unique caractérisé ici a été fabriqué par dépôt de platine assisté par faisceau d'ions focalisés, avec pour consigne un diamètre de 4  $\mu\text{m}$ . Le diamètre résultant est plutôt de 4,4  $\mu\text{m}$ . L'étape de polissage est réalisée avec le but d'obtenir une hauteur de 4  $\mu\text{m} \pm 100 \text{ nm}$ . Une image au microscope électronique à balayage d'un tel pilier est donnée en Figure 3.8(a).

### 3.5.1 Présentation de la technique de mesures

La caractérisation expérimentale faite *via* l'interféromètre hétérodyne présenté dans la section 2.5 consiste à établir des cartographies du champ de déplacement hors-plan du pilier et de la surface environnante, pour différentes fréquences d'excitation. La réponse en fréquence est donc obtenue à partir des cartographies, par extraction du déplacement hors-plan maximal au sommet des piliers pour chaque fréquence. Cette technique nécessite un certain temps de mesure puisqu'une acquisition d'une seule cartographie (une seule fréquence d'excitation) d'une zone de 10  $\mu\text{m}$  par 10  $\mu\text{m}$ , avec un pas spatial de

200 nm, dure environ 13 minutes (2601 points de mesure avec un temps de mesure d'environ 300 ms par point). Il faut donc plusieurs heures pour couvrir une bande de fréquences d'une dizaine de mégahertz, même avec un pas en fréquence de 1 MHz seulement.

Or, lors de l'étude du couplage entre différents résonateurs, il est probable que les comportements des piliers évoluent très rapidement avec la fréquence. Il est donc nécessaire de travailler expérimentalement avec une résolution en fréquence assez forte (pas de 100 kHz par exemple). La méthode précédente d'acquisition des mesures devient alors trop coûteuse en temps. Une nouvelle technique est donc mise en place : elle consiste à effectuer les mesures de déplacement hors-plan en 16 points de la surface du pilier, ces 16 points étant répartis le long d'un cercle concentrique à la face supérieure du pilier et dont le diamètre est choisi par rapport au diamètre du pilier (voir schéma d'illustration en encart de la Figure 3.11(a)). Ainsi, on obtient 16 valeurs d'amplitude de déplacement hors-plan pour chaque fréquence d'excitation et l'on extrait la valeur maximale parmi ces 16 valeurs pour tracer la réponse en fréquence du résonateur. Cette technique permet de diminuer considérablement le temps d'acquisition : pour chaque fréquence d'excitation, au lieu d'établir une cartographie de 10  $\mu\text{m}$  par 10  $\mu\text{m}$  avec un pas de 200 nm (soit 2601 points de mesures), on n'effectue que 16 mesures (en 16 points bien définis)! Cette technique est autorisée par le fait que l'on observe des modes de flexion uniquement. En ce sens, le déplacement hors-plan en surface du pilier suit une évolution linéaire le long d'un rayon de la surface du pilier, comme en atteste la nature du mode observé dans les travaux de l'équipe [160]. Ainsi, en mesurant le déplacement en un point précis (dont on connaît l'écart par rapport au centre du résonateur) de la surface du pilier, on peut en déduire la pente du déplacement et donc le déplacement maximal attendu sur les bords du pilier. Par ailleurs, cette technique de mesure permet d'accéder aussi à l'orientation du mode pour chaque fréquence d'excitation, en analysant la répartition des 16 amplitudes mesurées par rapport aux positions des points de mesures (ce point sera détaillé dans la section 3.5.3). Un programme Labview dédié, allié à la visualisation des piliers *via* la caméra, permet de positionner le spot laser sur le pilier puis de tracer le cercle concentrique à la surface du pilier et de choisir le rayon de ce cercle. Les 16 points sont ensuite répartis de façon régulière le long du cercle. Le diamètre du cercle de définition des 16 points de mesures est judicieusement choisi : il doit être maximal par rapport au diamètre du pilier, tout en permettant des mesures correctes. Si le diamètre est trop proche du diamètre du pilier, alors les points de mesures sont proches des extrémités du pilier et cela peut conduire à des mesures aberrantes. Généralement, le diamètre du cercle de mesures est égal à environ un tiers du diamètre du résonateur.

### 3.5.2 Validation de la technique de mesures

Avant d'évoquer les résultats expérimentaux obtenus pour un pilier isolé, on présente dans cette section des mesures permettant de décrire plus en détails et de valider la technique de mesures utilisée. Ces mesures sont réalisées sur un pilier isolé qui fera l'objet des paragraphes suivants de ce chapitre ; son diamètre est de 4,4  $\mu\text{m}$  environ et sa hauteur est proche de 4,0  $\mu\text{m}$ . Le but de cette section n'étant pas d'observer et comprendre les phénomènes physiques mais plutôt de détailler la méthodologie, nous limitons l'étude à une bande de fréquences relativement restreinte, autour de la fréquence de résonance du pilier. Nous présentons donc les mesures obtenues pour des fréquences d'excitation comprises entre 67 et 73 MHz, le pas fréquentiel étant de 10 kHz pour cette étude.

Le rayon du cercle définissant la position des 16 points de mesures est de 0,78  $\mu\text{m}$  (soit 35% du rayon du pilier). La mesure est effectuée à une fréquence d'excitation pour les 16 positions définies puis elle est réitérée pour la fréquence d'excitation suivante et ainsi de suite sur toute la plage fréquentielle. Dans ces conditions, le temps total de mesure pour la plage 67 -73 MHz avec un pas de 10 kHz est de 48 minutes. La réponse en fréquence, obtenue par extraction de la valeur maximale du déplacement hors-plan pour chaque fréquence, est représentée en rouge sur la Figure 3.11(a). A titre de comparaison, en réalisant la même réponse en fréquence avec des cartographies complètes de 8  $\mu\text{m}$  par 8  $\mu\text{m}$  avec un

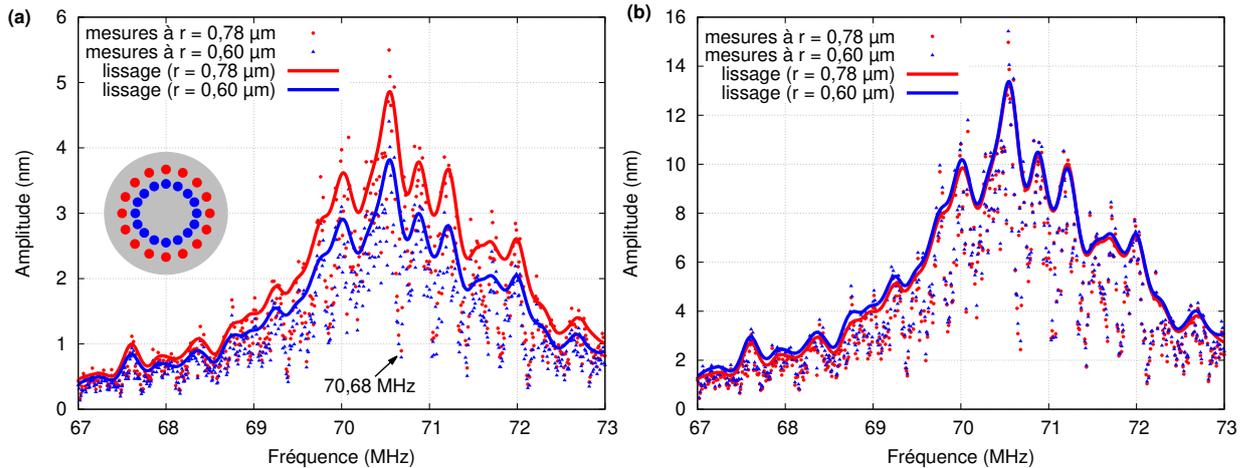


FIGURE 3.11 – **(a)** Réponses en fréquence expérimentales d'un pilier de  $4,4 \mu\text{m}$  de diamètre et de  $4 \mu\text{m}$  de hauteur, obtenues avec la « méthode des 16 points », en bleu : avec 16 points répartis sur un cercle de rayon  $0,60 \mu\text{m}$ ; en rouge : avec 16 points répartis sur un cercle de rayon  $0,78 \mu\text{m}$ , concentrique au précédent. La flèche pointe vers les amplitudes mesurées pour  $f = 70,68 \text{ MHz}$  (sur lesquelles une attention particulière est portée dans le texte pour l'explication du filtrage). En encart : illustration de la répartition des points de mesures sur la surface du pilier (échelle non respectée). **(b)** Réponses en fréquence expérimentales « normalisées », obtenues à partir des réponses obtenues en **(a)**.

pas de  $200 \text{ nm}$  (soit 1681 points par cartographie au lieu de 16), le temps d'acquisition des mesures aurait été de 84 heures. A partir des valeurs d'amplitude de déplacement obtenues pour chaque mesure (points sur la Figure), un lissage est effectué (courbe sur la Figure) pour des raisons qui seront évoquées dans le paragraphe suivant. La méthode employée pour réaliser ce lissage sera également détaillée.

Avant cela, une nouvelle réponse en fréquence est établie avec un nouveau cercle de définition des 16 points de mesures sur le même résonateur. Le rayon de ce cercle est volontairement fixé à une valeur plus faible, dans le but de vérifier que l'on obtient bien la même allure de réponse en fréquence, quel que soit le rayon du cercle définissant les positions des 16 points. Cette deuxième réponse est donc réalisée avec un cercle de rayon égal à  $0,60 \mu\text{m}$  (soit environ 27% du rayon du pilier). La réponse en fréquence obtenue avec ce cercle de plus petit rayon est représentée en bleu sur la Figure 3.11(a); la superposition des deux séries de mesures (grand et petit cercles de définition des points de mesures) sur la même figure facilitant la comparaison. Le même type de lissage que pour la première série de mesures est appliqué à cette nouvelle étude (courbe bleue sur la figure).

On constate que les deux mesures conduisent aux mêmes comportements d'un point de vue fréquentiel : les deux courbes présentent les mêmes allures et mêmes variations. Les amplitudes obtenues avec le cercle de plus petit rayon sont inférieures à celles obtenues avec le cercle de plus grand rayon, conformément à ce qui est attendu.

Afin de confirmer qu'il y a bien une relation directe de proportionnalité entre les amplitudes mesurées et la distance à laquelle ont été effectuées ces mesures (soit le rayon du cercle définissant les 16 points), on « normalise » les amplitudes obtenues par le rayon du cercle, puis l'on multiplie le résultat obtenu pour chaque mesure par le rayon du pilier. En supposant la linéarité des variations de déplacement le long d'un rayon du pilier, cette démarche devrait permettre d'obtenir le déplacement au bord du pilier (qui correspond au déplacement maximal). En fait, la division de l'amplitude obtenue par le rayon du

cercle de mesures donne la pente du déplacement en fonction de la distance (entre le point de mesure et le centre de la face supérieure du pilier) et la multiplication par le rayon du pilier conduit alors à la valeur d'amplitude au bord du pilier.

On effectue donc ce calcul pour chaque amplitude obtenue sur chacune des deux séries de mesures de la Figure 3.11(a) (points bleus et rouges). Les nouvelles amplitudes calculées sont ainsi représentées par les points de la Figure 3.11(b) (en bleu pour la série de mesures avec le plus petit rayon de cercle et en rouge pour celle avec le plus grand rayon). De nouveau, un lissage est effectué pour permettre une visualisation plus aisée (courbes bleue et rouge de la Figure 3.11(b)). On observe alors que les deux réponses en fréquence se superposent plutôt bien. Cette superposition confirme la relation de proportionnalité entre l'amplitude et la distance à laquelle sont effectuées les mesures, et donc aussi la linéarité des variations de déplacement hors-plan en fonction de la distance au centre du pilier. Elle montre aussi une certaine reproductibilité des mesures interférométriques. La technique de mesure en 16 points du pilier semble donc pertinente (elle a évidemment aussi été confrontée à la méthode par cartographies complètes).

Cette comparaison montre que, dans le cadre de la thèse, le rayon du cercle définissant les positions des 16 points de mesures ne doit pas nécessairement être toujours le même puisque les réponses en fréquence conservent les mêmes comportements et mêmes variations, même lorsque le rayon du cercle varie. Pour la suite, nous réalisons les réponses en fréquence expérimentales avec cette méthode (16 points de mesures) et nous ne corrigeons pas l'amplitude (par le calcul de la pente) comme on vient de le faire ici. Il faut donc garder à l'esprit que les valeurs d'amplitudes données par ces réponses en fréquences ne correspondent pas aux amplitudes maximales observées sur le pilier, mais plutôt aux amplitudes maximales sur le cercle de mesures. De manière générale, ce cercle a un rayon égal à un tiers du rayon du pilier. Ainsi, les amplitudes maximales du pilier sont supérieures à celles données par les réponses en fréquences (en théorie, 3 fois supérieures si le rayon du cercle de mesures est égal à  $1/3$  du rayon du pilier). Ce choix de ne pas corriger l'amplitude se justifie par le fait que ce sont plutôt les allures et variations des courbes de réponses en fréquence qui nous intéressent ici (plutôt que les valeurs d'amplitude) et que les amplitudes maximales de déplacement hors-plan seront obtenues dans une seconde étape, lors des mesures de cartographies complètes pour des fréquences particulières.

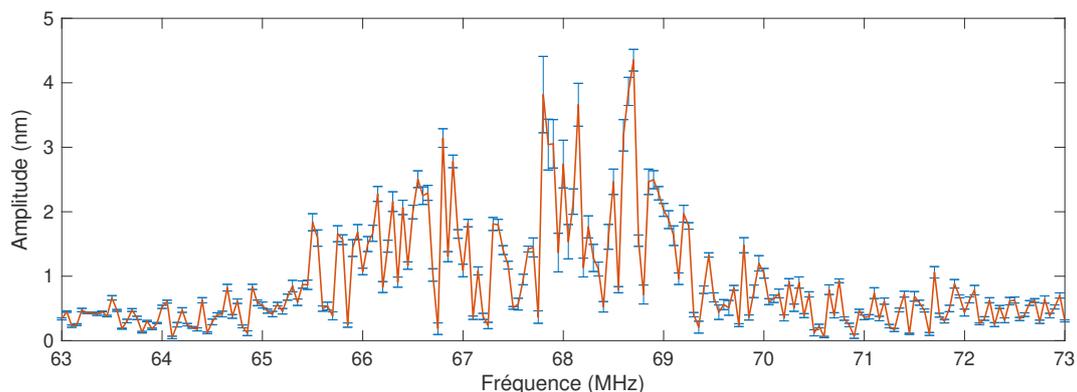


FIGURE 3.12 – Amplitude moyenne mesurée en un point d'un pilier isolé avec huit séries de mesures identiques et successives. La position du point de mesure est gardée fixe durant la réalisation d'une série de mesures sur toute la bande de fréquence (63 à 73 MHz par pas de 50 kHz). Cette série de mesures est répétée huit fois. Les barres d'erreur représentées en bleu sont obtenues par calcul de l'écart-type.

La répétabilité des mesures a également été testée sur un pilier : une mesure d'amplitude en un seul point de la surface du pilier (à une distance d'environ 1/3 du centre du résonateur), effectuée pour une gamme de fréquence allant de 63 à 73 MHz par pas de 50 kHz, est répétée huit fois. La superposition des points de mesures des huit séries sur toute la bande de fréquences permet de s'assurer de la bonne répétabilité des mesures interférométriques. L'amplitude moyenne calculée, pour chaque fréquence d'excitation, à partir des huit séries de mesures est représentée en Figure 3.12. Les barres d'erreur, calculées avec l'écart-type de ces séries de mesures, sont également ajoutées pour chaque fréquence d'excitation. Elles montrent notamment que l'incertitude sur la mesure d'amplitude est d'autant plus importante que l'amplitude mesurée est grande.

Après avoir détaillé et validé la méthode de mesures, nous pouvons revenir sur le lissage effectué sur les valeurs mesurées. Ce lissage est nécessaire pour ôter les fluctuations liées à d'autres paramètres que le comportement du résonateur et ainsi faciliter la lecture du graphe. Comme nous l'évoquerons dans la section décrivant les résultats expérimentaux obtenus pour le pilier isolé (section 3.5.4), ce lissage ne sera effectué que sur la partie centrale de la réponse en fréquence des piliers (autour de la résonance).

### Filtrage et lissage des points de mesures

Comme on peut le constater sur la Figure 3.11(a), les valeurs d'amplitude obtenues forment un nuage de points dont il est difficile d'extraire la tendance. De plus, parmi ce nuage de points se trouvent des valeurs d'amplitude aberrantes qu'il est nécessaire d'ôter car ne reflétant pas le comportement du résonateur. En effet, on constate pour certaines fréquences des amplitudes très faibles, bien que la fréquence soit proche de la fréquence de résonance du résonateur. Par exemple, les graphiques de la Figure 3.11(a) montrent des amplitudes faibles pour  $f = 70,68$  MHz (amplitudes inférieures à 1 nm pour les deux séries de mesures, mises en évidence grâce à la flèche sur la Figure 3.11(a)) alors que cette fréquence est proche de la fréquence de résonance du pilier (définie comme la fréquence pour laquelle l'amplitude de vibration est maximale). La mesure d'amplitude en surface du substrat pour des ondes en propagation libre (sans résonateur) montre également que pour certaines fréquences, l'amplitude de l'onde générée par les peignes interdigités est significativement plus faible que celle obtenue pour des fréquences proches. Un exemple de réponse en fréquence d'une surface libre excitée par les peignes interdigités utilisés au cours de cette thèse est donné en Figure 3.13 et illustre cela.

En fait, les peignes interdigités ont été, pour ce projet, élaborés et dessinés dans le but d'obtenir une réponse d'émission dans une large gamme de fréquences. Ils n'ont en ce sens pas été véritablement optimisés pour éviter d'éventuelles réflexions internes sur les électrodes (peignes). Hors, on constate, en réalisant des mesures avec des pas en fréquence faibles (inférieurs à 500 kHz) que ces réflexions internes génèrent des interférences destructives qui conduisent à la non-émission d'ondes à certaines fréquences. Ainsi, pour certaines fréquences, l'onde de surface ne se propage pas (ou pas de façon optimale) et le résonateur ne peut donc pas être excité (comme on peut le constater pour  $f = 70,68$  MHz sur la Figure 3.11(a)). Les amplitudes de vibration mesurées à ces fréquences ne relatent donc pas le comportement réel du pilier. En ce sens, il est nécessaire de filtrer ces amplitudes faibles et aberrantes qui altèrent la réponse en fréquence. On choisit de réaliser ce filtrage de façon à souligner l'**enveloppe** formée par le nuage de points de mesures. Nous nous attachons à cette enveloppe pour analyser le comportement des résonateurs. Pour réaliser ce filtrage, on définit d'abord une largeur de fenêtre (bande de fréquences) sur laquelle on va filtrer les mesures : ici et tout au long de la thèse, la largeur de fenêtre est fixée à 170 kHz. Cette fenêtre correspond à l'étendue des points de mesures qui seront pris en compte pour corriger chaque point de mesures. Pour une fréquence  $f$ , on prend donc en compte les 17 valeurs d'amplitude obtenues pour les fréquences de part et d'autre de la fréquence  $f$  considérée (les 8 fré-

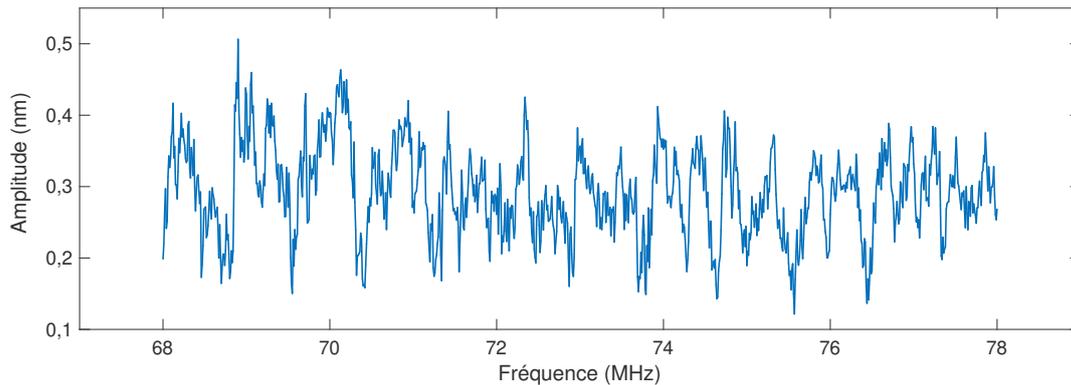


FIGURE 3.13 – Réponse en fréquence expérimentale typique d'un transducteur à peignes interdigités utilisé durant la thèse. La mesure d'amplitude est réalisée par interférométrie optique en excitant le peigne entre 68 et 78 MHz, avec un pas fréquentiel de 10 kHz. L'amplitude est obtenue par extraction de l'amplitude maximale sur une distance supérieure à une longueur d'onde.

quences précédant la fréquence  $f$ , les 8 fréquences suivant cette fréquence et la fréquence  $f$  elle-même). La valeur 17 correspond en fait au nombre de points utiles pour couvrir la largeur de la fenêtre ( $17 \times 10$  kHz = 170 kHz). De ces 17 valeurs d'amplitude, on supprime d'abord les deux plus hautes afin d'exclure une possible mesure aberrante. On conserve ensuite la troisième valeur la plus haute. Cela définit l'amplitude  $A_{\text{filtre}}$  pour la fréquence  $f$ . On réitère cette opération pour toutes les valeurs de fréquences. On obtient alors une réponse en fréquence qui met en évidence l'enveloppe du nuage de points et dans laquelle le bruit lié à la source est filtré.

Après cette étape de filtrage, on effectue un lissage des points d'amplitude  $A_{\text{filtre}}$  par une méthode de régression locale, appelée Loess (pour *LOcally weighted Scatterplot Smoother*, en anglais). Cette méthode consiste à effectuer une régression locale, non paramétrique, c'est-à-dire qu'elle ne se fait pas sur la base d'une équation. Au contraire, la détermination de la courbe se fait localement (aux environs du point de mesure considéré) par un ajustement d'un polynôme de degré 2. Concrètement, pour déterminer la valeur d'amplitude que prend la courbe au point d'abscisse  $f$ , on ajuste un polynôme de degré 2 aux points au voisinage de  $f$ . Cet ajustement se fait avec une pondération : les points les plus proches de  $f$  ont davantage de poids dans l'ajustement que les points plus éloignés. Le voisinage (nombre de points pris en compte pour la régression locale) est défini par un paramètre appelé *span*, qui correspond à la proportion de points considérés par rapport au nombre total de points de mesures. Ainsi, plus le *span* est proche de 1, plus le lissage est important car il est effectué sur une plus large bande de fréquences. Ici, le *span* est fixé à 540 kHz, soit 3 fois la largeur de fenêtre utilisée pour le filtrage.

De cette façon, on obtient une courbe lissée, ajustée au nuage de points de mesures et qui met en évidence l'enveloppe de ce nuage de points. Cette courbe, représentative des variations d'amplitude de déplacement hors-plan du résonateur en fonction de la fréquence, permet d'étudier le comportement de ce résonateur.

Plusieurs méthodes de filtrage et lissage (moyenne glissante par exemple) ont été évaluées par les membres de l'équipe. Ces investigations montrent que les allures des courbes restent les mêmes quelle que soit la méthode choisie ; cette dernière influe essentiellement sur l'amplitude des courbes. Or, comme cela a été expliqué auparavant, on s'intéresse davantage aux variations d'amplitudes, aux allures des courbes qu'aux valeurs absolues d'amplitudes. Ainsi, la méthode de filtrage décrite ci-dessus répond aux exigences.

### 3.5.3 Détermination de l'orientation des modes de vibration grâce aux diagrammes de rayonnement

Comme cela a été évoqué au début de cette section, la méthode de mesures en 16 points de la surface du pilier permet, en plus de l'obtention de l'amplitude de vibration du résonateur, d'accéder à l'orientation du mode de vibration. En effet, en analysant pour une fréquence d'excitation, la répartition des 16 amplitudes mesurées sur la surface du pilier (en faisant correspondre la position du point de mesure sur le pilier et l'amplitude mesurée), il est possible de déduire grossièrement l'orientation du mode de vibration du résonateur. Plus précisément, pour chaque fréquence d'excitation, on peut établir un diagramme de rayonnement qui illustre les 16 amplitudes mesurées en fonction de la position des points de mesures correspondants. Ce diagramme met ainsi en évidence la répartition de l'amplitude de déplacement hors-plan sur le cercle de mesures et donc sur le pilier. Un exemple de diagramme de rayonnement est représenté en Figure 3.14(a); il s'agit du diagramme obtenu pour la fréquence de résonance 70,54 MHz du pilier isolé qui a été utilisé auparavant pour éprouver la méthode de mesures. Les points rouges correspondent aux amplitudes mesurées pour les différents points de mesure. On observe alors plus ou moins deux lobes dans lesquels l'amplitude est plus importante. La direction reliant ces deux lobes correspond ainsi à l'axe de vibration du pilier et la ligne nodale peut se dessiner comme la droite orthogonale à cet axe de vibration. A titre de vérification de la pertinence de ces diagrammes de rayonnement, une cartographie de l'amplitude du champ de déplacement hors-plan obtenue avec le même pilier et à la même fréquence que celle qui a permis d'établir le diagramme de rayonnement présenté est donnée en Figure 3.14(b). Cette cartographie, ainsi que la façon de l'établir, seront décrites plus tard dans ce chapitre (section 3.5.5). Dans le cas présent, elle permet de montrer que l'axe de vibration obtenu grâce au diagramme de rayonnement corrobore celui mis en évidence par la cartographie.

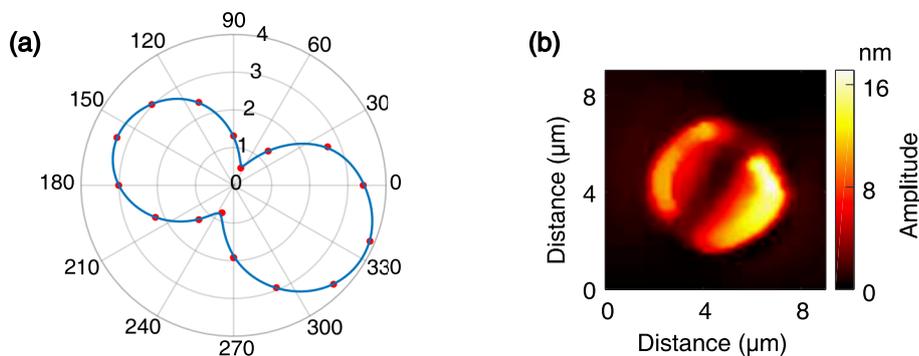


FIGURE 3.14 – (a) Exemple de diagramme de rayonnement, obtenu pour un pilier unique (de 4,4 µm de diamètre et 4 µm de hauteur) à sa fréquence de résonance ( $f = 70,54$  MHz). Les cercles concentriques donnent l'échelle d'amplitude (en nm), les différents rayons de cercle sont espacés de 30° les uns des autres. Les points rouges donnent l'amplitude de chaque point de mesure ; la courbe bleue est une courbe interpolée à partir des points rouges. (b) Cartographie expérimentale du champ de déplacement hors-plan du même pilier qu'en (a) , pour la même fréquence d'excitation  $f = 70,54$  MHz, illustrant l'orientation du mode de vibration du résonateur. La cartographie couvre une zone de 9 µm par 9 µm avec un pas spatial de 200 nm.

### 3.5.4 Réponse en fréquence expérimentale d'un pilier isolé

Après avoir exploré la méthode de mesures ainsi que la façon de traiter les mesures d'amplitude, nous pouvons désormais nous intéresser aux comportements d'un pilier isolé. Pour rappel, le pilier isolé

caractérisé dans cette section a un diamètre de  $4,4 \mu\text{m}$  et une hauteur de  $4 \mu\text{m} \pm 100 \text{ nm}$ . Sa réponse en fréquence est établie en suivant la technique présentée ci-dessus (16 points par fréquence). Une première mesure est effectuée avec un pas en fréquence grossier (1 MHz) afin de déterminer la gamme de fréquences d'intérêt. La mesure est ensuite réalisée de façon à couvrir une bande de fréquences de 20 MHz environ avec un pas de 100 kHz. Pour la mesure finale, on resserre encore le pas en fréquences (10 kHz) pour les fréquences proches de la résonance. Dans le cas présent, on couvre donc la gamme 63 - 83 MHz avec un pas de 100 kHz, puis on réitère la mesure avec un pas de 10 kHz entre 67 et 73 MHz. Le rayon du cercle définissant la position des 16 points de mesures est de  $0,78 \mu\text{m}$  (soit 35% du rayon du pilier).

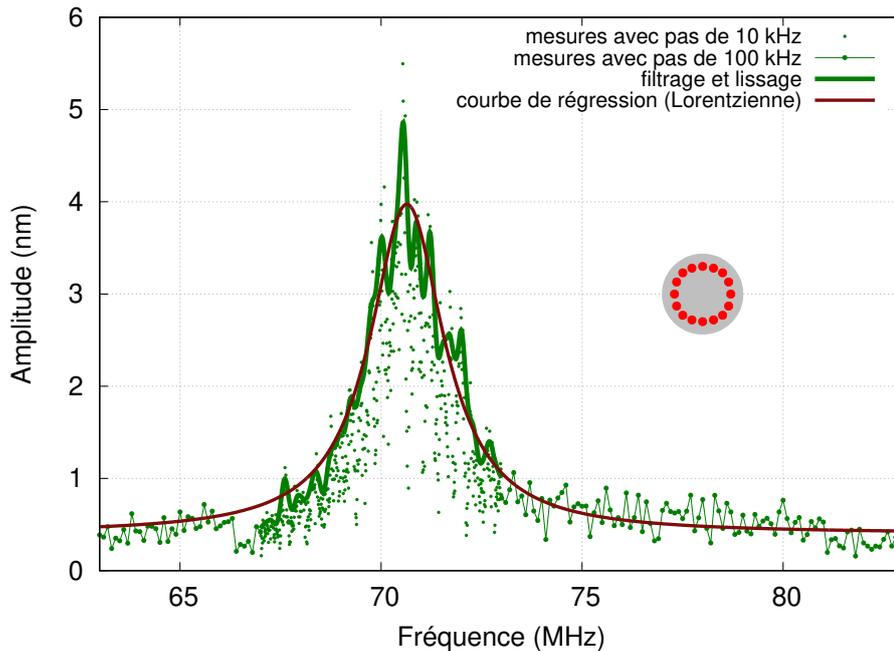


FIGURE 3.15 – Réponse en fréquence expérimentale d'un pilier de  $4,4 \mu\text{m}$  de diamètre et de  $4 \mu\text{m}$  de hauteur, obtenue avec la « méthode des 16 points ». Les points représentent les valeurs d'amplitude obtenues par la mesure, avec un pas en fréquence de 10 kHz entre 67 et 73 MHz et 100 kHz au-delà. La courbe verte est obtenue après filtrage et lissage des points de mesures. La courbe brune correspond à une courbe de régression d'une fonction Lorentzienne. Le schéma en encart illustre la répartition des 16 points de mesures (points rouges) sur la surface du pilier (échelle non respectée).

La mesure est effectuée à une fréquence d'excitation pour les 16 positions définies puis elle est répétée pour la fréquence d'excitation suivante et ainsi de suite sur toute la plage fréquentielle. La réponse en fréquence, obtenue par extraction de la valeur maximale d'amplitude de déplacement hors-plan pour chaque fréquence, est représentée en Figure 3.15. Sur cette figure, les points correspondent aux amplitudes (maximales) mesurées. Sur les plages de fréquences hors résonance (entre 63 et 67 MHz et entre 73 et 83 MHz sur la figure), aucun lissage n'est effectué ; comme ce sont des fréquences hors de la zone de résonance (et donc de moindre intérêt), on se contente de relier les points de mesures successifs. En revanche, pour les mesures de la zone centrale (faites avec un pas de 10 kHz), un lissage (consécutif à un filtrage des mesures), tel qu'il a été décrit auparavant, est effectué afin d'ôter les fluctuations liées à d'autres paramètres que le comportement du résonateur et ainsi faciliter la lecture du graphe.

La réponse en fréquence ainsi obtenue en Figure 3.15 (ligne verte) montre la résonance du pilier. Pour les fréquences autour de 70 MHz, on observe des amplitudes de déplacement hors-plan très supérieures à l'amplitude de l'onde générée en surface du substrat. Pour les fréquences hors résonance, les amplitudes

maximales mesurées sont de l'ordre de 0,3 nm, ce qui correspond approximativement à l'amplitude de l'onde générée. Les fortes amplitudes mesurées autour de 70 MHz mettent en évidence le confinement d'énergie élastique dans le pilier. Ce confinement résulte du couplage de l'énergie élastique générée en surface du substrat avec le mode propre du résonateur. La fréquence de résonance expérimentale, définie comme la fréquence pour laquelle le déplacement hors-plan est maximal, est de 70,54 MHz pour ce pilier. Cette fréquence est relativement proche de la valeur attendue, estimée numériquement à partir de la hauteur et du diamètre du pilier. La réponse en fréquence obtenue présente, aux approximations près, une allure de courbe Lorentzienne. Pour s'en convaincre, une courbe de régression avec une équation de courbe Lorentzienne est ajoutée sur la Figure 3.15 (courbe brune). On constate que cette dernière se superpose plutôt correctement aux données expérimentales, ce qui confirme le fait que le résonateur semble se comporter comme un oscillateur harmonique mécanique (excité suivant un de ses modes propres grâce à un continuum d'énergie élastique), à l'instar de ce qui a été observé numériquement. Le facteur de qualité de la résonance du pilier est estimé à partir de l'équation de la courbe de régression : on obtient un facteur de qualité d'environ 31. Cette valeur est proche du facteur de qualité obtenu numériquement (bien qu'aucune dissipation des matériaux ne soit prise en compte dans le modèle numérique). Comme pour le cas des simulations numériques, on n'observe expérimentalement qu'un seul mode (une seule résonance), le facteur de qualité de cette résonance étant trop faible pour permettre d'observer séparément les deux modes de flexion orthogonaux. Concernant les valeurs de fréquence de résonance, on constate un certain écart (environ 5 MHz, soit un écart relatif d'environ 7%) entre les mesures expérimentales et les simulations numériques. Comme expliqué dans la partie numérique (section 3.4.2), cette différence est attendue, notamment à cause de la difficile estimation de la hauteur et des paramètres mécaniques des piliers fabriqués, de l'importante influence de cette hauteur sur la fréquence de résonance et de l'influence du maillage lors des études numériques.

### 3.5.5 Cartographie du champ de déplacement hors-plan

Afin de caractériser plus finement le comportement du pilier, des cartographies du champ de déplacement hors-plan sont établies en supplément des réponses en fréquence. Ces cartographies donnent accès notamment à l'orientation du mode de flexion du pilier, même si celle-ci peut être estimée grossièrement avec les mesures précédentes (16 points) grâce aux diagrammes de rayonnement présentés dans la section 3.5.3. Les cartographies du champ de déplacement sont effectuées pour des fréquences d'intérêt précises, déterminées grâce aux réponses en fréquence établies auparavant.

Dans le cas présent du pilier isolé, on établit une cartographie du champ de déplacement pour sa fréquence de résonance (70,54 MHz). Cette cartographie est obtenue en mesurant le déplacement hors-plan sur une zone de 9  $\mu\text{m}$  par 9  $\mu\text{m}$  avec un pas de 200 nm entre deux points de mesures (soit 2116 points de mesures pour réaliser la cartographie à une fréquence précise). Les mesures sont réalisées ligne par ligne, point après point. Le temps d'acquisition pour cette mesure est d'environ 10 minutes (par fréquence).

Après acquisition des mesures et calculs des amplitudes de déplacement pour chaque point de mesure, un filtre médian  $5 \times 5$  est appliqué afin de corriger les points aberrants liés aux mesures en bord de pilier. En effet, comme on l'a évoqué précédemment pour expliquer le choix du diamètre du cercle dans la méthode des mesures en 16 points, pour les mesures en bord de pilier, les valeurs d'amplitude obtenues peuvent être faussées par le fait qu'une partie du spot laser se situe sur le pilier et l'autre partie au-dessus de la surface du substrat. La taille du filtre médian est choisie en fonction du pas spatial (ici 200 nm), par rapport à la taille du spot laser (650 nm). Ensuite, une interpolation numérique permet d'améliorer la résolution de l'image obtenue.

