

---

## **Thèse**

Pour obtenir le grade de

**Docteur de L'Université de Lille 1**

Discipline : Micro et Nano technologies, Acoustique et Télécommunications

Présentée par

**Said EL-JALLAL**

---

# **Cristaux phoxoniques et propriétés optomécaniques : interaction des photons et des phonons**

---

Soutenue le 16 juin 2015 devant le jury composé de :

Rapporteurs :

**Bernard Bonello**, Directeur de recherche CNRS, Université Pierre et Marie Curie

**El Houssaine El Boudouti**, Professeur, Université Mohamed premier, Oujda

Examineurs :

**Rémy Braive**, Maître de conférences, Université Paris Diderot

**Ivan Favero**, Chargé de recherche CNRS, Université Paris Diderot

**Tuami Lasri**, Professeur, Université de Lille 1

**Bahram Djafari-Rouhani**, Professeur, Université de Lille 1

Directeur de thèse :

**Yan Pennec**, Professeur, Université de Lille 1

*J'offre ce travail en témoignage de l'amour, de l'amitié et de la reconnaissance que je porte à:*

*Mes grands parents*

*Mes parents, mon oncle et ma tante,*

*Mes sœurs, mes frères et mes cousins*

*Toutes les familles, EL-JALLAL et TAHIRI*

*Tous ceux qui me sont chers...*

# Sommaire

Remerciement.....	6
Résumé.....	8
Introduction Générale.....	10
Chapitre I : Etat de l'art sur les cristaux phoXoniques et le couplage optomécanique.....	13
Chapitre II : Mécanismes de couplage acousto-optique.....	25
2.1 Effet photoélastique (effet Pockels).....	26
2.2 Effet du mouvement des interfaces.....	30
2.3 Méthodes d'estimation de l'amplitude du couplage.....	30
2.3.1 Modulation de la fréquence photonique par le mode phononique.....	30
2.3.2 Taux de couplage acousto-optique.....	32
2.3.2.1 Taux de couplage du Mouvement des Interfaces.....	36
2.3.2.2 Taux de couplage de l'effet Photoélastique.....	40
Chapitre III : Cavité phoXonique (CPx) dans un cristal bidimensionnel infini.....	41
3.1 Introduction.....	42
3.2 Présentation de la structure CPx bidimensionnelle.....	43
3.3 Etude photonique et phononique.....	45
3.3.1 Structure de bande.....	45
3.3.2 Modes de cavités.....	47
3.4 Couplage acousto-optique dans une cavité phoXonique à base de silicium.....	50
3.4.1 Calcul par les taux de couplage.....	51
3.4.2 Effet de la symétrie des modes phononiques sur le couplage AO.....	53
3.4.3 Modulation acoustique de la fréquence du mode photonique.....	54

3.4.3.1 Cas du mode (f).....	57
3.4.3.2 Cas du mode (b).....	58
3.4.4 Analyse par transformée de Fourier de la modulation optique.....	60
3.4.5 Décalage du pic de transmission photonique par l'onde acoustique.....	62
3.5 Influence des propriétés photoélastiques: étude du cas de l'arséniure de gallium..	64
3.6 Conclusion.....	70
<b>Chapitre IV : Cavité phoXonique (CPx) dans un cristal bidimensionnel en plaque.....</b>	<b>72</b>
4.1. Introduction.....	73
4.2. Plaque phoxonique : géométrie et structure de bandes.....	74
4.3. Cavité phoxonique et modes localisés.....	76
4.3.1. Modes photonique localisés.....	76
4.3.2. Modes phononique localisés.....	78
4.4. Couplage optomécaniques dans les cavités dans une plaque phoxonique.....	79
4.4.1. Couplage OM.....	79
4.4.2. Cavité L1.....	81
4.4.3. Cavité L3.....	83
4.4.4. Cavité en croix.....	88
4.4.5. Modulation acoustique de la longueur d'onde optique.....	90
4.5. Conclusion.....	92
<b>Chapitre V : Cavité phoXonique (CPx) dans un nanoguide structuré.....</b>	<b>94</b>
5.1. Introduction.....	95
5.2. Nanoguide phoxonique structuré.....	97
5.3. Cavité phoxonique simple.....	100
5.3.1. Modes photoniques et phononiques de cavité.....	100
5.3.2. Couplage acousto-optique pour la cavité simple.....	102
5.4. Cavité phoxonique à gradient d'indice (« Tapered cavity »).....	108
5.5. Estimation de couplage optomécanique.....	111
5.6. Optimisation de la cavité phoxonique à gradient d'indice.....	114
5.7. Mise en évidence expérimentale du couplage phoxonique dans les nanoguides structurés à gradient d'indice.....	120
5.7.1. Réalisation de la structure.....	120

5.7.2. Méthodes expérimentales.....	121
5.7.3. Calibrage du couplage optomécanique.....	123
5.7.3.1. Nanoguide périodique parfait.....	123
5.7.3.2. Insertion d'une cavité dans le nanoguide.....	126
5.7.3.3. Caractérisation des modes photoniques et évaluation expérimentale du couplage.....	132
5.8. Conclusions.....	137
Chapitre VI : Nanofil métallique à l'intérieur d'une cavité d'un cristal photonique.....	138
6.1. Introduction.....	139
6.2. ETUDE OPTIQUE.....	143
6.2.1. Systèmes découplés.....	143
6.2.1.1. Tige d'or dans un substrat de TiO <sub>2</sub> homogène.....	143
6.2.1.2. Cristal photonique.....	146
6.2.2. Système optique couplé: Nanofil d'or placé au centre de la cavité photonique.....	148
6.2.2.1. Cas où $R \ll a$ .....	149
6.2.2.2. Cas où $2R$ est comparable à $a$ .....	151
6.3. Couplage phonon-plasmon.....	157
6.3.1. Etude phononique.....	157
6.3.2. Effet du mouvement des interfaces sur les modes plasmoniques de la cavité.....	161
6.4. Conclusion.....	163
CONCLUSION GENERALE.....	165
ANNEXES.....	168
Publications.....	177
<u>Publications dans des revues internationales avec comité de lecture.....</u>	<u>177</u>
<u>Communications dans des conférences.....</u>	<u>178</u>
Références.....	181

# Remerciement

Tout d'abord, et quoique je ne puisse jamais le faire autant que je voudrais, je tiens à remercier vivement le professeur Yan Pennec, qui est bien plus qu'un directeur de thèse pour moi. Je le remercie pour ces discussions fructueuses, son efficacité, son énergie, son humour et sa bienveillance qui ont contribué à rendre ces trois ans de thèse très agréables. Son encadrement, ses encouragements ainsi que son rôle important lors de la rédaction ont conduit à la réalisation de ce modeste travail. Je le remercie pour tous ce qu'il a fait pour moi du côté personnel et d'être venu me chercher le premier jour à la gare de Lille Europe.

Ensuite, je tiens également à souligner le rôle très important qu'a joué le professeur Bahram Djafari-Rouhani pour aller plus loin dans ce sujet. Malgré son emploi du temps chargé, il a été présent quotidiennement pour répondre à toutes mes interrogations et m'en poser de nombreuses autres, pour qui je garderai un profond respect scientifique et qui restera longtemps pour moi un modèle en termes d'esprit de recherche. Je vous remercie d'avoir essayé à me faire évoluer toujours vers plus de simplicité et d'efficacité et de faire en sorte que ce travail soit meilleur. Ses compétences, sa motivation, sa rigueur, son enthousiasme et nos discussions de bureau ont largement nourri ce travail et ma motivation de jeune chercheur.

Je n'oublierai en aucun cas de remercier mon frère et mon cher ami Mourad Oudich, qui m'a fait bénéficier de son bagage scientifique et de son expérience. Il a toujours été à côté de moi dans les moments difficiles, au niveau professionnel, mais aussi sur le plan personnel. Je le remercie pour tout ce qu'il a fait pour moi et les moments agréables partagés ensemble, et que je n'oublierai jamais. Je lui témoigne toute ma gratitude la plus sincère et mes respects les plus profonds. Je le remercie pour les propositions et les idées que nous avons discutées ensemble qui ont contribué à faire avancer la thèse dans les moments difficiles.

Un grand merci s'adresse aussi à toute l'équipe Ephoni de m'avoir accepté en tant qu'étudiant en thèse. Particulièrement un grand merci s'adresse au Professeur Abdellatif AKJOUJ, pour lequel je tiens à exprimer ma profonde gratitude pour son aide, son soutien et ses explications. Merci pour votre sourire, votre présence et votre compréhension et surtout de m'avoir fait confiance et croire en mes capacités dès la fin de mon master. Je n'oublierai jamais que grâce à cette confiance, j'ai eu l'occasion de faire cette thèse dans votre équipe. De lui, j'ai appris la modestie dans la science.

Je dédie ce modeste travail à ceux que personne ne peut compenser les sacrifices qu'ils ont consentis pour mon éducation et mon bien être, mes très chers parents, tous mes grands parents, mon oncle, mes sœurs, mes frères pour ce qu'ils m'ont transmis, l'amour et le soutien sans faille qu'ils m'ont donnés depuis toujours. Je ne pourrais jamais oublier que, grâce à vous, je me sens fort et fier d'être ce que je suis, j'ai des valeurs, des armes et un grand cœur pour affronter la vie et en profiter pleinement. Je remercie aussi chaleureusement ma tante et son mari et tous mes cousins pour leur soutien et leurs pensées positives. Un grand merci à toute ma famille pour leur bonne humeur et leurs signes d'encouragement.

Je tiens à remercier vivement les rapporteurs de ma thèse Mr. Bernard Bonello et Mr. Elboudouti Elhoussain d'avoir accepté d'examiner et de rapporter sur mes travaux de thèse. Un grand merci s'adresse également aux autres membres du jury Ivan Fevero, Rémy Braive, Tuami Lasri et Bahram Djafari-Rouhani d'avoir aimablement accepté de juger mes travaux, pour lesquels j'exprime ma sincère reconnaissance, c'est un honneur pour moi de les compter au sein de ce jury.

Enfin, Un remerciement spécial est destiné aux collègues et amis que j'ai rencontré durant ces trois ans, avec lesquels j'ai savouré de bons moments admirables. Je les remercie de l'ambiance dans laquelle tout s'est déroulé, que ce soit autour d'un café ou d'un repas au RU.

Mille excuses à tous ceux que j'aurais oubliés.

## **Résumé:**

Dans cette thèse, on étudie l'interaction optomécanique dans les cavités des cristaux phoxoniques définis comme des cristaux à la fois photonique et phononique. Ces structures périodiques peuvent présenter simultanément des bandes interdites absolues pour les ondes électromagnétiques et pour les ondes acoustiques. L'introduction de défauts tels qu'une cavité dans le cristal permet d'obtenir à la fois des photons et des phonons localisés. Ce confinement simultané des deux excitations à l'intérieur d'une même cavité permet d'exalter leur interaction et d'envisager de nouveaux dispositifs acousto-optiques à l'échelle submicronique. Nous avons étudié théoriquement cette interaction optomécanique dans différentes structures de cristaux phoxoniques (2D, plaques, et nanoguide structuré). Nous avons mis en évidence l'effet du changement du matériau et de la longueur d'onde incidente sur le couplage optomécanique. Les résultats pour le nanoguide structuré ont été comparés à des résultats expérimentaux réalisés par nos partenaires. Enfin, le couplage phonon-plasmon est abordé à la fois en terme de premiers résultats et de perspective.

Mots clés: Cristaux photonique, phononique et phoxonique, interaction optomécanique, effets photoélastique et mouvement des interfaces, cavité, couplage photon-phonon, acousto-optique, simulations numériques.

## **Abstract:**

In this thesis, we study the optomechanical interactions in phoxonic crystals which are defined as dual phononic/photonic crystals that can exhibit simultaneously phononic and photonic band gaps. The existence of absolute band gaps allows the simultaneous confinement of both waves that, in turn, can produce the enhancement of their interaction for the purpose of novel and high-performance optomechanical and acousto-optic devices and applications. A main objective is the modulation of light by acoustic waves when both excitations are confined inside the same cavity or propagate with a slow group velocity inside a waveguide. We have studied theoretically the

optomechanical interactions in different (2D, slabs, and strip) phoxonic crystals cavities. We have demonstrated the dependence of these optomechanical interactions as a function of both the nature of the material and the incoming optical wavelength. The results for strip waveguides have been compared with experimental results performed by our partners. Finally, as a perspective, we began to study the phonon-plasmon coupling.

Keywords: Photonic, phononic and phoxonic crystals, optomechanical interaction, phonon-photon coupling, cavity, photoelastic and moving interface effects, acousto-optic coupling, numerical simulations.

## Introduction générale

Ce travail de thèse est basé sur les systèmes optomécaniques permettant l'étude du couplage de la lumière (photons) avec les vibrations mécaniques (phonons) sur une large gamme spectrale allant des ultra-violets jusqu'aux infrarouges lointains. La présente thèse expose les résultats sur des systèmes mécaniques dans la gamme de fréquence du gigahertz. Ces structures sont conçues pour avoir des résonances à la fois optiques et mécaniques. La présence de résonances mécaniques modifie considérablement la réponse optique de nos structures par des interactions s'effectuant dans le volume et aussi à la surface du matériau, en créant de grandes non-linéarités optiques effectives. Afin de pouvoir contrôler ces deux types de résonances au sein d'une même structure, nous avons fait intervenir les principes physiques de deux catégories de cristaux : les cristaux photoniques et phononiques. La combinaison des deux propriétés fondamentales regroupées dans une seule structure offre une nouvelle voie pour contrôler et manipuler simultanément la lumière et le son. On obtient alors ce qu'on appelle les cristaux phoXoniques (avec X signifiant à la fois n et t) [1-6]. Ces derniers peuvent être alors définis comme étant des cristaux à la fois photoniques et phononiques. Ils peuvent par conséquent présenter simultanément des bandes interdites absolues aux ondes électromagnétiques et acoustiques. Les propriétés générales de ces hétéro-structures s'appliquent comme l'introduction de défauts tels qu'une cavité dans le cristal permettant d'obtenir à la fois des photons et des phonons localisés. Ce confinement simultané des deux excitations à l'intérieur d'une même cavité permet d'exalter leurs interactions et d'envisager des nouveaux dispositifs optomécaniques à l'échelle submicronique. Le but essentiel de ce travail de thèse est d'étudier l'interaction photon-phonon à l'intérieur d'une cavité phoXonique [4, 7-13]. Le domaine visé par ce travail est le domaine des télécommunications avec la longueur d'onde 1550 nm du côté photonique et la fréquence du gigahertz du côté phononique. En effet, avec des périodicités de l'ordre de quelques centaines de nm, les modes optiques peuvent être

placés aux longueurs d'ondes télécom (1550nm) tandis que les fréquences acoustiques se produisent dans le domaine de quelques GHz.

Le manuscrit est organisé en 6 chapitres. Le premier présente un bref historique sur les cristaux phoxoniques avant d'aborder plus en détails le couplage optomécanique et l'interaction photon-phonon.

Le deuxième chapitre établit les formules des taux du couplage optomécanique (OM). Nous examinons la théorie des perturbations standards de l'électromagnétisme pour aboutir aux formules de taux de couplage utilisées dans notre étude théorique. Les formules utilisées vont être développées pour les deux effets qui interviennent dans le couplage, à savoir l'effet photo-élastique et le mouvement des interfaces.

Le troisième chapitre aborde les résultats du couplage OM dans le cas d'une structure bidimensionnelle constituée d'un réseau carré de trous d'air dans une matrice de silicium puis d'arséniure de gallium. Ce chapitre a permis d'établir une méthodologie du travail sur un système académique. Le chapitre commence par une étude des structures de bande qui servira à déterminer les gaps photonique et phononique, et les modes de résonance localisés dans les deux gaps. Le couplage OM sera discuté pour chaque paire photon-phonon en prenant en compte les différentes polarisations de la lumière, ainsi qu'en fonction de la nature du matériau et de la longueur d'onde de l'étude.

Le quatrième chapitre présente les résultats de couplage OM dans les cavités phoxoniques d'un cristal bidimensionnel en plaque constitué par un réseau carré de trous d'air dans une membrane de silicium. Vis-à-vis du chapitre précédent, cette structure à trois dimensions représente une application réelle du couplage pouvant conduire à une démonstration expérimentale. La structure sans défauts fournit des bandes interdites à la fois aux ondes électromagnétiques et élastiques. Nous considérerons trois types de cavités, à savoir une cavité désignée par « L1 » où un seul trou est retiré du milieu du cristal, une cavité « L3 » où une rangée de trois trous est

retirée, puis une troisième cavité en forme de croix. Nous allons montrer que ces trois types de cavités possèdent des modes phononiques et photoniques bien confinés conduisant à la démonstration des interactions OM avec des bons taux de couplage.

Au chapitre cinq, nous détaillerons les mécanismes de couplage à travers une nouvelle structure sous forme d'un nanoguide structuré. Différentes cavités seront étudiées avec une recherche de facteurs de qualités photoniques et phononiques très élevés. Des temps de vies importants des ondes optique et acoustique dans la cavité permettent des taux de couplages plus importants. La gamme phononique de fréquences de quelques Gigahertz [1Ghz, 9GHz] sera considérée. Une démonstration expérimentale, conduite par nos partenaires sera présentée à la fin du chapitre ainsi que la comparaison avec la théorie.

Le chapitre 6 est une introduction et une ouverture à un autre type de couplage, celui des phonons avec les plasmons. L'effet d'une cavité d'un cristal photonique sur les modes plasmoniques d'un métal sera d'abord étudié. L'étude se fera sur un cristal phononique à deux dimensions dans lequel un nanofil d'or sera introduit dans une cavité photonique. Nous verrons comment les modes plasmoniques du nanofil métallique seront affectés par le cristal photonique. Nous terminerons le chapitre par une présentation des effets du couplage des plasmons avec les phonons de la cavité.

Tous les calculs théoriques effectués dans le manuscrit, les courbes de dispersion photonique et phononique et l'estimation du taux de couplage OM, ont été réalisés en utilisant la méthode des éléments finis au moyen du logiciel commercial COMSOL Multiphysics ®.

# **Chapitre I : Etat de l'art sur les cristaux phoXoniques et le couplage optomécanique**

## **Cristaux phoxoniques et interactions optomécaniques**

L'étude des cristaux photoniques et phononiques s'appuie sur le concept de périodicité. Les structures périodiques existent sous une multitude de formes, et leur caractère périodique leur confère la possibilité de prohiber la propagation des ondes dans certaines gammes de fréquence à travers des bandes interdites, et ceci quelque soit la direction de l'onde incidente. Il existe trois principales catégories de systèmes périodiques : unidimensionnel, bidimensionnel et tridimensionnel. Ces dimensions représentent le nombre de directions dans lesquelles il y a une périodicité des propriétés des matériaux. Les structures périodiques dites cristaux photonique [14-19] et phononique [20-28] sont connues comme étant des milieux fortement dispersifs pour la propagation respectivement des ondes électromagnétiques et acoustiques lorsque les longueurs d'onde sont de l'ordre de grandeur du paramètre de maille. En effet, la lumière et le son peuvent se propager à travers une grande variété de matériaux, respectivement, sous forme d'ondes électromagnétiques et élastiques. Du point de vue quantique, les deux types d'ondes peuvent être décrits en termes de particules physiques: les photons dans le cas de la lumière et les phonons dans le cas du son. L'idée principale derrière les cristaux photoniques (phononiques) est l'introduction de la périodicité sur l'indice de réfraction (constantes élastiques) d'un certain milieu de propagation pour obtenir des bandes d'énergie dans lesquelles la lumière (le son) ne peut pas se propager à l'intérieur du milieu: c'est ce qu'on appelle les bandes interdites (BIs) [29]. Nous pouvons ainsi introduire la périodicité à la fois sur l'indice de réfraction et sur l'impédance acoustique (par exemple, par l'insertion d'un réseau périodique de trous dans une membrane d'un matériau transparent de sorte que les bandes interdites existent simultanément pour les deux types d'ondes dans le milieu en question). Ce type de système périodique a connu un intérêt croissant ces dernières années, car il peut présenter simultanément des bandes interdites photoniques et phononiques [30-34]. L'intérêt majeur qu'ont connu les domaines de la photonique et la phononique a conduit à l'apparition d'un troisième type de cristal périodique appelé cristal phoXonique qui rassemble les deux catégories bien connues: les cristaux photonique [35] et phononique

[30, 36]. Maldovan et Thomas [1] ont présenté une construction de ce cristal à partir d'un système bidimensionnel (2D) infini fait d'un réseau carré ou hexagonal de trous d'air dans du silicium ou, inversement, des tiges de silicium dans l'air. Ils ont montré la possibilité de contrôler à la fois la lumière et le son (Fig. 1.1). Leur étude s'est concentrée sur l'effet du changement des paramètres géométriques sur les bandes interdites photoniques et phononiques et ont pu donc déduire la géométrie convenable pour obtenir les gaps à la fois photonique et phononique (gap phoxonique). Ils ont conclu par la possibilité alors de localiser simultanément les ondes acoustiques et électromagnétiques dans la même région et donc envisager l'interaction photon-phonon.

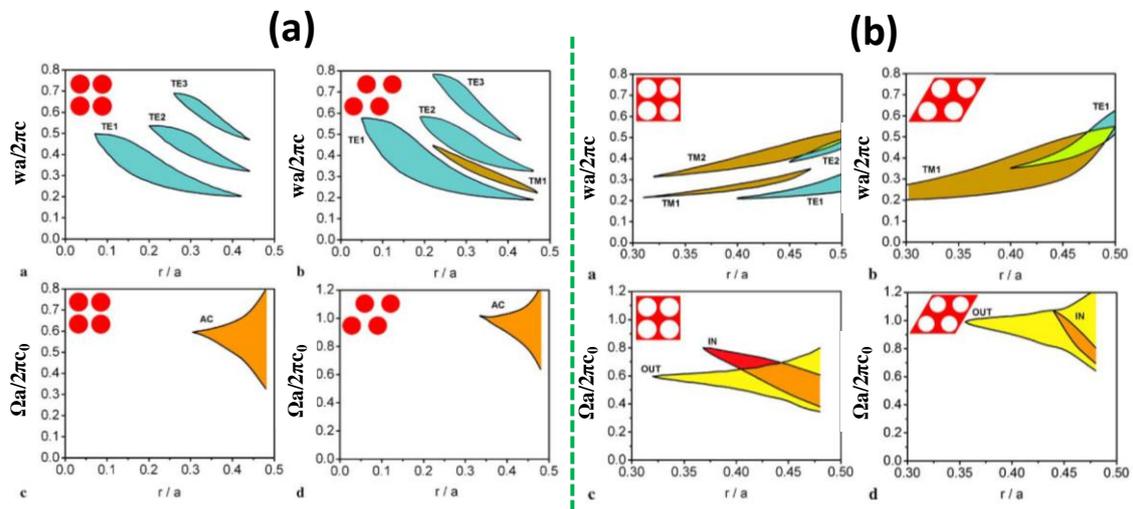


Figure 1.1: Gaps photoniques pour les modes de polarisation TM et TE (haut) et phononiques (bas) pour les modes dans le plan et hors plan pour les réseaux carré et triangulaire de (a) des tiges de silicium dans l'air et (b) des cylindres d'air dans une matrice de silicium [1].

Sadate-Saleh et al. [31] ont étendu cette recherche au niobate de lithium ( $\text{LiNbO}_3$ ) et au cas des ondes de surface en prenant en considération plusieurs réseaux. Leurs travaux ont démontré l'existence d'une bande interdite absolue phononique en parallèle avec l'ouverture des bandes interdites photoniques partielles associées à la polarisation de la lumière (transverse électrique (TE) ou transverse magnétique (TM)). Bria et al. [32] ont démontré aussi de leur côté la possibilité d'obtenir des bandes interdites absolues photoniques en utilisant l'anisotropie du saphir dans un régime hyperfréquence. Outre

leurs propagations indépendamment l'une de l'autre, les photons et les phonons peuvent également interagir. La localisation simultanée des ondes acoustiques et optiques dans une même région de l'espace est une condition nécessaire et importante qui va nous aider à améliorer leurs interactions. En utilisant la propriété d'avoir à la fois la bande interdite pour les phonons et les photons, on peut s'attendre lors de l'introduction d'un défaut à l'intérieur du cristal phoxonique à pouvoir confiner simultanément les phonons et les photons et améliorer ainsi leur interaction optomécanique (OM) [2, 37].

Les cristaux phoxoniques offrent ainsi la possibilité de créer des défauts dans la structure périodique, de type ponctuels ou linéaires, qui rompent la périodicité locale et donnent lieu à des cavités [2] ou à des guides d'ondes [38-40]. A titre d'exemple, suite à ses travaux montrés sur la figure 1.1 [1], Maldovan a utilisé le même cristal phoxonique pour créer une cavité obtenue en remplissant avec du silicium un trou d'air [2]. Dans son travail, il montre la localisation à la fois des modes photoniques et phononiques dans la cavité ainsi créée (Fig. 1.2a).

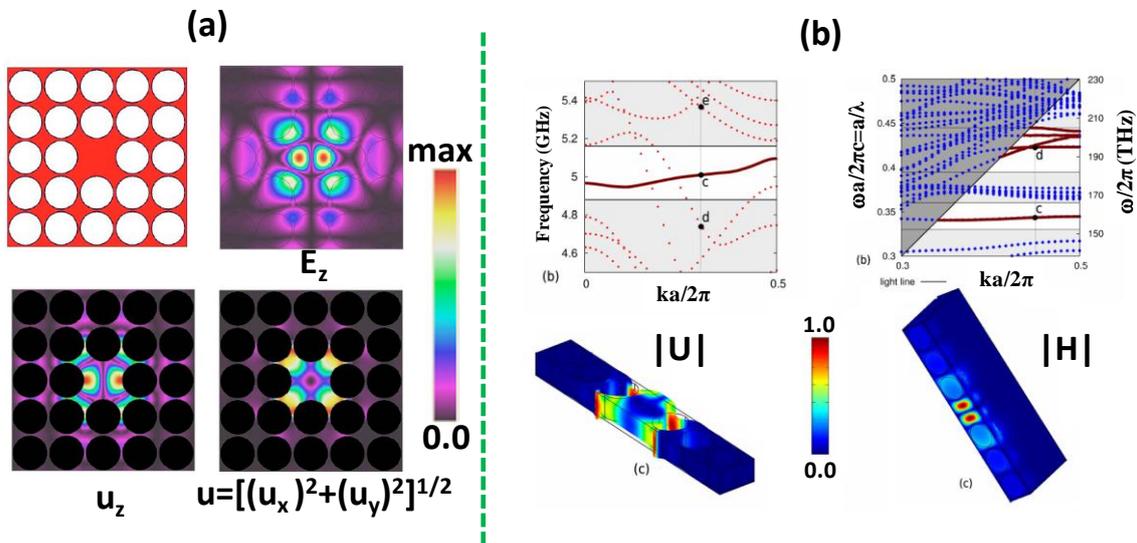


Figure 1.2: (a) Création d'une cavité dans un cristal phoxonique permettant de localiser simultanément les modes optiques et acoustiques pour une géométrie de cylindres d'air dans une matrice de silicium [2]. (b) Guide d'onde permettant de guider à la fois des modes photoniques et phononiques [37].

V. Lande et al. [37] montrent aussi la possibilité de créer un guide d'onde permettant de guider simultanément les ondes optiques et acoustiques (Fig. 1.2b). L'objectif du travail réalisé dans ce papier a été de rechercher des branches de guides présentant des vitesses de groupes faibles de manière à favoriser l'interaction entre les phonons et les photons au cours de la propagation guidée.

Ces défauts peuvent être arrangés pour induire donc la propagation et le confinement à la fois des ondes lumineuses et sonores à certaines fréquences dans les bandes interdites correspondantes. Le matériau doit donc être transparent pour les fréquences des deux photons et phonons concernés, et doit présenter un fort contraste entre les constituants pour produire des bandes interdites larges lorsque la périodicité est introduite. La recherche de l'existence des bandes interdites à la fois photonique et phononique suivi de la création de défauts appropriés aux deux types d'ondes est la première condition dans la localisation simultanée des photons et des phonons et l'étude de leur interaction [4, 9, 41-46].

L'interaction entre la lumière et le son, généralement appelée interaction optomécanique (OM), a été régulièrement étudiée depuis de nombreuses années dans une variété de dispositifs optiques pour obtenir le contrôle actif de la lumière par des ondes élastiques [47]. En micro et nanostructures et grâce aux progrès des nanotechnologies cette interaction a reçu un intérêt considérable et croissant en raison des effets intéressants qu'elle peut fournir [10].

Comme expliqué précédemment, les modes photoniques et phononiques peuvent soit se localiser dans une cavité, soit se propager simultanément dans des guides d'ondes. La lumière et le son peuvent interagir fortement dans des cavités phoxoniques [7, 48-50], c'est-à-dire dans des endroits où on confine simultanément les deux modes photoniques et phononiques. Le principe du confinement dans des cavités OM [10, 51-54], a donné lieu à une grande variété de phénomènes remarquables, comme par exemple le refroidissement laser [55]. L'interaction lumière-son peut également avoir lieu dans des guides d'ondes à l'échelle nanométrique [38, 56-59]. Les premiers essais pour coupler la lumière et le son dans des cavités optiques remontent au cas de microsphères qui présentent des facteurs de qualité photoniques  $Q$  élevés. Thomes et Carmon [60] ont

étudié un résonateur OM excité par la pression de radiation utilisant la diffusion Brillouin stimulée (Fig. 1.3). Ils excitent expérimentalement un mode mécanique de galerie (WGM pour whispering-gallery mode) à partir d'un mode optique, également de galerie. La détection se fait par les vibrations via le décalage Doppler vers le rouge (Stokes) de la lumière diffusée.

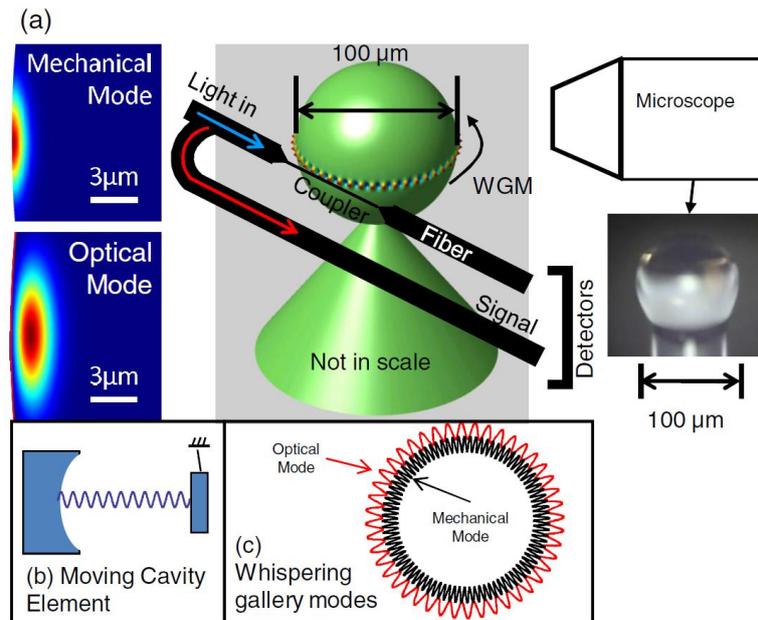


Figure 1.3: (a) Gauche : vues en coupe transversale des modes mécaniques et optiques calculés. Droite : dispositif expérimental. (b) Schéma d'un élément de la cavité en mouvement. (c) Illustration d'une cavité où les modes WGM (whispering-gallery mode) acoustiques et optiques circulent [60].

Récemment, l'interaction OM a été étudiée également dans différentes structures à savoir dans les cavités créées dans les cristaux périodiques sous forme de membranes [10, 43-44]. Safavi-Naeini et al [33, 61] ont observé un fort couplage OM entre les modes de résonance phononiques et photoniques localisés, ayant des facteurs de qualité importants à l'intérieur d'une cavité linéaire dans une plaque de silicium en croix (structure « cross » (Fig. 1.4A)) et en flocon (structure « snowflake » (Fig. 1.4B)). Ces auteurs ont obtenu des taux de couplage OM importants de l'ordre de  $g_{OM}/2\pi=292$  kHz entre les résonances acoustique et optique. Nous reviendrons sur la définition de ce taux et sa signification en détails dans le chapitre 2.

Dans un autre papier [62], les mêmes auteurs ont construit une cavité à fente insérée dans un cristal photonique bidimensionnel présentant de très grands facteurs de qualité photoniques. Cette structure a été capable d'offrir une forte interaction entre le champ de lumière interne et le mouvement mécanique de la structure à fente, conduisant à un taux de couplage OM de  $g_{OM}/2\pi = 320$  kHz.

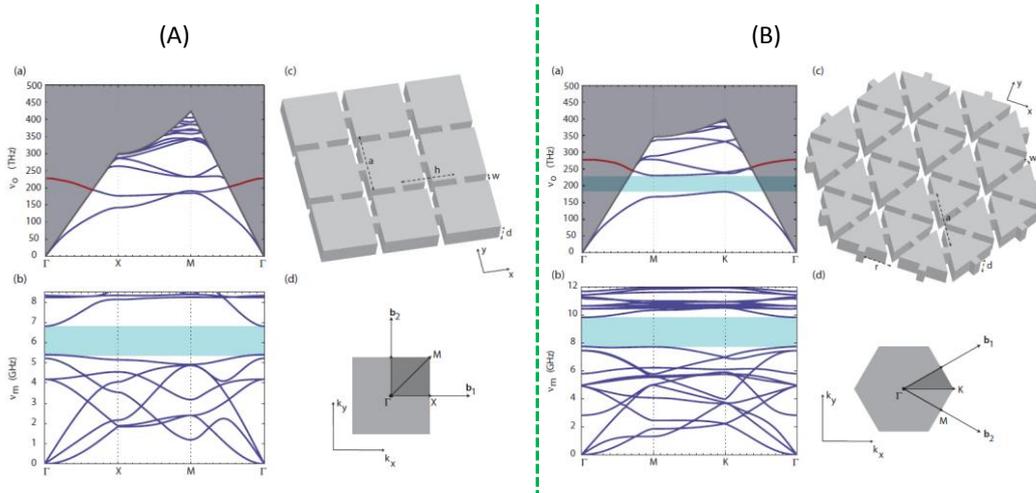


Figure 1.4: Les structures de bandes (a) photonique et (b) phononique d'une structure quasi-2D (en (A) « cross » et (B) « snowflake ») schématisées en (c) l'espace réel et (d) l'espace réciproque. La structure de bande photonique est donnée seulement pour les modes symétriques de la plaque [33].

Gavartin et al. [63] ont rapporté à la fois théoriquement et expérimentalement un fort couplage OM à l'intérieur d'une cavité OM d'une plaque à 2D (Fig. 1.5). Ils ont observé deux familles de modes mécaniques: des modes de flexion associés au mouvement de l'ensemble de la plaque et des modes localisés avec des fréquences dans le régime GHz. Ils ont présenté des mesures directes du taux de couplage OM en utilisant une technique d'étalonnage de fréquence. Les valeurs les plus élevées mesurées du couplage entre les modes optiques et mécaniques dans de telles structures dépassent 80 kHz.

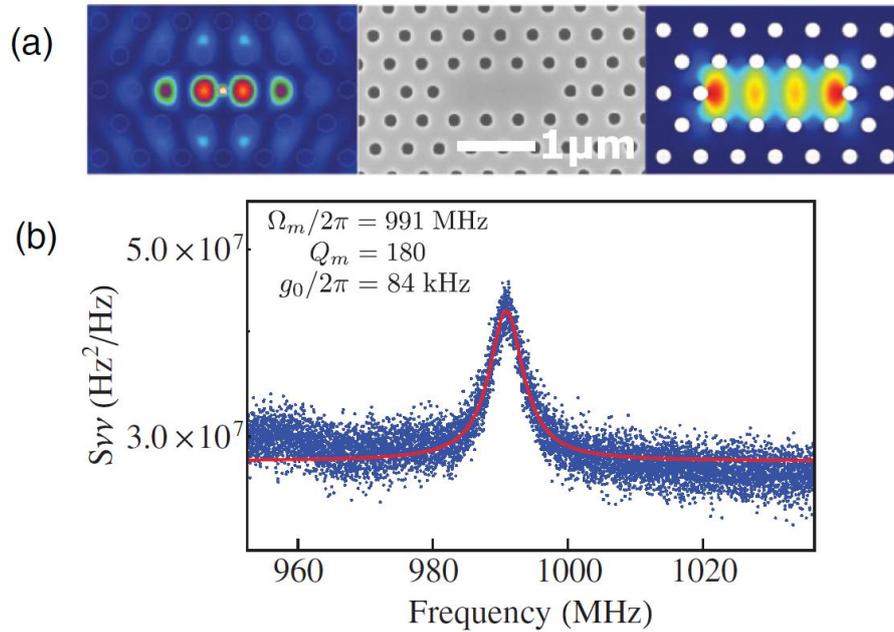


Figure 1.5: (a) Distribution du champ électromagnétique simulé (à gauche). Image de Microscope à Balayage Electronique du défaut (milieu) et le mode mécanique localisé simulé (à droite). (b) La fréquence calibrée du spectre du mode mécanique localisé (points bleus) avec un ajustement de Lorentz (ligne rouge). Un taux de couplage OM de  $g_{OM}/2\pi = 84$  kHz est déterminé [63].

Parallèlement à ces travaux, d'autres groupes ont réussi à avoir théoriquement et expérimentalement une forte interaction OM entre les phonons et les photons dans des structures à 1D sous forme de nanoguide structuré (strip waveguide) [6, 64-66]. Cependant, la plupart de ces travaux considèrent les modes localisés phononiques et photoniques qui ne sont pas forcément à l'intérieur de la bande interdite photonique et/ou phononique absolue. Récemment, il a été démontré qu'un fort couplage entre phonons et photons peut être obtenu en localisant les fréquences à l'intérieur des bandes interdites d'une structure multicouche à 1D [10, 43-44, 67].

Chan et al. [65] ont présenté le design d'une cavité d'un nanoguide OM qui combine la simulation par les éléments finis et l'optimisation numérique (Fig. 1.6), et considère le couplage OM qui résulte de l'effet du mouvement diélectrique des interfaces et de l'effet photo-élastique. L'application de cette méthodologie de résultats pour cette géométrie

donne un facteur de qualité optique intrinsèque réalisé expérimentalement de  $1.2 \times 10^6$  et une fréquence mécanique de 5.1 GHz avec un facteur de qualité mécanique de  $6.8 \times 10^5$  (à  $T=10\text{K}$ ) et un taux de couplage OM du mouvement du point zéro de  $g=1.1$  MHz.

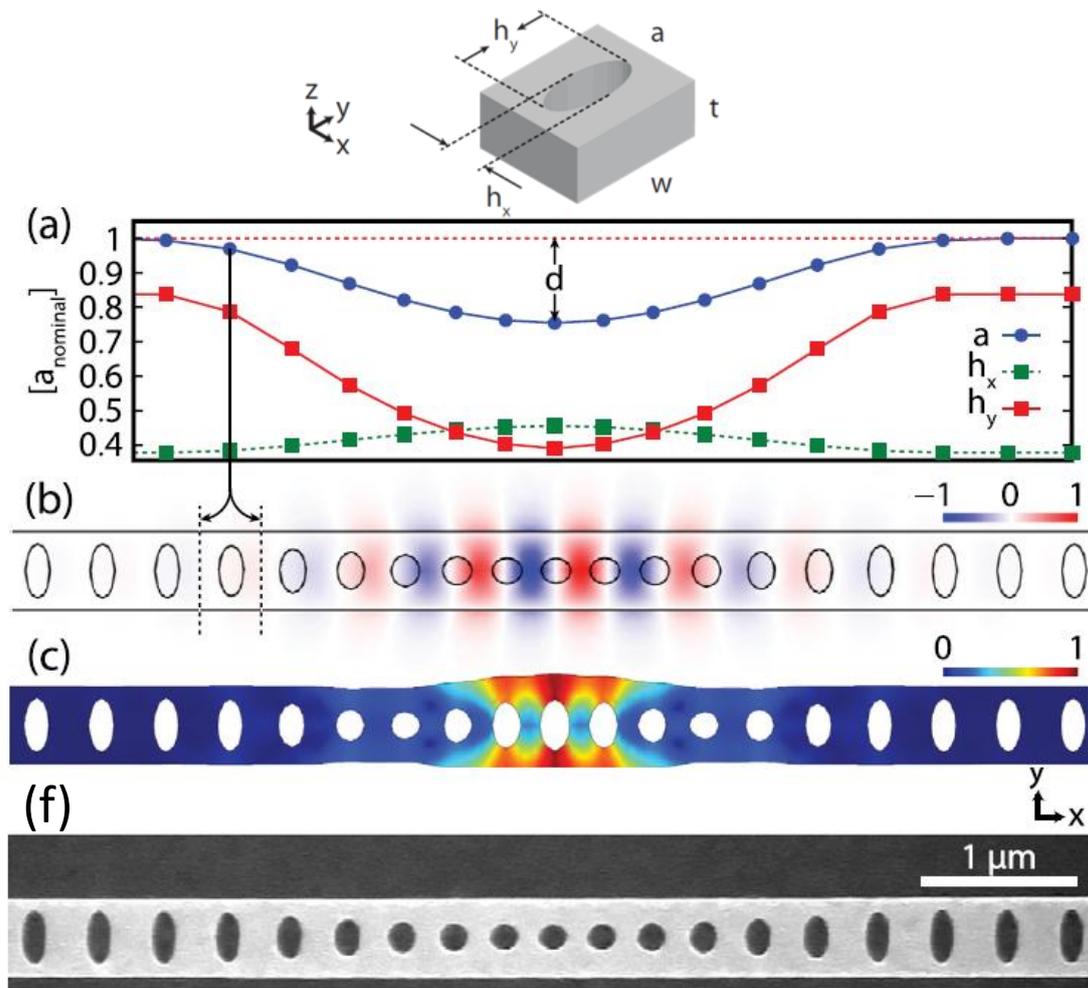


Figure 1.6: (a) Variation des paramètres de la cellule élémentaire de la géométrie pour le paramètre de maille «  $a$  » (bleu), les dimensions de l'ellipse d'air  $h_x$  (pointillés verts) et  $h_y$  (rouge), le long de la longueur du nanoguide, en unité de  $a_{\text{nominal}}$ . (b) Le champ optique  $E_y$  normalisé du mode optique localisé et (c) le champ de déplacement mécanique normalisé  $|U|$  du mode acoustique localisé. (f) Image au microscope électronique à balayage (MEB) de la cavité réalisée expérimentalement [65].

Fuhrman et al [7] ont pu démontrer expérimentalement la modulation acoustique de la fréquence de résonance optique d'un mode confiné à l'intérieur d'une cavité. Ils ont fait

un réglage dynamique par des phonons acoustiques cohérents monochromatiques formés par une onde acoustique de surface avec des fréquences supérieures à 1.7 GHz. Ils ont résolu une modulation périodique du mode optique dépassant huit fois sa largeur spectrale, en conservant à la fois le profil de mode spatial et le facteur de qualité élevé (Fig. 1.7).

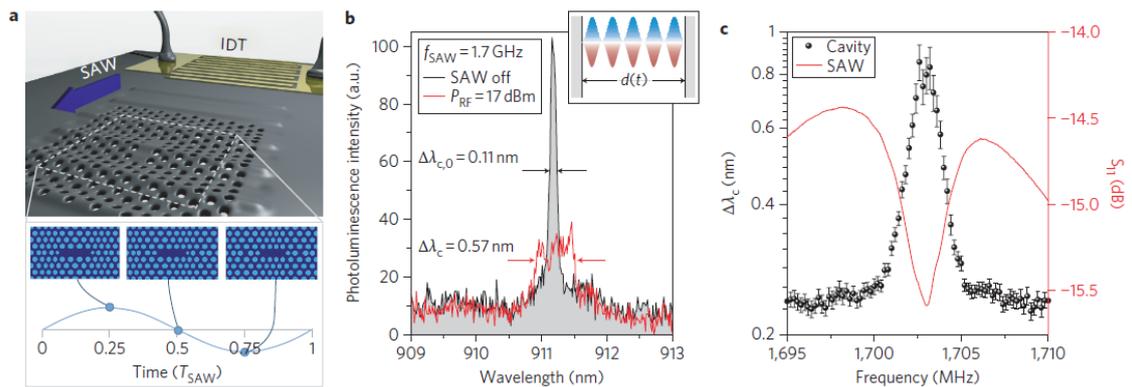


Figure 1.7: (a) En haut : Nanocavité du cristal photonique, déformé par une onde acoustique de surface (SAW, surface acoustic wave). L'onde SAW est générée par une impulsion RF appliquée à un peigne inter digité (IDT). En bas : déformation de la nanocavité à différents moments pendant une période de l'onde SAW, montrant la cavité allongée, un nœud au centre de la cavité et la cavité sous pression. (b) Photoluminescence d'une nanocavité à Q élevé dans une expérience. Le pic d'émission initial de Lorentz de la cavité (noir) est élargi de plus d'un facteur de 5 et devient d'une forme complexe (rouge) sous l'influence de l'onde SAW à 1.7 GHz. (c) Extrait de l'élargissement de l'émission de la nanocavité en fonction de la fréquence RF appliquée. Le plus grand élargissement est observé à la fréquence de fonctionnement optimale de la génération de l'onde SAW (ligne rouge) [7].

Chan et al. [50] ont conçu un système OM dans lequel les énergies optique et mécanique peuvent être co-localisées dans un volume cubique et efficacement couplées par la force de gradient optique. Ils ont créé une cavité appelée "zipper" constituée de deux guides nanométriques de nitrure de silicium, et doublement serrés, dans lesquels ils ont utilisé un réseau linéaire de trous d'air rectangulaire pour former la cavité optique et le résonateur mécanique. Ils ont obtenu un couplage OM de plusieurs ordres de grandeur supérieurs à celui démontré dans les cavités de Fabry-Perot de haute finesse, qui s'appuient sur la force de pression de radiation.

C. Baker et al. [68] du groupe de I. Favero ont étudié le couplage optomécanique dans un disque résonant, en tenant compte des deux effets, géométrique et photoélastique (Fig. 1.8). Ces deux effets sont la conséquence directe de la déformation des interfaces du disque et des changements de l'indice de réfraction du matériau induits par les différents modes mécaniques (Fig. 1.8c). Dans ce travail, les auteurs ont montré que l'effet photoélastique apparaissait comme prédominant pour certaines dimensions de disque et pour certains modes mécaniques, conduisant à un couplage optomécanique total de l'ordre de 4 MHz. Ils ont ainsi optimisé le couplage photoélastique dans des disques résonants de GaAs en jouant sur sa géométrie.

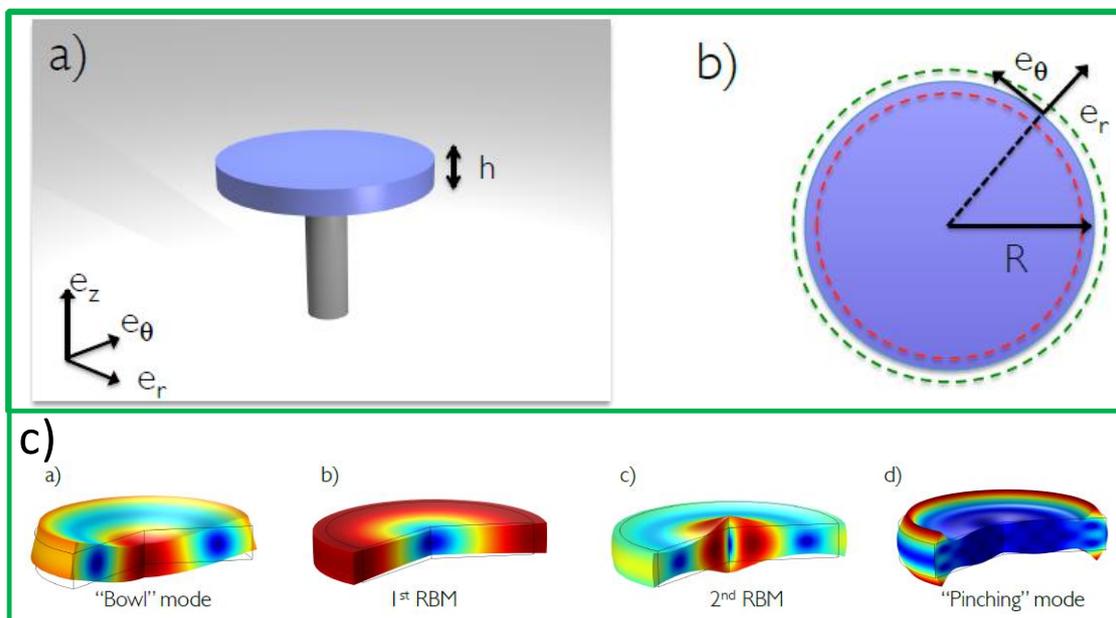


Figure 1.8: (a, b) Schéma en vue latérale à 3D (a) et de dessus (b) d'un disque GaAs, d'épaisseur  $h$  et de rayon  $R$  (bleu). (c) Profil du module du champ de déplacement pour quatre modes mécaniques propres du disque ; le rouge (resp. bleu) illustre le maximum (resp. minimum) du déplacement [68].

Enfin, Verhagen et al. [69] du groupe de Kippenberg ont utilisé un système micro-optomécanique sous la forme d'une microcavité optique toroïdale (Fig. 1.9). Ce dispositif présente des modes de résonance avec des facteurs de qualité élevés couplés à des modes mécaniques de respiration radiale par la pression de radiation. Ce système

établit une interface OM quantique efficace entre les oscillateurs mécaniques et les photons optiques, qui peuvent fournir un transport de décohérence libre des états quantiques à travers des fibres optiques. Ils ont réussi à obtenir un système qui donne des taux de couplage dépassant à la fois les taux de décohérence optiques et mécaniques, remplissant ainsi les conditions nécessaires pour le contrôle de l'état quantique d'un oscillateur mécanique avec des champs optiques.

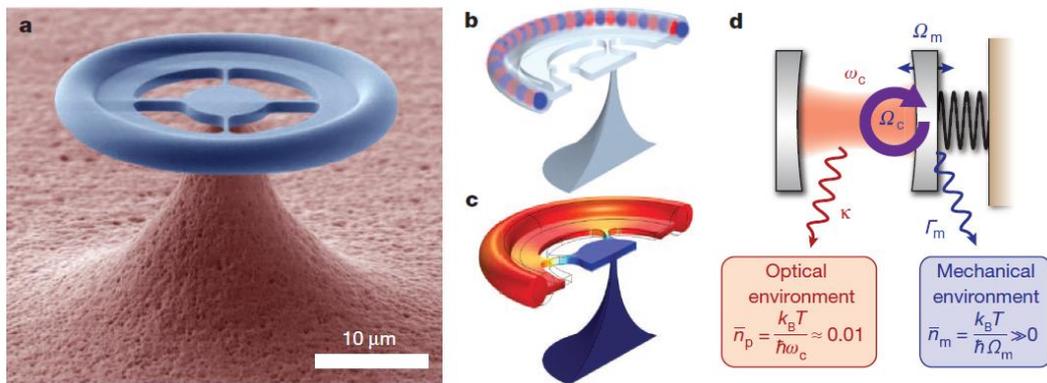


Figure 1.9: Microrésonateurs opto-mécaniques. (a) Micrographie électronique à balayage d'un résonateur toroïdal de 31μm de diamètre utilisé pour les expériences OM [69]. (b) Cartographie d'un mode optique dans le micro-résonateur. (c) Déplacement simulé (exagéré pour plus de clarté) du mode de respiration radiale fondamentale de la structure. (d) Cavité OM de Fabry-Pérot  quivalente.

## **Chapitre II Mécanismes de couplage acousto-optique**

Les caractéristiques optiques d'un matériau sont affectées par la vibration de l'onde acoustique ce qui influence directement le comportement du champ électromagnétique. En effet, le déplacement acoustique se traduit par une vibration qui entraîne des déformations dans les régions de localisation de l'onde et crée donc un changement local des propriétés optiques du matériau. Ce changement induit des variations au niveau optique dans le milieu de confinement. Pour aller dans ce sens, où le couplage entre les ondes acoustique et optique entre en jeu, on va faire appel aux cristaux phoxoniques dont le but essentiel est de confiner ou de guider simultanément ces deux types d'ondes. Plus particulièrement, et afin d'avoir des ondes bien confinées, l'idée de travailler avec des cavités phoxoniques semble plus intéressante (localisation simultanée des ondes acoustique et optique dans une même région de l'espace). L'étude de la modulation de l'onde optique par la vibration acoustique a été abordée à travers deux effets essentiels à savoir l'effet photoélastique et l'effet du mouvement des interfaces. Le premier correspond au changement de la permittivité diélectrique du matériau induit par la déformation acoustique. Le deuxième correspond à la modification de la forme du solide qui agit précisément aux limites géométriques du solide.

## 2.1 Effet photoélastique (effet Pockels)

L'effet photoélastique résulte de la modification de l'indice de réfraction d'un milieu par une déformation acoustique de composantes  $S_{kl}$ . Cette variation d'indice s'obtient à partir des relations de la photoélasticité qui relient les déformations mécaniques et les indices de réfraction [70].

Pockels a posé le tenseur de photoélasticité de rang 4, comme lien pour relier la déformation  $S_{kl}$  et la variation  $\Delta\eta_{ij}$  de telle sorte que :

$$\Delta\eta_{ij} = \Delta\left(\frac{1}{n^2}\right)_{ij} = p_{ijkl}S_{kl} \quad (1)$$

Où  $\eta_{ij}$  représente le tenseur d'imperméabilité optique,  $p_{ijkl}$  le tenseur des constantes photoélastiques et  $S_{kl} = \frac{1}{2}\left(\frac{\partial u_k}{\partial x_l} + \frac{\partial u_l}{\partial x_k}\right)$  est la déformation acoustique. Afin de réduire le nombre d'indices utilisés pour décrire un tel tenseur symétrique, nous allons utiliser la

notation de Voigt qui permet de représenter les tenseurs sous forme matricielle. On peut alors regrouper les termes  $ij$  et  $kl$  en respectivement  $m$  et  $n$ . Les correspondances avec ces indices réduits sont résumées dans le tableau suivant :

Tableau 1.1 : Passage des indice  $ij$  ou  $kl$  à  $m$  ou  $n$ .

$ij$ ou $kl$	11	22	33	23	32	13	31	12	21
$m$ ou $n$	1	2	3	4	4	5	5	6	6

Pour des raisons de symétrie du cristal les composantes peuvent se simplifier. En effet, dans un matériau cubique on a :

$$\begin{aligned}
 p_{11} &= p_{22} = p_{33} \\
 p_{12} &= p_{21} = p_{13} = p_{31} = p_{23} = p_{32} \quad (2) \\
 p_{44} &= p_{55} = p_{66}
 \end{aligned}$$

Dans un matériau isotrope solide (verre), on a de plus :

$$p_{44} = (p_{11} - p_{12})/2$$

En utilisant la notation de Voigt la relation (1) peut alors être réduite à :

$$\Delta \eta_m = \Delta \left( \frac{1}{n^2} \right)_m = p_{mn} S_n \quad (3) \quad m, n = \{1, 2 \dots 6\}$$

On peut exprimer directement la variation de l'indice de réfraction par la relation suivante :

$$\Delta n_m = -\frac{1}{2} n^3 \Delta \left( \frac{1}{n^2} \right)_m = -\frac{1}{2} n^3 p_{mn} S_n$$

avec

$$\begin{aligned}
 p_{mn} S_n &= (p_{11} S_1 + p_{12} S_2 + p_{13} S_3 + p_{14} S_4 + p_{15} S_5 + p_{16} S_6) \\
 &+ (p_{21} S_1 + p_{22} S_2 + p_{23} S_3 + p_{24} S_4 + p_{25} S_5 + p_{26} S_6) \\
 &+ (p_{31} S_1 + p_{32} S_2 + p_{33} S_3 + p_{34} S_4 + p_{35} S_5 + p_{36} S_6) \\
 &+ 2(p_{41} S_1 + p_{42} S_2 + p_{43} S_3 + p_{44} S_4 + p_{45} S_5 + p_{46} S_6) \\
 &+ 2(p_{51} S_1 + p_{52} S_2 + p_{53} S_3 + p_{54} S_4 + p_{55} S_5 + p_{56} S_6) \\
 &+ 2(p_{61} S_1 + p_{62} S_2 + p_{63} S_3 + p_{64} S_4 + p_{65} S_5 + p_{66} S_6)
 \end{aligned}$$

Soit

$$\begin{aligned}
\Delta n_{xx} &= -\frac{1}{2}n^3 [(p_{11}S_1 + p_{12}S_2 + p_{13}S_3 + p_{14}S_4 + p_{15}S_5 + p_{16}S_6)] \\
\Delta n_{yy} &= -\frac{1}{2}n^3 [(p_{21}S_1 + p_{22}S_2 + p_{23}S_3 + p_{24}S_4 + p_{25}S_5 + p_{26}S_6)] \\
\Delta n_{zz} &= -\frac{1}{2}n^3 [(p_{31}S_1 + p_{32}S_2 + p_{33}S_3 + p_{34}S_4 + p_{35}S_5 + p_{36}S_6)] \\
\Delta n_{yz} &= -\frac{1}{2}n^3 [2(p_{41}S_1 + p_{42}S_2 + p_{43}S_3 + p_{44}S_4 + p_{45}S_5 + p_{46}S_6)] \\
\Delta n_{zx} &= -\frac{1}{2}n^3 [2(p_{51}S_1 + p_{52}S_2 + p_{53}S_3 + p_{54}S_4 + p_{55}S_5 + p_{56}S_6)] \\
\Delta n_{xy} &= -\frac{1}{2}n^3 [2(p_{61}S_1 + p_{62}S_2 + p_{63}S_3 + p_{64}S_4 + p_{65}S_5 + p_{66}S_6)]
\end{aligned}$$

Or, l'indice de réfraction vérifie l'équation :

$$\frac{a^2}{n_x^2} + \frac{b^2}{n_y^2} + \frac{c^2}{n_z^2} = \frac{1}{n^2} \quad (4)$$

où  $(a, b, c)$  sont les trois composantes du vecteur unitaire d'excitation électrique (les cosinus directeurs de la direction de vibration), en posant  $x = n \cdot a$ ,  $y = n \cdot b$  et  $z = n \cdot c$ , l'équation (4) devient :

$$\frac{x^2}{n_x^2} + \frac{y^2}{n_y^2} + \frac{z^2}{n_z^2} = 1 \quad (5)$$

Cette équation s'appelle l'ellipsoïde des indices dans laquelle les  $n_i$  sont les indices de réfraction principaux avec  $n_i^2 = \varepsilon_{r_i}$  ( $i = x, y, z$ ) et  $\varepsilon_{r_i}$  sont les composantes du tenseur de permittivité électrique.