La cartographie ainsi obtenue pour le pilier isolé, à sa fréquence de résonance, est présentée en Figure 3.16(a). D'abord, on peut constater que l'amplitude de vibration mesurée est confinée dans le pilier : l'amplitude hors-plan atteint plus de 15 nm aux bords du pilier, alors que l'amplitude de l'onde

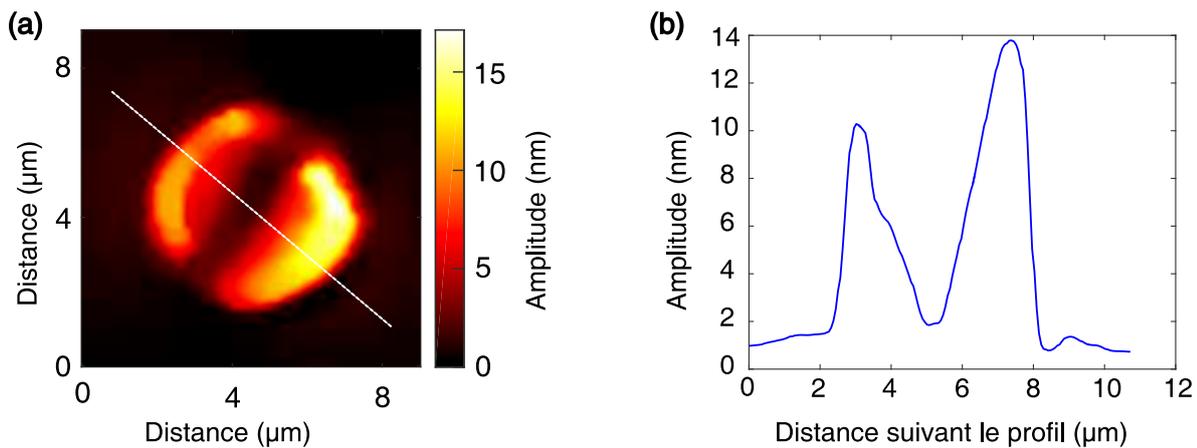


FIGURE 3.16 – (a) Cartographie expérimentale du champ de déplacement hors-plan d'un pilier unique de  $4,4 \mu\text{m}$  de diamètre et de  $4 \mu\text{m}$  de hauteur, à sa fréquence de résonance ( $f = 70,54 \text{ MHz}$ ). La cartographie couvre une zone de  $9 \mu\text{m}$  par  $9 \mu\text{m}$  avec un pas spatial de  $200 \text{ nm}$ . (b) Coupe suivant la ligne pointillée de la Figure (a), représentant l'amplitude hors-plan le long de cette ligne.

générée par les peignes interdigités est inférieure à  $1 \text{ nm}$ . (On peut noter ici que les amplitudes données par la cartographie en-dehors du pilier ne sont pas interprétables car la distance focale de la mesure est réglée pour avoir une mise au point nette sur le pilier, et non pas sur la surface du substrat.) Le confinement d'énergie dans le pilier atteste de l'efficacité du couplage de l'énergie élastique par la surface du substrat avec un résonateur très sub-longueur d'onde par rapport à l'onde incidente (longueur d'onde d'environ  $50 \mu\text{m}$  pour un diamètre de pilier de  $4,4 \mu\text{m}$ , soit plus de 10 fois supérieure au diamètre). Par ailleurs, la cartographie confirme la nature du mode excité : on observe clairement les deux lobes caractéristiques de la composante hors-plan du premier mode de flexion du pilier. Ces deux lobes sont séparés par une ligne nodale qui s'étend le long d'un diamètre du pilier et où l'amplitude de vibration est très faible (voire nulle). Cette nature de mode laisse supposer que l'amplitude de déplacement dans le plan (non mesurable avec la technique interférométrique utilisée ici) est encore plus importante que les amplitudes de déplacement hors-plan mesurées. La nature du mode est confirmée par la coupe suivant le diamètre orthogonal à la direction de la ligne nodale observée en Figure 3.16(a). Le résultat de cette coupe est présenté en Figure 3.16(b). Le profil d'amplitude obtenu met en évidence les deux pentes linéaires et symétriques, de part et d'autre d'un minimum d'amplitude (au centre du pilier), typiques du module d'amplitude hors-plan d'un mode de flexion.

Au-delà de la répartition de l'amplitude sur le pilier, on s'intéresse plus particulièrement à l'orientation du mode de flexion du pilier par rapport au front d'onde de la source. Cette orientation aura son importance pour l'étude de piliers couplés notamment. Pour cela, la direction de la ligne nodale sert de référence : le mouvement dans le plan s'effectue selon la direction orthogonale à la direction de cette ligne nodale. En l'occurrence, pour le cas présent, le mode est orienté à  $45^\circ$  par rapport à la direction du front d'onde incident (sur la cartographie de la Figure 3.16(a), le front d'onde est vertical). En revanche, l'étude d'autres piliers isolés du même type (mêmes caractéristiques géométriques) révèle que l'orientation à  $45^\circ$  n'est pas exclusive ; les piliers présentent des orientations différentes : soit suivant la direction du front d'onde, soit suivant la direction orthogonale à cette dernière, soit suivant la direction diagonale.

A priori, il semblerait donc que l'onde source force chaque pilier à vibrer suivant un axe privilégié. Bien qu'il ne soit pas le même pour tous les résonateurs, l'axe de vibration dépend dans chaque cas des deux directions parallèle et orthogonale au front d'onde. Ces observations expérimentales diffèrent des constats faits lors des études numériques : numériquement, la ligne nodale du mode de flexion est

toujours parallèle au front d'onde, comme si la source forçait de façon plus importante la flexion du pilier.

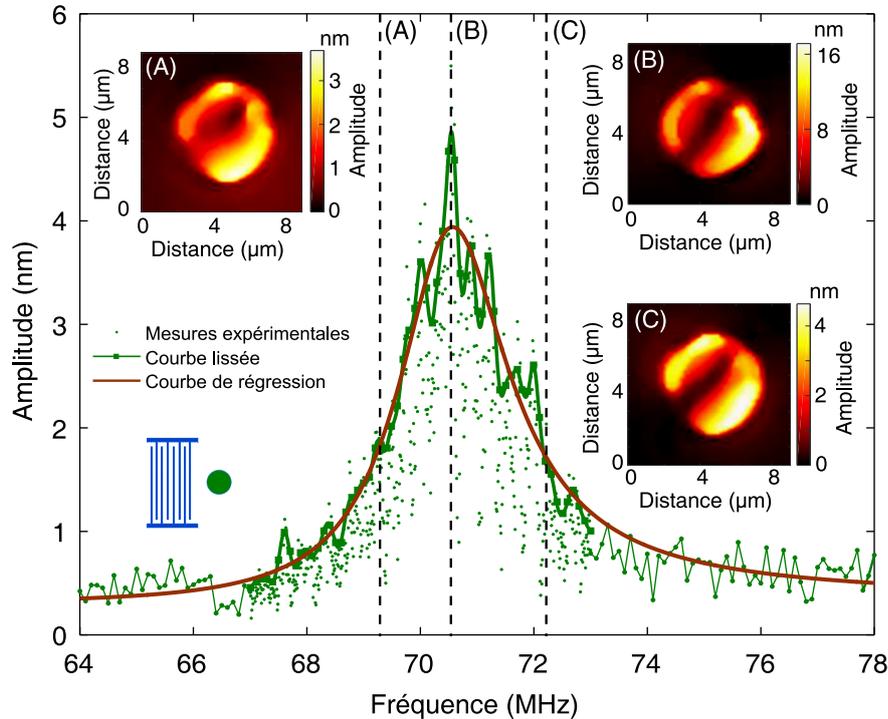


FIGURE 3.17 – Cartographies expérimentales du champ de déplacement hors-plan d'un pilier unique de  $4,4 \mu\text{m}$  de diamètre et de  $4 \mu\text{m}$  de hauteur, pour trois fréquences repérées sur la réponse en fréquence correspondante par les lignes verticales : (A) à  $f = 69,23 \text{ MHz}$ , (B) à  $f = 70,54 \text{ MHz}$  et (C) à  $f = 72,22 \text{ MHz}$ . Le schéma en encart indique l'orientation du transducteur (et donc du front d'onde) par rapport au pilier.

D'autres cartographies du pilier isolé étudié initialement réalisées à d'autres fréquences comprises dans sa gamme de fréquences de réponse (à des fréquences différentes de la fréquence de la résonance) suggèrent que l'orientation du pilier reste la même sur toute la bande de fréquences. Quelques exemples de ces cartographies reportées sur la Figure 3.17 illustrent cela : le pilier vibre suivant la même direction (aux incertitudes de mesures près) à sa fréquence de résonance ( $f = 70,54 \text{ MHz}$ , correspondant à (B) sur la figure), à une fréquence se situant sur la pente montante de la courbe Lorentzienne ( $f = 69,23 \text{ MHz}$ , correspondant à (A) sur la figure) et à une fréquence se trouvant sur la pente descendante de la réponse en fréquence ( $f = 72,22 \text{ MHz}$ , correspondant à (C) sur la figure). Cette stabilité d'orientation du mode de vibration se confirme sur les diagrammes de rayonnement. En effet, l'analyse de ces diagrammes pour chaque fréquence couvrant la réponse en fréquence met en évidence le fait que l'orientation du mode de vibration du résonateur varie peu et reste, pour ce pilier, globalement toujours orientée à  $45^\circ$  environ sur la bande de fréquence de réponse du pilier. Cette orientation à  $45^\circ$  pourrait correspondre à une combinaison des deux orientations orthogonales des deux modes de flexion du pilier, obtenues en simulation numérique (résolution aux valeurs propres). Celles-ci sont « confondues » expérimentalement du fait des faibles facteurs de qualité des résonances.

### 3.5.6 Mesures en surface du substrat

De manière similaire à ce qui a été effectué en surface du résonateur, d'autres mesures peuvent être réalisées en réglant la distance de travail de manière à effectuer la focalisation **en surface du substrat**

et ainsi étudier les comportements de cette surface. Des cartographies de cette dernière, en amplitude et en phase, peuvent ainsi être faites. Ces mesures en surface trouveront leur plus grande utilité lors de l'étude du couplage par la surface entre plusieurs résonateurs, c'est pourquoi nous nous contentons ici de présenter une seule mesure qui servira de référence. Cette mesure a été effectuée par les membres de l'équipe et publiée dans la référence [160]. Elle est réalisée avec une fréquence d'excitation correspondant à la fréquence de résonance du pilier, avec un pas spatial de 500 nm et couvre une large zone autour de la zone de dépôt du résonateur. Ce pas spatial est choisi volontairement plus grand que lors des cartographies en surface des résonateurs puisque les dimensions caractéristiques de la zone à cartographier sont plus grandes, c'est-à-dire que l'on n'a pas besoin d'une résolution aussi fine que lorsque l'on souhaite évaluer l'orientation de la ligne nodale du mode du pilier par exemple. La cartographie obtenue met en évidence des amplitudes de l'ordre de 0,25 nm en moyenne en surface du substrat et des amplitudes d'autant plus fortes lorsque l'on s'approche du pilier. Ce dernier point laisse supposer une réémission d'énergie sur la surface par le pilier qui est en résonance. En fait, le pilier agit comme une nouvelle source d'ondes élastiques qui sont émises dans le substrat. Une coupe du champ de déplacement hors-plan suivant l'axe orthogonal à la ligne nodale, présentée par la courbe rouge de la Figure 3.18(b), illustre le fait que l'amplitude en surface est d'autant plus importante que l'on se trouve proche du pilier (dans une zone relativement proche du pilier). L'amplitude atteint un maximum au bord du pilier puis décroît de façon exponentielle lorsque l'on s'éloigne du pilier, jusqu'à atteindre des amplitudes faibles, semblables à l'amplitude de l'onde de surface émise par les peignes interdigués, pour une distance d'environ 6  $\mu\text{m}$  depuis le bord du résonateur. Ces observations expérimentales sont en accord avec l'étude numérique correspondante, réalisée par l'équipe dans la référence [160] et présentée en Figure 3.18(a).

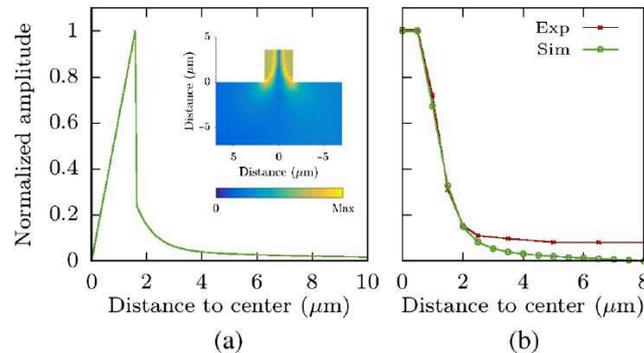


FIGURE 3.18 – Amplitude de l'énergie élastique en surface du substrat en fonction de la distance au centre d'un pilier isolé dont le diamètre est proche de 4  $\mu\text{m}$ . **(a)** Résultat de simulation numérique, par coupe des cartographies du champ de déplacement. Une coupe 2D de la distribution spatiale du champ de déplacement à l'intérieur et aux environs du résonateur est donnée en encart. **(b)** Comparaison entre données numériques (en vert) et mesures expérimentales (en rouge). Issu de [160].

Cette mesure en surface du substrat montre ainsi que l'énergie élastique observée est très confinée aux environs du substrat : ce confinement d'énergie s'observe sur une distance très inférieure à la longueur d'onde d'excitation (6  $\mu\text{m}$  depuis le bord du résonateur alors que la longueur d'onde est de l'ordre de 55  $\mu\text{m}$  à la fréquence d'excitation considérée). Ce caractère très sub-longueur d'onde semble confirmer le fait que c'est le pilier mis en résonance qui agit comme une nouvelle source d'ondes élastiques et réémet de l'énergie élastique dans le substrat (dans un volume relativement restreint).

### 3.6 Conclusion

Ce chapitre, consacré à l'étude de piliers uniques, a permis de présenter les premiers résultats, numériques et expérimentaux, qui serviront de référence pour la suite de la thèse. Les résultats expérimentaux obtenus par les membres de l'équipe préalablement à ce travail de thèse ont prouvé la possibilité d'exciter un micro-résonateur à l'aide d'ondes acoustiques de surface. Ces résultats ont été mis à profit pour le choix des dimensions des piliers réalisés pour les études de piliers isolés de ce manuscrit. L'étude a ensuite été scindée en deux parties : numérique et expérimentale. Ces deux volets ont mis en évidence la possibilité d'exciter le premier mode de flexion du résonateur, à des fréquences proches de 70 MHz, rappelant les résultats préliminaires du projet. Il a été montré que l'on obtient des réponses en fréquence similaires (expérimentalement et numériquement) : celles-ci présentent une allure de courbe Lorentzienne, caractéristique du comportement d'un oscillateur harmonique mécanique. Le facteur de qualité de cette résonance, de l'ordre de 30, est trop faible pour permettre l'observation des deux premiers modes de flexion en étude fréquentielle (numérique ou expérimentale), tandis que la résolution par recherche de valeurs propres de la structure montre ces deux modes de flexion orthogonaux à des fréquences très proches. Les cartographies de champ de déplacement ont mis en évidence un réel confinement de l'énergie élastique dans le pilier, avec une distribution de champ caractéristique d'un mode de flexion. Malgré le caractère très sub-longueur d'onde du résonateur, des amplitudes supérieures à 15 nm ont été observées expérimentalement dans le pilier, alors que l'onde de surface émise a une amplitude inférieure à 1 nm. Ces observations traduisent la présence d'un couplage efficace entre un continuum d'énergie (en l'occurrence les ondes élastiques se propageant en surface du substrat) et un mode propre (le premier mode de flexion) d'un résonateur mécanique. L'orientation du mode de flexion semble liée à l'orientation du front d'onde de la source ; toutefois, elle ne suit pas le même comportement expérimentalement que pour les simulations numériques. Par ailleurs, l'étude numérique de l'influence du maillage et de différents paramètres (géométriques, mécaniques, structurel) du pilier a montré que la fréquence de résonance varie avec ces différents paramètres. En particulier, la hauteur du pilier constitue le paramètre prépondérant de conditionnement de la fréquence de résonance ; il faudra donc y prêter une attention particulière lors de l'étude de piliers couplés. Cette étude numérique explique également, en partie, les écarts entre fréquences de résonance expérimentales et numériques.



## Chapitre 4

---

# Paires de résonateurs couplés par la surface

### 4.1 Introduction

Le couplage de résonateurs mécaniques suscite depuis de nombreuses décennies un engouement certain, de par sa faculté d'exalter les phénomènes physiques et interactions dans le cas de mélanges d'ondes et matières, notamment grâce à des facteurs de qualité accrus. Nous souhaitons ici investiguer le couplage entre deux résonateurs mécaniques excités par des ondes de surface, dans le but de contrôler et manipuler l'état de ces résonateurs. Pour ce faire, des paires de piliers identiques sont réalisées et caractérisées expérimentalement. Des simulations numériques s'appuyant sur les cas expérimentaux sont également entreprises afin de rendre l'étude plus systématique. Les résultats obtenus sont présentés dans ce chapitre et comparés aux observations faites sur les piliers uniques (chapitre précédent). Cette comparaison permet d'identifier le couplage entre deux résonateurs et ses caractéristiques. Pour définir ces dernières, on s'appuie notamment sur les réponses en fréquence et les orientations des modes de flexion des piliers. Sauf mention contraire, les méthodes employées pour les études expérimentales et numériques de ces paires de piliers sont les mêmes que celles utilisées pour le pilier unique et ne sont donc pas détaillées ici. Afin d'analyser plus en détail le couplage et d'évaluer la possibilité de contrôler les mécanismes de couplage entre résonateurs, on étudie également l'influence de différents paramètres : l'orientation de la paire de piliers vis-à-vis de la direction du front d'onde et la distance séparant les deux piliers. Les résultats présentés dans ce chapitre mettent alors en évidence deux régimes de couplage, dépendant de la distance entre les piliers et illustrent la possibilité de contrôler l'énergie élastique en surface du substrat en modifiant les paramètres géométriques d'une paire de piliers. Cette étude implique ensuite une discussion sur les méthodes numériques utilisées durant la thèse.

### 4.2 Description des paires de piliers étudiées

Tout au long de ce chapitre, les résonateurs sont du même type que les résonateurs uniques étudiés dans le chapitre précédent : ce sont des piliers cylindriques réalisés par croissance de platine assistée par faisceau d'ions, de hauteur proche de  $4,0 \mu\text{m}$  et de diamètre  $4,4 \mu\text{m}$ . Nous nous concentrons toujours sur le premier mode de flexion des piliers. Les piliers pris individuellement sont donc supposés répondre dans la même gamme de fréquence que les piliers uniques étudiés auparavant (à quelques mégahertz près en raison de l'incertitude sur la hauteur des piliers liée à la fabrication). Comme expliqué dans la section 2.4.2, les piliers d'une paire sont fabriqués de façon simultanée afin d'obtenir deux résonateurs les plus semblables possible. Ces deux piliers sont liés par la surface du substrat uniquement, sans autre point de contact.

Afin de comprendre l'influence de l'orientation du front d'onde par rapport à la paire de piliers, plusieurs configurations sont testées et trois sont présentées dans ce manuscrit :

- une configuration dite **diagonale**, pour laquelle l'axe reliant les deux piliers est orienté à  $45^\circ$  de la direction du front d'onde émis par les peignes interdigités ;
- une configuration dite **longitudinale** pour laquelle les ondes acoustiques de surface se propagent avec une direction de propagation parallèle à l'axe reliant les deux résonateurs (la direction du front d'onde est donc orthogonale à l'axe reliant les piliers) ;
- une configuration dite **transverse** pour laquelle les ondes se propagent orthogonalement à l'axe reliant les deux piliers (la direction du front d'onde est donc parallèle à l'axe reliant les piliers).

Les schémas en Figure 4.1(b), 4.1(c) et 4.1(d) (dans l'ordre des configurations énoncées ci-dessus) illustrent l'orientation des paires de résonateurs par rapport aux peignes interdigités (et donc au front d'onde) pour les trois configurations (échelles non respectées). Pour la configuration diagonale, on peut préciser ici que la direction du front d'onde ne correspond à aucune symétrie particulière étant donné l'anisotropie du niobate de lithium de la surface sur laquelle se propagent les ondes acoustiques (symétrie trigonale, classe  $3m$ ).

Pour commencer, on étudie une paire de piliers où la distance séparant les deux piliers est de  $1,5 \mu\text{m}$  (bord à bord), soit environ  $1/3$  de la hauteur des résonateurs. Cette distance est choisie suffisamment faible pour *a priori* maximiser les interactions entre les piliers tout en permettant un procédé de croissance IBID suffisamment reproductible. Une image au microscope électronique d'une telle paire de résonateurs est donnée en Figure 4.1(e). Par la suite, un cas de piliers couplés avec un espacement plus grand ( $6 \mu\text{m}$ ) sera étudié.

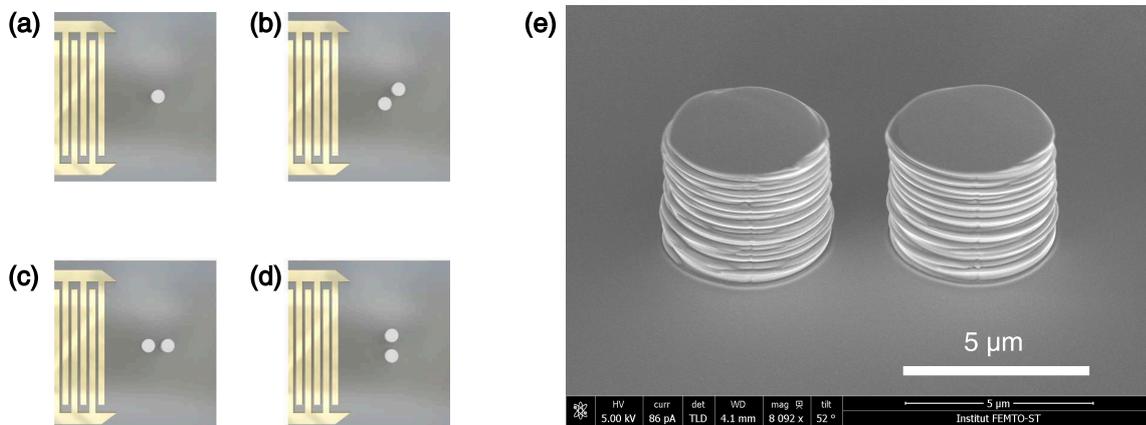


FIGURE 4.1 – (a) à (d) Schémas illustrant les configurations étudiées : (a) Pilier unique ; (b) Paire de piliers en configuration diagonale ; (c) Paire de piliers en configuration longitudinale ; (d) Paire de piliers en configuration transverse. (e) Image au microscope électronique à balayage (MEB) d'une paire de piliers déposés par IBID, de hauteur  $3,7 \mu\text{m}$  et de diamètre  $4,4 \mu\text{m}$ , à l'issue des étapes de croissance et polissage. La distance séparant les deux piliers est de  $1,5 \mu\text{m}$ .

### 4.3 Observation du couplage dans une paire de piliers : étude numérique

On étudie cette première paire de piliers (espacement de  $1,5 \mu\text{m}$  entre les résonateurs) d'abord numériquement pour les trois configurations décrites. Pour cela, on utilise l'analyse fréquentielle expliquée dans la section 2.3.2 et qui a déjà été employée pour le pilier isolé. On préfère cette analyse à la re-

cherche de valeurs propres afin de tenir compte de l'orientation de la source par rapport à la paire de piliers. On utilise donc les mêmes conditions de simulations (source, périodicité, géométrie, etc...) que lors de l'étude du pilier unique (voir section 3.4.1). Dans un premier temps, les résonateurs sont considérés comme des piliers cylindriques identiques, de hauteur  $4\ \mu\text{m}$  et de diamètre  $4,4\ \mu\text{m}$ . La faible distance entre les deux résonateurs nécessite d'utiliser un maillage relativement serré afin d'avoir un maximum d'éléments entre les deux piliers. On fixe donc une taille maximale de  $400\ \text{nm}$  pour un élément de maillage de la surface du substrat aux alentours de la paire de piliers.

Les simulations numériques sont effectuées avec un pas de  $250\ \text{kHz}$  sur une bande de fréquences couvrant une trentaine de mégahertz autour de  $75,70\ \text{MHz}$  (fréquence de résonance obtenue pour le pilier unique avec la même méthode de simulation numérique), puis avec un pas plus précis ( $50\ \text{kHz}$ ) sur une bande de fréquences restreinte couvrant la gamme de fréquences d'intérêt. Les réponses en fréquences, représentées en Figures 4.2(a), 4.4(a) et 4.5(a), pour les configurations diagonale, longitudinale et transverse respectivement, sont calculées en extrayant l'amplitude maximale du déplacement hors-plan ( $\text{abs}(u_z)$ ) en surface de chaque pilier pour chaque fréquence d'excitation, comme cela a été fait dans le chapitre précédent. Il est ainsi possible d'accéder à la réponse en fréquence de chacun des piliers. Avant de détailler séparément les résultats des trois configurations, des remarques générales, communes aux trois simulations peuvent être faites. On observe d'abord que, dans les trois cas étudiés, les réponses des deux piliers de la paire se situent bien dans la même gamme de fréquences que le pilier unique, soit autour de  $75,70\ \text{MHz}$ . Ces gammes de fréquences sont les mêmes pour les trois configurations. En revanche, les comportements et allures des deux courbes de chaque configuration diffèrent de la courbe de type Lorentzienne obtenue pour le pilier isolé, pour les cas diagonal et longitudinal du moins (des différences sont à noter aussi pour le cas transverse mais nécessitent une analyse plus fine des courbes). On observe notamment une séparation en plusieurs modes, appelée *frequency splitting* en anglais, pour chaque courbe, c'est-à-dire que chaque pilier présente plusieurs modes distincts et non plus un seul mode comme c'est le cas pour les piliers uniques. Cette séparation en plusieurs modes est caractéristique du couplage entre plusieurs résonateurs. Pour chaque configuration, les modes apparaissent aux mêmes fréquences pour les deux piliers.

#### 4.3.1 Paire en configuration diagonale

Dans le cas de la paire diagonale (Figure 4.2(a)), on constate la présence de trois modes distincts : un premier à la fréquence  $f = 74,45\ \text{MHz}$  puis deux autres de plus forte amplitude à  $f = 76,60\ \text{MHz}$  et  $f = 78,00\ \text{MHz}$ . La courbe dessinant le premier mode a un facteur de qualité d'environ 28 et rappelle clairement la résonance du pilier isolé. Les deux autres modes présentent des facteurs de qualité beaucoup plus élevés (supérieurs à 260 pour le second mode et supérieurs à 360 pour le troisième) ainsi qu'un profil asymétrique (notamment le deuxième mode). La séparation en plusieurs modes, les facteurs de qualité accrus des deux dernières résonances ainsi que leur profil asymétrique sont des caractéristiques typiques d'un couplage entre résonateurs.

Afin de préciser le comportement des piliers, on s'intéresse aux cartographies des champs de déplacement de la structure. Les cartographies de l'amplitude du champ de déplacement hors-plan sont présentées en Figure 4.2(b) pour les trois fréquences correspondant aux trois modes de la réponse en fréquence. Dans un souci de lisibilité des figures, on ne présente ici que les zones restreintes autour de la paire de piliers (vue suivant l'axe  $z$  d'une zone d'environ  $13\ \mu\text{m}$  par  $13\ \mu\text{m}$ ) plutôt que la structure complète (telle que donnée en Figure 2.5 du Chapitre 2); la ligne source suivant  $y$  est donc verticale sur le plan des figures présentées ici et se situent à gauche de la paire de résonateurs (à une abscisse inférieure), à l'instar des illustrations des Figures 4.1(b), (c) et (d). Les cartographies de l'amplitude mettent d'abord en évidence un réel confinement de l'énergie dans les piliers, comme pour le pilier isolé. Elles montrent aussi que la nature du mode reste inchangée : les deux piliers vibrent suivant un mode de flexion, comme

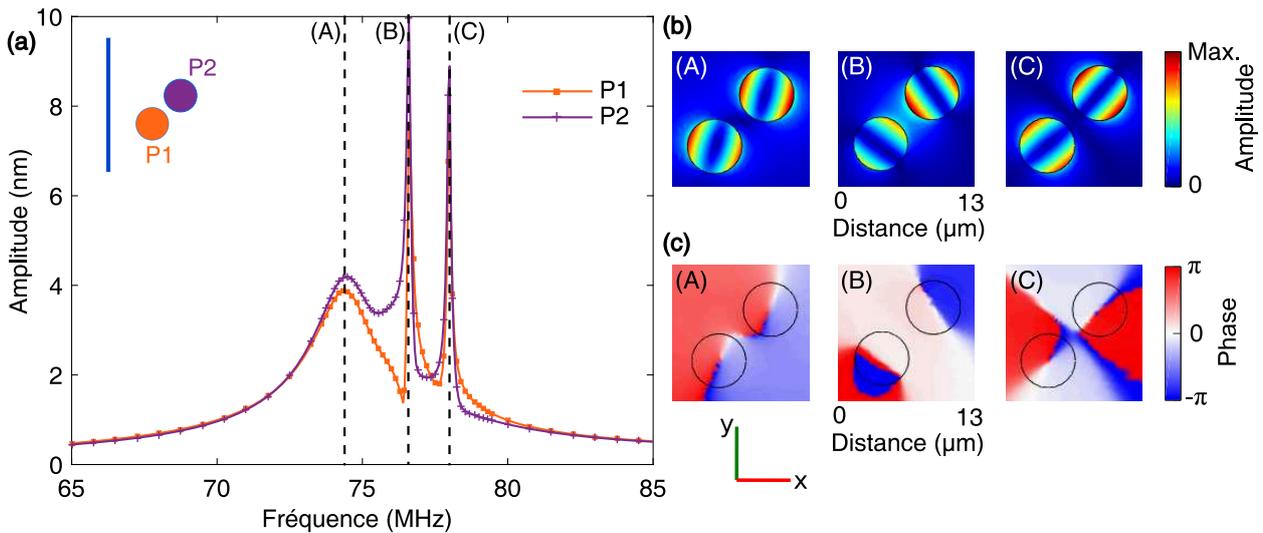


FIGURE 4.2 – **Paire de piliers en configuration diagonale.** (a) Réponses en fréquence issues de l'étude numérique fréquentielle des deux piliers espacés de 1,5 µm. (b) Cartographies correspondantes de l'amplitude du champ de déplacement hors-plan ( $|u_z|$ ) pour 3 fréquences d'excitation d'intérêt : 74,45 MHz (A), 76,60 MHz (B) et 78,00 MHz (C). (c) Cartographies de la phase du champ de déplacement hors-plan pour les 3 mêmes fréquences d'excitation que (b). Les cartographies couvrent une zone de 13 µm par 13 µm.

en atteste la ligne nodale visible sur les piliers des trois cartographies de l'amplitude du déplacement hors-plan. De plus, à une fréquence donnée, les deux piliers sont toujours orientés suivant la même direction. Par ailleurs, on constate que les résonateurs ont des orientations semblables sur le premier mode et le troisième mode : pour ce dernier, la ligne nodale est suivant l'axe de la paire de piliers ; pour le premier mode, les piliers sont un peu plus alignés avec la source. Pour le second mode ils vibrent suivant la direction orthogonale à celle du troisième mode (ligne nodale orthogonale à l'axe de la paire de piliers).

Les cartographies de la phase ( $arg(u_z)$ ) en Figure 4.2(c) complètent ces observations : on observe que pour chacune des cartographies, la différence de phase entre deux points du pilier symétriques par rapport à la ligne nodale est d'environ  $180^\circ$ . Cette valeur est conforme à ce qui est attendu pour un mode de flexion. Ces cartographies montrent surtout que pour la fréquence correspondant au mode (A), les deux piliers vibrent en phase tandis que pour le mode nommé (C), les piliers sont en opposition de phase. Le mode (B), quant à lui, correspond à un mode où les piliers sont en opposition de phase.

La caractéristique dipolaire des modes de flexion observés permet de faire une analogie avec les dimères, étudiés en chimie ou en plasmonique notamment (références [186, 187] par exemple). Cette analogie sera discutée un peu plus loin (section 4.4.3). Dans notre cas, les deux modes de plus basse énergie (A et B sur la Figure 4.2) correspondent en fait aux deux modes répulsifs dégénérés, d'où l'observation de piliers respectivement en phase et en opposition de phase avec des orientations orthogonales (d'un mode à l'autre). Le troisième mode, lui, est un mode attractif, avec deux piliers vibrant suivant l'axe orthogonal à l'axe reliant les deux résonateurs.

Afin d'évaluer l'interaction par la surface du substrat entre les deux piliers, des cartographies des champs de déplacement sont aussi effectuées à la surface du substrat : ce sont en fait les mêmes cartographies que les précédentes à la différence près que l'on ôte artificiellement le champ de déplacement dans les piliers car ce dernier sature l'échelle de couleurs (en raison des amplitudes beaucoup plus importantes dans les piliers qu'en surface du substrat). Les cartographies du champ de déplacement hors-plan en surface du substrat ainsi obtenues pour les trois fréquences correspondant aux trois modes (A), (B)

et (C) sont données en Figure 4.3. La cartographie correspondant au mode (B) illustre bien le confinement d'énergie élastique à la surface du substrat entre les deux piliers. On y observe une amplitude bien supérieure à l'amplitude de l'onde source (définie avec un déplacement hors-plan de 1 nm en plus du déplacement de 1 nm suivant l'axe  $x$ ), laissant supposer une certaine interaction par la surface entre les deux piliers.

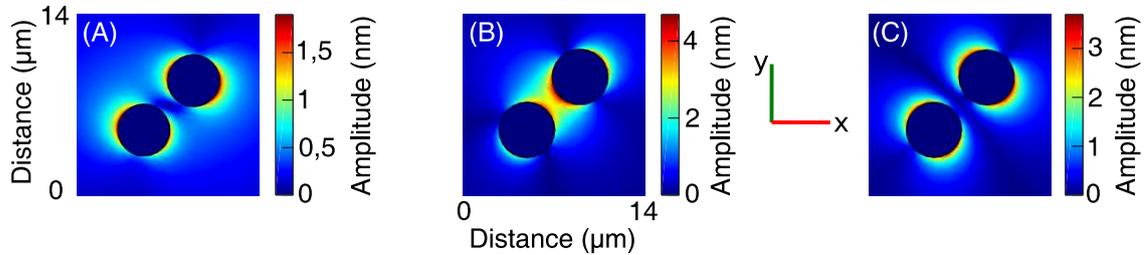


FIGURE 4.3 – Cartographies de l'amplitude du champ de déplacement hors-plan **en surface du substrat** aux abords de la paire de piliers couplés espacés de 1,5  $\mu\text{m}$  en configuration diagonale, pour trois fréquences d'excitation d'intérêt correspondant aux trois fréquences des modes (A), (B) et (C) étudiées dans la Figure 4.2 : 74,45 MHz (A), 76,60 MHz (B) et 78,00 MHz (C). Les cartographies couvrent une zone de 14  $\mu\text{m}$  par 14  $\mu\text{m}$ .

### 4.3.2 Paires en configurations longitudinale et transverse

Dans les cas des paires en configuration longitudinale et transverse, les réponses en fréquence, présentées en Figure 4.4(a) et 4.5(a) respectivement, font apparaître seulement deux modes, contrairement aux trois modes observés pour le cas diagonal. Malgré cela, des similitudes avec le cas diagonal sont constatées : le premier mode apparaît à la même fréquence pour les trois configurations et a la même allure de courbe avec un facteur de qualité proche de celui du pilier isolé et une amplitude similaire pour les trois cas ; les modes apparaissant à des fréquences plus élevées ont des facteurs de qualité plus importants. Il semblerait donc que le premier mode soit indépendant de l'orientation de la paire de résonateurs par rapport à l'onde source puisque ses caractéristiques restent inchangées. En revanche, les deux autres modes visibles en configuration diagonale semblent dépendre de l'orientation de la paire de piliers.

#### Paire en configuration longitudinale

Par exemple, la configuration longitudinale (Figure 4.4(a)) fait apparaître, en plus du premier mode, un second mode à la même fréquence que celle du second mode de la paire diagonale. Ce mode a aussi un facteur de qualité très élevé (supérieur à 350 ; toutefois, il est nécessaire de rappeler qu'aucune dissipation des matériaux n'est prise en compte dans les simulations numériques) et un profil asymétrique. En revanche, le troisième mode de la paire diagonale n'existe plus pour le cas longitudinal. On peut alors penser que le fait de changer l'orientation de la paire par rapport à la source permet d'effectuer une sélection modale.

Concernant les cartographies des champs de déplacement hors-plan, on constate pour le cas longitudinal (Figure 4.4 (b) et (c)) que pour les deux résonances, les piliers vibrent suivant la direction de propagation de la source (ligne nodale dans la direction du front d'onde). Pour le premier mode (A), les piliers sont en phase, comme pour la première résonance du cas diagonal. Le second mode (B) est un mode répulsif où les résonateurs sont en opposition de phase, à l'instar de la seconde résonance du cas diagonal.

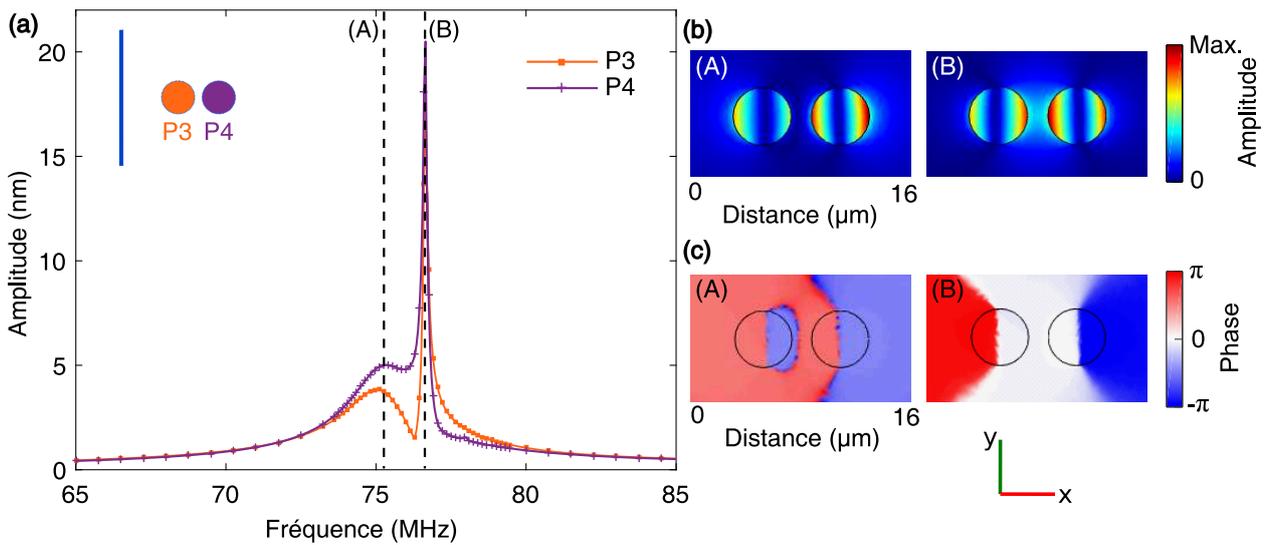


FIGURE 4.4 – **Paire de piliers en configuration longitudinale.** (a) Réponses en fréquence issues de l'étude numérique fréquentielle des deux piliers espacés de 1,5 μm. (b) Cartographies correspondantes de l'amplitude du champ de déplacement hors-plan pour 2 fréquences d'excitation d'intérêt : 75,35 MHz (A) et 76,65 MHz (B). (c) Cartographies de la phase du champ de déplacement hors-plan pour les 2 mêmes fréquences d'excitation que (b). Les cartographies couvrent une zone de 16 μm par 11 μm.

#### Paire en configuration transverse

Pour le cas transverse (Figure 4.5(a)), les comportements des courbes sont moins évidents : il semblerait qu'un second mode apparaisse à la fréquence du second mode des autres configurations (repérée par la lettre (B) sur le graphique). Aussi, à la fréquence correspondant au troisième mode du cas diagonal ((C) sur le graphique), on constate un effet de croisement des deux courbes. Toutefois, les amplitudes très faibles obtenues à ces fréquences ne permettent pas d'y attester la présence de modes et non d'artefacts. On peut toutefois affirmer qu'un certain couplage existe aussi pour cette configuration, en s'appuyant notamment sur le décalage en fréquence du premier mode par rapport à la résonance du pilier unique de mêmes caractéristiques (décalage de 1,5 MHz vers les basses fréquences).

Concernant les cartographies en amplitude et en phase du champ de déplacement hors-plan dans cette configuration (Figure 4.5 (b) et (c)), la cartographie du premier mode (A) pour  $f = 74,20$  MHz confirme ce qui a été vu pour les deux autres configurations : on observe un mode où les piliers vibrent en phase. Pour le supposé second mode (B), il semblerait que les deux piliers ne soient pas orientés de la même manière (symétrie des lignes nodales par rapport à l'axe de propagation  $x$ ) et que leur ligne nodale ne soit pas parallèle à la direction du front d'onde. Enfin, pour la fréquence de croisement des deux courbes (correspondant à la fréquence du troisième mode du cas diagonal), les piliers sont orientés selon la source, comme pour le premier mode. On note toutefois que l'amplitude du mode à cette fréquence est très faible et laisse penser que l'orientation des modes est davantage influencée par la résonance du premier mode (à cette fréquence, on est encore sur la descente de la courbe du premier mode) que par un potentiel troisième mode (C).

Pour résumer, cette première étude numérique de paire de piliers permet d'affirmer l'existence d'un couplage entre deux piliers proches déposés sur un substrat semi-infini, au moins pour les configurations diagonale et longitudinale. Ce couplage est mis en évidence par une séparation en plusieurs modes ainsi que des résonances avec des facteurs de qualité accrus par rapport au cas d'un pilier unique. Il semblerait

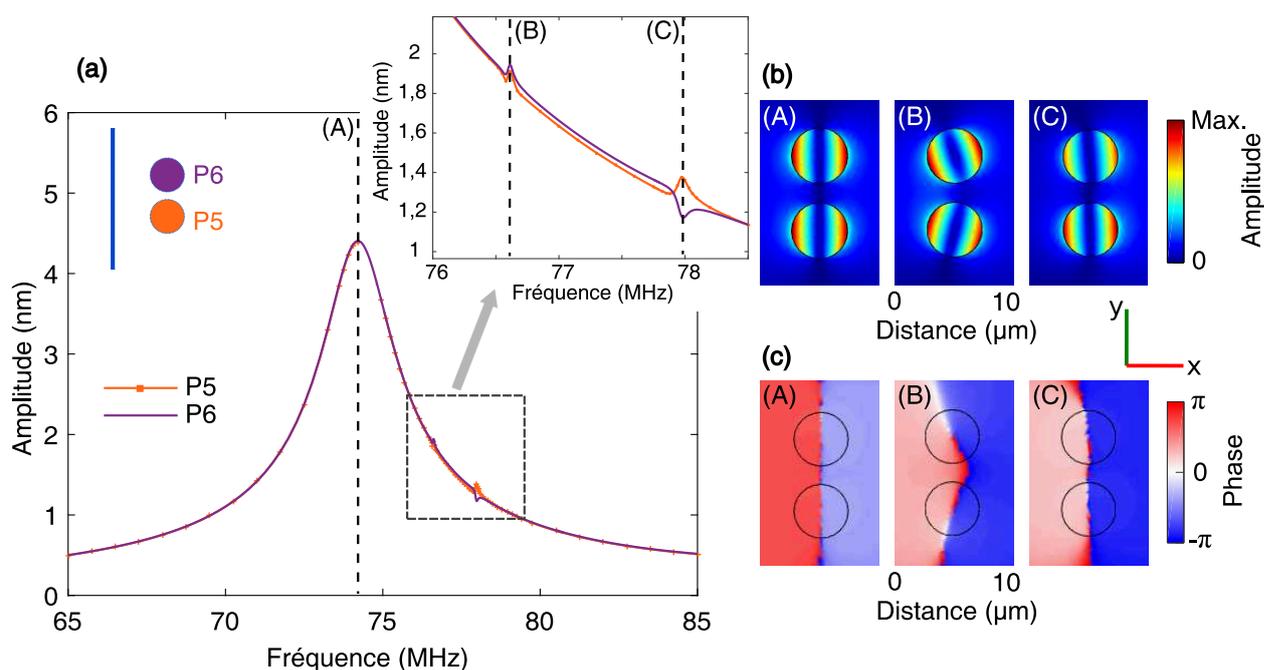


FIGURE 4.5 – **Paire de piliers en configuration transverse.** (a) Réponses en fréquence issues de l'étude numérique fréquentielle des deux piliers espacés de 1,5  $\mu\text{m}$ . La partie de la courbe délimitée par le rectangle gris est agrandie en encart. (b) Cartographies correspondantes de l'amplitude du champ de déplacement hors-plan pour 3 fréquences d'excitation d'intérêt : 74,20 MHz (A), 76,61 MHz (B) et 77,98 MHz (C). (c) Cartographies de la phase du champ de déplacement hors-plan pour les 3 mêmes fréquences d'excitation que (b). Les cartographies couvrent une zone de 10  $\mu\text{m}$  par 14  $\mu\text{m}$ .

que le couplage entre les deux résonateurs se manifeste de différentes façons suivant l'orientation de la paire par rapport à la direction du front d'onde source : la séparation de la réponse en fréquence en plusieurs résonances est claire pour au moins deux des trois configurations étudiées ; le premier mode ne semble pas affecté par la direction du vecteur d'onde incident mais le nombre de modes et les caractéristiques des autres modes semblent dépendre de l'orientation de la paire. *A priori*, le fait de changer l'orientation du système permettrait de privilégier certains modes au détriment d'autres. Le premier mode a une forme semblable à la résonance du pilier unique. La fréquence de chacune des résonances semble être identique quelle que soit l'orientation (à quelques dizaines de kilohertz près). De plus, les cartographies des champs de déplacement laissent supposer que les piliers vibrent soit en phase soit en opposition de phase, avec des orientations dépendant de la source et de l'axe de la paire de piliers.

#### 4.4 Observation expérimentale

On caractérise maintenant de façon expérimentale la paire de piliers décrite précédemment, dans les trois configurations d'orientation. Expérimentalement, cela nécessite de fabriquer trois paires de piliers orientées différemment par rapport aux peignes interdigités.

La caractérisation expérimentale de ces dispositifs s'effectue de la même manière que pour les piliers uniques : on établit d'abord la réponse en fréquence (une pour chaque pilier) puis on réalise des cartographies du champ de déplacement hors-plan pour certaines fréquences d'intérêt. De façon analogue au cas du pilier isolé, les réponses en fréquence sont obtenues en mesurant les amplitudes en 16 points sur chacun des piliers puis en extrayant l'amplitude maximale pour chaque pilier, pour chaque fréquence

considérée. Le rayon des cercles définissant les 16 points de mesures est le même pour tous les piliers afin d'éviter tout biais sur la valeur de l'amplitude mesurée. Sauf mention contraire, le pas en fréquence est de 10 kHz sur la bande centrale (plage correspondant aux fréquences donnant les amplitudes maximales) et de 100 kHz à l'extérieur de cette bande. Comme pour le pilier unique, les valeurs d'amplitude obtenues avec le pas de 10 kHz sont ensuite filtrées puis lissées afin d'en déduire une courbe de tendance.

#### 4.4.1 Configuration diagonale

Les réponses en fréquence obtenues pour chaque pilier de cette paire en configuration diagonale sont présentées en Figure 4.6(a). L'information la plus marquante des courbes concerne la séparation en plusieurs modes : chaque réponse ne suit plus une courbe de type Lorentzienne avec un seul maximum d'amplitude comme dans le cas d'un pilier unique, mais présente plusieurs pics. Pour les deux réponses en fréquence, on observe en effet trois pics distincts. Ces trois pics apparaissent dans l'ordre autour de  $f = 69,99$  MHz,  $f = 71,81$  MHz et  $f = 72,37$  MHz pour le pilier P1 et à des fréquences semblables pour le pilier P2. Il apparaît donc que chaque pilier présente trois modes, contrairement au pilier isolé. Cette séparation en trois modes corrobore les résultats numériques. On peut par ailleurs constater que la bande de réponse des deux piliers est centrée autour de 70 MHz, comme pour le pilier isolé ayant les mêmes caractéristiques géométriques.

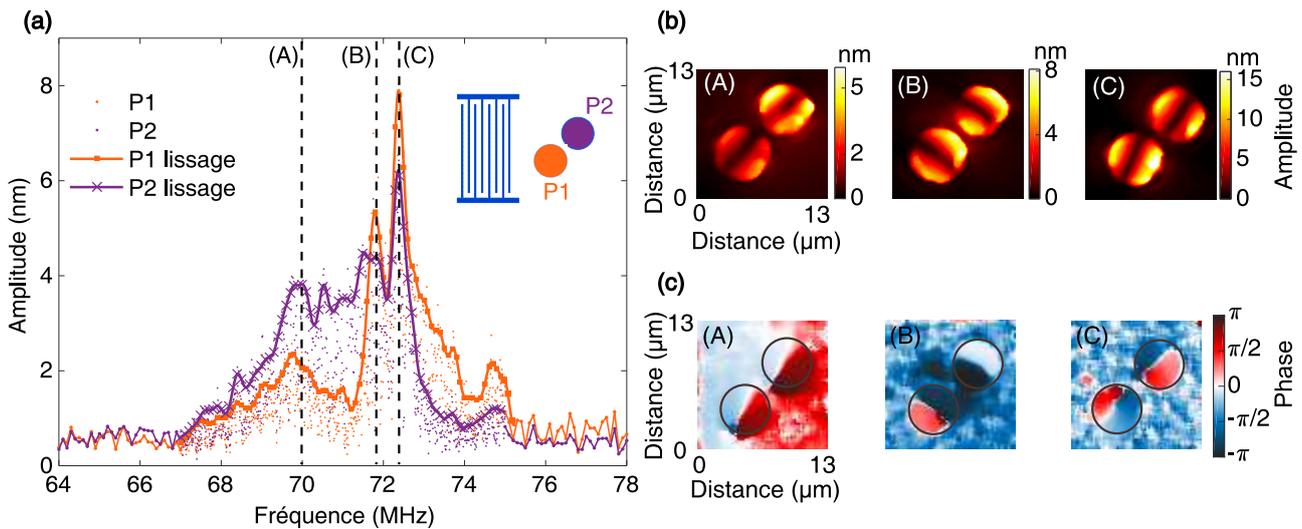


FIGURE 4.6 – **Paire de piliers en configuration diagonale.** (a) Réponses en fréquence expérimentales des deux piliers espacés de 1,5 µm. (b) Cartographies correspondantes de l'amplitude du champ de déplacement hors-plan en surface des piliers pour 3 fréquences d'excitation d'intérêt : 69,99 MHz (A), 71,81 MHz (B) et 72,37 MHz (C). (c) Cartographies de la phase du champ de déplacement hors-plan pour les 3 mêmes fréquences d'excitation que (b). Les cartographies couvrent une zone de 13 µm par 13 µm avec un pas spatial de 200 nm.

Le premier des trois modes, nommé (A) sur la figure, apparaît à une fréquence de 69,99 MHz. La courbe dessinant ce mode présente, notamment pour le pilier P1, une allure de courbe et un facteur de qualité (d'environ 38) qui rappellent la réponse obtenue pour le pilier isolé, comme ce qui a été constaté durant l'étude numérique. Les deux autres modes, nommés (B) et (C) et apparaissant respectivement à  $f = 71,81$  MHz et  $f = 72,37$  MHz, présentent des amplitudes largement supérieures à celle du mode (A) et surtout un profil asymétrique ainsi que des facteurs de qualité très supérieurs à celui du pilier unique : pour le pilier P1 notamment, le facteur de qualité est de 140 pour le mode (B) et 110 pour le mode (C).

Les réponses en fréquence expérimentales sont donc plutôt en accord avec les résultats des simulations numériques. Comme pour le pilier unique, la différence majeure réside dans les valeurs de fréquences de résonance : l'écart d'environ 4,5 MHz s'explique en partie par l'erreur commise sur l'estimation de la hauteur des piliers (expérimentalement) et l'incertitude sur les valeurs des constantes élastiques du matériau composant le pilier, ces deux paramètres ayant une influence non négligeable sur la réponse des résonateurs.

On s'intéresse désormais aux cartographies du champ de déplacement hors-plan réalisées pour les trois fréquences correspondant aux trois modes (A), (B) et (C). Ces cartographies sont effectuées avec un pas spatial de 200 nm sur une surface de 13  $\mu\text{m}$  par 13  $\mu\text{m}$  couvrant la zone de la paire de piliers. Ces cartographies expérimentales sont représentées en Figure 4.6(b) pour les mesures d'amplitude et en Figure 4.6(c) pour les mesures de phase. Comme numériquement, les mesures d'amplitude montrent d'abord, grâce à la ligne nodale particulièrement, que les deux piliers vibrent suivant un mode de flexion. D'après les mesures d'amplitude, le premier mode (A) et le troisième mode (C) ont des orientations semblables, tandis que le second mode (B) a une orientation orthogonale à ces deux autres modes. On retrouve ainsi les mêmes allures que celles obtenues avec les simulations numériques correspondantes. On peut toutefois noter une petite différence que l'on ne sait pas expliquer à ce jour : expérimentalement, c'est pour le mode (A) que les deux piliers sont orientés à 45° (donc comme l'axe de la paire) et c'est pour le mode (C) que l'orientation se rapproche de l'axe du front d'onde (orientations plutôt à 35° qu'à 45° du front d'onde) alors que numériquement c'est l'inverse qui a été observé. Pour chaque cartographie expérimentale, des amplitudes très supérieures à l'amplitude de l'onde source sont obtenues pour chaque pilier : plus de 15 nm pour le mode (C) notamment. On réalise aussi des cartographies expérimentales de mesure de phase, de mêmes dimensions et même pas spatial que les cartographies en amplitude. Comme cela a été expliqué dans la section 2.5, la valeur absolue de la phase n'a pas de signification ici ; c'est la différence de phase entre deux points qui importe. Comme pour les mesures d'amplitude, les cartographies de la phase sont réalisées ici en effectuant le réglage de la distance focale sur la surface des piliers ; en ce sens, les données en surface du substrat sur ces cartographies ne sont pas interprétables. Des cercles sont ajoutés aux cartographies pour délimiter plus aisément l'emplacement des piliers. De plus, à l'instar de ce qui est effectué pour les cartographies de l'amplitude, un filtre médian est appliqué pour minimiser les valeurs de phase aberrantes liées aux réflexions aux interfaces. Ces cartographies sont en accord avec les simulations numériques et peuvent ainsi conduire à la même analogie avec un couplage entre dimères : elles montrent que pour la fréquence correspondant au mode (A), les deux piliers vibrent en phase tandis que pour le mode (C), les piliers sont en opposition de phase. Enfin, le mode (B) correspond à un mode répulsif où les piliers sont en opposition de phase.

#### 4.4.2 Influence de l'orientation de la source d'ondes

Comme numériquement, on étudie maintenant l'influence de l'orientation de la paire de piliers par rapport à l'onde source sur le couplage. Pour cela, on réalise deux paires de piliers avec deux configurations différentes (longitudinale et transverse), tout en gardant les mêmes paramètres géométriques (hauteur, diamètre et espacement entre les résonateurs) que précédemment. On compare ensuite les résultats avec ceux obtenus pour la paire en configuration diagonale puis avec les résultats de l'étude numérique.

##### Configuration longitudinale

Les réponses en fréquence des deux piliers en configuration longitudinale sont données en Figure 4.7(a). On constate alors que le pilier P3 présente ici deux modes séparés au lieu des trois observés en configuration diagonale. L'analyse des orientations des vibrations du pilier P4 en fonction de la fréquence

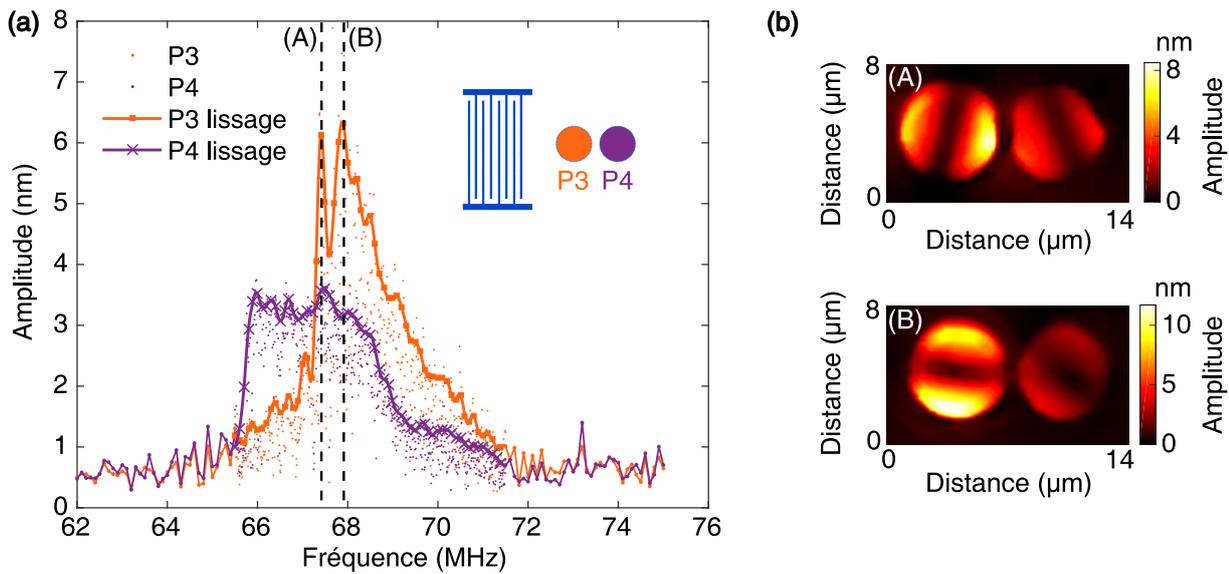


FIGURE 4.7 – **Paire de piliers en configuration longitudinale.** (a) Réponses en fréquence expérimentales des deux piliers espacés de 1,5  $\mu\text{m}$ . (b) Cartographies correspondantes de l'amplitude du champ de déplacement hors-plan en surface des piliers pour 2 fréquences d'excitation d'intérêt : 67,43 MHz (A) et 67,90 MHz (B). Les cartographies couvrent une zone de 14  $\mu\text{m}$  par 8  $\mu\text{m}$  avec un pas spatial de 200 nm.

(grâce aux diagrammes de rayonnement) montre deux orientations orthogonales prédominantes et suggère que ce pilier présente également deux modes. Comme remarqué pour les simulations numériques, le fait de changer l'orientation de la paire (ou du front d'onde) a donc bien un impact sur les réponses en fréquence. Il semble possible de réaliser une sélection modale en changeant l'orientation du front d'onde. Expérimentalement, on ne peut plus identifier les modes en comparant les valeurs de fréquences de résonance de chaque mode pour les différentes configurations (comme cela a été fait numériquement) puisque ce ne sont pas les mêmes piliers. Bien qu'ils aient été fabriqués avec le même procédé, les imperfections de réalisation et surtout l'incertitude sur la hauteur des résonateurs engendrent inévitablement des différences de fréquence de résonance d'un pilier à l'autre, et donc *a fortiori* d'une paire à l'autre. On peut seulement remarquer que les gammes de fréquence des réponses des piliers restent aux alentours de 70 MHz pour cette configuration longitudinale. Même si l'on peut supposer que ce sont les deux derniers modes de la configuration diagonale qui sont préservés dans cette configuration au vu des profils très asymétriques des résonances et des facteurs de qualité élevés (en particulier pour le pilier P3), il est nécessaire de s'appuyer également sur les cartographies des champs de déplacement pour observer l'orientation des modes de flexion des piliers. Les cartographies des champs de déplacement hors-plan de cette paire de résonateurs en configuration longitudinale sont représentées en Figure 4.7(b) pour les deux fréquences correspondant aux deux modes du pilier P3. Ces cartographies couvrent une surface de 14  $\mu\text{m}$  par 8  $\mu\text{m}$  avec un pas spatial de 200 nm. La première cartographie, pour  $f = 67,43$  MHz, montre que les piliers vibrent suivant leur mode de flexion dans la direction de propagation de l'onde incidente (donc la ligne nodale suit la direction du front d'onde). La seconde cartographie, obtenue pour  $f = 67,90$  MHz, montre que la direction de vibration de l'ensemble de la paire est tournée de  $90^\circ$  par rapport au mode de plus basse énergie (premier mode). Cette rotation rappelle les observations faites pour les modes (A) et (B) ou (B) et (C) du cas diagonal : une rotation de  $90^\circ$  d'un mode à l'autre avait effectivement été observée, expérimentalement et numériquement.

Afin de déterminer si ce sont des modes similaires aux modes (A) et (B) ou aux modes (B) et (C) du

cas diagonal que l'on observe ici, il est nécessaire d'analyser la phase des piliers pour les deux modes. Ces mesures n'ont cependant pas pu être réalisées : les mesures de phase avec la sonde hétérodyne utilisées durant la thèse sont relativement récentes et les piliers de la paire en configuration longitudinale ont été endommagés avant l'acquisition de cette nouvelle technique de mesures. Une nouvelle paire de piliers a donc été réalisée avec les mêmes paramètres et procédés. Comme le montre le schéma en encart de la Figure 4.8(a), pour cette nouvelle paire de piliers, le transducteur à peignes interdigités n'a pas la même orientation sur le substrat que précédemment : il est tourné de  $45^\circ$  (transducteur de droite sur la Figure 2.7 par exemple). Evidemment, cela nécessite d'adapter la disposition de la paire de piliers. Le substrat étant anisotrope, on pourrait imaginer que la propagation des ondes est considérablement modifiée par cette rotation. Mais en réalité, l'angle de *beam-steering* (angle entre la direction de propagation de l'onde et la direction de l'énergie) à  $45^\circ$  est inférieur à  $6^\circ$  alors qu'il est par définition nul lorsque l'onde se propage à  $0^\circ$  (comme c'est le cas pour les dispositifs précédents). Cette variation de  $6^\circ$  est relativement négligeable sur les caractérisations que l'on réalise. Les résultats obtenus pour cette nouvelle paire sont présentés en Figure 4.8.

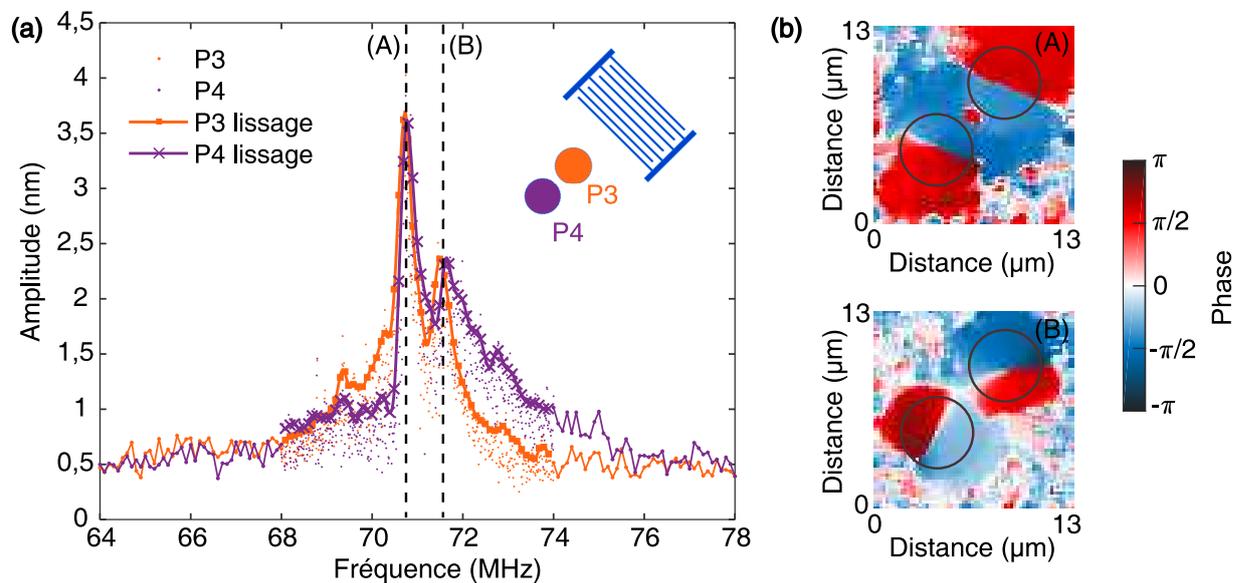


FIGURE 4.8 – **Paire de piliers en configuration longitudinale.** (a) Réponses en fréquence expérimentales des deux piliers espacés de  $1,5 \mu\text{m}$ . (b) Cartographies correspondantes de la phase du champ de déplacement hors-plan en surface des piliers pour 2 fréquences d'excitation d'intérêt :  $70,80 \text{ MHz}$  (A) et  $71,58 \text{ MHz}$  (B). Les cartographies couvrent une zone de  $13 \mu\text{m}$  par  $13 \mu\text{m}$  avec un pas spatial de  $200 \text{ nm}$ .

Les réponses en fréquence (présentées en Figure 4.8(a)) sont plutôt cohérentes avec celles de la première paire : les deux résonateurs présentent deux modes séparés d'environ  $0,8 \text{ MHz}$ . Ces modes apparaissent aux mêmes fréquences pour les deux piliers :  $70,80 \text{ MHz}$  environ pour le mode de plus basse énergie et  $71,58 \text{ MHz}$  environ pour le second. Des cartographies de l'amplitude du déplacement hors-plan ont été réalisées pour les fréquences des deux modes mais ne sont pas présentées ici ; elles confirment les observations faites sur la première paire de piliers : pour le premier mode, les piliers vibrent dans la direction de propagation de l'onde (lignes nodales colinéaires au front d'onde) puis la direction de vibration tourne de  $90^\circ$  environ de manière à ce que les piliers vibrent suivant l'axe orthogonal à la direction de propagation de l'onde source (lignes nodales orthogonales au front d'onde). Les cartographies de la phase du déplacement hors-plan des piliers sont données en Figure 4.8(b) pour les deux fréquences  $70,80 \text{ MHz}$  et  $71,58 \text{ MHz}$  respectivement. Celles-ci sont présentées dans la même orientation

que celle de l'illustration en encart de la Figure 4.8(a). Pour le premier mode, la cartographie montre que les piliers vibrent en opposition de phase, comme c'était le cas du mode (B) de la paire en configuration diagonale. Pour le second mode, on constate que les résonateurs sont également en opposition de phase. Cela rappelle le comportement du mode (C) de la paire diagonale et confirme ainsi l'hypothèse faite sur l'identification des modes au vu des facteurs de qualité des résonances des Figures 4.7 et 4.8. Il semble donc que l'orientation de la source permette de sélectionner certains modes : la configuration longitudinale préserve les modes (B) et (C) qui sont des modes respectivement répulsif et attractif, tous les deux avec une opposition de phase entre les résonateurs. En revanche, le mode (A) (avec les piliers vibrant en phase) ne semble pas être excité dans cette configuration longitudinale.

Cette sélection de modes, grâce à l'orientation de la source, a déjà été évoquée lors de l'étude numérique. Cependant, on constate ici que les résultats expérimentaux ne sont pas en accord avec les résultats numériques, contrairement au cas diagonal. En effet, l'étude numérique avait montré qu'en configuration longitudinale, seuls les premier et deuxième modes de la configuration diagonale étaient conservés ; hors, expérimentalement, on semble observer les deuxième et troisième modes : la sélection de modes ne s'effectue donc pas de la même manière. De plus, les deux piliers présentent des réponses plus ou moins superposées numériquement alors qu'expérimentalement, les modes n'apparaissent pas nécessairement à la même fréquence pour les deux piliers. Les orientations des modes des piliers divergent aussi : numériquement, les deux piliers vibrent toujours suivant la direction de propagation, sur toute la bande de fréquence de réponse des piliers (en phase pour le premier mode et en opposition de phase pour le second). Au contraire, expérimentalement, on observe deux directions différentes selon le mode : pour le second mode, les piliers vibrent orthogonalement à leur direction de vibration du premier mode. Il semblerait donc que certains paramètres ou effets expérimentaux qui ont un effet majeur sur le mécanisme de couplage n'ont pas été pris en compte dans l'étude numérique.

### Configuration transverse

Pour la configuration transverse, les deux piliers de la paire sont situés à même distance des peignes interdigués. Les réponses en fréquence des deux piliers sont représentées en Figure 4.9(a).

Elles révèlent la présence de deux modes pour chaque pilier. En particulier, la réponse du pilier P5 fait clairement apparaître un premier mode de faible amplitude à  $f = 67,02$  MHz et un second mode au profil très asymétrique, d'amplitude plus importante et de facteur de qualité atteignant 85, à  $f = 69,68$  MHz. Le premier mode, avec son facteur de qualité d'environ 35, est comparable au mode (A) de la paire en configuration diagonale, ce qui confirme les simulations numériques montrant que la première résonance est semblable à celle d'un pilier isolé. Cependant, l'allure globale des réponses en fréquence expérimentales est difficilement comparable aux simulations numériques correspondantes, pour lesquelles le supposé second mode est très fin et de faible amplitude et le troisième consiste en un croisement des courbes seulement (cf. section 4.3.2). Par ailleurs, expérimentalement, l'écart de fréquence entre les deux modes du pilier P5 semble relativement important par rapport au cas longitudinal : elle est d'environ 2,66 MHz, valeur proche de l'écart entre les modes (A) et (C) de la paire en diagonale (2,38 MHz). Cela laisse supposer que le fait d'orienter la source de façon à être en configuration transverse permet d'effectuer une nouvelle sélection modale : ce seraient, dans cette configuration, les premier et troisième modes qui seraient excités, tandis que la configuration longitudinale permet de sélectionner les deuxième et troisième modes. Afin d'appuyer (ou infirmer) cette hypothèse, des cartographies en amplitude sont mesurées et données en Figure 4.9(b) pour les fréquences correspondant aux différents modes des deux piliers : 67,02 MHz, 67,95 MHz et 69,68 MHz. D'abord, la comparaison des trois cartographies montre que le premier mode présente une amplitude moindre. Un autre point intéressant concerne la répartition de l'énergie élastique qui se concentre dans un seul des deux piliers pour chaque fréquence : les résonateurs vibrent séquentiellement. Pour les deux premières fréquences, l'énergie se concentre dans le pilier

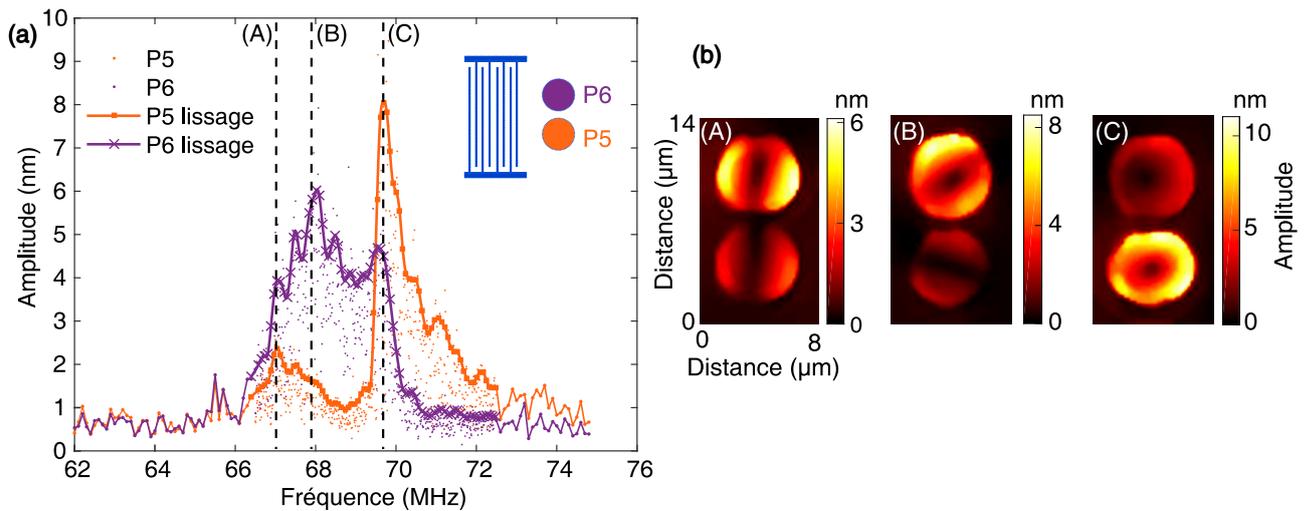


FIGURE 4.9 – **Paire de piliers en configuration transverse.** (a) Réponses en fréquence expérimentales des deux piliers espacés de 1,5  $\mu\text{m}$ . (b) Cartographies correspondantes de l'amplitude du champ de déplacement hors-plan en surface des piliers pour 3 fréquences d'excitation d'intérêt : 67,02 MHz (A), 67,95 MHz (B) et 69,68 MHz (C). Les cartographies couvrent une zone de 8  $\mu\text{m}$  par 14  $\mu\text{m}$  avec un pas spatial de 200 nm.