L'ellipsoïde des indices d'un cristal en présence d'un champ de déformation appliqué est donné par [70]:

$$\left( \eta_{ij} + p_{ijkl}S_{kl} \right) x_i x_j = 1 \quad (6)$$

En tenant compte de la notation de Voigt, la relation (6) devient :

$$x^2 \left( \frac{1}{n_x^2} + p_{11}S_1 + p_{12}S_2 + p_{13}S_3 + p_{14}S_4 + p_{15}S_5 + p_{16}S_6 \right)$$

$$\begin{aligned}
& +y^2\left(\frac{1}{n_y^2} + p_{21}S_1 + p_{22}S_2 + p_{23}S_3 + p_{24}S_4 + p_{25}S_5 + p_{26}S_6\right) \\
& +z^2\left(\frac{1}{n_z^2} + p_{31}S_1 + p_{32}S_2 + p_{33}S_3 + p_{34}S_4 + p_{35}S_5 + p_{36}S_6\right) \\
& + 2yz(p_{41}S_1 + p_{42}S_2 + p_{43}S_3 + p_{44}S_4 + p_{45}S_5 + p_{46}S_6) \\
& + 2zx(p_{51}S_1 + p_{52}S_2 + p_{53}S_3 + p_{54}S_4 + p_{55}S_5 + p_{56}S_6) \\
& + 2xy(p_{61}S_1 + p_{62}S_2 + p_{63}S_3 + p_{64}S_4 + p_{65}S_5 + p_{66}S_6) = 1 \quad (7)
\end{aligned}$$

Le champ de déformation élastique change à la fois la dimension et l'orientation de l'ellipsoïde des indices. Ce changement est lié au tenseur des constantes photoélastiques.

Le tenseur des constantes photoélastiques peut être simplifié par la symétrie du cristal. Dans le cas général, il est défini par 36 variables et s'écrit :

$$\begin{pmatrix}
p_{11} & p_{12} & p_{13} & p_{14} & p_{15} & p_{16} \\
p_{21} & p_{22} & p_{23} & p_{24} & p_{25} & p_{26} \\
p_{31} & p_{32} & p_{33} & p_{34} & p_{35} & p_{36} \\
p_{41} & p_{42} & p_{43} & p_{44} & p_{45} & p_{46} \\
p_{51} & p_{52} & p_{53} & p_{54} & p_{55} & p_{56} \\
p_{61} & p_{62} & p_{63} & p_{64} & p_{65} & p_{66}
\end{pmatrix} \quad (8)$$

Dans le cas isotrope, il ne dépendra plus que de 2 variables :

$$\begin{pmatrix} p_{11} & p_{12} & p_{12} & 0 & 0 & 0 \\ p_{12} & p_{11} & p_{12} & 0 & 0 & 0 \\ p_{12} & p_{12} & p_{11} & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & \frac{1}{2}(p_{11} - p_{12}) & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & \frac{1}{2}(p_{11} - p_{12}) & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & \frac{1}{2}(p_{11} - p_{12}) \end{pmatrix} \quad (9)$$

La relation (7) devient alors :

$$\begin{aligned} & x^2 \left( \frac{1}{n^2} + p_{11}S_1 + p_{12}S_2 + p_{12}S_3 \right) \\ & + y^2 \left( \frac{1}{n^2} + p_{12}S_1 + p_{11}S_2 + p_{12}S_3 \right) \\ & + z^2 \left( \frac{1}{n^2} + p_{12}S_1 + p_{12}S_2 + p_{11}S_3 \right) \\ & + yz(p_{11} - p_{12})S_4 + zx(p_{11} - p_{12})S_5 + xy(p_{11} - p_{12})S_6 = 1 \end{aligned} \quad (10)$$

## 2.2 Effet du mouvement des interfaces

Il s'agit d'un mécanisme qui provient de la variation de la permittivité diélectrique au voisinage de l'interface entre deux milieux au cours d'une déformation élastique (Fig. 2.1.a, page 37). Dans le cas où la lumière est piégée dans une cavité optique comme nous le verrons par la suite, la déformation mécanique des frontières de la cavité affecte directement la fréquence de résonance, introduisant une variation de la longueur d'onde pouvant aller, selon l'importance du couplage, jusqu'à quelques nanomètres.

## 2.3 Méthodes d'estimation de l'amplitude du couplage

### 2.3.1 Modulation de la fréquence photonique par le mode phononique

La méthode numérique utilisée permet d'estimer le couplage photon-phonon par le calcul de l'amplitude de la modulation de la fréquence de résonance photonique pendant une période acoustique pour une valeur fixe de déformation. Etant donné que la fréquence acoustique est beaucoup plus petite que celle optique, on calcule les modes optiques de la cavité déformée à plusieurs instants de la période acoustique en supposant que la déformation reste invariable à chaque instant. Numériquement, nous commençons par le calcul du mode photonique à l'état stationnaire monochromatique en appliquant un champ de déformation donné, la période acoustique est échantillonnée en plusieurs intervalles de temps et les modes de cavité photoniques sont calculés dans la structure perturbée à chaque pas de temps. La procédure ci-dessus permet d'obtenir l'évolution de la fréquence électromagnétique pendant une période acoustique. En général, chaque mode optique oscille sinusoidalement autour de sa fréquence initiale avant la déformation. L'importance du couplage optomécanique se manifeste par l'amplitude de cette modulation pour les deux mécanismes photoélastique (PE) et mouvement des interfaces (MI).

Pour des raisons de facilités de calcul, les modulations de fréquences photoniques sont calculées en supposant que l'amplitude de déplacement maximum dans la cavité est fixée à 1% de la période de réseau. En réalité, cette déformation est beaucoup plus grande que les valeurs plus réalistes de  $10^{-4}$  à  $10^{-6}$ , si l'excitation acoustique est générée par une source acoustique. Pour cette raison, la méthode prévoit les taux relatifs des couplages OM seulement si on compare les résultats d'une paire photon-phonon à une autre ou lorsqu'on compare les contributions des deux mécanismes PE et MI. Aussi, nous vérifions que les tendances obtenues avec cette méthode sont cohérentes avec les taux de couplage dérivés des équations (34) et (35). Toutefois, les valeurs absolues des taux de couplage obtenus par les deux méthodes ne sont pas comparables, car les amplitudes maximales du champ de déplacement dans la cavité sont prises différemment.

### 2.3.2 Taux de couplage acousto-optique

Le couplage optomécanique est la conséquence de l'interaction entre un mode optique et un mode acoustique. Le mode optique est caractérisé par sa fréquence de résonance  $\omega_0 = 2\pi\nu_0$  et son champ électrique  $\mathbf{E}(\mathbf{r})$ , le mode acoustique par sa fréquence de résonance  $\Omega_m = 2\pi\nu_m$  et son champ de déplacement  $\mathbf{U}(\mathbf{r})$ . L'interaction peut être décrite par un système canonique formé d'une cavité Fabry-Pérot de longueur  $L$  avec à une extrémité un miroir fixe et à l'autre extrémité une masse effective  $m_{eff}$  attachée à un ressort de fréquence de résonance  $\omega_m$ . Le taux de couplage optomécanique  $g$ , est le décalage de la fréquence de résonance photonique lorsque le mouvement du résonateur a une amplitude égale à l'amplitude des fluctuations du point zéro du résonateur mécanique, donnée par [65]:

$$g = g_{OM} \sqrt{\hbar/2m_{eff}\omega_m}$$

où  $g_{OM} = \frac{\partial\omega_0}{\partial\alpha} = \frac{\omega_0}{L_{OM}}$  dans laquelle  $\alpha$  est l'amplitude de la vibration mécanique et  $L_{OM}$  la longueur effective de l'interaction optomécanique, et  $\sqrt{\hbar/2m_{eff}\omega_m}$  représente la fluctuation d'amplitude du point zéro pour le déplacement mécanique où  $m_{eff}$  est la masse effective de la résonance mécanique à la fréquence  $\omega_m$ . La masse effective peut être obtenue à partir du déplacement  $\mathbf{U}$  et de la densité de matière  $\rho$  par l'expression [71]:  $m_{eff} = \rho \int dV \left( \frac{|\mathbf{U}|}{\max(|\mathbf{U}|)} \right)^2$ .

Pour quantifier le taux de couplage, nous prendrons en compte à la fois le décalage de fréquence dû au mouvement diélectrique des interfaces (MI) et l'effet photoélastique (PE), de sorte que  $g_{OM} = g_{OM,MI} + g_{OM,PE}$ .

Les formules que nous utiliserons numériquement pour estimer les valeurs des taux de couplage optomécanique sont démontrées ci-après en utilisant la théorie des perturbations des équations de Maxwell où la perturbation est due à la variation du tenseur de permittivité diélectrique du matériau. Cette démonstration aboutie à

l'expression de la dérivée de la fréquence de résonance du mode optique d'une structure par rapport à l'amplitude de la vibration mécanique [72].

La théorie des perturbations non dégénérée permet d'aborder de manière analytique des solutions approchées d'une solution initiale connue exactement. Elle s'applique en électromagnétisme et est très utilisée dans la compréhension des interactions faibles. Le problème qu'on essaye d'aborder est celui de la perturbation due à la variation du tenseur de permittivité diélectrique par la vibration acoustique. La technique standard de la théorie des perturbations présente en particulier des difficultés lorsqu'elle est appliquée aux équations de Maxwell pour des petites variations des interfaces diélectriques. Le problème est lié à la discontinuité des conditions aux limites du champ. Les méthodes habituelles échouent même dans la prédiction du comportement à l'ordre le plus bas. Dans un premier temps nous suivrons la technique standard et nous parlerons des problèmes aux limites et les solutions proposées.

Pour un champ électrique  $|E\rangle$  dépendant du temps ( $e^{-i\omega t}$ ), l'équation de Maxwell dans un diélectrique linéaire sans charge  $\epsilon$  est donnée par :

$$\nabla \times \nabla \times \mathbf{E}(\mathbf{r}) = \left(\frac{\omega}{c}\right)^2 \epsilon^{(0)} \mathbf{E}(\mathbf{r}) \quad (11)$$

En utilisant la notation de Dirac, l'équation (11) est équivalente à :  $\nabla \times \nabla \times |E\rangle = \left(\frac{\omega}{c}\right)^2 \epsilon |E\rangle$  où  $|E\rangle$  est l'état de base indépendante. En supposant que la permittivité  $\epsilon$  est purement réelle (sans perte) et positive, le problème aux valeurs et vecteurs propres est hermitien et semi-défini positif, conduisant à des solutions  $\omega$  réelles. Puisqu'il s'agit d'un problème généralisé aux vecteurs propres, les états solutions sont orthogonaux entre eux à travers le produit scalaire  $\langle E_m | \epsilon | E_n \rangle = \mathfrak{N}_n \delta_{mn}$  où  $\mathfrak{N}_n$  est le facteur de normalisation et  $\delta_{mn}$  le symbole de Kronecker. En général, on s'intéresse à des modes plats comme des modes de cavité ou de guide avec des vitesses de groupe faibles et/ou à des systèmes périodiques où le théorème de Bloch s'applique. Le problème aux vecteurs propres conduit donc à des états discrets. L'application de la théorie des perturbations passe par

la considération d'un paramètre perturbant, correspondant ici à la variation élémentaire de la fonction diélectrique ( $\Delta\varepsilon$ ), introduit par la vibration du mode acoustique, que nous caractériserons par l'amplitude maximale  $\alpha$  en un point de la structure. Dans la méthode standard, les nouvelles solutions propres  $|E\rangle$  et  $\omega$  sont exprimées en puissance de  $n$  de la perturbation :  $|E\rangle = \sum_{n=0}^{\infty} |E^{(n)}\rangle$  et  $\omega = \sum_{n=0}^{\infty} \omega^{(n)}$ , où  $|E^{(0)}\rangle$  et  $\omega^{(0)}$  sont les solutions non perturbées et où les termes d'ordre  $n$  sont proportionnels à  $(\Delta\alpha)^n$ . Les corrections  $|E^{(n>0)}\rangle$  sont définies tels que  $\langle E^{(0)} | \varepsilon | E^{(n>0)} \rangle = 0$  et la série sera introduite dans l'équation (11) qui sera résolue ordre par ordre. Avec une perturbation de  $\Delta\varepsilon$  ( $\varepsilon = \varepsilon^{(0)} + \Delta\varepsilon$ ) l'équation (1) devient :

$$\nabla \times \nabla \times \mathbf{E}(\mathbf{r}) = \left(\frac{\omega}{c}\right)^2 (\varepsilon^{(0)} + \Delta\varepsilon) \mathbf{E}(\mathbf{r}) \quad (12)$$

$\Delta\varepsilon(\mathbf{r})$  peut s'exprimer en série de puissance de l'amplitude  $\alpha$  :

$$\Delta\varepsilon = \varepsilon - \varepsilon^{(0)} \approx \alpha \varepsilon^{(1)} + \alpha^2 \varepsilon^{(2)} + \dots \quad (13)$$

On développe alors les états et les valeurs propres en puissance de  $\alpha$  :

$$E_n = \mathbf{E}_n^{(0)} + \alpha \mathbf{E}_n^{(1)} + \alpha^2 \mathbf{E}_n^{(2)} + \dots \quad (14)$$

$$\omega_n = \omega_n^{(0)} + \alpha \omega_n^{(1)} + \alpha^2 \omega_n^{(2)} + \dots \quad (15)$$

Ainsi, l'équation (12) devient :

$$\nabla \times \nabla \times (\mathbf{E}_n^{(0)} + \alpha \mathbf{E}_n^{(1)} + \alpha^2 \mathbf{E}_n^{(2)}) = \left(\frac{\omega_n^{(0)} + \alpha \omega_n^{(1)} + \alpha^2 \omega_n^{(2)}}{c}\right)^2 (\varepsilon^{(0)} + \alpha \varepsilon^{(1)} + \alpha^2 \varepsilon^{(2)}) (\mathbf{E}_n^{(0)} + \alpha \mathbf{E}_n^{(1)} + \alpha^2 \mathbf{E}_n^{(2)}) \quad (16)$$

En notant  $k_{0n}^{(i)} = \frac{\omega_n^{(i)}}{c}$  on aura :

$$\nabla \times \nabla \times (\mathbf{E}_n^{(0)} + \alpha \mathbf{E}_n^{(1)} + \alpha^2 \mathbf{E}_n^{(2)}) \approx \left(k_{0n}^{(0)} + \alpha k_{0n}^{(1)} + \alpha^2 k_{0n}^{(2)}\right)^2 (\varepsilon^{(0)} + \alpha \varepsilon^{(1)} + \alpha^2 \varepsilon^{(2)}) (\mathbf{E}_n^{(0)} + \alpha \mathbf{E}_n^{(1)} + \alpha^2 \mathbf{E}_n^{(2)}) \quad (17)$$

Pour que cette équation soit vérifiée (quelle que soit la valeur de  $\alpha$ ), il faut qu'elle le soit pour toutes les puissances de  $\alpha^p$ . En regroupant par ordre de grandeur et en identifiant membre à membre les différents ordres  $\alpha^i$ , on obtient:

$$\alpha^0 : \nabla \times \nabla \times (\mathbf{E}_n^{(0)}) - (k_{0n}^{(0)})^2 \varepsilon^{(0)} \mathbf{E}_n^{(0)} = 0 \quad (18)$$

$$\alpha^1 : \nabla \times \nabla \times (\mathbf{E}_n^{(1)}) - (k_{0n}^{(0)})^2 \varepsilon^{(0)} \mathbf{E}_n^{(1)} = (k_{0n}^{(0)})^2 \varepsilon^{(1)} \mathbf{E}_n^{(0)} + 2k_{0n}^{(1)} k_{0n}^{(0)} \varepsilon^{(0)} \mathbf{E}_n^{(0)} \quad (19)$$

Concernant la résolution aux fréquences propres dans le cas d'une perturbation au premier ordre, nous obtenons l'équation (20) par projection de l'équation (19) sur un autre état  $\mathbf{E}_m^{(0)}$  tel que  $m \neq n$ :

$$\begin{aligned} \langle \mathbf{E}_m^{(0)} | [\nabla \times \nabla \times (\mathbf{E}_n^{(1)}) - (k_{0n}^{(0)})^2 \varepsilon^{(0)}] | \mathbf{E}_n^{(1)} \rangle &= (k_{0n}^{(0)})^2 \langle \mathbf{E}_m^{(0)} | \varepsilon^{(1)} | \mathbf{E}_n^{(0)} \rangle \\ + 2k_{0n}^{(1)} k_{0n}^{(0)} \langle \mathbf{E}_m^{(0)} | \varepsilon^{(0)} | \mathbf{E}_n^{(0)} \rangle & \quad (20) \end{aligned}$$

Par développement de la fonction sur la base complète du système non perturbé,  $|\mathbf{E}_n^{(1)}\rangle = \sum_p a_p |\mathbf{E}_p^{(0)}\rangle$ , l'opérateur  $(\nabla \times \nabla \times)$  agit sur chaque composante du ket  $\sum_p a_p |\mathbf{E}_p^{(0)}\rangle$  et donne la valeur propre correspondante  $(k_{0p}^{(0)})^2 \varepsilon^{(0)}$  (vérification de l'équation à l'ordre zéro  $\alpha^0$ ),

$$\langle \mathbf{E}_m^{(0)} | [\nabla \times \nabla \times (\mathbf{E}_n^{(1)})] | \mathbf{E}_p^{(0)} \rangle = \langle \mathbf{E}_m^{(0)} | \sum_p \left( (k_{0p}^{(0)})^2 \varepsilon^{(0)} \right) a_p | \mathbf{E}_p^{(0)} \rangle \quad (21)$$

En tenant compte de l'orthogonalité seuls les termes en  $m$  restent non nuls tels que:

$$\langle \mathbf{E}_m^{(0)} | \sum_p \left( (k_{0p}^{(0)})^2 \varepsilon^{(0)} \right) a_p | \mathbf{E}_p^{(0)} \rangle = a_m (k_{0m}^{(0)})^2 \langle \mathbf{E}_m^{(0)} | \varepsilon^{(0)} | \mathbf{E}_m^{(0)} \rangle. \quad \text{En utilisant cette}$$

procédure et en projetant l'équation sur  $\mathbf{E}_n^{(0)}$  on aura :

$$\begin{aligned} \langle \mathbf{E}_n^{(0)} | [\nabla \times \nabla \times ( ) - (k_{0n}^{(0)})^2 \varepsilon^{(0)}] | \mathbf{E}_n^{(1)} \rangle &= \\ (k_{0n}^{(0)})^2 \langle \mathbf{E}_n^{(0)} | \varepsilon^{(1)} | \mathbf{E}_n^{(0)} \rangle + 2k_{0n}^{(1)} k_{0n}^{(0)} \langle \mathbf{E}_n^{(0)} | \varepsilon^{(0)} | \mathbf{E}_n^{(0)} \rangle & \quad (22) \end{aligned}$$

ce qui correspond à :

$$a_n \left[ (k_{0n}^{(0)})^2 - (k_{0n}^{(1)})^2 \right] \langle \mathbf{E}_n^{(0)} | \varepsilon^{(0)} | \mathbf{E}_n^{(0)} \rangle = 0 =$$

$$(k_{0n}^{(0)})^2 \langle \mathbf{E}_n^{(0)} | \varepsilon^{(1)} | \mathbf{E}_n^{(0)} \rangle + 2k_{0n}^{(1)} k_{0n}^{(0)} \langle \mathbf{E}_n^{(0)} | \varepsilon^{(0)} | \mathbf{E}_n^{(0)} \rangle \quad (22')$$

D'où :  $(k_{0n}^{(1)})^2 = -\frac{k_{0n}^{(0)} \langle \mathbf{E}_n^{(0)} | \varepsilon^{(1)} | \mathbf{E}_n^{(0)} \rangle}{2k_{0n}^{(1)} \langle \mathbf{E}_n^{(0)} | \varepsilon^{(0)} | \mathbf{E}_n^{(0)} \rangle}$ , soit, en l'exprimant selon  $\omega$  :

$$\omega_n^{(1)} = -\frac{\omega_n^{(0)} \langle \mathbf{E}_n^{(0)} | \varepsilon^{(1)} | \mathbf{E}_n^{(0)} \rangle}{2 \langle \mathbf{E}_n^{(0)} | \varepsilon^{(0)} | \mathbf{E}_n^{(0)} \rangle} \quad (23)$$

Le premier ordre  $\omega^{(1)}$  par la perturbation  $\Delta\varepsilon = \varepsilon - \varepsilon^{(0)}$  est donc :

$$\omega^{(1)} = -\frac{\omega^{(0)} \langle \mathbf{E}^{(0)} | \Delta\varepsilon | \mathbf{E}^{(0)} \rangle}{2 \langle \mathbf{E}^{(0)} | \varepsilon | \mathbf{E}^{(0)} \rangle} \quad (24)$$

L'équation (24) est une expression approchée de la variation de  $\omega$  par la perturbation d'ordre 1. L'expression exacte pour la dérivée de  $\omega$  par rapport à une variation infinitésimal  $\alpha$  est donnée par :

$$\frac{d\omega}{d\alpha} = -\frac{\omega^{(0)} \langle \mathbf{E}^{(0)} | \frac{d\varepsilon}{d\alpha} | \mathbf{E}^{(0)} \rangle}{2 \langle \mathbf{E}^{(0)} | \varepsilon | \mathbf{E}^{(0)} \rangle} \quad (25)$$

### 2.3.2.1 Taux de couplage du Mouvement des Interfaces

Dans cette section, nous abordons la problématique du mouvement des interfaces (MI) suite à une déformation élastique. Considérons tout d'abord le numérateur de l'équation (25) dans le cas simple d'une interface entre deux diélectriques,  $\varepsilon_1$  et  $\varepsilon_2$  se déplaçant d'une distance  $h(\alpha, u, v)$  vers  $\varepsilon_2$ , où  $(u, v)$  décrit le déplacement de l'interface (Fig. 2.1a). Étant donné que  $\varepsilon$  est une fonction d'Heaviside, sa dérivée est une fonction de Dirac  $\delta$  qui produit une intégrale de surface à travers l'interface:

$$\left\langle \mathbf{E}^{(0)} \left| \frac{d\varepsilon}{d\alpha} \right| \mathbf{E}^{(0)} \right\rangle = \int dS \frac{dh}{d\alpha} (\varepsilon_1 - \varepsilon_2) |\mathbf{E}^{(0)}|^2 \quad (26)$$

Le problème est que cette intégrale est indéfinie, car la composante  $\mathbf{E}_\perp$  normale à l'interface est discontinue au bord (seule  $\mathbf{D}_\perp = \varepsilon \mathbf{E}_\perp$  et la composante parallèle  $\mathbf{E}_\parallel$  sont

continues).

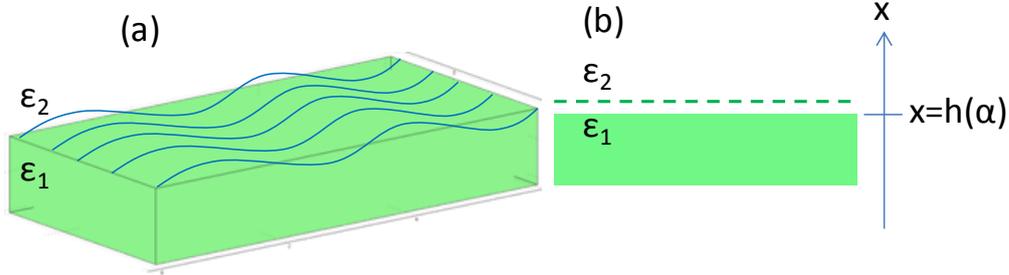


Figure 2.1 : (a) Schéma d'une perturbation due au déplacement d'une interface entre deux diélectriques  $\epsilon_1$  et  $\epsilon_2$ , où le décalage peut changer en parcourant toute la surface. (b) Schéma d'une interface localement plane entre les deux diélectriques  $\epsilon_1$  et  $\epsilon_2$  dont le passage de  $\epsilon_1$  à  $\epsilon_2$  se fait à  $x = h(\alpha)$ , où  $x$  désigne la direction perpendiculaire à la surface.

La résolution est donc possible pour le cas 2D et pour les champs de polarisation transverse magnétique (TM) où les champs sont constamment parallèles à la surface. Dans tous les autres cas, nous dépassons cet inconvénient par la dérivée de la théorie des perturbations aux interfaces des systèmes avec des bords lisses.

L'équation (25) peut être appliquée si, au lieu d'une transition discontinue de  $\epsilon_1$  à  $\epsilon_2$ , nous considérons une évolution lente de la fonction diélectrique. Avec cette hypothèse, toutes les composantes du champ deviendraient continues. Afin d'examiner ce lissage explicitement, nous nous sommes concentrés sur une petite surface  $dS$  où l'interface est localement plate et nous avons défini  $x$  comme la coordonnée perpendiculaire de valeur limite  $x_{lim} = h(\alpha)$  (Fig. 2.1b). La fonction diélectrique locale s'écrit alors [72] :

$$\epsilon(x) = \epsilon_1 + (\epsilon_2 - \epsilon_1)\theta(x - h) \quad (27)$$

où  $\theta(x)$  est la fonction d'Heaviside à  $x=0$ . Donc, en considérant un système isotrope simple, en remplaçant  $\epsilon$  par  $\bar{\epsilon}$  donné par :

$$\bar{\epsilon} \equiv \int g_s(x - x')\epsilon(x') dx' \quad (28)$$

où  $g_s(x)$  est une fonction lissée qui tend vers la fonction de Dirac  $\delta(x)$  quand  $s \rightarrow 0$ . Par conséquent  $\frac{d\bar{\varepsilon}}{dh} = (\varepsilon_1 - \varepsilon_2)g_s(x - h)$  et la contribution à  $\left\langle E^{(0)} \left| \frac{d\bar{\varepsilon}}{d\alpha} \right| E^{(0)} \right\rangle$  à travers  $dS$  est  $(\varepsilon_1 - \varepsilon_2) \frac{dh}{d\alpha} \int |E^{(0)}|^2 g_s(x - h) dx$ . Cependant, pour  $s \rightarrow 0$ , nous rencontrons à nouveau le même problème : l'intégrale d'une fonction  $E_{\perp}^2$  multipliée par la fonction  $\delta$ , donne une limite indéfinie, du fait que  $E_{\perp}$  est toujours discontinu.

Pour rendre l'intégrale bien définie, il faut résoudre le problème de la discontinuité de  $E_{\perp}$  que nous allons traiter également par une méthode de lissage.

La continuité de  $D_{\perp}$  à fait apparaitre l'idée de travailler avec un  $(\varepsilon^{-1} D_{\perp})$  au lieu de  $E_{\perp}$  [73]. En partant de la théorie du milieu effectif, nous constatons que le lissage des interfaces le plus approprié en électromagnétisme est anisotrope. Autrement dit, différentes composantes du champ devraient avoir différentes valeurs moyennes des constantes diélectriques. En particulier, à proximité de l'interface du diélectrique, la théorie du milieu effectif précise qu'il faut moyennner le diélectrique de deux manières différentes selon la polarisation de la lumière incidente par rapport à la normale de la surface  $\hat{n}$  [73]. Ainsi, pour un champ électrique  $E \perp \hat{n}$  on utilise la moyenne de  $\varepsilon$  et lorsque  $E \parallel \hat{n}$  on prend l'inverse de la moyenne de  $\varepsilon$ . Il en résulte un tenseur diélectrique effectif inverse  $\tilde{\varepsilon}^{-1}$ , le tenseur effectif totale  $\varepsilon_s$  étant [72]:

$$\varepsilon_s(x) \equiv \begin{pmatrix} \tilde{\varepsilon}(x) & & \\ & \bar{\varepsilon}(x) & \\ & & \bar{\varepsilon}(x) \end{pmatrix} \quad (29)$$

En d'autres termes, lorsque  $E_{\parallel}$  ( $E_{yz}$ ) voit  $\bar{\varepsilon}$ ,  $E_{\perp}$  ( $E_x$ ) voit une moyenne harmonique  $\tilde{\varepsilon}$  donnée par :

$$\tilde{\varepsilon}(x)^{-1} \equiv \int g_s(x - x') \varepsilon(x')^{-1} dx' \quad (30)$$

on aura donc  $\frac{d\tilde{\varepsilon}}{dh} = -\tilde{\varepsilon}(x)^2 (\varepsilon_1^{-1} - \varepsilon_2^{-1}) g_s(x - h)$ , et donc une contribution à  $\left\langle E^{(0)} \left| \frac{d\varepsilon_s}{d\alpha} \right| E^{(0)} \right\rangle$  à travers  $dS$  donnée par :

$$dS \frac{dh}{d\alpha} \int dx \left( \Delta\varepsilon_{12} |\mathbf{E}_{\parallel}^{(0)}|^2 - \Delta(\varepsilon_{12}^{-1}) |\tilde{\varepsilon} \mathbf{E}_{\perp}^{(0)}|^2 \right) g_s(x-h) \quad (31)$$

où  $\Delta\varepsilon_{12} \equiv \varepsilon_1 - \varepsilon_2$  et  $\Delta(\varepsilon_{12}^{-1}) = \varepsilon_1^{-1} - \varepsilon_2^{-1}$ . Notons que  $\mathbf{D}_{\perp} = \tilde{\varepsilon} \mathbf{E}_{\perp}$  est continu et que, lorsqu'on prend la limite  $s \rightarrow 0$ ,  $g_s(x-h)$  devient  $\delta(x-h)$  donnant le résultat bien défini suivant :

$$\left\langle \mathbf{E}^{(0)} \left| \frac{d\varepsilon}{d\alpha} \right| \mathbf{E}^{(0)} \right\rangle = \int dS \frac{dh}{d\alpha} \left( \Delta\varepsilon_{12} |\mathbf{E}_{\parallel}^{(0)}|^2 - \Delta(\varepsilon_{12}^{-1}) |\mathbf{D}_{\perp}^{(0)}|^2 \right) \quad (32)$$

En remplaçant cette expression dans l'équation (25), on aura le vrai premier ordre de la théorie de perturbation pour les déformations des interfaces avec un changement arbitraire de la contraste de l'indice.

On obtient alors la dérivée de la fréquence de résonance du mode optique d'une structure en respectant un certain paramétrage de la déformation de la surface  $h(\alpha, \mathbf{r})$ . Ceci entraîne que la dérivée de la dispersion par rapport à  $\alpha$  et à partir des équations (25) et (31) sera égale à [72].

$$\frac{d\omega}{d\alpha} = - \frac{\omega_0}{2} \frac{\int dS \frac{dh}{d\alpha} (\Delta\varepsilon_{12} |\mathbf{E}_{\parallel}|^2 - \Delta(\varepsilon_{12}^{-1}) |\mathbf{D}_{\perp}|^2)}{\int dV \varepsilon |\mathbf{E}|^2} \quad (33)$$

Finalement, la contribution du mouvement des interfaces est donnée par :

$$g_{\text{OM,MI}} = - \frac{\omega_0}{2} \frac{\int (\mathbf{U} \cdot \hat{\mathbf{n}}) (\Delta\varepsilon_{12} |\mathbf{E}_{\parallel}|^2 - \Delta(\varepsilon_{12}^{-1}) |\mathbf{D}_{\perp}|^2) dS}{\int \varepsilon |\mathbf{E}|^2 dV} \quad (34)$$

où  $\mathbf{U}$  est le champ de déplacement normalisé,  $\hat{\mathbf{n}}$  le vecteur unitaire normale à la surface dirigé vers l'extérieur,  $\mathbf{E}$  le champ électrique,  $\mathbf{D}$  est le champ de déplacement, les notations // et  $\perp$  indiquent respectivement les composantes du champ électromagnétique parallèle et perpendiculaire à la surface. Notons également que  $\Delta\varepsilon = \varepsilon_{\text{material}} - \varepsilon_{\text{air}}$  et que  $\Delta\varepsilon^{-1} \equiv \varepsilon_{\text{material}}^{-1} - \varepsilon_{\text{air}}^{-1}$ , où  $\varepsilon$  est la permittivité du matériau.

### 2.3.2.2 Taux de couplage de l'effet Photoélastique

Un résultat similaire peut être obtenu pour la contribution photoélastique par la théorie des perturbations au premier ordre à partir de l'équation (25) :

$$g_{OM,PE} = -\frac{\omega_0}{2} \frac{\langle E | \frac{\partial \varepsilon}{\partial \alpha} | E \rangle}{\int \mathbf{E}^* \cdot \mathbf{D} \, dV} \quad (35)$$

Où  $\alpha$  est la coordonnée généralisée paramétrant l'amplitude de  $\mathbf{U}$ . Dans un milieu isotrope avec un indice de réfraction  $n$ , on a  $\frac{\partial \varepsilon}{\partial \alpha} = -\varepsilon_0 n^4 p_{ijkl} S_{kl}$  où  $p_{ijkl}$  est le tenseur de photoélasticité de rang 4 et  $S_{kl}$  le tenseur de déformation. Pour le silicium, qui est un cristal cubique avec classe de symétrie  $m\bar{3}m$  avec les axes  $x$  et  $y$  alignés respectivement selon les directions  $[100]$  et  $[010]$  du cristal, nous pouvons utiliser la notation d'indice contracté avec quelques simplifications conduisant à l'expression suivante [65] :

$$\begin{aligned} \langle E | \frac{\partial \varepsilon}{\partial \alpha} | E \rangle = & -\varepsilon_0 n^4 \int \left[ 2\text{Re}\{E_x^* E_y\} p_{44} S_{xy} + 2\text{Re}\{E_x^* E_z\} p_{44} S_{xz} \right. \\ & + 2\text{Re}\{E_y^* E_z\} p_{44} S_{yz} \\ & + |E_x|^2 (p_{11} S_{xx} + p_{12} (S_{yy} + S_{zz})) \\ & + |E_y|^2 (p_{11} S_{yy} + p_{12} (S_{xx} + S_{zz})) \\ & \left. + |E_z|^2 (p_{11} S_{zz} + p_{12} (S_{xx} + S_{yy})) \right] dV, \quad (36) \end{aligned}$$

## **Chapitre III : Cavité phoXonique (CPx) dans un cristal bidimensionnel infini**

### 3.1 Introduction

Dans ce chapitre nous allons étudier les interactions optomécaniques qui se produisent à l'intérieur de cavités phoXoniques d'un cristal bidimensionnel infini (2D) constitué d'un réseau carré de trous d'air dans une matrice de silicium (Si) et d'arséniure de gallium (GaAs). Nos calculs vont prendre en compte les deux mécanismes qui contribuent au couplage optomécanique, à savoir l'effet photoélastique (PE) et l'effet du mouvement des interfaces (MI). Ces deux mécanismes induisent tous les deux une modification de la permittivité diélectrique due à la présence de l'onde acoustique répartie sur tout le volume pour l'effet photoélastique ou seulement localisée aux interfaces (air/matériau) pour l'effet du mouvement des interfaces. L'amplitude du couplage sera estimée par les deux méthodes décrites précédemment à savoir le calcul du taux de couplage optomécanique et la modulation de la fréquence du mode photonique pendant une période des oscillations acoustiques. Nous montrerons également que l'importance de l'interaction acousto-optique dépend du choix des modes acoustiques et optiques de la cavité notamment à travers une étude de la symétrie et de la dégénérescence des modes acoustiques. Enfin, les calculs ont été réalisés pour des cristaux phoxoniques à base de Si et de GaAs, à différentes longueurs d'onde optiques. Cette étude a ainsi permis de mettre en évidence l'importance du mécanisme photoélastique dans le couplage optomécanique et sa dépendance vis à vis du choix des matériaux et de la longueur d'onde optique.

Comme nous l'avons vu dans le chapitre d'introduction (chapitre I), Maldovan et Thomas [1, 2] ont montré théoriquement que les bandes interdites à la fois photoniques et phononiques peuvent être obtenues facilement dans le cas des cristaux à deux dimensions (2D) pour les deux réseaux carré et hexagonal d'une matrice de silicium percée par des trous d'air. Ces auteurs ont étudié l'effet des paramètres géométriques sur les bandes interdites photoniques et phononiques. Ils ont montré l'ouverture de bandes interdites complètes et suffisamment larges simultanément pour les modes acoustiques dans le plan et hors plan et pour les modes optiques pour les polarisations TE et TM.

Ces résultats nous ont conduit à faire le choix d'un rayon des trous d'air d'une valeur de  $r=0.48a$  donnant ainsi de larges bandes interdites à la fois phononique et photonique.

Le chapitre III est organisé avec une section 2 dans laquelle nous décrivons succinctement la géométrie du cristal et les matériaux utilisés. Dans la section 3, nous rappelons les conditions d'existence simultanée des bandes interdites photoniques et phononiques pour le Si et le GaAs avant d'introduire une cavité dans le cristal parfait en remplissant un cylindre d'air par du silicium. Nous montrons alors l'existence de modes optiques et acoustiques très bien confinés à l'intérieur de la cavité phononique. Dans la section 4, nous présentons et discutons les résultats des calculs du couplage optomécanique à l'intérieur de la cavité à travers les deux mécanismes, i.e. photoélastique (PE) et mouvement des interfaces (MI) lorsque le matériau est fait de silicium. Dans la section 5, nous proposons une comparaison de ces résultats en modifiant le matériau hôte par de l'arséniure de gallium (GaAs) en considérant deux longueurs d'onde différentes ( $\lambda_1 = 925$  nm et  $\lambda_2 = 1150$  nm) afin de mettre en évidence l'importance du rôle de l'effet photoélastique notamment lorsque l'on s'approche de la bande interdite du semi-conducteur. Enfin, les conclusions du chapitre sont rassemblées dans la section 6.

### 3.2 Présentation de la structure CPx bidimensionnelle

La structure périodique est constituée d'un réseau carré de trous d'air dans une matrice de silicium (Si) ou d'arséniure de gallium (GaAs). Pour les deux matériaux, le rayon des cylindres,  $r$ , rapporté au paramètre de maille  $a$  a été choisi égal à 0.48 ce qui correspond à un facteur de remplissage de  $f = \pi r^2 / a^2 = 0.72$ . Le choix de ces matériaux est lié à leurs forts contrastes avec l'air, à la fois acoustique et optique, ce qui assure la possibilité d'ouvrir des bandes interdites à la fois pour les deux types d'onde. Le tableau 3.1 rassemble les paramètres acoustiques (densités et constantes élastiques) et optiques (indices de réfraction pour deux longueurs d'onde) des deux matériaux.

Dans le cas du cristal parfait, la cellule unitaire choisie pour le calcul numérique par éléments finis se réduit à une maille carré de côté  $a$  et comprenant un seul cylindre d'air au centre (Fig. 3.1a). La reconstitution du cristal infini se réalise en imposant des conditions aux limites périodiques sur chaque segment du carré. Les calculs des courbes de dispersion sont réalisés dans la zone de Brillouin réduite associée au réseau carré du cristal (Fig. 3.1c). L'introduction d'une cavité à l'intérieur du cristal parfait se fait en remplissant de silicium un trou d'air.

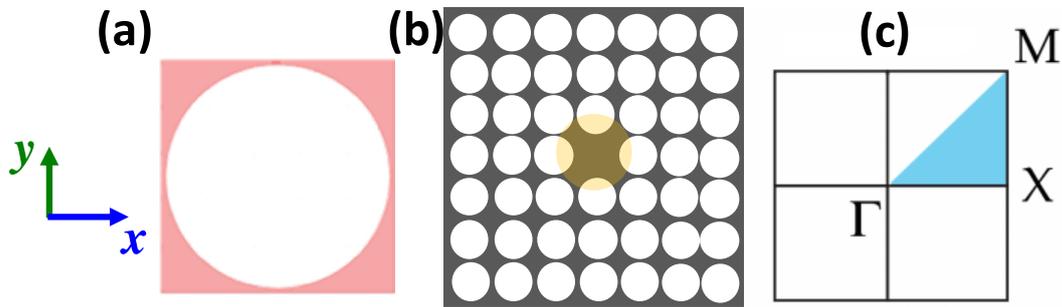


Figure 3.1: (a) Maille élémentaire. (b) Cavité L1 dans une supercellule. (c) Première zone de Brillouin.

Le calcul numérique est effectué sur la base d'une supercellule  $7 \times 7$  dans laquelle nous imposons des conditions périodiques sur chacun des segments du carré (Fig. 3.1b). Sur ce modèle, la cavité est répétée périodiquement dans le plan  $(x, y)$  avec une période  $7a$ . Cette distance entre cavité a été optimisée de manière à ne pas augmenter le temps de calcul tout en évitant le couplage entre deux cavités voisines.

	$n(1150\text{nm})$	$n(925\text{nm})$	$\rho$ (kg/m <sup>3</sup> )	$C_{11}$ (N/m <sup>2</sup> )	$C_{12}$ (N/m <sup>2</sup> )	$C_{44}$ (N/m <sup>2</sup> )	$c_l$ (m/s)	$c_t$ (m/s)
Si	3.5	3.5	2331	$16.57 \times 10^{10}$	$6.39 \times 10^{10}$	$7.962 \times 10^{10}$	8433	5843
GaAs	3.448	3.569	5307	$11.88 \times 10^{10}$	$5.38 \times 10^{10}$	$5.94 \times 10^{10}$	4735	3347

Tableau 3.1: Paramètres physiques acoustiques et optiques du silicium (Si) et de l'arséniure de gallium (GaAs). L'indice de réfraction est  $(n)$ , la densité  $(\rho)$ , les coefficients d'élasticité  $(C_{ij})$ , la vitesse longitudinale  $(c_l)$  et transversale  $(c_t)$  du son le long de la direction  $[100]$  confondue avec la direction de propagation [70, 74]. L'indice de réfraction du GaAs est donné à deux longueurs d'onde différentes.

### 3.3 Etude photonique et phononique

#### 3.3.1 Structure de bande

La figure 3.2 représente les courbes de dispersion, à la fois des ondes acoustique et optique dans la première zone de Brillouin réduite, pour le Si (colonne de gauche) et le GaAs (colonne de droite) à la longueur d'onde de 1150 nm. Les modes de dispersion phononiques se propagent dans le plan (x, y) (Figs. 3.2a et 3.2b) et sont composés d'un mélange de vibrations transversales et longitudinales, tandis que les courbes de dispersion optiques sont calculées séparément pour les deux polarisations TE (Figs. 3.2c et 3.2d) et TM (Figs. 3.2e et 3.2f). Dans les définitions considérées ici, les polarisations TE et TM signifient respectivement que le champ électrique et le champ magnétique sont parallèles à l'axe des cylindres. Les fréquences sont indiquées en unité réduite  $\omega a/2\pi c$  où  $c$  est soit la vitesse transversale du son dans le Si ou le GaAs le long de la direction [100] pour les ondes élastiques, soit la vitesse de la lumière dans le vide pour les ondes électromagnétiques. A partir de la figure 3.2, on peut remarquer une forte ressemblance qualitative entre les structures de bandes du Si et celles du GaAs. Quantitativement, pour les ondes élastiques, les branches de dispersion présentent un léger décalage des fréquences réduites en raison des vitesses du son plus faible dans le GaAs que dans le Si. Pour les ondes optiques, c'est l'indice de réfraction plus important du Si par rapport au GaAs qui entraîne une très légère diminution des fréquences réduites.

En outre, la structure de bande de GaAs se déplace vers le bas d'environ 3 jusqu'à 4% de 1150 nm à 925 nm due à une augmentation de son indice de réfraction. Lorsque la longueur d'onde passe de 1150 à 925 nm les branches photoniques se déplacent très légèrement vers le bas du fait de la variation de l'indice de réfraction de 3.448 à 3.569. Pour les deux matériaux et avec le facteur de remplissage considéré ( $r/a = 0.48$ ), les courbes de dispersion phononiques présentent une large bande interdite absolue interdisant de fait la propagation de l'onde élastique quelque soit la direction de l'onde incidente. Les courbes de dispersion photoniques, quant à elles, montrent des bandes interdites qui dépendent de la polarisation du champ électromagnétique. La recherche

d'une bande interdite absolue photonique n'a pas d'intérêt puisque les modes TE ou TM peuvent être excités séparément. Nous avons donc obtenu des bandes interdites respectivement aux ondes électromagnétiques TE et TM, conduisant par la suite à deux études indépendantes pour chaque polarisation.

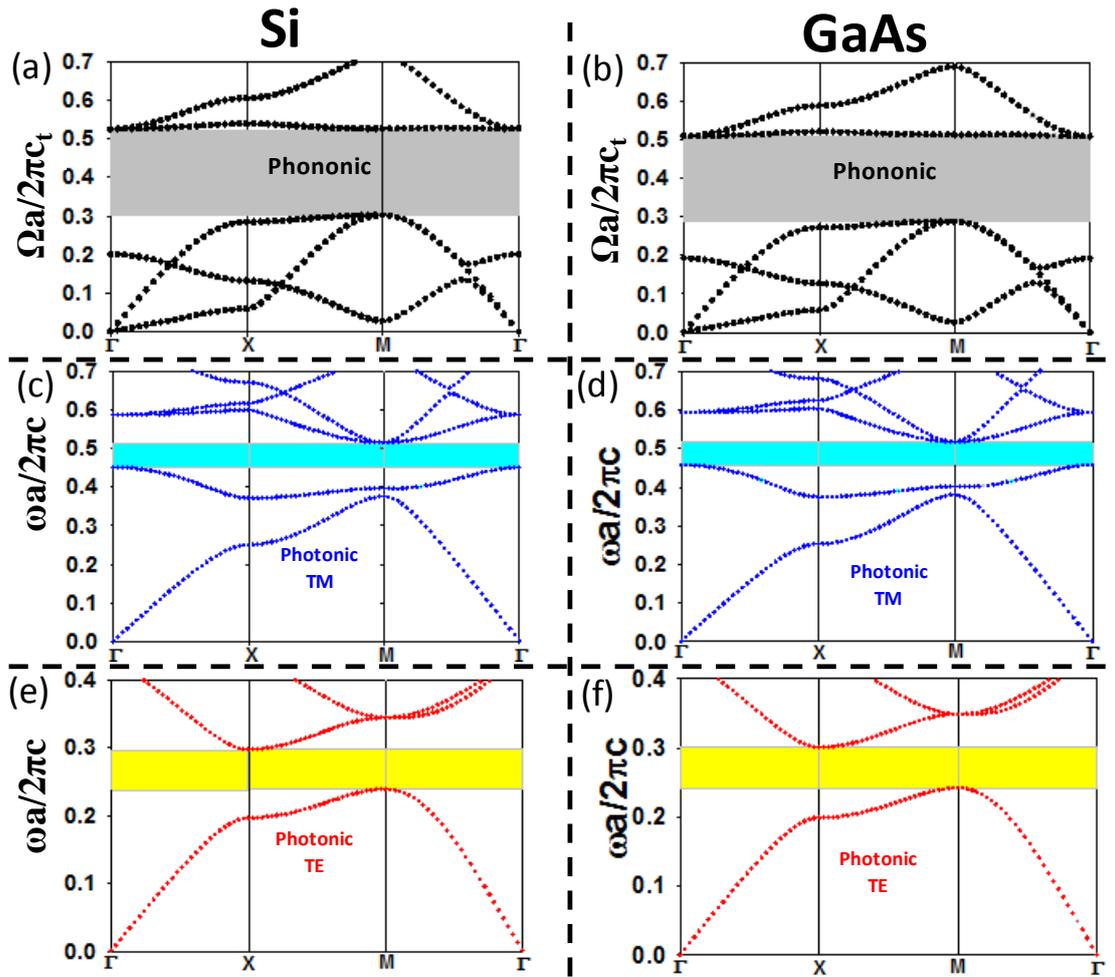


Figure 3.2: Courbes de dispersion des cristaux phoXoniques pour le Si (colonne de gauche) et le GaAs (colonne de droite) le long des axes de symétrie  $\Gamma X$ ,  $XM$  et  $\Gamma M$  de la première zone de Brillouin. Les zones hachurées représentent les bandes interdites absolues phononiques (a, b), et les bandes interdites photoniques pour les polarisations TM (c, d) et TE (e, f).  $(\Omega a / 2\pi c_t)$  et  $(\omega a / 2\pi c)$  représentent les fréquences réduites phononiques et photoniques, où  $c_t$  est la vitesse transversale du son (du Si ou du GaAs), le long de la direction cristallographique [100], et  $c$  la vitesse de la lumière dans le vide.

En résumé, le Si et le GaAs représentent un choix approprié de matériaux qui, en raison de l'existence de bandes interdites simultanément phononique et photonique permettent d'envisager le confinement des deux types d'onde à l'intérieur d'une même cavité. Par ailleurs, du fait de leurs structures de bandes similaires, ces deux matériaux représentent une référence pour des études comparatives, comme nous le verrons par la suite.

### 3.3.2 Modes de cavités

Nous créons alors une cavité en remplissant dans le cristal phoXonique parfait, un trou d'air avec du silicium (Fig. 3.1b).

La figure 3.3 représente les courbes de dispersion du cristal phoXonique en présence de la cavité, élargies en fréquences dans la région de la bande interdite correspondant aux zones hachurées. La création de la cavité dans la structure parfaite a introduit de nouvelles branches plates à l'intérieur des bandes interdites phononiques et photoniques. Leurs courbes de dispersion sont tracées le long d'une seule direction ( $\Gamma X$ ) de la zone de Brillouin réduite car les branches associées aux modes localisés ont une vitesse de groupe nulle et sont donc indépendantes du vecteur d'onde. Nous notons que pour le Si (colonne de gauche) comme pour le GaAs (colonne de droite), le nombre de nouveaux modes localisés qui apparaissent à l'intérieur des bande interdites est exactement le même, à savoir six modes acoustiques (Figs. 3.3a et 3.3b), trois modes optiques TE (Figs. 3.3e et 3.3f) et cinq modes optiques TM (Figs. 3.3c et 3.3d). Nous remarquons que parmi les cinq modes TM photoniques ( $\alpha$ ,  $\beta$ ,  $\gamma$ ,  $\delta$ , et  $\varepsilon$ ), deux paires sont dégénérées ( $(\beta, \gamma)$ , et  $(\delta, \varepsilon)$ ). Pour la polarisation TE, les modes  $\alpha$  et  $\beta'$  sont également dégénérés.

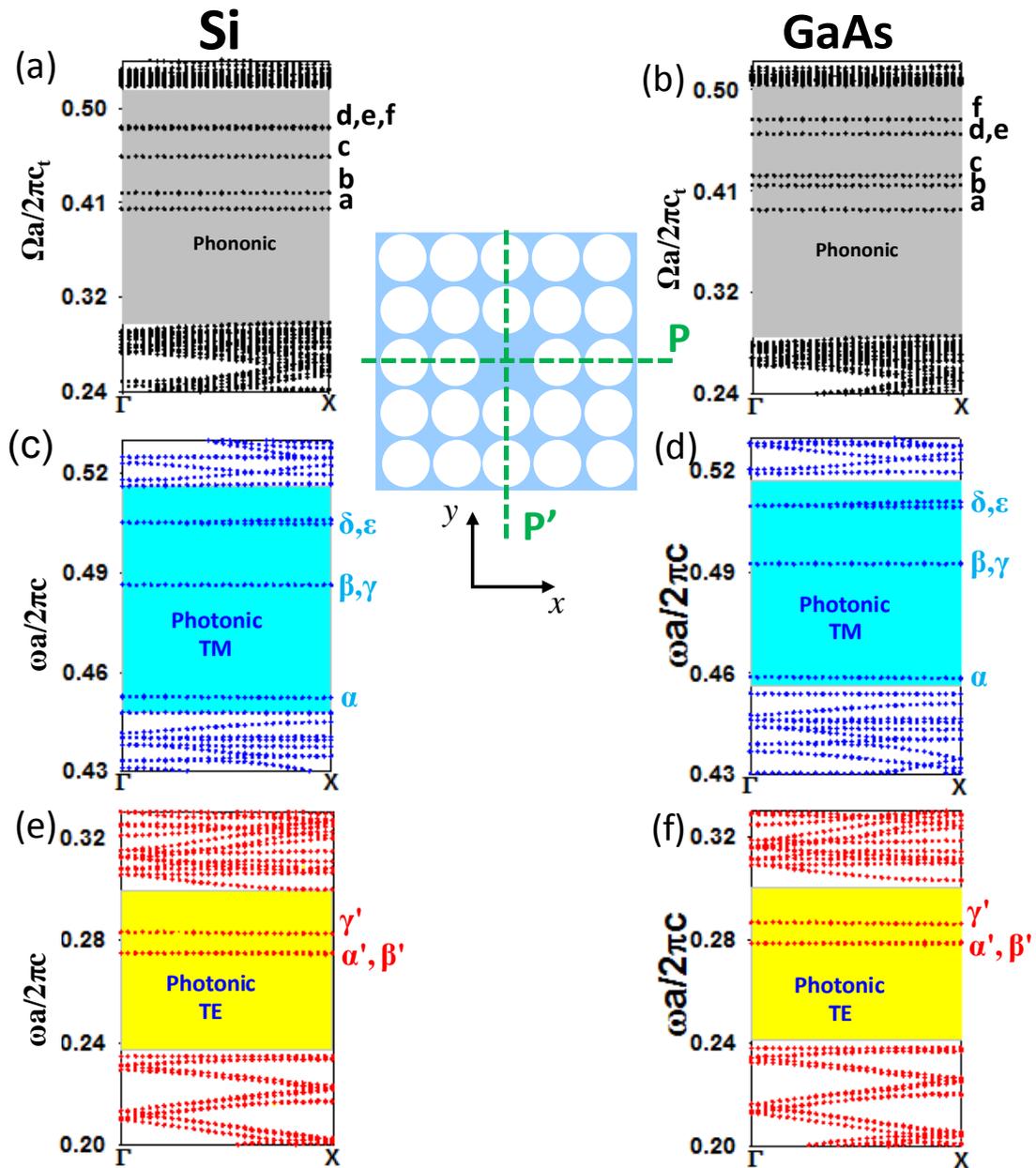


Figure 3.3: Courbes de dispersion des modes de cavité phoXonique pour le Si (colonne de gauche) et le GaAs (colonne droite), le long de la direction  $\Gamma X$  de la première zone de Brillouin. L'insertion de la cavité conduit à 6 branches phononiques plates (a, b), 5 modes photoniques TM (c, d) et 3 modes photoniques TE (e, f).

Nous avons calculé les cartographies des composantes des champs élastiques et électromagnétiques associées à chacun des modes phononique et photonique localisés

dans les bandes interdites du cristal phoXonique (voir détails figure 3.4). On remarque un bon confinement de ces modes à l'intérieur de la cavité. Ces distributions des champs sont identiques pour les deux matériaux.

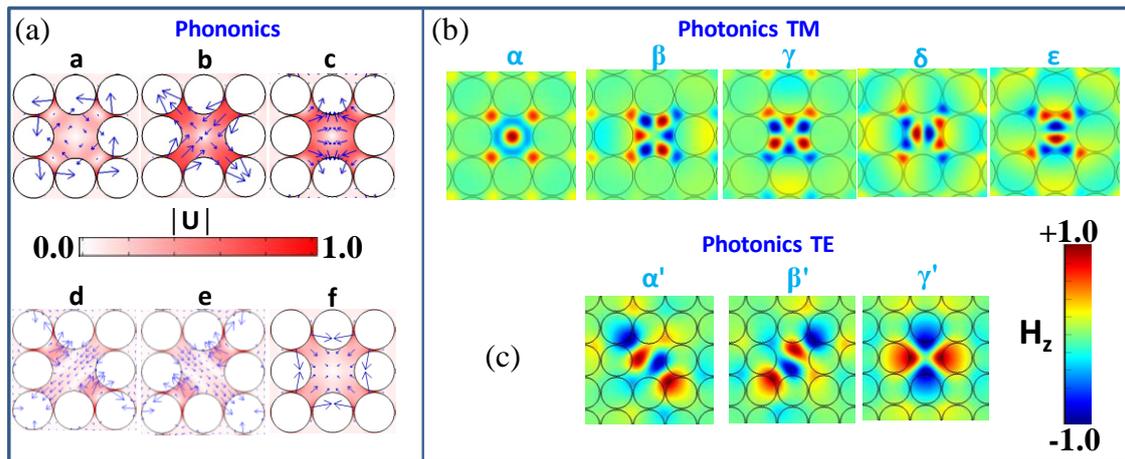


Figure 3.4: Cartographies des champs électromagnétiques et élastiques dans le plan  $(x, y)$  correspondant à chaque branche plate appartenant à la bande interdite photonique et phononique de la figure 3.3. (a) Représentation des six modes propres phononiques de la cavité acoustique (a à f). Pour chaque mode de la cavité, les flèches bleues indiquent l'amplitude et la direction du vecteur de champ de déplacement  $\vec{u} = (u_x, u_y)$ . (b) les cartes du champ magnétique dans la direction  $z$  ( $H_z$ ) pour les cinq modes de cavité électromagnétique à l'intérieur de la bande interdite photonique avec une polarisation TM. (c) des cartes du champ électrique dans la direction  $z$  ( $E_z$ ) pour les trois modes électromagnétiques de cavité à l'intérieur de la bande interdite photonique avec une polarisation TE.

Les modes acoustiques et optiques peuvent être classés en fonction de leurs symétries, antisymétrique (odd (o)) ou encore symétrique (even (e)), par rapport aux deux plans de symétrie  $P$  et  $P'$  de la cavité, représentés figure 3.1(b). Une analyse de la symétrie des modes a été réalisée à partir des distributions des champs de la figure 3.4. Il en résulte que, vis à vis des plans  $P$  et  $P'$  les modes acoustiques (a) et (b) sont de symétrie oo, (c) et (f) de symétrie ee. Les deux autres modes (d) et (e) sont dégénérés et l'une des présentations pourrait être oe pour (d) et eo pour (e). En ce qui concerne les modes optiques, leurs symétries sont ee pour  $(\alpha)$ , eo pour  $(\beta)$ , oe pour  $(\gamma)$ , eo pour  $(\delta)$  et oe pour  $(\epsilon)$ .

A partir des animations et des cartes de champ des modes phononiques, nous avons pu décrire qualitativement chaque mode propre élastique de la cavité au cours d'une période de vibration. Le mode (a) fait apparaître des déformations de cisaillement. C'est un mode de torsion perpendiculaire à l'axe de la cavité mais avec deux mouvements de sens différent : une rotation dans le sens horaire à l'intérieur de la cavité et dans le sens trigonométrique dans la partie extérieure de la cavité. La cavité est tordue dans deux sens inverses entraînant une rotation dans le plan pendant une période acoustique ( $0 < \Omega t < 2\pi$ , où  $t$  est le temps et  $\Omega$  la pulsation phononique). L'évolution dans le temps du mode (b) est telle que la cavité est étirée le long d'une diagonale et contractée le long de l'autre pendant une demi période acoustique. La déformation inverse se produit au cours de la deuxième demi-période. Pour le mode (c), la cavité est alternativement étirée le long d'un côté du réseau carré pendant que l'autre côté se contracte. Nous remarquons également une distorsion marquée aux quatre coins de la cavité. Les modes (d) et (e) sont dégénérés et leurs distributions de champ sont orthogonales. Enfin, l'évolution temporelle du mode (f) montre essentiellement un mouvement de respiration avec une déformation homothétique de la forme de la cavité.

### **3.4 Couplage acousto-optique dans une cavité phononique à base de silicium**

Comme nous l'avons vu précédemment, les deux mécanismes à l'origine de l'interaction optomécanique, à savoir l'effet du mouvement des interfaces (MI) [72] et l'effet photoélastique (PE) [70], interviennent en produisant des variations locales de la permittivité diélectrique. Le premier est dû au mouvement dynamique des interfaces matériau-air autour des trous, alors que le second résulte de la modulation non homogène de l'indice de réfraction du fait de l'évolution temporelle et spatiale du champ de déformation [70, 72, 75]. Cette variation d'indice s'obtient à partir des relations de la photoélasticité qui relient les déformations mécaniques et les indices de réfraction à travers les constantes photoélastiques rassemblées dans le tableau 3.2 pour le silicium.

	P <sub>11</sub>	P <sub>12</sub>	P <sub>44</sub>
Si (1150 nm)	-0.1	0.01	-0.051

Tableau 3.2: Constantes photoélastiques pour le Si [70, 74].

Dans cette section, nous allons estimer l'amplitude du couplage acousto-optique par les deux méthodes différentes décrites dans le chapitre 2 à savoir le calcul du taux de couplage optomécanique pour la première et la modulation de la fréquence du mode photonique pendant une période des oscillations acoustiques pour la seconde.

### 3.4.1 Calcul par les taux de couplage

Nous avons vu dans le chapitre 2 que pour estimer l'amplitude d'un couplage optomécanique, une méthode consistait à calculer les taux de couplage. La fréquence de résonance  $\omega_0$  d'une cavité électromagnétique est modifiée lors d'un déplacement mécanique d'une valeur  $X$  de telle sorte que  $\omega_0(X) = \omega_0(0) + g_{OM} \cdot X$ , où  $g_{OM} = \frac{\partial \omega_0}{\partial X} = \frac{\omega_0}{L_{OM}}$  est le taux de couplage et  $L_{OM}$  la longueur optomécanique effective du système. Les expressions permettant d'estimer le couplage optomécanique complet sont détaillées dans le chapitre 2 à partir de la théorie des perturbations.

Les équations (34) et (35) permettent respectivement de calculer le taux de couplage dû au mécanisme de mouvement des interfaces et le taux de couplage dû au mécanisme de photoélasticité.

Les contributions des deux mécanismes ont été calculées individuellement et également de manière couplée en considérant  $g_{OM} = g_{OM,MI} + g_{OM,PE}$ . Ainsi, les résultats présentés ci-dessous nous permettent de rendre compte des contributions de chaque mode et de les comparer les uns aux autres. Pour le silicium, les tableaux 3.3 et 3.4 résument les taux de couplage  $g_{OM,MI}$  et  $g_{OM,PE}$  obtenus respectivement pour les deux

polarisations TE et TM. Tous les taux de couplage de tous les modes phononiques ont été calculés. Seuls les modes phononiques b, c et f ont donné des couplages optomécaniques importants avec certains des modes photoniques. Les calculs pour ces trois modes sont regroupés dans le tableau 3.3 pour les modes TM et le tableau 3.4 pour les modes TE. Plus précisément, notons que les couplages des modes photoniques TM avec le mode phononique (c) conduisent à des valeurs de couplage total systématiquement faibles, inférieures à 0.06 et ceci malgré des valeurs individuelles des couplages par MI et PE importants. Ceci est dû au fait que ces deux effets se compensent mutuellement de part leur signe opposé. Par contre, si dans le même tableau on s'intéresse à la colonne de couplage des modes photoniques avec le mode f, celui-ci présente systématiquement des valeurs élevées, parfois supérieures à 1. Nous constatons que, cette fois, l'effet total est le résultat de l'effet cumulé des deux effets individuels.

$g = g_{PE} + g_{MI}$ (THz/nm)	Phononic modes								
	b			c			f		
Photonic modes TM	$g_{PE}$	$g_{MI}$	$g$	$g_{PE}$	$g_{MI}$	$g$	$g_{PE}$	$g_{MI}$	$g$
$\alpha$	0	0	0	0	0	0	0.4	0.6	1
$\beta$	0.45	-0.54	-0.09	-0.11	0.09	-0.02	0.57	0.71	1.28
$\gamma$	-0.45	0.54	0.09	0.11	-0.11	0	0.57	0.7	1.27
$\delta$	-0.37	0.52	0.15	-0.64	0.58	-0.06	0.34	0.47	0.81
$\epsilon$	0.39	-0.55	-0.16	0.64	-0.58	0.06	0.35	0.45	0.8

Tableau 3.3: Taux de couplage optomécanique  $g_{OM,MI}$ ,  $g_{OM,PE}$  et  $g_{OM} = g_{OM,MI} + g_{OM,PE}$  (en unités de THz/ nm) dans le silicium entre les cinq modes photoniques TM et les trois modes phononiques b, c et f.

Pour le couplage des modes TE avec les modes phononiques, l'effet dominant est systématiquement l'effet de MI. En effet, l'effet PE reste faible quel que soit le couple considéré, qui vient de la valeur faible et de l'intervention principale de  $p_{12}$ .

$g = g_{PE} + g_{MI}$ (THz/nm)	Phononic modes								
	b			c			f		
Photonic modes TE	$g_{PE}$	$g_{MI}$	$g$	$g_{PE}$	$g_{MI}$	$g$	$g_{PE}$	$g_{MI}$	$g$
$\alpha'$	-0.001	-0.676	-0.677	-0.01	-0.09	-0.1	-0.03	0.37	0.34
$\beta'$	0.001	0.677	0.678	0.01	0.09	0.1	-0.03	0.37	0.34
$\gamma'$	0	0	0	0	0	0	-0.04	0.11	0.07

Tableau 3.4: Taux de couplage optomécanique  $g_{OM,MI}$ ,  $g_{OM,PE}$  et  $g_{OM} = g_{OM,MI} + g_{OM,PE}$  (en unités de THZ / nm) dans le silicium entre les trois modes photoniques TE et les trois modes phononiques b, c et f.

### 3.4.2 Effet de la symétrie des modes phononiques sur le couplage optomécanique

A partir des tableaux 3.3 et 3.4, nous avons vu que les valeurs des couplages différaient d'une paire de modes (phonon-photon) à une autre. Afin de sélectionner celles qui potentiellement peuvent conduire à des couplages optomécaniques importants, nous proposons une sélection des modes par une analyse de leur symétrie. Pour cela, nous avons considéré uniquement le premier ordre de la déformation acoustique (un seul phonon échangé) et nous recherchons les paires de photon-phonon pour lesquels l'interaction optomécanique peut avoir lieu. Deux cas peuvent se présenter :

- Si le mode photonique est non dégénéré, l'analyse des équations (2) et (3) montre que, quelle que soit la symétrie du mode photonique, les taux de couplage s'annulent sauf si le mode acoustique est de symétrie (ee) (symétrique-symétrique (even-even)) par

rapport aux deux plans de symétrie de la cavité, à savoir P et P'. En divisant la cavité par quatre et en calculant les valeurs des taux de couplage sur chaque ¼ de la cavité on tombe sur des valeurs très proches du point de vue numérique (égales en théorie) mais avec des signes identiques ou opposés selon la symétrie du mode phononique. Si le mode est symétrique-symétrique les quatre valeurs s'ajoutent. Si ce n'est pas le cas, les valeurs se compensent mutuellement et l'effet total donne zéro. Parmi les six modes phononiques trouvés dans la figure 3.3, seuls (c) et (f) ont cette propriété d'être doublement symétrique.

- Si le mode propre optique est dégénéré, les modes correspondants peuvent donner un bon couplage même en couplant un mode phononique qui n'est pas de symétrie (ee). C'est le cas du mode phononique b qui se couple avec les deux modes photoniques dégénérés ( $\beta$ ,  $\gamma$ ) et ( $\delta$ ,  $\varepsilon$ ) (tableau 3.3). En effet, les taux de couplage doivent être écrits cette fois-ci comme une matrice dont les éléments non diagonaux peuvent être différents de zéro. Ce point sera abordé de manière détaillée dans la section suivante (3.4.3.2).

### **3.4.3 Modulation acoustique de la fréquence du mode photonique**

La sollicitation de la cavité à une déformation élastique périodique entraîne une modulation des modes optiques TM et TE autour de leurs fréquences propres initiales.

A partir du calcul des taux de couplage, nous avons vu que les valeurs des couplages induits par les modes acoustiques (b) et (f) étaient élevées en comparaison à celles obtenues pour les autres modes phononiques. Pour autant, nous avons vu que ces deux modes présentaient de grandes différences vis-à-vis de leurs propriétés de symétrie et de dégénérescence. Nous allons donc dans cette partie nous concentrer sur ces deux modes et étudier leurs effets directs sur la modulation des modes de cavité photonique TE et TM. Les modulations photoniques par les autres modes phononiques (a), (c), (d) et (e) ont été calculées également et sont reportées en annexe I. Les résultats des couplages optomécaniques des modes de cavité photonique avec les autres modes phononiques sont représentés en annexe I. En effet, pour des raisons de symétrie, le couplage des

modes phononiques (a), (d) et (e) avec les modes photoniques reste faible. D'autre part, le mode (c) qui présente normalement la bonne symétrie (ee) permettant d'avoir un fort couplage comme celui du mode (f), donne de bons couplages mais qui sont faibles par rapport à (b) et (f).

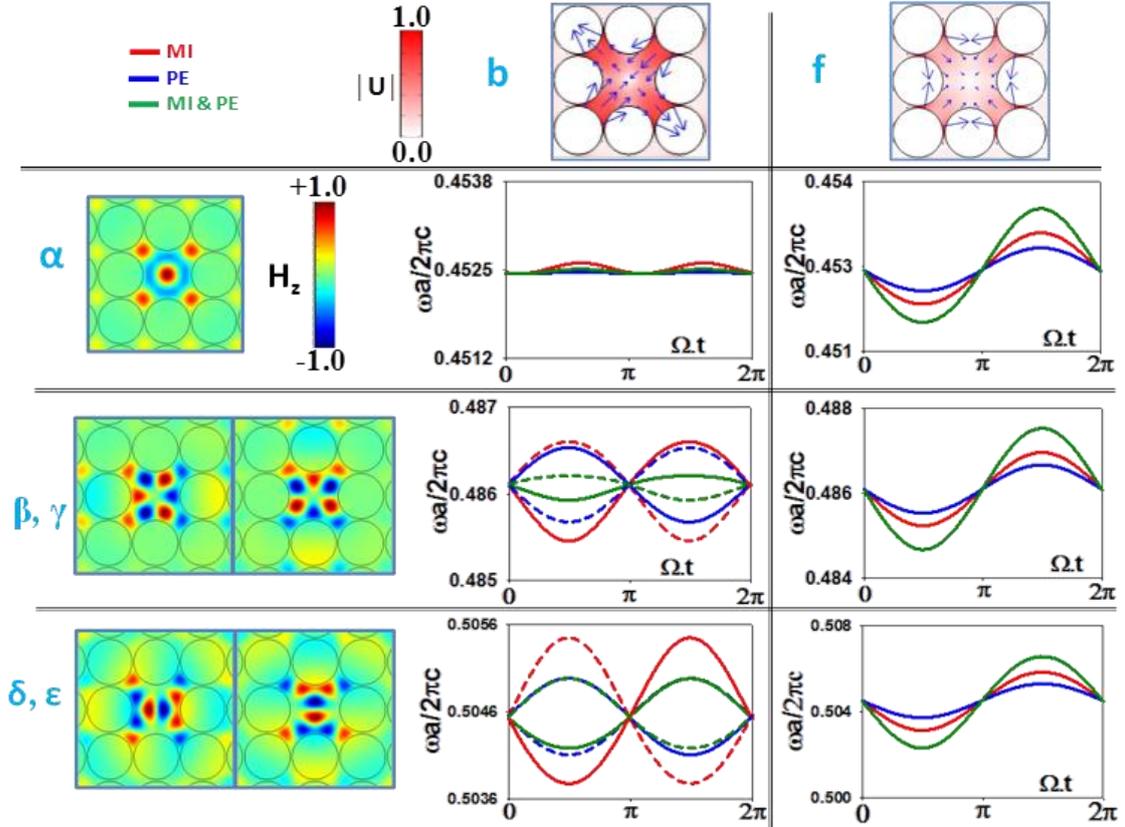


Figure 3.5: Modulation de la fréquences des modes photoniques TM  $\alpha$ ,  $\beta$ ,  $\gamma$ ,  $\delta$  et  $\epsilon$  pendant une période phononique  $T=2\pi/\Omega$  des modes acoustiques (b) et (f) dans le cas du Si. Les effets de mouvement des interfaces (MI, rouge), photoélastique (PE, bleu) et les deux à la fois (MI + PE, vert) du couplage acousto-optique sont représentés pour chaque mode photonique. Les modes dégénérés sont différenciés par les lignes en pointillés.

Les figures 3.5 et 3.6 représentent un tableau à deux entrées dans lequel la colonne d'entrée reprend les modes photoniques de polarisation TM (Fig. 3.5) et TE (Fig. 3.6). La ligne d'entrée, elle, donne les modes phononiques b et f. Pour chaque couple de

mode, l'interaction est représentée par une courbe dans laquelle l'axe des ordonnées représente la longueur d'onde du mode photonique alors que l'axe des abscisses représente la période du mode phononique. Les courbes résumant ainsi l'effet du mode phononique pendant une période sur la valeur de la longueur d'onde du mode photonique.

Le couplage photon-phonon est alors estimé par l'amplitude de la variation de la longueur d'onde photonique durant la période acoustique. Les effets du mouvement des interfaces et photoélastique et l'effet total sont donnés respectivement par les couleurs rouge, bleu et vert. Les courbes en pointillées sont utilisées pour distinguer les modes photoniques dégénérés.

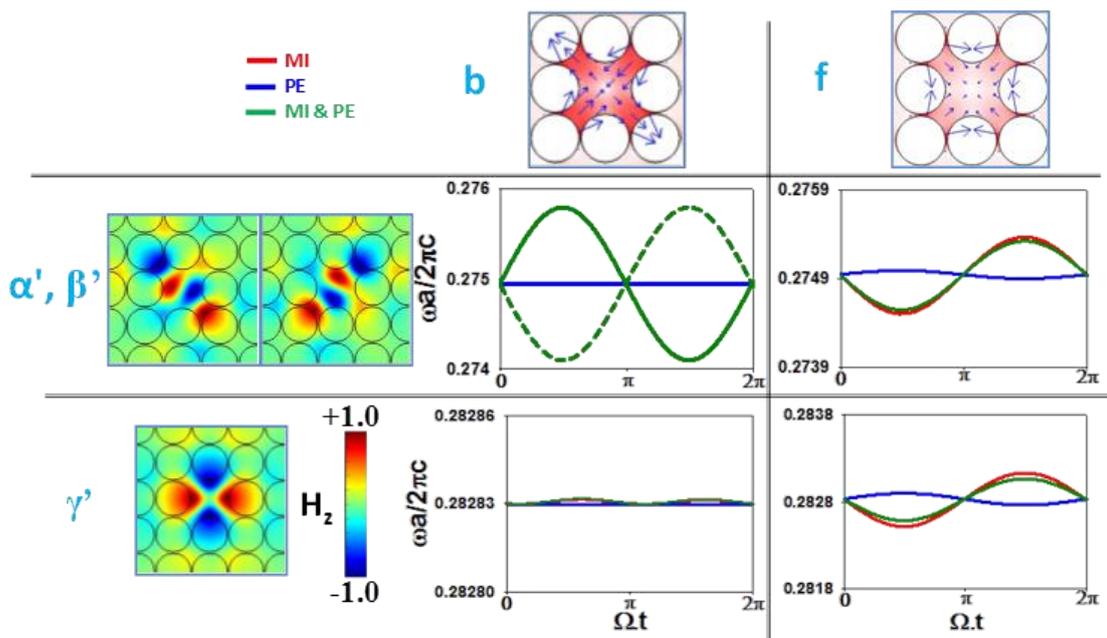


Figure 3.6: Modulation des fréquences des modes photoniques TE  $\alpha'$ ,  $\beta'$  et  $\gamma'$  pendant une période phononique  $T=2\pi/\Omega$  des modes acoustiques (b) et (f) dans le cas du Si. Les effets de mouvement des interfaces (MI, rouge), photoélastique (PE, bleu) et les deux à la fois (MI + PE, vert) du couplage acousto-optique sont représentés pour chaque mode photonique. Les modes dégénérés sont différenciés par les lignes en pointillés.

### 3.4.3.1 Cas du mode (f)

Rappelons que le mode (f) est essentiellement un mode de respiration qui change périodiquement le volume de la cavité par une succession de contractions et de dilatations (voir figure 3.4). Il est non dégénéré, avec une déformation homothétique, doublement symétrique par rapport à P et P' et son mouvement de respiration centré sur le centre de la cavité fait varier considérablement le volume de la cavité : c'est un cas pédagogique, intéressant d'un point de vue compréhension des couplages.

Les courbes bleue-tirets et rouge-pointillés présentent respectivement les contributions des mécanismes MI et PE tandis que les courbes verte-continues présentent l'ensemble du couplage en tenant compte à la fois des deux effets. D'une façon générale, au cours d'une période acoustique, chaque mode optique oscille sinusoïdalement autour de sa fréquence initiale avant la déformation.

Le mode (f) donne des courbes avec une oscillation sinusoïdale simple. Dans ce cas, un seul phonon intervient dans le couplage ce qui contribue à des valeurs importantes du taux de couplage (tableaux 3.3 et 3.4). Dans ce cas, les formules utilisées (Eq. (34)) conduisent à une perturbation du premier ordre.

On comprend que l'importance du couplage optomécanique se manifeste par l'amplitude de cette modulation pour les deux mécanismes PE et MI. Il est bien entendu possible de discuter les valeurs de ces couplages de manière relative en comparant un mode à l'autre. Pour autant, de manière absolue, les amplitudes de ces oscillations sont assujetties au taux de déformation initial imposé par le mode phononique. Ici, les résultats sont présentés pour une amplitude des vibrations acoustiques telle que la déformation maximale dans la cavité est de 1% ( $10^{-2}$ ). Le choix de cette valeur de déformation initiale a été fait de façon à s'affranchir de contraintes numériques comme une augmentation du maillage conduisant à une augmentation du temps et de la mémoire nécessaire à la convergence du calcul. En réalité, la déformation imposée est bien entendue beaucoup plus grande que des valeurs plus réalistes de  $10^{-4}$  à  $10^{-6}$ . Toutefois le taux important peut se justifier car, en changeant le taux de déformation maximale dans la cavité, nous avons vérifié la proportionnalité des modulations

optiques. En effet, dans le cas du passage d'une déformation de 2% à 1% les amplitudes de modulations se divisent par 2. La règle précédente de proportionnalité directe entre le taux de déformation acoustique et les amplitudes des modulations optiques s'applique tant que l'on considère un échange avec un seul phonon.

Le couplage du mode (f) avec tous les modes photoniques de polarisation TM donne des courbes sinusoïdales où les deux effets PE et MI sont toujours en phase ce qui donne un effet total additif (Fig. 3.5 colonne de droite). La même conclusion a été obtenue à partir du tableau 3.3 où les deux effets présentaient le même signe conduisant à un effet total correspondant à la somme des valeurs des deux effets. Par contre, le couplage de ce mode (f) avec tous les modes photoniques de polarisation TE donne des courbes sinusoïdales où les deux effets PE et MI sont en opposition de phase ce qui donne un effet total soustractif (Fig. 3.6 colonne de droite). De même, à partir du tableau 3.4, nous avons obtenu des effets avec des signes opposés conduisant par soustraction à un effet total faible.

#### **3.4.3.2 Cas du mode (b)**

Le mode (b) s'étire le long d'une diagonale et se contracte le long de l'autre pendant une demi-période acoustique, et inversement pendant la deuxième demi-période. C'est un mode qui change le volume de la cavité suivant ces diagonales avec une succession d'allongement et de rétrécissement de chaque diagonale en opposition de phase avec l'autre. Ce mode est intéressant du fait qu'il donne des résultats différents et complémentaires du cas du mode (f). C'est un mode qui est symétrique et antisymétrique par rapport à P et P' respectivement.

Les figures 3.5 et 3.6 représentent les modulations des fréquences des modes photoniques par l'excitation acoustique du mode (b). Deux cas peuvent se présenter :

- Pour les modes photoniques non-dégénérés ( $\alpha$ ) et ( $\gamma'$ ) les amplitudes des oscillations sont très faibles et présentent une modulation en sinus carré. La raison vient du fait que la perturbation au premier ordre est nulle pour les raisons de symétrie (Eq. (34)). Il reste

alors l'effet d'une perturbation au second ordre qui conduit à des amplitudes de couplage très faibles. Ces valeurs sont d'autant plus faibles qu'en divisant l'amplitude de la déformation acoustique par un facteur  $n$ , les amplitudes des modulations de fréquences sont divisées par  $n^2$ . Il est évident que si l'amplitude des vibrations acoustiques dans la cavité diminue en prenant une déformation maximale dans la cavité plus faible que les 1% choisis, les processus d'ordre supérieur diminuent jusqu'à devenir très rapidement négligeables.

- Pour les modes photoniques dégénérés  $(\beta, \gamma)$ ,  $(\delta, \epsilon)$  et  $(\alpha', \beta')$ , (Figs. 3.5 et 3.6) nous observons des oscillations plus complexes, quasi-sinusoïdales de la fréquence photonique avec des amplitudes relativement fortes, malgré un mode phononique (b) qui présente une symétrie (oo). Pour expliquer ces comportements, nous commençons par examiner les taux de couplage donnés par les équations (34) et (35). Ces quantités devraient maintenant être définies comme une matrice 2x2 construite sur une base constituée par deux fonctions propres photoniques associées à la valeur propre photonique dégénérée :

$$g = \begin{pmatrix} g_{11} & g_{12} \\ g_{21} & g_{22} \end{pmatrix}$$

Cependant, la base peut être choisie de plusieurs manières différentes. Par exemple, les vecteurs de la base peuvent être choisis de telle sorte qu'ils présentent des propriétés de symétrie par rapport aux plans de symétrie de la cavité, à titre d'exemple symétrique/antisymétrique. Cela se produit lorsqu'on calcule les vecteurs propres, dans la supercellule, à une valeur de vecteur d'onde qui est légèrement loin du point  $\Gamma$  de la zone de Brillouin. Ensuite, la dégénérescence des modes photoniques  $(\beta, \gamma)$  est légèrement levée et ils deviennent deux modes à symétrie  $oe$  et  $eo$  respectivement. Dans ce cas, les éléments de la diagonale de la matrice  $g$  deviennent rigoureusement nuls parce que le mode phononique (b) n'est pas de symétrie  $ee$ . Cependant, les éléments non diagonaux de  $g$  prennent maintenant des valeurs finies et, par conséquent, en diagonalisant la matrice  $g$ , on obtient des valeurs finies des taux de couplage. D'autre part, si le choix des vecteurs propres est fait arbitrairement sans respecter une symétrie donnée par chacun d'eux par rapport aux plans de symétrie de la cavité, les éléments de

la diagonale deviennent également non nuls. Ensuite, nous avons vérifié que la diagonalisation de la matrice  $g$  donne exactement les mêmes taux de couplage pour n'importe quelle base utilisée. Ces valeurs sont résumées dans les tableaux 3.3 et 3.4, pour tous les modes photoniques.

#### **3.4.4 Analyse par transformée de Fourier de la modulation optique**

La figure 3.7 donne les transformées de Fourier des amplitudes de modulation présentées dans la figure 3.5. Ces courbes permettent d'analyser les résultats d'une autre façon.

On s'intéresse d'abord aux excitations de type 'phonons simples'. Le mode phononique (f) donne des modulations simplement sinusoïdales lors de son couplage avec tous les modes photoniques (Figs. 3.5 et 3.6). En parallèle, des bons taux de couplage sont trouvés, toujours en couplant ce mode avec tous les modes photoniques (tableaux 3.3 et 3.4). Un autre moyen de retrouver ce résultat a été de tracer les transformées de Fourier des modulations des modes photoniques  $\alpha$ ,  $\beta$  et  $\delta$  par le mode phononique (f). Le résultat montre clairement l'importance du premier ordre des coefficients de Fourier aux fréquences  $\pm \Omega$ , correspondant à l'interaction acousto-optique avec un seul phonon, alors que les effets d'ordre supérieur impliquant plusieurs phonons sont négligeables (Fig. 3.7a).

Les excitations double-phonons conduisent à une courbe de couplage entre le mode phononique (b) et le mode photonique  $\alpha$  sous la forme d'un double sinus (Fig. 3.5). Les taux de couplage correspondant sont alors nul (tableau 3.3). La transformée de Fourier d'une telle fonction double sinus montre que le couplage acousto-optique provient principalement des composantes de Fourier à des fréquences  $\pm 2\Omega$  (Fig. 3.7b) confirmant le processus à deux phonons. Ce phénomène à double phonon n'est visible que lorsque la déformation acoustique à l'intérieur de la cavité est suffisamment forte

impliquant une théorie des perturbations au premier ordre inefficace. Toutefois, l'observation de ce couplage nécessite pratiquement une forte déformation acoustique dans la cavité qui ne peut être prévue que si le mode phononique de la cavité est excité par une source acoustique externe de haute puissance. Des effets non linéaires impliquant l'échange de plusieurs phonons deviendraient alors envisageables.

Enfin, les couplages entre le mode phononique (b) et les modes photoniques dégénérés ( $\beta$  ou  $\gamma$ ) et ( $\delta$  ou  $\varepsilon$ ) donnent des modulations plus complexes quasi-sinusoidales (Fig. 3.5). Nous avons également réalisé la transformée de Fourier des courbes de modulation associées aux couplages des modes dégénérés ( $\beta,\gamma$ ) et ( $\delta,\varepsilon$ ) avec le mode phononique (b) conduisant à un couplage important (Fig. 3.7b). On met ainsi clairement en évidence que le couplage avec les modes ( $\beta,\gamma$ ) contient à la fois des coefficients de Fourier au premier ordre à  $\pm\Omega$  et au second ordre à  $\pm 2\Omega$ . Le couplage avec les modes ( $\delta,\varepsilon$ ) est principalement du premier ordre avec une faible valeur du deuxième ordre.

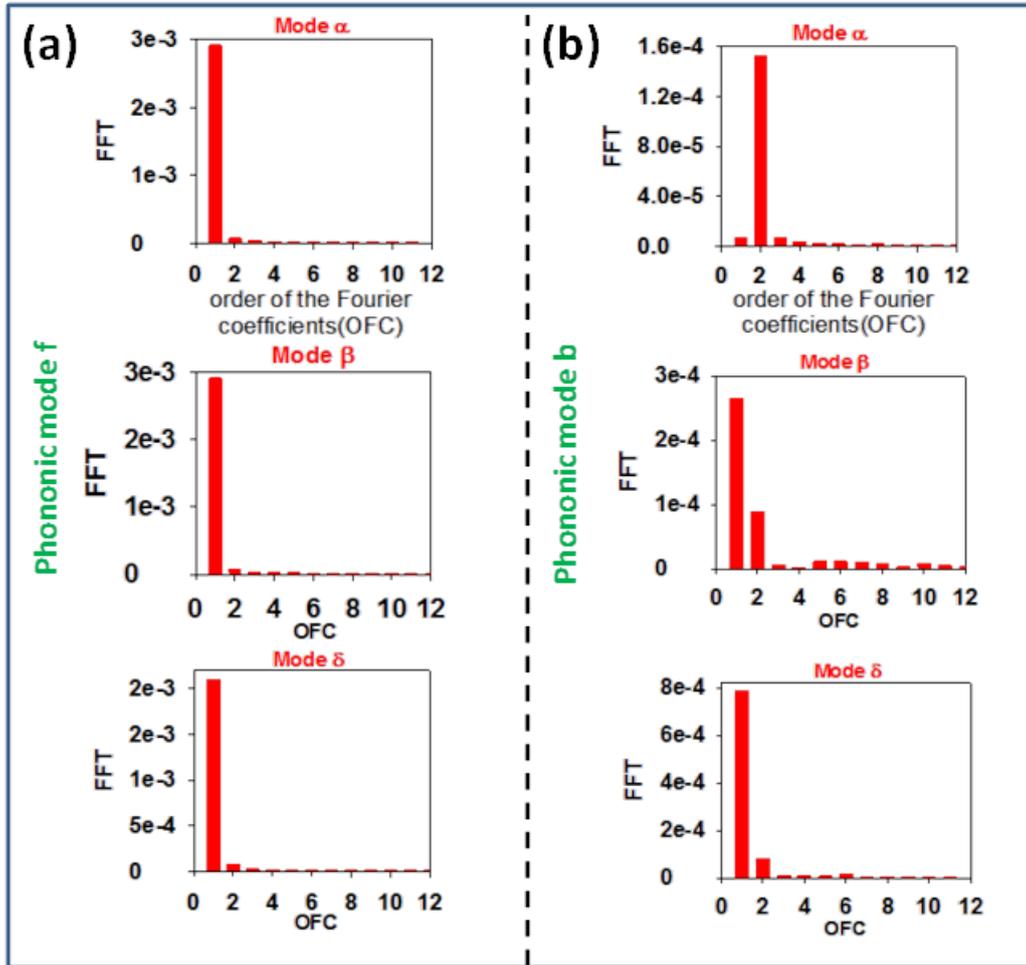


Figure 3.7: Transformée de Fourier de la modulation des modes photoniques TM  $\alpha$ ,  $\beta$  et  $\delta$  par les fréquences des modes phononiques (b) et (f) dans le cas du Si comme la montre la figure 3.5.

### 3.4.5 Décalage du pic de transmission photonique par l'onde acoustique

Une autre façon de décrire le couplage acousto-optique est de partir de la transmission du mode photonique. Celui-ci donne à travers la structure possédant la cavité différents pics correspondant aux modes de défaut. La méthode consiste à réitérer le calcul de transmission photonique à différents instants de la déformation acoustique [76]. A titre d'illustration la méthode est appliquée ici au cas du couplage du mode acoustique (f) avec le mode photonique  $\alpha$ . Cette méthode est équivalente à la modulation acoustique

de la fréquence du mode photonique décrite précédemment avec une autre représentation, donnant accès principalement à l'information sur le facteur de qualité de la transmission photonique. Cette méthode est très proche de ce qui pourrait se concevoir expérimentalement.

Au cours d'une période du mode phononique ( $f$ ) la géométrie de déformation des interfaces entre l'air et le matériau change ce qui induit un changement au niveau de la longueur d'onde du mode photonique, d'où le décalage du pic par l'effet du mouvement des interfaces. La même procédure peut être faite pour l'effet photoélastique. Les résultats sont présentés dans la figure 3.8 pour une période du cristal de  $a = 550$  nm. Avec une telle valeur du paramètre de maille, la longueur d'onde du mode photonique  $\alpha$  est de  $\lambda_\alpha = 1215.67$  nm et la fréquence du mode acoustique ( $f$ ) de 5.12 GHz. La figure 3.8 représente alors la modulation dynamique du pic photonique  $\alpha$  sur une période du mode acoustique ( $f$ ). Avec un maximum de déformation de 1% à l'intérieur de la cavité, la modulation du mode  $\alpha$  présente une amplitude proche de 7 nm. Dans un sens plus réel, un maximum de déformation à l'intérieur de la cavité de  $10^{-4}$  conduirait à une déformation de 0.07nm, ce qui reste mesurable par les techniques expérimentales.

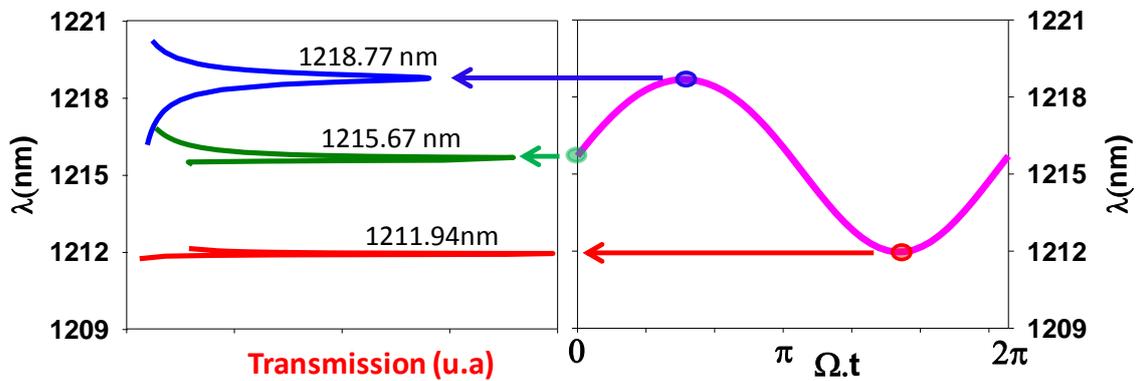


Figure 3.8: La transmission du mode photonique  $\alpha$  à des instants différents de la période acoustique du mode ( $f$ ) accompagnée d'une explication sous forme de la modulation de  $\alpha$  par la fréquence du mode phononique ( $f$ ) dans le cas du Si.

### **3.5 Influence des propriétés photoélastiques : étude du cas de l'arséniure de gallium**

Dans ce paragraphe, nous discutons l'effet du changement de matériau et de la longueur d'onde sur les contributions de l'effet PE à l'interaction optomécanique. Deux matériaux sont considérés le silicium, précédemment utilisé et l'arséniure de gallium (GaAs). Ce dernier matériau sera étudié pour deux longueurs d'onde différentes pour lesquelles les coefficients photoélastiques varient fortement, notamment au voisinage de la bande interdite du semi-conducteur.

La figure 3.9 représente l'évolution des constantes photoélastiques  $p_{11}$ ,  $p_{12}$  et  $p_{44}$  en fonction de la longueur d'onde de GaAs. Lorsque la longueur d'onde de la lumière est dans la plage de longueur d'onde [1000-1500nm], les constantes photoélastiques des deux matériaux ne changent que légèrement avec la longueur d'onde, tandis que les valeurs numériques sont relativement plus élevées dans GaAs par rapport au Si. Toutefois, lorsque la longueur d'onde se rapproche de la limite de la bande interdite de GaAs située à 890nm, les constantes photoélastiques subissent des variations rapides [74]. Nous remarquons par ailleurs que le signe de la constante photoélastique  $p_{44}$  change du négatif au positif au voisinage de la bande interdite tandis que celui des autres constantes photoélastiques  $p_{11}$  et  $p_{12}$  reste toujours négatif [74].

Dans nos calculs, nous n'avons pas choisi des longueurs d'onde trop proches de la limite du gap. En effet, dans cette région, non seulement l'indice de réfraction dépend aussi de la longueur d'onde, mais le plus important c'est qu'il devient complexe. Ainsi, aux longueurs d'onde considérées dans nos calculs, l'indice de réfraction change légèrement (d'environ 3%) et sa partie imaginaire reste pratiquement négligeable (environ  $10^{-3}$  fois sa partie réelle à 925nm).

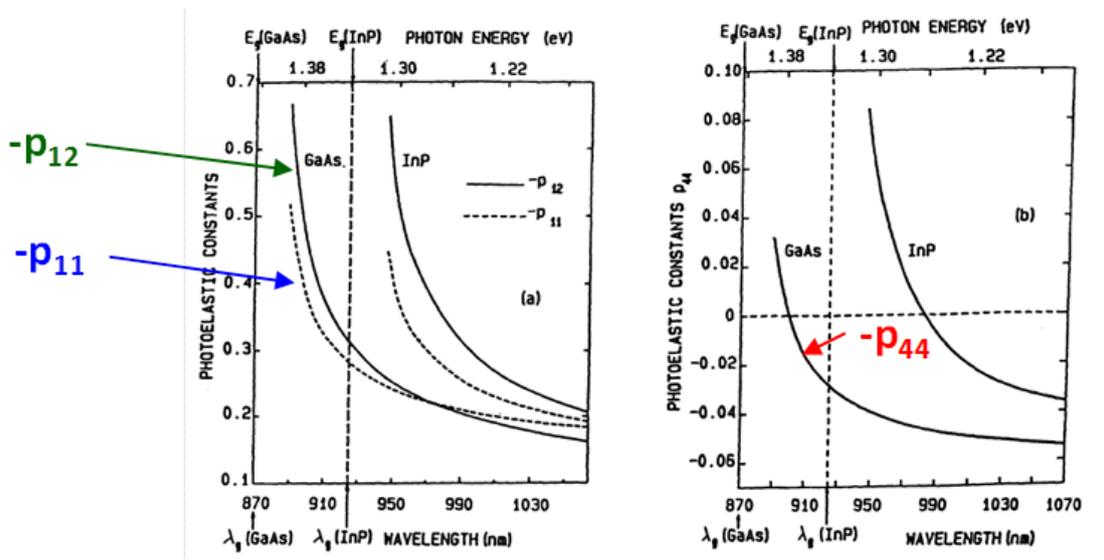


Figure 3.9: Evolution des constantes photoélastiques  $p_{11}$ ,  $p_{12}$  et  $p_{44}$  en fonction de la longueur d'onde de GaAs [74].

Ainsi dans ce qui suit, compte tenu des éléments décrits précédemment, les calculs de couplage ont été réalisés à deux valeurs de longueur d'onde, 1150 nm et 925 nm. Le tableau 3.5 reporte les valeurs des coefficients photoélastiques correspondants. Notons que lors du passage de 1150 nm à 925 nm, les valeurs absolues de  $p_{11}$  et  $p_{12}$  augmentent alors que la valeur absolue de  $p_{44}$  diminue, de sorte que la variation de ces constantes photoélastiques aura différents effets selon les signes relatifs des déformations  $S_{ij}$ .

	$p_{11}$	$p_{12}$	$p_{44}$
GaAs (1150 nm)	-0.165	-0.14	-0.072
GaAs (925 nm)	-0.273	-0.316	-0.03

Tableau 3.5: Constantes photoélastiques pour le GaAs [70, 74].

La figure 3.10 représente le couplage des modes phononiques avec les modes optiques de polarisation TM. Cette figure présente les résultats du couplage du mode phononique (f) avec tous les modes photoniques TM, pour le Si et le GaAs à deux longueurs d'onde. Nous avons montré précédemment que ce mode (f) présentait un couplage élevé du fait de l'interaction du type d'un seul phonon dans laquelle on obtient un effet total additif des deux effets MI et PE. Ses propriétés le rendent donc particulièrement attrayant pour l'étude du changement de matériau et de longueur d'onde vis-à-vis des taux de couplages. La figure 3.10 résume les modulations des modes photoniques  $\alpha$ ,  $\beta$ ,  $\gamma$ ,  $\delta$  et  $\epsilon$  durant la période acoustique du mode phononique (f) pour le Si à 1150 nm (colonne (a)), le GaAs à 1150 nm (colonne (b)) et le GaAs à 925 nm (colonne (c)). On peut tout d'abord remarquer que, quelque soit le matériau ou la longueur d'onde utilisés, la contribution de l'effet de mouvement aux interfaces (MI) est pratiquement identique même s'il est légèrement plus faible dans le cas du GaAs par rapport au cas du Si. Au contraire, l'effet photoélastique (PE) subit une augmentation lorsqu'on change le matériau, passant du Si au GaAs, pour une même longueur d'onde de 1150 nm. La contribution PE, initialement inférieure à celle du MI pour le Si, devient maintenant supérieure au MI dans le cas du GaAs. En conservant ce matériau et en changeant la longueur d'onde de 1150 à 925 nm, la contribution de l'effet PE augmente d'un facteur 1.5 environ. A la longueur d'onde de 925 nm, nous sommes plus proches de la bande interdite du semi-conducteur. La conséquence est une augmentation sensible de la réponse photonique à la sollicitation mécanique. Il convient de noter que ceci est dû à l'augmentation des valeurs absolues des constantes photoélastiques  $p_{11}$  et  $p_{12}$ , alors que celle de  $p_{44}$  n'affecte pas trop le résultat pour le mode phononique (f). En effet (voir éq. 34), dans le cas du couplage avec les modes photoniques de polarisation TM, la déformation  $S_{xy}$  associée au mode (f) est petite dans le volume de la cavité.

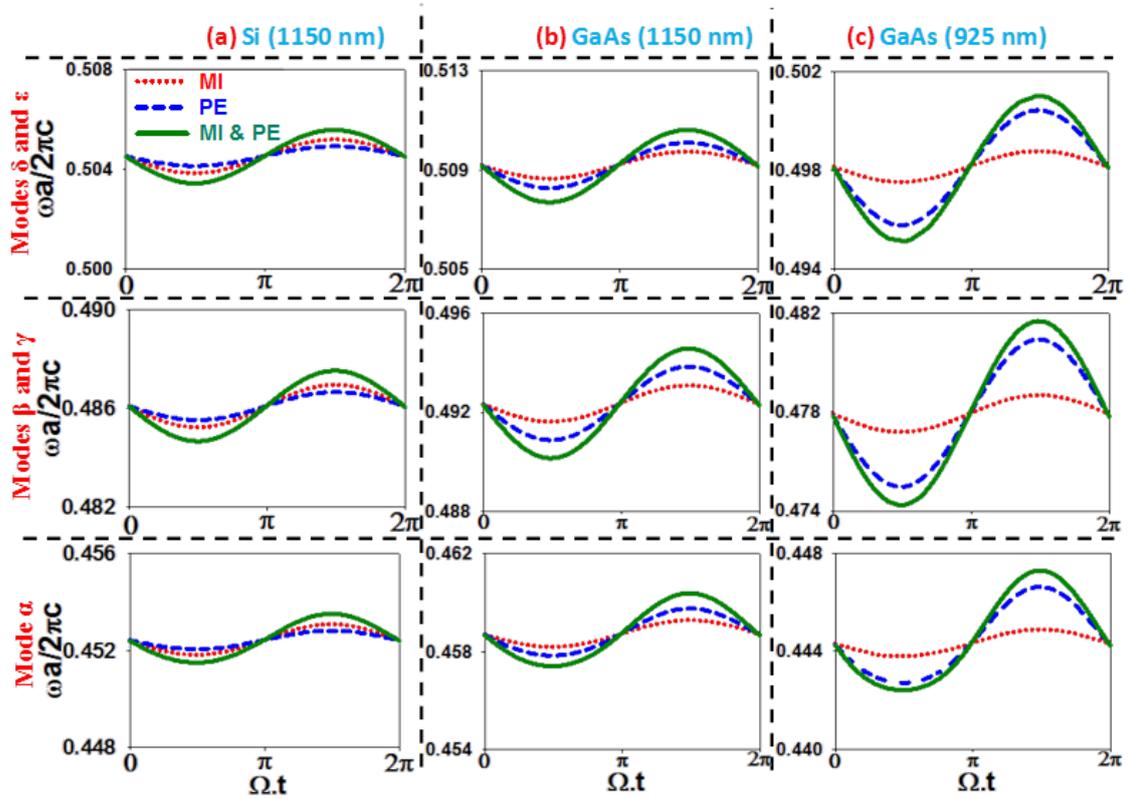


Figure 3.10: Modulation de la fréquence des modes photoniques TM  $\alpha$ ,  $\beta$ ,  $\gamma$ ,  $\delta$  et  $\epsilon$  pendant une période phononique  $T=2\pi/\Omega$  du mode acoustique  $f$ . Les effets de mouvement des interfaces (MI, rouge-pointillé), photoélastique (PE, bleu-tiret) et les deux à la fois (MI + PE, ligne verte continue) du couplage acousto-optique sont représentés séparément pour chaque mode photonique et pour (a) le Si, (b) le GaAs à  $\lambda_1=1150\text{nm}$  et (c) le GaAs à  $\lambda_2=925\text{ nm}$ .

La figure 3.11 représente le couplage du mode phononique ( $f$ ) avec les modes optiques de polarisation TE. Comme précédemment, c'est l'effet de MI qui prédomine lorsque le matériau est du Si. Cependant, ici, l'effet PE reste particulièrement faible en comparaison avec la polarisation TM. Ceci est dû au fait que la variation de la permittivité de silicium par la déformation acoustique est liée uniquement à la variation de la composante  $\epsilon_{33}$  de la permittivité ce qui met en jeu la plus faible des constantes photoélastiques non nulles de silicium, à savoir  $p_{12} = 0.01$ .

On peut noter par ailleurs que les effets de MI et PE sont en opposition de phase dans le cas de la polarisation TE alors qu'ils étaient en phase dans le cas de TM. Ceci est

directement lié aux constantes photoélastiques de chaque matériau. En effet,  $p_{12}$  est précédée par un signe positif dans le cas de TE, alors que dans le cas de TM  $p_{11}$  et  $p_{44}$  sont précédés toutes les deux par des signes négatifs avec des valeurs plus élevées que celle de  $p_{12}$ . Lorsqu'on remplace Si par GaAs, l'effet PE devient prédominant du fait que les constantes photoélastiques sont plus élevées en GaAs qu'en silicium et les deux effets PE et MI deviennent en phase. En changeant le Si par GaAs, la contribution de l'effet PE augmente considérablement d'un facteur supérieur à 10.

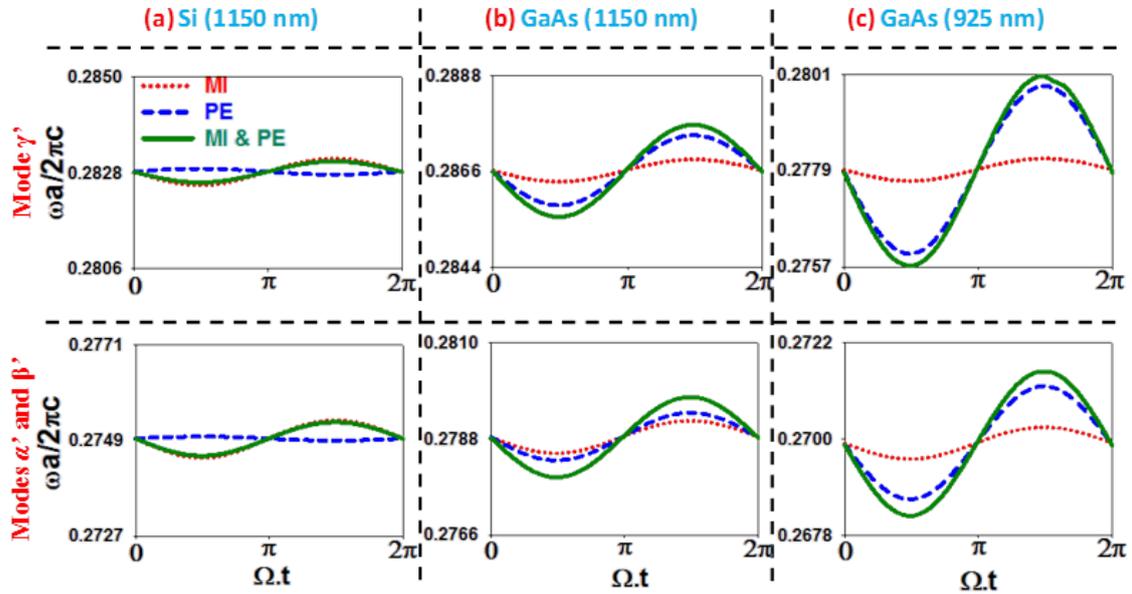


Figure 3.11: Modulation des fréquences des modes photoniques TE  $\alpha'$ ,  $\beta'$  et  $\gamma'$  pendant une période phononique  $T=2\pi/\Omega$  du mode acoustique  $f$ . Les effets de mouvement des interfaces (MI, rouge-pointillé), photoélastique (PE, bleu-tiret) et les deux à la fois (MI + PE, ligne verte continue) du couplage acousto-optique sont représentés séparément pour chaque mode photonique et pour (a) le Si, (b) le GaAs à  $\lambda_1=1150\text{nm}$  et (c) le GaAs à  $\lambda_2=925\text{ nm}$ .

Comme nous l'avons vu précédemment, le mode phononique (b) conduit à des couplages importants par la levée de la dégénérescence des modes photoniques. Les figures 3.12 et 3.13 représentent les résultats du couplage avec le mode phononique (b), pour le Si et le GaAs aux deux longueurs d'onde, avec tous les modes photoniques des deux polarisations TM ( $(\alpha', \beta', \gamma', \delta', \epsilon')$ , fig. 3.12) et TE ( $(\alpha', \beta', \gamma')$ , fig. 3.13).

En ce qui concerne le couplage avec les modes TM (Fig. 3.12), les contributions des mécanismes PE et MI sont en opposition de phase et se retranchent mutuellement dans l'ensemble des situations à l'exception de  $\delta$  et  $\epsilon$  pour GaAs à 925 nm. Ce point explique les faibles valeurs du couplage acousto-optique total pour le mode (b) par rapport au mode (f). Pour comprendre l'effet de la longueur d'onde sur la contribution PE dans le GaAs, il est utile d'analyser les différents termes qui contribuent au mécanisme dans l'équation (34).

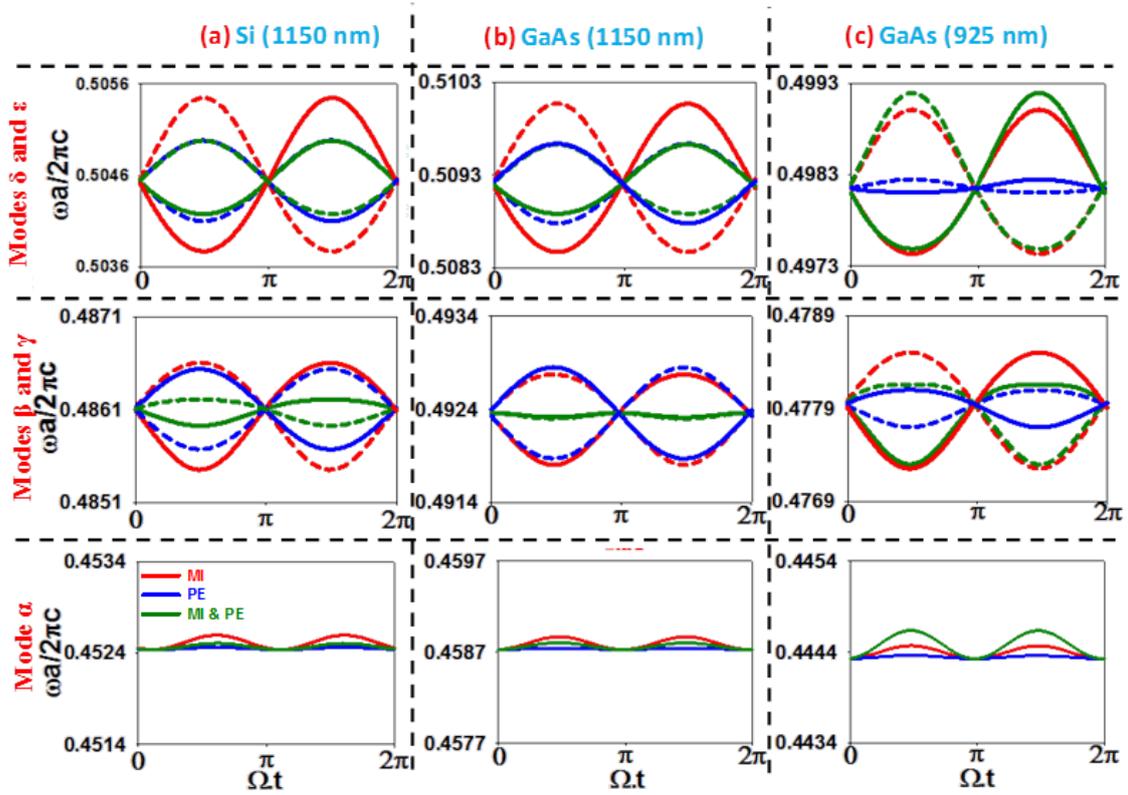


Figure 3.12 : Modulation des fréquences réduites des modes TM  $\alpha$ , ( $\beta$ ,  $\gamma$ ) et ( $\delta$ ,  $\epsilon$ ) pendant une période  $T=2\pi/\Omega$  du mode acoustique b. Le mouvement des interfaces (MI, rouge), photoélastique (PE, bleu) et les deux à la fois (MI + PE, vert) sont représentés séparément pour chaque mode photonique et pour (a) le Si, (b) le GaAs à  $\lambda_1=1150\text{nm}$  et (c) le GaAs à  $\lambda_2=925\text{ nm}$ . Nous avons utilisé les lignes continues et en pointillés pour distinguer les modes photoniques dégénérés.

Il se révèle que le terme contenant  $p_{44}$  (apparaissant devant la déformation  $S_{xy}$  associé avec le mode (b), qui est le plus fort dans le volume de la cavité) compense partiellement ceux contenant  $p_{11}$  et  $p_{12}$  (qui sont devant les éléments les plus petits de

déformation  $S_{xx}$  et  $S_{yy}$ ). Cette compensation est malheureusement plus efficace à 925nm qu'à 1150 nm et explique les faibles contributions du mécanisme PE.

Pour les modes photoniques de polarisation TE (Fig. 3.13), l'effet PE est en général très faible par couplage avec le mode (b) car les composantes de déformation  $S_{xx}$  et  $S_{yy}$  (équation (34)) sont faibles pour ce mode. L'effet AO total est donc dû essentiellement à la contribution du MI et est donc peu affecté par les changements de matériau et de longueur d'onde.

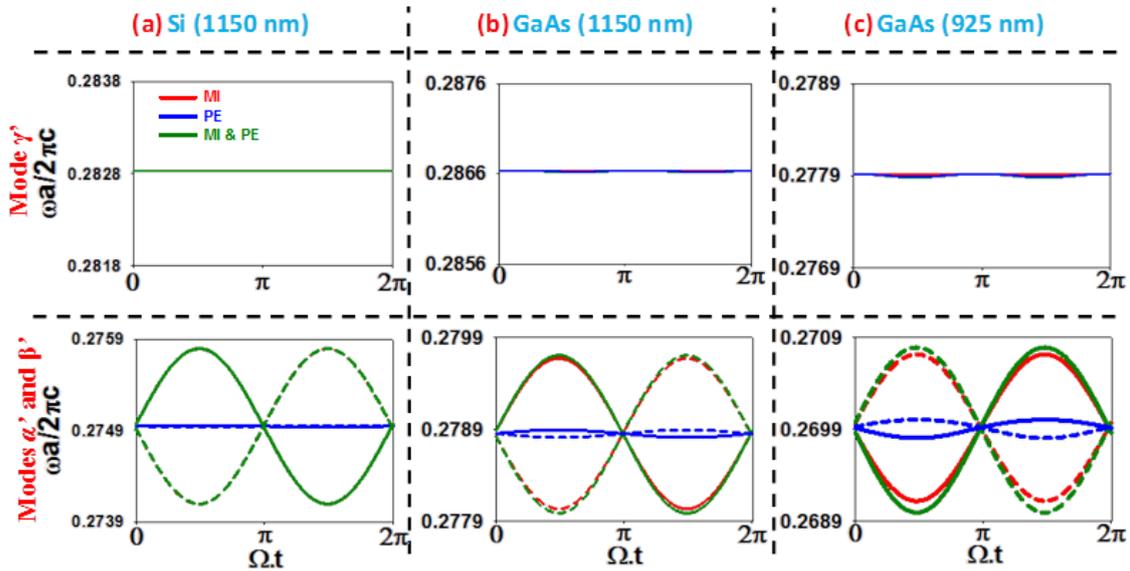


Figure 3.13: Modulation des fréquences réduites des modes optiques TE  $\alpha'$ ,  $\beta'$  et  $\gamma'$  pendant une période  $T=2\pi/\Omega$  du mode acoustique b. Le mouvement des interfaces (rouge), photoélastique (bleu) et les deux effets simultanément (vert) sont représentés séparément pour chaque mode photonique et pour (a) le Si, (b) le GaAs à  $\lambda_1=1150\text{nm}$  et (c) le GaAs à  $\lambda_2=925\text{ nm}$ . Nous avons utilisé les lignes continues et en pointillés pour distinguer les modes photoniques dégénérés.