P6 puis un transfert de l'énergie élastique vers l'autre pilier conduit à la cartographie de la troisième fréquence où l'amplitude de vibration du pilier P5 est largement supérieure à celle du pilier P6. Le couplage de piliers suivant cette configuration pourrait ainsi être employé pour réaliser des transferts d'énergie. Concernant les orientations des modes de vibration, pour la fréquence  $f = 67,02$  MHz, les deux résonateurs vibrent suivant la direction de propagation de l'onde incidente, comme en attestent les lignes nodales orientées suivant la direction du front d'onde. Cela est en accord avec les orientations obtenues numériquement pour le premier mode. Pour le premier mode du pilier P6 ( $f = 67,95$  MHz), les deux piliers ne vibrent plus dans la même direction : ils sont orientés à  $\pm 45^\circ$  de la direction de propagation de l'onde source et ont donc une vibration suivant une direction orthogonale l'une par rapport à l'autre. Cette orientation de modes a été observée numériquement dans cette configuration, mais pas nécessairement pour ce mode (puisque'il est difficile d'établir une analogie entre les réponses en fréquence expérimentale et numérique). Enfin, lorsque les deux piliers atteignent leur seconde résonance (mode présentant la plus forte amplitude, à  $f = 69,68$  MHz), on observe un nouveau comportement : la paire de piliers est alors dans un régime relativement instable, conduisant à des états de polarisations quasi-circulaires pour les deux résonateurs. Cela se traduit sur la cartographie des piliers par une ligne nodale moins bien définie et des amplitudes plus ou moins similaires sur toute la circonférence de la surface du pilier. Cette polarisation circulaire peut se concevoir comme une coexistence à la même fréquence des deux modes orthogonaux dégénérés du résonateur ; la superposition de ces deux modes orthogonaux résulte en une amplitude similaire sur toute la circonférence de la surface du pilier. On constate cette apparition de polarisation circulaire surtout pour les cas où les vibrations des piliers sont de forte amplitude. Cet état de polarisation circulaire est courant dans les phénomènes de bifurcation ; il pourrait aussi s'expliquer ici par l'influence du pilier voisin (et de la surface le supportant) qui agit comme un nouvelle source d'énergie. Numériquement, on n'observe jamais ce type de comportements. Hormis pour la première cartographie, il est difficile d'établir ici une comparaison avec les modes observés pour le cas diagonal. Les informations de phase pourraient alors aider l'identification. Comme pour le cas longitudinal, les mesures de phase n'ayant pu être réalisées sur cette paire de piliers, un nouveau dispositif similaire a été

réalisé. Les résultats concernant cette paire de résonateurs sont donnés en Figure 4.10.

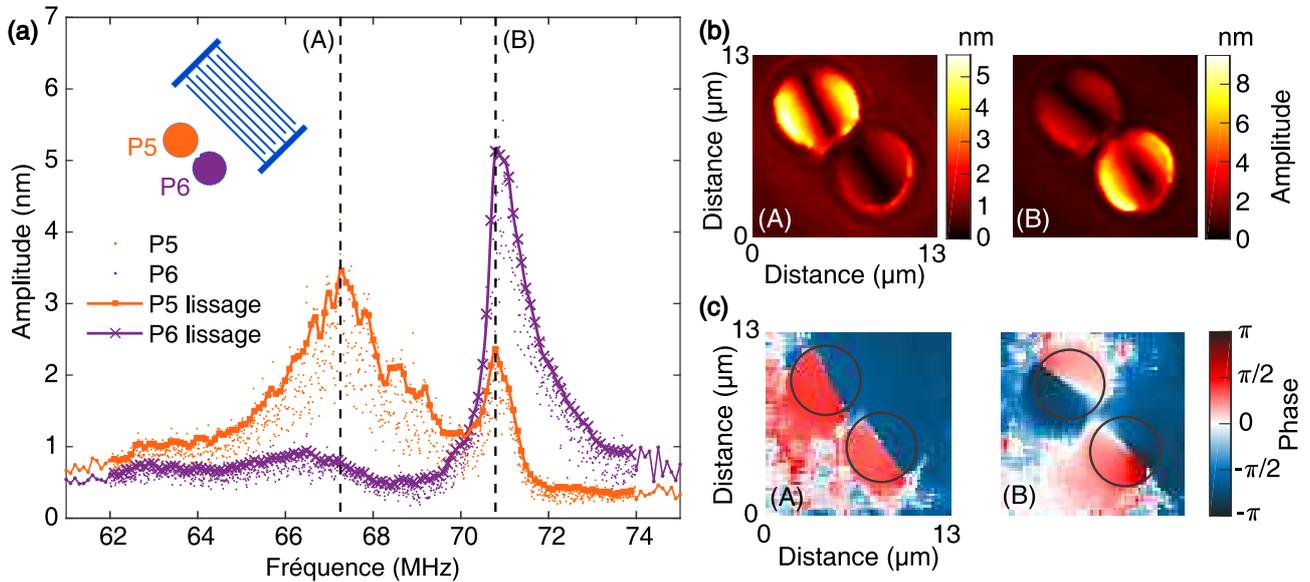


FIGURE 4.10 – **Paire de piliers en configuration transverse.** (a) Réponses en fréquence expérimentales des deux piliers espacés de  $1,5 \mu\text{m}$ . (b) et (c) Cartographies correspondantes du champ de déplacement hors-plan en surface des piliers pour 3 fréquences d'excitation d'intérêt :  $67,24 \text{ MHz}$  (A) et  $70,78 \text{ MHz}$  (B), en amplitude (b) et en phase (c). Les cartographies couvrent une zone de  $13 \mu\text{m}$  par  $13 \mu\text{m}$  avec un pas spatial de  $200 \text{ nm}$ .

Les réponses en fréquence présentent globalement les mêmes allures que la paire précédente : chaque pilier présente deux modes distincts. L'amplitude du premier mode de P6 est ici extrêmement faible. Le second mode présente un profil asymétrique et un facteur de qualité supérieur à celui d'un pilier unique. On peut noter que l'écart de fréquence entre les deux modes est assez important, à l'instar de l'écart mesuré pour la paire précédente ( $3,5 \text{ MHz}$  pour cette paire et  $2,7 \text{ MHz}$  pour la paire précédente, contre  $0,8 \text{ MHz}$  pour le cas longitudinal). Des cartographies des champs de déplacement hors-plan sont effectuées pour les deux fréquences correspondant aux deux modes à  $f = 67,24 \text{ MHz}$  et  $f = 70,78 \text{ MHz}$ , et présentées en Figure 4.10(b) pour l'amplitude et 4.10(c) pour la phase. Là-encore, les peignes interdigités sont tournés à  $45^\circ$  de l'axe horizontal, c'est pourquoi la paire de piliers apparaît tournée de  $45^\circ$  par rapport à la précédente. D'abord, comme pour l'étude expérimentale précédente, on observe un transfert d'énergie entre premier et second modes : la majeure partie de l'énergie se concentre dans le pilier P5 pour le premier mode (A), puis dans le pilier P6 pour la seconde fréquence (B). Concernant le premier mode, on retrouve les orientations de modes parallèle à la direction de propagation de l'onde, comme pour le premier mode de la précédente paire. La mesure de phase montre que les deux résonateurs vibrent en phase pour ce mode (A). Cela permet de confirmer que ce premier mode est un mode répulsif où les piliers vibrent en phase, comme c'est le cas du mode (A) de la paire en configuration diagonale. Pour le second mode, on constate que l'état de polarisation des modes des piliers n'est pas aussi circulaire qu'il ne l'était pour la paire précédente : même si la ligne nodale n'est pas aussi bien définie que pour le premier mode, elle est toutefois plus claire que dans le cas précédent. Cela permet de définir l'axe de vibration majeur des piliers suivant la direction de propagation de l'onde source. La cartographie de la phase du déplacement hors-plan confirme cette orientation et précise l'état de polarisation : les deux piliers vibrent en opposition de phase. Cela rappelle le mode (C) de la configuration diagonale. Par ailleurs, l'état de polarisation quelque peu circulaire peut s'observer sur la cartographie de la phase : par

exemple pour le pilier P6, l'évolution graduelle de la phase (gradient de la couleur rouge vers le blanc par exemple) illustre ce caractère circulaire de l'état de polarisation.

Ces différentes observations expérimentales faites sur le cas transverse permettent d'affirmer que cette orientation conduit elle-aussi à une sélection des modes : ici, ce sont les premier et troisième modes du cas diagonal qui sont conservés. Ces deux modes semblent s'orienter suivant la direction de propagation de l'onde incidente, l'un avec les deux piliers vibrant en phase, l'autre avec une opposition de phase entre les deux résonateurs. Aussi, cette configuration semble être un bon candidat pour effectuer des transferts d'énergie entre résonateurs. Malgré cela, dans cette configuration, si la comparaison avec le cas diagonal et les orientations de vibrations (pour le premier mode du moins) semblent cohérentes avec la même étude menée numériquement, les allures de réponses en fréquence ne sont en revanche pas concordantes avec les réponses numériques. Cela semble confirmer le besoin d'approfondir les études numériques, en prenant en compte d'autres paramètres.

### 4.4.3 Discussion

Ces premières études numériques et expérimentales de paires de piliers permettent d'affirmer l'existence d'un couplage entre deux piliers proches déposés sur un substrat semi-infini et excités par des ondes élastiques de surface. Le fait que les piliers vibrent suivant un mode de flexion permet de les comparer à des dipôles et le couplage observé pour ce type de paires de résonateurs (avec un faible espacement entre les piliers) conduit à l'observation de différents modes dégénérés caractérisés par différentes fréquences (différentes énergies) et différentes polarisations en phase ou en opposition de phase. Le couplage entre les ondes de surface se propageant sur le substrat et les deux résonateurs sub-longueurs d'onde séparés d'une faible distance rappelle les travaux réalisés sur les résonances de plasmons de surface et donc sur les interactions entre une onde électromagnétique et des particules sub-longueurs d'onde. A titre d'exemple, Funston *et al.* étudient en 2009 les interactions entre deux nano-particules d'or (tiges) très proches (écartement inférieur à 2,5 fois leur diamètre) [186]. Ces nanoparticules peuvent aussi être assimilées à des dipôles, au vu du caractère binaire de leur densité de charges surfaciques. Suivant les polarisations et donc la répartition des charges sur les particules, différents modes apparaissent, à différentes énergies (modes attractifs, répulsifs, ...). L'étude montre également que suivant l'arrangement géométrique de la paire de particules, leurs réponses respectives et surtout les longueurs d'onde (donc les fréquences) de résonance de la paire sont modifiées. Cela rappelle ce qui a été vu dans les sections précédentes où les deux piliers sont séparés d'une distance faible (1/3 du diamètre des piliers). De manière similaire, de nombreux autres travaux se sont intéressés à l'interaction entre des nano-particules métalliques (tiges, sphères...) et les plasmons de surface [187–192]. Cette interaction des modes liés aux résonances des plasmons de surface requiert que les deux particules soient séparées par une distance inférieure à 2,5 fois le diamètre des particules [186]. On parle alors de *dimère* pour définir les deux particules de la paire. Les travaux réalisés mettent notamment en évidence l'influence de la géométrie des particules sur les spectres : largeurs de modes différents, longueurs d'ondes différentes, amplitudes différentes suivant la géométrie de la paire. Par exemple, les spectres obtenus par Brown *et al.* avec des hétérodimères (deux particules différentes) plasmoniques illustrent la séparation en différents modes et montrent que les résonances obtenues s'apparentent à des résonances de type Fano avec des profils relativement asymétriques, typiques d'un couplage entre un continuum d'énergie (plasmon de surface) et modes propres des particules [189]. On peut ainsi faire une analogie entre ces études et le cas des paires de piliers étudiées dans ce chapitre. D'ailleurs, les réponses en fréquence obtenues numériquement et expérimentalement durant le chapitre montrent des allures s'approchant des spectres de l'étude de Brown *et al.* (exemples sur la Figure 4.11), ce qui s'explique par le fait que dans notre cas, il existe aussi une hybridation des ondes élastiques se propageant sur le substrat (continuum d'énergie) avec les

modes propres des résonateurs (particules) séparés d'une distance suffisamment faible pour rester dans la limite du couplage de dimères.

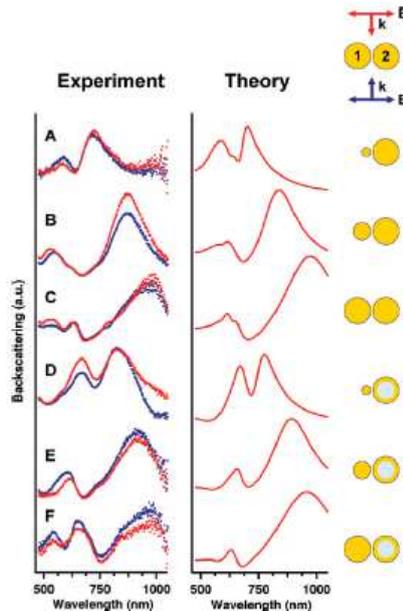


FIGURE 4.11 – Illustration de spectres typiques obtenus par Brown *et al.* dans leurs travaux de la référence [189], pour l'étude d'hétérodimères plasmoniques. Issue de [189].

Ce début de chapitre montre aussi que le couplage observé peut être modifié en changeant l'orientation de l'onde source par rapport à la paire de piliers : cela permet d'effectuer une sélection modale dans certaines configurations (longitudinale et transverse). Toutefois, cette section a aussi mis en lumière des divergences non négligeables entre résultats expérimentaux et résultats numériques, tant sur les réponses en fréquence que sur les orientations des modes. Ces différences nécessitent un approfondissement des études numériques, qui fait l'objet de la section suivante.

## 4.5 Prise en compte des imperfections de fabrication

On constate sur les réponses en fréquence obtenues numériquement que les deux piliers d'une paire ont le même comportement : les deux courbes présentent des allures très similaires et des modes aux mêmes fréquences (à quelques dizaines de kilohertz près). Hors, ce n'est pas toujours le cas expérimentalement. Ce dernier point laisse penser que les inévitables imperfections de fabrication engendrent peut-être des différences entre les deux réponses expérimentales. On cherche donc dans cette partie à prendre en compte ces différences de structures entre les deux piliers dans les simulations numériques, afin de voir leur impact sur le couplage et essayer de retrouver des comportements similaires aux études expérimentales. En particulier, on étudie l'influence d'une éventuelle ellipticité des piliers ainsi qu'une différence de hauteur entre les deux piliers d'une même paire.

### 4.5.1 Différence de hauteur entre piliers d'une même paire

La première hypothèse pour tenter d'expliquer les différences entre simulations numériques et études expérimentales concerne une différence de hauteur entre les deux résonateurs d'une paire. Cette hypothèse repose sur les limites de précision du procédé de fabrication, en particulier de l'étape de polissage

de la surface des piliers, et sur les résultats numériques du chapitre précédent montrant la forte dépendance de la fréquence de résonance du pilier à la hauteur de ce dernier (voir section 3.4.2). En effet, comme cela a été évoqué précédemment, malgré le fait que l'étape de polissage soit effectuée simultanément pour les deux résonateurs d'une paire, l'incertitude liée à la limite de résolution du FIB lors d'une utilisation en incidence rasante (étape de polissage) et à l'appréciation visuelle du niveau des surfaces reste tout de même de l'ordre de 3%, soit environ 100 nm pour les piliers de hauteur 4,0  $\mu\text{m}$ . Cela signifie que les deux piliers d'une même paire peuvent potentiellement présenter un écart de hauteur de 100 nm l'un par rapport à l'autre. Les simulations numériques effectuées sur les piliers isolés ont révélé qu'une telle différence de hauteur conduit à un écart de plus de 2 MHz pour les fréquences de résonance du premier mode de flexion. Cet écart n'est pas négligeable d'après les résultats exposés dans le présent chapitre dans lesquels les écarts entre deux modes distincts sont parfois inférieurs à 2 MHz (écart de 1,4 MHz entre les modes 2 et 3 de la paire en configuration diagonale d'après les simulations numériques et d'environ 0,6 MHz expérimentalement, par exemple). Il semble donc important d'estimer l'impact d'une éventuelle différence de hauteur entre les deux résonateurs d'une paire, c'est-à-dire d'évaluer les répercussions d'une différence de fréquences propres sur les phénomènes de couplage et en particulier sur les réponses en fréquence des résonateurs de la paire.

Cette partie est donc consacrée à l'étude numérique de couples de piliers asymétriques, à travers des paires de piliers dont les hauteurs sont légèrement différentes. Étant donné qu'il est difficile d'estimer de manière non invasive la hauteur des piliers avec une précision meilleure que celle donnée par le FIB (voir section 2.4.2), on considère ici le cas d'un écart de hauteur entre les piliers de 100 nm. On réitère donc les analyses fréquentielles numériques effectuées dans la section précédente (section 4.3) pour les trois configurations étudiées précédemment : on considère ici un pilier de hauteur 4,0  $\mu\text{m}$  et un pilier de hauteur 3,9  $\mu\text{m}$ . Les analyses fréquentielles numériques réalisées pour des piliers **isolés** montrent que la fréquence de résonance d'un tel pilier de hauteur 4,0  $\mu\text{m}$  (et diamètre 4,4  $\mu\text{m}$ ) est de 75,70 MHz (voir section 3.4.1) et celle d'un pilier de hauteur 3,9  $\mu\text{m}$  est de 78,05 MHz, soit une différence de 2,35 MHz entre les deux fréquences de résonance d'après l'analyse fréquentielle. On commence l'étude par la configuration transverse.

### **Configuration transverse avec hauteurs de piliers différentes**

Les conditions de simulation sont identiques à celles employées dans le début du chapitre et ne sont donc pas décrites à nouveau ici. La réponse en fréquence obtenue pour cette paire de piliers de hauteurs différentes est donnée en Figure 4.12(a). Le pilier nommé P5 a une hauteur de 3,9  $\mu\text{m}$  tandis que le pilier nommé P6 a une hauteur de 4,0  $\mu\text{m}$ . On constate alors des différences majeures par rapport au cas où les piliers sont de même hauteur. Dans le cas présent, chaque pilier présente deux résonances distinctes : une première résonance autour de 75,00 MHz et une seconde autour de 79,55 MHz. Le fait que chacun des deux piliers présente deux modes distincts prouve d'abord la présence de couplage entre les deux résonateurs, malgré leurs différences de géométrie. De plus, les deux modes se distinguent clairement contrairement au cas avec les deux résonateurs identiques pour lequel il est difficile d'affirmer sans conteste la présence des modes de plus haute fréquence. Dans le cas présent, pour les deux piliers, la première résonance a une allure de courbe s'apparentant à une courbe Lorentzienne, de facteur de qualité d'environ 20 (pour les deux piliers), tandis que la seconde résonance a un profil plus asymétrique, un facteur de qualité plus important (supérieur à 145 pour P1 et supérieur à 110 pour P2) et des amplitudes plus fortes que celles du premier mode. Ces caractéristiques rappellent les comportements observés expérimentalement. Cette simulation numérique donne des résultats qui sont en accord avec les résultats expérimentaux et semble ainsi confirmer l'importance de prendre en compte une possible différence de hauteur entre les deux piliers. On note toutefois que cet accord entre simulations numériques et résultats expérimentaux s'appuie essentiellement sur le comportement général des réponses en fréquence et non

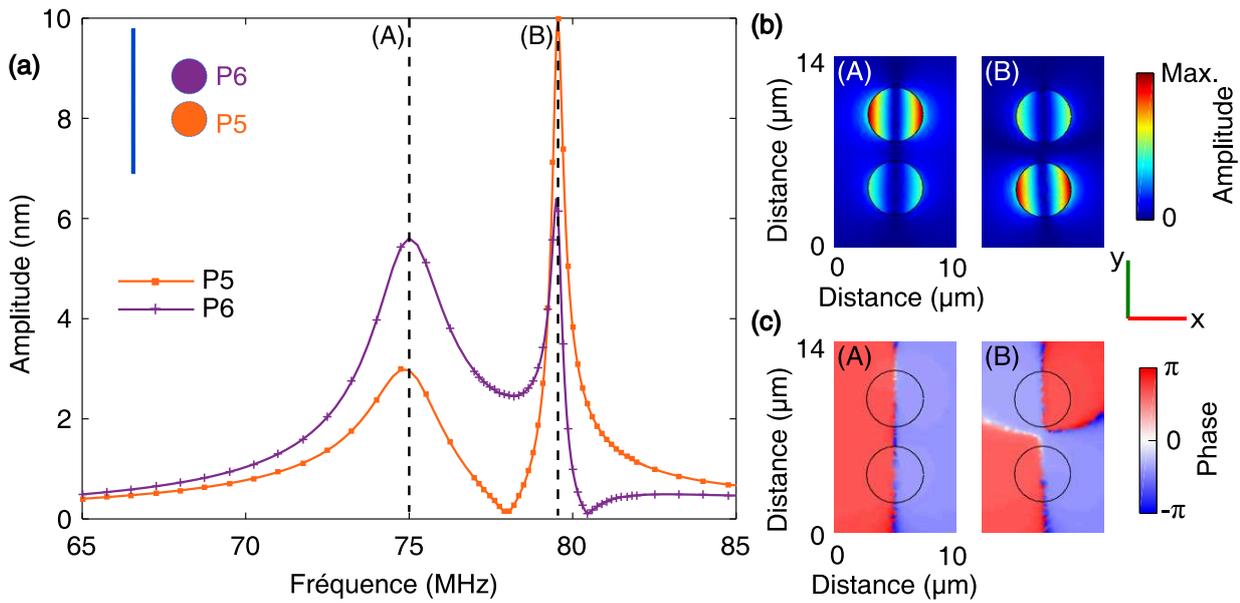


FIGURE 4.12 – Paire de piliers en configuration transverse avec hauteurs de piliers différentes. (a) Réponses en fréquence issues de l'étude numérique fréquentielle des deux piliers espacés de 1,5 μm. Le pilier P5 a une hauteur de 3,9 μm et le pilier P6 a une hauteur de 4,0 μm. (b) Cartographies correspondantes de l'amplitude du champ de déplacement hors-plan en surface des piliers pour 2 fréquences d'excitation d'intérêt : 75,00 MHz (A) et 79,55 MHz (B). (c) Cartographies de la phase du champ de déplacement hors-plan pour les 2 mêmes fréquences d'excitation que (b). Les cartographies couvrent une zone de 10 μm par 14 μm.

sur des valeurs numériques. Comme cela a été mentionné auparavant, les valeurs absolues de fréquences ne peuvent être comparées en raison de l'incertitude sur les paramètres mécaniques et la géométrie de chaque résonateur; de la même façon, les écarts de fréquences entre les deux modes dépendent, entre autres, de la différence de hauteur entre les piliers.

Avant de valider l'hypothèse de la prise en compte de la différence de hauteur des piliers, on s'intéresse aux orientations des modes de vibration des piliers, pour les deux résonances obtenues. Les cartographies du champ de déplacement hors-plan, en amplitude et en phase, sont données en Figure 4.12(b) et (c) pour les deux fréquences correspondant aux deux résonances de la configuration transverse :  $f = 75,00$  MHz (A) et  $f = 79,55$  MHz (B). Les cartographies en amplitude mettent en évidence des directions de vibration suivant la direction de propagation des ondes (lignes nodales parallèles au front d'onde) pour les deux modes et pour chaque pilier, comme ce qui a été observé pour les simulations numériques de la paire de piliers identiques dans la même configuration. Toutefois, la différence avec cette dernière s'observe grâce aux cartographies de phase : avec les piliers identiques, les deux piliers vibraient toujours en phase tandis que dans la présente étude, on distingue deux cas : pour le premier mode (A), les deux résonateurs vibrent en phase, mais ils sont en opposition de phase pour la seconde résonance (B). Ces deux modes de vibration rappellent clairement les mesures expérimentales faites sur la seconde paire en configuration transverse (Figure 4.10) puisque les orientations et phases des modes de vibration sont les mêmes. Ainsi, cela semble confirmer que la différence de hauteur entre les piliers est un paramètre à ne pas négliger lors de nos études.

On poursuit cette analyse en étudiant les deux autres configurations de paires de piliers (diagonale et longitudinale).

## Configuration diagonale avec hauteurs de piliers différentes

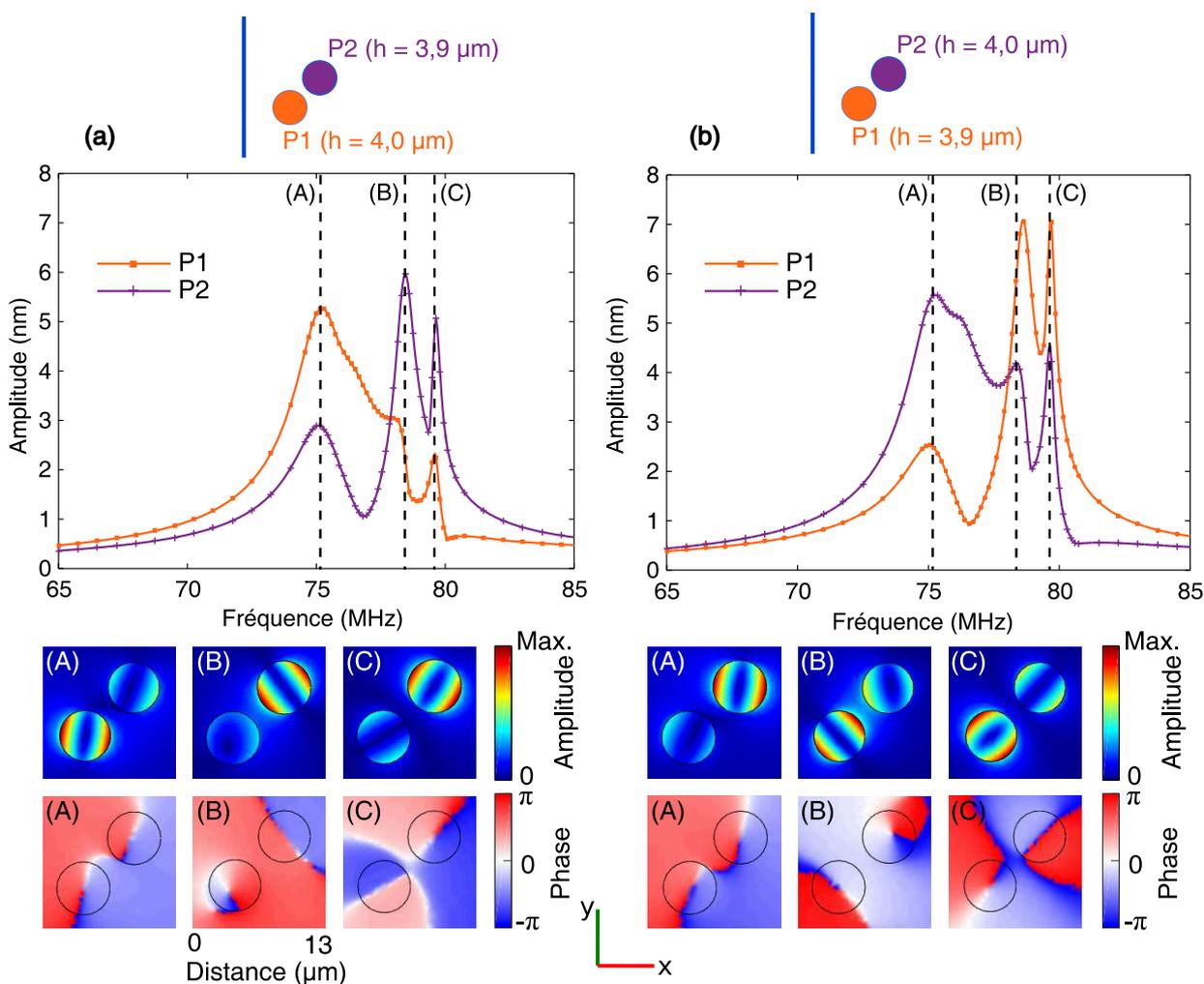


FIGURE 4.13 – Paire de piliers en configuration diagonale avec hauteurs de piliers différentes. **(En haut)** Réponses en fréquence issues de l'étude numérique fréquentielle des deux piliers espacés de 1,5 μm. **(a)** Le pilier P1 (le plus proche de la source) a une hauteur de 4,0 μm et le pilier P2 (le plus éloigné) a une hauteur de 3,9 μm. **(b)** Le pilier P1 a une hauteur de 3,9 μm et le pilier P2 a une hauteur de 4,0 μm. **(En bas)** Cartographies correspondantes des champs de déplacement hors-plan, en amplitude et en phase, pour 3 fréquences d'intérêt : **(a)**  $f = 75,20$  MHz (A),  $f = 78,45$  MHz (B) et  $f = 79,65$  MHz (C); **(b)**  $f = 75,25$  MHz (A),  $f = 78,40$  MHz (B) et  $f = 79,65$  MHz (C). Les cartographies couvrent une zone de 13 μm par 13 μm.

Pour la configuration diagonale, comme les deux piliers ne sont pas situés à la même distance de la source d'ondes, il est nécessaire de distinguer deux cas : un premier cas pour lequel le pilier le plus proche des peignes est le plus haut (4 μm) et un second cas pour lequel c'est le pilier le plus bas qui est le plus proche des peignes interdigités. Les deux cas sont donc étudiés numériquement et les réponses en fréquences des deux piliers pour les deux cas sont représentées en Figure 4.13(a) et (b) respectivement. Les deux graphes montrent que chaque pilier présente trois modes distincts quel que soit l'ordre des piliers (pilier le plus haut le plus proche de la source ou inversement). Dans les deux cas, les facteurs de qualité des deuxième et troisième modes sont supérieurs à celui du premier mode et ces deux derniers

modes présentent des profils plus asymétriques que la première résonance. Ces observations rappellent les constats faits sur les mesures expérimentales et les simulations numériques correspondantes avec piliers identiques (section 4.3.1). Les résonances apparaissent aux mêmes fréquences (aux incertitudes près, liées au maillage essentiellement) pour les deux cas :  $f = 75,25$  MHz pour le premier mode (A),  $f = 78,40$  MHz pour le second (B) et  $f = 79,65$  MHz pour le troisième (C). Ainsi, les mécanismes de couplage demeurent identiques quel que soit l'ordre des piliers (même nombre de mode, mêmes fréquences de résonance); ce sont les amplitudes relatives des modes d'un pilier par rapport à un autre qui sont le plus impactées. Les fréquences des résonances ne sont pas les mêmes que celles obtenues pour la paire de piliers identiques (supérieures de 1 à 2 mégahertz), et montrent ainsi que les résonances des piliers sont bien dues au couplage entre les deux résonateurs et non aux résonateurs pris individuellement. Contrairement au cas transverse où les différences entre réponses en fréquence des piliers identiques et réponses en fréquence des piliers de hauteurs différentes sont flagrantes, dans le cas présent les comportements et allures des courbes restent globalement les mêmes. La différence majeure réside dans les amplitudes et la distribution de l'énergie élastique pour chaque mode. Les cartographies des différents modes, en amplitude et en phase, sont données à titre d'illustration sur les Figures 4.13(a) et 4.13(b) (partie inférieure des figures) pour les deux cas. Elles montrent que les orientations des modes de vibration des piliers sont identiques à celles obtenues avec la paire diagonale de piliers identiques. On note simplement que les écarts d'amplitude entre les deux piliers, pour un même mode, sont plus importants, en raison de la différence de hauteur des deux résonateurs (et donc de leur différence de fréquence propre). Les mesures expérimentales correspondantes à ce cas diagonal sont en bon accord avec ces études numériques, autant pour les réponses en fréquence que pour les orientations et phases des modes de vibration; elles s'approchent davantage du cas où le premier résonateur est le plus petit (Figure 4.13(b)), d'après les comparaisons d'amplitude entre réponse du premier résonateur et réponse du second.

### Configuration longitudinale avec hauteurs de piliers différentes

Comme pour l'orientation diagonale, il est nécessaire de distinguer deux cas suivant l'ordre des piliers pour la configuration longitudinale. Les réponses en fréquence obtenues numériquement sont présentées en Figure 4.14(a) pour le cas où le pilier le plus proche de la source est le plus haut et en Figure 4.14(b) pour le cas où le pilier le plus proche de la source est le plus petit. Pour les deux cas, on remarque la présence de deux modes pour chacun des résonateurs. Ces modes apparaissent aux mêmes fréquences pour les deux cas ( $f = 75,70$  MHz pour le premier mode et  $f = 78,45$  MHz pour le second). L'écart en fréquence entre ces deux résonances est plus faible que pour la configuration transverse correspondante (environ 2,75 MHz pour le cas longitudinal contre 4,55 MHz pour le cas transverse). Les amplitudes du premier mode sont inférieures à celles du second mode et le profil des deux modes est assez différent : le second est davantage asymétrique, notamment pour le cas où le pilier le plus proche de la source est le plus haut (cas (a)). Ces caractéristiques rappellent les observations faites pour la paire de piliers identiques dans la même configuration (présence de deux modes dont un de forte amplitude, avec un facteur de qualité accru et un profil asymétrique). Comme pour le cas transverse, les résultats expérimentaux de la configuration longitudinale sont davantage ressemblants à la simulation numérique avec piliers de hauteurs différentes qu'à la simulation avec piliers identiques. On s'intéresse maintenant aux orientations des modes de vibration présentés en encarts des Figures 4.14(a) et 4.14(b) pour les deux modes. Pour chaque mode, les piliers qui atteignent une résonance vibrent suivant la direction de propagation de l'onde (ligne nodale parallèle à la ligne source définissant le front d'onde) : pour la première résonance, les piliers sont en phase tandis que pour la seconde résonance, ils vibrent en opposition de phase. Ces orientations sont donc les mêmes que celles obtenues numériquement avec les piliers de même hauteur. En revanche, on n'observe ni de direction de vibration orthogonale à la direction de propagation ni de rotation de  $90^\circ$  d'un mode à l'autre, comme c'est le cas expérimentalement

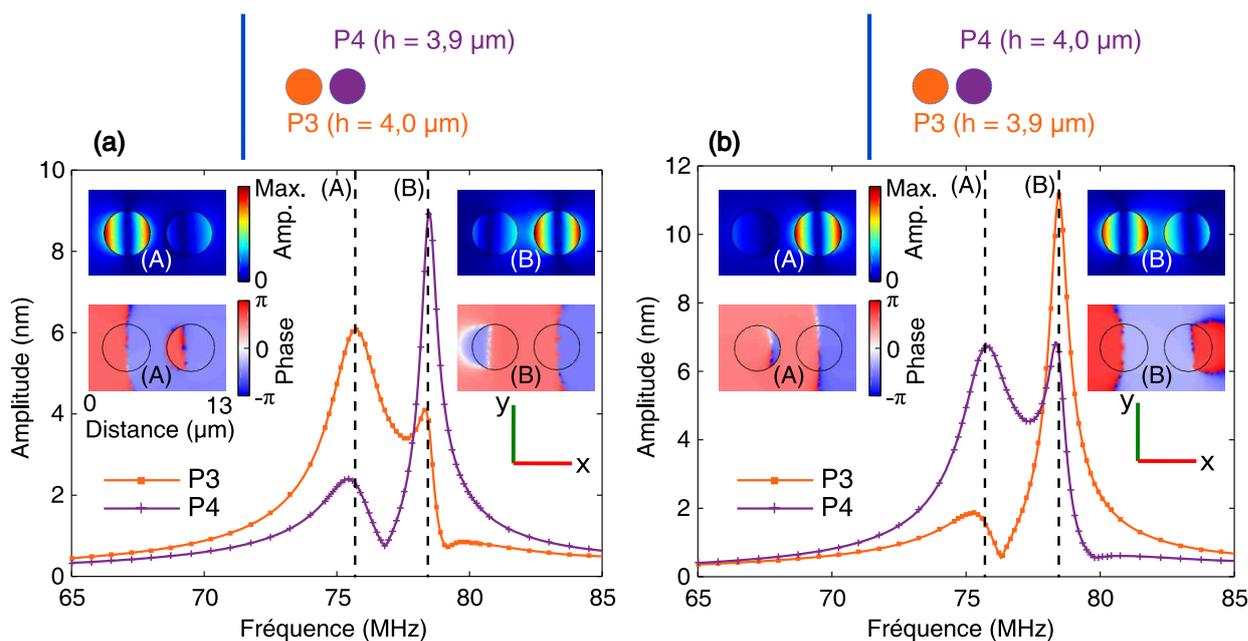


FIGURE 4.14 – **Paire de piliers en configuration longitudinale avec hauteurs de piliers différentes.** Réponses en fréquence issues de l'étude numérique fréquentielle des deux piliers espacés de  $1,5\ \mu\text{m}$ . **(a)** Le pilier P1 (le plus proche de la source) a une hauteur de  $4,0\ \mu\text{m}$  et le pilier P2 (le plus éloigné) a une hauteur de  $3,9\ \mu\text{m}$ . **(b)** Le pilier P1 a une hauteur de  $3,9\ \mu\text{m}$  et le pilier P2 a une hauteur de  $4,0\ \mu\text{m}$ . En encarts : cartographies correspondantes des champs de déplacement hors-plan, en amplitude et en phase, pour 2 fréquences d'intérêt : **(a)**  $f = 75,70\ \text{MHz}$  (A) et  $f = 78,45\ \text{MHz}$  (B); **(b)**  $f = 75,80\ \text{MHz}$  (A) et  $f = 78,45\ \text{MHz}$  (B). Chaque cartographie couvre une zone de  $13\ \mu\text{m}$  par  $8\ \mu\text{m}$ .