### 3.6 Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons étudié l'interaction acousto-optique d'un cristal phoXonique 2D infini constitué d'une matrice de Si ou de GaAs percée par des trous d'air. Nous avons montré que pour les deux matériaux, on peut confiner simultanément

l'énergie élastique et l'énergie électromagnétique à l'intérieur d'une cavité créée par le remplissage d'un trou de la structure parfaite. Le couplage optomécanique a été calculé en considérant deux contributions principales : l'effet du mouvement des interfaces (MI) et l'effet photoélastique (PE). Ils peuvent être en phase ou en opposition de phase et produire des effets additifs ou soustractifs dans le couplage optomécanique total. L'évaluation du couplage peut se faire selon deux méthodes: le taux de couplage optomécanique (sur la base d'une théorie de perturbation du premier ordre (chapitre 2)) et la modulation de la fréquence du mode photonique. Cette dernière peut être parfaitement sinusoïdale ou ressembler à une fonction double sinus. Il est important de noter que la symétrie des modes phononiques est essentielle pour estimer la valeur du couplage optomécanique. En effet, quelle que soit la symétrie du mode photonique, les taux de couplage s'annulent, sauf si le mode acoustique est de symétrie (ee) par rapport aux deux plans de symétrie de la cavité. Mais lorsqu'on a des modes photoniques dégénérés, les modes correspondants peuvent donner un couplage différent de zéro, même avec un mode phononique qui n'est pas de symétrie (ee). En outre, si l'amplitude de la déformation acoustique à l'intérieur de la cavité est suffisamment forte, les effets non linéaires impliquant plusieurs phonons dans le couplage sont envisageables même si le premier ordre de couplage acousto-optique est totalement nul. Nous avons montré que la contribution du mécanisme PE au couplage optomécanique total était très sensible aux choix des matériaux et de la longueur d'onde d'étude optique. Ceci est dû aux différents paramètres photoélastiques impliqués dans le calcul. En raison du contraste élevé de leurs coefficients photoélastiques, nous avons montré que le cristal photonique en GaAs présente une interaction acousto-optique totale presque deux fois plus élevée que les valeurs obtenues dans le cas de Si. Enfin, dans le cristal de GaAs, nous avons étudié le couplage à deux longueurs d'onde différentes, loin et proche de sa bande interdite électronique. Nous avons montré que l'effet optomécanique devenait plus important en s'approchant de la zone de l'infrarouge.

## **Chapitre IV : Cavité phoXonique (CPx) dans un cristal bidimensionnel en plaque**

## 4.1. Introduction

L'étude des cristaux phoxoniques dans des plaques à été abordée à travers deux papiers dans lesquels il a été montré la possibilité d'obtenir des bandes interdites à la fois photoniques et phononiques dans des plaques de silicium percées de trous [5, 77]. Pour des porosités raisonnables d'un point de vue technologique, il a été démontré que les bandes interdites à la fois photoniques et phononiques existaient pour les réseaux carré et hexagonal mais pas pour le réseau triangulaire. En outre, les bandes interdites photoniques complètes peuvent être trouvées pour des réseaux plus complexes tels que le nitrure de bore [5]. Ultérieurement, il a été théoriquement démontré qu'un réseau périodique de piliers de silicium déposé sur une membrane mince homogène de silice ( $\text{SiO}_2$ ) peut également être un système phoxonique prometteur pour les trois réseaux les plus courants, à savoir le carré, le triangulaire, et l'hexagonal [78].

Dans ce chapitre, nous étudions l'interaction OM à partir d'une plaque phoxonique constituée d'un réseau carré bidimensionnel de trous percés dans une membrane de silicium. Nous allons voir que, en choisissant convenablement les paramètres géométriques de la structure, il est possible d'obtenir facilement une bande interdite phononique absolue en parallèle d'une bande interdite photonique présentant une symétrie donnée [5, 77]. Nous allons discuter l'introduction de cavités sous forme de défauts linéaires ou ponctuels dans la structure parfaite du cristal dans le but de confiner simultanément les ondes élastiques et électromagnétiques polarisées. En considérant une taille réelle submicronique du paramètre de maille du cristal, les modes optiques se situent dans la gamme des télécommunications et les fréquences acoustiques dans la région du gigahertz. Nous étudions trois cavités simples, à savoir une cavité L1 obtenue en remplissant un trou de la membrane poreuse de silicium, une cavité L3 où on remplit trois trous le long de la direction [100] du cristal phoxonique et une cavité en forme de croix obtenue par remplissage de quatre trous adjacents à un trou central plein. Ces structures feront l'objet d'une discussion détaillée sur l'efficacité des couplages entre les deux types d'ondes.

Le plan de ce chapitre est le suivant. Nous discutons d'abord, les courbes de dispersion photoniques et phononiques afin de définir les bandes interdites partielles et complètes. L'introduction de défauts permettra ensuite de mettre en évidence les modes localisés dans les cavités de type L1, L3 et en croix. Nous présenterons ensuite les résultats des couplages optomécaniques liés aux effets photoélastiques et de mouvement des interfaces à l'aide des deux méthodes de calcul décrites précédemment, à savoir le calcul des taux de couplage et la modulation acoustique de la fréquence de résonance photonique au cours d'une période acoustique. Le taux de couplage sera calculé de manière systématique pour tous les modes photoniques sur une large gamme de fréquences des modes phononiques permettant ainsi d'identifier et de caractériser les combinaisons les plus efficaces. La modulation des modes photoniques sera ensuite présentée pour ces combinaisons les plus efficaces. Enfin nous donnerons les conclusions de l'étude.

## **4.2. Plaque phoxonique : géométrie et structure de bandes**

La plaque phoxonique est constituée d'une membrane de silicium percée par des trous d'air cylindriques arrangés selon un réseau carré. Pour cette structure, des calculs systématiques ont été réalisés et ont montré que des paramètres géométriques spécifiques doivent être choisis pour fournir les deux bandes interdites phononique et photonique [5, 77]. Nous reprenons ici une des conclusions de cette étude. Sur le plan quantitatif pour un facteur de remplissage de  $f=0.58$  (rayon de trou  $r=0.43a$ ) et une épaisseur de la plaque  $h=0.6a$ , les structures de bandes calculées donnent des bandes d'arrêt pour les photons et les phonons résumées sur la figure 4.1. La figure 4.1a montre la structure de bande phononique dans laquelle nous avons séparé les modes en fonction de leur symétrie par rapport au plan médian de la plaque. Les modes symétriques et antisymétriques sont respectivement distingués avec des couleurs rouge et noire. La structure de bande présente une bande interdite phononique absolue, colorés en gris et s'étendant de 5.86 à 6.19 GHz. Un gap partiel, plus large, est aussi ouvert pour les

modes qui sont symétriques par rapport au plan du milieu dans la gamme de fréquences [5 à 6.76 GHz] (zone rouge). La figure 4.1b présente la structure de bande photonique dans laquelle les modes symétriques apparaissent en rouge et ceux antisymétriques en bleu. Deux bandes interdites sont observées pour les modes photoniques symétriques, dans les gammes de longueurs d'onde [1435.4 à 1565.2] nm et [963.1 à 1068] nm (zones rouges), tandis qu'une seule bande d'arrêt est obtenue pour les modes antisymétriques, dans la gamme de longueur d'onde [1167.1 – 1331.7] nm (zone bleue). Distinguer les modes par rapport à leur symétrie est important pour la recherche des modes phononiques qui ne se couplent pas avec les modes photoniques comme nous le verrons un peu plus loin lorsque nous aborderons les phénomènes de couplage. Remarquons que pour un paramètre de maille de  $a = 540 \text{ nm}$ , cette structure fonctionne en régime du GHz pour les phonons et dans la gamme des télécommunications pour les photons.

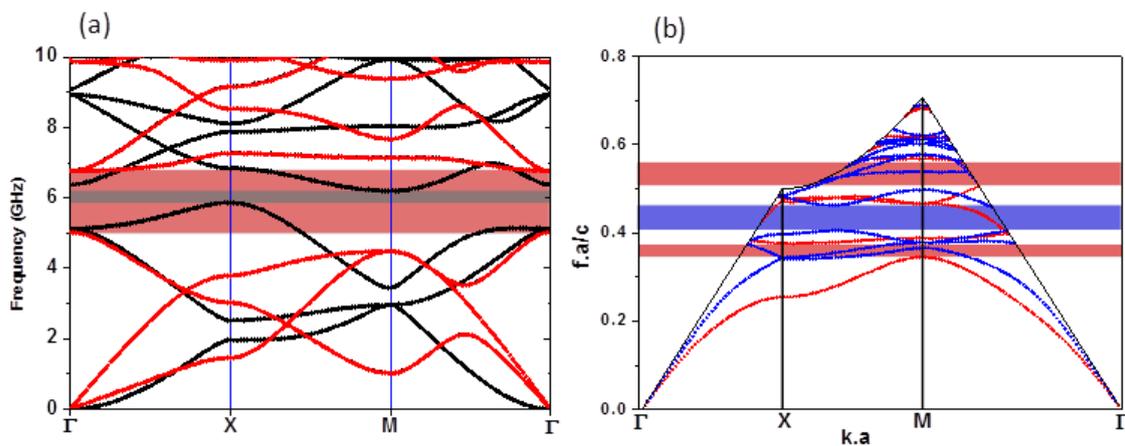


Figure 4.1: Courbes de dispersion phononique et photonique, calculées par la méthode des éléments finis, pour une plaque phoxonique constituée d'une matrice de silicium percée par un réseau carré de trous d'air. Le rayon des trous et l'épaisseur de la plaque sont respectivement  $r = 0.43a$  et  $h = 0.6a$ , où  $a = 540 \text{ nm}$  est le paramètre du réseau. (a) Structure de bande phononique. Les bandes pour les modes symétriques (antisymétriques) sont en rouge (noir), tandis que la bande interdite complète est donnée en gris. (b) Structure de bande photonique avec les modes symétriques et antisymétriques tracés respectivement en rouge et bleu.

### 4.3. Cavité phoxonique et modes localisés

Dans le but de confiner les champs élastiques et électromagnétiques dans un même espace, nous allons maintenant introduire des défauts en remplissant des trous d'air par du silicium dans la structure périodique parfaite. Nous avons étudié l'insertion de trois types de cavités. La première est une cavité de type L1, créée en remplissant un trou. La seconde connue sous le nom d'une cavité L3, est créée en remplissant trois inclusions situées sur la même rangée. Enfin, la troisième cavité est obtenue en dessinant une croix au centre de la super cellule, comme le montre la figure 4.3a.

Dans les études des modes de cavités phononiques et photoniques, les calculs de dispersion sont effectués à partir des « super-cellules » élémentaires dont la taille est de plusieurs paramètres de maille à l'intérieur desquelles la cavité est insérée. Dans notre cas, la cavité dans chaque super-cellule a été entourée de quatre périodes du cristal, ce qui signifie que, compte tenu des conditions aux limites périodiques en bord de cellule, chaque cavité est séparée de sa voisine par huit paramètres de maille. Cette précaution assure l'isolation des modes de cavité de la cellule étudiée des modes de cavités des cellules voisines.

#### 4.3.1. Modes photoniques localisés

En photonique, nous nous sommes intéressés aux modes symétriques qui présentent une première bande interdite sous le cône de lumière à basses fréquences (voir figure 4.1). Une étude similaire pourrait être menée en considérant l'autre polarisation du champ électromagnétique. Avec une valeur réelle du paramètre de maille de  $a=540$  nm, les limites inférieure et supérieure de la bande interdite sont respectivement 1435.4 nm et 1565.2 nm. Lorsqu'on introduit la cavité L3 dans le cristal, celle-ci donne lieu à trois modes photoniques symétriques localisés à l'intérieur de cette bande interdite, notés  $\alpha$ ,  $\beta$  et  $\gamma$ , respectivement à 1477.7 nm, 1516.3 nm et 1572.4 nm. Leurs composantes  $E_y$  du

champs électriques sont représentées dans la figure 4.3b, montrant une forte localisation à l'intérieur et au voisinage de la cavité. En ce qui concerne la cavité sous forme de croix, un mode de cavité se trouve localisé à l'intérieur de la bande interdite photonique, noté  $\alpha'$ , à  $1563.4 \text{ nm}$ , et pour lequel le champ électrique  $E_y$  est représenté dans la figure 4.3d. Le seul mode de défaut photonique localisé dans la cavité L1 se situe à  $1477.3 \text{ nm}$ , avec un champ électrique représenté dans la figure 4.3c. Ce mode ressemble au mode photonique  $\beta$  de la cavité L3.

En parallèle, des calculs de transmission à travers ces structures ont été réalisés mettant en évidence les pics de transmission associés aux modes de défauts à l'intérieur de la bande interdite. Ces calculs ont permis d'estimer les facteurs de qualité des modes de cavité photoniques  $Q = \lambda/\Delta\lambda$ . La figure 4.2 représente un exemple d'un calcul de transmission réalisé pour exciter la cavité en forme de croix. Pour calculer le facteur de qualité du mode de cavité à l'intérieur de la bande interdite photonique, l'excitation se fait à partir d'un guide d'onde à l'entrée et à la sortie de la structure, décalé d'une rangée par rapport à l'axe principal de la cavité pour pouvoir exciter les modes antisymétriques.

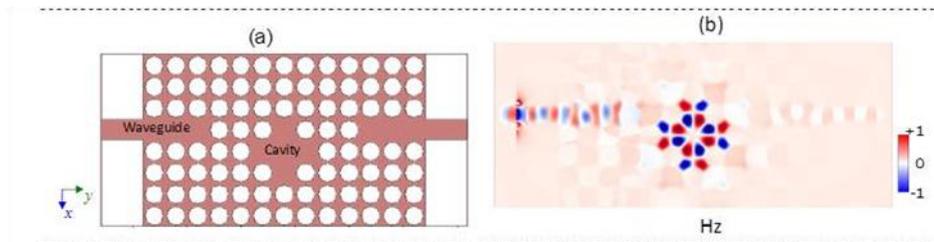


Figure 4.2 : Excitation du mode antisymétrique de la cavité en croix par un calcul de transmission (a) Représentation schématique du dispositif. (b) Cartographie du champ magnétique  $H_z$  à  $1563.4 \text{ nm}$ .

Sur l'ensemble des calculs réalisés, les calculs ont montré des valeurs de facteurs de qualité assez faibles pour la cavité L3 (inférieurs à 1 000) et un peu supérieurs (autour de 3200) pour le mode de la cavité du défaut en forme de croix.

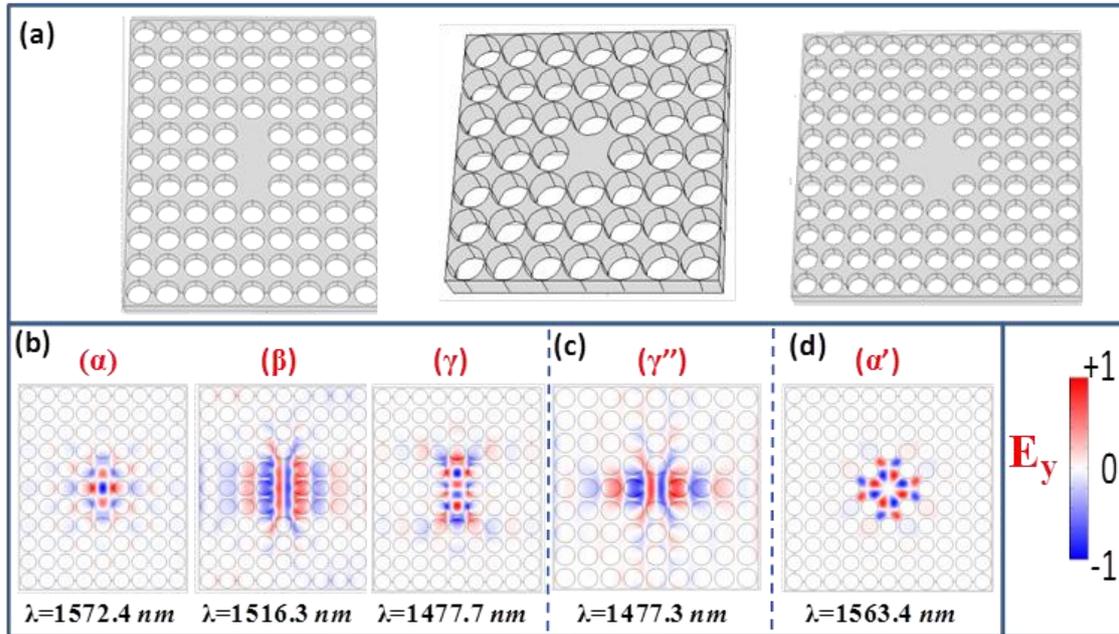


Figure 4.3 : (a) Schémas représentant les cavités L3, L1 et la cavité en croix créées à l'intérieur du réseau carré de la plaque phoxonique. La distribution du champ électrique  $E_y$  pour (b) les trois modes photoniques  $\alpha$ ,  $\beta$  et  $\gamma$  de la cavité L3, (c) le mode photonique  $\gamma''$  dans la cavité L1 et (d) le mode photonique  $\alpha'$  à l'intérieur de la cavité en croix.

### 4.3.2. Modes phononiques localisés

La figure 4.4 présente les courbes de dispersions dans la direction  $\Gamma X$  de la première zone de Brillouin pour les trois cavités L1, L3 et la cavité en croix pour une gamme de fréquence entre 5.5 et 6.5 GHz, dans la région de la bande interdite phononique absolue. Pour autant, dans ce qui suit, les calculs de couplage ont été élargis à une gamme de fréquences plus importantes pour tenir compte des modes phononiques à la fois dans les bandes de dispersion (modes résonants), dans les bandes interdites partielles [5 - 6.76 GHz] et absolue [5.86 à 6.19 GHz]. Etant donné l'importance du nombre de modes, le but serait de déterminer quels sont ceux qui conduisent à un couplage important avec les modes optiques.

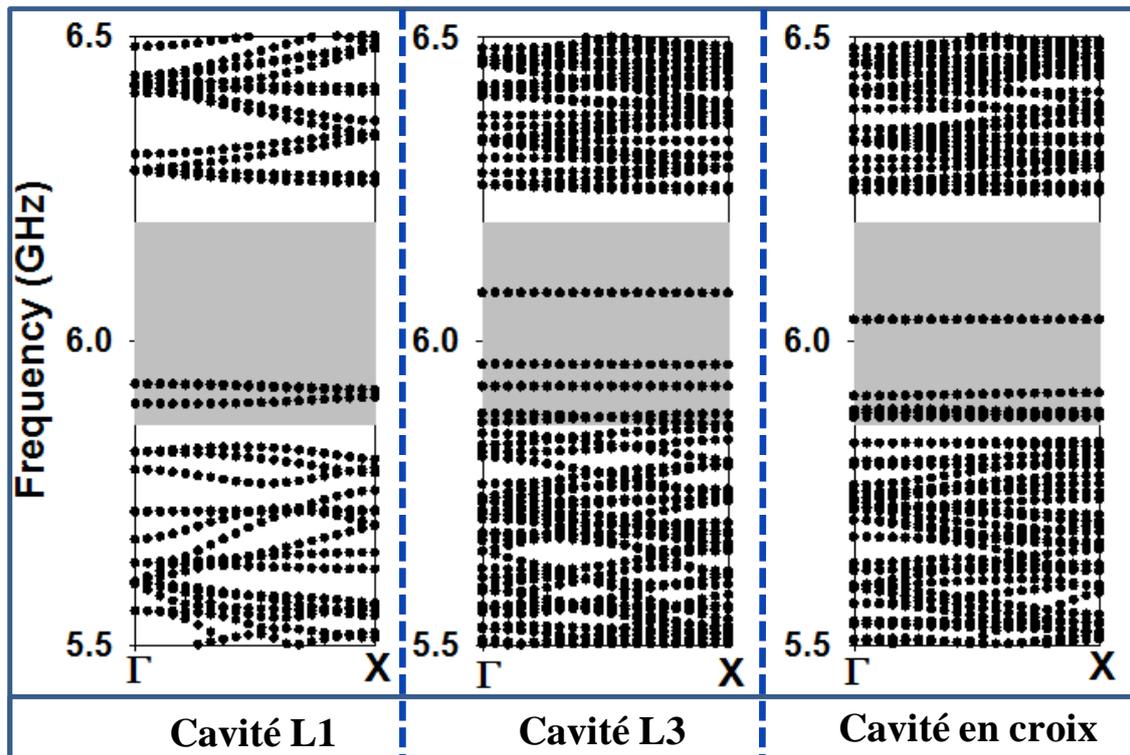


Figure 4.4: Courbes de dispersion des modes phononiques pour les cavités L1, L3 et en croix le long de la direction  $\Gamma X$  de la première zone de Brillouin. La zone grise correspond au gap absolu de la cellule élémentaire.

#### 4.4. Couplage optomécanique dans une plaque phoxonique avec différentes cavités

##### 4.4.1. Couplage OM

Comme dans le cas des études précédentes [4, 8, 65], pour évaluer le couplage dans les plaques de la même façon que le cas 2D, deux mécanismes principaux contribuent au couplage OM, entraînant une variation locale de la permittivité diélectrique: l'effet du mouvement des interfaces (MI) et l'effet photoélastique (PE) [70]. Le calcul des taux de couplage OM et la modulation du mode photonique pendant une période phononique sont les deux méthodes utilisées comme nous les avons expliquées dans le chapitre 2.

Le taux de couplage décrit le décalage de la fréquence induite par le mouvement du point zéro du champ mécanique du phonon. Les formules utilisées pour le calcul du couplage OM sont données par Chan et al [65], à la fois pour les effets PE et MI, et que nous avons obtenues dans les équations (34) et (36) où le terme  $\sqrt{\hbar/2M_{\text{eff}}}\Omega$  a été ajouté:

$$g_{PE} = -\frac{\omega}{2} \frac{\langle E|\delta\epsilon|E\rangle}{\int_V \mathbf{E} \cdot \mathbf{D} dV} \sqrt{\hbar/2M_{\text{eff}}}\Omega \quad (1)$$

$$g_{MI} = -\frac{\omega}{2} \frac{\oint_{\partial V} (\mathbf{U} \cdot \mathbf{n}) (\Delta\epsilon \mathbf{E}_{\parallel}^2 - \Delta\epsilon^{-1} \mathbf{D}_{\perp}^2) dS}{\int_V \mathbf{E} \cdot \mathbf{D} dV} \sqrt{\hbar/2M_{\text{eff}}}\Omega \quad (2)$$

Ici,  $\sqrt{\hbar/2M_{\text{eff}}}\Omega$  est le mouvement de point zéro de l'oscillateur où la masse effective est

donnée par  $M_{\text{eff}} = \int \rho \left( \frac{\|\mathbf{U}\|}{\|\mathbf{U}\|_{\text{max}}} \right)^2 dV$  et  $\mathbf{U}$  est le champ de déplacement normalisé (avec

$\max\|\mathbf{U}\| = 1$ ),  $\mathbf{n}$  est la normale à la surface extérieure,  $\mathbf{E}$  est le champ électrique et  $\mathbf{D}$  est

le champ de déplacement électrique,  $\epsilon$  est la permittivité diélectrique. Dans ces

relations, ( $\Delta\epsilon = \epsilon_{\text{silicon}} - \epsilon_{\text{air}}$ ) et ( $\Delta\epsilon^{-1} = \epsilon_{\text{silicon}}^{-1} - \epsilon_{\text{air}}^{-1}$ ),

$\delta\epsilon_{ij} = -\epsilon_0 n^4 p_{ijkl} S_{kl}$ , où  $p_{ijkl}$  sont les composantes du tenseur photoélastique,  $n$  est

l'indice de réfraction du silicium et  $S_{kl}$  sont les composantes du tenseur de contrainte.

Ainsi, nous obtenons

$$\begin{aligned} \langle E|\delta\epsilon|E\rangle = & -\epsilon_0 n^4 \int [2\text{Re}\{E_x^* E_y\} p_{44} S_{xy} + 2\text{Re}\{E_x^* E_z\} p_{44} S_{xz} \\ & + 2\text{Re}\{E_y^* E_y\} p_{44} S_{yz} \\ & + |E_x|^2 (p_{11} S_{xx} + p_{12} (S_{yy} + S_{zz})) \\ & + |E_y|^2 (p_{11} S_{yy} + p_{12} (S_{xx} + S_{zz})) \\ & + |E_z|^2 (p_{11} S_{zz} + p_{12} (S_{xx} + S_{yy}))] dV. \end{aligned}$$

Nous avons vu dans le chapitre précédent le rôle essentiel de la symétrie dans le couplage phonon-photon. Ici encore, une analyse de la symétrie à partir des expressions ci-dessus montre que seuls les modes phononiques symétriques par rapport au plan médian de la plaque peuvent se coupler aux modes optiques.

En d'autres termes, pour un mode phononique antisymétrique et quel que soit le plan de symétrie, l'intégrale ci-dessus prend des valeurs égales et de signe opposé sur chaque moitié de la cavité, de telle sorte que l'intégrale sur toute la structure s'annule. Ceci est vrai tant que l'on considère la théorie des perturbations au premier ordre dans laquelle le couplage OM est basé sur un processus à un phonon. Les processus à deux ou plusieurs phonons sont possibles avec les autres symétries des modes même si leurs amplitudes restent faibles pour les champs avec des amplitudes de contraintes acoustiques physiquement acceptables. Ces considérations de symétrie sont générales et s'appliquent aux autres structures optomécaniques rapportées dans la littérature, bien que n'ayant pas été soulignées précédemment.

Dans ce qui suit, nous examinons les couplages pour les trois types de cavités considérés.

#### **4.4.2. Cavité L1**

Rappelons que la cavité L1 présente un mode de défaut dans la bande interdite phononique, à savoir ( $\gamma''$ ) à la longueur d'onde  $\lambda = 1477.3$  nm. Nous avons calculé le taux de couplage OM pour ce mode avec l'ensemble des modes de cavité phononiques situés entre 3 et 7 GHz. Les taux de couplage OM calculés sont reportés sur la figure 4.5 dans laquelle nous avons mis en évidence les contributions des effets MI et PE respectivement par des barres rouges et bleues. L'échelle verticale renseigne sur l'amplitude du couplage de chaque contribution ainsi que sur le signe correspondant. Il est ainsi possible de voir si les deux contributions MI et PE s'ajoutent ou se retranchent. On constate que, à l'intérieur de la bande interdite phononique partielle (zone rouge), deux couplages présentent une amplitude notable vis-à-vis des autres valeurs obtenues,

respectivement aux fréquences de 5.0 et 5.1 GHz. La distribution de leurs champs de déplacement est insérée à l'intérieur de la figure 4.5. On constate que les modes phononiques sont symétriques et fortement confinés à l'intérieur de la cavité. Néanmoins, cette valeur de couplage reste relativement faible dans l'absolu en comparaison avec les valeurs obtenues dans la littérature ce qui fait de la cavité L1 une cavité peu intéressante. Trois arguments peuvent être apportés à ce faible couplage : le premier est que la cavité présente un seul mode photonique dans la bande interdite photonique ce qui limite le nombre de possibilités d'interaction. Le second est que le mode phononique qui se couple est situé à la limite de la bande interdite partielle, loin du gap phononique absolu. Le troisième est que le spectre de transmission optique à travers cette cavité a montré un pic large couvrant presque toute la largeur de la bande interdite photonique, ce qui signifie que ce mode est peu confiné à l'intérieur de la cavité.

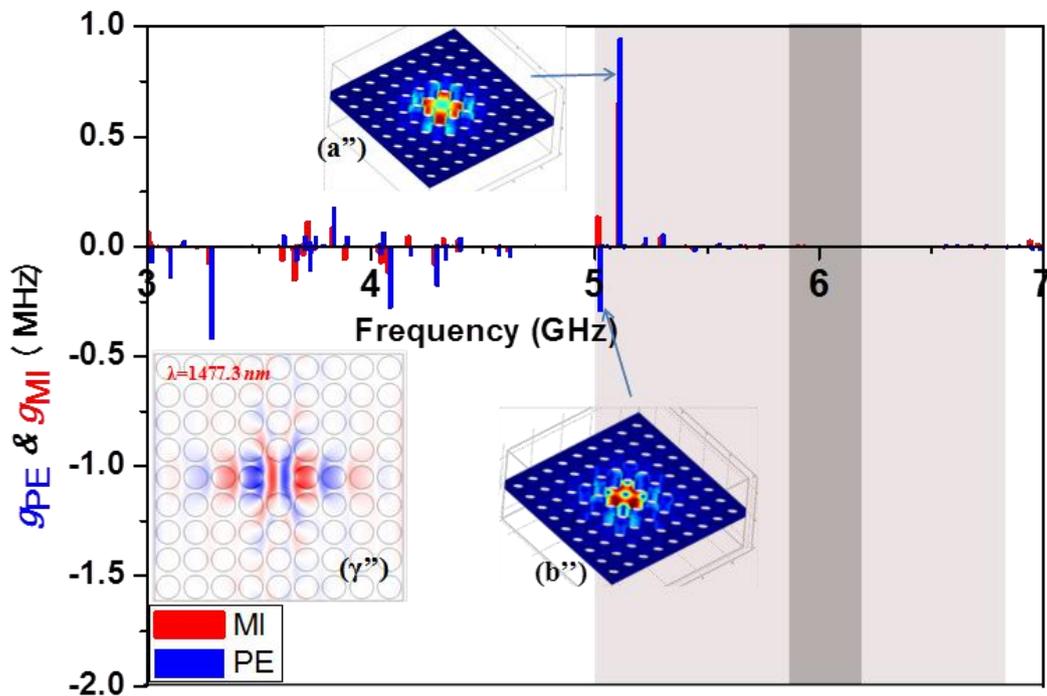


Figure 4.5: Cavité L1 : Calcul du taux de couplage OM entre le mode photonique  $\gamma''$  et tous les modes phononiques dans l'intervalle [3-7] GHz de la cavité L1. L'amplitude des contributions MI et PE est représentée à l'aide des barres rouge et bleu.

### 4.4.3. Cavité L3

Le premier argument peut être contourné en proposant une taille plus grande de la cavité, passant de L1 à L3. De fait, nous augmentons ainsi le nombre de modes de défauts à l'intérieur de la bande interdite photonique. Il en est évidemment de même pour le nombre de modes phononiques, augmentant ainsi la probabilité d'obtenir un couplage phonon-photon efficace.

Dans la cavité L3 les figures 4.6, 4.7 et 4.8 représentent les taux de couplage OM obtenus pour chacun des modes photoniques  $\alpha$ ,  $\beta$  et  $\gamma$  qui interagissent avec l'ensemble des modes de cavité phononiques situés entre 3 et 7 GHz. Au sein de cette large plage de fréquences acoustiques, de nombreux modes phononiques sont présents dans la cavité, certains d'entre eux étant des résonances (au dessous de 5 GHz), quelques-uns appartenant au gap partiel [5 - 6.76GHz] ou encore au gap absolu [5.86 à 6.19 GHz]. Les contributions relatives aux deux mécanismes, MI et PE, sont différenciées par les couleurs rouges et bleues respectivement. A partir de ces valeurs des taux de couplage, on constate que trois modes phononiques offrent un couplage important par rapport aux autres modes. Deux sont situés à l'intérieur du gap phononique partiel (zone rouge) et le troisième dans le gap absolu (zone grise). Ces trois modes phononiques sont situés à 5.3 GHz, 5.57 GHz et 5.94 GHz et leurs distributions de champ de déplacement, reportées dans la figure 4.9, montrent un bon confinement à l'intérieur de la cavité. Ce bon confinement des modes phononiques dans la cavité L3 a été confirmé par un calcul de transmission et a donné lieu à un facteur de qualité des modes phononiques élevé, supérieur à  $10^6$ . Remarquons également que les trois modes sont symétriques par rapport au plan médian de la plaque rentrant ainsi dans la catégorie des modes qui présentent toujours un taux de couplage OM important, comme discuté précédemment.

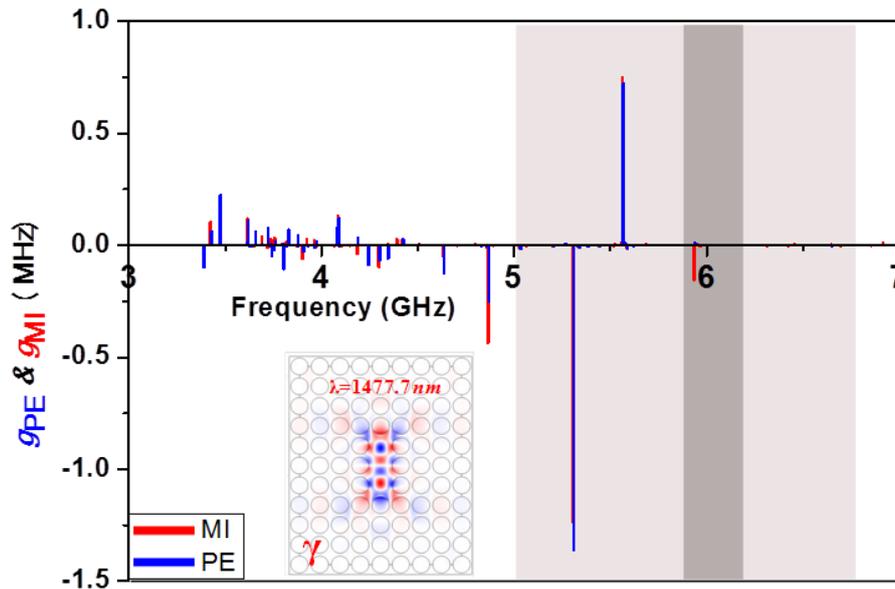


Figure 4.6: Cavité L3 : Calcul du taux de couplage OM entre le mode photonique  $\gamma$  et tous les modes phononiques dans l'intervalle [3-7] GHz de la cavité L3. L'amplitude des contributions MI et PE est représentée à l'aide des barres rouge et bleu.

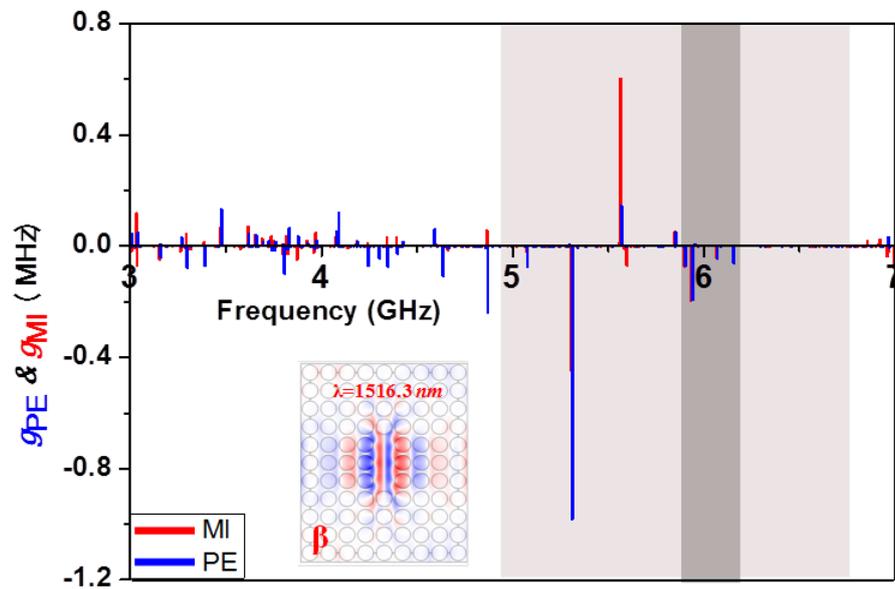


Figure 4.7: Cavité L3 : Calcul du taux de couplage OM entre le mode photonique  $\beta$  et tous les modes phononiques dans l'intervalle [3-7] GHz de la cavité L3. L'amplitude des contributions MI et PE est représentée à l'aide des barres rouge et bleu.

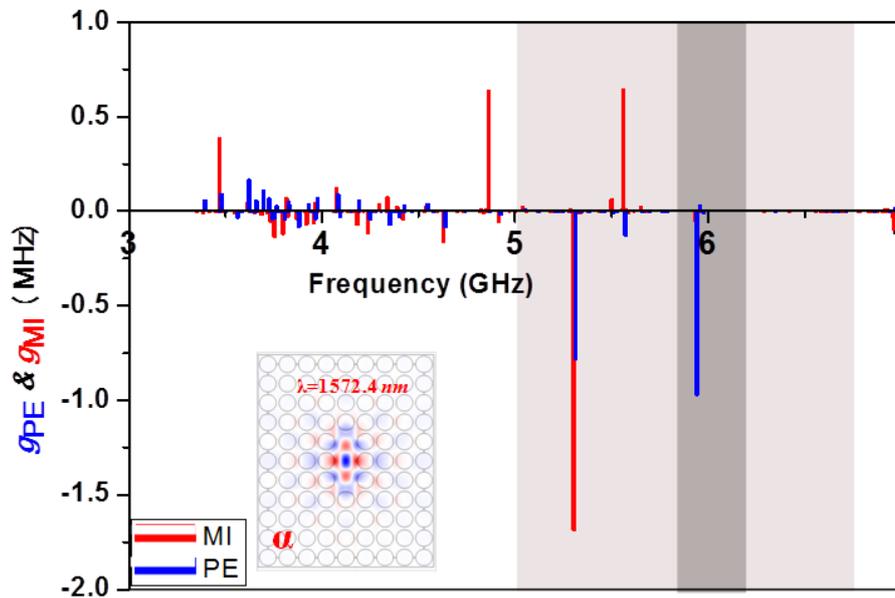


Figure 4.8: Cavité L3 : Calcul du taux de couplage OM entre le mode photonique  $\alpha$  et tous les modes phononiques dans l'intervalle [3-7] GHz de la cavité L3. L'amplitude des contributions MI et PE est représentée à l'aide des barres rouge et bleu.

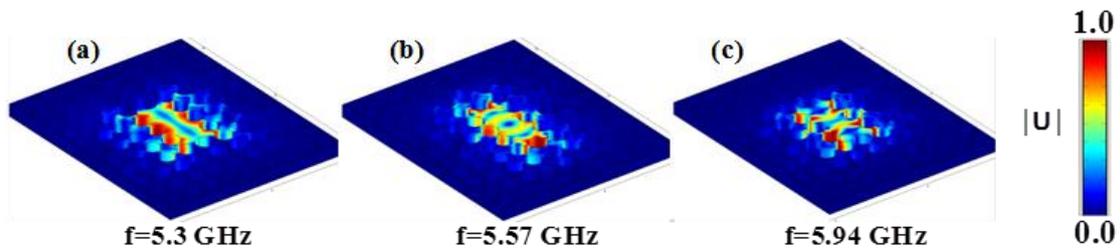


Figure 4.9: Module du champ de déplacement pour les trois modes phononiques (a), (b) et (c) localisés à l'intérieur de la cavité L3 et présentant les couplages OM les plus importants.

Les valeurs des taux de couplage OM obtenus entre les trois modes photoniques et les trois modes phononiques sont résumées dans le tableau 4.1. Par comparaison avec des structures optomécaniques équivalentes à base de plaque, les taux de couplage obtenus sont un peu plus élevés que les valeurs trouvées dans la littérature. Dans la référence

[63], Gavartin et al. ont obtenu expérimentalement une valeur maximale du taux de couplage de 0.53 MHz pour une cavité à l'intérieur d'une plaque de silicium percée de trous disposés selon un réseau hexagonal. Safavi-Naeini et al [33] ont donné la valeur théorique d'un taux de couplage de 1.8 MHz pour une structure de plaque de type "snowflake" [62] et de 2 MHz dans le cas d'une cavité dans un cristal photonique 2D. Les valeurs obtenues ici sont donc du même ordre de grandeur, voire légèrement supérieures pour certaines paires photon-phonon (2.6 MHz). La valeur la plus élevée du taux de couplage a été signalée par Chan et al. pour une structure de nanoguide structuré 1D [65] avec une valeur théorique de 5.4 MHz mais une valeur expérimentale de 1.1 MHz (voir le chapitre suivant sur les nanoguides phoxoniques).

$g = g_{PE} + g_{MI}$ (MHz)	Photonic mode			
		$\alpha$	$\beta$	$\gamma$
Phononic mode	(a)	-2.47	-1.43	-2.6
	(b)	0.52	0.75	1.47
	(c)	-1.02	-0.39	-0.14

Tableau 4.1: Taux de couplage OM total dans la cavité L3 pour les deux effets PE et MI, pour chaque mode photonique  $\alpha$ ,  $\beta$  et  $\gamma$  et les trois modes phononiques (a), (b) et (c).

À partir des figures 4.6, 4.7, 4.8 et du tableau 4.1, nous pouvons tirer les conclusions suivantes:

(i) Le mode phononique (c), situé à l'intérieur de la bande interdite absolue, présente un taux de couplage OM faible avec les modes photoniques  $\beta$  et  $\gamma$ . Toutefois, ce phonon (c) montre un couplage fort avec le mode photonique  $\alpha$ , essentiellement grâce à l'effet PE alors que l'effet dû au MI reste faible.

(ii) Le mode phononique (b), placé à l'intérieur de la bande interdite phononique partielle (gap seulement pour les modes symétriques), présente le taux de couplage le plus élevé lorsqu'il interagit avec le mode photonique  $\gamma$  ( $g = g_{PE} + g_{MI} = 1.47$  MHz) (tableau 4.1). Cela est dû à une contribution équivalente des deux effets PE et MI.

(iii) Le mode phononique (a) donne le couplage OM total le plus élevé de tout l'ensemble, avec des valeurs supérieures à 2.4 MHz lorsqu'il se couple avec les modes photoniques  $\alpha$  et  $\gamma$ , et supérieur à 1.4 MHz lorsqu'il se couple avec  $\beta$ . Le couplage dans ces cas est systématiquement renforcé par des contributions PE et MI additives, les taux de couplage  $g_{MI}$  et  $g_{PE}$  ayant les mêmes signes et des amplitudes importantes. On peut remarquer qu'avec les deux paires phonon/photon ( $a, \gamma$ ) et ( $a, \beta$ ), la contribution de l'effet PE est supérieure à celle de l'effet MI, alors que la situation inverse est observée avec la paire ( $a, \alpha$ ).

#### 4.4.4. Cavité en croix

Dans le cas de la cavité précédente L3, nous avons augmenté la taille de la cavité ce qui a augmenté le nombre de modes de cavité photonique et phononiques. Cela a permis d'obtenir de nouveaux modes de défauts, mieux situés à l'intérieur des bandes interdites, conduisant ainsi à un meilleur confinement et un meilleur couplage. Nous proposons ici l'étude d'une troisième cavité en forme de croix qui fournit des modes photoniques avec des facteurs de qualité plus élevés (de l'ordre de 3000) par rapport à ceux obtenus à partir de la cavité L3 (de l'ordre de 800). Comme dans les cas précédents, nous avons étudié le couplage OM de la cavité en croix. L'évaluation du couplage est effectuée entre le mode photonique  $\alpha'$  et tous les modes phononiques dans la plage de fréquences [3-7] GHz. Les résultats des calculs des taux de couplage  $g_{PE}$  et  $g_{MI}$  sont représentés figure 4.10. Deux modes phononiques dont l'un à l'intérieur de la bande interdite partielle ( $a'$ ), à 5.35 GHz et l'autre à l'intérieur de la bande interdite absolue, ( $b'$ ) à 5.87 GHz ont donné des couplages OM importants. Les distributions des champs de déplacement sont insérées dans la figure 4.10. Les deux modes phononiques

donnent des valeurs élevées pour chaque contribution distincte des effets PE et MI. En tenant compte des signes, nous pouvons voir que l'effet total peut être soit additif comme dans le cas du mode (a'), ce qui conduit à un couplage OM élevé, ou soustractif comme dans le cas du mode (b'), entraînant ainsi un couplage OM total faible.

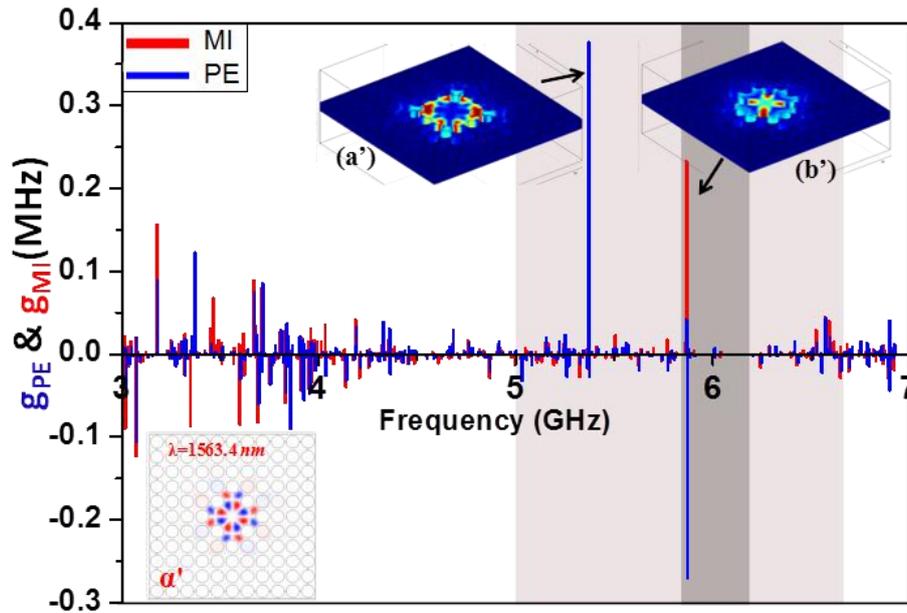


Figure 4.10: Cavité en croix : Calcul du taux de couplage OM entre le mode photonique  $\alpha'$  et tous les modes phononiques dans l'intervalle [3-7] GHz de la cavité en croix. L'amplitude des contributions MI et PE est représentée à l'aide de barres rouge et bleu. Les champs de déplacement des modes phononiques (a') et (b') qui présentent un fort couplage sont insérés dans la figure.

Pour la cavité en croix, les valeurs du taux de couplage entre le mode photonique et les deux modes phononiques sont résumées dans le tableau 4.2. Malgré un meilleur confinement et un facteur de qualité photonique plus élevé que dans le cas de la cavité L3, nous remarquons que les taux de couplages obtenus pour la cavité en croix restent plus faibles.

$g = g_{PE} + g_{MI}$ (MHz)	Mode photonique $\alpha'$		
Modes Phononiques	$g_{PE}$	$g_{MI}$	$g = g_{PE} + g_{MI}$
(a')	0.38	0.32	0.7
(b')	-0.27	0.23	-0.04

Tableau 4.2: Taux de couplage OM à la fois pour les effets PE et MI, ainsi que le taux total  $g$  pour les deux modes phononiques (a') et (b') à l'intérieur de la bande interdite de la cavité en croix.

#### 4.4.5. Modulation acoustique de la longueur d'onde optique

Comme nous l'avons vu dans la section 2.3.1 du chapitre 2, il est possible d'évaluer le couplage OM en calculant la modulation du mode photonique par la vibration du mode phononique. Pour ce calcul, nous considérons toujours et comme dans les cas précédents un déplacement élastique maximum de 1% à l'intérieur de la cavité. Nous présentons dans ce qui suit les résultats pour les cavités L1, L3 et en croix qui correspondent aux couplages phonon/photon les plus forts que nous comparerons avec les valeurs des taux de couplage précédents.

Pour la cavité L1, le taux de couplage OM maximum a été obtenu pour la paire phonon/photon ( $a''$ ,  $\gamma''$ ). La figure 4.11 représente la modulation de la fréquence du mode photonique  $\gamma''$  due à la vibration du phonon ( $a''$ ) pendant une moitié de la période acoustique. On peut voir d'après la figure 4.11 que environ 38% de la contribution de l'interaction vient de l'effet MI tandis que 62% provient de la contribution PE, en accord avec les calculs du taux de couplage. Sur le plan quantitatif, l'amplitude de modulation de la longueur d'onde du mode photonique est d'environ 5 nm pour l'effet PE et 3 nm pour le mécanisme de MI.

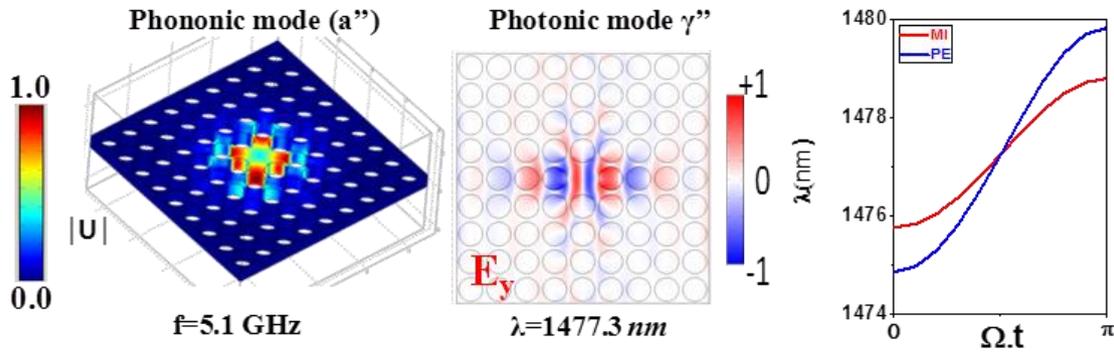


Figure 4.11: De gauche à droite: Mode phononique ( $a''$ ) à 5.1 GHz et photonique ( $\gamma''$ ) à 1477.3 nm à l'intérieur de la cavité L1. Modulation OM de la longueur d'onde du mode photonique ( $\gamma''$ ) durant la moitié de la période acoustique du mode phononique ( $a''$ ). Les effets PE et MI sont représentés par des traits pleins respectivement en bleu et en rouge.

Pour la cavité L3, le taux de couplage OM maximum a été obtenu pour la paire de phonon/photon ( $a, \gamma$ ). La figure 4.12 représente la modulation de la fréquence du mode photonique  $\gamma$  due à la vibration du phonon ( $a$ ) pendant une moitié de la période acoustique. L'effet de MI contribue par environ 46% de l'interaction totale tandis que 54% proviennent de la contribution PE, en accord toujours avec les calculs du taux de couplage précédents (table 4.1). Sur le plan quantitatif, l'amplitude de modulation de la longueur d'onde du mode photonique est d'environ 8.87 nm pour l'effet PE et 7.43 nm pour le mécanisme de MI, en considérant 1% de déformation maximale à l'intérieur de la cavité.

Enfin, pour la cavité en croix, le taux de couplage OM le plus élevé a été obtenu lors de l'interaction entre le mode phononique ( $a'$ ) et le mode photonique ( $\alpha'$ ). La figure 4.13 représente la modulation du mode photonique dans laquelle 55% de l'interaction OM est due à l'effet PE et 45% à l'effet MI. Sur le plan quantitatif, l'amplitude de la modulation de la longueur d'onde photonique pour un maximum de 1% de déplacement élastique à l'intérieur de la cavité est d'environ 3.5 nm pour l'effet PE et de 2.84 nm pour l'effet de MI. Ces deux effets sont, comme précédemment, additifs et en bon accord avec les calculs de taux de couplage indiqués dans la section précédente (table 4.2).

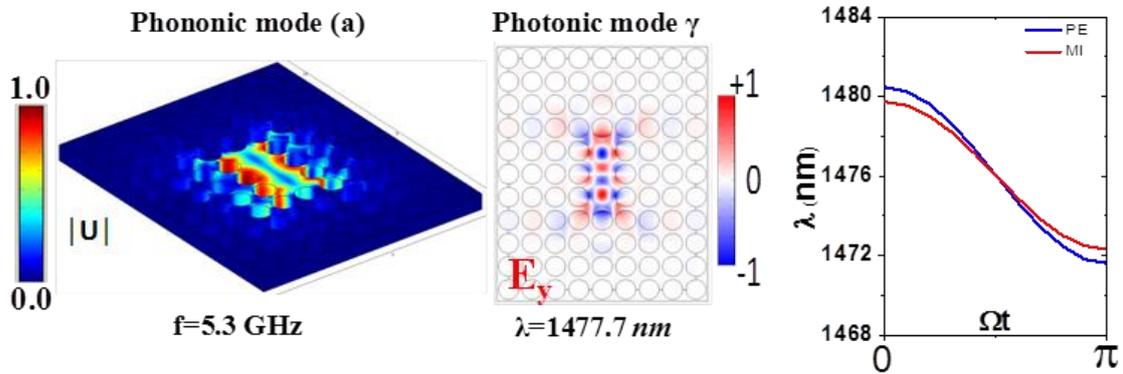


Figure 4.12: De gauche à droite: Mode phononique (a) à 5.3 GHz et photonique ( $\gamma$ ) à 1477.7 nm à l'intérieur de la cavité L3. Modulation OM de la longueur d'onde du mode photonique ( $\gamma$ ) durant la moitié de la période acoustique du mode phononique (a). Les effets PE et MI sont représentés par des traits pleins respectivement en bleu et en rouge.

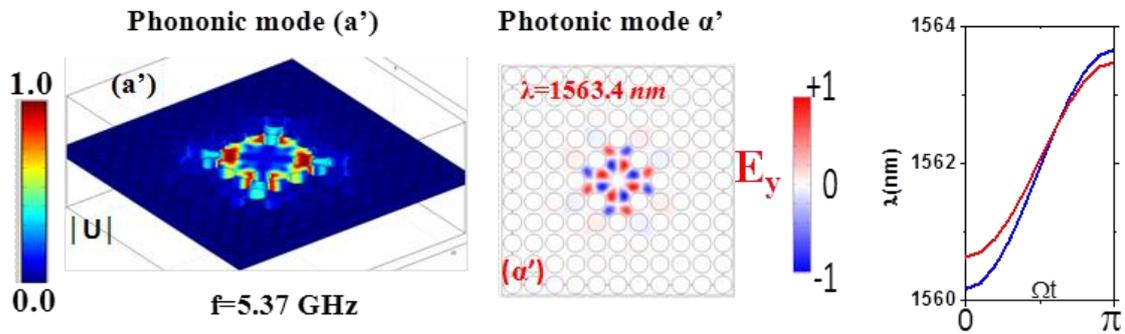


Figure 4.13: De gauche à droite: Mode phononique (a') à 5.37 GHz et photonique ( $\alpha'$ ) à 1563.4 nm à l'intérieur de la cavité en croix. Modulation OM de la longueur d'onde du mode photonique ( $\alpha'$ ) durant la moitié de la période acoustique du mode phononique (a'). Les effets PE et MI sont représentés par des traits pleins respectivement en bleu et en rouge.

## 4.5. Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons étudié théoriquement l'interaction OM dans des cavités créées dans une plaque phoxonique composée d'un réseau carré 2D de trous d'air présentant des bandes interdites simultanément photonique et phononique. La création de trois types de défauts de cavités, à savoir L1, L3 et une cavité en croix, a conduit à l'apparition de plusieurs modes de défauts photoniques et phononiques bien localisés dans ces cavités proposant plusieurs possibilités pour confiner simultanément les phonons et les photons et d'améliorer leur interaction. En particulier, les modes phononiques peuvent être soit dans la bande interdite phononique absolue ou seulement dans le gap partiel. Le couplage OM a été calculé en considérant deux mécanismes principaux: l'effet de mouvement des interfaces (MI) et l'effet photoélastique (PE). Deux méthodes de calcul ont été utilisées, le calcul du taux de couplage, et la modulation de la fréquence de résonance photonique pendant une période acoustique. Nous avons montré que le couplage avec le mode optique n'est efficace que lorsque la symétrie du mode phononique est symétrique par rapport au milieu de la plaque. Pour les trois cavités, nous avons montré qu'au moins une paire phonon/photon conduisait à un fort couplage optomécanique. L'origine du fort couplage OM a été discuté dans chaque cas compte tenu des contributions séparées des effets de MI et PE. Il est évident que les couplages OM les plus efficaces ont été obtenus lorsque les effets de MI et PE sont additifs et équivalent en grandeur. Nous avons trouvé des taux de couplage allant jusqu'à 2.47 MHz, légèrement plus grand que les valeurs trouvées dans la littérature pour des structures similaires de plaque. Nous avons également montré que le meilleur couplage a été obtenu lorsque le mode phononique appartenait à la bande interdite absolue s'il a la bonne symétrie. Enfin, nous avons montré que la force du couplage OM est plus élevée dans la cavité L3 que celle en croix. Cette conclusion est justifiée par le fait que la cavité en croix présente un facteur de qualité optique de l'ordre de 3 200, soit environ quatre fois plus élevé que celui de la cavité L3. Nous étudions actuellement l'amélioration de ces facteurs de qualité en ajustant les positions des trous autour de la cavité. Vu les facteurs de qualité photoniques faibles obtenus dans les structures

proposées, et vu les facteurs élevés existants dans la littérature [79], le couplage OM dans les plaques est encore un grand déficit qui présente une forte potentialité. Nous prévoyons, en perspective, l'étude de nouvelles structures comme les plaques phoxoniques à base du réseau triangulaire ou encore le cas des piliers déposés sur des membranes. Nos résultats montrent que les cavités créées par des défauts dans les plaques phoxoniques à 2D peuvent être une plate-forme appropriée pour créer des composants optomécaniques.

# **Chapitre V : Cavité phoXonique (CPx) dans un nanoguide structuré**

## 5.1. Introduction

Nous étudions théoriquement l'interaction entre les phonons et les photons dans une cavité phoxonique à l'intérieur d'un nanoguide d'onde structuré présentant des bandes interdites à la fois aux ondes électromagnétiques et élastiques. L'objectif de ce chapitre repose sur la définition d'une structure phoxonique dans laquelle une cavité présente des facteurs de qualité (FQ) élevés à la fois pour les ondes optique et mécanique. Le facteur de qualité pour les deux modes de cavité phononique et photonique impliqués dans l'interaction acousto-optique (AO) est l'une des caractéristiques importantes pour les structures optomécaniques. L'augmentation des temps de vies des modes de cavité présuppose une amélioration des propriétés de couplage par un temps d'interaction plus long entre les deux types d'ondes. De plus, d'un point de vue expérimental, un FQ photonique élevé est nécessaire pour réaliser et observer le couplage optomécanique [62, 65]. La réalisation de cavités qui fournissent une telle propriété est une tâche difficile et a fait l'objet de nombreux travaux conceptuels et technologiques [80-85]. Optiquement, les guides nanostructurés ont déjà été étudiés et certains papiers ont montré des modes de cavité présentant des facteurs de qualité élevés. Par contre, en acoustique, les nanoguides structurés ont été peu étudiés [86]. En terme de couplage, Eichenfield et al [6, 71] ont fabriqué un nanoguide optomécanique de silicium avec une forme adaptée dans lequel se localisent les phonons et photons à l'intérieur d'un défaut de cavité fournissant un couplage AO. Comme indiqué dans la référence [6], ils ont décrit la fabrication et la caractérisation de ce nanoguide capable de co-localiser fortement les photons de 200 Terahertz et les phonons de 2 gigahertz fournissant un fort couplage AO. Récemment, Chan et al [65] ont étudié l'interaction phonon-photon dans un nanoguide (appelé « nanobeam » en anglais). Mais la plupart de ces travaux impliquent des modes photoniques de cavité sans nécessité d'avoir les modes phononiques à l'intérieur de la bande interdite complète.

Dans ce chapitre, la structure est définie en perçant des trous périodiques dans un nanoguide de silicium de section rectangulaire sur lequel des ailettes sont disposées latéralement de chaque côté des trous (Fig. 5.1a). Nous allons montrer que les trous et les ailettes sont respectivement favorables à la création de bandes interdites photoniques et phononiques et que leur confinement peut être obtenu à l'intérieur d'une cavité unique par la création d'un défaut en ajoutant du silicium au milieu entre deux cellules [87]. La cavité est construite en agissant progressivement sur les paramètres géométriques des trous et des ailettes. Nous montrerons alors le confinement simultané des phonons et des photons à l'intérieur de la cavité. La modification progressive des paramètres géométriques permet de définir une cavité adaptable offrant ainsi la possibilité de déplacer les fréquences des modes de cavité à l'intérieur des bandes interdites améliorant ainsi leur confinement et donc le facteur de qualité mécanique. Dans nos calculs, nous prenons en compte, comme dans les cas précédents, les deux mécanismes qui contribuent à l'interaction acousto-optique, à savoir l'effet de mouvement des interfaces et l'effet photoélastique. Nous montrons que ces deux effets peuvent contribuer de façon additive pour donner un taux de couplage élevé entre les modes de cavité photonique et phononique. Le calcul du taux de couplage photon-phonon a donné des valeurs élevées dépassant couramment 2 MHz et atteignant 3.4MHz avec des facteurs de qualité photoniques d'environ  $10^5$ . La fabrication de ces échantillons, en support des calculs théoriques présentés ci-après, a permis de trouver des modes confinés avec des taux de couplage acousto-optique importants et des facteurs de qualité très élevés [44].

Dans la première section de ce chapitre, nous présentons la géométrie de la structure phoxonique du nanoguide structuré et nous discutons les bandes interdites photonique et phononique associées ainsi que la symétrie des modes. La deuxième section repose sur l'étude d'une cavité simple obtenue en introduisant une épaisseur de silicium entre deux trous. Dans la troisième section, nous avons modifié la cavité en adaptant progressivement sa géométrie avec la structure périodique. Ce type de cavités, connues sous le nom de 'tapered cavity' en anglais et que nous traduisons par cavité à gradient d'indice permet d'obtenir des facteurs de qualité élevés du fait de l'adaptation

progressive des indices optique et acoustique. Les résultats du couplage AO sont alors présentés et discutés pour différents types de ces cavités à gradient d'indice. Enfin, les résultats expérimentaux seront discutés et comparés avec la simulation dans la section 5. Nous terminons ce chapitre en mettant en évidence les principales conclusions sur les résultats obtenus.

## 5.2. Nanoguide phoxonique structuré

Le nanoguide phoxonique est constitué d'un guide d'ondes rectiligne en silicium percé de trous circulaires combinés avec une répétition périodique de parallélépipèdes symétriques greffés de chaque côté des trous (Fig. 5.1). Les différents paramètres de la structure sont la longueur ( $L$ ) et la largeur ( $d$ ) des ailettes, le rayon ( $r$ ) des trous, l'épaisseur ( $e$ ) de la plaque et le paramètre de maille ( $a$ ). Notons également que la structure présente deux plans de symétrie  $\Pi'$  (plan x-z) et  $\Pi$  (plan x-y).

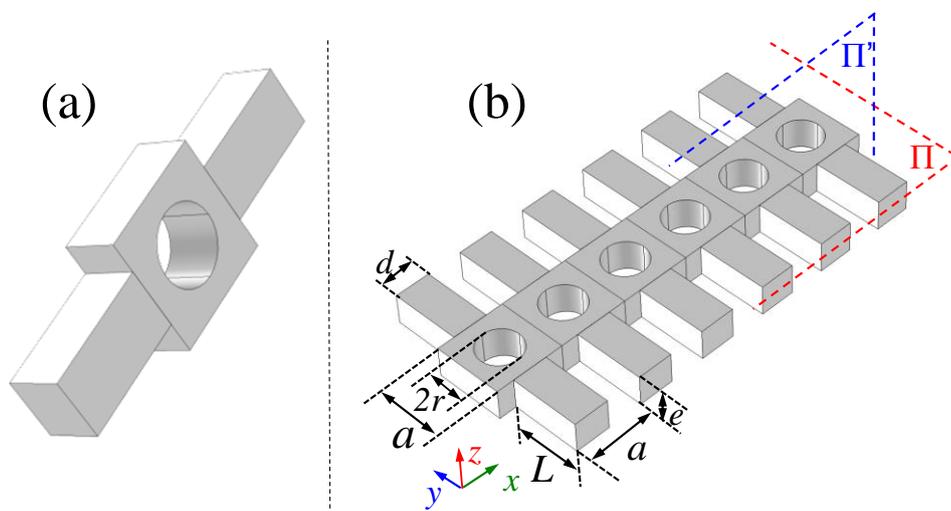


Figure 5.1: (a) Cellule élémentaire du nanoguide structuré. (b) Nanoguide structuré en silicium avec des trous circulaires percés au milieu et les ailettes parallélépipédiques greffées de chaque côté. Le rayon des trous, l'épaisseur du nanoguide, la longueur et la largeur des ailettes sont respectivement notées  $r$ ,  $e$ ,  $d$  et  $L$  et  $a$  est le paramètre de maille fixé. Nous avons également représenté les deux plans de symétrie  $\Pi$  et  $\Pi'$  de la structure.

Les courbes de dispersion et les bandes interdites à la fois photonique et phononique ont été étudié de manière détaillées et systématiques dans la référence [87]. Il en ressort que, selon les paramètres géométriques choisis, le nanoguide peut présenter simultanément une bande interdite phononique absolue et un gap photonique partiel. C'est le cas pour la série suivante de paramètres ( $r=0.3a$ ,  $e=0.44a$ ,  $L=a$  et  $d=0.5a$ ) pour lesquels nous présentons ci-dessous les courbes de dispersion photonique et phononique.

La courbe de dispersion des ondes électromagnétiques est présentée dans la figure 5.2 pour la polarisation transverse magnétique (TM), à savoir lorsque le champ électrique est dans le plan  $(x, y)$  et le champ magnétique est suivant la direction perpendiculaire  $z$ .

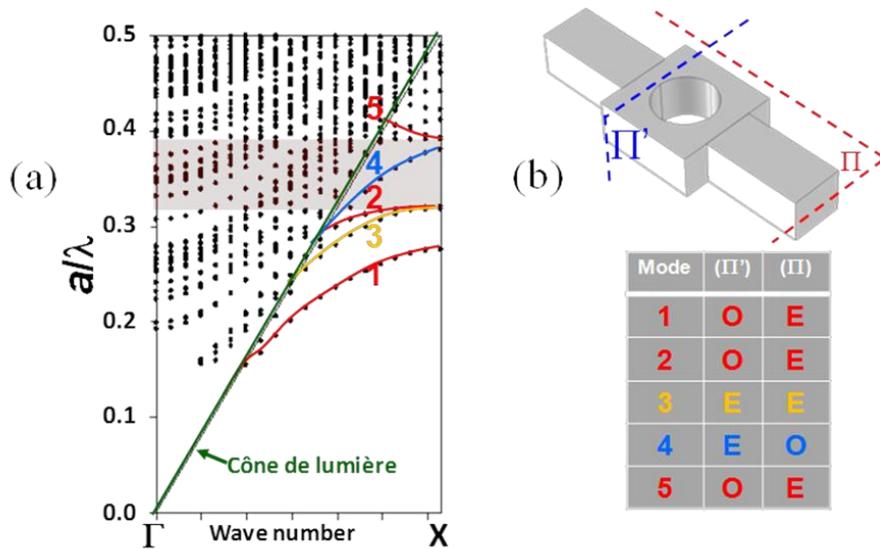


Figure 5.2: (a) Structure de bande photonique du nanoguide structuré pour les paramètres géométriques ( $r=0.3a$ ,  $e=0.44a$ ,  $L=a$  et  $d=0.5a$ ) et une propagation selon  $x$  dans laquelle les modes avec les symétries OE, EO et EE par rapport aux plans  $\Pi$  et  $\Pi'$  sont indiqués en rouge, bleu et jaune. La région hachurée en gris indique la bande interdite partielle pour les modes de symétrie 'OE'. (b) La symétrie de chaque mode photonique repérés par des nombres est reportée dans le tableau.

Il est possible de distinguer les symétries des modes vis à vis des plans de symétrie  $\Pi$  et  $\Pi'$  définis dans la figure 5.1b. En notant O pour Odd (antisymétrique) et E pour even (symétrique), le tableau de la figure 5.2b résume les symétries des

différentes branches de dispersion selon ces plans. Nous pouvons constater sur la figure 5.2a qu'un gap photonique partiel s'ouvre pour les modes ayant les champs électromagnétiques respectivement antisymétriques et symétriques par rapport aux plans de symétrie  $\Pi'$  et  $\Pi$ . Par la suite le paramètre de maille sera fixé à  $a = 500$  nm pour toutes les structures étudiées de manière à ce que le gap photonique des modes OE tombe dans le domaine des télécommunications à savoir entre 1486 et 1855nm.

La courbe de dispersion des ondes élastiques est présentée dans la figure 5.3 avec le même ensemble de paramètres géométriques. Comme précédemment, nous avons mis en évidence par différentes couleurs les modes élastiques présentant une symétrie spécifique par rapport aux deux plans de symétrie  $\Pi'$  et  $\Pi$  du nanoguide. Dans la structure de bande de la figure 5.3a, les modes phononiques de symétrie (EO) sont indiqués en vert, les modes (EE) en rouge, les modes (OO) en violet et enfin les modes (OE) en bleu.

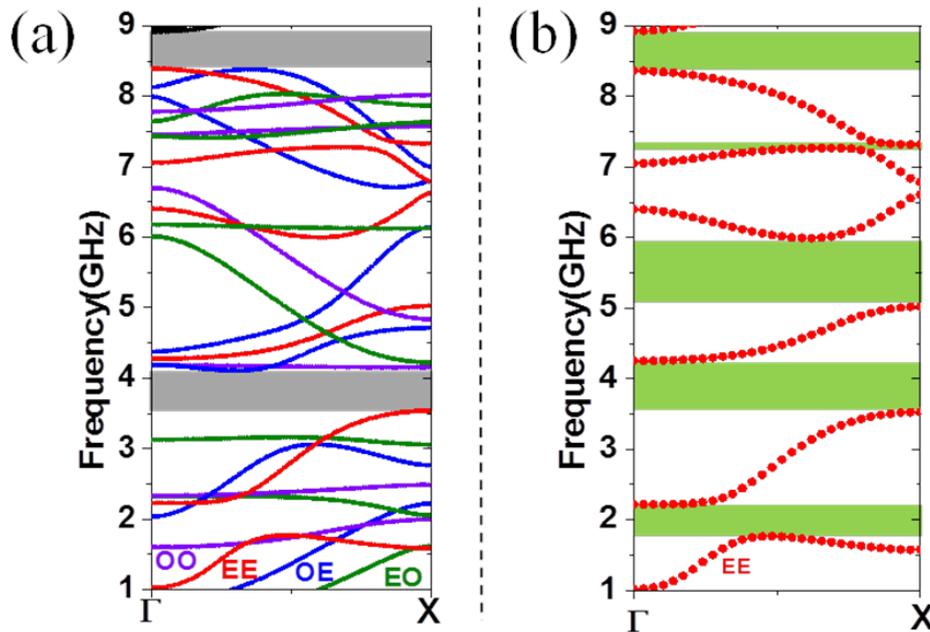


Figure 5.3: (a) Structure de bande phononique du nanoguide structuré pour les paramètres géométriques ( $r=0.3a$ ,  $e=0.44a$ ,  $L=a$  et  $d=0.5a$ ) et pour une propagation des ondes dans la direction  $x$ . Les modes avec des symétries EO, EE, OO et OE sont repérés respectivement par les couleurs vert, rouge, violet et bleu. Les régions grises indiquent les bandes interdites absolues. (b) Représentation des seuls modes phononiques de symétrie EE. Les bandes vertes indiquent les gaps partiels de symétrie EE.

Nous pouvons remarquer l'existence de deux bandes interdites absolues indiquées par les régions grises dans la figure 5.3a, la première de 3.54 à 4.11GHz et la deuxième un peu plus haut, aux fréquences [8.39, 8.92GHz]. Nous pouvons également distinguer les bandes interdites partielles associées à chaque symétrie des modes OO, EE, OE et EO. Par exemple sur la figure 5.3b nous avons représenté les gaps partiels pour les modes EE. Comme nous l'avons vu dans le chapitre précédent, la connaissance de la symétrie des modes est essentielle pour la recherche des modes acoustiques qui vont se coupler avec les modes photoniques.

Nous avons montré l'existence de bandes interdites simultanées photonique et phononique. Dans ce qui suit, nous cherchons à définir des cavités dans lesquelles il est possible de confiner simultanément les deux types d'ondes en vue d'étudier le couplage optomécanique.

### **5.3. Cavité phoxonique simple**

#### **5.3.1. Modes de cavité photoniques et phononiques**

Nous commençons par l'étude d'une cavité phoxonique créée simplement en ajoutant une quantité de matière (Si) supplémentaire d'une longueur  $S = 0.4a$  entre deux cellules élémentaires voisines le long de la direction  $x$ , comme indiqué sur la figure 5.4a. La structure de bande est calculée en utilisant une super-cellule constituée de la cavité et de six cellules élémentaires de chaque côté de la cavité du cristal phoxonique (Fig. 5.4a) pour éviter l'interaction entre deux cellules voisines du fait des conditions périodiques appliquées sur la super-cellule. Cette cavité a donné un mode de résonance photonique à 1602.5nm, dans la bande interdite des modes de symétrie OE, bien localisé à l'intérieur de la cavité. Les cartographies des normes des champs magnétique et électrique et de la composante  $E_y$  du champ électrique sont présentées figure 5.4b.

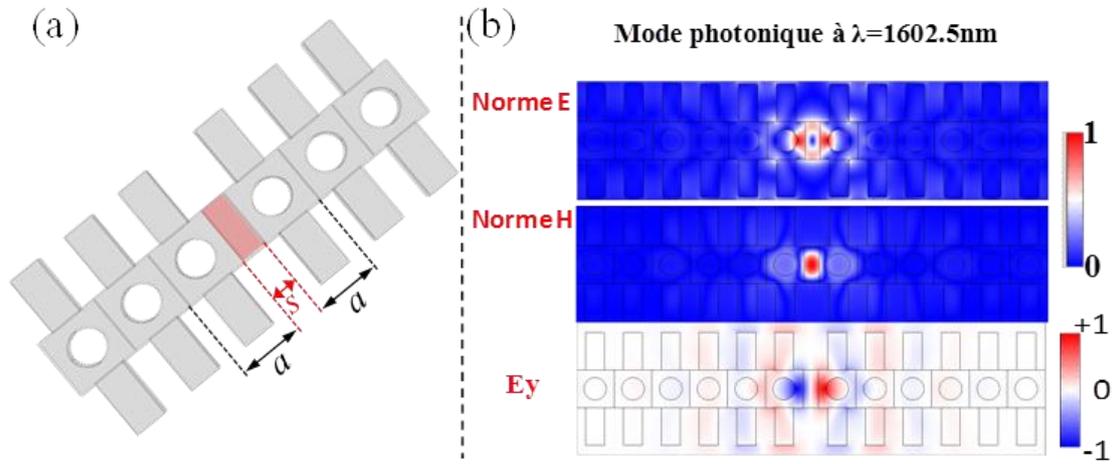


Figure 5.4: (a) Structure d'une cavité simple créée en ajoutant un défaut au milieu du nanoguide structuré. (b) Cartographie de la norme des champs magnétique et électrique et celle du champ électrique suivant y d'un mode photonique bien confiné dans la cavité, situé dans la bande interdite à 1602.5nm.

En parallèle, la dispersion phononique à travers la même cavité est présentée figure 5.5. La zone blanche représente la bande interdite délimitée par les bandes de propagation (zones grises) de la structure périodique sans défaut. L'insertion d'une cavité introduit de nouvelles branches à l'intérieur de la bande interdite qui correspondent à des modes confinés à l'intérieur de la cavité. Plus précisément, quatre modes phononiques de cavité se localisent à l'intérieur du gap absolu (Fig. 5.5).

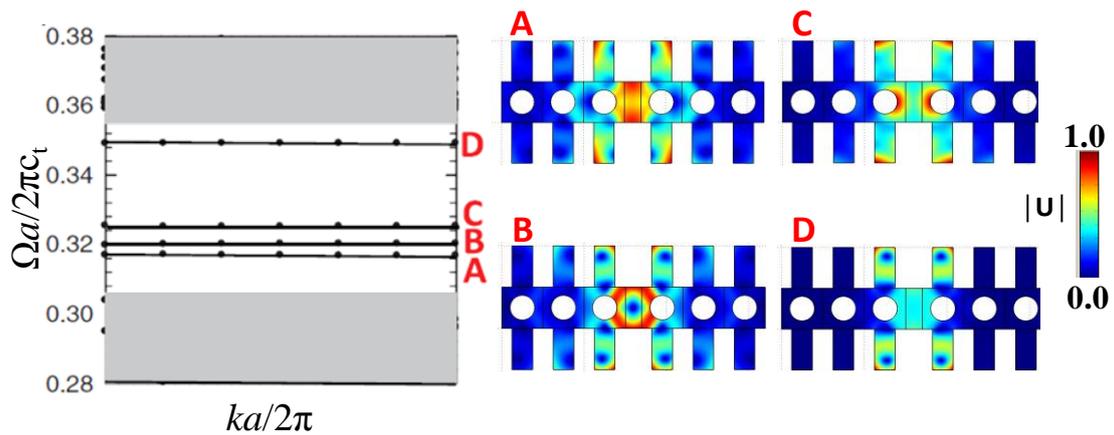


Figure 5.5: Quatre modes phononiques A, B, C et D de la cavité simple situés à l'intérieur du gap absolu et représentation du module du champ de déformation pour chacun de ces modes.

La planéité de ces branches prouve leur confinement à l'intérieur de la cavité. Nous représentons dans la figure 5.5 le module du champ de déplacement pour les quatre modes A, B, C et D. Selon le mode considéré, le champ de déplacement est essentiellement localisé à l'intérieur du défaut de la cavité et à l'intérieur des premières ailettes autour de la cavité.

### 5.3.2. Couplage acousto-optique pour la cavité simple

Comme précédemment, l'étude de l'interaction optomécanique est réalisée à travers deux mécanismes, à savoir l'effet photoélastique et la déformation des interfaces. Nos calculs tiennent compte à la fois des deux mécanismes et estiment la force du couplage AO de deux manières différentes mais complémentaires. La première est le calcul du taux de couplage basé sur le chevauchement entre les champs acoustiques et optiques [65, 9, 41]. Dans la deuxième méthode, on calcule la modulation du mode photonique de cavité durant la période d'un mode acoustique. En effet, la longueur d'onde du mode photonique dans la cavité déformée est calculée à plusieurs instants de la période acoustique comme nous l'avons décrit dans les chapitres précédents [4, 33, 81].

On commence donc pour cette cavité par les modes phononiques qui se situent à l'intérieur du gap absolu dans le domaine de fréquence [3.54 GHz, 4.11 GHz] à savoir les modes A, B, C et D. On estime leur couplage avec le mode photonique de cavité qui se situe à 1602.5 nm par le calcul des taux de couplage acousto-optiques  $g_{MI}$  et  $g_{PE}$ . Les résultats sont résumés dans la figure 5.6. Dans ce tableau, nous donnons la fréquence  $\Omega/2\pi$  de chaque mode phononique puis sa symétrie vis à vis des plans  $\Pi'$ ,  $\Pi$  et P définis sur les schémas des structures en haut de la figure 5.6. Enfin les deux dernières colonnes donnent les valeurs des taux de couplage  $g_{MI}$  et  $g_{PE}$  pour l'effet du mouvement des interfaces et photoélastique.

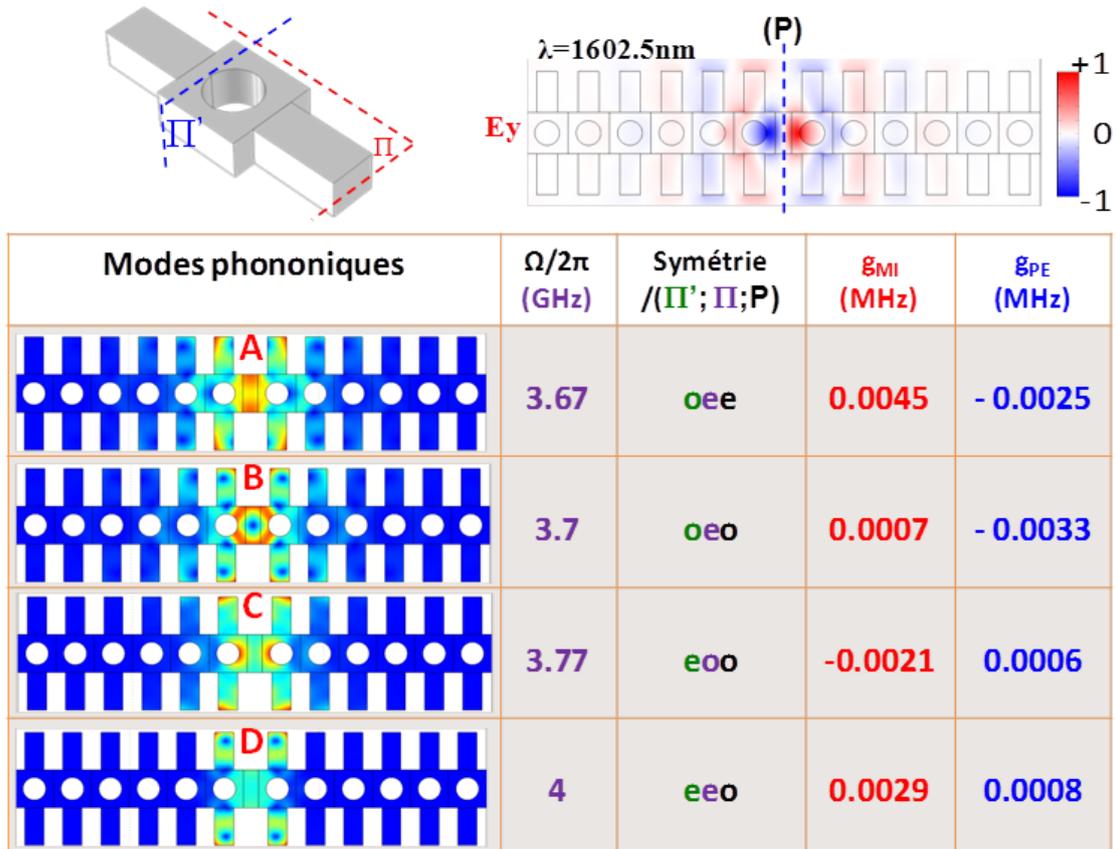


Figure 5.6: Colonnes 1 et 2: Fréquences et symétries par rapport à  $\Pi'$ ,  $\Pi$  et  $P$  des modes phononiques A, B, C et D. Colonnes 3 et 4: Valeurs des taux de couplage acousto-optique des effets de mouvement des interfaces  $g_{MI}$  et photoélastiques  $g_{PE}$  entre chacun des quatre modes phononiques A, B, C et D et le mode photonique à 1602.5nm.

Nous constatons que les valeurs obtenues pour les deux effets photoélastiques et le mouvement des interfaces sont très faibles, de l'ordre de  $10^{-3}$  à  $10^{-4}$ , et ceci malgré leur confinement et leur localisation à l'intérieur du gap absolu. La raison d'un si faible couplage vient de la symétrie des modes phononiques. Sur la base des travaux précédents [9, 41], il est possible de montrer que les modes phononiques qui sont antisymétriques à la fois par rapport aux deux plans de symétrie du nanoguide (horizontal  $\Pi$  et vertical  $\Pi'$ ) et également par rapport au troisième plan de symétrie de la cavité  $P$ , ne sont pas capable à fournir une interaction optomécanique non nulle. Cette condition n'est pas remplie par les modes A, B, C et D. Nous avons donc élargi notre

recherche des modes de cavité phononiques en dehors des bandes interdites absolues. L'objectif est de trouver un mode de cavité de symétrie EEE dans une bande interdite partielle mais de même symétrie.

Les figures 5.7 et 5.8 représentent la modulation de la longueur d'onde optique et les valeurs des taux de couplage pour les modes de cavité phononiques présentant un fort taux de couplage AO avec le mode photonique considéré.

Sur la figure 5.7 on a représenté les couplages entre les modes phononiques à 2.22GHz et à 5.95GHz et le mode photonique. Les deux effets (MI et PE) qui contribuent au couplage AO total sont en phase dans les deux cas. Pour le mode phononique situé à 2.22GHz l'effet PE est plus important que celui du MI alors que pour celui à 5.93GHz, c'est le contraire qui est observé. Ces résultats sont en accord quel que soit la méthode utilisée, tant au niveau des signes de la modulation que des contributions individuelles de chaque effet. Quantitativement, pour le mode à 2.22GHz, l'effet PE contribue au couplage total pour une valeur de 62.4% et l'effet de mouvement des interfaces contribue avec 37.6%. Pour le mode à 5.93GHz le pourcentage de contribution de l'effet de MI est de 85% alors que 15% viennent de l'effet PE.

Sur la figure 5.8 on a représenté les couplages entre les modes phononiques à 7.0 GHz et à 7.31GHz et le mode photonique. Dans ces deux situations, les effets PE et MI sont en opposition de phase conduisant à un effet total soustractif. Heureusement, la disproportion entre les contributions PE (importante) et MI (faible) fait que l'effet AO total reste important.

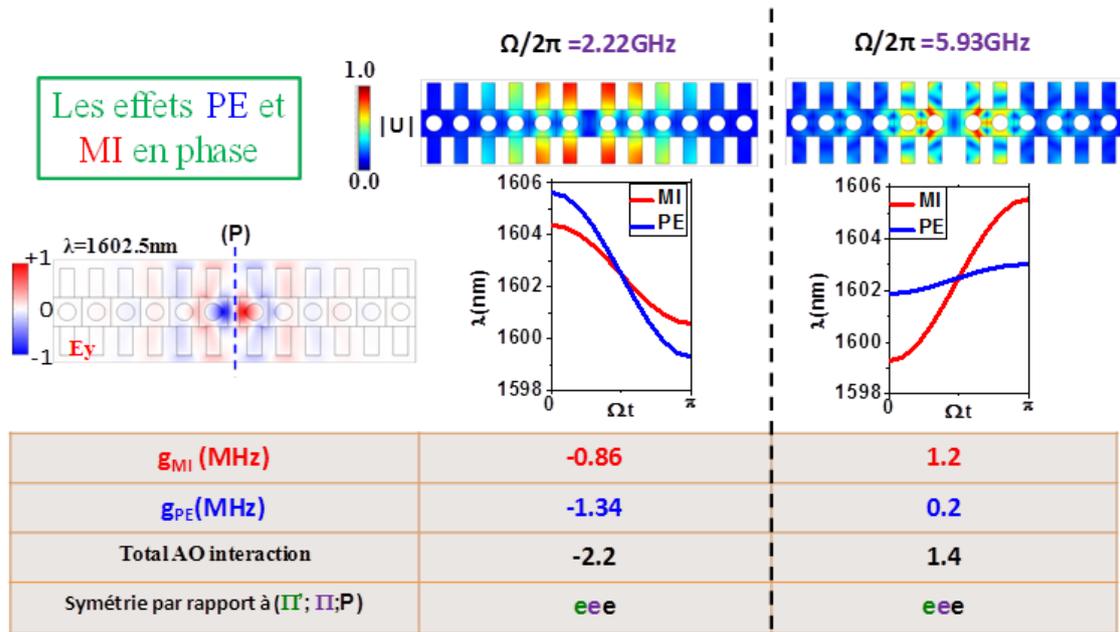


Figure 5.7: Couplage AO entre le mode de cavité photonique situé à 1602.5nm et les modes phononiques à 2.22GHz et à 5.93GHz, estimé par la modulation de la longueur d'onde le long d'une demi-période acoustique, et par le calcul des taux de couplage  $g_{PE}$  et  $g_{MI}$ . Les deux effets PE et MI sont en phase.

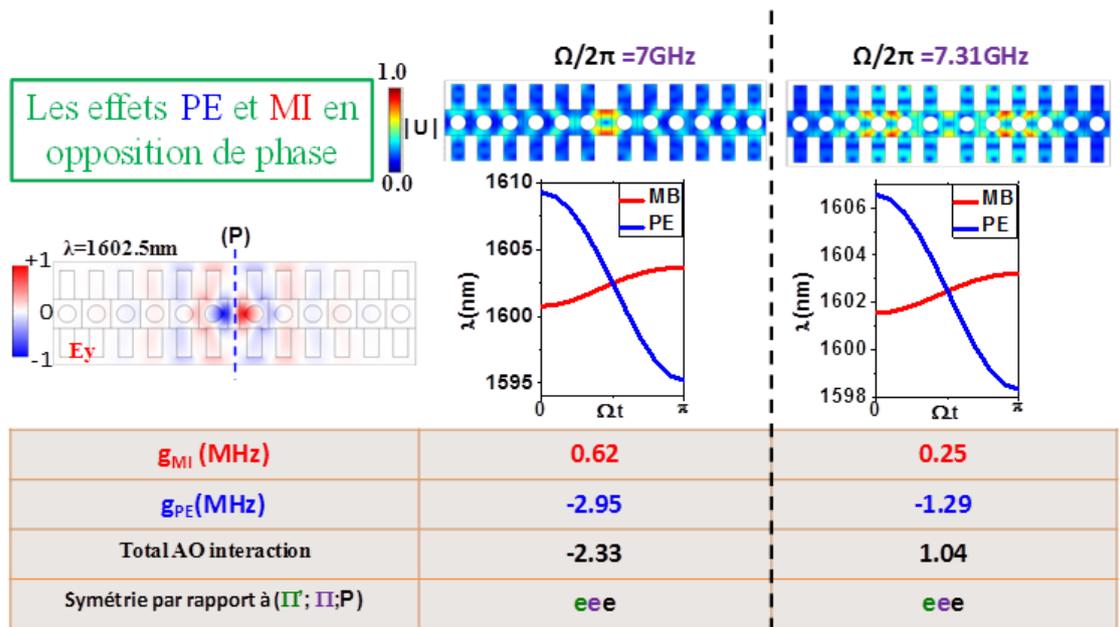


Figure 5.8: Couplage AO entre le mode de cavité photonique situé à 1602.5nm et les modes phononiques à 7GHz et à 7.31GHz, estimé par la modulation de la longueur d'onde le long d'une demi-période acoustique, et par le calcul des taux de couplage  $g_{PE}$  et  $g_{MI}$ . Les deux effets PE et MI sont en opposition de phase.

Cette cavité simple nous a donné des modes de cavité photonique et phononique bien confinés dont certains d'entre eux ont conduit à un couplage AO fort, atteignant dans certains cas plus que 2 MHz. L'inconvénient de cette cavité vient de son facteur de qualité photonique qui est très faible, comme le montre le résultat de la figure 5.9. Malgré une augmentation du nombre de cellules élémentaires de part et d'autre de la cavité, le facteur de qualité reste faible ne dépassant pas la valeur de  $FQ = 855$ .

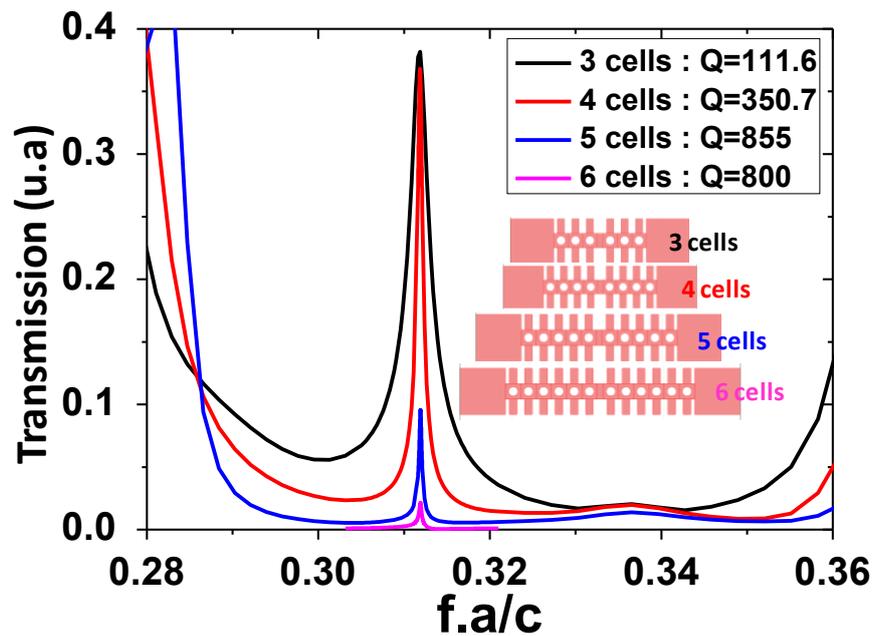


Figure 5.9. Courbes de transmission à travers différentes structures du nanoguide avec une cavité simple pour un nombre croissant de cellules de chaque côté de la cavité. Le facteur de qualité du pic de résonance atteint une valeur maximale de 800.

Le problème qui se pose maintenant est celui du facteur de qualité photonique, donc notre étude sera concentrée sur comment peut-on créer une cavité qui va donner des FQ très élevés.

On a commencé par un design où on va diminuer progressivement seulement les rayons des trous en s'approchant du milieu de la cavité et en parallèle on a enlevé les ailettes sur toute une largeur des deux côtés du centre du nanoguide par contre on a conservé celles des limites du nanoguide comme le montre la figure 5.10.

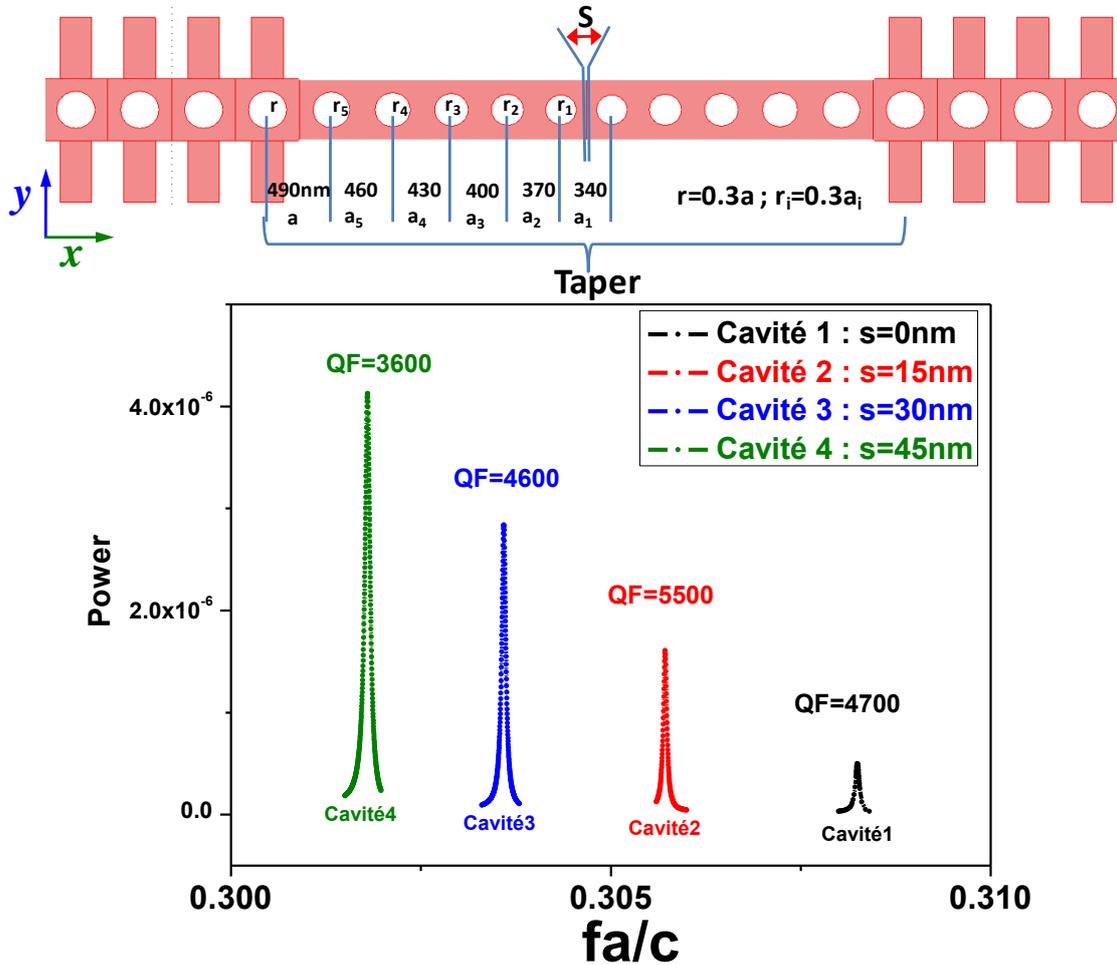


Figure 5.10. Pics de transmission à travers différentes structures du nanoguide où on a diminué les rayons des trous suivant la relation  $r_i=0.3a_i$  en s'approchant du centre de la cavité. La différence entre les cavités vient du changement de la valeur de  $S$  qui est un défaut inséré au centre entre deux cellules élémentaires.

Cette nouvelle cavité nous a permis d'obtenir un facteur de qualité photonique de l'ordre de  $5.10^3$  qui sont plus grand que celui de la cavité simple (800) mais qui restent toujours faibles.

On a essayé de calculer le couplage AO entre les modes phononiques et photoniques localisés dans la cavité mais les valeurs comme représentés sur la figure 5.11 sont faibles. En effet la valeur la plus élevée du taux de couplage total est de l'ordre de 430KHz pour certaines paires photon-phonon qui est une valeur faible par rapport aux valeurs trouvées dans la littérature. Cette cavité présente non seulement des facteurs de

qualité des modes photoniques faibles mais aussi des valeurs faibles du couplage AO total.

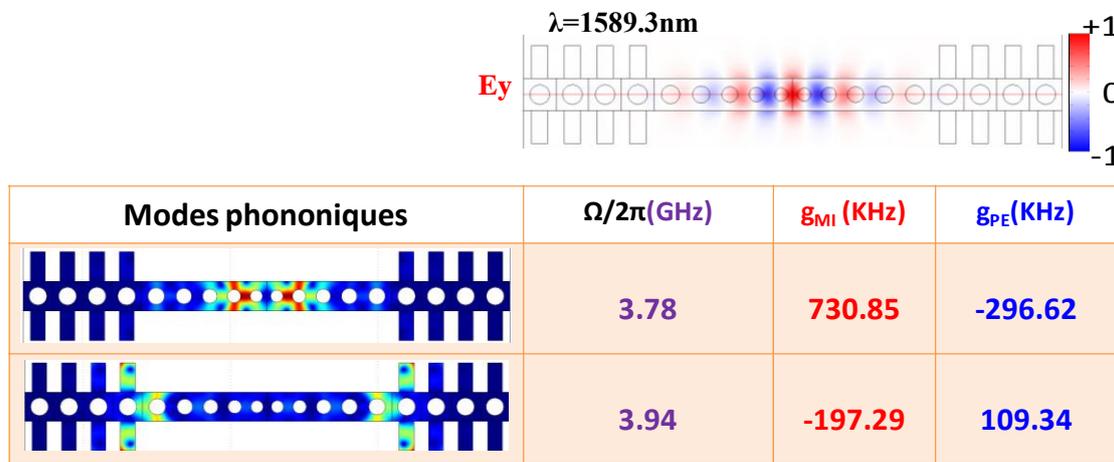


Figure 5.11: Couplage AO entre le mode de cavité photonique situé à 1589.3nm et les modes phononiques à 3.78GHz et à 3.94GHz, estimé par la modulation de la longueur d'onde le long d'une demi-période acoustique, et par le calcul des taux de couplage  $g_{PE}$  et  $g_{MI}$ . Les deux effets PE et MI sont en opposition de phase.

Un grand travail a été consacré encore une fois à la recherche de nouvelles cavités qui donneront de très bons facteurs de qualité et donc des bons confinements des modes photoniques qui peuvent donner de bons couplages AO avec les modes phononiques.

Dans ce qui suit, nous avons cherché à améliorer le facteur de qualité du mode de résonance tout en conservant l'efficacité du couplage par une modification de la géométrie de la cavité. Dans de nombreux papiers, les cavités à gradient d'indices présentent des facteurs de qualité élevés. C'est pourquoi nous nous sommes tournés vers la technique de diminution progressive des paramètres de longueur et de largeur d'ailette, de diamètre des trous et du paramètre de maille de chaque cellule élémentaire.

#### 5.4. Cavité phoxonique à gradient d'indice (« Tapered cavity »)

Pour obtenir un facteur de qualité (FQ) élevé du mode de cavité, celle-ci a été dessinée sous la forme d'un gradient d'indice, dans laquelle les dimensions

géométriques (paramètre de maille  $a$ , rayon des trous  $r$ , largeur et longueur des ailettes) de la cellule élémentaire varient progressivement du centre de la cavité vers les deux extrémités du nanoguide. Plus précisément, la cellule élémentaire au centre de la cavité est plus petite que celle à l'extrémité du cristal qui retrouve la taille du système périodique parfait (Fig. 5.12a). Il a été démontré que ce type de cavité, connue sous le nom de 'tapered cavity', peut piéger la lumière avec un FQ élevé [85, 88]. Dans cette section, nous présentons le design d'une telle cavité adaptée lorsque le centre de la cavité se trouve entre deux trous (Fig. 5.12a) (notons que : le centre de la cavité peut être également sur le centre d'un trou). Les paramètres réduits initiaux du nanoguide périodique parfait sont  $r=0.3a$ ,  $e=0.44a$ ,  $L=a$  et  $d=0.5a$ . Dans cet exemple, le paramètre de maille  $a$ , le rayon des trous  $r$ , et la largeur des ailettes latérales  $d$ , diminuent selon une loi parabolique. Deux équations paraboliques, notées  $\alpha$  et  $\beta$ , représentées respectivement en rouge et noir sur la figure 5.12b, ont été considérées.

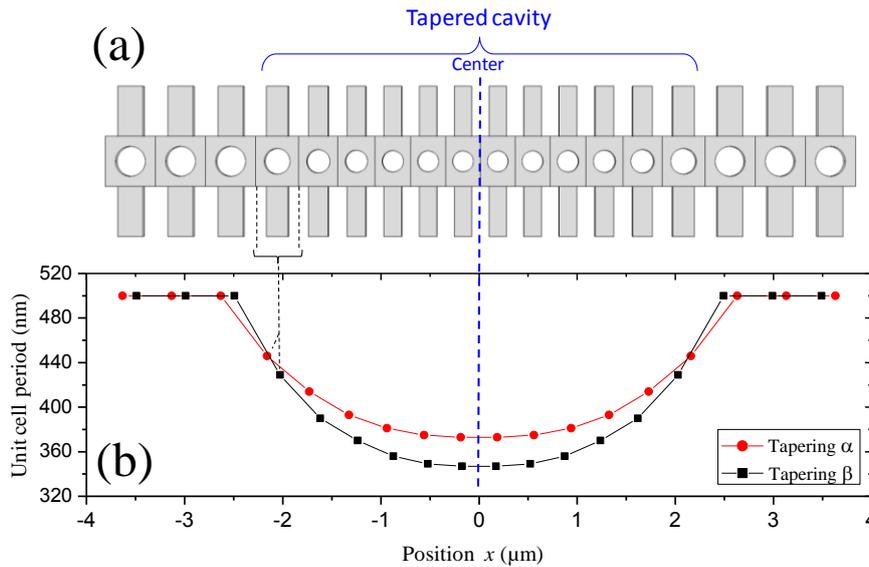


Figure 5.12: (a) Schéma de la cavité adaptée créée à l'intérieur du nanoguide phoxonique où le centre est entre deux trous. (b) Variation de la période de chaque cellule élémentaire en fonction de la position spatiale. Deux formes paraboliques appelées  $\alpha$  et  $\beta$  sont tracées respectivement avec les points ronds rouges et les points carrés noirs.

Comme dans le cas du guide parfait, nous nous sommes intéressés à la polarisation transverse magnétique (TM), à savoir lorsque le champ électrique est dans

le plan  $(x, y)$  et le champ magnétique suivant la direction perpendiculaire  $z$ , et aux modes photoniques de symétrie OE qui présentent une large bande interdite, entre 1486 et 1855nm pour un paramètre de maille  $a=500\text{nm}$ . Avec ces conditions du champ électromagnétique et pour les deux cavités  $\alpha$  et  $\beta$  décrites ci-dessus, 6 modes propres de la cavité ont été trouvés dans la bande interdite photonique partielle. Parmi ces modes, l'un d'entre eux, situé à 1550.4nm pour la géométrie  $\alpha$ , présente un confinement important et un facteur de qualité élevé, supérieur à  $10^5$ . La figure 5.13 illustre, pour ce mode propre, la répartition des champs électrique et magnétique ainsi que la courbe de transmission à travers le nanoguide présentant les deux formes de cavité  $\alpha$  et  $\beta$ . Le mode est symétrique par rapport au plan  $(y, z)$  et le plan de symétrie P coupe la cavité entre les deux trous du centre. Le calcul de transmission permet une estimation du FQ du mode photonique pour les deux formes de cavité considérées  $\alpha$  et  $\beta$ . Dans le cas de  $\alpha$ , le mode photonique est situé à 1550.4nm avec un FQ de  $2 \times 10^5$  alors que pour la géométrie  $\beta$  le même mode se trouve à 1500.68nm avec un FQ de  $3.54 \times 10^5$ .

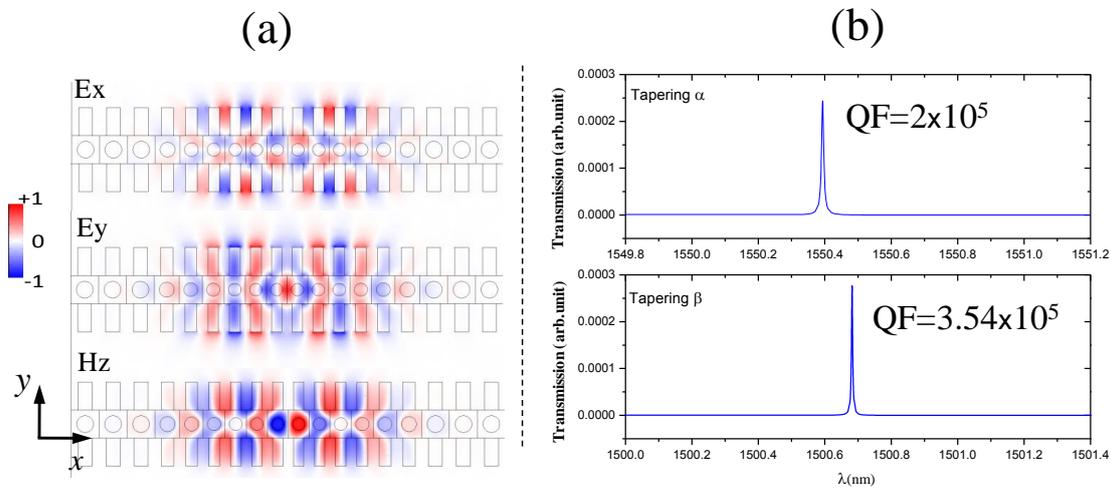


Figure 5.13: (a) Distribution des champs électrique et magnétique du mode propre photonique de cavité de symétrie OE. (b) Coefficient de transmission montrant le pic du mode de cavité et calcul des facteurs de qualité pour les deux formes  $\alpha$  et  $\beta$ .

Ces valeurs de FQ sont inférieures à  $10^7$  signalé dans des travaux précédents [6, 33, 65] mais restent très suffisantes pour la caractérisation expérimentale [44]. On peut

également remarquer que le changement de rétrécissement donne la possibilité de déplacer la longueur d'onde du mode optique tandis que le FQ reste élevé. Ceci peut s'expliquer par la variation de l'indice optique effectif de la cavité, plus élevé au centre de la cavité dans le cas de  $\beta$  que dans celui de  $\alpha$ .

## 5.5. Estimation du couplage optomécanique

L'interaction AO a été estimée numériquement en calculant les taux de couplage liés aux effets de mouvement des interfaces ( $g_{MI}$ ) et photoélastique ( $g_{PE}$ ). Les couplages ont été calculés entre les six modes photoniques présents dans la bande interdite et tous les modes phononiques appartenant à la gamme de fréquences [2-9GHz]. Nous avons reporté sur la figure 5.14 les résultats de ces couplages lorsque les valeurs du taux total  $g_{total} = g_{MI} + g_{PE}$  dépassait 0.6MHz. Quatre modes phononiques aux fréquences 2.46, 2.53, 6.35 et 8.8 GHz ont présenté de tels couplages. Les taux de couplages les plus importants (supérieurs à 2MHz) ont été indiqués en jaune et ont été obtenus avec les modes phononiques situés à 2.46 et 6.35GHz. De telles valeurs du taux de couplage sont de l'ordre de grandeur des meilleurs taux de couplage relevés dans la littérature ( $2\pi \times 292\text{kHz}$  [33];  $2\pi \times 320\text{kHz}$  [62] et  $2\pi \times 860\text{kHz}$  [4]). La figure 5.15 présente pour chaque mode phononique par une échelle de couleur la localisation du champ élastique. Sur la même figure est reportée la déformation induite par ce champ avec un taux de déformation exagérément prononcé de manière à avoir une visualisation du mode. Ces deux quantités (champ de déplacement et déformation) sont représentées à différentes phases de la période acoustique, à savoir 0,  $\pi/2$  et  $\pi$ . Cette représentation permet de visualiser la déformation de la cavité telle qu'elle se produit au cours du temps. Elle se décrit comme un mode de respiration au cours duquel les ailettes de chaque côté du nanoguide bougent en phase soit dans le même sens que l'arête centrale du squelette à laquelle elles sont attachées (cas du mode à 2.46GHz) soit dans le sens opposé du mouvement de celle-ci (cas du mode à 6.35GHz).

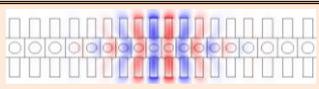
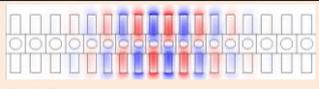
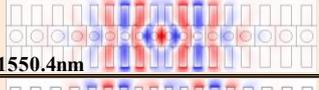
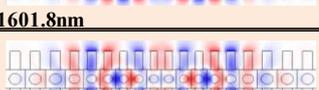
Modes photoniques	$\Omega/2\pi$ des phonons (GHz)	$\xi_{MI}$ (MHz)	$\xi_{PE}$ (MHz)	$\xi_{total}$ (MHz)
 $\lambda=1534\text{nm}$	2.46	-0.63	-1.77	-2.4
	2.53	-0.71	-0.8	1.51
	6.35	-0.5	1.53	1.03
 $\lambda=1549.7\text{nm}$	2.46	-0.62	-1.58	-2.2
	2.53	-0.5	-0.59	-1.09
	6.35	0.43	2.04	2.47
 $\lambda=1550.4\text{nm}$	2.46	-0.74	-1.58	-2.32
	6.35	0.16	0.45	0.61
	2.46	-0.61	-1.1	-1.71
 $\lambda=1587.1\text{nm}$	2.46	-0.49	-1.1	-1.59
	2.53	0.55	0.48	1.03
	6.35	0.33	1.44	1.77
 $\lambda=1601.8\text{nm}$	2.46	-0.5	-0.91	-1.41
	2.53	0.42	0.61	1.03
	8.8	-0.33	1.1	0.77

Figure 5.14: Valeurs des taux de couplage acousto-optique entre les 6 modes photoniques de cavité situés dans la bande interdite et les modes phononiques appartenant à la gamme de fréquence [2-9GHz]. Sont reportés ici les situations où le taux de couplage total dépasse 0.6MHz. La partie indiquée en jaune montre les taux de couplage supérieurs à 2MHz.

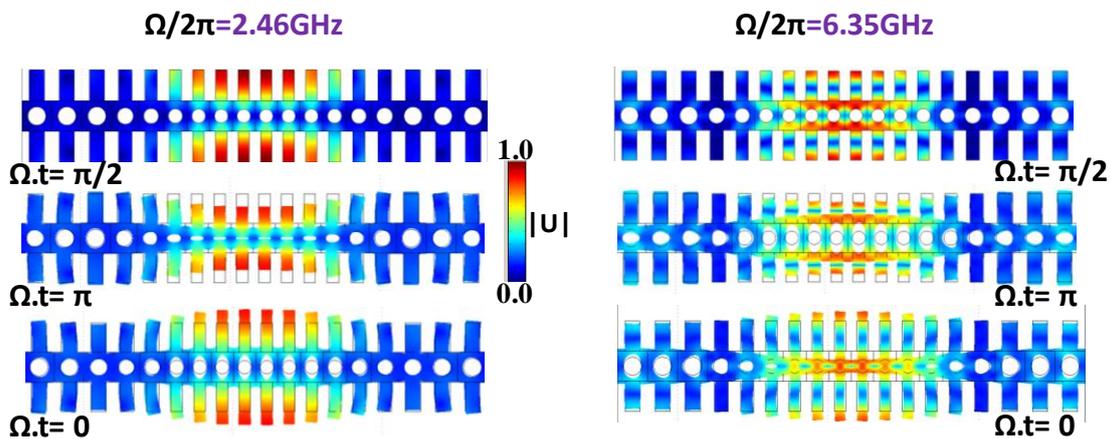


Figure 5.15: Cartographie de la norme du champ de déplacement et de la déformation des modes phononiques situés à 2.46 et 6.35GHz pour différentes phases de la période acoustique. Elles montrent des mouvements de respiration induits par le confinement de ces modes dans la cavité.

Comme discuté précédemment, notons que, la symétrie des modes phononiques est un point essentiel. Ici encore, les modes phononiques qui présentent les plus forts couplages sont symétriques par rapport à tous les plans de la structure, à savoir  $\Pi'$ ,  $\Pi$  et  $P$ . Les modes sont donc notés par 'EEE' signifiant la symétrie 'Even' par rapport aux trois plans de symétrie de la structure. La figure 5.16a reprend la structure de bande phononique du nanoguide parfait dans laquelle nous avons distingué en rouge les modes phononiques ayant la symétrie EEE. Entre 1 et 6.5GHz, nous notons la présence de trois bandes interdites partielles qui présentent cette symétrie, indiquées par les zones colorées en rouge. Seule la bande interdite BG2 coïncide avec la bande interdite absolue.

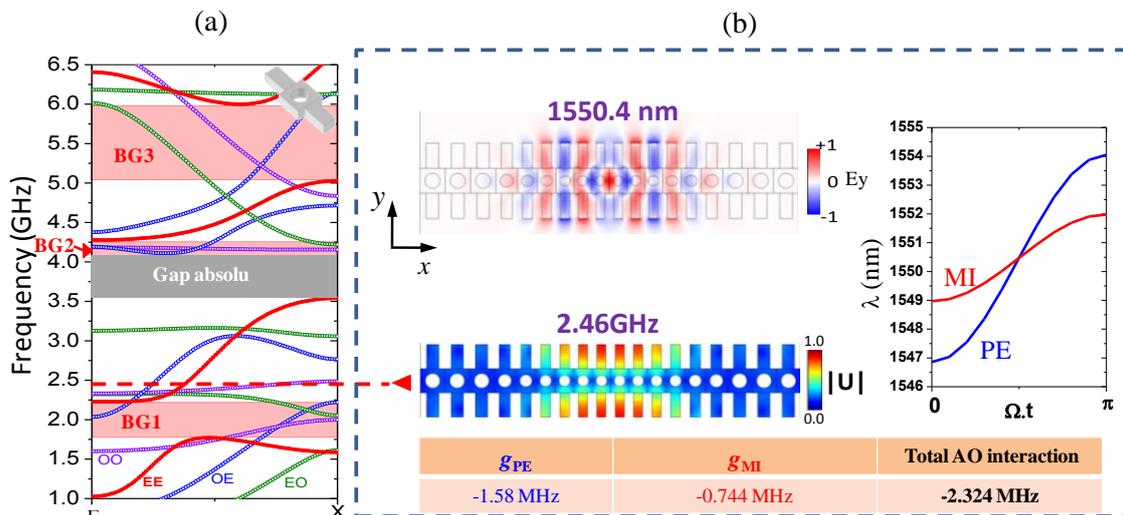


Figure 5.16: (a) Structure de bande phononique du nanoguide parfait, dans laquelle les régions en rouge nommées BG1, BG2 et BG3 sont les bandes interdites partielles pour les modes de symétrie EE. (b) Couplage AO entre le mode de cavité photonique situé à 1550.4nm et le mode phononique à 2.46GHz, estimé par la modulation de la longueur d'onde le long d'une demi période acoustique, et par le calcul des taux de couplage  $g_{PE}$  et  $g_{MI}$ .