(Figures 4.7 et 4.8).

Pour résumer, la prise en compte numérique de différences de hauteurs entre les deux résonateurs d'une paire permet d'obtenir des résultats proches des comportements obtenus avec les dispositifs expérimentaux. En particulier, les réponses en fréquence des trois cas (diagonal, transverse et longitudinal) sont davantage en accord avec les simulations numériques prenant en compte une différence de hauteur de  $100\ \text{nm}$  entre les deux piliers qu'avec celles obtenues avec piliers identiques. De même, on retrouve les mêmes orientations de modes de vibration expérimentalement et numériquement pour les cas diagonal et transverse. Ainsi, consécutivement à cette étude, pour la suite des travaux de cette thèse, une différence de hauteur de  $100\ \text{nm}$  entre les résonateurs couplés sera prise en compte dans les simulations numériques. Il reste toutefois une divergence pour le cas longitudinal : numériquement, la source semble forcer les piliers à vibrer suivant la direction de propagation de l'onde, ce qui n'est pas toujours le cas expérimentalement. Nous tenterons d'éclaircir ce point, dans un prochain paragraphe (section 4.5.2), en prenant en compte d'autres paramètres d'incertitudes liés à la réalisation des piliers.

### Sélection modale grâce à l'orientation de la source

La comparaison des réponses en fréquence, et plus particulièrement des fréquences des résonances obtenues dans les différentes orientations de la paire de piliers, permet de mettre en évidence la sélection modale qui a été évoquée expérimentalement. Le fait d'étudier des piliers de hauteurs différentes facilite cette mise en évidence. Le cas diagonal fait apparaître trois modes aux fréquences suivantes :

$f = 75,20$  MHz,  $f = 78,45$  MHz et  $f = 79,65$  MHz (valeurs variant de quelques dizaines de kilohertz suivant l'ordre des piliers, notamment en raison des différences de maillage). Avec la configuration transverse, les deux modes surviennent à  $f = 75,00$  MHz et  $f = 79,55$  MHz, c'est-à-dire aux fréquences correspondant aux premier et troisième modes du cas diagonal. La configuration longitudinale fait apparaître les premier et deuxième modes du cas diagonal puisque les résonances sont identifiées pour  $f = 75,70$  MHz et  $f = 78,45$  MHz. Ainsi, cela confirme le fait que l'orientation de la source permet d'effectuer une sélection des modes de vibration. On constate cependant que la sélection modale impliquée par la configuration longitudinale ne s'effectue pas de la même façon expérimentalement et avec les simulations numériques. En effet, les résultats expérimentaux (réponses en fréquence, et cartographies des amplitudes et phases, voir Figure 4.8) ont révélé que la configuration longitudinale permet de conserver les deuxième et troisième modes du cas diagonal, tandis que numériquement ce sont les premier et second modes qui sont conservés.

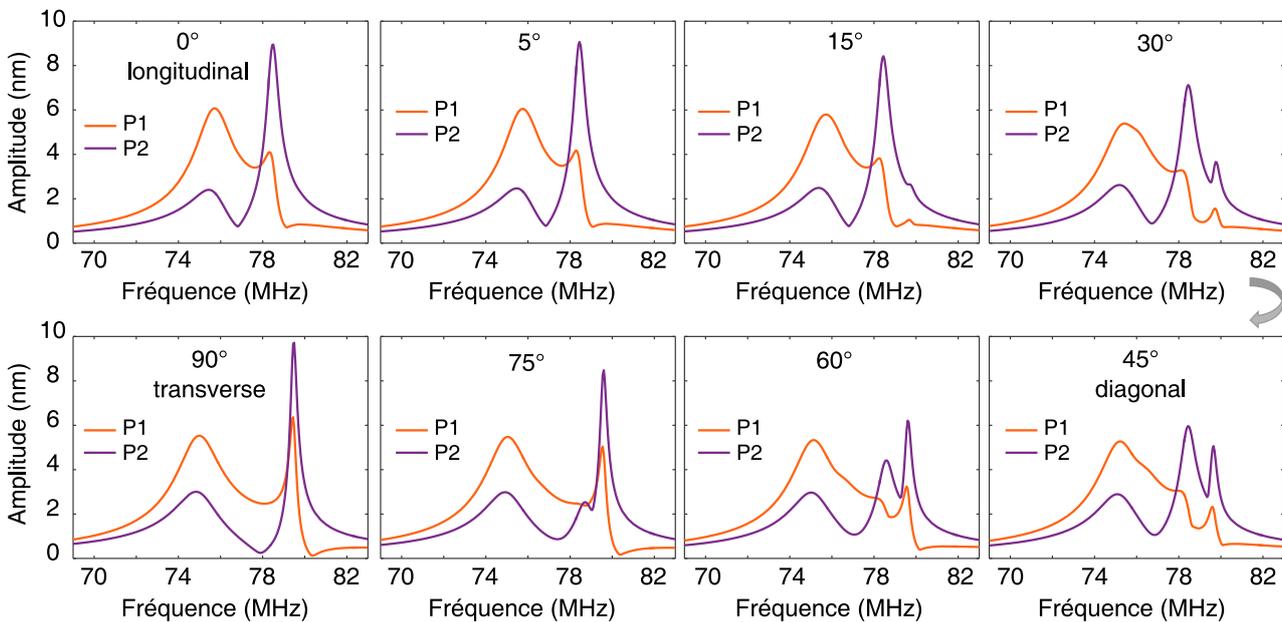


FIGURE 4.15 – Réponses en fréquence, obtenues numériquement, des deux piliers d'une paire espacés de  $1,5 \mu\text{m}$ , pour différentes orientations de la paire par rapport au front d'onde. L'angle précisé est défini comme l'angle entre la direction de propagation de l'onde et la direction reliant les deux résonateurs. Le pilier le plus proche de la ligne source (P1) a une hauteur de  $4,0 \mu\text{m}$  (courbe orange); le pilier le plus éloigné de la ligne source (P2) a une hauteur de  $3,9 \mu\text{m}$  (courbe en violet). L'axe des abscisses est le même pour tous les graphes, de même que l'axe des ordonnées.

Pour illustrer de façon plus convaincante cette sélection modale effectuée grâce à l'orientation de la source, de nouvelles simulations numériques similaires aux précédentes (avec hauteurs de piliers différentes de  $100 \text{ nm}$ ) sont réalisées avec différents angles entre la direction de propagation de l'onde et la direction reliant les deux résonateurs. Les réponses en fréquence des deux résonateurs pour divers angles (plusieurs orientations de la paire) sont représentées en Figure 4.15. Dans cette étude, on considère le cas pour lequel le pilier le plus proche de la source est le plus haut (hauteur de P1 égale à  $4,0 \mu\text{m}$  et hauteur de P2 égale à  $3,9 \mu\text{m}$ ). Les cas longitudinal (angle égal à  $0^\circ$ ), diagonal (angle égal à  $45^\circ$ ) et transverse (angle égal à  $90^\circ$ ) sont rappelés sur la Figure. L'évolution des courbes, selon l'angle variant entre  $0^\circ$  et  $90^\circ$ , montre la façon dont l'orientation du front d'onde par rapport à la paire de piliers affecte les résonances et privilégie certains modes au détriment d'autres. Pour le cas diagonal (angle de  $45^\circ$ ), les

trois modes coexistent. Lorsque l'angle diminue et se rapproche de  $0^\circ$  (cas longitudinal), l'amplitude du troisième mode diminue jusqu'à disparaître et l'amplitude du second mode augmente (sa fréquence reste identique quel que soit l'angle). Au contraire, lorsque l'angle augmente et se rapproche de  $90^\circ$  (cas transverse), c'est l'amplitude du second mode qui diminue jusqu'à disparaître quand l'angle est de  $90^\circ$ , au profit du troisième mode qui est privilégié, avec une amplitude qui croît de plus en plus lorsque l'angle s'approche de  $90^\circ$ . Le premier mode est moins affecté par les modifications d'orientation de la paire ; son amplitude reste proche de 6 nm (pour le pilier P1), sa forme varie peu, seule sa fréquence varie de quelques dizaines de kilohertz : elle se décale vers les basses fréquences lorsque l'angle augmente (jusqu'à atteindre le cas transverse).

Cette section a montré l'intérêt de tenir compte de la différence de hauteurs entre les deux résonateurs d'une même paire. Ainsi, les réponses en fréquence numériques obtenues sont cohérentes avec les réponses expérimentales et illustrent la sélection modale effectuée par l'orientation de la source par rapport à la paire de résonateurs. Comme cela a été évoqué, les orientations et polarisations des modes obtenus numériquement sont également en accord avec les observations expérimentales pour les cas transverse et diagonal. Il subsiste toutefois des désaccords entre simulations et expériences pour le cas longitudinal, concernant les orientations des modes et les modes sélectionnés par cette orientation.

#### 4.5.2 Ellipticité des piliers

La seconde hypothèse pour expliquer les différences entre simulations numériques et études expérimentales concerne l'ellipticité des résonateurs. Cette hypothèse repose sur deux constats :

- on observe un décalage des fréquences de résonance des deux piliers d'une paire ;
- on obtient expérimentalement des directions de polarisation quelconques ainsi que des états de polarisations quasi-circulaires des piliers alors qu'en simulations numériques, la majeure partie des polarisations sont alignées avec la source et surtout les deux résonateurs suivent toujours la même orientation (hormis dans le cas transverse avec hauteurs identiques, voir section 4.3.2) (on verra dans la partie 4.7 qu'expérimentalement les deux piliers ne suivent pas toujours la même direction de vibration l'un et l'autre).

En ce sens, on décide d'investiguer l'influence de l'ellipticité des piliers et d'observer les conséquences sur les réponses en fréquence et orientations des vibrations des piliers. Pour cela, on garde le même type de paire de piliers que dans le paragraphe précédent puisque c'est avec cette configuration que les résultats expérimentaux corroborent le mieux les résultats numériques. Les résonateurs ont donc une hauteur de  $4,0\ \mu\text{m}$  pour l'un et  $3,9\ \mu\text{m}$  pour l'autre et l'espace entre eux est maintenu constant à  $1,5\ \mu\text{m}$  bord à bord. La base du pilier n'est désormais plus dessinée comme un cercle de diamètre  $4,4\ \mu\text{m}$  mais comme une ellipse avec une différence de 10% entre les longueurs des deux axes orthogonaux : la longueur du plus petit axe est fixée à  $4,4\ \mu\text{m}$  et celle du plus grand axe à  $4,4\ \mu\text{m} + 10\%$ , soit  $4,84\ \mu\text{m}$ . Plusieurs agencements de paires sont étudiés :

- les deux ellipses formant les deux piliers sont orientées de la même façon, avec le grand axe des ellipses parallèle au front d'onde ;
- les deux ellipses formant les deux piliers sont orientées de la même façon, avec le grand axe des ellipses orthogonal au front d'onde ;
- l'un des piliers est orienté suivant un axe et le second est orienté orthogonalement au premier.

On note que beaucoup d'autres cas peuvent être envisagés mais nous nous limitons notamment à ces deux seules orientations d'ellipse, en estimant que, comme l'aiguille est orientée orthogonalement aux peignes (dans le plan  $xy$ ) lors du dépôt au FIB, alors les ellipses (si réellement le pilier est elliptique) seraient orientées suivant cette direction ou orthogonalement. Le troisième cas énuméré paraît en ce sens relativement improbable puisque les dépôts pour les deux résonateurs se font simultanément.

De plus, l'étude numérique se fait uniquement avec une paire de piliers en configuration longitudinale, choix effectué au vu des simulations numériques précédentes qui montrent que le cas longitudinal est le cas où l'on observe le plus de divergences entre simulations et expériences. On fixe la hauteur du pilier le plus proche de la ligne source à  $4,0 \mu\text{m}$  et celle du second résonateur à  $3,9 \mu\text{m}$ . On établit et décrit d'abord les réponses en fréquences puis l'on s'intéresse plus particulièrement aux cartographies des champs de déplacement hors-plan donnant les directions de vibration.

Les réponses en fréquence de chaque pilier, pour les trois cas énumérés précédemment, sont présentées en Figure 4.16(a), 4.16(b) et 4.16(c). Les schémas (pour lesquels l'ellipticité est exagérée) en encarts des graphes illustrent la configuration étudiée. Pour faciliter la comparaison, les réponses en fréquence des piliers circulaires dans la même configuration sont ajoutées en pointillés sur chaque graphique.

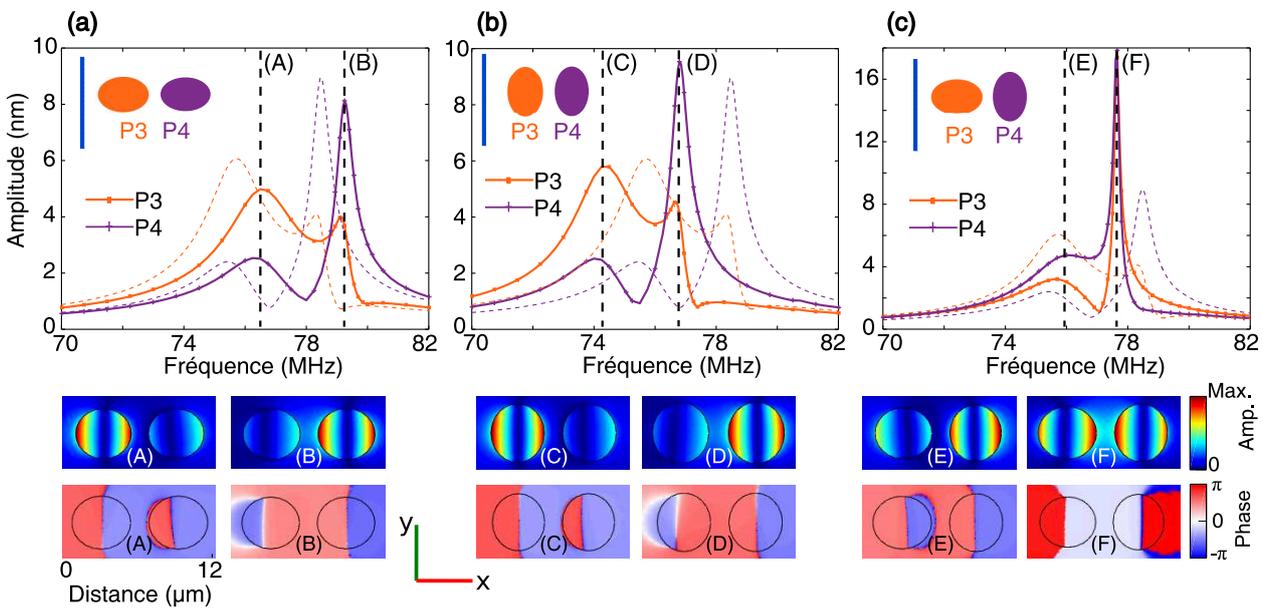


FIGURE 4.16 – **Études numériques de deux piliers elliptiques d'une paire, espacés de  $1,5 \mu\text{m}$ , en configuration longitudinale, pour différentes orientations d'ellipses.** Le pilier le plus proche de la source (P3) a une hauteur de  $4,0 \mu\text{m}$  (courbe orange), le pilier le plus éloigné (P4) a une hauteur de  $3,9 \mu\text{m}$  (courbe en violet). **(a)** Piliers orientés de la même façon avec le grand axe de l'ellipse suivant l'axe  $x$ . **(b)** Piliers orientés de la même façon avec le grand axe de l'ellipse suivant l'axe  $y$ . **(c)** Piliers orientés orthogonalement l'un par rapport à l'autre : plus grand axe du premier suivant  $x$ , plus grand axe du second suivant  $y$ . **(En haut)** Réponses en fréquence de chaque pilier, donnant l'amplitude du déplacement hors-plan au sommet des piliers en fonction de la fréquence. Le cas de piliers circulaires est rappelé en pointillés (en orange pour P3 de hauteur  $4,0 \mu\text{m}$  et en violet pour P4 de hauteur  $3,9 \mu\text{m}$ ). **(En bas)** Cartographies du champ de déplacement hors-plan, en amplitude et en phase, pour différentes fréquences d'intérêt : **(a)**  $f = 76,50 \text{ MHz}$  (A) et  $f = 79,25 \text{ MHz}$  (B); **(b)**  $f = 74,25 \text{ MHz}$  (C) et  $f = 76,80 \text{ MHz}$  (D) et **(c)**  $f = 76,10 \text{ MHz}$  (E) et  $f = 77,65 \text{ MHz}$  (F). Chaque cartographie couvre une zone de  $12,2 \mu\text{m}$  par  $5,8 \mu\text{m}$ .

L'étude montre que lorsque les deux piliers elliptiques sont orientés de la même manière (cas (a) et (b) sur la Figure 4.16), les comportements restent les mêmes que dans le cas de piliers circulaires. Les formes et allures de courbes sont semblables. L'ellipticité des piliers entraîne seulement un décalage en fréquence : comme le montrent les graphes (a) et (b), ce décalage s'effectue vers les hautes fréquences

(décalage de 0,8 MHz environ) quand le plus grand axe des ellipses est dirigé suivant la direction de propagation de l'onde (cas (a)) et vers les basses fréquences (décalage de 1,5 MHz environ) quand le plus grand axe est orthogonal à l'axe de propagation (cas (b)). Ce décalage en fréquence peut s'expliquer par la modification du « diamètre » des résonateurs et donc de leur surface vue par l'onde incidente : l'étude de l'influence du diamètre sur les fréquences de résonance d'un pilier isolé (section 3.4.2) a montré que la différence de fréquence de résonance entre un pilier de diamètre 4,4  $\mu\text{m}$  et un pilier de diamètre 4,8  $\mu\text{m}$  est de 1,7 MHz environ. Dans le cas présent, le fait d'augmenter la longueur de l'un des axes des ellipses modifie la fréquence dans une moindre mesure puisque seul un des axes est modifié (donc la différence de surface est moindre). Toutefois, les valeurs exactes de décalage en fréquence sont à pondérer aussi par le fait que le maillage influe sur les fréquences des résonateurs (voir section 3.4.5) et que pour l'étude de l'ellipticité, le maillage n'est effectivement pas exactement le même d'une configuration à l'autre puisque les géométries sont modifiées. Dans les deux cas, les orientations des modes de vibration sont les mêmes que pour l'étude de résonateurs circulaires : les piliers vibrent suivant l'axe de propagation de l'onde, en phase (premier mode) ou en opposition de phase (second mode). Là non plus, la rotation de 90° entre les orientations du premier et du deuxième mode obtenue expérimentalement n'est pas observée. Le cas des piliers elliptiques orientés orthogonalement l'un par rapport à l'autre (Figure 4.16(c)) diffère des cas précédents : chaque pilier présente toujours deux résonances mais les allures des courbes sont davantage modifiées que dans les cas où les ellipses sont orientées de la même façon. En effet, on constate que l'écart de fréquences entre les deux modes est plus faible que dans les cas précédents et le second mode a une amplitude et un facteur de qualité plus importants. Cela montre que les mécanismes de couplage entre les deux résonateurs dépendent fortement du degré de similitudes entre les résonateurs. Concernant les orientations des modes de vibrations, les cartographies correspondant aux fréquences des deux modes ( $f = 76,10$  MHz pour le premier (E) et  $f = 77,65$  MHz pour le second (F)) montrent que là-encore, les piliers vibrent suivant la direction de propagation de l'onde, en phase (mode (E)) ou en opposition de phase (mode (F)).

Ainsi, la modification la plus significative apportée par l'ellipticité des piliers est obtenue dans le cas où les ellipses sont orientées orthogonalement l'une par rapport à l'autre. Toutefois, les différences se situent essentiellement sur les réponses en fréquence, plutôt que sur les orientations des modes de vibration qui, elles, restent toujours alignées avec la direction de propagation de l'onde source. De plus, cette configuration est la moins probable expérimentalement d'après le procédé de fabrication qui permet de réaliser simultanément les dépôts des deux résonateurs. L'étude permet de conclure que ce n'est pas l'ellipticité qui permet d'obtenir des orientations de modes de vibrations orthogonales à la direction de propagation de l'onde. Les cas d'ellipticité les plus probables (piliers orientés de la même façon) révèlent peu de différences avec le cas de piliers circulaires. Cette ellipticité ne résout pas les divergences entre orientations de vibration expérimentales et numériques. En ce sens, on décide de ne pas prendre en compte une éventuelle ellipticité dans le modèle de simulations pour la suite du travail.

### 4.5.3 Discussion sur les limites du modèle numérique

Les deux paramètres évoqués dans les hypothèses, l'ellipticité des résonateurs et la différence de hauteurs entre les deux résonateurs, permettent d'améliorer la cohérence entre réponses en fréquence expérimentales et numériques (notamment grâce à la prise en compte de la différence de hauteur) mais ne solutionnent pas les différences entre les orientations des modes de vibration des piliers. Ce sont pourtant les paramètres physiques les plus importants, en plus de la rugosité des flancs dont l'impact a déjà été étudié. Il semblerait donc que ce soit le modèle numérique qui présente des limites. En particulier, deux éléments propres aux simulations numériques semblent créer des divergences entre expériences et simulations : le maillage a une influence sur les comportements des résonateurs (voir section 3.4.5) et la ligne source semble forcer les piliers à vibrer suivant la direction de propagation de l'onde. Nous

discutons ici les limites liées à ces deux paramètres.

### **Limites liée au maillage de la structure**

Comme cela a été évoqué dans la partie 3.4.5, la façon de mailler la structure utilisée pour l'analyse numérique fréquentielle influe sur les fréquences de résonance des piliers et donc aussi sur les réponses en fréquence de chaque résonateur d'une paire. En outre, lors de l'étude de piliers couplés, il est important de choisir un maillage tel qu'un certain nombre d'éléments se trouvent entre les deux résonateurs : il est nécessaire que ce nombre d'éléments entre les résonateurs soit maximal afin que les calculs soient les plus précis possibles dans cette zone. Il serait alors confortable qu'au moins dix éléments de maillage séparent les deux piliers. Avec la distance de séparation de  $1,5 \mu\text{m}$  étudiée jusqu'ici, cela impose que les éléments du maillage aient une taille de  $150 \text{ nm}$  au maximum. Un tel maillage a été testé dans la section 3.4.4 ; le temps de calcul pour un pilier isolé pour une fréquence est d'environ 90 minutes, sachant qu'il sera plus important pour une structure avec une paire de piliers. L'étude du couplage entre deux piliers nécessitant des pas en fréquence relativement faibles ( $50 \text{ kHz}$ ) sur une largeur d'une dizaine de mégahertz, un tel maillage impliquerait un temps de calcul de plus de 12 jours pour une seule configuration. Ce temps, en plus de problèmes liés à la mémoire nécessaire pour le calcul, est totalement rédhibitoire. L'étude de tels phénomènes physiques à une échelle très sub-longueur d'onde peut donc s'avérer plus ou moins délicate avec la méthode des éléments finis, pour les raisons évoquées ici. En ce sens, il aurait pu être intéressant de compléter ces simulations avec un modèle analytique pour lequel on s'affranchit de ces considérations de dimensions liées à un maillage. Cette étude analytique pourrait s'appuyer sur un modèle de résonateurs couplés de type masse / ressort, en tenant compte des deux dimensions de l'espace (afin de voir l'influence des deux modes de flexion orthogonaux d'un résonateur cylindrique sur les phénomènes de couplage). Toutefois, un tel modèle, du moins dans sa forme classique, ne permettrait pas la prise en compte de l'influence du vecteur d'onde incident.

### **Limites liée à la source**

En plus des incertitudes liées au maillage, les orientations des modes de vibration obtenues numériquement laissent supposer qu'elles sont fortement influencées par l'orientation de la source et le déplacement qui lui est imposé (déplacement suivant le plan sagittal). Cette source avait été initialement choisie comme telle dans le but de s'apparenter au mieux aux ondes générées par les peignes interdigités, c'est-à-dire d'obtenir un front d'onde droit parallèle aux peignes. Au vu des résultats des simulations numériques, on choisit de tester de nouvelles sources. La première idée consiste à utiliser un point source plutôt qu'une ligne source, afin de ne privilégier aucune direction. Initialement, ces simulations avec point source avaient pour but de décorrélérer l'influence de l'onde source propagative de l'interaction pilier / pilier. En ce sens, le choix de la position du point source s'est porté sur un des deux piliers. Ainsi, un seul des piliers est directement excité et les amplitudes observées sur l'autre pilier, si il y en a, sont uniquement dues à l'excitation du premier pilier et donc au couplage entre les résonateurs. Plusieurs simulations numériques ont donc été effectuées sur des piliers isolés et des paires de piliers, en disposant le point source soit au sommet du pilier (sur un bord de pilier), soit en surface du substrat (à l'interface entre bord du pilier et surface du substrat). Comme avec la ligne source, on impose au point source un déplacement mécanique de  $1 \text{ nm}$  suivant  $z$  (hors-plan) et  $1 \text{ nm}$  suivant l'axe  $x$ . Les résultats montrent alors que cette méthode n'est pas convaincante car le fait d'imposer un déplacement en un point du pilier force aussi une direction de vibration, comme avec la ligne source. Une seconde alternative a donc été essayée : elle consiste à exciter un ou les deux piliers suivant son (leur) mode propre. Pour cela, on effectue une première simulation avec la ligne source ; on utilise ensuite la forme du mode obtenue comme source pour une seconde simulation. Plus concrètement, on enregistre les déplacements en quatre points

du sommet du résonateur et l'on utilise ces déplacements comme source pour la simulation finale. Ainsi, de cette façon, la source utilisée correspond à la vibration « naturelle » du résonateur. Ces simulations présentent toutefois un inconvénient au niveau de la durée de calcul : d'abord il est nécessaire d'effectuer deux simulations (une première avec la ligne source et ensuite une seconde avec les déplacements en quatre points du résonateur) et surtout, le déplacement mécanique de la deuxième simulation varie pour chaque fréquence. Nous sommes alors contraint de modifier la source pour chaque fréquence et donc de réitérer la simulation pour chaque fréquence. Le temps considérable pris pour effectuer une telle simulation nous oblige à limiter notre étude à quelques configurations de paires de piliers seulement. Deux d'entre elles sont décrites ci-dessous.

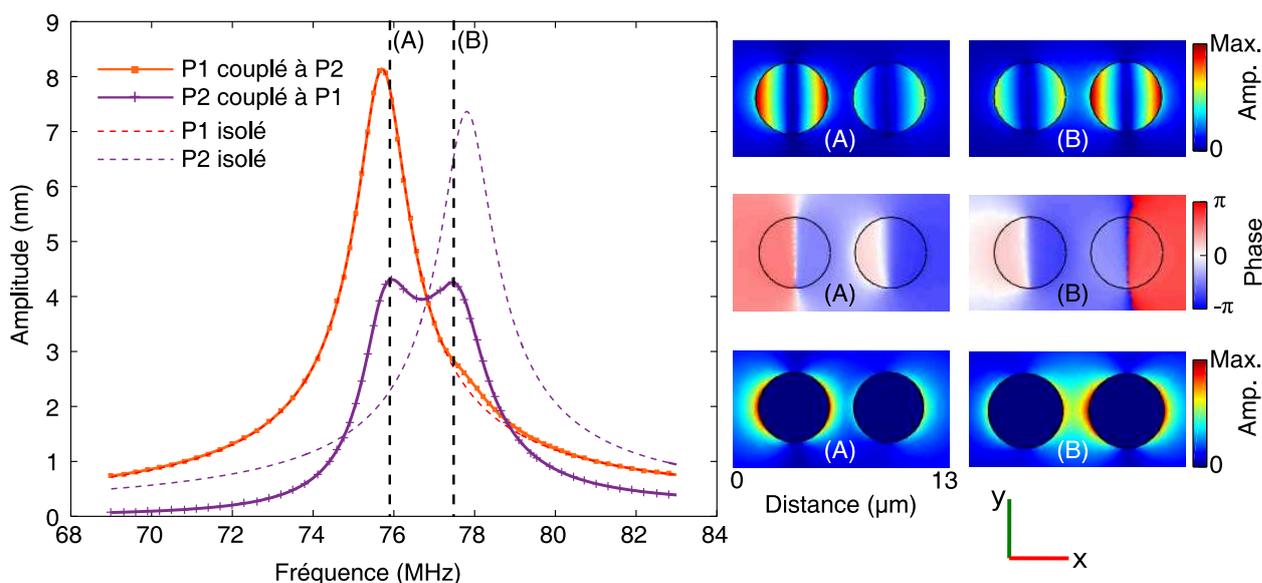


FIGURE 4.17 – **Étude numérique de deux piliers d'une paire, espacés de 1,5 µm, en configuration longitudinale, excités grâce à la vibration du pilier P1.** Le pilier le plus proche de la source (P1) a une hauteur de 4,0 µm (courbe orange), le pilier le plus éloigné (P2) a une hauteur de 3,9 µm (courbe en violet). **(A gauche)** Réponses en fréquence des deux piliers couplés (P1 en orange, P2 en violet). En pointillés : réponses en fréquence de chaque pilier pris individuellement (P1 en rouge, P2 en violet). **(A droite)** Cartographies des champs de déplacement hors-plan pour deux fréquences d'intérêt :  $f = 75,95$  MHz (A) et  $f = 77,45$  MHz (B); **en haut** : cartographies de l'amplitude ( $|u_z|$ ), **au milieu** : cartographies de la phase et **en bas** : cartographies de l'amplitude en surface du substrat uniquement. Les cartographies couvrent chacune une zone de 13 µm par 7 µm.

On choisit de présenter le cas de la paire de piliers espacés de 1,5 µm en configuration longitudinale puisque c'est celui pour lequel il subsiste des divergences avec les mesures expérimentales. On fixe la hauteur du premier pilier à 4,0 µm et celle du deuxième à 3,9 µm parce que c'est avec ces hauteurs que les réponses en fréquence numériques s'approchent le plus des réponses expérimentales. Un premier essai a été réalisé en utilisant comme source les déplacements des deux piliers de la paire : on effectue séparément l'analyse fréquentielle des deux piliers isolés excités par la ligne source et l'on enregistre les déplacements (suivant les trois axes  $x$ ,  $y$  et  $z$ ) en 4 points de chacun des piliers ; ces 8 déplacements ainsi obtenus sont exploités comme source pour la seconde simulation. Cet essai n'est pas convaincant : la simulation finale ne montre aucune interaction entre les deux résonateurs, la réponse en fréquence de chaque pilier est quasiment identique à la réponse obtenue avec la première simulation (pilier isolé excité par une source linéaire). Un second essai consiste à utiliser comme source les déplacements d'un

seul des deux piliers. On utilise donc les déplacements en 4 points du pilier P1 comme source pour exciter la paire de résonateurs. Les réponses en fréquence ainsi obtenues sont présentées en Figure 4.17; comme auparavant, elles sont obtenues par extraction de la valeur maximale du module du déplacement hors-plan en surface de chaque pilier. Pour faciliter la comparaison, les réponses en fréquence des deux piliers étudiés séparément (piliers isolés) sont ajoutées en pointillés sur le graphe. Les réponses en fréquence montrent que le pilier P1 (qui est utilisé comme source) se comporte comme un pilier isolé : sa réponse en fréquence est quasiment identique à celle obtenue avec la ligne source pour le pilier pris individuellement (courbe orange superposée à la courbe rouge). On retrouve ainsi les mêmes difficultés que lors de l'étude numérique précédente (en prenant comme source les déplacements de deux piliers). Cela peut s'expliquer par le fait que l'on impose délibérément à ce pilier un déplacement typique de la résonance de ce pilier seul, c'est-à-dire qu'on le force à vibrer de cette façon. Il ne peut donc pas se comporter différemment d'un pilier isolé. Le fait d'imposer un tel déplacement en quatre points de sa surface ne permet pas d'observer une éventuelle rétroaction, due à l'interaction avec le second pilier de la paire. La seule différence entre la réponse de ce pilier (servant de source) et du même pilier pris individuellement se situe au niveau de la fréquence propre du pilier P2 (proche de  $f = 77,80$  MHz), où l'on constate une très légère augmentation des amplitudes. En revanche, la réponse en fréquence du second pilier met en évidence une excitation du pilier : on constate la présence de deux modes d'amplitudes non négligeables. Le premier de ces modes apparaît à une fréquence proche de la fréquence de résonance du pilier P1 (supérieure de quelques dizaines de kilohertz) : les déplacements de P1 étant maximaux à sa fréquence de résonance, ils permettent d'émettre une onde de forte amplitude (comparativement aux amplitudes émises aux fréquences hors-résonance) et ainsi favoriser l'excitation du pilier P2. Le second mode apparaît à une fréquence proche de la fréquence de résonance du pilier P2 pris individuellement (inférieure de quelques dizaines de kilohertz). Concernant les orientations des modes, les cartographies du champ de déplacement hors-plan aux fréquences correspondant aux deux modes ( $f = 75,95$  MHz et  $f = 77,45$  MHz), présentées en Figure 4.17, montrent que les deux piliers vibrent suivant la même direction pour les deux modes. C'est également le cas pour d'autres fréquences typiques, non présentées ici. On n'observe donc toujours pas de rotation de  $90^\circ$  d'un mode à l'autre. En fait, cette méthode de simulations est inefficace car les premières simulations avec la source linéaire imposent aux piliers (isolés) de vibrer suivant la direction de propagation, à l'instar de ce qui a été observé en section 3.4.1. Ainsi, le pilier servant de source pour la simulation finale se comporte de la même façon que lors de l'étude avec une ligne source. Cette tentative de simulation montre toutefois qu'en excitant un seul des deux piliers, le second pilier de la paire entre en vibration et présente des résonances. Cela prouve donc le couplage entre les deux résonateurs (et l'interaction entre eux, comme on peut le constater sur la cartographie de la surface du substrat en Figure 4.17 pour  $f = 77,45$  MHz) mais ne résout pas le problème concernant les divergences d'orientations des modes de vibration entre expériences et simulations.

Des études numériques de recherche de valeurs propres ont aussi été réalisées avec des paires de résonateurs mais cette méthode de recherche ne permet pas non plus la prise en compte de l'influence du vecteur d'onde incident. Il faut toutefois rappeler que les simulations numériques telles que présentées dans ce manuscrit ne prennent pas en compte la dissipation et d'éventuelles non-linéarités des matériaux. L'introduction de ces deux propriétés dans les modèles numériques pourrait permettre de mieux retranscrire numériquement les comportements (caractères vectoriels en particulier) observés expérimentalement.

## 4.6 Conclusion intermédiaire

Les résultats obtenus jusqu'ici dans ce chapitre démontrent la présence de couplage entre deux piliers espacés de  $1,5 \mu\text{m}$ . Ce couplage se manifeste par une séparation en plusieurs modes (deux ou trois selon

la configuration) et des résonances avec des facteurs de qualité accrus par rapport à la résonance d'un pilier isolé. Les différents modes présentent des orientations diverses ; les résonateurs vibrent parfois en phase, parfois en opposition de phase. Malgré les limites du modèle numérique qui rendent difficile et incertaine l'étude systématique d'une plus large gamme de configurations de paires de résonateurs, les différentes observations, numériques et expérimentales, permettent d'établir une analogie entre ce mécanisme de couplage et celui observé pour les dimères plasmoniques, par exemple. Les piliers vibrent en effet suivant des modes de flexion, qui permettent ainsi de les comparer à des dipôles. La possibilité d'effectuer une sélection de modes, grâce à l'orientation de la source par rapport à la paire de résonateurs, a été prouvée expérimentalement et numériquement. Les comparaisons entre résultats expérimentaux et réponses numériques montrent qu'il semble exister une légère différence de hauteur entre les deux piliers fabriqués (d'environ 3% de la hauteur des résonateurs maximum) : en effet, les réponses expérimentales ressemblent davantage aux réponses numériques de paires de piliers avec hauteurs différentes de 100 nm qu'aux réponses de paires avec piliers identiques. Après avoir étudié l'influence du vecteur d'onde incident, nous cherchons à investiguer l'influence de la distance séparant les piliers qui jusqu'alors était fixée à 1,5  $\mu\text{m}$ .

## 4.7 Influence de la distance de séparation

On étudie dans cette section une autre manière de modifier les mécanismes de couplage entre les deux résonateurs d'une paire. Après avoir vu l'impact de l'orientation de la paire, on analyse maintenant l'influence de la distance séparant les deux résonateurs. Pour cela, des paires de piliers avec un espacement de 6  $\mu\text{m}$  entre les piliers (bord à bord) sont réalisées et caractérisées. Les dimensions des résonateurs sont toujours les mêmes : hauteur d'environ 4,0  $\mu\text{m}$  et diamètre de 4,4  $\mu\text{m}$ . Une image obtenue au microscope électronique d'une telle paire de piliers est donnée en Figure 4.18. Le choix de cette distance de séparation est effectué à la lumière de ce qui a été observé lors de l'étude expérimentale de piliers isolés (voir section 3.5.6) : les travaux de l'équipe (référence [160]) ont en effet mis en évidence le fait que l'énergie élastique émise par un pilier isolé (de diamètre et hauteur proche de 4  $\mu\text{m}$ ) pouvait s'observer jusqu'à une distance d'environ 6  $\mu\text{m}$  depuis le bord du résonateur. Au-delà, l'amplitude de l'énergie est plus faible que l'amplitude de l'onde de surface émise. La distance 6  $\mu\text{m}$  semble donc être la distance limite de réémission d'énergie par le pilier.