La figure 5.16b reprend le calcul du couplage du mode photonique à 1550.4nm avec le mode phononique à 2.46GHz pour la géométrie de la cavité de type  $\alpha$  en calculant la variation du mode photonique au cours d'une demi-période acoustique. Le résultat du calcul montre que nous avons une modulation sinusoïdale de la longueur

d'onde photonique le long de la période de vibration phononique avec des amplitudes de 7 nm et 3 nm pour les effets PE et MI respectivement, ceci pour une déformation maximale du champ de déplacement à l'intérieur de la cavité de 1%. Ceci conduit à un total de 10 nm d'amplitude dans le décalage de la longueur d'onde pour une déformation de 1%. Du fait du comportement linéaire du couplage avec la déformation, nous pouvons déduire que cette évolution sera de l'ordre de 0.1nm pour une déformation de 0,01%. Par ailleurs, la modulation d'amplitude de l'effet PE est supérieure à celle du MI d'un facteur de 2.3, ce qui correspond à peu près au rapport des taux de couplage  $g_{PE}$  et  $g_{MI}$ . Nous avons donc un bon accord entre le calcul des taux de couplage et la modulation acoustique de la longueur d'onde photonique.

## 5.6. Optimisation de la cavité phoxonique à gradient d'indice

Notons que le mode phononique se situe à 2.46GHz, donc à l'extérieur des trois bandes interdites partielles de symétrie EE mises en évidence dans la figure 5.16a. Cela signifie qu'il s'agit d'un mode de résonance qui conduit à un facteur de qualité mécanique relativement faible, autour de 1300, cependant du même ordre de grandeur que celui donné par Eichenfield et al [6]. L'objectif est d'agir sur la géométrie de la cavité de telle sorte que le mode phononique puisse se placer dans une bande interdite de symétrie (EEE) et ainsi espérer augmenter son facteur de qualité. Le plus immédiat est de chercher à déplacer ce mode vers les basses fréquences, à l'intérieur du gap le plus proche appelé BG1. Ceci a été rendu possible en augmentant la longueur des ailettes L selon la même loi parabolique que celle appliquée sur les autres paramètres de la structure. La nouvelle forme de la cavité est représentée figure 5.17a. La courbe de dispersion phononique et les cartes de champ accolées de la figure 5.18a montrent que le mode phononique de cavité considéré, initialement à 2.46MHz émerge maintenant à 2.08MHz, c'est à dire quasiment au milieu de la bande interdite BG1. Le calcul de la transmission acoustique a montré que son FQ acoustique est augmenté à plus de  $3 \times 10^6$ . En outre, deux autres modes acoustiques de symétrie EE ont été trouvés à des

fréquences plus élevées à l'intérieur du gap appelé BG3 à 5.34 et 5.49 GHz et présentent également des FQ élevés, de l'ordre de  $10^6$ .

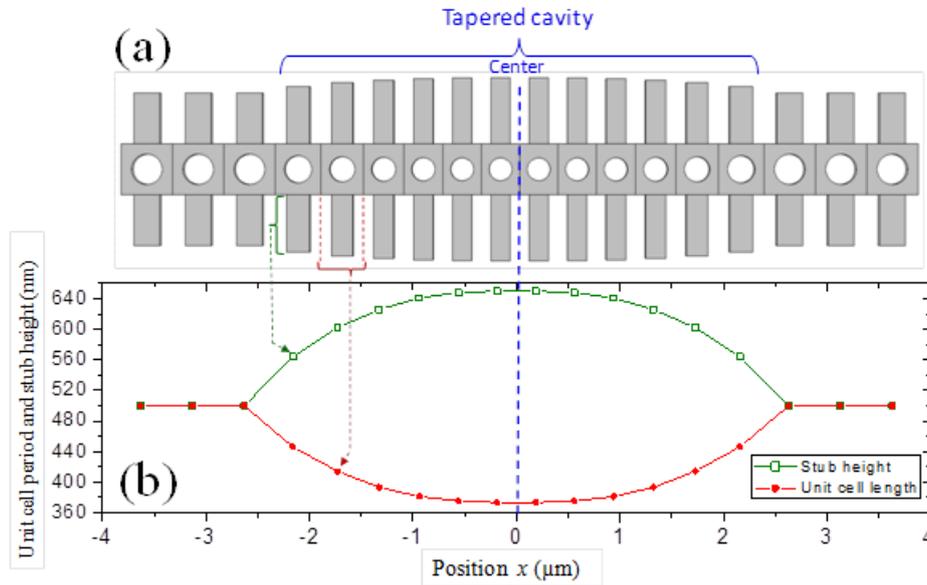


Figure 5.17: (a) Représentation schématique de la cavité créée à l'intérieur du nanoguide phoxonique en jouant sur la période de la cellule élémentaire, les rayons des trous, en même temps que la hauteur des ailettes latérales selon la loi parabolique de type  $\alpha$ . (b) Evolution des valeurs de la période de la cellule élémentaire et hauteur des ailettes latérales le long du nanoguide.

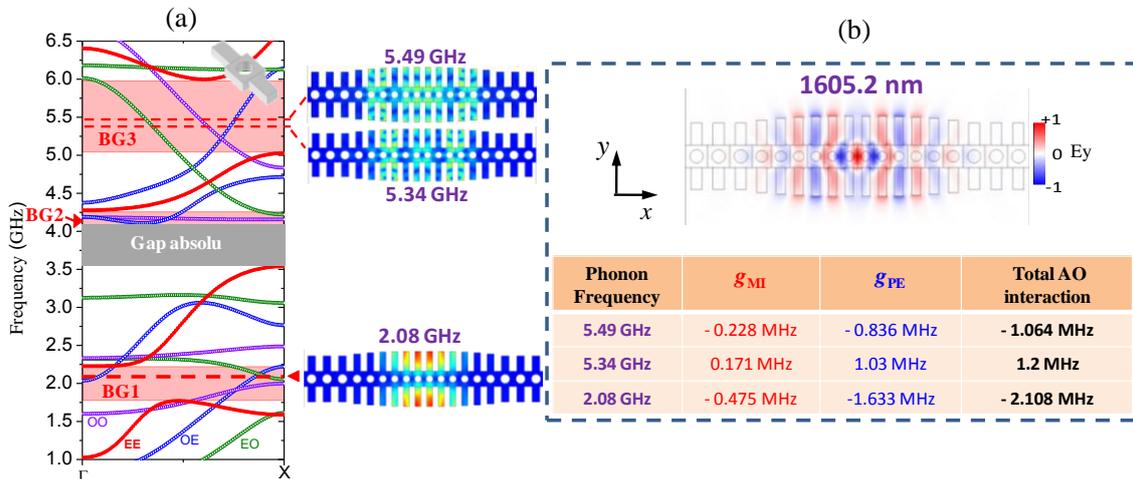


Figure 5.18: (a) Structure de bande phononique du nanoguide parfait et modes de défauts acoustiques pour la structure de la figure 5.17. (b) Couplage AO entre le mode photonique de cavité à 1605.2nm et les modes phononiques à 2.08, 5.34 et 5.49 GHz, estimé par le calcul des taux de couplage  $g_{PE}$  et  $g_{MI}$ .

Du côté photonique, le mode étudié précédemment passe de 1550.4nm à 1605.2nm en conservant un FQ élevé de  $1.75 \cdot 10^5$ . La figure 5.18b résume les résultats des taux de couplages obtenus entre le mode photonique à 1605.2 nm et les 3 modes phononiques. Le couplage avec le mode phononique à 2.08GHz reste fort sans toutefois augmenter par rapport à la valeur précédente, lorsque le mode était en dehors de la bande interdite. Tant que le mode reste confiné dans la cavité, il semble que l'appartenance ou non du mode à la bande interdite ne soit pas un critère essentiel dans l'importance du couplage.

Dans la discussion ci-dessus, le mode phononique à 2.46GHz, présentant un taux de couplage AO élevé, a été déplacé vers le bas à l'intérieur de BG1. Cependant, dans la pratique, un tel mode phononique peut s'échapper à l'extérieur de la cavité à cause des imperfections indésirables résultant des défauts de micro fabrication qui ne peuvent pas être évités et qui produisent une perturbation de la structure parfaitement symétrique. Pour cette raison, le fait d'avoir un mode phononique localisé à l'intérieur du gap complet serait souhaitable (voir Gomis et al [44]). Dans ce qui suit, nous avons cherché à déplacer le mode à 2.46GHz vers les hautes fréquences, à l'intérieur de BG2 qui est une bande interdite absolue. L'inconvénient de celle-ci vient du fait que ce gap est relativement éloigné du mode phononique original obligeant une variation rapide des paramètres de la cavité. Cette variation rapide produit une contrainte nouvelle cette fois sur l'adaptation de l'indice de réfraction et conduit donc à des facteurs de qualité des modes photoniques plus faibles que dans l'exemple précédent.

La cavité graduée considérée ici consiste à diminuer progressivement la hauteur des ailettes en même temps que le changement du paramètre de maille et des rayons des trous (Fig. 5.20).

Dans cette structure, le mode photonique initialement à 1550.4nm apparaît maintenant à 1538.2nm avec un facteur de qualité estimé autour  $3 \cdot 10^3$ . La figure 5.21a présente les trois modes propres phononiques de cavité ( $f = 3.74\text{GHz}$ ,  $3.78\text{GHz}$  et  $3.94\text{GHz}$ ) qui apparaissent dans le gap complet BG2 ainsi que les cartographies des champs de déplacement et de déformation associées. Parmi ces trois modes nous

retrouvons celui qui était initialement à 2.46GHz à la fréquence 3.94GHz. Pour tous ces modes phononiques, nous avons obtenu un FQ supérieur à  $10^6$ .

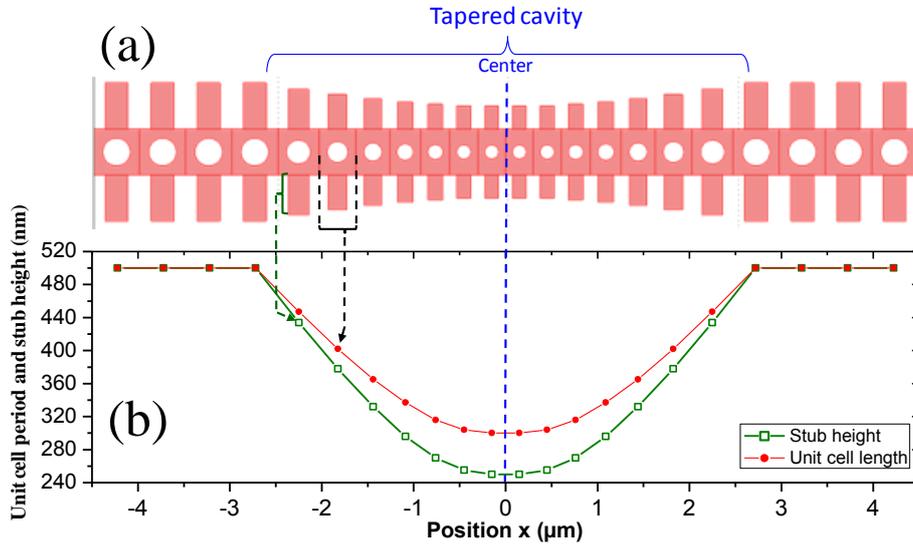


Figure 5.20. (a) Schéma de la cavité phoxonique créée à l'intérieur du nanoguide en diminuant la période de la cellule élémentaire, les rayons des trous ainsi que la hauteur des ailettes latérales. (b) Période de la cellule élémentaire et hauteur des ailettes le long du nanoguide, indiquées respectivement par les points circulaires rouges et carrés verts.

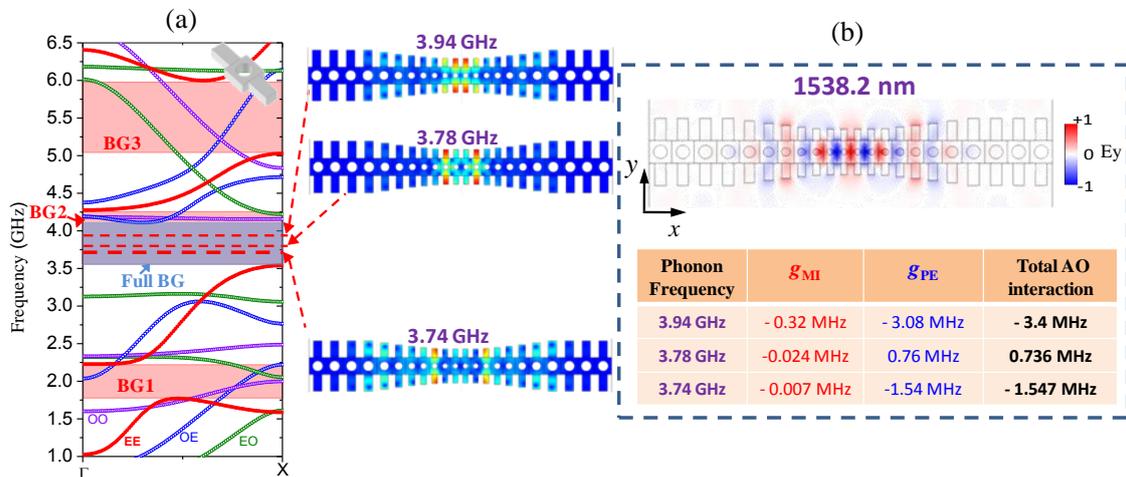


Figure 5.21: (a) Structure de bande phononique du nanoguide parfait. (b) Couplage AO entre le mode de cavité photonique à 1538.2nm et les modes phononiques à 3.74, 3.78 et 3.94GHz, estimé par le calcul des taux de couplage  $g_{PE}$  et  $g_{MI}$ .

Les taux de couplage AO entre ces trois modes phononiques et le mode photonique à 1538.2nm sont calculés et reportés figure 5.21b. Il est évident que cette fois, le mode phononique à 3.94GHz conduit à une nette augmentation du couplage et atteint 3.4MHz, bien au-dessus des valeurs courantes obtenues dans la littérature. Comme pour les autres géométries proposées, la principale contribution vient du mécanisme photoélastique alors que l'effet MI reste relativement faible.

Pour terminer, signalons que dans tous les modèles étudiés précédemment, la cavité phoxonique présente son centre entre deux trous. L'ensemble des géométries précédentes pourrait être repris en considérant le cas où la cavité présente un plan de symétrie qui passe au centre d'un trou (Fig. 5.22).

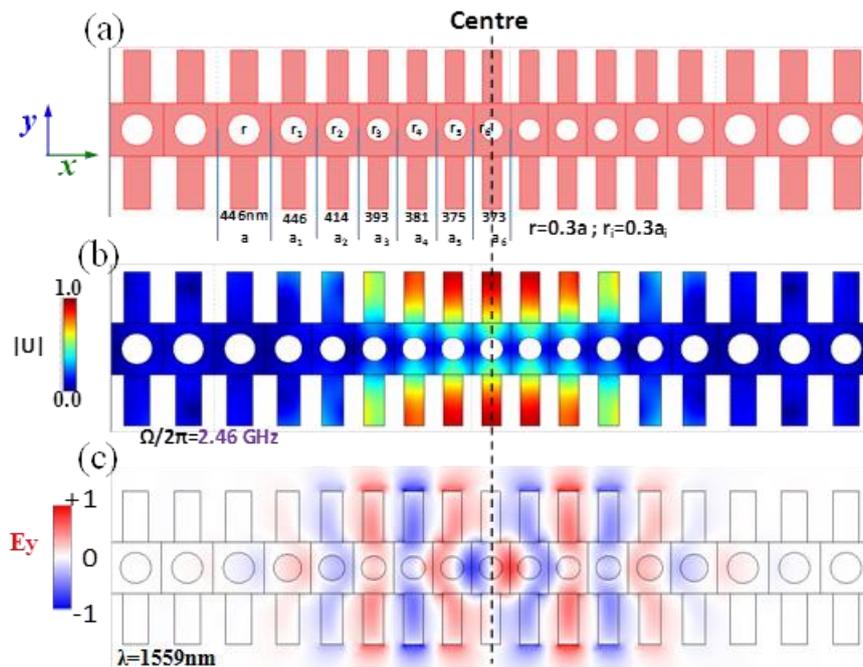


Figure 5.22: (a) Schéma de la cavité phoxonique créée à l'intérieur du nanoguide où le centre coïncide avec le centre d'un trou. (b) Le mode phononique de la cavité est situé à 2.46GHz. (c) Le mode photonique de la cavité est situé à 1559nm.

Nous présentons à titre d'exemple le cas d'une cavité construite selon la loi parabolique de type  $\alpha$  appliquée sur la période, les largeurs et les longueurs des ailettes et les trous

de la cellule élémentaire initiale. En comparant avec le cas où le centre était entre deux trous, les modes photoniques sont décalés vers les grandes longueurs d'onde d'environ 6nm. A l'intérieur du gap photonique de symétrie (OE), deux modes optiques avec de grands FQ (supérieurs à  $10^5$ ) ont été détectés, respectivement aux longueurs d'onde 1601.6nm et 1611.7nm. Le calcul des modes de défauts phononiques montre le déplacement du mode précédent à 2.46GHz à l'intérieur de la bande interdite BG1, à 2.08GHz. Les cartes de champ des modes ainsi que les résultats des couplages sont rassemblés dans la figure 5.23. Les valeurs des taux de couplage obtenues sont dans l'ordre de grandeur des meilleurs taux obtenus dans la littérature.

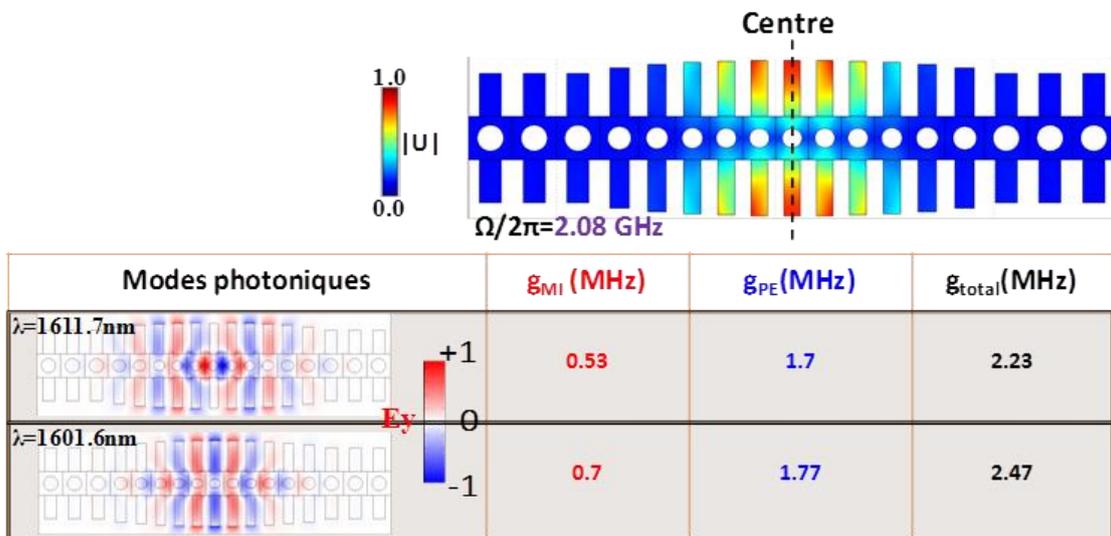


Figure 5.23: Couplage AO entre les modes de cavité photoniques à 1601.6nm et 1611.7nm et le mode phononique à 2.08GHz dans le cas où le centre de la cavité coïncide avec le centre d'un trou, estimé par le calcul des taux de couplage  $g_{PE}$  et  $g_{MI}$ .

## 5.7. Mise en évidence expérimentale du couplage phoxonique dans les nanoguides structurés à gradient d'indice

Plusieurs études expérimentales ont abordé le couplage OM dans les plaques et les guides d'onde. Les résultats les plus marquants ont été obtenus par Gavartin et al. [63] qui ont obtenu expérimentalement un taux de couplage de 0,53 MHz à l'intérieur d'une cavité créée dans une plaque de silicium perforée selon un réseau hexagonal. Safavi-Naeini et al [33] ont étudié la structure d'une plaque sous forme de floque en neige ("snowflake structure"). Chan et al. [65] ont caractérisé un nanoguide structuré, obtenant expérimentalement un couplage OM de 1,1 MHz. Sur la base de la structure à gradient d'indice représentée dans la figure 5.12, nous avons démontré expérimentalement les propriétés de couplage des nanoguides structurés, en collaboration avec l'ICN (*Catalan Institut of Nanotechnology*) à Barcelone et le NTC (*Nanophotonics Technology Center*) de Valence en Espagne. Les études théoriques seront adaptées pour une meilleure comparaison avec l'expérience. Les taux de couplage obtenus ont présenté des valeurs similaires et légèrement plus élevées que celles données dans la littérature.

### 5.7.1. Réalisation de la structure

Les nanoguides structurés ont été fabriqués à partir d'échantillons standard de 'silicium-sur-isolant' (SOI) dont l'épaisseur de silicium de la couche supérieure est de 220 nm. La fabrication du nanoguide 1D est basée sur un processus d'écriture directe par un faisceau d'électrons.

La figure 5.24 présente une image par microscopie électronique à balayage (MEB) du nanoguide structuré. La première constatation est que le nanoguide présente des imperfections de fabrication notamment vis-à-vis de la forme rectangulaire des ailettes. Nous remarquons également que la jonction des ailettes avec le guide présente un

arrondi et non des angles à  $90^\circ$ . Aussi, les trous, circulaires en théories, apparaissent avec une forme rhomboédrique. Enfin, les dimensions et les positions des ailettes et des trous sont affectées de l'ordre de quelques nanomètres. Il apparaît indispensable de tenir compte de ces imperfections dans les résultats numériques. Pour cela, nous avons utilisé directement les images MEB que nous avons importées dans le logiciel de calcul numérique. Cette procédure nous a permis de redessiner avec précision le contour de la structure, prenant en compte de ce fait les imperfections des différents éléments. Ceci nous a permis de nous affranchir des différences géométriques dans les comparaisons entre l'expérience et la simulation.

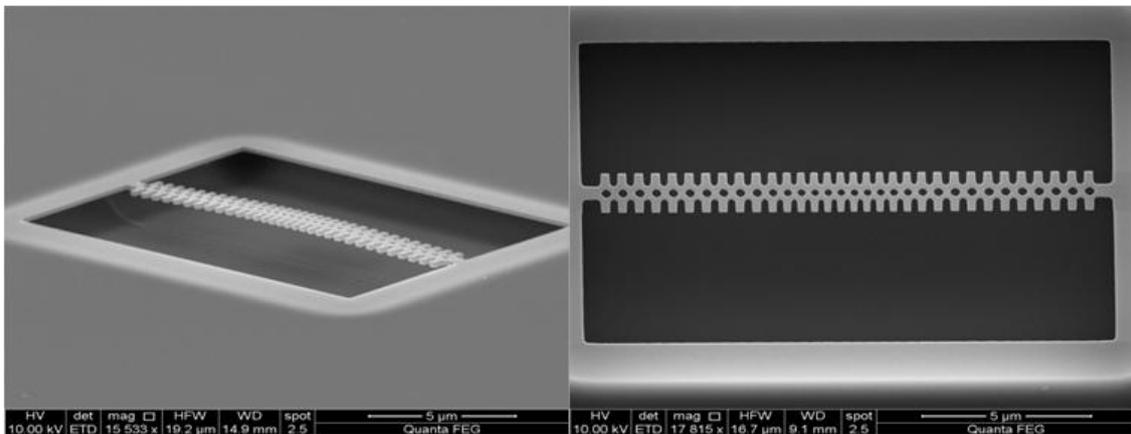


Figure 5.24: Image au microscope électronique à balayage (MEB) du nanoguide structuré fabriqué sur la base du modèle théorique présenté figure 5.12.

### 5.7.2. Méthodes expérimentales

Le couplage de la lumière avec le guide optomécanique à 1 dimension (OM 1D) est réalisé à l'aide d'une fibre de silice sous forme d'une boucle mise en contact avec le guide. Le procédé de fabrication de la fibre est décrit dans la référence [89]. Après avoir été effilée, la fibre est tordue pour former une boucle stable de l'ordre de  $30 \mu\text{m}$  de diamètre (Fig. 5.25a), limitant la zone du contact de la fibre avec l'échantillon. La figure 5.25 présente une image optique de la fibre en contact avec le cristal OM 1D.

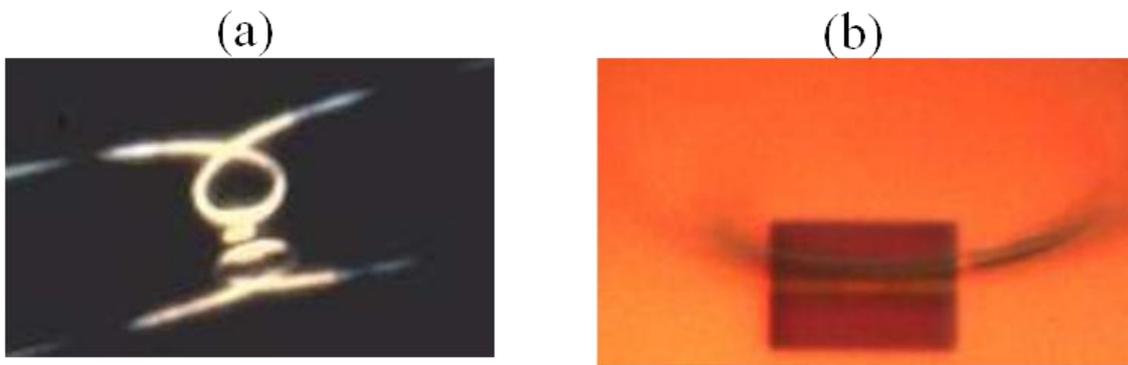


Figure 5.25: (a) Image latérale d'une fibre en boucle d'environ 30  $\mu\text{m}$  de diamètre. (b) Vue par microscopie optique de la fibre en boucle au dessus de l'échantillon.

La figure 5.26 donne le schéma du dispositif expérimental utilisé. Les mesures de transmission standard peuvent être faites en réglant la longueur d'onde du laser dans l'infrarouge (IR, 1460-1600 nm). Pour le réglage de la fibre au dessus de l'échantillon, ils utilisent un microscope optique avec un objectif de grossissement (x100) et une caméra CCD. La figure 5.25b représente le dispositif vu de dessus. Le réglage fin de la position de la fibre et l'ajustement de la polarisation sont réalisés en réglant manuellement le positionnement avec une précision submicronique, tout en observant en temps réel des spectres de transmission. Pour cela un laser accordable (HP 8164 du système avec une source laser 81600 B) est balayé sur une gamme de longueur d'onde sélectionnée à une vitesse de balayage de 80 nm/s. Les variations de transmission sont collectées à l'aide d'un détecteur (HP 81634B).

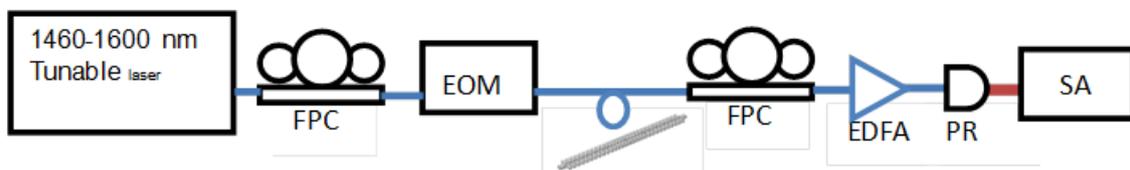


Figure 5.26: Schéma du dispositif expérimental où (FPC) signifie Contrôleur de la Polarisation de la Fibre, (EOM) Electro Modulateur Optique, (EDFA) Erbium Amplificateur à Fibre Dopée, (PR) PhotoRécepteur et (SA) Analyseur de Spectre.

### 5.7.3. Calibrage du couplage optomécanique

La force du couplage optomécanique ( $g$ ) est estimée en calibrant l'amplitude du signal RF avec une référence. D'après la référence [90], on a alors :

$$g^2 = \frac{1}{2\langle n \rangle} \frac{\beta^2 \Omega_{mod}^2 \Gamma_m}{2 RBW} \frac{S_{\omega\omega}(\Omega_m)}{4 S_{\omega\omega}(\Omega_{mod})}$$

où  $S_{\omega\omega}(\Omega_m)$  et  $S_{\omega\omega}(\Omega_{mod})$  sont les puissances respectives des pics mesurées de la résonance de couplage OM ( $\Omega_m$ ) et du signal de référence ( $\Omega_{mod}$ ),  $RBW$  est la bande passante de résolution définie dans l'analyseur de spectre (SA),  $\Gamma_m$  le taux de perte de mode mécanique ( $\Gamma_m = \Delta\Omega_m$ ) et  $\beta$  le facteur de phase. La calibration spectrale s'effectue en utilisant l'expression [90]:

$$S_{\omega\omega}(\Omega_{mod}) = \frac{\beta^2 \Omega_{mod}^2}{2 RBW}$$

#### 5.7.3.1. Nanoguide périodique parfait

Comme nous l'avons dit précédemment, la structure fabriquée présente des défauts de géométrie conduisant même jusqu'à la perte de ses plans de symétries. Pour les calculs de simulation, nous avons donc redéfini et redessiné la structure théorique à partir des images par MEB basées, pour la structure périodique sans défaut, sur les cellules élémentaires représentées figure 5.27. La figure 5.27a reporte la cellule élémentaire théorique initiale dont les dimensions ont été utilisées pour la réalisation de la structure (Fig. 5.27b) dans laquelle nous voyons de fortes différences à la fois de forme, de position et de dimension. Compte tenu de cette nouvelle géométrie, nous avons redessiné une cellule élémentaire proche de celle obtenue expérimentalement (Fig. 5.27c) dans laquelle nous avons conservé la forme circulaire des trous. Il est cependant visible que les trous perdent leur caractère circulaire, et prennent la forme d'un carré ou au mieux celle d'un losange arrondi. La figure 5.27b montre un léger décalage entre le cercle tracé en jaune et le trou fabriqué.

Pour connaître l'effet de la géométrie et de la position des trous sur les modes photoniques et phononiques, nous avons calculé les structures de bandes phononique et photonique (Figs. 5.28 et 5.29) à partir de la cellule élémentaire de la figure 5.27b pour des trous circulaires placés au centre, circulaires mais décalés à droite de  $0.04a$  et enfin pour des trous de forme carrée arrondis aux angles.

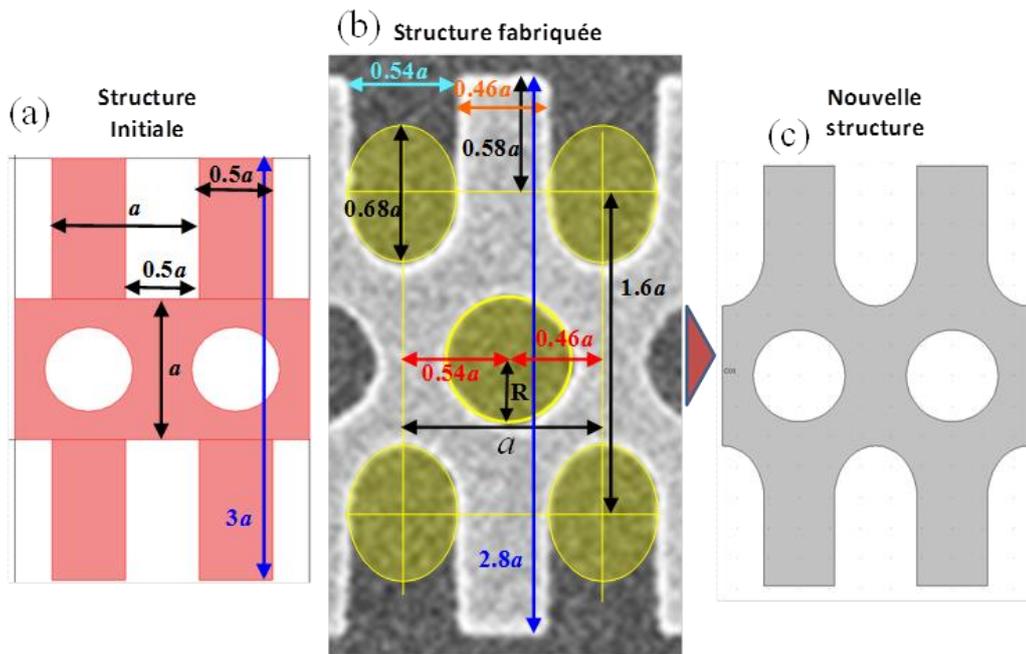


Figure 5.27: (a) Structure proposée avant fabrication. (b) Image à microscope électronique à balayage MEB du nanoguide structuré fabriqué. (c) Schématisation de la nouvelle structure en se basant sur l'image MEB du nanoguide fabriqué.

La figure 5.28 reporte en rouge les bandes interdites phononiques partielles associées aux modes symétriques. On remarque que, par rapport à la géométrie initiale (Fig. 5.28a), les bandes interdites se décalent vers les hautes fréquences lorsque l'on prend en compte les arrondis à la base des ailettes. Pour autant, les gaps partiels restent pratiquement inchangés quelles que soient la géométrie et la position du trou (Figs. 5.28b, 5.28c et 5.28d).

La figure 5.29 représente les structures de bandes photoniques pour les trois cellules élémentaires adaptées de la structure fabriquée. Les symétries paires (even, E) et impaires (odd, O) par rapport aux plans ( $\Pi'$ ) et ( $\Pi$ ) sous le cône de lumière (droite verte), ont été distinguées par différentes couleurs (OE en rouge, EO en bleu et EE en jaune). On remarque que les branches sont, là aussi, peu influencées par la géométrie et la position des trous principalement pour les modes de symétrie OE qui nous intéressent par la suite du fait de l'existence de la bande interdite.

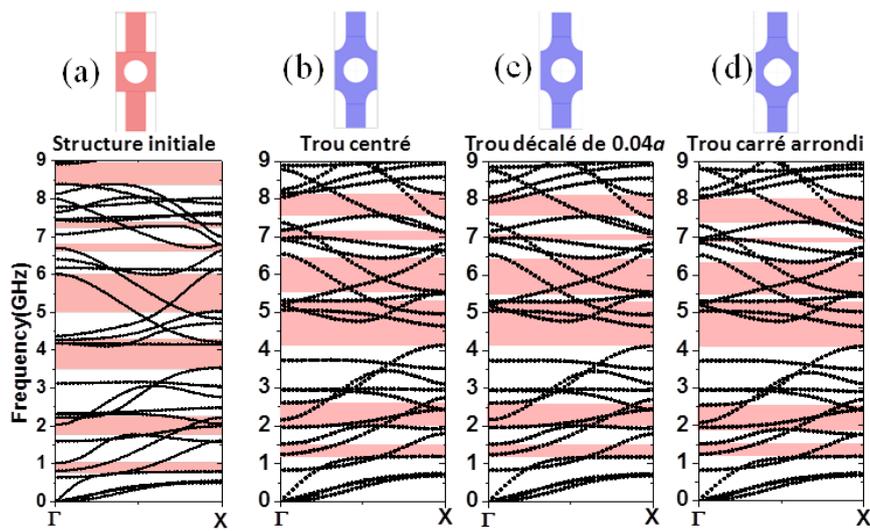


Figure 5.28: Structure de bande phononique du nanoguide structuré pour la propagation des ondes dans la direction  $x$ , dans laquelle nous avons distingué: (a) Structure parfaite, (b) Structure arrondie avec trou circulaire. (c) Structure arrondie avec trou décalé à droite de  $0.04a$ . (d) Structure arrondie avec trou sous forme d'un carré arrondi. Les régions en rouge indiquent les bandes interdites partielles pour les modes de symétrie EE.

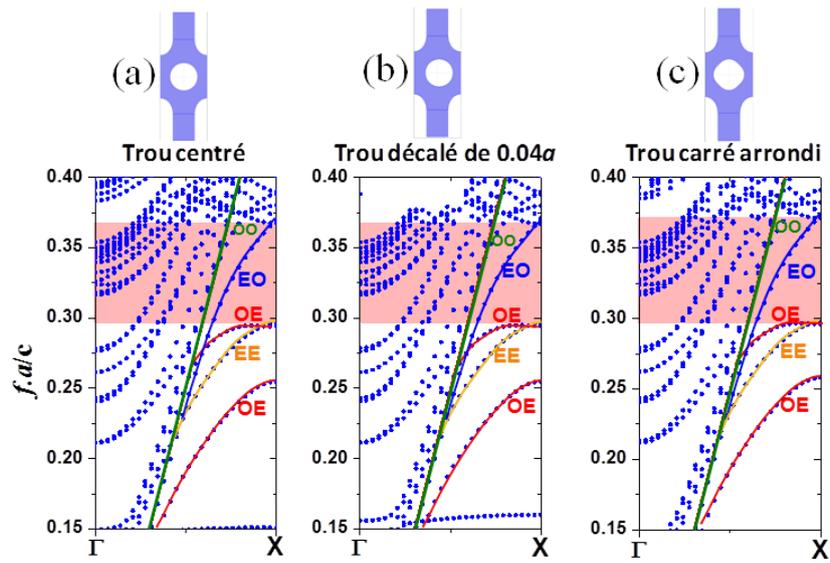


Figure 5.29: Structures de bandes photoniques du nanoguide structuré pour la propagation des ondes dans la direction  $x$ . (a) Structure arrondie avec trou circulaire au centre. (b) Structure arrondie avec trou décalé à droite de  $0.04a$ . (c) Structure arrondie avec trou sous forme d'un carré arrondi. Les régions en rouge indiquent les bandes interdites partielles pour les modes de symétrie OE.

### 5.7.3.2. Insertion d'une cavité dans le nanoguide

Dans ce qui suit nous avons cherché à travailler au plus proche de la structure expérimentale. Plusieurs structures ont été testées en considérant les arrondis entre les ailettes et l'arête principale et/ou des trous de forme carrée arrondie aux angles. Pour ces structures, les courbes de dispersion du nanoguide parfait, sans cavité correspondent pour la phononique à la figure 5.28d et pour la photonique à la figure 5.29c. La cavité a d'abord été créée en diminuant de part et d'autre du guide les paramètres géométriques progressivement selon une loi parabolique avec une réduction des paramètres géométriques de part et d'autre du nanoguide vers le milieu d'une valeur de 82%. Les résultats des couplages pour cette structure sont donnés en annexe II. Nous avons ensuite considéré une cavité dans laquelle les positions des trous étaient décalées par rapport au centre avec le même pourcentage de réduction. Cette fois, les taux de couplage, reportés en annexe III, ont montré une forte dépendance avec la position des

trous. Il nous a semblé alors indispensable de reproduire avec précision la structure du nanoguide expérimental, compte tenu de tous les défauts de micro-fabrication, à savoir la forme des trous, des ailettes, leur position exacte... Une telle structure a été construite à partir de la numérisation point par point de l'image par MEB de la structure fabriquée. La figure 5.30b représente une image numérique dans laquelle nous avons retracé les contours de la structure à partir de l'image MEB de la figure 5.30a. La figure 5.30c est une superposition des deux géométries (fond gris pour l'image MEB et contour blanc pour la structure numérique), réelle et numérisée montrant ainsi le bon accord entre les deux. A partir de cette nouvelle structure ainsi reproduite, nous avons estimé le nouveau pourcentage de réduction à environ 72%.

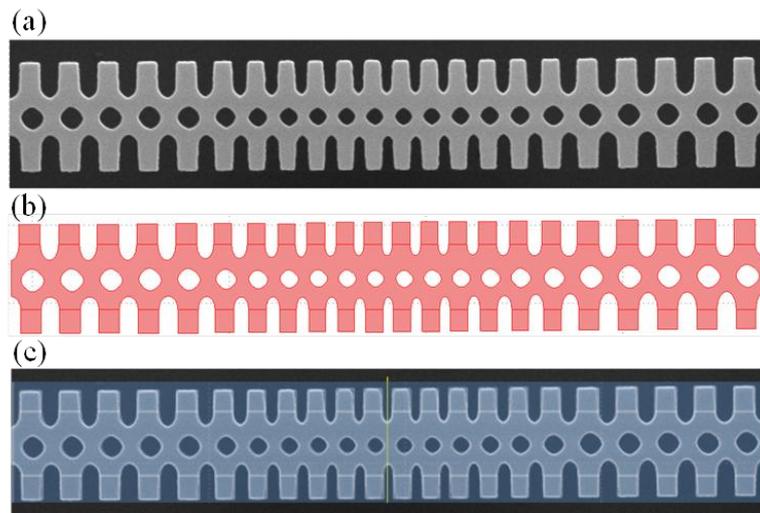


Figure 5.30: (a) Image au microscope électronique à balayage MEB du nanoguide structuré fabriqué. (b) Géométrie construite à partir de l'image MEB. (c) Superposition de l'image MEB (fond en gris) et de la géométrie numérisée (traits blancs).

Le calcul des modes photoniques a donné sept modes de défauts, confinés dans la cavité, comme on peut le voir sur la figure 5.31 à travers les représentations de la composante  $E_y$  du champ électrique. Nous remarquons que, du fait de la prise en compte

de la géométrie réelle de la structure, ces modes photoniques ne présentent plus de symétrie par rapport aux plans fondamentaux du nanoguide ( $\Pi$  et  $\Pi'$ ).

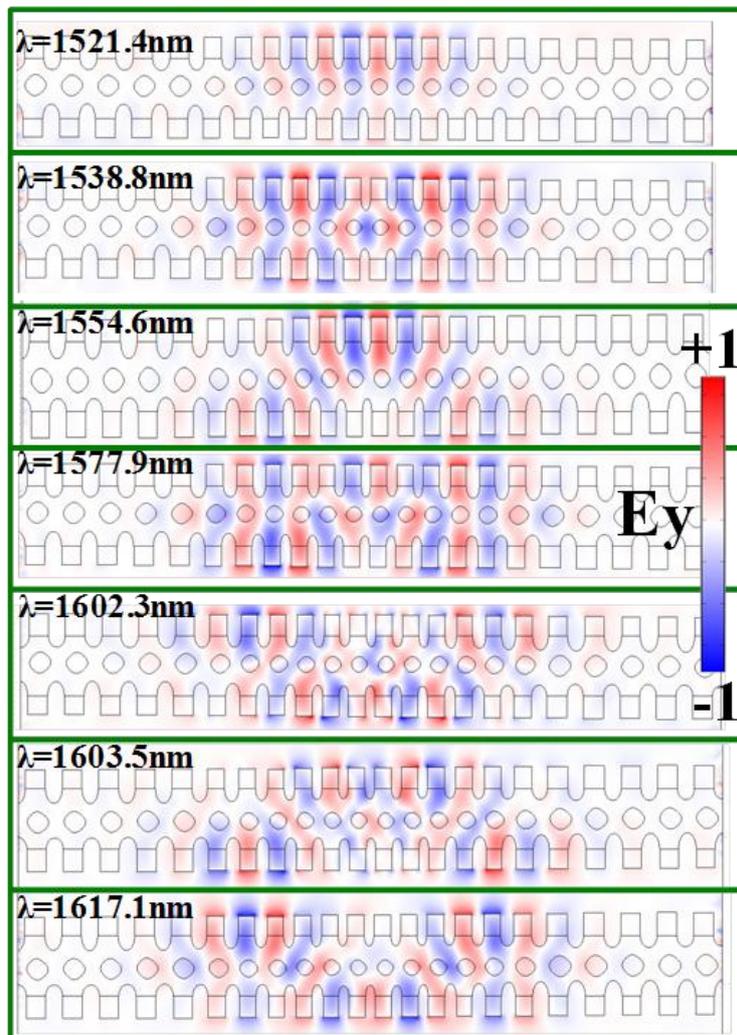


Figure 5.31: Cartographies de la composante  $E_y$  du champ électrique pour les modes de cavité photoniques du nanoguide structuré construit à partir de l'image MEB de la structure fabriquée.

Il est impossible, comme dans le chapitre précédent d'être prédictif sur les modes phononiques qui peuvent donner un couplage important. En effet, la prise en compte de la géométrie réelle de la structure brise les plans de symétrie. Un choix des modes

phononiques en se basant sur leurs distributions symétriques est donc impossible. En conséquence, les taux de couplage OM ont été calculés pour tous les modes phononiques situés entre 0 et 9 GHz. Sur les figures 5.32, 5.33 et 5.34, les taux de couplage OM calculés sont représentés en fonction des fréquences des modes phononiques, ceci respectivement pour les modes photoniques à 1538.8nm, 1554.6nm et 1577.9nm. Ces trois modes ont été choisis car ils correspondent aux modes détectés expérimentalement. Les taux de couplage OM correspondent à la valeur absolue de la somme des deux contributions PE et MI. Au sein de cette large plage de fréquence acoustique, de nombreux modes phononiques sont présents dans la cavité. Nous pouvons voir qu'il se dégage, à partir des valeurs des taux de couplage, cinq familles de modes phononiques donnant un couplage important par rapport aux autres modes, situés en moyenne autour des fréquences 0.9, 2.5, 4, 5.5 et 6.8GHz. Parmi tous ces modes phononiques, certains ne sont pas confinés à l'intérieur de la cavité. Nous avons donc repris le calcul des taux de couplage en ajoutant une condition supplémentaire qui est celle d'un confinement de l'énergie élastique à l'intérieur de la cavité. Avec cette nouvelle condition, nous avons obtenu la courbe de la figure 5.35. Les cartographies des champs de déplacement pour les modes phononiques présentant un couplage fort ont été insérées. On remarque ici aussi que les modes ne sont pas symétriques du fait de la prise en compte de la géométrie réelle.

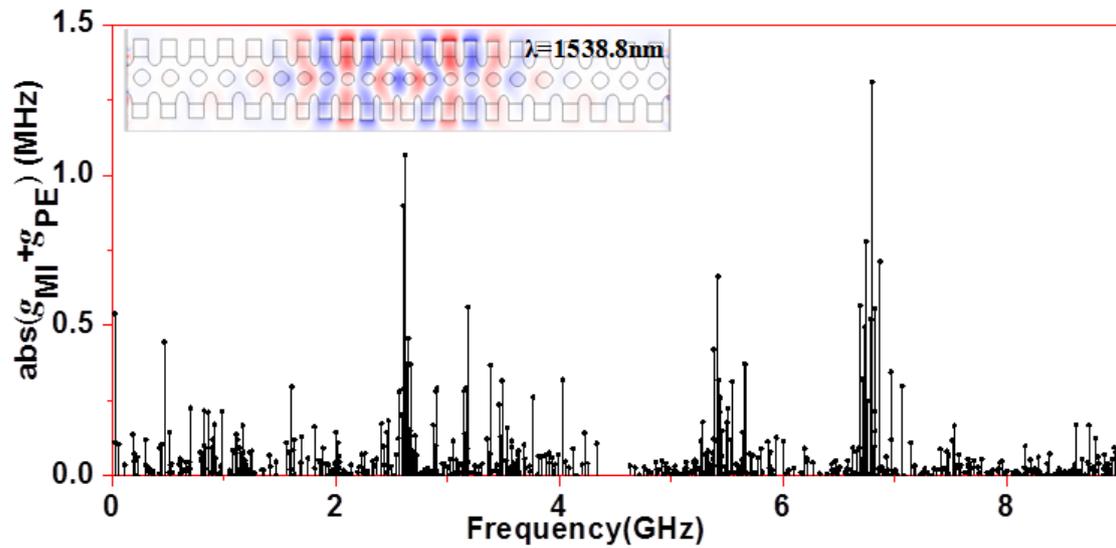


Figure 5.32: Calcul du taux de couplage OM entre le mode photonique situé à 1538.8nm et tous les modes phononiques dans l'intervalle [0-9] GHz.

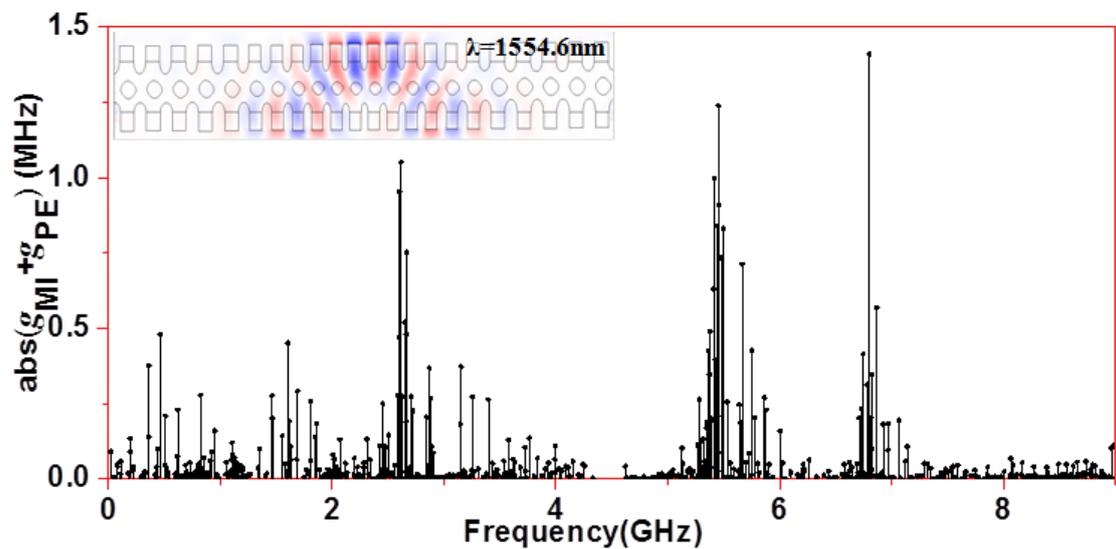


Figure 5.33: Calcul du taux de couplage OM entre le mode photonique situé à 1554.6nm et tous les modes phononiques dans l'intervalle [0-9] GHz.

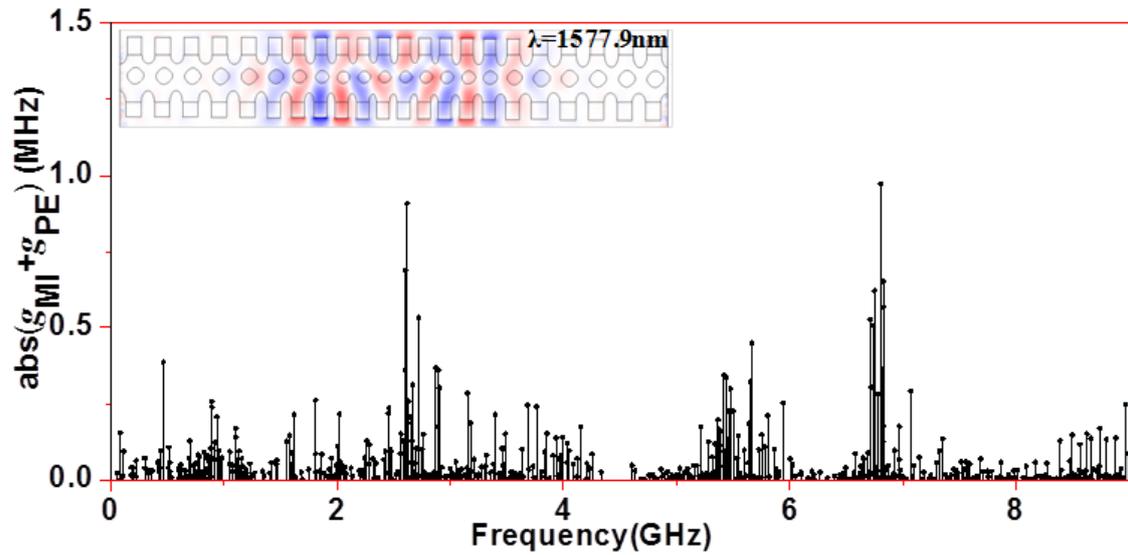


Figure 5.34: Calcul du taux de couplage OM entre le mode photonique situé à 1577.9nm et tous les modes phononiques dans l'intervalle [0-9] GHz.

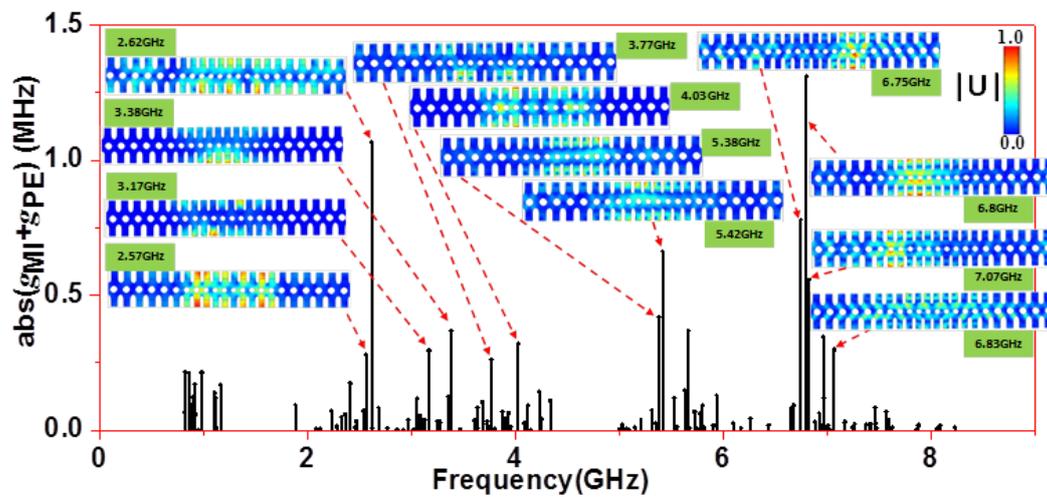


Figure 5.35: Calcul du taux de couplage OM entre le mode photonique situé à 1538.8nm et les modes phononiques confinés dans la cavité et dans l'intervalle [0-9] GHz. Chaque mode phononique est accompagné de la distribution de la norme de son champ de déplacement.

### 5.7.3.3. Caractérisation des modes photoniques et évaluation expérimentale du couplage

Les résultats expérimentaux pour la structure fabriquée montrent l'existence de pics photoniques (Fig. 5.36a) situés dans la bande interdite photonique ([1486nm, 1855nm]) aux longueurs d'ondes respectives de 1490.2nm, 1506nm, 1531.8nm, 1552.7nm et 1567nm. Ces pics présentent des facteurs de qualité optiques importants, par exemple au dessus de  $10^4$  pour le mode à 1531.8nm, ce qui signifie que l'onde est parfaitement confinée dans la cavité. Ces valeurs de longueurs d'onde ont été comparées avec celles obtenues par le calcul à partir de la géométrie numérisée (Fig. 5.31). Parmi les modes optiques obtenus par simulation, les trois modes à 1538.8nm, 1554.6nm et 1577.9nm correspondent au mieux aux modes expérimentaux situés à 1531.8nm, 1552.7nm et 1567nm. Le léger décalage, de l'ordre de 8nm, peut être attribué au choix du paramètre de maille en simulation ( $a=500\text{nm}$ ) qui peut être légèrement différent dans la structure réelle.

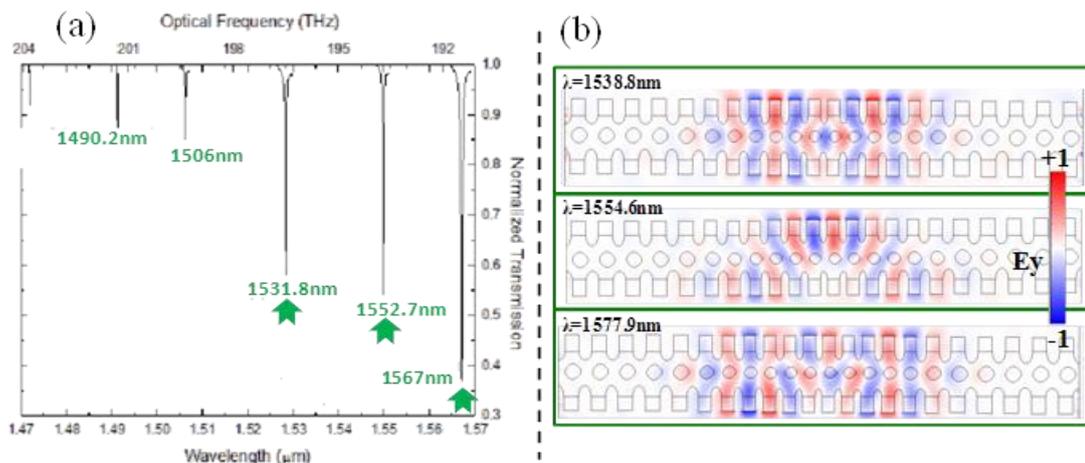


Figure 5.36: (a) Pics de transmission photoniques obtenus expérimentalement [86]. b) Modes photoniques obtenus par simulation, associés aux modes expérimentaux repérés par des flèches vertes.

Les modes phononiques de cavité ont été calculés par transmission à l'aide du code des éléments finis. Cette approche permet d'évaluer les facteurs de qualité des modes de défauts confinés dans la cavité par le calcul de la largeur à mi-hauteur du pic de transmission. Pour cela, une ligne source de force a été placée en avant du nanoguide et une ligne de détection à la sortie permet de récupérer l'onde transmise. Les trois composantes de l'onde transmise ont été considérées. Le nanoguide est placée entre deux plaques de silicium considérées infinies par la mise en place de conditions d'absorption en bord de cellule (milieux PML). La figure 5.37 présente un exemple de calcul de transmission pour une fréquence excitatrice correspondant à celle d'un mode propre de cavité.