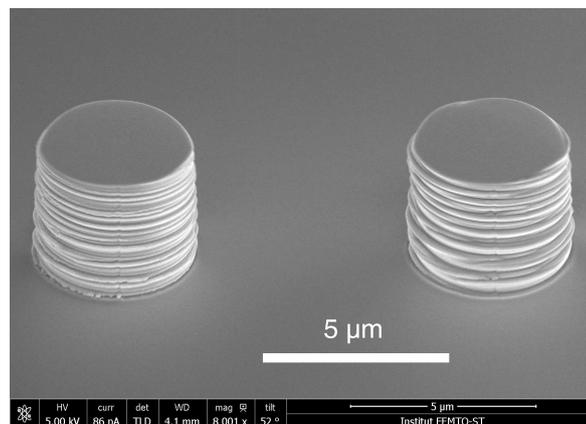


FIGURE 4.18 – Image au microscope électronique à balayage (MEB) d'une paire de piliers déposés par IBID, de hauteur 3,7  $\mu\text{m}$  et de diamètre 4,4  $\mu\text{m}$ , à l'issue des étapes de croissance et polissage. La distance séparant les deux piliers est de 6,0  $\mu\text{m}$ .

Au vu des conclusions de la première partie de ce chapitre, nous nous appuyons davantage sur des études expérimentales que numériques. En effet, le fait de modifier la distance entre les deux résonateurs signifie que la seule partie de la structure qui est modifiée est la zone entre les deux résonateurs, zone qui justement posait problème pour le maillage. Pour comparer sans ambiguïté les simulations numériques des paires avec un écartement de  $6\ \mu\text{m}$  entre les piliers avec celles faites avec un écartement de  $1,5\ \mu\text{m}$ , il faudrait pouvoir s'assurer que le nombre d'éléments entre les deux piliers est suffisamment important. Si le nombre d'éléments est faible (ce qui est le cas ici car inférieur à 10 éléments), alors cela implique que d'un point de vue structurel, il y a très peu de différences entre les deux paires. Ainsi les comparaisons des simulations numériques entre elles (écartements de  $1,5\ \mu\text{m}$  et de  $6\ \mu\text{m}$ ) seront émises avec certaines réserves, en connaissance des limites du modèle évoquées précédemment.

D'abord, les résultats des investigations expérimentales sont présentés dans une première partie, puis nous étudions numériquement les mêmes configurations dans un second temps. Seules les configurations transverse et longitudinale sont testées expérimentalement avec cet écartement. Les dispositifs expérimentaux sont réalisés avec le même procédé de fabrication que les paires étudiées auparavant ; les méthodes de caractérisations expérimentales demeurent identiques. Les conditions de simulation sont également les mêmes (avec source linéaire).

#### 4.7.1 Caractérisations expérimentales

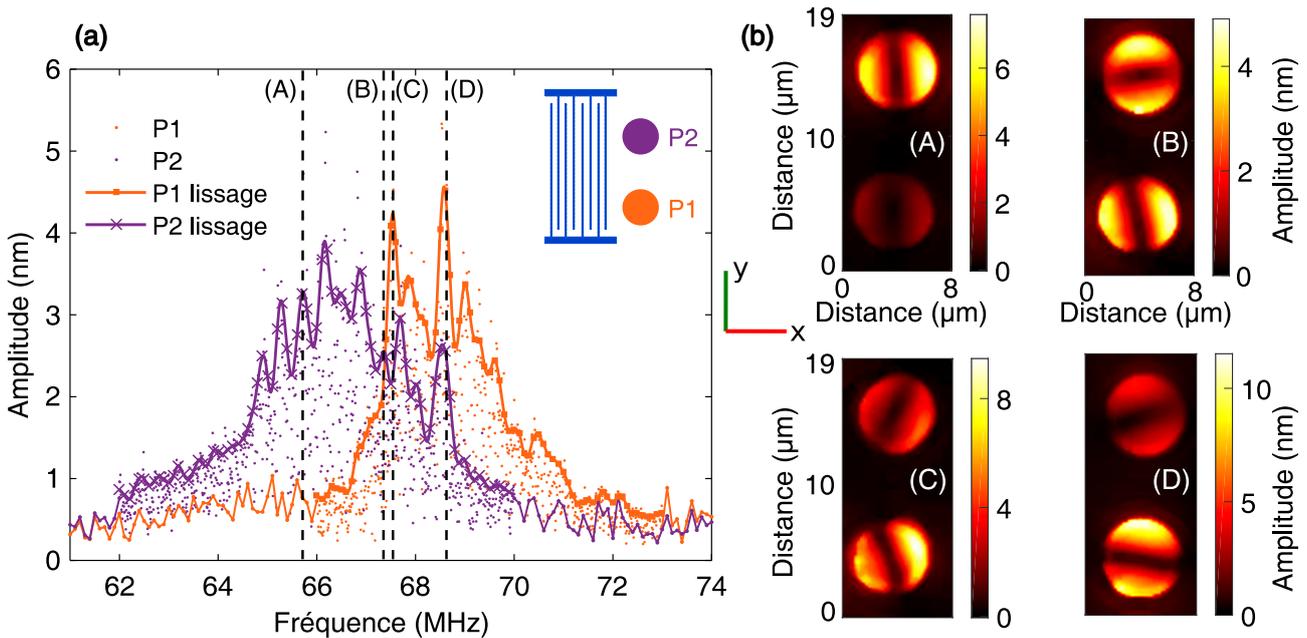


FIGURE 4.19 – **Paire de piliers en configuration transverse.** (a) Réponses en fréquence expérimentales des deux piliers espacés de  $6,0\ \mu\text{m}$ . (b) Cartographies correspondantes de l'amplitude du champ de déplacement hors-plan en surface des piliers pour 4 fréquences d'excitation d'intérêt :  $65,73\ \text{MHz}$  (A),  $67,37\ \text{MHz}$  (B),  $67,53\ \text{MHz}$  (C) et  $68,53\ \text{MHz}$  (D). Les cartographies couvrent une zone de  $8\ \mu\text{m}$  par  $19\ \mu\text{m}$  avec un pas spatial de  $200\ \text{nm}$ .

Les réponses en fréquence obtenues expérimentalement sont données en Figure 4.19(a) pour la paire en configuration transverse et en Figure 4.20(a) pour la paire en configuration longitudinale. Les courbes révèlent des allures se rapprochant de la réponse en fréquence d'un pilier isolé de mêmes dimensions. Pour s'en convaincre, les courbes lissées d'un pilier de chaque paire sont retracées sur le graphique de

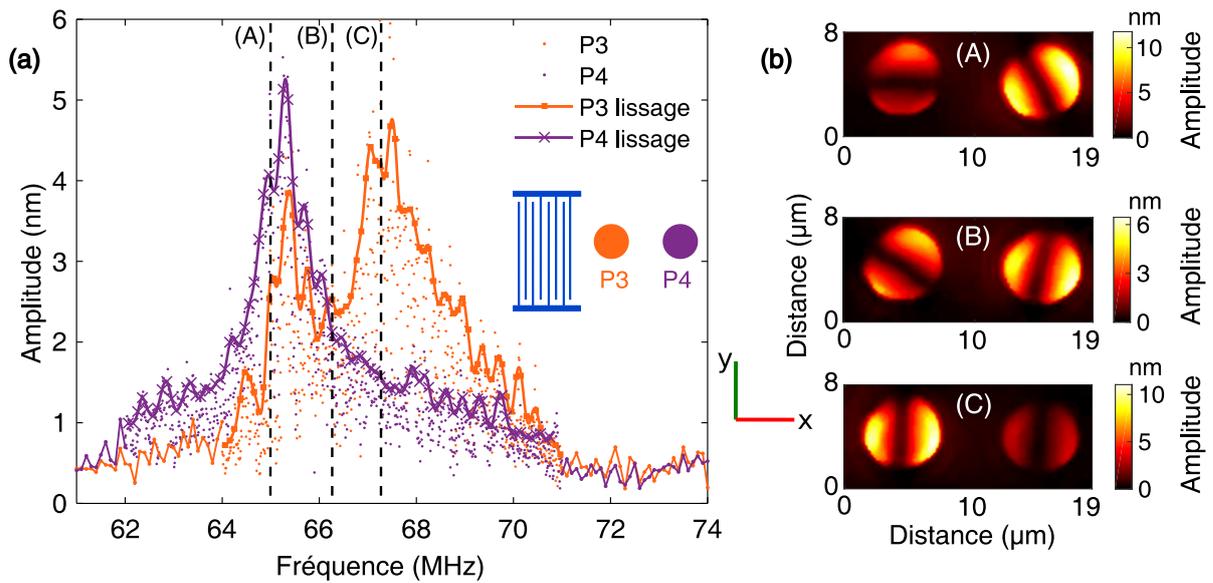


FIGURE 4.20 – **Paire de piliers en configuration longitudinale.** (a) Réponses en fréquence expérimentales des deux piliers espacés de 6,0 µm. (b) Cartographies correspondantes de l'amplitude du champ de déplacement hors-plan en surface des piliers pour 4 fréquences d'excitation d'intérêt : 64,99 MHz (A), 66,26 MHz (B) et 67,26 MHz (C). Les cartographies couvrent une zone de 19 µm par 8 µm avec un pas spatial de 200 nm.

la Figure 4.21 et l'on y superpose la réponse du pilier isolé obtenue dans le chapitre 3 (on décale cette réponse de façon à ce que les fréquences de résonance des différents piliers soient superposées). La comparaison des deux courbes montrent que l'enveloppe des réponses des piliers des paires considérées ici suit la même tendance que celle du résonateur isolé ; les facteurs de qualité de ces enveloppes sont relativement proches.

On peut tout de même attester de la présence d'interactions entre les deux piliers d'une paire en s'appuyant notamment sur la séparation en plusieurs modes que l'on voit clairement sur la réponse du pilier P1 du cas transverse (courbe orange de la Figure 4.19(a) où l'on constate un mode pour  $f = 67,53$  MHz et un second pour  $f = 68,53$  MHz) et sur celle du pilier P3 du cas longitudinal (courbe orange de la Figure 4.20(a) où l'on observe un pic à  $f = 65,25$  MHz et un autre autour de  $f = 67,26$  MHz). Si cette séparation en plusieurs modes est moins évidente sur les deux autres piliers, les cartographies des champs de déplacement hors-plan permettent de confirmer le couplage entre les piliers. Pour le cas transverse par exemple, les cartographies montrent que l'on observe les deux modes de vibration orthogonaux pour chacun des deux piliers : pour la fréquence  $f = 65,73$  MHz (cartographie nommée (A) sur la Figure 4.19(b)) le pilier P2 vibre suivant un mode de flexion dont la vibration est dans le sens de propagation de l'onde (ligne nodale parallèle aux peignes interdigités) puis, pour  $f = 67,37$  MHz (cartographie nommée (B)) on observe le mode dégénéré du premier, c'est-à-dire que le pilier vibre cette fois suivant la direction orthogonale à celle du premier mode. Ces deux premières cartographies prouvent que le résonateur présente plusieurs modes, au contraire d'un résonateur unique, et confirme ainsi la présence d'interactions avec le second pilier de la paire. Ce second pilier a un comportement similaire : il vibre d'abord suivant une direction (proche de la direction de propagation) (cartographie (C)) puis suivant la direction orthogonale à cette dernière (cartographie (D)). De plus, la cartographie (B) obtenue pour la fréquence d'excitation correspondant au croisement des deux réponses en fréquence fait apparaître un autre phénomène : les deux piliers vibrent suivant des directions orthogonales l'une par rapport à l'autre à cette fréquence.

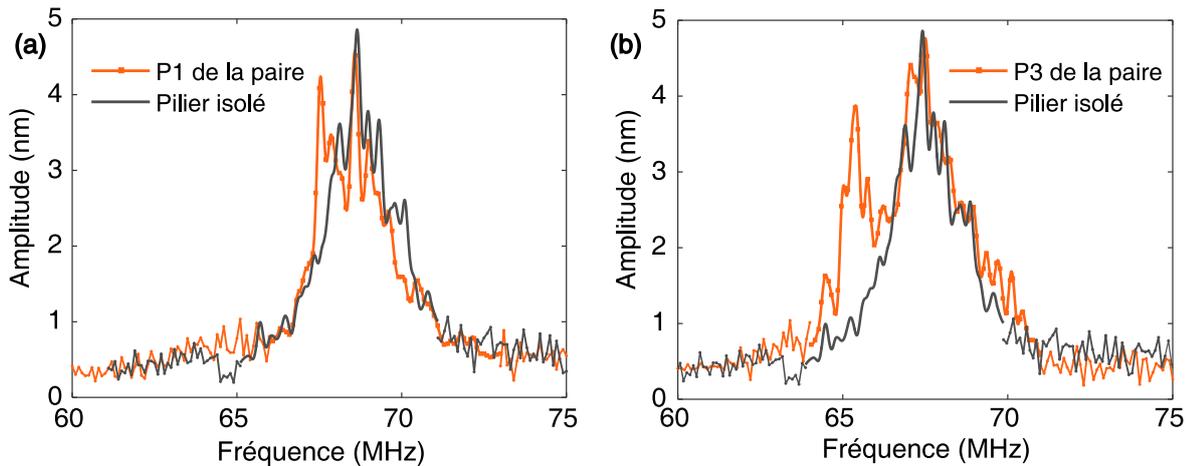


FIGURE 4.21 – **Superposition de réponses en fréquence de piliers d’une paire avec celle d’un pilier isolé.** (a) Réponse en fréquence expérimentale du pilier P1 de la paire en configuration transverse (avec écartement de 6,0 µm) superposée à la réponse en fréquence expérimentale d’un pilier isolé de mêmes dimensions. (b) Réponse en fréquence expérimentale du pilier P3 de la paire en configuration longitudinale (avec écartement de 6,0 µm) superposée à la réponse en fréquence expérimentale d’un pilier isolé de mêmes dimensions. Le pas en fréquence de la partie centrale des réponses est de 10 kHz ; les courbes des parties centrales des réponses sont obtenues après filtrage et lissage des valeurs mesurées. Le pas en fréquence des parties extérieures des réponses est de 100 kHz ; dans ces zones, les courbes sont dessinées en reliant les valeurs mesurées consécutives.

Cette caractéristique d’un anti-croisement de modes est typique d’un couplage mécanique entre deux résonateurs. Ainsi, on peut conclure de ces observations que les deux piliers espacés de 6 µm sont couplés et que ce couplage ne se manifeste plus de la même manière que dans le cas de piliers espacés de 1,5 µm. En fait, pour cet espacement plus important, le couplage s’apparente à un couplage de type mécanique (par la surface du substrat) au contraire du cas d’espacement de 1,5 µm où le couplage a été assimilé à un couplage entre dipôles. Même si les comportements sont moins clairs, les cartographies du cas longitudinal présentent les mêmes caractéristiques que la paire transverse : on remarque par exemple, que le pilier P3 présente deux modes dont les directions respectives sont orthogonales l’une par rapport à l’autre (cartographies (A) et (C) de la Figure 4.20(b)), ainsi qu’une orthogonalité entre les modes des deux piliers à la fréquence  $f = 66,26$  MHz (cartographie (B)). Les similitudes entre les deux configurations, transverse et longitudinale, montrent que pour ce régime de couplage, l’orientation de la source d’ondes par rapport à la paire de résonateurs semble ne plus avoir d’influence : dans les deux cas, on constate une séparation de la réponse en fréquence suivant les deux modes dégénérés du mode de flexion du pilier (premier mode suivant une direction et second mode suivant la direction orthogonale à celle du premier) et l’on observe une orthogonalité entre les deux directions de vibration des piliers à la fréquence pour laquelle les deux courbes se croisent (fréquence pour laquelle les deux piliers vibrent avec des amplitudes de déplacement quasiment identiques).

Pour résumer, le fait de modifier la distance de séparation entre les deux résonateurs permet d’observer deux régimes de couplages différents : un régime de couplage fort lorsque la distance est plus faible, qui s’apparente à un couplage entre deux dipôles, et un régime de couplage plus faible de type couplage mécanique, lorsque l’écartement entre les piliers est plus important. Ce couplage mécanique est permis par la surface qui supporte les deux résonateurs. En ce sens, il peut être intéressant d’investiguer le com-

portement de cette surface afin d'observer l'impact de l'interaction entre les résonateurs sur cette surface. Quelques résultats de cette investigation sont présentés dans la section 4.7.3, après l'étude numérique de ce type de paires de résonateurs.

#### 4.7.2 Etude numérique

L'étude numérique des mêmes paires de piliers (écartement de  $6\ \mu\text{m}$ ) est effectuée ici. Comme cela a été évoqué précédemment, les conclusions des résultats des présentes simulations doivent être pondérées par les limites du modèle numérique utilisé. Au vu des études de la première partie du chapitre, nous considérons des piliers cylindriques circulaires (pas d'ellipticité) et une différence de hauteur de  $100\ \text{nm}$  entre les deux piliers d'une paire.

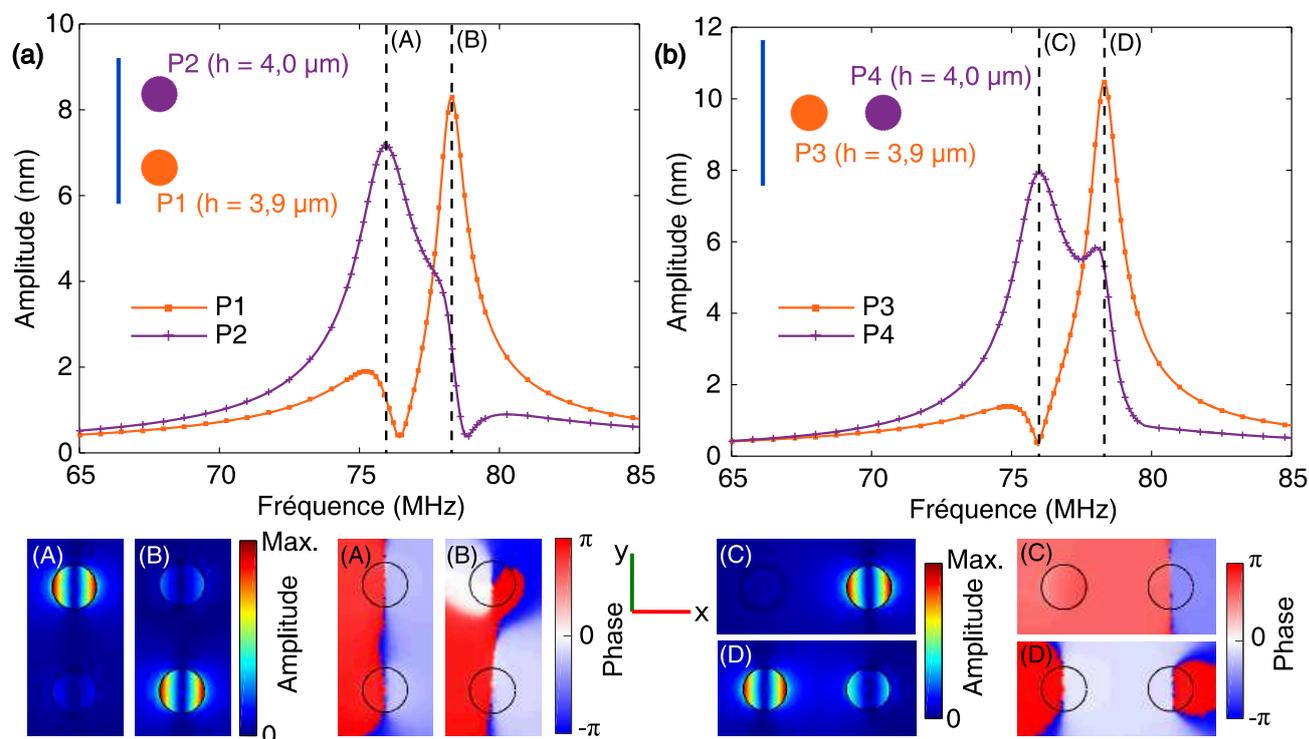


FIGURE 4.22 – **Etude numérique de paires de piliers avec espacement de  $6,0\ \mu\text{m}$  entre les deux piliers.** (En haut) Réponses en fréquence de chaque pilier. (En bas) Cartographies des champs de déplacement hors-plan, en amplitude et en phase, pour certaines fréquences d'intérêt. (a) **Paire de piliers en configuration transverse.** Le pilier P1 a une hauteur de  $3,9\ \mu\text{m}$  et le pilier P2 a une hauteur de  $4,0\ \mu\text{m}$ . Cartographies des champs de déplacement hors-plan obtenues pour  $f = 75,95\ \text{MHz}$  (A) et  $f = 78,30\ \text{MHz}$  (B). Ces cartographies couvrent une surface de  $9,5\ \mu\text{m}$  par  $20\ \mu\text{m}$ . (b) **Paire de piliers en configuration longitudinale.** Le pilier P3 (le plus proche de la source) a une hauteur de  $3,9\ \mu\text{m}$  et le pilier P4 (le plus éloigné) a une hauteur de  $4,0\ \mu\text{m}$ . Cartographies des champs de déplacement hors-plan obtenues pour  $f = 76,00\ \text{MHz}$  (C) et  $f = 78,30\ \text{MHz}$  (D). Ces cartographies couvrent une surface de  $20\ \mu\text{m}$  par  $9,5\ \mu\text{m}$ .

Les réponses en fréquence des deux piliers sont représentées en Figure 4.22(a) pour la configuration transverse et en Figure 4.22(b) pour la configuration longitudinale. Les différentes courbes se rapprochent davantage des réponses en fréquence numériques obtenues pour le pilier isolé que les courbes obtenues numériquement avec les précédentes paires (écartement de  $1,5\ \mu\text{m}$ ). On peut tout de même affirmer la présence d'interactions entre les deux piliers pour chacune des paires car chaque courbe présente deux

résonances (deux maximums locaux), ce qui n'est pas le cas pour un pilier isolé. En revanche, les facteurs de qualité des différents modes sont moins élevés que ceux obtenus avec la paire dont l'écartement est plus faible ( $1,5 \mu\text{m}$ ) ; ils sont plus proches de ceux obtenus pour un pilier isolé de mêmes caractéristiques : de l'ordre de 48 pour la deuxième résonance de P3, environ 18 pour la première résonance de P1 ou encore de l'ordre de 50 pour la seconde résonance de P1 (calculés comme le rapport de la fréquence de résonance par la largeur à mi-hauteur de la résonance). Il semblerait donc que le couplage est plus faible pour cet écartement de  $6 \mu\text{m}$  qu'il ne l'était pour les paires avec un écartement de  $1,5 \mu\text{m}$ . Par ailleurs, les résonances des modes nommés (A) et (B) de la paire en configuration transverse apparaissent aux mêmes fréquences que les modes (C) et (D) de la paire en configuration longitudinale. Cela laisse supposer que l'orientation de la source a moins d'influence sur les mécanismes de couplage pour cet écartement de  $6 \mu\text{m}$ , que pour le cas d'écartement de  $1,5 \mu\text{m}$  où les simulations numériques (comme les mesures expérimentales) montrent une sélection de modes par l'orientation de la source (voir section 4.5.1). L'étude numérique d'une paire de piliers écartés de  $6 \mu\text{m}$  en configuration diagonale confirme cela : comme le montrent les réponses en fréquence des piliers de cette paire (Figure 4.23), les deux modes de chacun des deux piliers apparaissent aussi aux mêmes fréquences que celles obtenues pour les deux précédentes configurations (longitudinale et transverse). Ces remarques concernant la moindre influence du vecteur d'onde incident sont en accord avec les observations faites avec les mesures expérimentales.

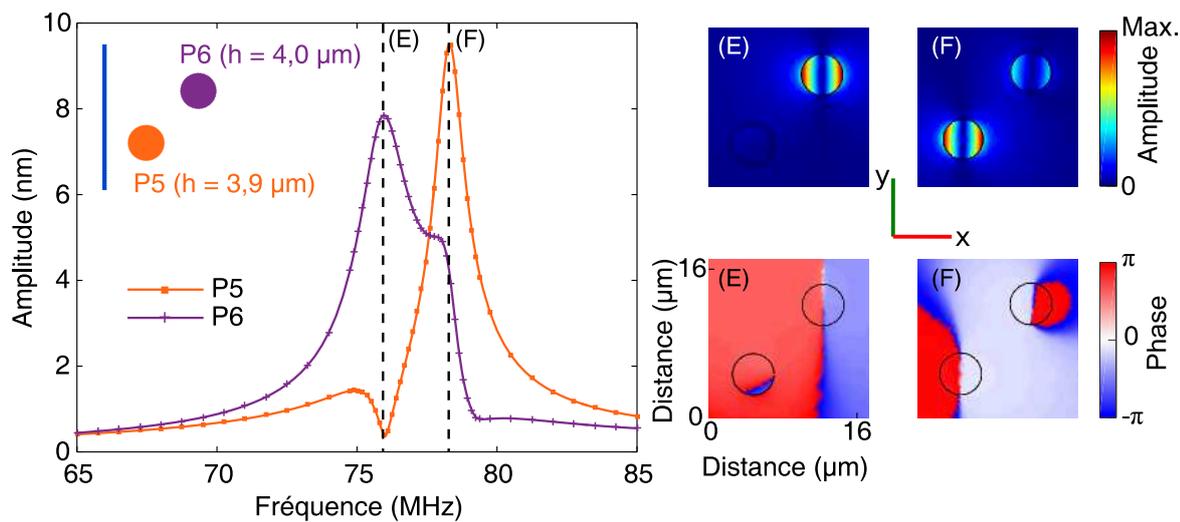


FIGURE 4.23 – **Étude numérique d'une paire de piliers, avec espacement de  $6,0 \mu\text{m}$  entre les deux piliers, en configuration diagonale.** Le pilier P5 (le plus proche de la source) a une hauteur de  $3,9 \mu\text{m}$  et le pilier P6 a une hauteur de  $4,0 \mu\text{m}$ . (A gauche) Réponses en fréquence de chaque pilier. (A droite) Cartographies des champs de déplacement hors-plan, en amplitude et en phase, pour deux fréquences d'intérêt :  $f = 75,95 \text{ MHz}$  (E) et  $f = 78,30 \text{ MHz}$  (F). Ces cartographies couvrent une surface de  $16,5 \mu\text{m}$  par  $16,5 \mu\text{m}$ .

Cependant, les divergences entre études numériques et expérimentales subsistent pour les orientations des modes de vibration des résonateurs. En effet, les cartographies des champs de déplacement hors-plan, en amplitude et en phase (Figure 4.22(a) et (b)), pour les configurations transverse et longitudinale respectivement, ne font pas apparaître d'orientations orthogonales entre les deux piliers pour une même fréquence, comme cela a été observé expérimentalement. De plus, comme pour les études numériques avec un écartement de  $1,5 \mu\text{m}$  entre les deux résonateurs, les présentes cartographies numériques révèlent que les piliers vibrent toujours suivant la direction de propagation de l'onde, soit en phase (premier mode), soit en opposition de phase (second mode).

Ainsi, les simulations numériques des paires avec écartement de 6,0  $\mu\text{m}$  présentent les mêmes accords et désaccords avec les mesures expérimentales que lors de l'étude des paires avec écartement de 1,5  $\mu\text{m}$  : les phénomènes observés grâce aux réponses en fréquence sont relativement cohérents (nombre de modes, comparaison des configurations) mais les orientations des modes de vibration semblent forcées par la source numérique et diffèrent des polarisations obtenues expérimentalement. Toutefois, les comparaisons des simulations numériques entre elles (écartement de 6,0  $\mu\text{m}$  et écartement de 1,5  $\mu\text{m}$ ) conduisent aux mêmes conclusions qu'expérimentalement : on semble observer deux régimes de couplage différents et l'orientation de la source semble ne plus avoir d'influence dans le cas du régime de couplage plus faible (écartement de 6,0  $\mu\text{m}$ ).

Il pourrait être intéressant de connaître l'écartement limite (distance séparant les deux piliers) pour lequel le régime de couplage change. Une étude numérique pour différentes distances de séparation pourrait permettre d'évaluer cette distance limite. Cette étude nécessiterait d'abord d'étudier les trois configurations puisque c'est en partie l'influence du vecteur d'onde incident qui permet de différencier les deux types de couplage. Toutefois, l'estimation de la distance limite pourrait s'avérer compliquée au vu des limites du modèle numérique, notamment du point de vue des orientations des modes de vibration. De plus, l'influence de l'écart de hauteur entre les deux résonateurs rendrait l'estimation de la distance encore moins évidente. De la même façon, une étude numérique permettant de déterminer la distance limite de couplage entre deux résonateurs (distance de séparation limite entre piliers couplés par un couplage mécanique et piliers isolés) se heurterait aux mêmes difficultés et limites.

### 4.7.3 Comportements en surface du substrat

#### Remarques sur la méthodologie de mesures

La caractérisation expérimentale de la surface du substrat peut être effectuée de façon confortable pour les paires de piliers étudiées dans cette section. En effet, l'espace entre les deux résonateurs est suffisamment important pour permettre d'effectuer des mesures interférométriques, avec la sonde hétérodyne utilisée durant la thèse, entre les deux piliers sans être gêné par la présence de ces piliers. En fait, l'écartement de 6  $\mu\text{m}$  entre les deux piliers est suffisamment grand par rapport à la taille du spot laser (diamètre de 650 nm environ); ainsi il est possible de mesurer le déplacement hors-plan en surface du substrat sans que le spot laser ne touche les piliers et ne conduise alors à des mesures aberrantes. Ces mesures sont moins évidentes à mettre en œuvre pour le cas de piliers espacés de 1,5  $\mu\text{m}$  pour les raisons que l'on évoque dans le paragraphe suivant.

Comme cela a été justifié pour le cas des piliers isolés (voir section 3.5.6), les cartographies des champs de déplacement en surface du substrat sont généralement effectuées avec un pas spatial de 500 nm (plutôt que 200 nm) afin de couvrir une plus large zone dans un temps raisonnable. Ici, les cartographies en surface sont généralement réalisées sur une surface de 30  $\mu\text{m}$  par 30  $\mu\text{m}$  (cartographies de l'amplitude), ou 35  $\mu\text{m}$  par 35  $\mu\text{m}$  (cartographie de la phase). Il est par ailleurs nécessaire de limiter l'échelle de couleurs pour observer correctement les amplitudes en surface. Ainsi, les amplitudes sur le pilier ne sont pas interprétables car l'échelle est saturée (et la distance focale est réglée de façon à ce que la mise au point soit effectuée sur la surface du substrat et non sur le pilier). De plus, contrairement aux cartographies en surface des résonateurs, on n'applique pas de filtre médian ici pour éviter que les amplitudes du pilier (supérieures à celles mesurées en surface du substrat) ne faussent les valeurs d'amplitude mesurées en surface du substrat.

### Taille effective du faisceau laser et mesures en surface du substrat

Comme cela a été évoqué auparavant, l'espacement de 1,5  $\mu\text{m}$  entre les deux piliers d'une paire est insuffisant pour permettre des mesures en surface du substrat entre ces deux résonateurs. En effet, lorsque l'on règle la distance focale sur la surface du substrat, la surface des piliers n'est plus focalisée et ainsi leur image se trouve diffuse sur l'image de la caméra. L'estimation de la taille effective du faisceau laser à partir des équations donnant la largeur d'un faisceau gaussien (se propageant le long d'un axe) permet d'illustrer cela. Cette équation permet de calculer la largeur (le rayon  $w$ ) du faisceau laser le long de son axe de propagation, en fonction de son rayon minimal  $w_0$  atteint au point d'origine, et est définie comme suit :

$$w(z) = w_0 \sqrt{1 + \left(\frac{z}{z_R}\right)^2}, \quad (4.1)$$

où  $z$  correspond à la distance le long de l'axe entre le point d'origine et le point considéré et  $z_R$  désigne la distance de Rayleigh définie ainsi :

$$z_R = \pi \frac{w_0^2}{\lambda}, \quad (4.2)$$

$\lambda$  étant la longueur d'onde du faisceau gaussien considéré, en l'occurrence la longueur d'onde du faisceau laser de la sonde hétérodyne (633 nm).

Ainsi, dans notre cas, en réalisant la mise au point de la distance focale sur la surface du substrat, on estime que la largeur minimale du faisceau (650 nm) est obtenue en  $z = 0$ , cette coordonnée représentant la surface du substrat. On peut alors estimer la largeur du faisceau laser en  $z = 4 \mu\text{m}$ , ce qui correspond approximativement à la hauteur des piliers considérés dans ce travail. On obtient alors, avec l'équation 4.1, un rayon de faisceau d'environ 2,5  $\mu\text{m}$ . Cela signifie que le diamètre du faisceau est d'environ 5  $\mu\text{m}$  au niveau de la surface des piliers lorsque la mise au point est effectuée sur la surface du substrat. Ainsi, on comprend que si les deux piliers sont séparés de 1,5  $\mu\text{m}$  (cas des premières paires étudiées dans ce chapitre), le faisceau laser, dont la distance focale est réglée pour les mesures en surface du substrat, sera trop large au niveau de la surface des piliers pour permettre une mesure correcte (une partie du faisceau va incider sur les piliers). En revanche, l'espacement de 6  $\mu\text{m}$  paraît suffisamment grand pour réaliser de telles mesures.

### Observations expérimentales

On peut d'abord observer un confinement d'énergie élastique entre les deux piliers d'une paire lorsque ceux-ci vibrent suivant la même direction que l'axe les reliant. Par exemple, pour  $f = 68,53 \text{ MHz}$  pour la paire en configuration transverse, l'amplitude du champ de déplacement hors-plan en surface du substrat représentée en Figure 4.24(a) illustre ce confinement : on constate en effet sur la cartographie que l'amplitude est plus importante entre les deux résonateurs (environ 0,5 nm entre les piliers contre moins de 0,3 nm ailleurs). De même, comme le montre la Figure 4.25(a), pour la paire en configuration longitudinale, pour  $f = 67,25 \text{ MHz}$ , l'amplitude de déplacement maximale se situe entre les deux piliers et suivant l'axe reliant les deux résonateurs. Pour ces deux exemples, les cartographies de phase correspondantes (Figures 4.24(b) et 4.25(b)) montrent que le couplage mécanique entre les deux résonateurs d'une paire affectent également la phase de la surface les supportant, notamment aux abords des piliers. On peut en effet observer, sur la cartographie de la paire en configuration longitudinale par exemple (Figure 4.25(b)), une différence de phase de  $180^\circ$  entre la zone entre les piliers et la surface libre environnante. Ce confinement de l'énergie élastique et cette affectation de la phase en surface du substrat sont notamment permis par le fait que les deux piliers vibrent en opposition de phase pour cette

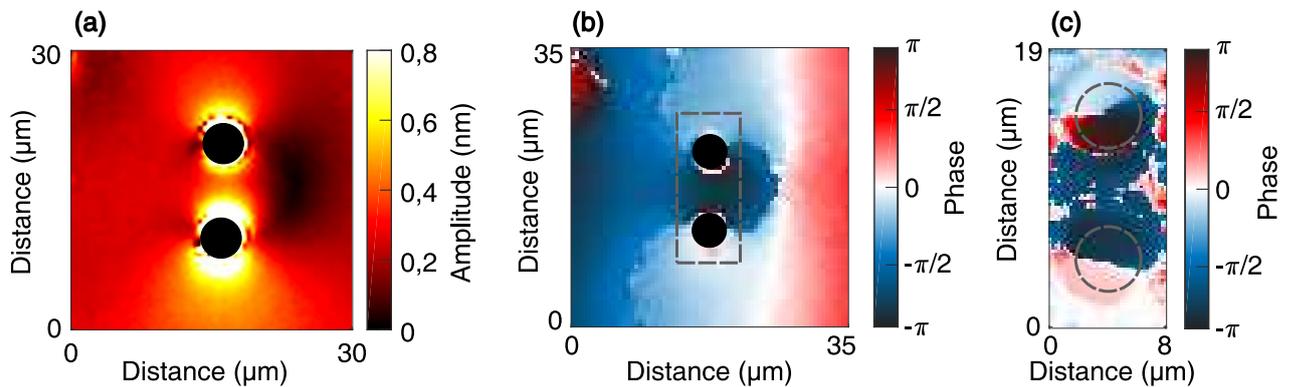


FIGURE 4.24 – **Cartographies du champ de déplacement hors-plan de la paire de piliers espacés de 6,0  $\mu\text{m}$  en configuration transverse, pour une fréquence d’excitation  $f = 68,53$  MHz.** (a) Cartographie de l’amplitude du déplacement hors-plan en surface du substrat. La cartographie couvre une surface de 30  $\mu\text{m}$  par 30  $\mu\text{m}$  avec un pas spatial de 500 nm. Le maximum de l’échelle de couleur est volontairement fixé à 0,8 nm afin d’observer le comportement en surface des piliers. L’emplacement des piliers est illustré par les disques noirs. (b) Cartographie de la phase du déplacement hors-plan en surface du substrat. La cartographie couvre une surface de 35  $\mu\text{m}$  par 35  $\mu\text{m}$  avec un pas spatial de 500 nm. L’emplacement des piliers est illustré par les disques noirs et le rectangle en pointillés délimite la zone de la cartographie (c). (c) Cartographie de la phase du déplacement hors-plan en surface des piliers. La cartographie couvre une surface de 8  $\mu\text{m}$  par 19  $\mu\text{m}$  avec un pas spatial de 200 nm. L’emplacement des piliers est délimité par les cercles en pointillés gris.

fréquence, comme en atteste la cartographie de la phase au sommet des piliers en Figure 4.25(c). Pour le cas transverse, la phase en surface des piliers met en évidence un autre phénomène récurrent : la phase du pilier P2 (pilier du haut sur la cartographie de la Figure 4.24(c)) n’est pas divisée en deux parties de part et d’autre d’une ligne nodale claire, contrairement au pilier P1. Pour le pilier P2, la phase évolue plutôt graduellement lorsque l’on parcourt le périmètre du cercle. Cette évolution signifie en fait que le pilier ne vibre pas suivant un axe précis mais qu’il a une polarisation plutôt circulaire ; il vibre suivant un mode de flexion mais pas avec une direction unique, c’est pourquoi la ligne nodale n’est pas clairement définie sur la cartographie de la phase. On retrouve ce phénomène sur d’autres cartographies de piliers couplés. Cet état de polarisation circulaire avait déjà été évoqué lors de l’étude expérimentale de la paire de piliers espacés de 1,5  $\mu\text{m}$  en configuration transverse (section 4.4.2).