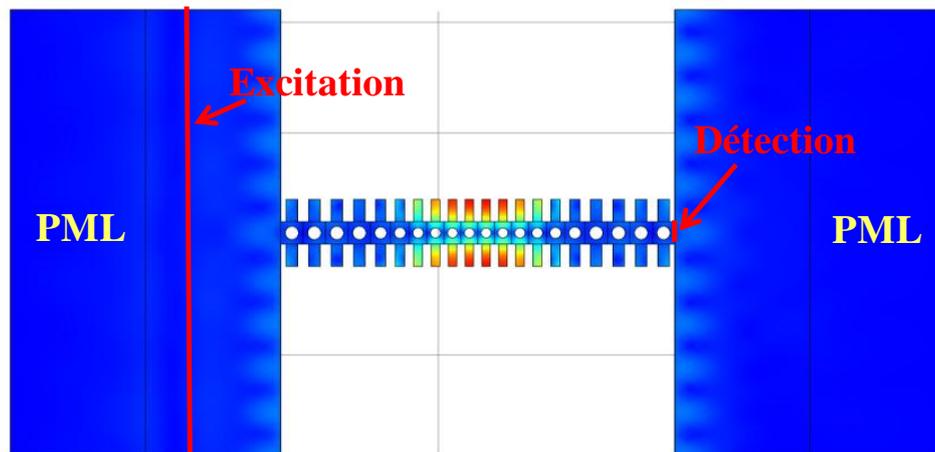


Figure 5.37: Schéma du dispositif utilisé pour le calcul de la transmission phononique par simulation.

Les calculs de transmission ont été réalisés à partir de la géométrie numérisée du nanoguide de la figure 5.30. Nous nous sommes concentrés sur la région de la bande interdite phononique ([4.11GHz, 4.63GHz] Fig. 5.28d). La figure 5.38 montre le spectre de transmission calculé (lignes solides noires) dans lequel nous avons repéré en bleu clair la position de la bande interdite. Nous remarquons, à l'intérieur de cette bande interdite, l'apparition de trois pics repérés par 1, 2 et 3. Les cartographies des champs de déplacement correspondant à ces trois modes sont reportées à droite du diagramme permettant de visualiser un bon confinement de l'onde acoustique dans la cavité ainsi

que leurs facteurs de qualité mécanique associés. Le facteur de qualité mécanique  $Q_m$  prend une valeur allant jusqu'à  $7 \cdot 10^7$  pour le mode placé vers le centre de la bande interdite.

Sur le diagramme de transmission, nous avons superposé en ligne continue rouge le spectre RF obtenu expérimentalement. Celui-ci montre la présence de pics de résonance. Dans la région de la bande interdite, nous retrouvons les trois modes phononiques obtenus théoriquement mais dont les valeurs sont décalées vers les basses fréquences. En dehors de la bande interdite, d'autres modes de résonance peuvent apparaître comme celui indiqué par le chiffre 4. Bien qu'en dehors de la bande interdite, ce mode apparaît confiné à l'intérieur de la cavité.

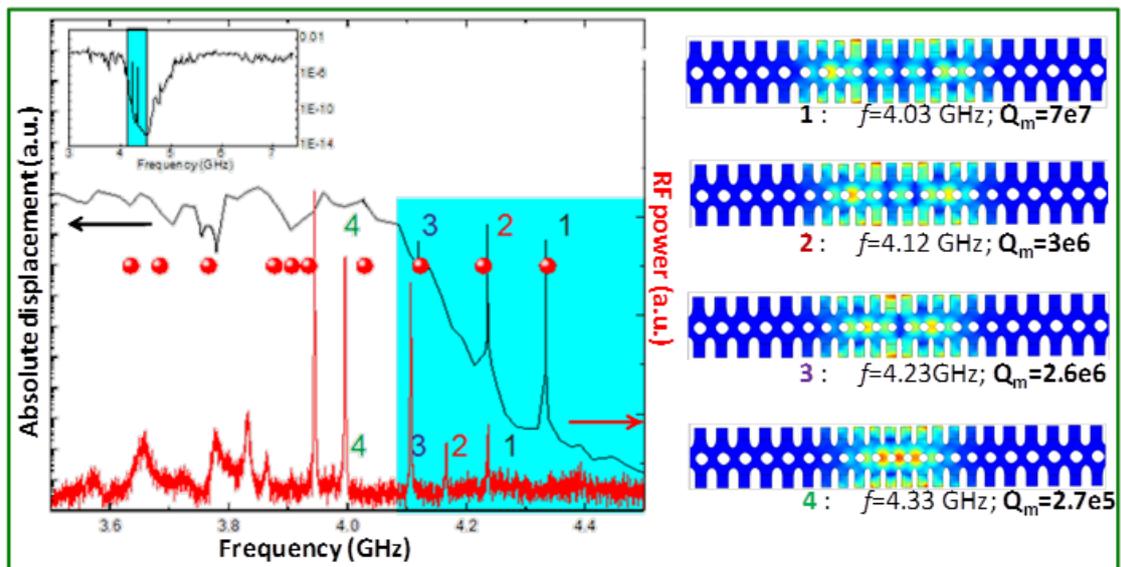


Figure 5.38: Comparaison entre la transmission obtenue numériquement (lignes noires) et expérimentalement par spectroscopie RF (ligne rouge) agrandie sur la région de la bande interdite absolue (bleu clair). Les modes phononiques résonants sont associés et numérotés de 1 à 4 et leur cartographies de champs de déplacement sont reportées à droite conjointement avec leur facteur de qualité mécanique  $Q_m$ .

Pour les évaluations des calculs OM, une prise en considération de la symétrie des modes pour prédire par avance les couplages les plus efficaces tel que nous l'avons fait dans l'étude théorique précédente est ici impossible à réaliser. En effet, comme on peut

le voir sur les cartographies des champs de déplacement de la figure 5.38, la prise en compte des imperfections de la structure lors de sa fabrication a brisé les plans de symétries des modes. En d'autres termes, chaque mode phononique de cavité présenté ici peut prétendre à un bon couplage ce qui nécessite un calcul général complet de tous les modes. En conséquence, nous présentons figure 5.39a le taux de couplage OM pour tous les modes phononiques situés entre 0 et 9 GHz. En ordonnées, nous avons reporté le couplage OM sous forme de la valeur absolue de la somme des deux contributions, à savoir de mouvement des interfaces et de photoélasticité.

La figure 5.39a reprend le calcul théorique du couplage de la figure 5.35 du mode photonique à  $\lambda = 1538.8\text{nm}$  avec les modes phononiques confinés dans la cavité entre 0 et 9GHz. Les taux de couplage maximums, au-delà de 1MHz, ont été obtenus pour les modes phononiques à 2.61 GHz ( $g_{OM} = 1.06$  MHz) et à 6.8 GHz ( $g_{OM} = -1.3$  MHz), on obtient donc des valeurs du couplage du même ordre voire plus élevées que les valeurs obtenues dans la littérature [33, 62, 63]. Dans la plupart des cas des modes qu'on a choisis, les contributions des effets du mouvement des interfaces et photoélastique s'ajoutent, ce qui induit un couplage total additif important.

En parallèle, la figure 5.39b présente le spectre RF des modes phononiques obtenus expérimentalement pour le même mode photonique. Il se dégage cinq ensembles de modes phononiques en comparant les simulations FEM et le spectre des radiofréquences, situés autour des fréquences suivantes : 1 GHz, 2.6 GHz, 4GHz, 5.5 GHz et 6.8 GHz. Les champs de déplacement des modes phononiques donnant des couplages conséquents sont présentés et reliés par des flèches à leurs positions en fréquence.

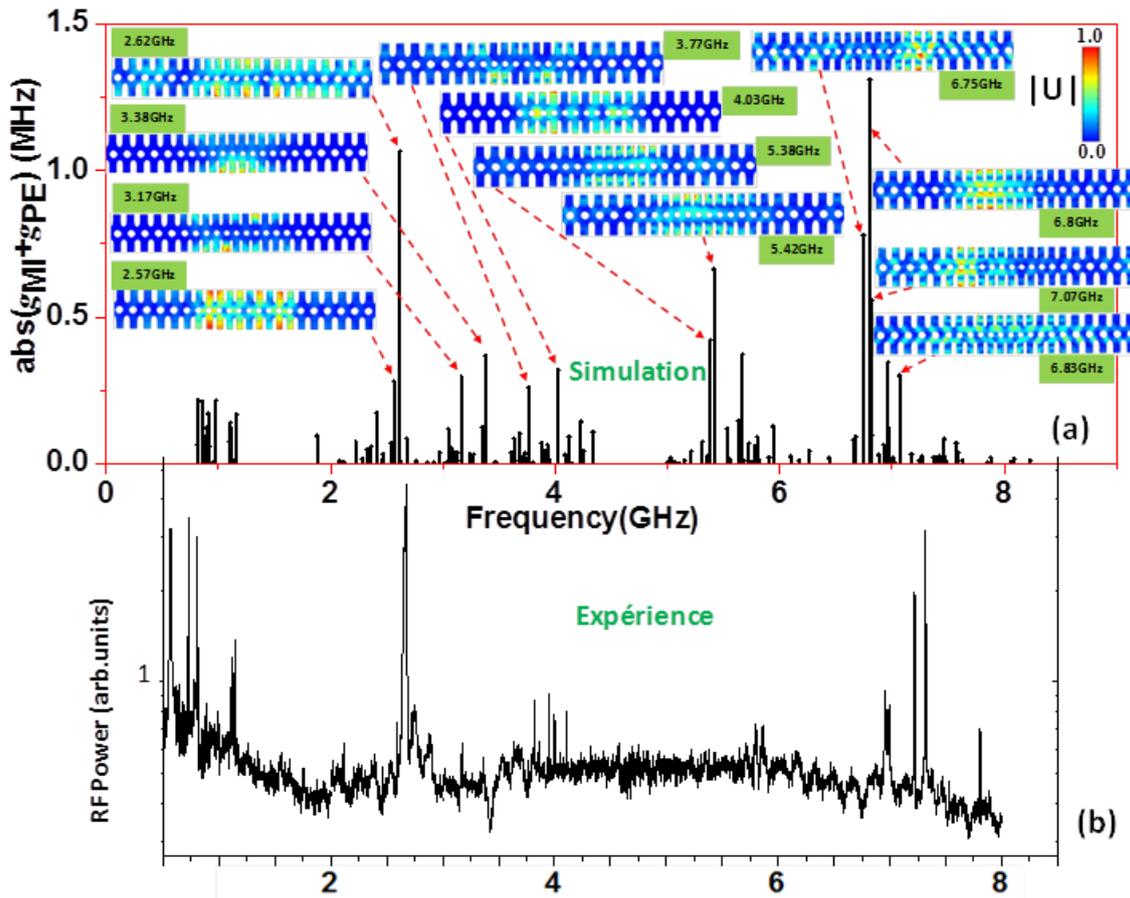


Figure 5.39: (a) Taux de couplage OM total obtenus par simulation, sous forme de la valeur absolue de la somme des deux contributions (mouvement des interfaces et photoélastique) pour les modes phononiques confinés dans la cavité pour le mode photonique à 1538,8nm. (b) Spectre expérimental RF des modes phononiques excités pour le même mode photonique. Cinq familles différentes sont identifiées et en parallèle on représente les cartographies de la norme du champ de déplacement de certains modes qui sont bien confinés obtenus par des simulations sur la structure fabriquée.

Les couplages photon-phonon ont été obtenus numériquement et expérimentalement et présentent un bon accord. On constate que le couplage se réalise pour les modes phononiques appartenant au gap absolu (autour de 4.2GHz) mais également en dehors de celui-ci. Dans ce cas, il s'agit de modes phononiques résonants de cavité qui n'interagissent pas avec les modes propagatifs et qui peuvent appartenir à des gaps partiels. C'est le cas pour les quatre autres familles de modes obtenues entre 1 et 9GHz.

## 5.8. Conclusions

Dans ce chapitre, nous avons étudié l'interaction AO dans un nanoguide phoxonique structuré de silicium présentant des bandes interdites à la fois pour les modes photoniques et phononiques. En créant une cavité adaptée selon une loi parabolique, nous avons obtenu des modes phononiques et photoniques très confinés avec des QF élevés à l'intérieur du gap. Nous avons montré que cette graduation de la cavité peut être réglée pour décaler la longueur d'onde des photons ou la fréquence des phonons dans la gamme de longueur d'onde ou de fréquence souhaitée, par exemple celle de la bande interdite. Une telle adaptation permet d'obtenir des facteurs de qualité élevés en plaçant délibérément les fréquences des modes dans les bandes interdites. En contrepartie, cette forte sensibilité géométrique doit être obligatoirement prise en compte dans la comparaison avec l'expérience comme nous avons pu le mettre en évidence dans la dernière partie du chapitre. Cette forte dépendance nous a conduit à reproduire numériquement la structure à partir du cliché obtenu par MEB. Quantitativement, des taux de couplage élevés, de l'ordre de 2MHz ont été trouvés, avec des QF d'environ  $10^5$  conduisant à considérer le nanoguide comme un outil optomécanique performant pour le contrôle des ondes électromagnétiques par les phonons.

**Chapitre VI : Nanofil métallique à l'intérieur  
d'une cavité d'un cristal photonique**

## 6.1. Introduction

Les plasmons de surface localisés (LSPs) sont des modes optiques mis en évidence par des nanofils métalliques. Ils résultent du couplage cohérent entre les oscillations de la charge, créé le long de la surface de la particule par un champ électromagnétique incident, et l'onde lumineuse qu'elle diffuse [91]. Pour une longueur d'onde spécifique qui dépend de la forme des nanoparticules, du volume, du matériau, ainsi que des caractéristiques optiques de l'environnement, l'extinction à travers la surface du nanofil d'or et l'intensité de la lumière peuvent être augmentées de plusieurs ordres de grandeur autour du nanofil dans un rayon bien inférieur à la longueur d'onde de la lumière incidente [92]. Pour l'ensemble de ces propriétés, les LSPs sont étudiés pour leurs aspects fondamentaux et leurs applications dans de nombreux domaines comme les biocapteurs [93-95], la spectroscopie Raman exaltée en surface (SERS) [96], la thérapie photo thermique [97], ou encore les métamatériaux et l'invisibilité optique («cloaking») [98]. Dans de nombreuses applications, il est nécessaire d'avoir une résonance la plus fine possible, par exemple pour les biocapteurs où le principe consiste à détecter une petite variation de la longueur d'onde de résonance lorsque la molécule cible est adsorbée sur la surface du nanofil métallique. La largeur de résonance, intervenant dans le calcul de la figure de mérite, détermine la résolution du capteur. C'est souvent la limitation principale des capteurs basés sur les résonances LSPs [99]. Il est intéressant de mentionner que deux mécanismes sont responsables de la largeur de résonance du LSP. Tout d'abord, la lumière est dissipée à l'intérieur du métal par les pertes ohmiques : c'est le mécanisme dominant pour les nanofils dont la taille va de quelques nanomètres à quelques dizaines de nanomètres. Lorsque la taille des nanofils augmente, le LSP peut émettre de la lumière, qui est une deuxième voie de pertes optiques. Les pertes radiatives peuvent être minimisées lorsqu'il s'agit de modes plasmoniques dits "sombres", où la distribution des charges électriques sur la surface du nanofil va annuler les ondes radiatives. Dans ce cas, le mode LSP ne possède pas de dipôle nettement défini. Les nanofils métalliques vont donc présenter une faible dynamique dipolaire et

par conséquent un faible rayonnement [100, 101]. Une autre possibilité de minimiser les pertes radiatives est d'adapter l'environnement du nanofil dans le but de réduire l'émission des ondes propagatives par l'interférence destructive des ondes émises par les nanofils avec leur environnement. Les cristaux photoniques (PCs) présentent des bandes interdites qui peuvent être réglées en jouant avec les paramètres géométriques, et en tant que tels, représentent de bons candidats pour construire un tel environnement. Les PCs ont été étudiés depuis plusieurs dizaines d'années avec des applications entre autres dans le domaine du guidage [102], le filtrage [103] des ondes optiques, le multiplexage, la focalisation [104], la collimation [105] ou le confinement.

Récemment, les plasmons ont été étudiés à travers leur couplage avec les cristaux photoniques. A titre d'exemple, Sobrado et al. [106] ont démontré que l'interaction entre les plasmons de surface localisés dans des nanoparticules d'or et le champ confiné dans des résonateurs optiques conduisait à un réglage fin de l'absorption optique. Dans ce papier, la structure étudiée se présente comme des particules d'or revêtues de silice intégrées dans des empilements périodiques à une dimension de nanoparticules formant le cristal photonique. Le caractère poreux du matériau hybride final est utilisé pour analyser la dépendance du spectre d'absorption avec la présence de différents types de composés liquides dans le réseau. Dans un autre article, Solano et al. [107] ont également considéré des particules relativement grandes de formes différentes (sphères ou tiges), prises en sandwich entre deux cristaux photoniques unidimensionnels. Cette structure a conduit à la localisation du mode optique à l'intérieur du défaut et à l'excitation des plasmons de surface des particules. Wang et al [108] ont démontré que le couplage entre un plasmon de surface localisé et le mode de résonance d'une cavité d'un cristal photonique peut être exploité pour contrôler la lumière sur une échelle de temps ultracourte. Ces auteurs ont étudié numériquement les réponses optiques stationnaires et ultrarapides d'une cavité photonique-plasmonique.

Quelques travaux récents ont abordé le sujet de l'interaction entre les plasmons et les phonons. N. Large et al. [109] ont étudié la dynamique acousto-plasmonique de nano-objets métalliques en utilisant la diffusion Raman et l'absorption transitoire femto-seconde résolue en temps. Ils ont observé une très forte bande de vibration acoustique

dans le cas de nano-cylindres d'argent dentelés. Ils ont montré que les indentations des nano-cylindres d'argent étaient responsables de la forte localisation du plasmon de surface en champ proche et donc de la vibration acoustique. Timothy et al. [110] ont étudié, dans le domaine du gigahertz, les vibrations des modes phononiques d'un cristal plasmonique-phononique constitué d'un réseau triangulaire de nano-sphères de vide dans un substrat d'or. Ils ont montré un fort couplage entre les modes plasmoniques et les phonons au gigahertz, de façon analogue à la diffusion Brillouin stimulée.

S. Tripathy et al. [111] ont étudié expérimentalement par des mesures de transmission optique et des expériences de diffusion Raman, les propriétés acousto-plasmoniques de nanoparticules d'or sphériques et des nano-disques trimères. Pour des excitations proches de la résonance des plasmons de surface localisés des nano-disques, ils ont détecté plusieurs bandes de Raman intenses générées par les nanoparticules d'or sphériques. Ils ont démontré pour la première fois, l'observation de cette diffusion pour une excitation dans le domaine du rouge.

L'objectif de ce chapitre est d'élargir l'étude du couplage phonons/photons dans les structures diélectriques comme nous l'avons vu dans les chapitres précédents aux excitations plasmoniques à travers l'introduction d'un objet métallique. Nous ferons la démonstration du couplage dans le cas d'une structure à deux dimensions dans laquelle nous avons localisé dans une même région de l'espace l'onde plasmonique et phononique. Comme précédemment, nous étudierons l'effet de l'interaction entre ces deux types d'onde.

Dans la première partie du chapitre (section 6.2), nous commencerons par étudier les propriétés optiques d'un nanofil métallique placé à l'intérieur d'une cavité du cristal photonique bidimensionnel. Nous visons à caractériser l'effet de la présence du nanofil métallique (position, taille, matériau) sur les modes propres de la cavité à travers leur longueur d'onde, leur facteur de qualité et leur distribution de champ électromagnétique. Les paramètres géométriques du cristal photonique sont choisis de telle sorte que les longueurs d'onde des plasmons localisés du nanofil se situent à l'intérieur de la bande

interdite du cristal photonique (CP). Des résonances plus étroites sont attendues, qui pourraient être d'un grand intérêt pour la réalisation de biocapteurs.

Dans la deuxième partie (section 6.3), nous abordons l'objectif essentiel du chapitre à savoir l'étude du couplage phonon/plasmon. L'introduction du nanofil métallique dans la cavité permet la localisation d'une résonance plasmonique. En même temps, la cavité est utilisée de manière à localiser aussi simultanément les modes phononiques. Ces derniers pourront être utilisés pour modifier mécaniquement la géométrie du nanofil par l'effet du mouvement des interfaces qui induit une variation de la constante diélectrique du matériau au voisinage des interfaces.

L'étude se fera dans le domaine du visible pour lequel les modes LSPs de l'Or sont excités efficacement et pour éviter la trop forte absorption de l'Or. Par ailleurs, le choix du diélectrique s'est porté sur le dioxyde de titane ( $\text{TiO}_2$ ), transparent dans le domaine du visible, à la place du silicium, absorbant dans cette gamme de longueurs d'onde. Le  $\text{TiO}_2$  assure, de part son indice, un contraste suffisamment élevé entre la matrice et les trous pour obtenir des bandes interdites photoniques larges. Le cristal photonique est défini par un réseau carré à deux dimensions de trous d'air de rayon  $R$ , dans une matrice de  $\text{TiO}_2$ . Les données relatives à la constante diélectrique de l'or en fonction de la longueur d'onde, présentées figure 6.1, sont extraites du papier de Johnson et Christy [112]. Les calculs ont été effectués par la méthode des éléments finis et le logiciel commercial Comsol Multiphysic avec le module RF.

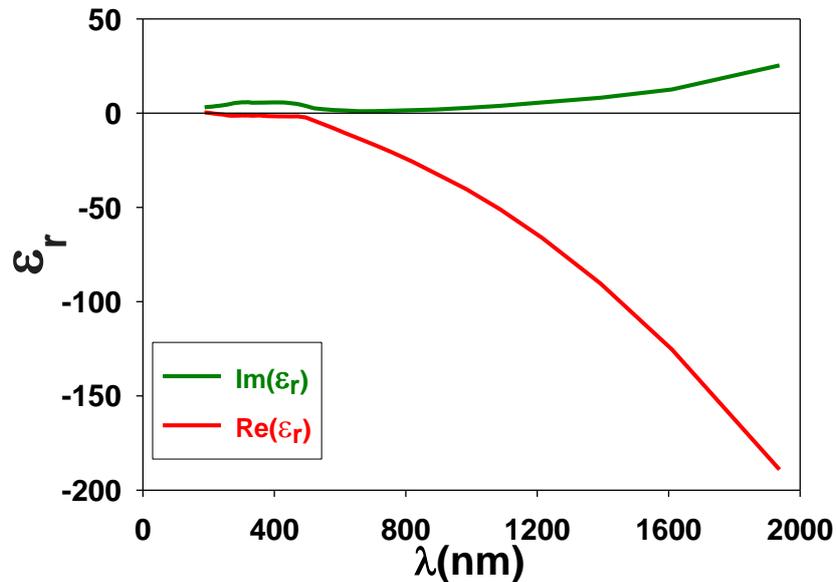


Figure 6.1: Partie réelle (rouge) et imaginaire (vert) de la constante diélectrique de l'or [66].

## 6.2. Etude Optique

Nous commençons cette première partie par une étude des propriétés du nanofil d'or inséré dans un substrat homogène infini. Nous examinerons ensuite les propriétés de la bande interdite du cristal photonique en fonction de ses paramètres géométriques, ainsi que le calcul des modes localisés dans une cavité créée en remplissant un trou d'air par du  $\text{TiO}_2$ . Dans une seconde section, nous présenterons comment les modes photoniques du CP et les modes plasmoniques sont affectés par la présence du nanofil métallique à l'intérieur de la cavité dans le cas où le nanofil est au centre de la cavité.

### 6.2.1. Systèmes découplés

#### 6.2.1.1. Tige d'or dans un substrat de $\text{TiO}_2$ homogène

Dans cette partie on va étudier le comportement de la particule métallique dans une matrice homogène de  $\text{TiO}_2$  (Fig. 6.3a). Nous présentons figure 6.2 les spectres

d'absorption et d'extinction du nanofil d'or dans une matrice de  $\text{TiO}_2$  homogène en fonction du rayon  $R$  du nanofil. Le spectre d'absorption a été obtenu en intégrant le vecteur de Poynting sur toute la section du nanofil d'or. Le spectre de diffusion a été calculé en intégrant le vecteur de Poynting diffusé à travers toute la surface du nanofil d'or. L'extinction est la somme de l'absorption et de la diffusion. La figure 6.2 montre que le nanofil possède plusieurs modes de résonances plasmoniques pouvant aller jusqu'à des ordres élevés avec des longueurs d'onde supérieures à 600 nm. Les différentes résonances sont repérées par leur ordre  $m$ ,  $m = 1$  correspondant à la résonance dipolaire,  $m = 2$  à la résonance quadripolaire, et ainsi de suite... L'obtention d'ordres élevés de résonance (jusqu'à  $m = 7$ ) vient du fait que l'indice de réfraction du  $\text{TiO}_2$  est bien supérieur à ceux des matériaux utilisés couramment en plasmonique, comme la silice ou l'eau d'indice respectif 1.5 et 1.33.

A partir de la figure 6.2, nous voyons que la carte d'extinction est très différente de celle de l'absorption. Aux longueurs d'onde inférieures à 500nm, la forte absorption est due à la valeur élevée de la partie imaginaire de l'au. Aux longueurs d'onde supérieures à 500nm, nous mettons en évidence les différents modes plasmoniques, repérés par leurs ordres de résonances ' $m$ '. C'est dans la gamme de longueurs d'onde entre 600 et 700 nm que les modes plasmoniques localisés sont les plus intenses.

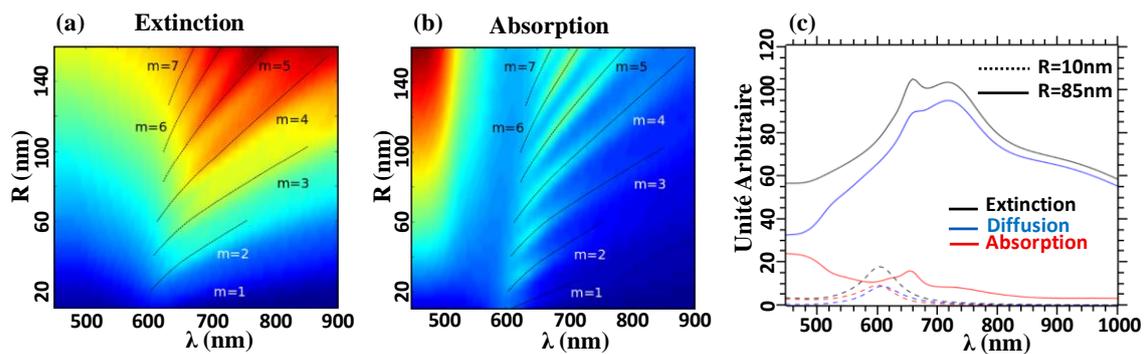


Figure 6.2: Sections efficaces de (a) Extinction et (b) absorption du nanofil d'au, tracées en fonction de la longueur d'onde et du rayon du nanofil. Les notations  $m$  indiquent les ordres de résonance du plasmon localisé (unité arbitraire où le rouge correspond au maximum et le bleu au minimum) (c) Comparaison entre les sections efficaces d'extinction (noir), d'absorption (rouge) et de diffusion (bleu) pour un nanofil de rayon 10 nm (ligne en pointillés) et un nanofil de rayon 85nm (trait plein).

Nous avons représenté figure 6.2c l'absorption, l'extinction et la diffusion pour des nanofils d'or de rayon 10 nm (lignes pointillées) et 85 nm (lignes continues) en fonction de la longueur d'onde. Pour un rayon de 10 nm, l'absorption est comparable à la diffusion. Lorsque le diamètre des nanofils augmente ( $R = 85\text{nm}$ ), la diffusion devient largement dominante.

La figure 6.2b peut être représentée pour quelques rayons d'une façon discrète comme on peut le voir sur la figure 6.3b. Pour des rayons bien définis on peut voir clairement le décalage des pics d'absorption vers le rouge comme montré sur la figure avec des traits en pointillés. La figure 6.3c donne les cartographies du champ électrique des modes plasmoniques pour chaque rayon, on peut très bien distinguer l'ordre  $m$  de chaque mode plasmonique à partir du nombre des maximums du champ électrique aux interfaces du nanofil.

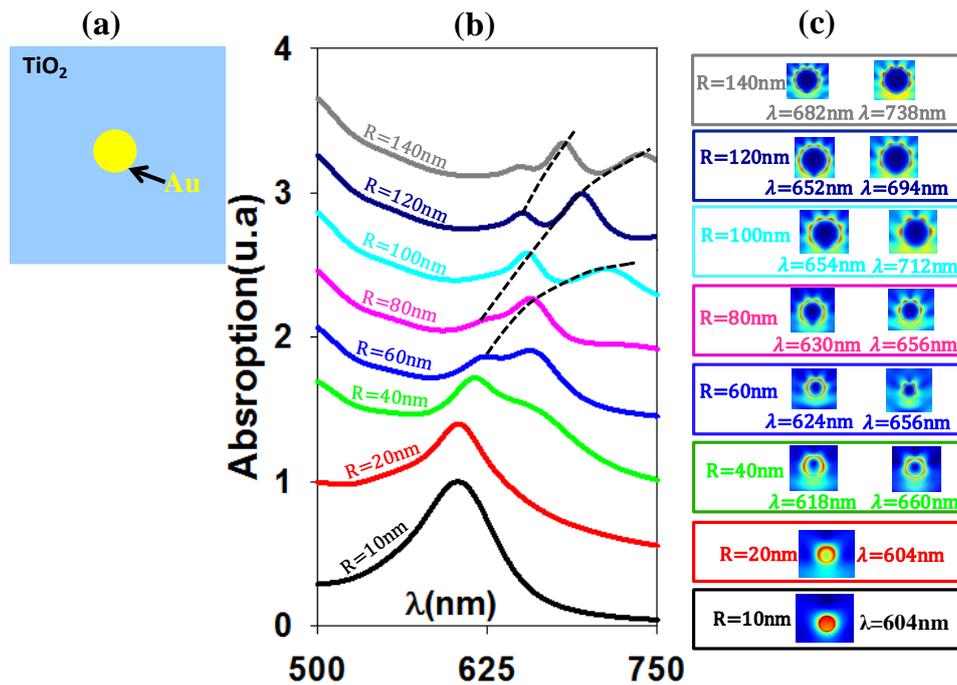


Figure 6.3 : (a) Schéma illustrant un nanofil d'or dans TiO<sub>2</sub> homogène. (b) Absorption pour les nanofils d'Or dans TiO<sub>2</sub> avec des rayons  $R=10\text{nm}$  jusqu'à  $R=140\text{nm}$ , tracée en fonction de la longueur d'onde entre 500 et 750nm. (c) Cartographie du champ électrique des pics d'absorption pour chaque rayon.

### 6.2.1.2. Cristal photonique

Nous avons étudié dans cette section, le cristal photonique formé de trous d'air dans du  $\text{TiO}_2$  dont la cellule élémentaire est représentée figure 6.4a. La polarisation des champs est choisie TM dans le but ultérieur d'exciter le nanofil métallique.

Comme l'indice de réfraction est fixe, les deux seuls degrés de liberté qui modifient la position et la largeur de la bande interdite sont la période du réseau,  $a$ , et le rayon des trous d'air,  $R$ . La figure 6.4b présente la courbe de dispersion dans la zone de Brillouin réduite pour un rayon des trous de  $R = 0.42a$  conduisant à l'ouverture de deux bandes interdites pour les modes de polarisation TM respectivement aux fréquences réduites  $a/\lambda \in [0.324; 0.344]$  et  $a/\lambda \in [0.4524; 0.4841]$ . Pour que la bande interdite à plus haute fréquence tombe dans le domaine du visible (600 à 700nm), le paramètre de maille a été choisi égal à  $a = 320\text{nm}$ . Avec ce paramètre, la deuxième bande interdite émerge dans le domaine de longueur d'onde  $\lambda \in [661\text{nm}; 707\text{nm}]$ .

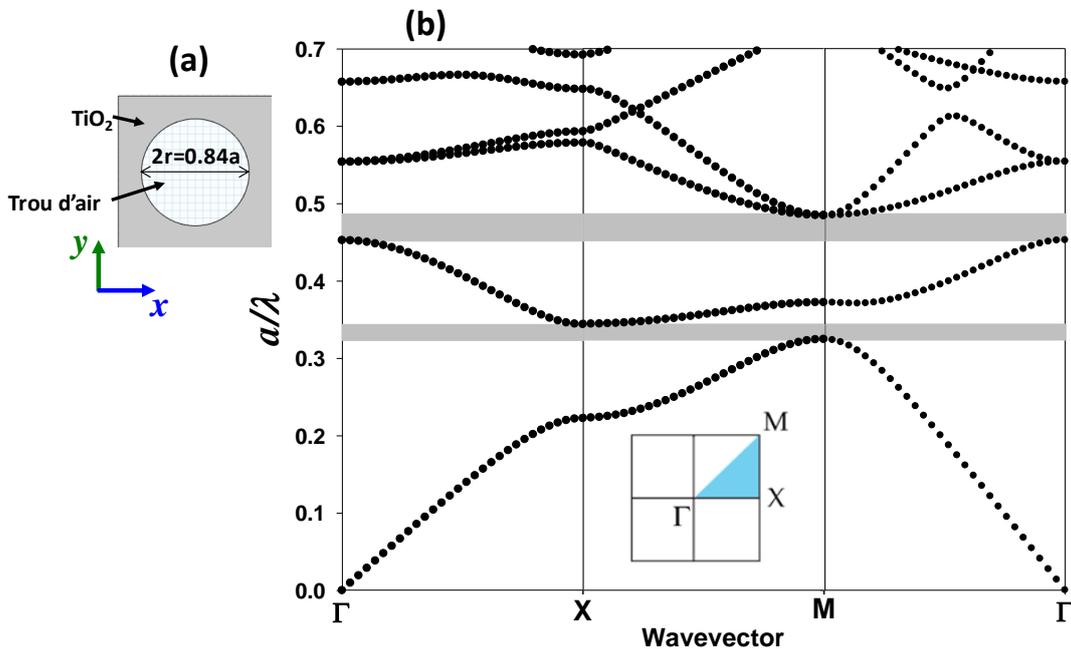


Figure 6.4 : (a) Cellule élémentaire d'un cristal photonique de trous d'air dans du  $\text{TiO}_2$  (b) Courbe de dispersion photonique pour les modes de polarisation TM pour un rayon  $R/a=0.42$ , suivant les trois directions de la première zone de Brillouin réduite.

Une cavité est maintenant insérée dans le cristal en remplissant un des trous d'air par du  $\text{TiO}_2$  (Fig. 6.5a). La figure 6.5b représente le calcul de la courbe de dispersion correspondante. A l'intérieur de la bande interdite absolue, il apparaît deux branches de dispersion plates correspondant à des modes photoniques localisés, aux longueurs d'onde  $\lambda = 668 \text{ nm}$  et  $694.7 \text{ nm}$ .

La distribution d'amplitude du champ électrique est reportée figure 6.5c sur la cartographie de champs et indique des modes bien confinés à l'intérieur de la cavité. Le mode de longueur d'onde à  $668 \text{ nm}$  a une distribution du champ électrique sous forme d'anneaux successifs avec des intensités maximales et minimales commençant par une intensité nulle au centre. Plus à l'extérieur, en s'approchant des trous d'air le mode se localise au niveau des quatre trous suivant les deux diagonales. Le mode est antisymétrique par rapport aux deux axes principaux du cristal photonique et sera noté (A) par la suite. Le mode de longueur d'onde à  $694 \text{ nm}$  a une distribution de champ qui présente plusieurs maxima locaux à l'intérieur de la cavité puis une localisation au niveau des quatre trous suivant les deux diagonales. Le mode est symétrique par rapport aux axes principaux du cristal photonique et sera noté (S) par la suite. La figure 6.5d montre le spectre de transmission d'une onde plane incidente normale à la direction principale [10] du réseau de diffraction. Dans le calcul de transmission ainsi que dans les suivants, les conditions aux limites périodiques ont été appliquées dans la direction x, tandis que des couches PML ont été appliquées dans la direction y.

Le spectre de transmission a été calculé en intégrant le flux de vecteur de Poynting à travers une ligne parallèle au cristal photonique dans le milieu d'émergence. Le spectre de transmission est représenté autour de la région de la bande interdite ([661, 707nm]). Deux pics apparaissent à  $668 \text{ nm}$  et à  $694 \text{ nm}$ . Seul celui à  $668 \text{ nm}$  est à l'intérieur de la bande interdite absolue. Il correspond au mode photonique annulaire antisymétrique (A). Le mode symétrique (S) à  $694 \text{ nm}$  n'apparaît pas dans le spectre de transmission sauf si on si l'angle d'incidence soit différent de  $\pi/2$ , car le champ électrique incident est antisymétrique. Cependant, le même calcul effectué avec un petit angle d'incidence de quelques degrés permettrait de récupérer le pic de transmission correspondant à ce mode (S).

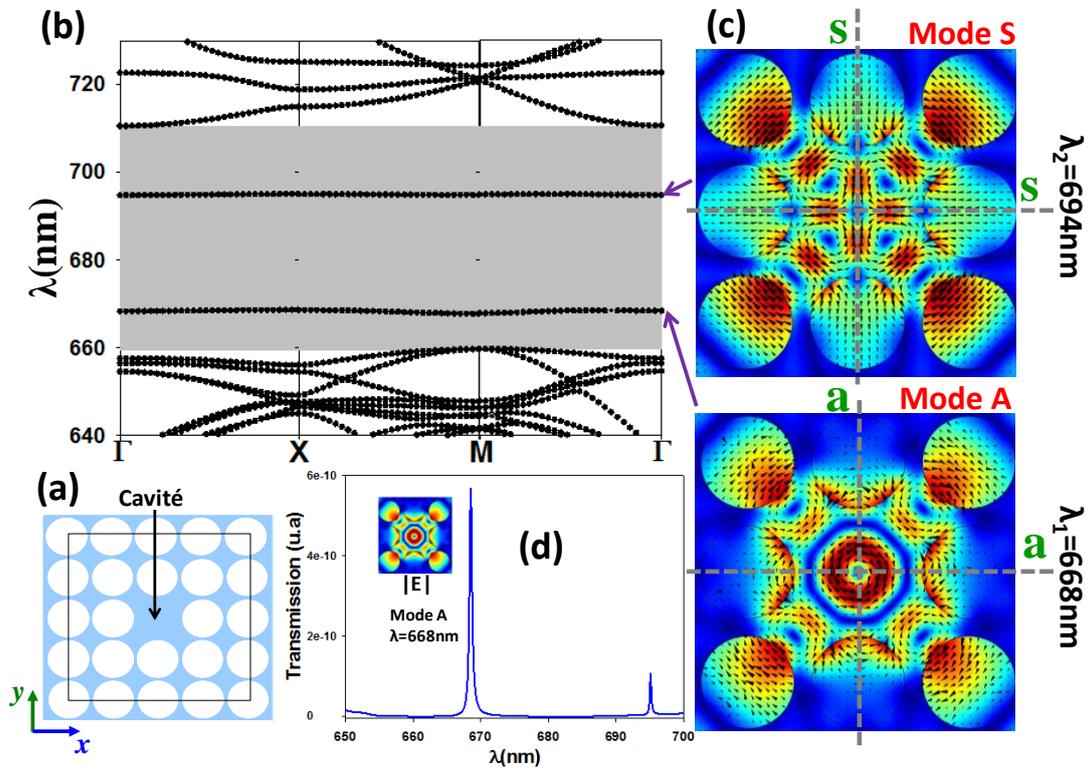


Figure 6.5 : (a) Super cellule représentant une cavité créée dans le cristal photonique de  $\text{TiO}_2$ . (b) Courbe de dispersion avec les modes de cavité dans la bande interdite photonique. (c) cartographie des modules du champ électrique aux longueurs d'onde des défauts à 668 nm et 694.7 nm. Mode 'A' signifie que le mode est antisymétrique, 'S' qu'il est symétrique. (d) Courbe de transmission dans la région de la bande interdite.

### 6.2.2. Système optique couplé: Nanofil d'or placé au centre de la cavité photonique

Dans cette section, nous étudions le comportement optique du nanofil d'or placé au centre de la cavité du cristal photonique (PC). Dans ce qui suit, les spectres d'absorption ont été calculés par intégration des pertes d'énergie sur tout le volume du nanofil normalisés au flux d'énergie incident. Les spectres de transmission ont été calculés en intégrant le flux de vecteur du Poynting à travers une ligne parallèle au cristal photonique, dans le milieu d'émergence. La réflexion (R), la transmission (T) et l'absorption (A) obéissent à la conservation de l'énergie  $R + T + A = 1$ . Deux

comportements très différents ont été obtenus selon que le rayon  $R$  du nanofil est très inférieur ou du même ordre de grandeur que la période de réseau.

### 6.2.2.1. Cas où $R \ll a$

Nous considérons d'abord le cas où le nanofil d'or a un rayon faible par rapport au paramètre de maille. La figure 6.6 montre l'évolution des pics de transmission et d'absorption du mode annulaire (A) pour un rayon  $R$  du nanofil d'or allant de 10 nm à 40 nm pour un paramètre de maille  $a = 320$  nm. La longueur d'onde du mode est décalée vers le bleu lorsque  $R$  augmente, tandis que l'amplitude de la transmission diminue. Notons que les niveaux de transmission et d'absorption restent faibles signifiant que la majorité de l'énergie est réfléchi.

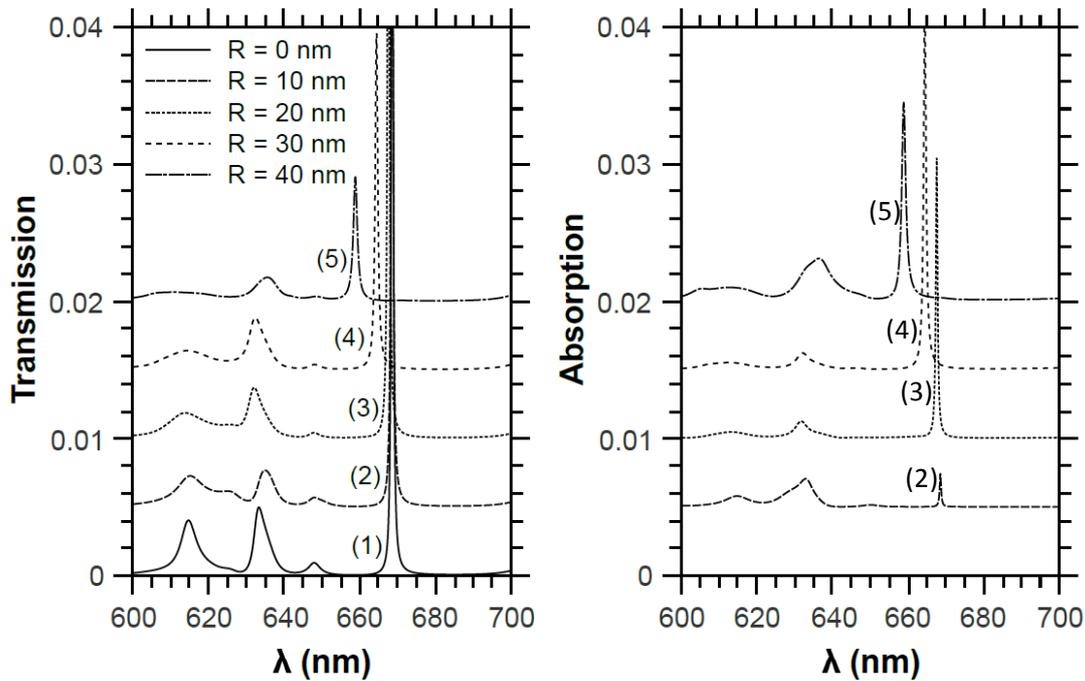


Figure 6.6 : Spectres de transmission (gauche) et d'absorption (droite) du système couplé composé du nanofil d'or de rayon  $R$  placé au centre de la cavité du cristal photonique pour des longueurs d'onde proches de la position du mode de cavité annulaire (A). Pour des raisons de lisibilité, les spectres ont été décalés verticalement de 0.005 en passant d'un rayon à un autre. Les maxima de transmission (d'absorption) sont les suivants: (2)  $R = 10$  nm: 8.5% (0.24%), (3)  $R = 20$  nm: 6.0% (2.0%), (4)  $R = 30$  nm: 2.5% (2.6%) et (5)  $R = 40$  nm: 0.9% (1.5%).

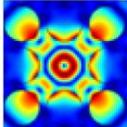
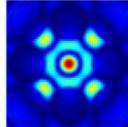
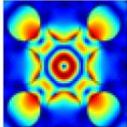
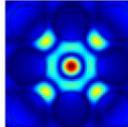
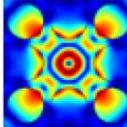
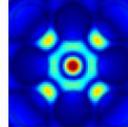
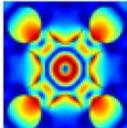
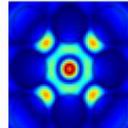
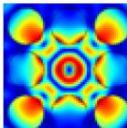
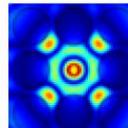
	$R(\text{nm})$	$ \mathbf{E} ^2$	$ \mathbf{H} ^2$	$\lambda(\text{nm})$
(1)	0			668.6
(2)	10			668.5
(3)	20			667.6
(4)	30			664.5
(5)	40			658.9

Tableau 6.1: Distributions des modules des champs électrique et magnétique pour les différents pics marqués de (1) à (5) sur la figure 6.6.

Le tableau 6.1 montre les modules des champs électrique et magnétique du mode de résonance (A) pour les différents rayons du nanofil d'or. Il apparaît que pour ces faibles rayons, la forme du mode annulaire de la cavité du PC persiste. Il est facile de comprendre que l'intensité du mode annulaire au centre étant proche de zéro, la forme du mode reste inchangée dans la limite des très petits rayons des nanofils ( $R = 10 \text{ nm}$ ). Cependant, lorsque le rayon augmente, la longueur d'onde de résonance diminue dû au fait que la lumière, repoussée par le nanofil de métal, se confine un peu plus chaque fois dans un espace de plus en plus restreint. Soulignons que ce mode est purement photonique, sans aucune caractéristique plasmonique, parce que le champ électrique est

parallèle au métal à chaque point des interfaces du métal (Fig. 6.7) et ne peut pas donc créer la charge de surface nécessaire pour exciter des ondes plasmoniques.

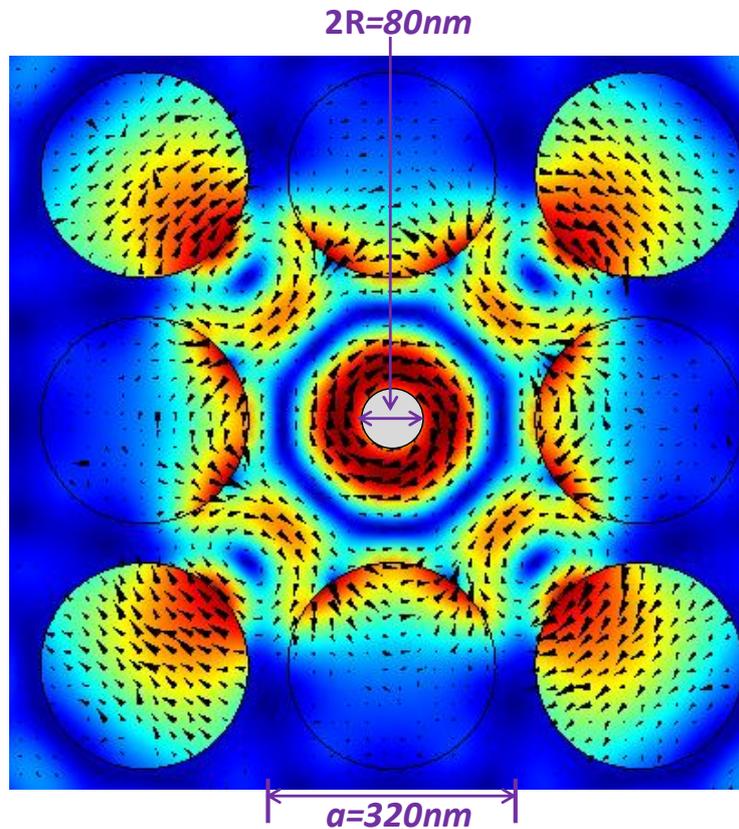


Figure 6.7 : Norme du champ électrique du mode annulaire (A) pour le système couplé (nanofil d'Or – CP) avec un rayon du nanofil, représenté en gris, de  $R = 40nm$ . Les flèches noires indiquent l'amplitude et la direction du vecteur champ électrique.

### 6.2.2.2. Cas où $2R$ est comparable à $a$

Si la forme du mode est inchangée pour les petits rayons, ce n'est plus le cas lorsque le rayon du nanofil augmente. Pour des rayons de plus de 50 nm, l'intensité du champ électrique devient presque nulle et le mode annulaire photonique n'existe plus. Lorsque le diamètre du nanofil augmente encore et devient proche du paramètre de maille, la

lumière est repoussée dans l'espace très étroit entre l'interface de l'or et les trous d'air. Un autre type de couplage se produit alors entre le nanofil d'or et le cristal photonique.

La figure 6.8 montre l'évolution des spectres de transmission et d'absorption pour des rayons du nanofil allant de 100 nm à 150 nm. Dans la gamme des longueurs d'onde de 600 à 700 nm, un mode noté (1) apparaît dans la courbe de transmission. Ce mode se décale d'abord vers le rouge jusqu'à la taille critique de  $R = 110$  nm avant de repartir vers le bleu pour les rayons supérieurs. Lorsque le rayon atteint la taille de 140 nm, un second pic, marqué (2), apparaît à la longueur d'onde d'environ 690 nm. Ce mode se décale vers le bleu en augmentant  $R$ .

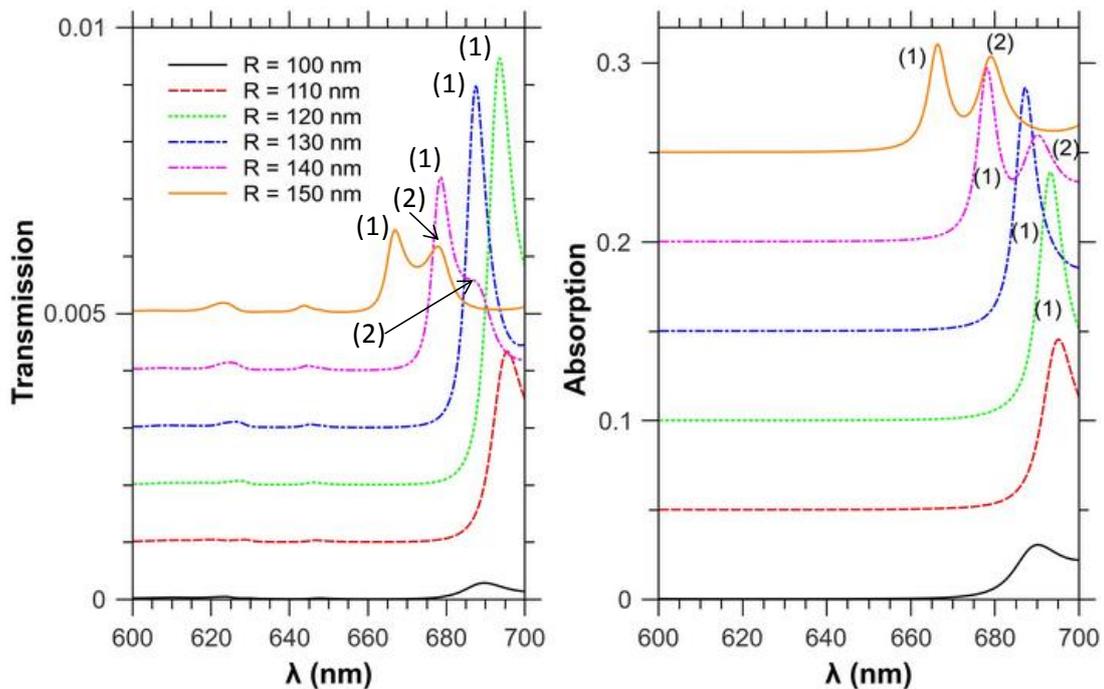


Figure 6.8 : Spectres de transmission (gauche) et d'absorption (droite) du cristal photonique couplé au nanofil d'Or pour différentes valeurs de son rayon  $R$ . Pour des raisons de lisibilité, les spectres de transmission ont été décalés verticalement de 0.001, et ceux d'absorption de 0.05, d'un rayon à un autre. Les maxima de transmission (d'absorption) sont, pour  $R = 100$  nm : 0.03% (3.0%),  $R = 110$  nm : 0.33% (9.5%),  $R = 120$  nm : 0.75% (13.9%),  $R = 130$  nm : 0.60% (13.6%),  $R = 140$  nm : 0.34% (9.7%) et  $R = 150$  nm : 0.15% (6.1%).

Le décalage des pics de résonance vers le bleu des modes (1) et (2) peut être surprenant. En effet, ce comportement est inversé par rapport à celui obtenu dans le cas du nanofil isolé dans une matrice de  $\text{TiO}_2$  homogène (Fig. 6.2). Ce phénomène s'explique par la diminution de l'indice de réfraction effectif entourant le nanofil lorsque  $R$  augmente. Aux grandes valeurs de  $R$ , la proportion du mode dans le milieu d'indice faible (trous d'air) devient en effet de plus en plus importante. Le décalage vers le bleu dû à la diminution de l'indice de réfraction domine le décalage vers le rouge dû à l'augmentation du diamètre du nanofil.

Ici encore, les valeurs des amplitudes de transmission, indiquées dans la légende de la figure 6.8, montrent que l'énergie incidente est essentiellement réfléchie, et plus faiblement absorbée (jusqu'à 14% pour  $R = 120$  nm), tandis que moins d'un pour cent est transmise.

Les répartitions des champs électrique et magnétique, ainsi que les charges de surface sont affichées sur le tableau 6.2 pour les modes (1) et (2) du spectre de transmission pour  $R=150$ nm. Dans les deux cas, la répartition du champ électrique semble difficile à interpréter. La structure du champ magnétique est plus simple à visualiser et montre que le mode (1) est proche du mode octopolaire ( $m = 4$ ) du nanofil dans une matrice de  $\text{TiO}_2$  homogène donné sur la figure 6.3. La différence qualitative principale entre les deux est que lorsque le nanofil est dans le cristal photonique, les maxima autour du cylindre augmentent lorsqu'ils sont en face des trous d'air. La répartition des charges de surface, tracées au moment où elles sont extrémales, montre que le mode est antisymétrique par rapport aux deux axes principaux du cristal photonique.

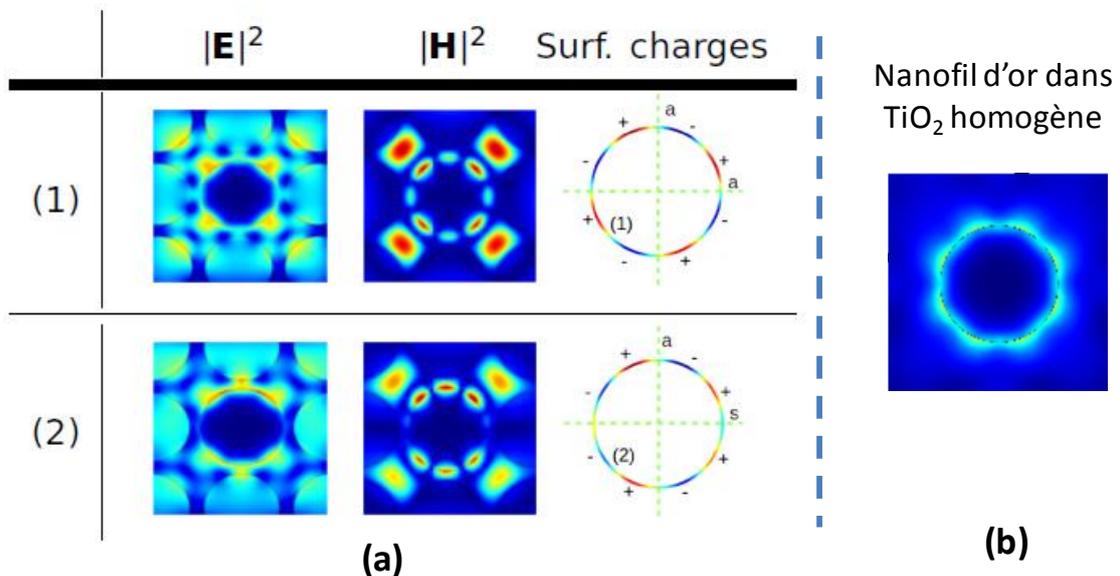


Tableau 6.2: (a) Cartographies des champs électrique et magnétique des modes (1) et (2) pour un rayon  $R=150\text{nm}$  du nanofil dans le PC. (b) Cartographie du champ du mode de plasmon octopolaire ( $m=4$ ) du nanofil d'or de rayon  $R=150\text{ nm}$  dans du  $\text{TiO}_2$  homogène.

Le mode (2) présente une structure très différente, comme le montre sa distribution de champ magnétique. Les maxima du mode octopolaire autour de la surface du nanofil sont maintenant importants par groupe de trois et faibles de part et d'autre du cylindre, sur l'axe horizontal. Ceci peut être compris par la répartition des charges de surface qui sont antisymétriques par rapport à l'axe vertical alors qu'elles sont symétriques par rapport à l'axe horizontal, ce qui conduit à un zéro de champ le long du diamètre horizontal. Ce dernier mode est clairement différent des modes du nanofil simple et résulte intrinsèquement du couplage entre le plasmon localisé de la particule métallique et le cristal photonique. Puisque les deux modes (1) et (2) résultent d'un fort couplage entre le nanofil d'or et le PC, nous allons les appeler dans la suite : les modes PC-plasmons.