Ce confinement d’énergie à la surface du substrat et la signature du couplage mécanique par la surface se retrouvent également lorsque les résonateurs vibrent avec des orientations différentes l’un par rapport à l’autre. Par exemple, dans le cas de la paire en configuration transverse, pour  $f = 67,53$  MHz, les deux résonateurs ne vibrent pas suivant la même direction et sont en opposition de phase et cette différence de phase impose un comportement particulier à la surface du substrat où l’on observe clairement que la phase du déplacement est affectée par les vibrations des piliers, comme le montre la Figure 4.26(a). Ces différentes cartographies de phase soulignent le fait que la phase et donc la vibration de la surface sont directement conditionnées par les états de polarisation du ou des piliers. De même, la cartographie de l’amplitude du champ de déplacement en surface du substrat pour  $f = 66,26$  MHz dans le cas longitudinal (Figure 4.26(b)) montre que l’énergie élastique en surface suit les directions de vibrations des piliers.

Ces observations montrent la réciprocité du système composé des résonateurs couplés supportés par une surface sur laquelle se propagent les ondes de surface : les études détaillées en début de ce chapitre prouvent que l’on peut modifier les mécanismes de couplage et donc le comportement des piliers en changeant les paramètres d’excitation de la paire de résonateurs (notamment l’orientation du

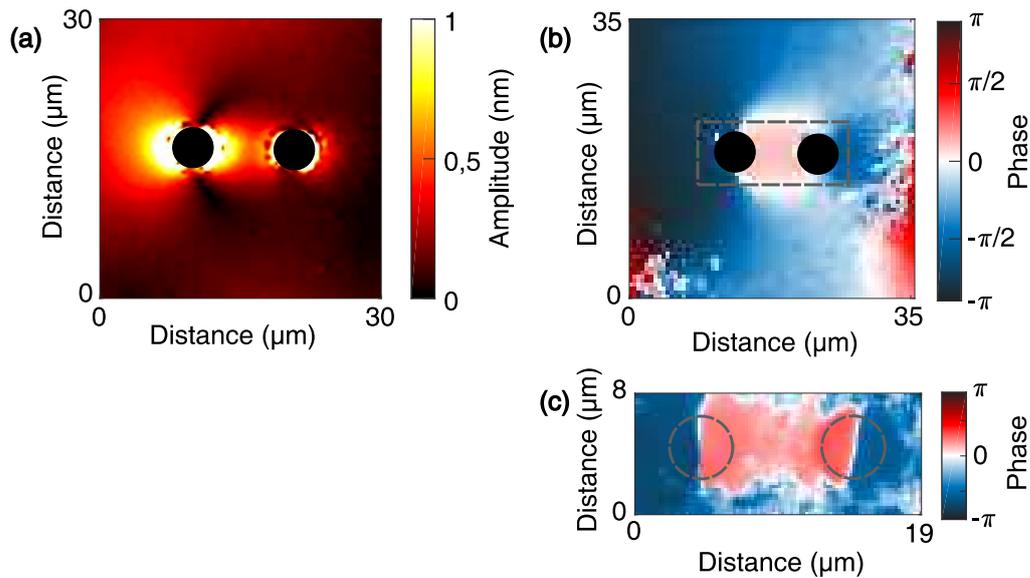


FIGURE 4.25 – **Cartographies du champ de déplacement hors-plan de la paire de piliers espacés de 6,0  $\mu\text{m}$  en configuration longitudinale, pour une fréquence d’excitation  $f = 67,25$  MHz.** (a) Cartographie de l’amplitude du déplacement hors-plan en surface du substrat. La cartographie couvre une surface de 30  $\mu\text{m}$  par 30  $\mu\text{m}$  avec un pas spatial de 500 nm. Le maximum de l’échelle de couleur est volontairement fixé à 1 nm afin d’observer le comportement en surface des piliers. L’emplacement des piliers est illustré par les disques noirs. (b) Cartographie de la phase du déplacement hors-plan en surface du substrat. La cartographie couvre une surface de 35  $\mu\text{m}$  par 35  $\mu\text{m}$  avec un pas spatial de 500 nm. L’emplacement des piliers est illustré par les disques noirs et le rectangle en pointillés délimite la zone de la cartographie (c). (c) Cartographie de la phase du déplacement hors-plan en surface des piliers. La cartographie couvre une surface de 19  $\mu\text{m}$  par 8  $\mu\text{m}$  avec un pas spatial de 200 nm. L’emplacement des piliers est délimité par les cercles en pointillés gris.

front d’onde) et les cartographies réalisées en surface suggèrent que, réciproquement, le couplage entre les piliers peut aussi être exploité pour affecter et modifier le comportement de l’onde se propageant en surface du substrat (confinement d’énergie, changement de phase, etc... liés aux orientations de vibration des résonateurs) à des échelles très sub-longueurs d’onde.

## 4.8 Conclusion

Ce chapitre, qui constitue la plus grande partie de ce travail de thèse, regroupe les principaux résultats numériques et expérimentaux obtenus avec des paires de résonateurs déposés sur un substrat semi-infini. Les observations ont permis de mettre en évidence un couplage entre deux résonateurs de dimensions sub-longueurs d’onde excités par des ondes de surface. Ce couplage se manifeste notamment par la présence de plusieurs modes pour chaque pilier d’une paire. Les mesures démontrent également la possibilité de modifier les mécanismes de couplage en faisant varier certains paramètres géométriques du système, comme l’écartement entre les piliers ou l’orientation de la source d’ondes par rapport à l’orientation de la paire. En particulier, on a pu constater la présence de deux régimes de couplage dépendant de la distance séparant les deux résonateurs : un couplage de type couplage entre dimères pour des faibles écartements entre les deux piliers (1,5  $\mu\text{m}$ , soit environ 1/3 de la hauteur des résonateurs) et un couplage plus faible, de type couplage mécanique pour des écartements plus grands (6,0  $\mu\text{m}$ ). Pour le cas du ré-

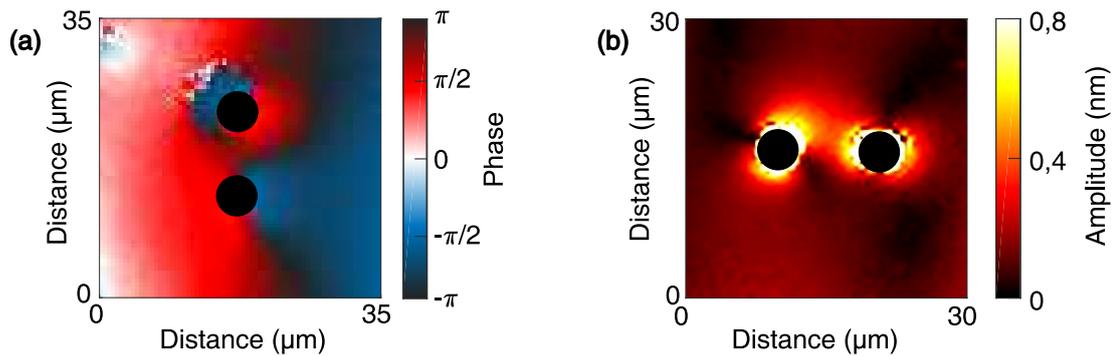


FIGURE 4.26 – (a) Cartographie de la phase du déplacement hors-plan en surface du substrat, pour la paire de piliers espacés de  $6,0 \mu\text{m}$  en configuration transverse, pour une fréquence d’excitation  $f = 67,53 \text{ MHz}$ . La cartographie couvre une surface de  $35 \mu\text{m}$  par  $35 \mu\text{m}$  avec un pas spatial de  $500 \text{ nm}$ . L’emplacement des piliers est déterminé par les disques noirs. (b) Cartographie de l’amplitude du déplacement hors-plan en surface du substrat, pour la paire de piliers espacés de  $6,0 \mu\text{m}$  en configuration longitudinale, pour une fréquence d’excitation  $f = 66,26 \text{ MHz}$ . La cartographie couvre une surface de  $30 \mu\text{m}$  par  $30 \mu\text{m}$  avec un pas spatial de  $500 \text{ nm}$ . Le maximum de l’échelle de couleur est volontairement fixé à  $0,8 \text{ nm}$  afin d’observer le comportement en surface des piliers. L’emplacement des piliers est illustré par les disques noirs.

gime de couplage plus fort (écartement de  $1,5 \mu\text{m}$ ), la possibilité d’effectuer une sélection de modes en changeant l’orientation de la source d’ondes (des peignes interdigités) a été démontrée numériquement et expérimentalement. Pour ce régime, des facteurs de qualité très supérieurs à ceux obtenus avec un pilier unique ont été constatés. Les cartographies des champs de déplacement hors-plan ont permis d’illustrer le comportement des piliers : l’amplitude de ces champs a permis d’obtenir entre autres l’orientation des différents modes et la phase a montré que les piliers peuvent vibrer en phase ou en opposition de phase suivant les modes. Pour le couplage de type mécanique (écartement de  $6,0 \mu\text{m}$ ), des polarisations orthogonales entre les deux résonateurs ont été observées expérimentalement et le large écartement entre les piliers (par rapport à la taille du spot laser employé pour les caractérisations expérimentales) a permis d’investiguer le comportement de la surface du substrat en fonction du comportement des résonateurs. Cela a montré la réciprocité du système composé d’une surface sur laquelle repose la paire de résonateurs : en effet, il est possible d’observer différents comportements des résonateurs suivant la fréquence des ondes de surface générées sur le substrat mais il est également envisageable de modifier le comportement de cette surface en fonction des résonances des piliers (confinement d’énergie entre les piliers par exemple).

Les divergences entre réponses en fréquence expérimentales et réponses numériques initiales ont également permis de mettre en évidence le fait qu’une différence de hauteur entre les piliers semble exister et conduire à des modifications des réponses en fréquence. Toutefois, cet écart de hauteur ne permet pas d’expliquer toutes les différences entre résultats numériques et expérimentaux. Plusieurs méthodes de simulations ont été testées pour tenter de pallier ces divergences mais aucune ne semble satisfaire jusqu’alors : en particulier, les orientations des modes obtenus expérimentalement sont difficilement reproductibles numériquement avec notre méthode de calculs, à ce jour.

Les travaux entrepris dans ce chapitre ont fait l’objet d’une publication dans une revue scientifique à comité de lecture (référence [193]). Le couplage observé montre la possibilité d’utiliser des résonateurs sub-longueurs d’onde pour affecter et donc contrôler le comportement de la surface sur laquelle les résonateurs reposent. Inversement, il est possible de modifier les réponses des piliers en changeant les conditions d’excitation de la surface du substrat. Ces résultats, obtenus avec des paires de piliers,

suggèrent la possibilité d'enrichir l'étude en exploitant ce couplage dans des systèmes plus complexes (nombre de résonateurs plus importants, dispositions différentes des résonateurs, modifications des paramètres géométriques d'une paire, etc...), afin d'observer d'autres phénomènes physiques liés au couplage entre résonateurs excités par des ondes de surface.

# Conclusion

Les travaux présentés dans ce manuscrit ont été consacrés à l'étude du couplage entre des résonateurs mécaniques et la surface les supportant et ont permis d'illustrer, numériquement et expérimentalement, les caractéristiques de ce couplage. Un bref état de l'art a été présenté dans le premier chapitre pour situer le sujet de la thèse dans un contexte scientifique. Cela a permis de montrer l'intérêt des structures phononiques pour le contrôle de la propagation des ondes élastiques et l'omniprésence des résonateurs mécaniques dans le domaine des micro- et nano- technologies. Puis, les méthodes et techniques employées durant la thèse ont été décrites dans le second chapitre. Les travaux effectués au cours de la thèse ont prouvé la capacité de ces méthodes et procédés à mettre en évidence le couplage entre résonateurs, grâce à l'établissement de réponses en fréquence de chacun des résonateurs mais aussi et surtout grâce à l'analyse vectorielle des champs de déplacement obtenus. Les deux chapitres suivants se sont intéressés plus concrètement aux études et résultats de ces travaux de thèse sur lesquels nous revenons plus en détails. En particulier, l'étude de piliers isolés a fait l'objet du troisième chapitre et a mis en évidence la possibilité d'exciter un micro-résonateur suivant un de ses modes propres (en l'occurrence le premier mode de flexion) grâce à des ondes générées en surface du substrat sur lequel repose le résonateur. Le quatrième chapitre a, lui, été consacré à l'investigation du couplage entre résonateurs d'une paire.

L'étude de résonateurs isolés a été l'occasion de mettre en lumière plusieurs résultats : d'abord, l'onde de surface se couple dans un résonateur mécanique sub-longueur d'onde. De plus, ce couplage est efficace, comme en attestent les déplacements très supérieurs aux amplitudes de l'onde source et les facteurs de qualité. Expérimentalement et numériquement, un confinement d'énergie élastique à l'intérieur du résonateur est observé. La résolution de la sonde hétérodyne utilisée pour les mesures optiques, conjuguée aux dimensions des résonateurs, ont permis de mettre en évidence la forme du mode excité grâce à la répartition d'énergie élastique sur la surface du résonateur et de montrer ainsi que le résonateur est excité suivant un de ses modes naturels : le premier mode de flexion. Les résultats des études numériques et expérimentales de ce chapitre ont montré des réponses en fréquence similaires, présentant des allures de courbe de résonance Fano, caractéristiques du couplage entre un continuum d'énergie (l'énergie élastique des ondes se propageant en surface du substrat) et un mode propre du résonateur mécanique. Les résultats de ce chapitre ont aussi souligné la grande dépendance de la fréquence de résonance à la hauteur et aux paramètres mécaniques (module de Young  $E$  et densité  $\rho$ , en particulier) du résonateur, dont l'influence a été investiguée numériquement. Cette dépendance peut conduire à des différences de fréquences de résonance du résonateur entre simulations et expériences, notamment à cause des incertitudes et de la méconnaissance des valeurs exactes de la hauteur, de la densité et du module de Young. Aussi, les simulations numériques, bien que donnant le même type de réponses en fréquence, n'ont pas conduit aux mêmes orientations de modes qu'expérimentalement, mettant en évidence des limitations du modèle numérique qui se sont confirmées dans le chapitre suivant.

L'étude de paires de piliers, sujet du quatrième chapitre, a prouvé expérimentalement et numéri-

quement la présence d'un couplage qui se manifeste notamment par une séparation de la réponse en fréquence des résonateurs en plusieurs modes distincts (deux ou trois modes selon les configurations). Différentes paires de piliers ont été testées. De cette manière, deux types de couplage ont été mis en évidence suivant l'écartement entre les deux résonateurs : un couplage, que nous pourrions qualifier d'évanescent, s'apparentant à un couplage dans un dimère plasmonique lorsque la distance séparant les deux résonateurs est faible (inférieure à la hauteur des résonateurs) et un couplage plus faible, de type couplage mécanique, pour des distances de séparation supérieures à la hauteur des résonateurs. Les cartographies expérimentales et numériques des champs de déplacement ont pu mettre en évidence les orientations des modes et ont montré que suivant les modes, les résonateurs vibrent soit en phase, soit en opposition de phase. Les différentes études ont permis d'illustrer les caractéristiques du couplage : dans le cas du régime de couplage évanescent, une dépendance du couplage à l'orientation du vecteur d'onde incident ainsi que des facteurs de qualité accrus des résonances ont été observés. Il est également possible d'effectuer une sélection modale en modifiant la direction du vecteur d'onde incident dans ce cas. Le couplage de type mécanique se caractérise, quant à lui, par une orthogonalité des polarisations des deux résonateurs notamment ; l'orientation du vecteur d'onde n'a pas d'influence sur le couplage pour ce régime. De plus, pour les deux régimes de couplage, les mesures expérimentales de la phase du déplacement hors-plan en surface des piliers ont permis l'observation d'instabilités pour lesquelles les polarisations des piliers sont quasi-circulaires. Des non-linéarités peuvent être à l'origine de ces phénomènes d'instabilités. En ce sens, il pourrait être intéressant d'introduire ces non-linéarités dans les modèles de simulations numériques utilisés durant la thèse. Cela pourrait peut-être permettre de retranscrire numériquement le caractère vectoriel (les orientations des différents modes) observé expérimentalement. Ces modèles non-linéaires pourraient par ailleurs nourrir les modèles existants dans les domaines des cristaux phononiques et métamatériaux, offrant de nouveaux leviers pour la conception de structures présentant des fonctions particulières, notamment en termes d'accordabilité.

En plus de pouvoir modifier les caractéristiques du couplage (nombre de modes, orientations des modes), les paires de résonateurs étudiées au cours de la thèse peuvent permettre de modifier la distribution d'énergie élastique à la surface du substrat. Cela prouve la réciprocité des dispositifs réalisés : il est possible de modifier le comportement des résonateurs en changeant les conditions d'excitation, et il est également envisageable de modifier localement le comportement de la surface grâce au couplage entre les résonateurs.

Cette réciprocité ouvre **plusieurs perspectives**, notamment dans le cadre du contrôle de la propagation des ondes : on pourrait utiliser le couplage entre résonateurs adjacents pour contrôler et guider la propagation des ondes élastiques à des échelles très sub-longueurs d'onde, sur des structures présentant des dimensions latérales de l'ordre de quelques micromètres. Pour cela, des chaînes de résonateurs, comme celle présentée en Figure 27(a), pourraient être exploitées. Au-delà de cet aspect de guidage, il serait intéressant de chercher à exploiter le couplage de façon à mettre en place des fonctions plus complexes de traitement acoustique du signal ; pour cela, des configurations géométriques plus originales seraient à imaginer, avec par exemple plusieurs types de résonateurs (multiplexage), chaînes suivant un chemin plus complexe qu'une ligne (exemple en Figure 27(b)), etc... À l'image des travaux de Zalalutdinov *et al.* [142], des réseaux de résonateurs pourraient être envisagés pour ces fonctions de guidage ou multiplexage d'ondes. Réciproquement, on pourrait utiliser les ondes de surface pour contrôler les modes de vibration des résonateurs dans ces structures « complexes ».

Un autre aspect intéressant concerne l'étude des propriétés non-linéaires des résonateurs, investigation récurrente dans les travaux concernant les résonateurs NEMS. Cela pourrait débiter avec une analyse des comportements des résonateurs en fonction de la puissance incidente (amplitude des ondes excitatrices). L'étude de plusieurs des modes des résonateurs (pas seulement le premier mode de flexion)

pourrait alors s'avérer pertinente dans le sens où de nombreux travaux sur les NEMS présentés dans l'état de l'art ont montré les interactions possibles entre les différents modes d'un résonateur en régime non-linéaire [110].

D'un point de vue plus pratique, il peut aussi être envisageable de modifier le matériau composant les résonateurs, ainsi que leurs dimensions, afin d'améliorer notamment le facteur de qualité des résonateurs, ainsi que minimiser la taille globale des structures. Cela nécessite d'adapter la méthode de caractérisation par voie optique. Dans un but similaire, un contrôle de l'environnement des dispositifs (encapsulation des dispositifs pour qu'ils soient sous vide) pourrait constituer une piste d'investigation.

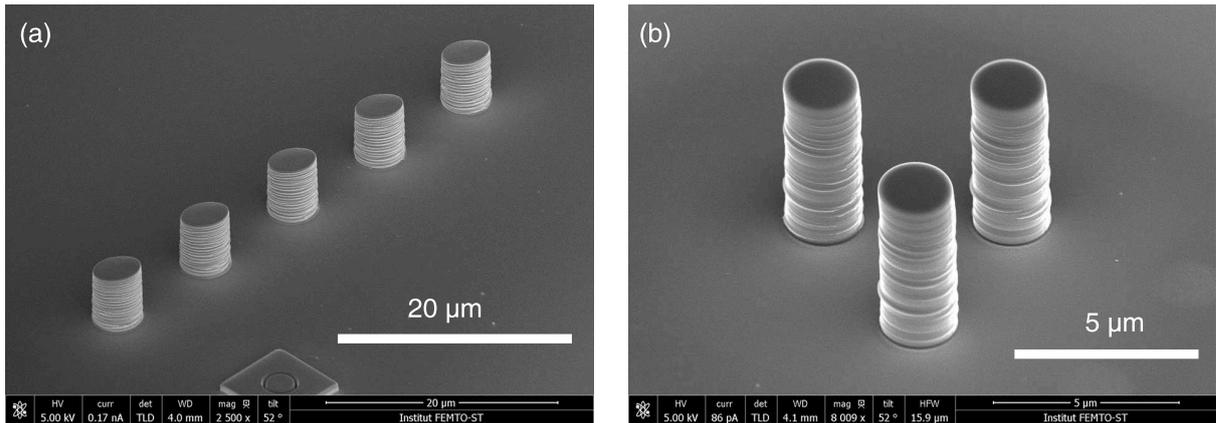


FIGURE 27 – Images au microscope électronique à balayage (MEB) (a) d'une chaîne de résonateurs déposés par IBID et (b) d'une configuration plus originale composée de trois résonateurs déposés par IBID.



# Bibliographie

- [1] M. Ke, Z. Liu, C. Qiu, W. Wang, J. Shi, W. Wen, and P. Sheng. Negative-Refraction Imaging with Two-Dimensional Phononic Crystals. *Physical Review B*, 72, 2005.
- [2] N. Fang, D. Xi, J. Xu, M. Ambati, W. Srituravanich, C. Sun, and X. Zhang. Ultrasonic Metamaterials with Negative Modulus. *Nature Materials*, 5 :452–6, 2006.
- [3] X. M. H. Huang, C. Zorman, M. Mehregany, and M. Roukes. Nanodevice Motion at Microwave Frequencies. *Nature*, 421, 2003.
- [4] A. Gaidarzhy, M. Imboden, P. Mohanty, J. Rankin, and B. Sheldon. High Quality Factor Gigahertz Frequencies in Nanomechanical Diamond Resonators. *Applied Physics Letters*, 91 :203503 – 203503, 2007.
- [5] P. Ovarthaiyapong, L.M.A. Pascal, B. Myers, P. Lauria, and A. C. Bleszynski Jayich. High Quality Factor Single-crystal Diamond Mechanical Resonator. *Applied Physics Letters*, 101, 2012.
- [6] M. Sigalas and E.N. Economou. Band Structure of Elastic Waves in Two Dimensional Systems. *Solid State Communications*, 86(3) :141 – 143, 1993.
- [7] M. Kushwaha, P. Halevi, G. Martínez, L. Dobrzynski, and B. Djafari-Rouhani. Theory of Acoustic Band Structure of Periodic Elastic Composites. *Physical Review B, Condensed Matter*, 49 :2313–2322, 1994.
- [8] E. Yablonovitch. Inhibited Spontaneous Emission in Solid-State Physics and Electronics. *Physical Review Letters*, 58 :2059–2062, 1987.
- [9] S. John. Strong Localization of Photons in Certain Disordered Dielectric Superlattices. *Physical Review Letters*, 58 :2486–2489, 1987.
- [10] M. Maldovan. Sound and Heat Revolutions in Phononics. *Nature*, 503 :209–17, 2013.
- [11] Z.Y. Liu, Y.W. Zhang, X. and Mao, Y.Y. Zhu, Z.Y. Yang, C. T. Chan, and P. Sheng. Locally Resonant Sonic Materials. *Science*, 289 :1734–6, 2000.
- [12] R. Martinez-Sala, J. Sancho, J. Sánchez-Pérez, V. Gomez, J. Llinares, and F. Meseguer. Sound Attenuation by Sculpture. *Nature*, 378, 2002.
- [13] J. O Vasseur, B. Djafari-Rouhani, L. Dobrzynski, and P. Deymier. Acoustic Band Gaps in Fibre Composite Materials of Boron Nitride Structure. *Journal of Physics : Condensed Matter*, 9 :7327, 1999.
- [14] Y.-Z. Wang, F.-M. Li, W.-H. Huang, and Y.-S. Wang. Effects of Inclusion Shapes on the Band Gaps in Two-Dimensional Piezoelectric Phononic Crystals. *Journal of Physics : Condensed Matter*, 19(49) :496204, 2007.
- [15] Y. El Hassouani, C. Li, Y. Pennec, E.-H. El Boudouti, H. Larabi, A. Akjouj, O. Bou Matar, V. Laude, N. Papanikolaou, A. Martínez, and B. Djafari-Rouhani. Dual Phononic and Photonic Band Gaps in a Periodic Array of Pillars Deposited on a Thin Plate. *Physical Review B, Condensed Matter*, 82, 2010.

- [16] Y. Yan, A. Laskar, Z. Cheng, F. Menq, Y. Tang, Y. L. Mo, and Z. Shi. Seismic Isolation of Two Dimensional Periodic Foundations. *Journal of Applied Physics*, 116 :044908, 2014.
- [17] N. Zen, T. Puurtinen, T. Isotalo, S. Chaudhuri, and I. Maasilta. Engineering Thermal Conductance Using a Two-Dimensional Phononic Crystal. *Nature Communications*, 5 :3435, 2014.
- [18] J.-K. Yu, S. Mitrovic, D. Tham, J. Varghese, and J. R Heath. Reduction of Thermal Conductivity in Phononic Nanomesh Structures. *Nature Nanotechnology*, 5 :718–21, 2010.
- [19] J. O Vasseur, P.-A. Deymier, G. Frantzikonis, G. Hong, B. Djafari-Rouhani, and L. Dobrzynski. Experimental Evidence for the Existence of Absolute Acoustic Band Gaps in Two-Dimensional Periodic Composite Media. *Journal of Physics : Condensed Matter*, 10 :6051, 1999.
- [20] J. Sánchez-Pérez, D. Caballero, R. Martínez-Sala, C. Rubio, J. Sanchez-Dehesa, F. Meseguer, J. Llinares, and F. Gálvez. Sound Attenuation by a Two-Dimensional Array of Rigid Cylinders. *Physical Review Letters*, 80 :5325–5328, 1998.
- [21] Toyokatsu Miyashita. Sonic Crystals and Sonic Wave-Guides. *Measurement Science and Technology*, 16(5) :R47–R63, 2005.
- [22] S. Yang, J. H. Page, Z. Liu, M. L. Cowan, C. T. Chan, and P. Sheng. Focusing of Sound in a 3D Phononic Crystal. *Physical Review Letters*, 93 :024301, 2004.
- [23] A. Sukhovich, L. Jing, and J. H. Page. Negative Refraction and Focusing of Ultrasound in Two-Dimensional Phononic Crystals. *Physical Review B*, 77 :014301, 2008.
- [24] T. Gorishnyy, C. K. Ullal, M. Maldovan, G. Fytas, and E. L. Thomas. Hypersonic Phononic Crystals. *Physical Review Letters*, 94 :115501, 2005.
- [25] A. Khelif, A. Choujaa, S. Benchabane, B. Djafari-Rouhani, and V. Laude. Guiding and Bending of Acoustic Waves in Highly Confined Phononic Crystal Waveguides. *Applied Physics Letters*, 84 :4400–4402, 2004.
- [26] M. Oudich, B. Assouar, and Z. Hou. Propagation of Acoustic Waves and Waveguiding in a Two-Dimensional Locally Resonant Phononic Crystal Plate. *Applied Physics Letters*, 97 :193503 – 193503, 2010.
- [27] D. Garcia-Pablos, M. Sigalas, F.R. Montero De Espinosa, M. Torres, M. Kafesaki, and N. Garcia. Theory and Experiments on Elastic Band Gaps : Surface States and Localization Phenomena in Linear and Point Defects. *Physical Review Letters*, 84 :4349–52, 2000.
- [28] Y. Pennec, B. Djafari-Rouhani, J. O Vasseur, A. Khelif, and P.A. Deymier. Tunable Filtering and Demultiplexing in Phononic Crystals with Hollow Cylinders. *Physical Review. E, Statistical, Nonlinear, and Soft Matter Physics*, 69 :046608, 2004.
- [29] Y. Pennec, B. Djafari-Rouhani, J. Vasseur, H. Larabi, A. Khelif, A. Choujaa, S. Benchabane, and V. Laude. Acoustic Channel Drop Tunneling in a Phononic Crystal. *Applied Physics Letters*, 87, 2006.
- [30] P. Moradi and A. Bahrami. Three Channel GHz-ranged Demultiplexer in Solid-Solid Phononic Crystals. *Chinese Journal of Physics*, 59, 2019.
- [31] B. Rostami-Dogolsara, M.K. Moravvej-Farshi, and F. Nazari. Designing Phononic Crystal Based Tunable Four-Channel Acoustic Demultiplexer. *Journal of Molecular Liquids*, 281 :100 – 107, 2019.
- [32] T.-T. Wu, J.-C. Hsu, and Z.-G. Huang. Band Gaps and the Electromechanical Coupling Coefficient of a Surface Acoustic Wave in a Two-dimensional Piezoelectric Phononic Crystal. *Physical Review B*, 71 :64303–, 2005.

- 
- [33] S. Benchabane, A. Khelif, J.-Y. Rauch, L. Robert, and V. Laude. Evidence for Complete Surface Wave Band Gap in a Piezoelectric Phononic Crystal. *Physical Review E, Statistical, Nonlinear, and Soft Matter Physics*, 73 :065601, 2006.
- [34] S. Benchabane, O. Gaiffe, R. Salut, G. Ulliac, V. Laude, and K. Kokkonen. Guidance of Surface Waves in a Micron-Scale Phononic Crystal Line-Defect Waveguide. *Applied Physics Letters*, 106 :081903, 2015.
- [35] J.-C. Hsu and T.-T. Wu. Efficient Formulation for Band-Structure Calculations of Two-Dimensional Phononic-Crystal Plates. *Physical Review B*, 74 :144303, 2006.
- [36] S. Mohammadi, A. Eftekhar, A. Khelif, W. Hunt, and A. Adibi. Evidence of Large High Frequency Complete Phononic Band Gaps in Silicon Phononic Crystal Plates. *Applied Physics Letters*, 92 :221905 – 221905, 2008.
- [37] Y. M. Soliman, M. F. Su, Z. C. Leseman, C. M. Reinke, I. El-Kady, and R. H. Olsson. Phononic Crystals Operating in the Gigahertz Range with Extremely Wide Band Gaps. *Applied Physics Letters*, 97(19) :193502, 2010.
- [38] M. Gorisse, S. Benchabane, G. Teissier, C. Billard, A. Reinhardt, V. Laude, E. Defaÿ, and M. Aïd. Observation of Band Gaps in the Gigahertz Range and Deaf Bands in a Hypersonic Aluminum Nitride Phononic Crystal Slab. *Applied Physics Letters*, 98(23) :234103, 2011.
- [39] N.-K. Kuo and G. Piazza. Fractal Phononic Crystals in Aluminum Nitride : An Approach to Ultra High Frequency Bandgaps. *Applied Physics Letters*, 99(16) :163501, 2011.
- [40] M. Kushwaha, B. Djafari-Rouhani, and L. Dobrzynski. Sound Isolation from Cubic Arrays of Air Bubbles in Water. *Physics Letters A*, 248 :252–256, 1998.
- [41] M. Oudich and B. Assouar. Surface Acoustic Wave Band Gaps in a Diamond-Based Two-Dimensional Locally Resonant Phononic Crystal for High Frequency Applications. *Journal of Applied Physics*, 111, 2012.
- [42] Y. Achaoui, A. Khelif, S. Benchabane, L. Robert, and V. Laude. Experimental Observation of Locally-Resonant and Bragg Band Gaps for Surface Guided Waves in a Phononic Crystal of Pillars. *Physical Review B*, 83, 2011.
- [43] D. Yudistira, A. Boes, B. Graczykowski, F. Alzina, L. Y. Yeo, C. Sotomayor Torres, and A. Mitchell. Nanoscale Pillar Hypersonic Surface Phononic Crystals. *Physical Review B*, 94 :094304, 2016.
- [44] V. Leroy, A. Bretagne, M. Fink, H. Willaime, P. Tabeling, and A. Tourin. Design and Characterization of Bubble Phononic Crystals. *Applied Physics Letters*, 95 :171904–171904, 2009.
- [45] M. Kafesaki, R. Penciu, and E. Economou. Air Bubbles in Water : A Strongly Multiple Scattering Medium for Acoustic Waves. *Physical Review Letters*, 84 :6050–3, 2000.
- [46] Y. Pennec, B. Djafari-Rouhani, H. Larabi, J. O. Vasseur, and A.C. Hladky-Hennion. Low-Frequency Gaps in a Phononic Crystal Constituted of Cylindrical Dots Deposited on a Thin Homogeneous Plate. *Physical Review B*, 78, 2008.
- [47] N. Kaina, M. Fink, and G. Lerosey. Composite Media Mixing Bragg and Local Resonances for Highly Attenuating and Broad Bandgaps. *Scientific Reports*, 3 :3240, 2013.
- [48] M.-H. Lu, C. Zhang, L. Feng, J. Zhao, Y.-F. Chen, Y.-W. Mao, J. Zi, Y.-Y. Zhu, S.-N. Zhu, and N.-B. Ming. Negative Birefracton of Acoustic Waves in a Sonic Crystal. *Nature Materials*, 6 :744–8, 2007.
- [49] Y. Ding, Z. Liu, C. Qiu, and J. Shi. Metamaterial with Simultaneously Negative Bulk Modulus and Mass Density. *Physical Review Letters*, 99 :093904, 2007.

- [50] H. Chen and C. Chan. Acoustic Cloaking in Three Dimensions Using Acoustic Metamaterials. *Applied Physics Letters*, 91 :183518–183518, 2007.
- [51] M. Farhat, S. Enoch, S. Guenneau, and A. Movchan. Broadband Cylindrical Acoustic Cloak for Linear Surface Waves in a Fluid. *Physical Review Letters*, 101 :134501, 2008.
- [52] H. Estrada, P. Candelas, A. Uris, F. Belmar, J. Garcia de Abajo, and F. Meseguer. Extraordinary Sound Screening in Perforated Plates. *Physical Review Letters*, 101 :084302, 2008.
- [53] S. Cummer, J. Christensen, and A. Alù. Controlling Sound with Acoustic Metamaterials. *Nature Reviews Materials*, 1 :16001, 2016.
- [54] G. Ma and P. Sheng. Acoustic Metamaterials : From Local Resonances to Broad Horizons. *Science Advances*, 2(2), 2016.
- [55] J.-C. Hsu and T.-T. Wu. Lamb Waves in Binary Locally Resonant Phononic Plates with Two-Dimensional Lattices. *Applied Physics Letters*, 90 :201904–201904, 2007.
- [56] T.-T. Wu, Z.-G. Huang, T.-C. Tsai, and T.-C. Wu. Evidence of Complete Band Gap and Resonances in a Plate with Periodic Stubbled Surface. *Applied Physics Letters*, 93, 2008.
- [57] H. Larabi, Y. Pennec, B. Djafari-Rouhani, and J. O Vasseur. Multicoaxial Cylindrical Inclusions in Locally Resonant Phononic Crystals. *Physical Review. E, Statistical, Nonlinear, and Soft Matter Physics*, 75 :066601, 2007.
- [58] N. Boechler, J. K. Eliason, A. Kumar, A. A. Maznev, K. Nelson, and N. Fang. Interaction of a Contact Resonance of Microspheres with Surface Acoustic Waves. *Physical Review Letters*, 2013.
- [59] J. K. Eliason, A. Vega-Flick, M. Hiraiwa, A. Khanolkar, T. Gan, N. Boechler, N. Fang, K. Nelson, and A. A. Maznev. Resonant Attenuation of Surface Acoustic Waves by a Disordered Monolayer of Microspheres. *Applied Physics Letters*, 108 :061907, 2016.
- [60] Y. Achaoui. *Bandes interdites de Bragg et résonances locales dans les cristaux phononiques de piliers sur une surface*. PhD thesis, Université de Franche-Comté, 2011.
- [61] M. Cowan, J. H. Page, and P. Sheng. Ultrasonic Wave Transport in a System of Disordered Resonant Scatterers : Propagating Resonant Modes and Hybridization Gaps. *Physical Review B*, 84, 2011.
- [62] L. Socié, S. Benchabane, L. Robert, A. Khelif, and V. Laude. Surface Acoustic Wave Guiding in a Diffractionless High Aspect Ratio Transducer. *Applied Physics Letters*, 102, 2013.
- [63] H. C. Nathanson, W. E. Newell, R. A. Wickstrom, and J.R. Davis Jr. The Resonant Gate Transistor. *Electron Devices, IEEE Transactions on*, 14 :117 – 133, 1967.
- [64] J. Fujita, S. Okada, R. Ueki, M. Ishida, T. Kaito, and S. Matsui. Elastic Double Structure of Amorphous Carbon Pillar Grown by Focused-Ion-Beam Chemical Vapor Deposition. *Japanese Journal of Applied Physics*, 46 :6286–6289, 2007.
- [65] K. Nonaka, K. Tamaru, M. Nagase, H. Yamaguchi, S. Warisawa, and S. Ishihara. Control of Young’s Modulus for Carbon Nanopillars Grown by Focused Ion Beam Induced Chemical Vapor Deposition. In *2007 Digest of Papers Microprocesses and Nanotechnology*, pages 256–257, 2007.
- [66] D. Guo, S. Warisawa, S. Ishihara, and R. Kometani. Mechanical Characteristics of Ultra-Long Horizontal Nanocantilevers Grown by Real-Time Feedback Control on Focused-Ion-Beam Chemical Vapour Deposition. *Journal of Micromechanics and Microengineering*, 25, 2015.
- [67] E. Buks and M. Roukes. Stiction, Adhesion Energy and the Casimir Effect in Micromechanical Systems. *Physical Review B*, 63, 2000.

- 
- [68] H. B. Peng, C.-W. Chang, S. Aloni, T. D. Yuzvinsky, and A. Zettl. Ultrahigh Frequency Nanotube Resonators. *Physical Review Letters*, 97 :087203, 2006.
- [69] X. L. Feng, R. He, P. Yang, and M. L. Roukes. Very High Frequency Silicon Nanowire Electro-mechanical Resonators. *Nano Letters*, 7(7) :1953–1959, 2007.
- [70] D. Garcia-Sanchez, A. M. van der Zande, A. San Paulo, B. Lassagne, P. Mceuen, and A. Bachtold. Imaging Mechanical Vibrations in Suspended Graphene Sheets. *Nano Letters*, 8 :1399–403, 2008.
- [71] A. Barnes, R. C. Roberts, N. C. Tien, C. Zorman, and P. Feng. Silicon Carbide (SiC) Membrane Nanomechanical Resonators with Multiple Vibrational Modes. In *2011 16th International Solid-State Sensors, Actuators and Microsystems Conference*, pages 2614–2617, 2011.
- [72] J. Lee, Z. Wang, K. He, J. Shan, and P. Feng. High Frequency MoS<sub>2</sub> Nanomechanical Resonators. *ACS Nano*, 7, 2013.
- [73] X. Zhang, R. Waitz, F. Yang, C. Lutz, P. Angelova, A. Götzhäuser, and E. Scheer. Vibrational Modes of Ultrathin Carbon Nanomembrane Mechanical Resonators. *Applied Physics Letters*, 106(6) :063107, 2015.
- [74] W. H. P. Nielsen, Y. Tsaturyan, C. Møller, E. Polzik, and A. Schliesser. Multimode Optomechanical System in the Quantum Regime. *Proceedings of the National Academy of Sciences*, 114, 2016.
- [75] X. Zhao, J. Tsai, H. Cai, X. M. Ji, J. Zhou, M. H. Bao, Y. P. Huang, D. L. Kwong, and A. Liu. A Nano-Opto-Mechanical Pressure Sensor via Ring Resonator. *Optics Express*, 20 :8535–42, 2012.
- [76] L. Ding, C. Baker, P. Senellart, A. Lemaitre, S. Ducci, G. Leo, and I. Favero. High Frequency GaAs Nano-Optomechanical Disk Resonator. *Physical Review Letters*, 105 :263903, 2010.
- [77] E. Gil-Santos, C. Baker, D.-T. Nguyen, W. Hease, C. Gomez Carbonell, A. Lemaitre, S. Ducci, G. Leo, and I. Favero. High Frequency Nano-Optomechanical Disk Resonators in Liquids. *Nature Nanotechnology*, 10, 2015.
- [78] K. Y. Fong, D. Jin, M. Poot, A. Bruch, and H. X. Tang. Phonon Coupling between a Nanomechanical Resonator and a Quantum Fluid. *Nano Letters*, 19, 2018. PMID : 31038975.
- [79] S. Ghaffari, S. Chandorkar, S. Wang, E. J. Ng, C.H. Ahn, V.A. Hong, Y. Yang, and T. W. Kenny. Quantum Limit of Quality Factor in Silicon Micro and Nano Mechanical Resonators. *Scientific Reports*, 3 :3244, 2013.
- [80] R. Ohta, H. Okamoto, and H. Yamaguchi. Feedback Control of Multiple Mechanical Modes in Coupled Micromechanical Resonators. *Applied Physics Letters*, 110 :053106, 2017.
- [81] S. S. Verbridge, J. M. Parpia, R. B. Reichenbach, L. M. Bellan, and H. G. Craighead. High Quality Factor Resonance at Room Temperature with Nanostrings under High Tensile Stress. *Journal of Applied Physics*, 99(12) :124304, 2006.
- [82] K. L. Ekinici and M. L. Roukes. Nanoelectromechanical Systems. *Review of Scientific Instruments*, 76(6) :061101, 2005.
- [83] J. D. Teufel, T. Donner, D. Li, J. W. Harlow, M. S. Allman, K. Cicak, A. Sirois, J. D. Whittaker, K. W. Lehnert, and R. W. Simmonds. Sideband Cooling of Micromechanical Motion to the Quantum Ground State. *Nature*, 475 :359–63, 2011.
- [84] Y. T. Yang, K. L. Ekinici, X. M. H. Huang, L. M. Schiavone, M. Roukes, C. Zorman, and M. Mehregany. Monocrystalline Silicon Carbide Nanoelectromechanical Systems. *Applied Physics Letters*, 78, 2001.
- [85] M. Li, H. Tang, and M. Roukes. Ultra-Sensitive NEMS-based Cantilevers for Sensing, Scanned Probe and very High-Frequency Applications. *Nature Nanotechnology*, 2 :114–20, 2007.

- [86] Y. T. Yang, C. Callegari, P. Feng, K. K. L. Ekinici, and M. Roukes. Zeptogram-Scale Nanomechanical Mass Sensing. *Nano Letters*, 6 :583–6, 2006.
- [87] J. Verd, A. Uranga, G. Abadal, J.L. Teva, F. Torres, J.L. López, E. Perez-Murano, J. Esteve, and N. Barniol. Monolithic CMOS MEMS Oscillator Circuit for Sensing in the Attogram Range. *Electron Device Letters, IEEE*, 29 :146 – 148, 2008.
- [88] H.-Y. Chiu, P. Hung, H. W. Ch. Postma, and M. Bockrath. Atomic-Scale Mass Sensing Using Carbon Nanotube Resonators. *Nano Letters*, 8(12) :4342–4346, 2008.
- [89] M. S. Hanay. *Towards Single-Molecule Nanomechanical Mass Spectrometry*. PhD thesis, California Institute of Technology, 2011.
- [90] S. Iijama. Helical Microtubules of Graphitic Carbon. *Nature*, pages 35456–35458, 1991.
- [91] P. Poncharal, Z. L. Wang, D. Ugarte, and D. Heer WA. Electrostatic Deflections and Electromechanical Resonances of Carbon Nanotubes. *Science*, 283 :1513–6, 1999.
- [92] J. Bunch, A. M van der Zande, S. Verbridge, I. W Frank, D. Tanenbaum, J. Parpia, H. G Craighead, and P. Mceuen. Electromechanical Resonators from Graphene Sheets. *Science*, 315 :490–3, 2007.
- [93] K. Jensen, K. Kim, and A. Zettl. An Atomic-Resolution Nanomechanical Mass Sensor. *Nature Nanotechnology*, 3 :533–7, 2008.
- [94] X.-W. Lei, T. Natsuki, J.-X. Shi, and Q.-Q. Ni. An Atomic-Resolution Nanomechanical Mass Sensor Based on Circular Monolayer Graphene Sheet : Theoretical Analysis of Vibrational Properties. *Journal of Applied Physics*, 113, 2013.
- [95] Q. Wang. Separation of Atoms with Carbon Nanotubes. *Carbon*, 47(11) :2754 – 2757, 2009.
- [96] J. Chaste, A. Eichler, J. Moser, G. Ceballos, R. Rurali, and A. Bachtold. A Nanomechanical Mass Sensor with Yoctogram Resolution. *Nature Nanotechnology*, 7 :301–4, 2012.
- [97] D. Rugar, R. Budakian, H. Mamin, and B.W. Chui. Single Spin Detection by Magnetic Resonance Force Microscopy. *Nature*, 430 :329–32, 2004.
- [98] J. Moser, J. Güttinger, A. Eichler, M. Esplandiú, D.E. Liu, M.I. Dykman, and A. Bachtold. Ultrasensitive Force Detection with a Nanotube Mechanical Resonator. *Nature Nanotechnology*, 8, 2013.
- [99] A. N. Cleland and M. Roukes. A Nanometre-Scale Mechanical Electrometer. *Nature*, 392, 1998.
- [100] K.L. Ekinici, X.M.H. Huang, and M. Roukes. Ultrasensitive Nanoelectromechanical Mass Detection. *Applied Physics Letters*, 84 :4469 – 4471, 2004.
- [101] Q. P. Unterreithmeier, E. Weig, and J. P. Kotthaus. Universal Transduction Scheme for Nanomechanical Systems Based on Dielectric Forces. *Nature*, 458 :1001–4, 2009.
- [102] E. Gavartin, P. Verlot, and T. Kippenberg. Stabilization of a Linear Nanomechanical Oscillator to its Thermodynamic Limit. *Nature Communications*, 4 :2860, 2013.
- [103] K. Y. Fong, W. Pernice, and H. Tang. Frequency and Phase Noise of Ultra-High Q Silicon Nitride Nanomechanical Resonators. *Physical Review B*, 85, 2012.
- [104] Y. T. Yang, C. Callegari, P. Feng, and M. Roukes. Surface Adsorbate Fluctuations and Noise in Nanoelectromechanical Systems. *Nano Letters*, 11 :1753–9, 2011.
- [105] N. Kacem, S. Hentz, D. Pinto, B. Reig, and V. Nguyen. Nonlinear Dynamics of Nanomechanical Beam Resonators : Improving the Performance of NEMS-based Sensors. *Nanotechnology*, 20 :275501, 2009.
- [106] R. Lifshitz and M.C. Cross. *Nonlinear Dynamics of Nanomechanical and Micromechanical Resonators*, pages 221 – 266. John Wiley and Sons, Ltd, 2010.

- 
- [107] R. B. Karabalin, M. Matheny, P. Feng, E. Defay, G. Le Rhun, C. Marcoux, S. Hentz, P. Andreucci, and M. Roukes. Piezoelectric Nanoelectromechanical Resonators Based on Aluminum Nitride Thin Films. *Applied Physics Letters*, 95, 2009.
- [108] L. G. Villanueva, R.B. Karabalin, M. Matheny, D. Chi, J.E. Sader, and M. Roukes. Nonlinearity in Nanomechanical Cantilevers. *Physical Review B*, 87, 2013.
- [109] H. J. R. Westra, M. Poot, H. S. J. Van Der Zant, and W. J. Venstra. Nonlinear Modal Interactions in Clamped-Clamped Mechanical Resonators. *Physical Review Letters*, 105 :117205, 2010.
- [110] W. J. Venstra, H. J. R. Westra, and H. S. J. Van Der Zant. Q-Factor Control of a Microcantilever by Mechanical Sideband Excitation. *Applied Physics Letters*, 99(15) :151904, 2011.
- [111] A. Eichler, M. del Alamo Ruiz, J. A. Plaza, and A. Bachtold. Strong Coupling between Mechanical Modes in a Nanotube Resonator. *Physical Review Letters*, 109 :025503, 2012.
- [112] D. Antonio, D. Zanette, and D. Lopez. Frequency Stabilization in Nonlinear Micromechanical Oscillators. *Nature Communications*, 3 :806, 2012.
- [113] T. Faust, J. Rieger, M. J. Seitner, P. Krenn, J. P. Kotthaus, and E. Weig. Nonadiabatic Dynamics of Two Strongly Coupled Nanomechanical Resonator Modes. *Physical Review Letters*, 109 :037205, 2012.
- [114] M. Matheny, L. G. Villanueva, R. B. Karabalin, J. E. Sader, and M. Roukes. Nonlinear Mode-Coupling in Nanomechanical Systems. *Nano Letters*, 13, 2013.
- [115] R. De Alba, F. Massel, I. R. Storch, A. Thanniyil Sebastian, A. Hui, P. L. McEuen, H. G. Craighead, and J. Parpia. Tunable Phonon Cavity Coupling in Graphene Membranes. *Nature Nanotechnology*, 11, 2016.
- [116] I. Mahboob, K. Nishiguchi, A. Fujiwara, and H. Yamaguchi. Phonon Lasing in an Electromechanical Resonator. *Physical Review Letters*, 110 :127202–, 2013.
- [117] K. C. Schwab and M. Roukes. Putting Mechanics into Quantum Mechanics. *Physics Today*, 58, 2005.
- [118] O. Słowik, K. Orłowska, D. Kopiec, P. Janus, P. Grabiec, and T. Gotszalk. Quantum Mechanical Aspects in the MEMS/NEMS Technology. *Measurement Automation Monitoring*, 62 :87–91, 2016.
- [119] A. Naik, O. Buu, M. LaHaye, A. D. Armour, A. A. Clerk, M. Blencowe, and K. C. Schwab. Cooling a Nanomechanical Resonator with Quantum Back-Action. *Nature*, 443 :193–196, 2006.
- [120] A.D. O’Connell, M. Hofheinz, M. Ansmann, R. C. Bialczak, M. Lenander, E. Lucero, M. Neeley, D. Sank, H. Wang, M. Weides, J. Wenner, J. M. Martinis, and A. N. Cleland. Quantum Ground State and Single-Phonon Control of a Mechanical Resonator. *Nature*, 464 :697–703, 2010.
- [121] M. LaHaye, O. Buu, B. Camarota, and K. C. Schwab. Approaching the Quantum Limit of a Nanomechanical Resonator. *Science*, 304 :74–7, 2004.
- [122] M. Li, W. Pernice, C. Xiong, T. Baehr-Jones, M. Hochberg, and H. Tang. Harnessing Optical Forces in Integrated Photonic Circuits. *Nature*, 456 :480–4, 2008.
- [123] O. Arcizet, P. F. Cohadon, T. Briant, M. Pinard, and A. Heidmann. Radiation-Pressure Cooling and Optomechanical Instability of a Micro-Mirror. *Nature*, 444 :71, 2006.
- [124] S.-B. Shim, M. Imboden, and P. Mohanty. Synchronized Oscillation in Coupled Nanomechanical Oscillators. *Science*, 316 :95–9, 2007.
- [125] R. B. Karabalin, R. Lifshitz, M. C. Cross, M. Matheny, S. Masmanidis, and M. Roukes. Signal Amplification by Sensitive Control of Bifurcation Topology. *Physical Review Letters*, 106 :094102, 2011.

- [126] H. Okamoto, T. Kamada, K. Onomitsu, I. Mahboob, and H. Yamaguchi. Optical Tuning of Coupled Micromechanical Resonators. *Applied Physics Express*, 2 :062202, 2009.
- [127] J. Mathew, R. Patel, A. Borah, R. Vijay, and M. M. Deshmukh. Dynamical Strong Coupling and Parametric Amplification of Mechanical Modes of Graphene Drums. *Nature Nanotechnology*, 11, 2016.
- [128] K. Gajo, S. Schüz, and E. Weig. Strong 4-Mode Coupling of Nanomechanical String Resonators. *Applied Physics Letters*, 111, 2017.
- [129] J. Rieger, T. Faust, M. J. Seitner, J. P. Kotthaus, and E. M. Weig. Frequency and Q Factor Control of Nanomechanical Resonators. *Applied Physics Letters*, 101(10) :103110, 2012.
- [130] E. Gil-Santos, D. Ramos, A. Jana, M. Calleja, A. Raman, and J. Tamayo. Mass Sensing Based on Deterministic and Stochastic Responses of Elastically Coupled Nanocantilevers. *Nano Letters*, 9 :4122–7, 2009.
- [131] M. Spletzer, A. Raman, A. Wu, X. F. Xu, and R. Reifengerger. Ultrasensitive Mass Sensing Using Mode Localization in Coupled Microcantilevers. *Physics Research Publications*, 88, 2006.
- [132] F. Bannon, J. R. Clark, and C. T. C. Nguyen. High-Q HF Microelectromechanical Filters. *Solid-State Circuits, IEEE Journal of*, 35 :512 – 526, 2000.
- [133] M. Aspelmeyer, T. J. Kippenberg, and F. Marquardt. Cavity Optomechanics. *Reviews of Modern Physics*, 86 :1391–1452, 2014.
- [134] M. F. Randrianandrasana, X. Wei, and D. Lowe. A Preliminary Study into Emergent Behaviours in a Lattice of Interacting Nonlinear Resonators and Oscillators. In *Communications in Nonlinear Science and Numerical Simulation*, volume 16, pages 2945 – 2956, 2011.
- [135] M. Zhang, S. Shah, J. Cardenas, and M. Lipson. Synchronization and Phase Noise Reduction in Micromechanical Oscillator Arrays Coupled through Light. *Physical Review Letters*, 115 :163902, 2015.
- [136] Y. Yao, F. Wu, X. Zhang, and Z. Hou. Lamb Wave Band Gaps in Locally Resonant Phononic Crystal Strip Waveguides. *Physics Letters A*, 376 :579–583, 2012.
- [137] D. Feng, D. Xu, G. Wu, B. Xiong, and Y. Wang. Phononic Crystal Strip Based Anchors for Reducing Anchor Loss of Micromechanical Resonators. *Journal of Applied Physics*, 115, 2013.
- [138] T. Dep Ha and J.F. Bao. A Phononic Crystal Strip Based on Silicon for Support Tether Applications in Silicon-Based MEMS Resonators and Effects of Temperature and Dopant on its Band Gap Characteristics. *AIP Advances*, 6 :045211, 2016.
- [139] F.-C. Hsu, C.-I. Lee, J.-C. Hsu, T.-C. Huang, C.-H. Wang, and P. Chang. Acoustic Band Gaps in Phononic Crystal Strip Waveguides. *Applied Physics Letters*, 96 :051902–051902, 2010.
- [140] H. Zhu and J. Lee. Design of Phononic Crystal Tethers for Frequency-Selective Quality Factor Enhancement in AlN Piezoelectric-on-Silicon Resonators. In *Procedia Engineering*, volume 120, pages 516–519, 2015.
- [141] L. Sorenson, J. Fu, and F. Ayazi. One-Dimensional Linear Acoustic Bandgap Structures for Performance Enhancement of AlN-on-Silicon Micromechanical Resonators. In *Solid-State Sensors, Actuators and Microsystems Conference (TRANSDUCERS)*, pages 918 – 921, 2011.
- [142] M. Zalalutdinov, J. W. Baldwin, M. H. Marcus, R. B. Reichenbach, J. Parpia, and B. Houston. Two-Dimensional Array of Coupled Nanomechanical Resonators. *Applied Physics Letters*, 88 :143504–143504, 2006.
- [143] C.-Y. Sun, J.-C. Hsu, and T.-T. Wu. Resonant Slow Modes in Phononic Crystal Plates with Periodic Membranes. *Applied Physics Letters*, 97 :031902–031902, 2010.

- 
- [144] J. Cha and C. Daraio. Electrical Tuning of Elastic Wave Propagation in Nanomechanical Lattices at MHz Frequencies. *Nature Nanotechnology*, 13, 2018.
- [145] H. Okamoto, A. Gourgout, C.-Y. Chang, K. Onomitsu, I. Mahboob, E. Yi-Chang, and H. Yamaguchi. Coherent Phonon Manipulation in Coupled Mechanical Resonators. *Nature Physics*, 9, 2012.
- [146] T. Makkonen, V. Plessky, W. Steichen, and M. M. Salomaa. Surface-Acoustic-Wave devices for the 2.5–5 GHz Frequency Range Based on Longitudinal Leaky Waves. *Applied Physics Letters*, 82 :3351–3353, 2003.
- [147] A. Colombi, V. Ageeva, R. Smith, R. Patel, M. Clark, R. Craster, A. Clare, S. Guenneau, and P. Roux. Enhanced Sensing and Conversion of Ultrasonic Rayleigh Waves by Elastic Metasurfaces. *Scientific Reports*, 7, 2017.
- [148] X. He, J. Zhou, W. Wang, X. Peng, D.J. Li, S.R. Dong, H. Jin, Y. Xu, and J.J. Luo. Flexible Surface Acoustic Wave Based Temperature and Humidity Sensors. *MRS Proceedings*, 1659, 2014.
- [149] F. Seifert, W.E. Bulst, and C. Ruppel. Mechanical Sensors Based on Surface Acoustic Waves. *Sensors and Actuators A : Physical*, 44(3) :231 – 239, 1994.
- [150] S.H. Wang, S.H. Kuo, and C.Y. Shen. A Nitric Oxide Gas Sensor Based on Rayleigh Surface Acoustic Wave Resonator for Room Temperature Operation. *Sensors and Actuators B : Chemical*, 156(2) :668 – 672, 2011.
- [151] D. P. Morgan. Rayleigh Wave Transducers. In Eric A. Ash and Edward G. S. Paige, editors, *Rayleigh-Wave Theory and Application*, pages 60–77, Berlin, Heidelberg, 1985. Springer Berlin Heidelberg.
- [152] R.M. White and F.W. Voltmer. Direct Piezoelectric Coupling to Surface Elastic Waves. *Applied Physics Letters*, 7(12) :314–316, 1965.
- [153] W.S. Mortley. Pulse Compression by Dispersive Gratings on Crystal Quartz. *Marconi Review*, 273(159), 1965.
- [154] A. Manbachi and R. Cobbold. Development and Application of Piezoelectric Materials for Ultrasound Generation and Detection. *Ultrasound*, 19(4) :187–196, 2011.
- [155] L. Socié. *Interaction acousto-optique dans les matériaux périodiquement structurés*. PhD thesis, Université de Franche-Comté, 2011.
- [156] F. Henrot, F. Bassignot, B. Guichardaz, G. Ulliac, E. Courjon, J.Y. Rauch, T. Baron, and S. Balandras. Acoustic Resonator Based on Periodically Poled Lithium Niobate Ridge. *Ultrasonics, Ferroelectrics and Frequency Control, IEEE Transactions on*, 60 :1556–1563, 2013.
- [157] D. Ciplys and R. Rimeika. Measurements of Electromechanical Coupling Coefficient for Surface Acoustic Waves in Proton-Exchanged Lithium Niobate. *Ultrasonics "Ultrasound"*, 33(3) :14–20, 1999.
- [158] G. Kovacs, M. Anhorn, H.E. Engan, G. Visintini, and C. Ruppel. Improved Material Constants for LiNbO<sub>3</sub> and LiTaO<sub>3</sub>. *Proc IEEE Ultrasonics Symposium*, 2 :435 – 438, 1991.
- [159] D. Royer and E. Dieulesaint. *Ondes élastiques dans les solides I : Propagation libre et guidée*. Masson, 1996.
- [160] S. Benchabane, R. Salut, O. Gaiffe, V. Soumann, M. Addouche, V. Laude, and A. Khelif. Surface-Wave Coupling to Single Phononic Subwavelength Resonators. *Physical Review Applied*, 8, 2017.
- [161] J.P. Berenger. A Perfectly Matched Layer for the Absorption of Electromagnetic Waves. *Journal of Computational Physics*, 114(2) :185 – 200, 1994.

- [162] D. Maas, E. van Veldhoven, P. Chen, V. Sidorkin, H. Saleminck, E. Drift, and P. Alkemade. Nano-fabrication with a Helium Ion Microscope. *Proceedings of SPIE*, 2010, vol. 7638, 7638, 2010.
- [163] L. Van Kouwen, A. Botman, and C.W. Hagen. Focused Electron-Beam-Induced Deposition of 3 nm Dots in a Scanning Electron Microscope. *Nano Letters*, 9 :2149–52, 2009.
- [164] J. Van Oven, F. Berwald, K. Berggren, P. Kruit, and C.W. Hagen. Electron-Beam-Induced Deposition of 3-nm-Half-Pitch Patterns on Bulk Si. *Journal of Vacuum Science Technology B : Microelectronics and Nanometer Structures*, 29, 2011.
- [165] R.C. Castillo. *Functional Nanostructures Fabricated by Focused Electron/Ion Beam Induced Deposition*, volume 4 of 10. Springer Theses, 3 edition, 2014.
- [166] D. Munoz-Rojas, R. Cordoba, A. Fernández-Pacheco, J. De Teresa, G. Sauthier, J. Fraxedas, R. I Walton, and N. Casan-Pastor. ChemInform Abstract : High Conductivity in Hydrothermally Grown AgCuO<sub>2</sub> Single Crystals Verified Using Focused-Ion-Beam-Deposited Nanocontacts. *Inorganic chemistry*, 49 :10977–83, 2010.
- [167] F. Hernandez-Ramirez, J. Prades, A. Tarancón, S. Barth, O. Casals, R. Jimenez-Diaz, E. Pellicer, J. Rodriguez, M.A. Juli, A. Romano-Rodriguez, J. Morante, S. Mathur, A. Helwig, J. Spannake, and G. Müller. Portable Microsensors Based on Individual SnO<sub>2</sub> Nanowires. *Nanotechnology*, 18 :495501, 2007.
- [168] A. Wagner, J. Levin, J. Mauer, P. G. Blauner, S. Kirch, and P. Longo. X Ray Mask Repair with Focused Ion Beams. *Journal of Vacuum Science and Technology B : Microelectronics and Nanometer Structures*, 8 :1557 – 1564, 1990.
- [169] T. Tao, J.S. Ro, J. Melngailis, Z. Xue, and H. Kaesz. Focused Ion Beam Induced Deposition of Platinum. *Journal of Vacuum Science and Technology B : Microelectronics and Nanometer Structures*, 8 :1826 – 1829, 1990.
- [170] S. Matsui, T. Kaito, J.I. Fujita, M. Ishida, and Y. Ochiai. Three-Dimensional Nanostructure Fabrication by Focused-Ion-Beam Chemical Vapor Deposition. *Seimitsu Kogaku Kaishi/Journal of the Japan Society for Precision Engineering*, 67 :1412–1415, 2001.
- [171] M. Ishida, J.I. Fujita, and Y. Ochiai. Density Estimation for Amorphous Carbon Nanopillars Grown by Focused Ion Beam Assisted Chemical Vapor Deposition. *Journal of Vacuum Science and Technology B : Microelectronics and Nanometer Structures*, 20 :2784–2787, 2002.
- [172] R. Salut. *Etude des moyens de lithographie haute résolution pour la fabrication de résonateurs à ondes élastiques de surface : application aux sources embarquées*. PhD thesis, Université de Franche-Comté, 2011.
- [173] Y. Fu, N. Kok Ann Bryan, and O. Nan Shing. Characterization of Focused Ion Beam Induced Deposition Process and Parameters Calibration. *Sensors and Actuators A : Physical*, 88 :58–66, 2001.
- [174] S.K. Tripathi, N. Rajput, and N. Shukla. Focused Ion Beam Assisted Deposition of Nanostructures at Elevated Substrate Temperatures. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B : Beam Interactions with Materials and Atoms*, 288 :6–9, 2012.
- [175] C.S. Kim and S.H. Ahn. Mechanical Behavior of Microscale Carbon Pillar Fabricated by Focused Ion Beam Induced Deposition. *International Journal of Precision Engineering and Manufacturing*, 15 :1485–1488, 2014.
- [176] S. Benchabane, O. Gaiffe, G. Ulliac, R. Salut, Y. Achaoui, and V. Laude. Observation of Surface-Guided Waves in Holey Hypersonic Phononic Crystal. *Applied Physics Letters*, 98 :1908, 2011.

- 
- [177] H. Martinussen, A. Aksnes, and H. Engan. Wide Frequency Range Measurements of Absolute Phase and Amplitude of Vibrations in Micro- And Nanostructures by Optical Interferometry. *Optics express*, 15 :11370–84, 2007.
- [178] P. Vairac and B. Cretin. New Structures for Heterodyne Interferometric Probes Using Double-Pass. *Optics Communications*, 132(1) :19 – 23, 1996.
- [179] K. Kokkonen, M. Kaivola, S. Benchabane, A. Khelif, and V. Laude. Scattering of Surface Acoustic Waves by a Phononic Crystal Revealed by Heterodyne Interferometry. *Applied Physics Letters*, 91, 2007.
- [180] J. Wagner and J. Spicer. Theoretical Noise-Limited Sensitivity of Classical Interferometry. *JOSA B*, 4 :1316–1326, 1987.
- [181] M. Kokkonen, K. ; Kaivola. Scanning Heterodyne Laser Interferometer for Phase-Sensitive Absolute-Amplitude Measurements of Surface Vibrations. *Applied Physics Letters*, 92 :063502, 2008.
- [182] B. Cretin and P. Vairac. Measurement of Cantilever Vibrations with a New Heterodyne Laser Probe : Application to Scanning Microdeformation Microscopy. *Applied Physics A : Materials Science and Processing*, 66 :S235–S238, 1998.
- [183] J. Graebner, B. Barber, P. Gammel, D. Greywall, and S. Gopani. Dynamic Visualization of Sub-angstrom High-Frequency Surface Vibrations. *Applied Physics Letters*, 78 :159–161, 2001.
- [184] B.W. Hoogenboom, P. Frederix, J. Yang, S. Martin, Y. Pellmont, M. Steinacher, S. Zäch, E. Langenbach, H.J. Heimbeck, A. Engel, and H. Hug. A Fabry–Perot Interferometer for Micrometer-Sized Cantilevers. *Applied Physics Letters*, 86(7), 2005.
- [185] Z. Shen, X. Han, C.-L. Zou, and H. Tang. Phase Sensitive Imaging of 10 GHz Vibrations in an AlN Microdisk Resonator. *Review of Scientific Instruments*, 88, 2017.
- [186] A. M. Funston, C. Novo, T. J. Davis, and P. Mulvaney. Plasmon Coupling of Gold Nanorods at Short Distances and in Different Geometries. *Nano Letters*, 9(4) :1651–1658, 2009.
- [187] K. D. Osberg, N. Harris, T. Ozel, J. C. Ku, G. C. Schatz, and C. A. Mirkin. Systematic Study of Antibonding Modes in Gold Nanorod Dimers and Trimers. *Nano Letters*, 14(12) :6949–6954, 2014.
- [188] P. Nordlander, C. Oubre, E. Prodan, K. Li, and M. I. Stockman. Plasmon Hybridization in Nanoparticle Dimers. *Nano Letters*, 4(5) :899–903, 2004.
- [189] L. V. Brown, H. Sobhani, J. B. Lassiter, P. Nordlander, and N. J. Halas. Heterodimers : Plasmonic Properties of Mismatched Nanoparticle Pairs. *ACS Nano*, 4(2) :819–832, 2010.
- [190] M.-N. Su, Q. Sun, K. Ueno, W.-S. Chang, H. Misawa, and S. Link. Optical Characterization of Gold Nanoblock Dimers : From Capacitive Coupling to Charge Transfer Plasmons and Rod Modes. *The Journal of Physical Chemistry C*, 122(31) :18005–18011, 2018.
- [191] H. Chen, L. Shao, K. C. Woo, J. Wang, and H.-Q. Lin. Plasmonic–Molecular Resonance Coupling : Plasmonic Splitting versus Energy Transfer. *The Journal of Physical Chemistry C*, 116(26) :14088–14095, 2012.
- [192] W. Ni, T. Ambjörnsson, S. P. Apell, H. Chen, and J. Wang. Observing Plasmonic–Molecular Resonance Coupling on Single Gold Nanorods. *Nano Letters*, 10(1) :77–84, 2010.
- [193] L. Raguin, O. Gaiffe, R. Salut, J.-M. Cote, V. Soumann, V. Laude, A. Khelif, and S. Benchabane. Dipole States and Coherent Interaction in Surface-Acoustic-Wave Coupled Phononic Resonators. *Nature Communications*, 10 :1–8, 2019.

**Titre :** Résonateurs phononiques couplés par la surface

**Mots clés :** phononique, résonateurs mécaniques, couplage, ondes élastiques de surface

**Résumé :** Ces travaux de thèse visent à étudier des résonateurs mécaniques capables de confiner, contrôler et transporter l'énergie acoustique à l'échelle du micromètre. L'approche proposée consiste à exploiter la surface sur laquelle reposent les résonateurs et les phénomènes d'hybridation entre les ondes élastiques se propageant sur cette surface et les modes propres des résonateurs pour créer un couplage entre résonateurs. Dans un premier temps, les travaux entrepris prouvent, numériquement et expérimentalement, la capacité d'exciter un micro-résonateur sub-longueur d'onde grâce aux ondes de surface. Une seconde partie est consacrée à l'étude des mécanismes de couplage entre résonateurs adjacents.

Au travers de caractérisations optiques donnant notamment accès à la forme des modes excités

et de simulations numériques fondées sur la méthode des éléments finis, la présence de couplage entre résonateurs voisins et la possibilité de contrôler ce couplage en modifiant les paramètres géométriques des paires de résonateurs sont démontrées. En particulier, deux types de couplage sont mis en évidence en fonction de l'écartement entre les résonateurs : un couplage évanescent, s'apparentant au couplage dans un dimère plasmonique, et un couplage de type mécanique. Les études réalisées soulignent aussi la réciprocité des systèmes étudiés : il est possible de modifier le couplage en changeant les conditions d'excitation des résonateurs et réciproquement, les vibrations des résonateurs couplés peuvent affecter la vibration de la surface les supportant à des échelles très sub-longueurs d'onde.

**Title:** Surface Coupled Phononic Resonators

**Keywords:** phononics, mechanical resonators, coupling, surface acoustic waves

**Abstract:** In the field of Phononics, most of the works reported up to now investigate the collective behaviour of periodic or aperiodic structures in order to control the propagation of elastic waves. In this thesis work, we propose to focus on the individual character of surface-coupled mechanical resonators with the aim to control and manipulate vibrations at the micron-scale. We investigate numerically and experimentally the coupling mechanisms involved between surface acoustic waves propagating on a substrate surface and mechanical modes of sub-wavelength phononic microresonators. Experimental investigations are conducted on isolated resonators and on pairs of neighboring resonators. The microresonator motion is measured using a laser scanning heterodyne interferometer which allows obtaining the frequency response and observing the vectorial behaviour of the elastic field both in the resonator and at the substrate surface.

In the first part of this thesis work, we demonstrate the possibility to excite the first flexural natural mode of a resonator with surface acoustic waves. Then, the reported investigations reveal the existence of two coupling regimes in pairs of resonating pillars, depending on the separation distance between two resonators: an evanescent coupling regime, much reminiscent of what can be observed in a plasmonic dimer, and a classical mechanical coupling. Measurements performed at the substrate surface also highlight the interaction through the surface between the resonators.

The obtained results prove that it is possible to control the elastic energy distribution at a deep sub-wavelength scale with isolated resonators, and reciprocally, that mechanical resonator systems can be manipulated by propagating surface acoustic waves, hence opening prospects for the dynamic and coherent control of mechanical vibrations at the micron-scale.