La figure 6.9 montre une comparaison entre le spectre d'absorption du nanofil d'Or de rayon  $140\text{ nm}$  lorsque celui-ci est placé dans un milieu homogène  $\text{TiO}_2$  (traits solides) avec le spectre du même nanofil placé dans le cristal photonique (traits pointillés). La

comparaison tient essentiellement vis-à-vis des facteurs de qualité entre les deux situations. Dans le premier cas, nous obtenons un facteur de qualité  $FQ=19$  pour le mode plasmonique  $m = 6$  alors que dans le cas où le nanofil est placé dans le cristal photonique, les modes PC-plasmons (1) et (2) présentent un facteur de qualité  $FQ=113$ . Cette amélioration notable du facteur de qualité est attribuée au meilleur confinement du mode dans la cavité photonique et une diminution de ses pertes radiatives, rendant la largeur du mode plasmonique limitée principalement par ses pertes ohmiques.

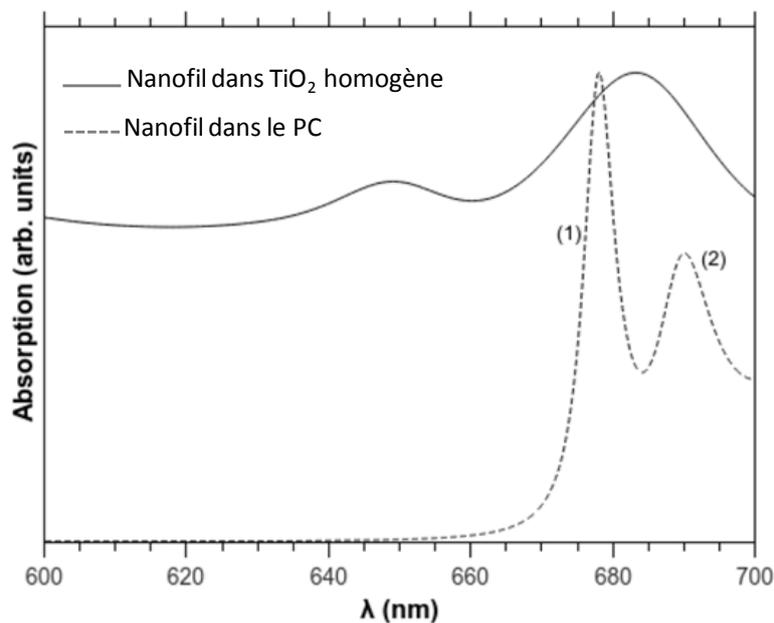


Figure 6.9 : Comparaison des spectres d'absorption pour un nanofil seul dans un substrat de TiO<sub>2</sub> infini et un nanofil placé dans la cavité du cristal photonique ( $R = 140$  nm).

La figure 6.10 résume les différents phénomènes intervenant dans le couplage de la particule de métal avec le cristal photonique pour un rayon variant entre 0 et 150 nm par pas de 10 nm, avec quelques distributions pertinentes du champ magnétique.

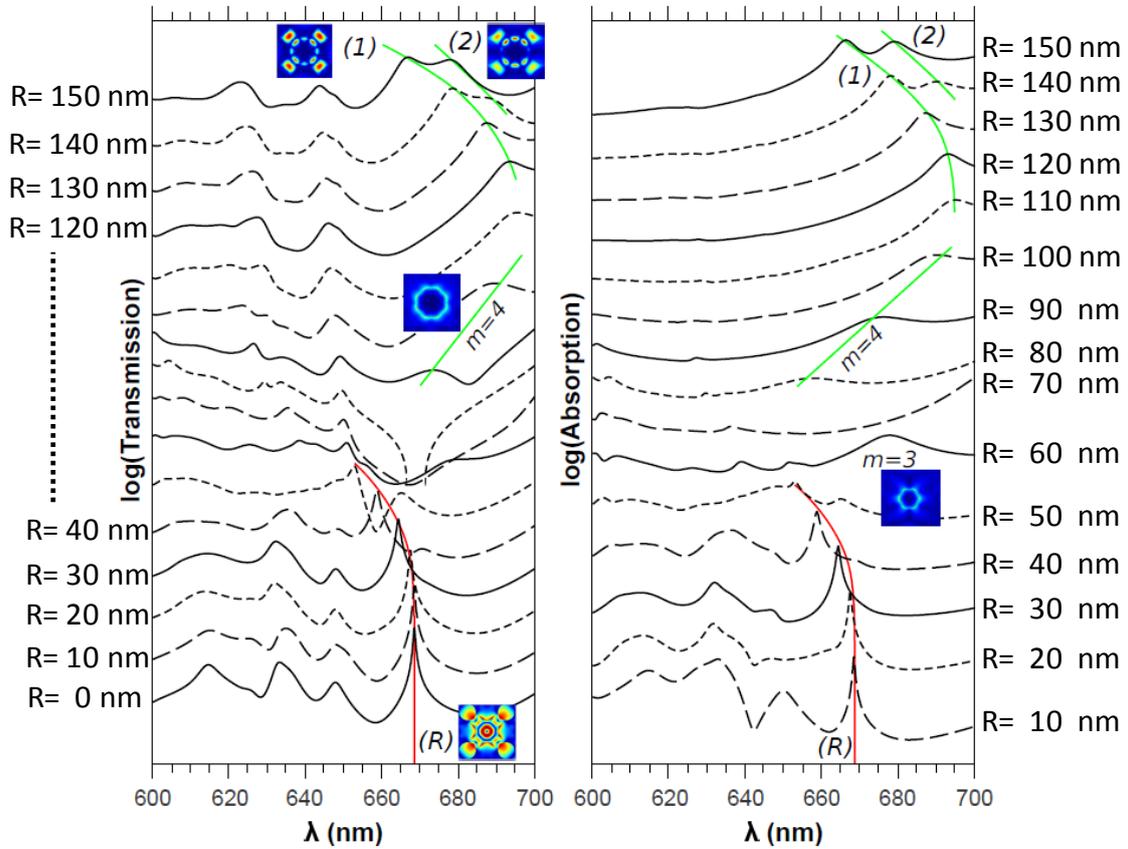


Figure 6.10 : Evolution de la transmission (gauche) et de l'absorption (droite) dans le nanofil métallique, en fonction de la longueur d'onde et du rayon du nanofil. Les lignes rouges et vertes permettent de suivre l'évolution des modes quand cela est possible. Les modes notés (1) et (2) sont ceux discutés dans les figures (6.8)-(6.10).

Les spectres de transmission et d'absorption ont été tracés côte-à-côte avec une échelle logarithmique. Comme expliqué précédemment, pour les petits rayons, le mode annulaire n'est pas fortement affecté par la particule et se décale vers le bleu (branche R), alors que les modes PC-plasmons (1) et (2) apparaissent pour des rayons supérieurs à 110 nm. Entre les deux cas, on peut voir un mode qui est décalé vers le rouge en augmentant R: il correspond au mode octopolaire  $m=4$  du nanofil dans la matrice homogène. Le mode hexapolaire  $m=3$  apparaît à  $\lambda = 680$  nm pour un rayon  $R = 60$  nm, mais se décale au-delà de 700 nm pour des rayons plus grand. En fait, pour les petits rayons, ces modes ne sont pas fortement affectés par le cristal photonique parce qu'ils

ne se chevauchent pas fortement avec les trous d'air du cristal photonique. Une transition se produit à environ  $R=100\text{nm}$  où ces modes commencent à se combiner avec le cristal photonique. Le mode plasmonique octopolaire ( $m=4$ ) du nanofil ressemble au mode PC-plasmon (1) décrit précédemment, alors que le mode PC-plasmon (2) apparaît avec une nouvelle forme où on remarque des points zéros sur l'axe de symétrie horizontal de la cavité. Ces modes PC-plasmons sont plus étroits que les modes  $m=3$  et  $m=4$  et donc avec des facteurs de qualité plus grands.

### **6.3. Couplage phonon-plasmon**

Nous souhaitons maintenant étudier le couplage phonon plasmon dans l'esprit de celui qui a été fait dans le cas des couplages des phonons avec les photons. Pour cela, nous chercherons les modes de cavité du cristal phononique contenant le nanofil d'Au dans la cavité de  $\text{TiO}_2$ . Une fois les modes résonants phononiques et plasmoniques de cavité définis, nous chercherons à calculer le couplage entre les deux types d'ondes. Nous considérerons ensuite le couplage à travers le mécanisme de mouvement des interfaces décrits au chapitre II. L'effet photoélastique n'est pas traité dans ce travail en raison des difficultés d'obtention des constantes photoélastiques de l'or. Il reste cependant une perspective des résultats présentés ci-dessous.

#### **6.3.1. Etude phononique**

La cellule élémentaire du cristal est constituée de dioxyde de titane ( $\text{TiO}_2$ ) de maille carrée de côté  $a$  comprenant un cylindre d'air au centre (Fig. 6.11a). Le choix de ce matériau est lié à son fort contraste avec l'air, ce qui assure l'ouverture de bandes interdites à la fois pour la photonique et la phononique. Le rayon du trou,  $r$ , rapporté au paramètre de maille  $a$  a été choisi égal à 0.42 ( $f = \pi r^2 / a^2 = 0.5542$ ) de telle sorte que l'on obtienne une large bande interdite photonique (voir section 6.2.1.2). Dès lors, la

géométrie du cristal étant fixée par l'étude photonique, nous avons calculé la courbe de dispersion pour les modes phononiques.

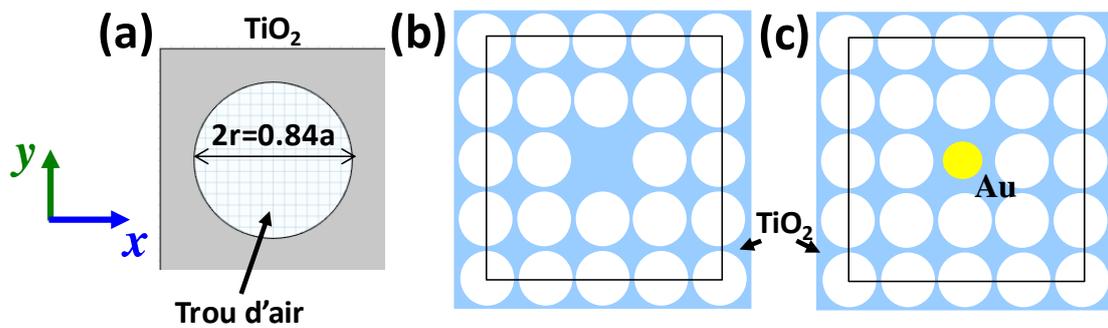


Figure 6.11 : (a) Maille élémentaire du cristal périodique. (b) Cavité L1 créée dans une super cellule en remplissant de TiO<sub>2</sub> un des trous du cristal. (c) Nanofil d'or inséré dans la cavité L1.

Le tableau 6.3 rassemble les paramètres acoustiques (densités et constantes élastiques) des deux matériaux, le TiO<sub>2</sub> et l'Au. Les calculs des courbes de dispersion phononiques sont réalisés dans la zone de Brillouin réduite associée au réseau carré du cristal. La figure 6.12 représente la courbe de dispersion acoustique, pour une matrice de TiO<sub>2</sub> percée par un réseau carré de trous d'air. Les modes phononiques se propagent dans le plan (x, y). La structure de bande présente une bande interdite phononique absolue, colorée en gris et s'étendant de  $f.a=2500\text{m/s}$  à  $f.a=3000\text{m/s}$ .

	$\rho$ (kg/m <sup>3</sup> )	$C_{11}$ (N/m <sup>3</sup> )	$C_{12}$ (N/m <sup>3</sup> )	$C_{13}$ (N/m <sup>3</sup> )	$C_{33}$ (N/m <sup>3</sup> )	$C_{44}$ (N/m <sup>3</sup> )	$C_{66}$ (N/m <sup>3</sup> )
TiO <sub>2</sub>	4250	$27.3 \times 10^{10}$	$17.6 \times 10^{10}$	$14.9 \times 10^{10}$	$48.4 \times 10^{10}$	$12.5 \times 10^{10}$	$19.4 \times 10^{10}$
Au	19300	$19.25 \times 10^{10}$	$16.3 \times 10^{10}$			$4.24 \times 10^{10}$	

Tableau 6.3: Paramètres physiques acoustiques du dioxyde de titane (TiO<sub>2</sub>) et de l'or (Au). La densité est ( $\rho$ ), les coefficients d'élasticité ( $C_{ij}$ ).

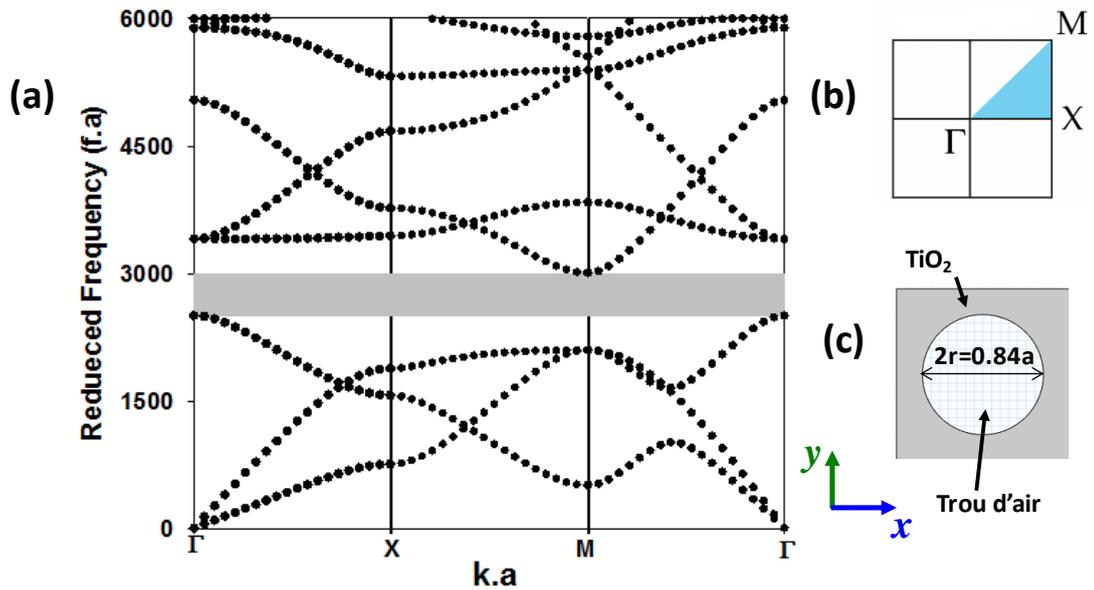


Figure 6.12 : (a) Courbe de dispersion phononique utilisant la cellule élémentaire (c) du cristal phononique, pour un rayon  $R/a=0.42$ , suivant les trois directions  $\Gamma X$ ,  $XM$  et  $\Gamma M$  de la première zone de Brillouin réduite (b). (c) représentation de la cellule élémentaire du cristal.

Nous introduisons maintenant une cavité L1 à l'intérieur du cristal (Fig. 6.11b) en remplissant un trou du cristal par du  $\text{TiO}_2$ . Nous plaçons alors à l'intérieur de la cavité L1 le nanofil d'Or pour l'excitation du plasmon comme indiqué sur la figure 6.11c. Le calcul numérique est effectué comme pour dans le cas du chapitre 3 sur la base d'une super-cellule  $7 \times 7$  dans laquelle nous imposons des conditions périodiques sur chacun des segments du carré. Ce qui correspond à une répétition périodique dans le plan  $(x, y)$  avec une nouvelle période égale à  $7a$ . Cette période a été choisie de manière à éviter le couplage entre deux cavités voisines.

La figure 6.13 représente les courbes de dispersion du cristal phononique en présence de la cavité pour différents rayons du nanofil d'Or, placé au centre. Les courbes de dispersion sont tracées le long de la direction  $(\Gamma X)$  de la zone de Brillouin réduite. Nous remarquons la présence de nouvelles branches plates dans la région de la bande interdite absolue (région grise) qui correspondent à des modes phononiques de résonance et dont

la fréquence diminue au fur et à mesure que le rayon du nanofil augmente. Ces branches plates sont la signature de modes localisés dans la cavité contenant le nanofil d'or.

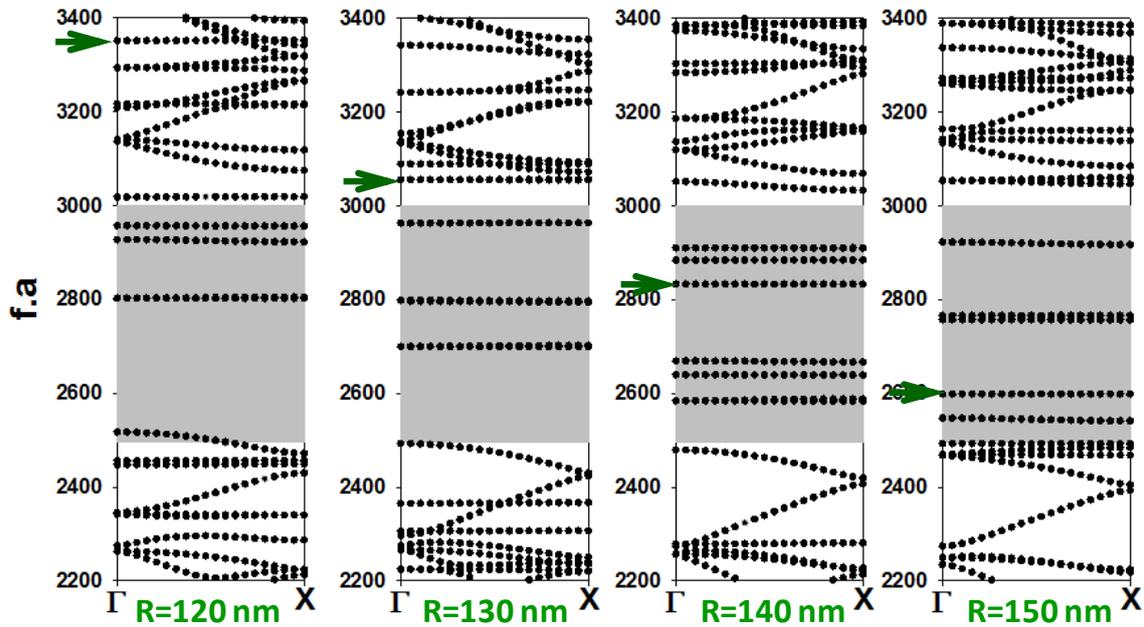


Figure 6.13 : Courbes de dispersion phononiques dans la direction  $\Gamma X$  de la première zone de Brillouin pour la structure de la figure 6.11c pour différentes valeurs du rayon du nanofil d'Or. Les flèches vertes indiquent, à titre d'exemple, l'évolution d'un des modes de cavité avec le rayon. Le gap absolu est indiqué par la zone grise.

Notons que parmi ces modes phononiques, il est possible de sélectionner directement ceux qui potentiellement peuvent se coupler fortement avec les modes plasmoniques de la cavité en prenant le critère de la symétrie du mode par rapport aux plans de symétries de la cavité. Au premier ordre, seuls les modes qui sont symétriques simultanément par rapport à ces deux plans peuvent se coupler. Par ailleurs, dans l'étude du chapitre 2, nous avons obtenu un couplage fort pour un mode phononique de type 'respiration'. Parmi les modes localisés mis en évidence par les branches plates dans la figure 6.13, nous avons trouvé un mode qui répondait à ces deux critères. Pour un rayon du nanofil d'or  $R = 150 \text{ nm}$  il se situe à  $f \cdot a = 2597 \text{ m/s}$  et est indiqué par la flèche verte sur la figure 6.13. Pour le paramètre de maille  $a = 320 \text{ nm}$  cela correspond à une fréquence de  $f = 8.12 \text{ GHz}$ . La figure 6.14 présente le module de son champ de déplacement ainsi que les

composantes  $U_x$  et  $U_y$ . Le mode apparaît comme un mode de respiration, confiné dans la cavité avec une localisation particulière à la surface du nanofil ce qui intuitivement laisse supposer la possibilité d'un bon couplage OM.

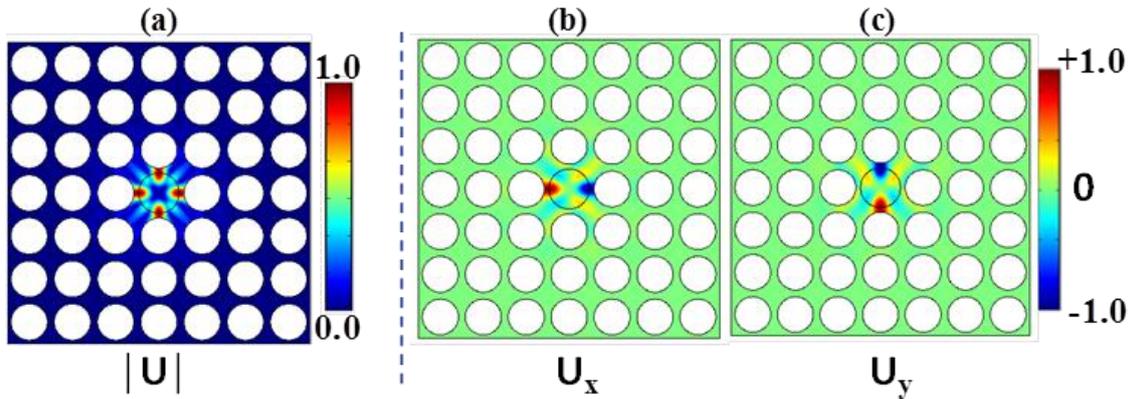


Figure 6.14 : (a) Module du champ de déplacement du mode phononique situé à  $f=8.12$  GHz ( $a = 320$  nm,  $R = 150$  nm), localisé à l'intérieur de la cavité L1. (b) et (c) Composantes  $U_x$  et  $U_y$  du champ de déplacement.

### 6.3.2. Effet du mouvement des interfaces sur les modes plasmoniques de la cavité

Nous terminons ce chapitre par une étude préliminaire donnant le résultat du couplage d'un mode plasmonique du nanofil d'Or avec le mode phononique de cavité en tenant compte de l'effet de mouvement des interfaces. Le résultat du couplage OM devra bien entendu être complété par le calcul de l'effet photoélastique.

La figure 6.15 reprend pour mémoire la courbe d'absorption optique obtenue pour le nanofil de rayon  $R = 150$  nm inséré dans la cavité L1 et présenté précédemment figure 6.6. Nous rappelons également les cartes de champs électrique et magnétique associées à un des deux modes plasmoniques localisés (celui de plus grande absorption) présents dans la bande interdite photonique. Les figures 6.15 (a), (b), (c) et (d) représentent les modulations de la fréquence d'absorption du mode plasmonique au cours d'une période

d'un mode phononique de respiration pour les quatre valeurs du rayon du nanofil  $R=150\text{nm}$ ,  $140\text{nm}$ ,  $130\text{nm}$  et  $120\text{nm}$ .

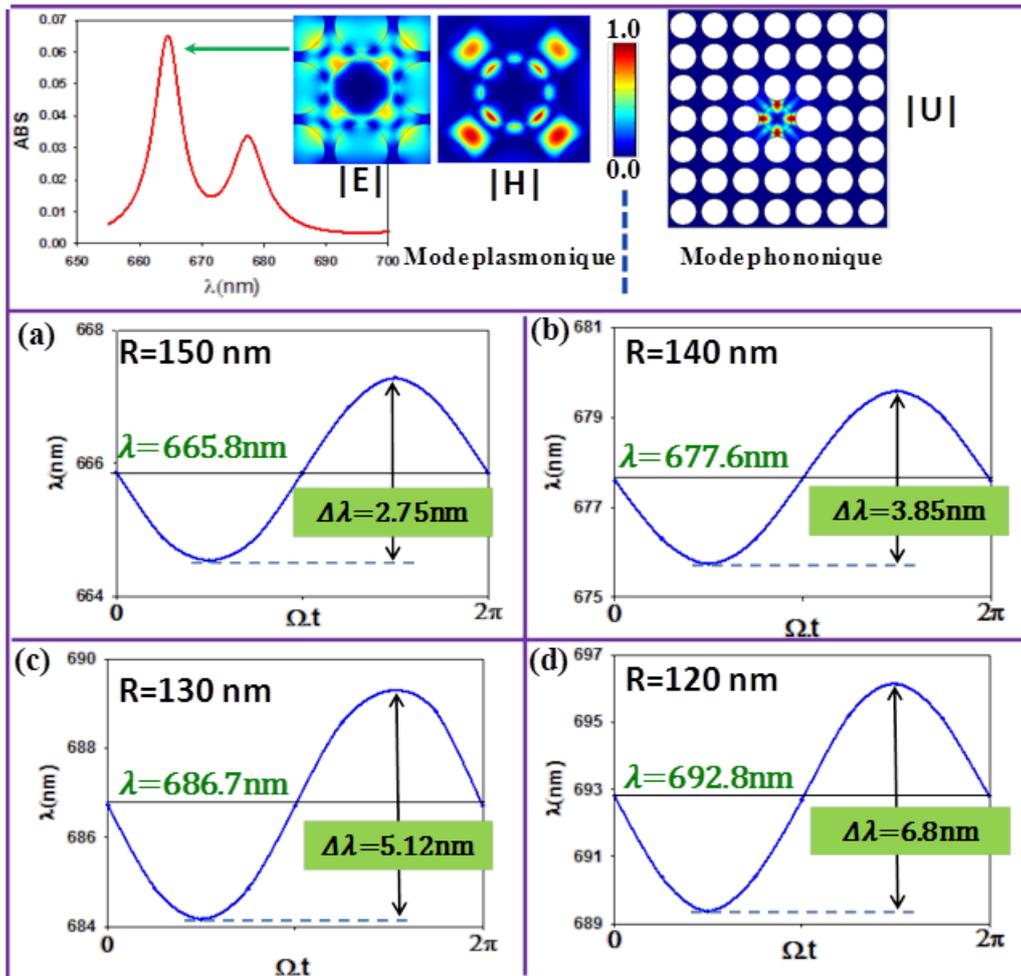


Figure 6.15 : Modulation de la fréquence du mode plasmonique TM pendant une période phononique  $T=2\pi/\Omega$  du mode acoustique. L'effet de mouvement des interfaces (MI) du couplage acousto-optique est représenté pour des rayons différents de la particule d'or, (a)  $R=150\text{nm}$ , (b)  $R=140\text{nm}$ , (c)  $R=130\text{nm}$  et (d)  $R=120\text{nm}$ .

On peut tout d'abord remarquer que, quelque soit le rayon de la particule d'or on obtient une modulation sinusoïdale de la longueur d'onde plasmonique autour de sa position initiale dû à l'effet de mouvement des interfaces (MI). Notons que du fait de la diminution du rayon, la position initiale de la longueur d'onde du plasmon augmente,

passant de  $\lambda=665.8$  nm pour  $R=150$  nm à  $\lambda=692.8$  nm pour  $R=120$  nm. Le résultat majeur que l'on peut retirer de cette étude est que, en diminuant le rayon de la particule d'or, l'amplitude de modulation due à l'effet de MI augmente. En effet, lorsqu'on passe d'un rayon de 150 nm à 120 nm, l'amplitude maximale de la modulation passe de  $\Delta\lambda=2.75$  nm à  $\Delta\lambda=6.8$  nm soit un facteur de 2.5. Sur la figure 6.15, les valeurs des amplitudes de modulation pour chaque cas sont données dans les cases colorées en vert. Qualitativement, nous pouvons émettre l'hypothèse que cette augmentation du taux de couplage de MI est due à une augmentation de recouvrement entre le mode phononique et la surface de la particule d'or. Donc, les endroits où le mode phononique déforme beaucoup plus la cavité coïncident avec la surface de la particule d'or.

#### **6.4. Conclusion:**

Dans ce travail, nous avons étudié les propriétés optiques d'un nanofil métallique placé au centre d'une cavité localisée dans un cristal photonique 2D. Nous avons montré que la nature de ses modes, leur longueur d'onde, et leur évolution dépendaient fortement de la taille du nanofil métallique. Plus précisément, lorsque le nanofil est de faible diamètre, largement inférieur au paramètre de maille du cristal photonique, un mode photonique de cavité apparaît dans la bande interdite du cristal parfait. Au fur et à mesure que le rayon du nanofil augmente, ce mode subsiste tout en diminuant d'intensité et en se déplaçant vers le bleu. Lorsque le rayon du nanofil devient plus important, de l'ordre de grandeur du paramètre de maille, le mode de cavité photonique n'existe plus. A la place, il est possible d'obtenir l'excitation du nanofil selon deux modes plasmoniques qui apparaissent dans la bande interdite du cristal photonique et qui se déplacent vers le bleu lorsque la taille du nanofil augmente. Nous avons montré que les modes plasmoniques présentaient des résonances étroites augmentant leurs facteurs de qualité par rapport à ceux obtenus lorsque le nanofil est inséré dans un milieu homogène. Cette augmentation du facteur de qualité a été associée à une diminution des pertes radiatives des modes plasmoniques du fait de la présence du

cristal photonique. La dernière partie de ce chapitre a été consacrée à l'étude de l'effet du mouvement des interfaces lors d'un couplage phonon-plasmon. La discussion a porté sur l'effet du couplage par mouvement des interfaces. Nous avons montré que la diminution du rayon du nanofil a permis d'augmenter fortement l'amplitude du couplage phonon plasmon. L'étude de l'effet photoélastique reste à réaliser de manière à compléter les résultats du couplage optomécanique.

## Conclusion générale

Le couplage entre les photons et les phonons résulte de deux mécanismes qui contribuent à l'interaction OM totale entraînant une variation locale de la permittivité diélectrique: l'effet du mouvement des interfaces (MI) et l'effet photoélastique (PE) provoqués par les contraintes acoustiques. Ce dernier résulte de la variation de la permittivité diélectrique induite par la déformation acoustique à l'intérieur du matériau tandis que le mécanisme de MI vient du mouvement des frontières provoquant une variation de la permittivité diélectrique au voisinage de l'interface entre les deux milieux. L'amplitude du couplage OM a été estimée de deux façons différentes, mais complémentaires. La première méthode conduit au calcul du taux de couplage basé sur l'intégrale de recouvrement des champs d'ondes acoustiques et optiques. C'est la méthode qui numériquement est la plus rapide. La seconde méthode est basée sur le calcul de la modulation du mode de cavité photonique par le mouvement vibratoire acoustique induit par le phonon. Dans ce cas, la fréquence de résonance du mode photonique est calculée à plusieurs instants de la période de la vibration acoustique. L'origine du couplage OM a été discutée pour plusieurs structures à caractère dual photonique et phononique, allant de la démonstration académique dans un cristal infini à deux dimensions jusqu'à l'étude et la mise en évidence expérimentale à travers un nanoguide structuré de périodicité unidimensionnelle.

L'interaction acousto-optique a été étudiée dans un premier temps dans un cristal phononique infini à 2D constitué d'une matrice de Si ou de GaAs percée par des trous d'air. Le couplage OM a été étudié pour plusieurs paires « photon-phonon » donnant des taux de couplage très différents d'une paire à une autre pour plusieurs raisons résumées ci dessous.

- Les deux mécanismes à l'origine des effets optomécaniques, à savoir l'effet photoélastique et le mouvement des interfaces peuvent présenter des contributions d'ordre de grandeur variable selon les paires phonon-photon

considérées. Leurs comportements peuvent être en phase ou en opposition de phase l'un par rapport à l'autre. Il est évident que les couplages OM les plus efficaces ont été obtenus lorsque les effets de MI et PE sont en phase.

- Nous avons démontré que seuls les modes acoustiques présentant une symétrie bien déterminée se couplent efficacement avec les modes photoniques de la cavité. Le résultat de la modulation optique peut être parfaitement sinusoïdal dans le cas d'un couplage au premier ordre ou ressembler à une fonction double sinus dès que le premier ordre est nul.
- Nous avons montré que la contribution de l'effet PE au couplage optomécanique était très sensible aux choix des matériaux et de la longueur d'onde de fonctionnement optique. Ceci est dû aux différents paramètres photoélastiques impliqués dans le calcul. Nous avons montré que, dans le cas de la structure 2D infinie, le cristal phoXonique en GaAs présentait une interaction acousto-optique totale presque deux fois plus élevée que les valeurs obtenues dans le silicium. Dans le cas du GaAs, nous avons étudié le couplage à deux longueurs d'onde différentes, à la fois loin et proche de sa bande interdite électronique. Nous avons montré que l'effet optomécanique devenait plus important pour la longueur d'onde proche de l'infrarouge.

Nous nous sommes ensuite intéressés à une interaction à l'intérieur de cavités créées dans une plaque phoxonique composée d'un réseau carré à 2D de trous d'air sur lesquelles les principes fondamentaux présentés dans la structure à 2D infinie ont été appliqués. L'étude a été menée pour trois types de défauts de cavités, L1, L3 et une cavité en croix. La troisième structure étudiée est un nanoguide phoxonique de silicium structuré à une dimension. En créant une cavité adaptée selon une loi parabolique, nous avons défini des modes phononiques et photoniques très confinés avec des facteurs de qualité élevés à l'intérieur du gap. Nous avons montré que cette graduation de la cavité peut être réglée pour décaler la longueur d'onde des photons ou la fréquence des phonons dans la gamme de longueur d'onde ou de fréquence souhaitée, en l'occurrence celle de la bande interdite. Nous avons montré qu'une telle adaptation permettait

d'augmenter les facteurs de qualité des modes de cavité et d'augmenter notablement l'interaction par un meilleur confinement spatial et temporel des deux types d'ondes.

La fin de ces travaux de thèse a été consacrée à l'étude des propriétés optiques d'un nanofil métallique d'Or placé au centre d'une cavité localisée dans un cristal photonique 2D. Le but essentiel de ce travail a été d'étudier un autre type de couplage en continuité du couplage photon-phonon, à savoir le couplage phonon-plasmon à travers l'étude de l'effet du mouvement des interfaces.

Nous avons démontré que le cristal phoXonique était un outil optomécanique performant pour l'interaction et le contrôle des ondes électromagnétiques par les phonons et représente un composant optomécanique potentiel efficace. Dans les perspectives immédiates de ce travail, nous pouvons nous appuyer sur le fait que les facteurs de qualité photoniques et phononiques dans les cavités représentent un facteur clef dans l'importance de l'interaction. Une perspective est d'améliorer les confinements, principalement dans les plaques phoXoniques de manière à proposer une interaction suffisamment forte pour être détectable expérimentalement. Comme perspective aussi je cite l'étude de nouvelles structures autour des plaques phoxoniques, à base du réseau triangulaire ou encore dans le cas des piliers déposés sur des membranes. Du côté plasmonique, l'étude de l'effet photoélastique reste une perspective à réaliser de manière à compléter les résultats du couplage optomécanique. D'autres structures peuvent être envisagées pour ce type de couplage, pouvant être fabriquées expérimentalement, comme dans le cas des plaques.

# ANNEXES

## ANNEXE I : Couplage avec les modes phononiques (a), (c), (d) et (e)

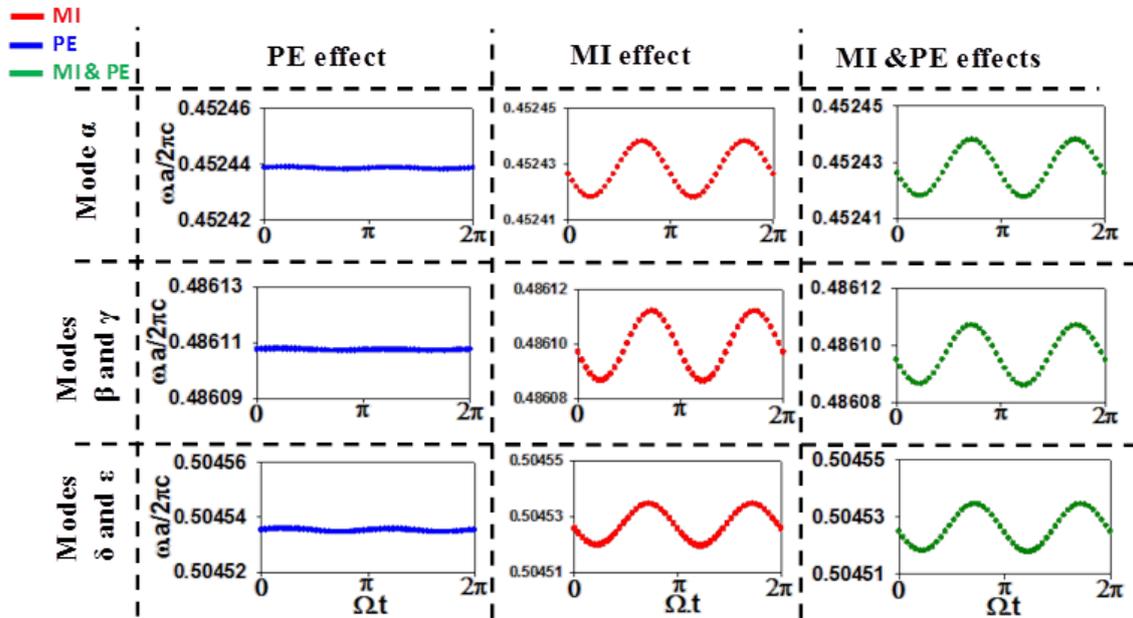


Figure I.1: Modulation de la fréquence réduite des modes photoniques TM  $\alpha$ ,  $\beta$ ,  $\gamma$ ,  $\delta$  et  $\epsilon$  pendant une période  $T=2\pi/\Omega$  du mode acoustique (a). Le mouvement des interfaces, photoélastique et l'effet total sont représentés respectivement en rouge, bleu et vert.

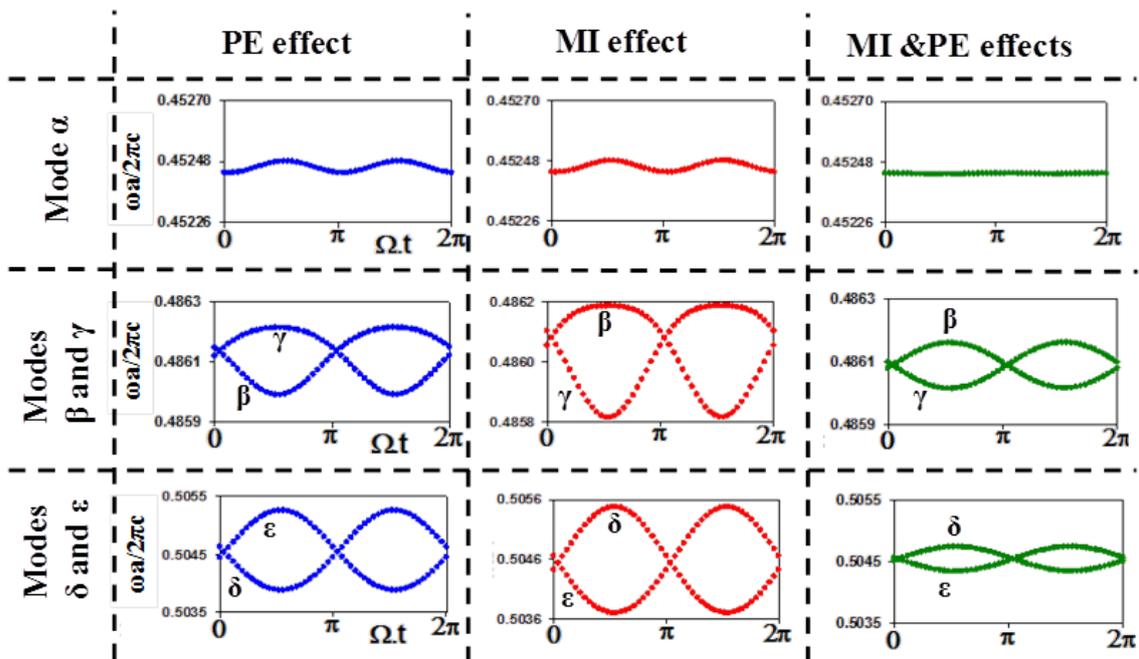


Figure I.2: Modulation de la fréquence réduite des modes photoniques TM  $\alpha$ ,  $\beta$ ,  $\gamma$ ,  $\delta$  et  $\epsilon$  pendant une période  $T=2\pi/\Omega$  du mode acoustique (c). Le mouvement des interfaces, photoélastique et l'effet total sont représentés respectivement en rouge, bleu et vert.

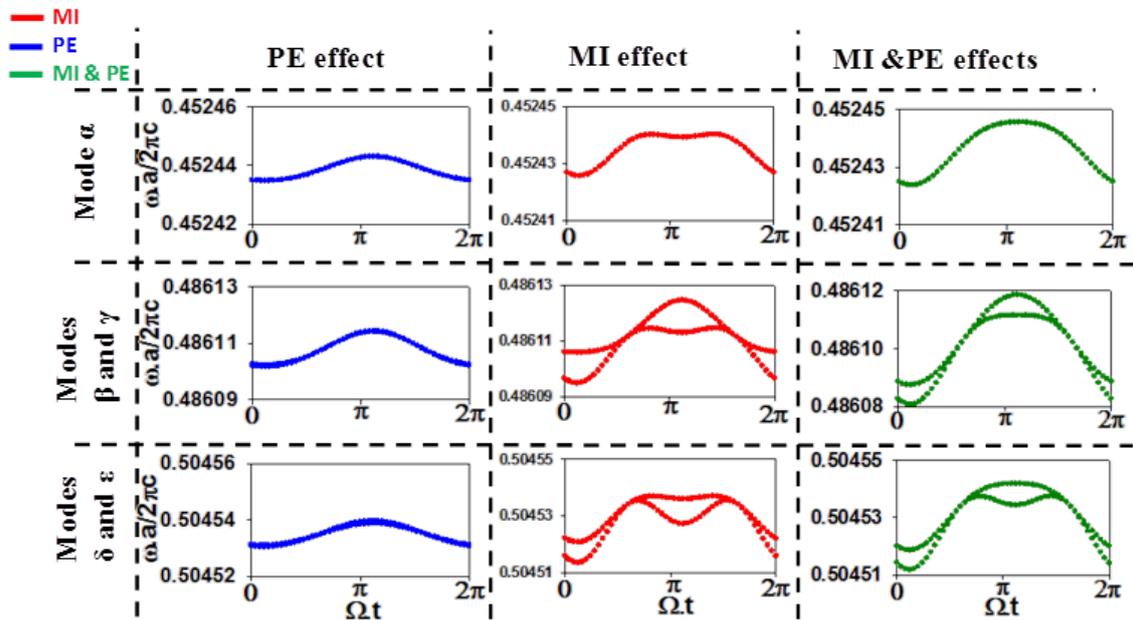


Figure I.3: Modulation de la fréquence réduite des modes photoniques TM  $\alpha$ ,  $\beta$ ,  $\gamma$ ,  $\delta$  et  $\epsilon$  pendant une période  $T=2\pi/\Omega$  du mode acoustique (d). Le mouvement des interfaces, photoélastique et l'effet total sont représentés respectivement en rouge, bleu et vert.

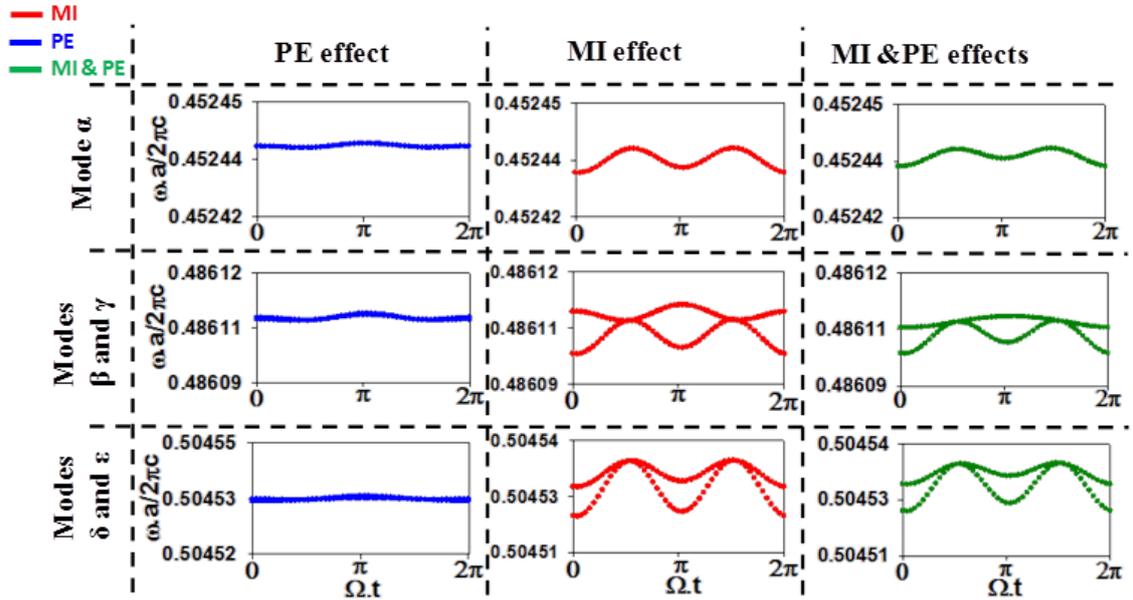


Figure I.4: Modulation de la fréquence réduite des modes photoniques TM  $\alpha$ ,  $\beta$ ,  $\gamma$ ,  $\delta$  et  $\epsilon$  pendant une période  $T=2\pi/\Omega$  du mode acoustique (e). Le mouvement des interfaces, photoélastique et l'effet total sont représentés respectivement en rouge, bleu et vert.

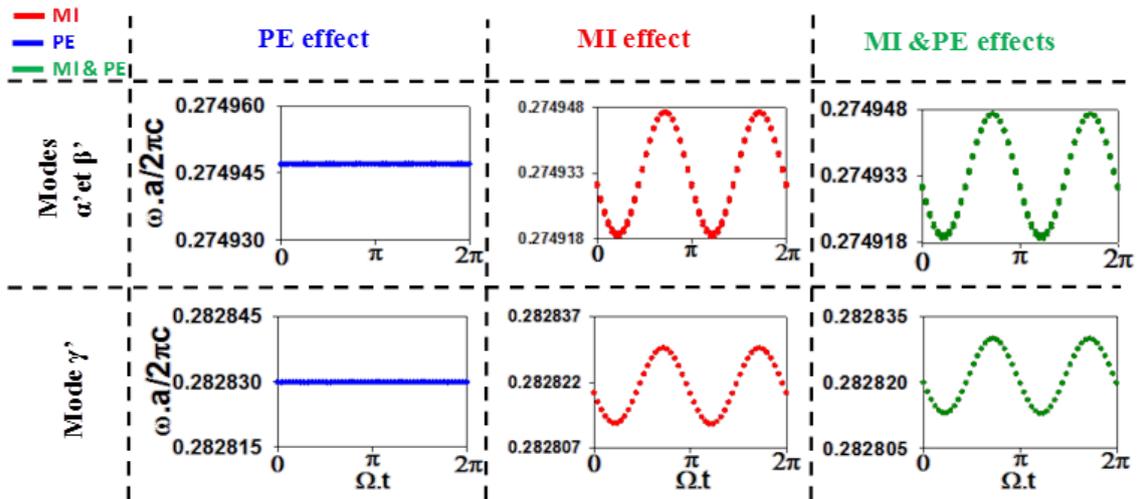


Figure I.5: Modulation de la fréquence réduite des modes photoniques TE  $\alpha'$ ,  $\beta'$  et  $\gamma'$  pendant une période  $T=2\pi/\Omega$  du mode acoustique (a). Le mouvement des interfaces, photoélastique et l'effet total sont représentés respectivement en rouge, bleu et vert.

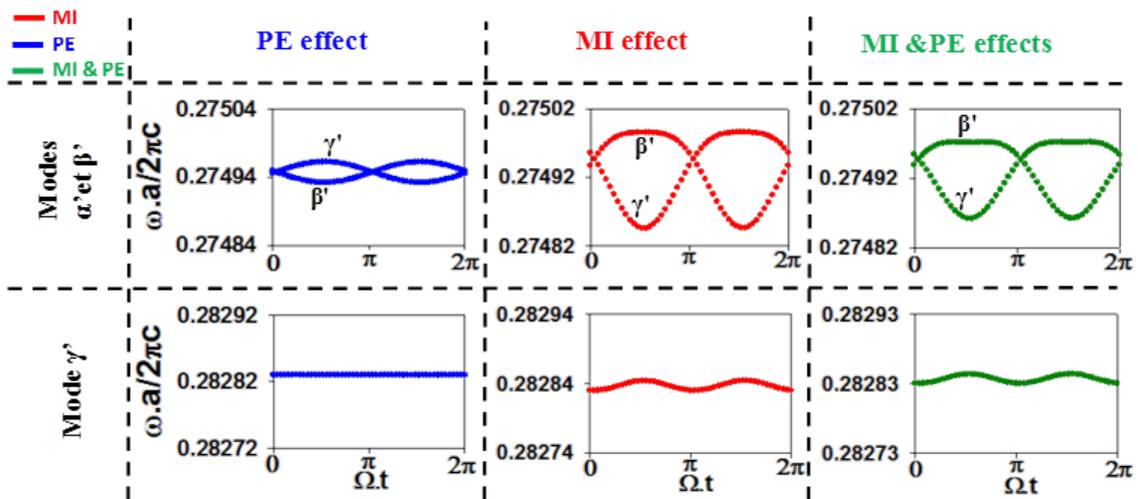


Figure I.6: Modulation de la fréquence réduite des modes photoniques TE  $\alpha'$ ,  $\beta'$  et  $\gamma'$  pendant une période  $T=2\pi/\Omega$  du mode acoustique (c). Le mouvement des interfaces, photoélastique et l'effet total sont représentés respectivement en rouge, bleu et vert.

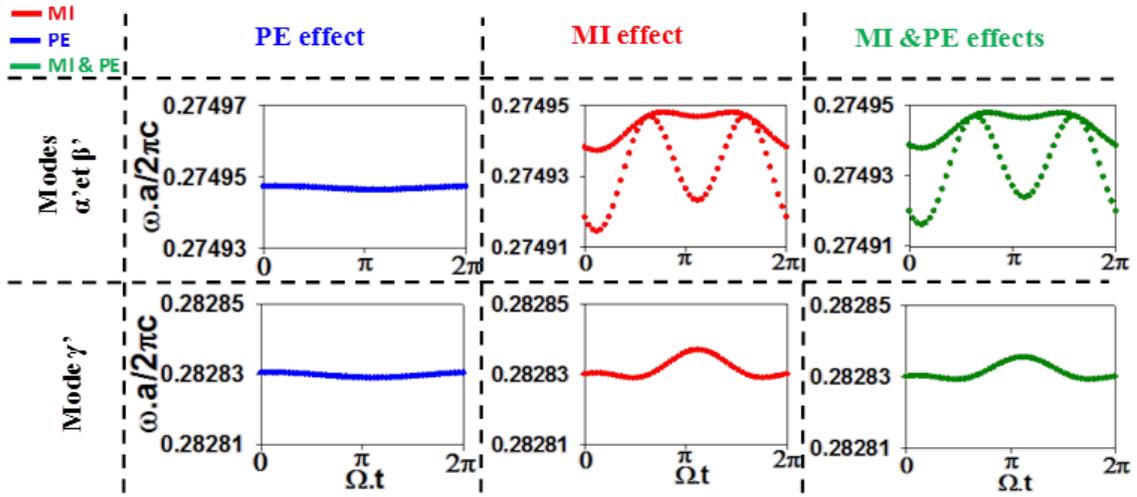


Figure I.7: Modulation de la fréquence réduite des modes photoniques TE  $\alpha'$ ,  $\beta'$  et  $\gamma'$  pendant une période  $T=2\pi/\Omega$  du mode acoustique (d). Le mouvement des interfaces, photoélastique et l'effet total sont représentés respectivement en rouge, bleu et vert.

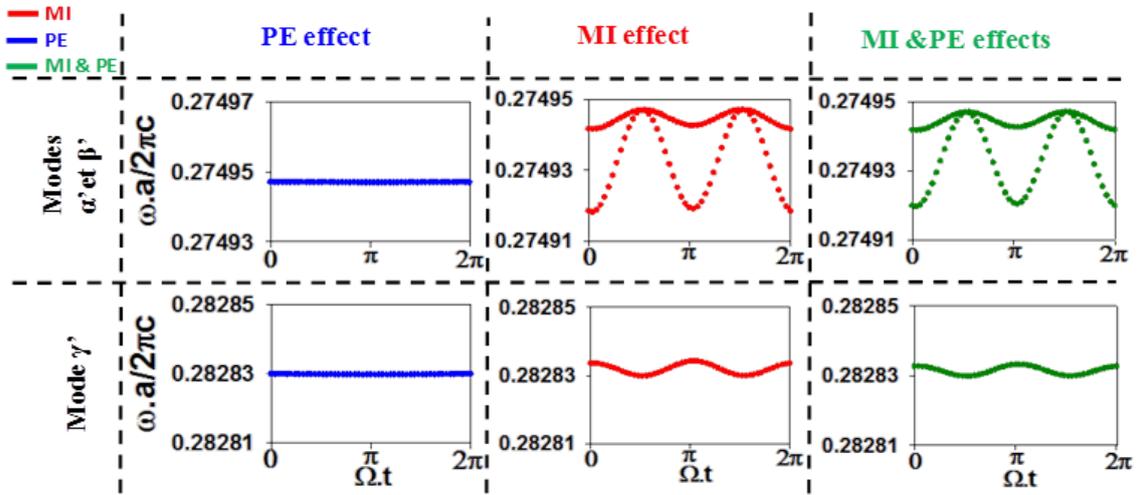


Figure I.8: Modulation de la fréquence réduite des modes photoniques TE  $\alpha'$ ,  $\beta'$  et  $\gamma'$  pendant une période  $T=2\pi/\Omega$  du mode acoustique (e). Le mouvement des interfaces, photoélastique et l'effet total sont représentés respectivement en rouge, bleu et vert.

## ANNEXE II

La structure nous a donné sept modes photoniques de cavités bien confinés autour du centre de la cavité (figure II.1). Nous avons reporté dans le tableau les calculs des meilleurs taux de couplage obtenus entre 3 modes photoniques ( $\lambda = 1518.9\text{nm}$ ,  $1536.5\text{nm}$  et  $1530.09\text{nm}$ ) et les modes phononiques situés entre 0 et 9 GHz. Notons que certaines valeurs présentent un taux de couplage  $g_{\text{total}}$  supérieur à 3.2, donc supérieur à ce qu'on trouve usuellement dans la littérature avec une contribution d'environ 60% pour l'effet photoélastique et 40% pour le mouvement des interfaces.

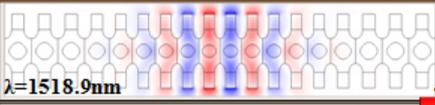
Modes photoniques	$\Omega/2\pi$ des phonons (GHz)	$g_{\text{MI}}$ (MHz)	$g_{\text{PE}}$ (MHz)	$g_{\text{total}}$ (MHz)
 $\lambda=1518.9\text{nm}$	2.72	0.73	1.55	2.28
	6.8	-1.18	-2.04	-3.22
 $\lambda=1536.5\text{nm}$	2.72	0.69	1.27	1.96
	6.8	-0.71	-1.01	-1.72
 $\lambda=1530.9\text{nm}$	2.72	0.71	1.31	2.02
	6.8	-1.01	-2.2	-3.21

Figure II.1: Meilleurs couplage AO obtenus entre les modes de cavité photoniques à  $1518.9\text{nm}$ ,  $1530.9\text{nm}$  et  $1536.5\text{nm}$  et les modes phononiques à  $2.72\text{GHz}$  et  $6.8\text{GHz}$  dans le cas du nanoguide arrondi et des trous en forme de carré arrondi et situés au centre.

La figure II.2 présente les cartographies des normes de champs de déplacement des modes phononiques qui se couplent fortement à savoir ici ceux situés à  $2.72$  et  $6.8$  GHz. La répartition du champ élastique est très proche de celle observée dans le cas du nanoguide théorique étudié dans le chapitre V (figure 5.15) qui a donné également les meilleurs couplages avec cependant une faible augmentation de la fréquence de résonance.

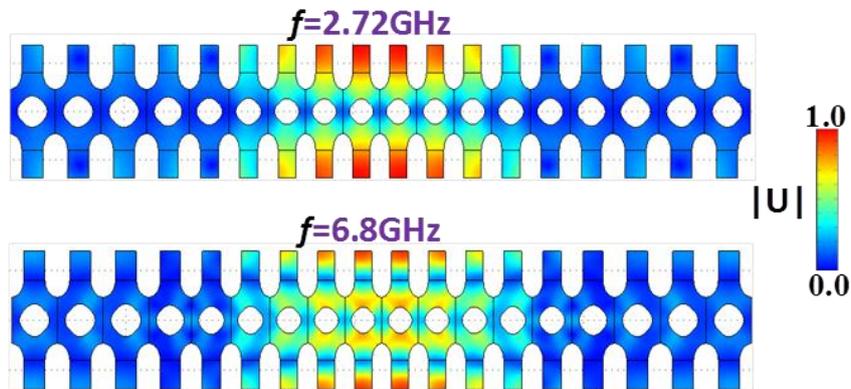


Figure II.2: Norme du champ de déformation des modes phononiques à 2.72GHz et 6.8GHz conduisant aux meilleurs couplages AO, dans le cas de la cavité dans le nanoguide structuré où la cellule élémentaire est arrondie et les trous sont d'une forme carrée arrondi.

### ANNEXE III

En réalité en regardant soigneusement l'image MEB de la figure 5.24, on constate que non seulement les trous perdent leurs caractères circulaires mais ils sont en même temps décalés à droite et en bas. On a estimé en se basant sur l'image MEB que les trous sont décalés à droite d'une valeur de  $0.035a$  et en bas d'une valeur de  $0.04a$ . La structure a été simulée et utilisée pour calculer le couplage AO. La cavité donne cinq modes photoniques confinés au milieu de la cavité mais qui ne sont plus symétriques grâce à la perturbation de la symétrie totale de la structure causée par le décalage des trous.

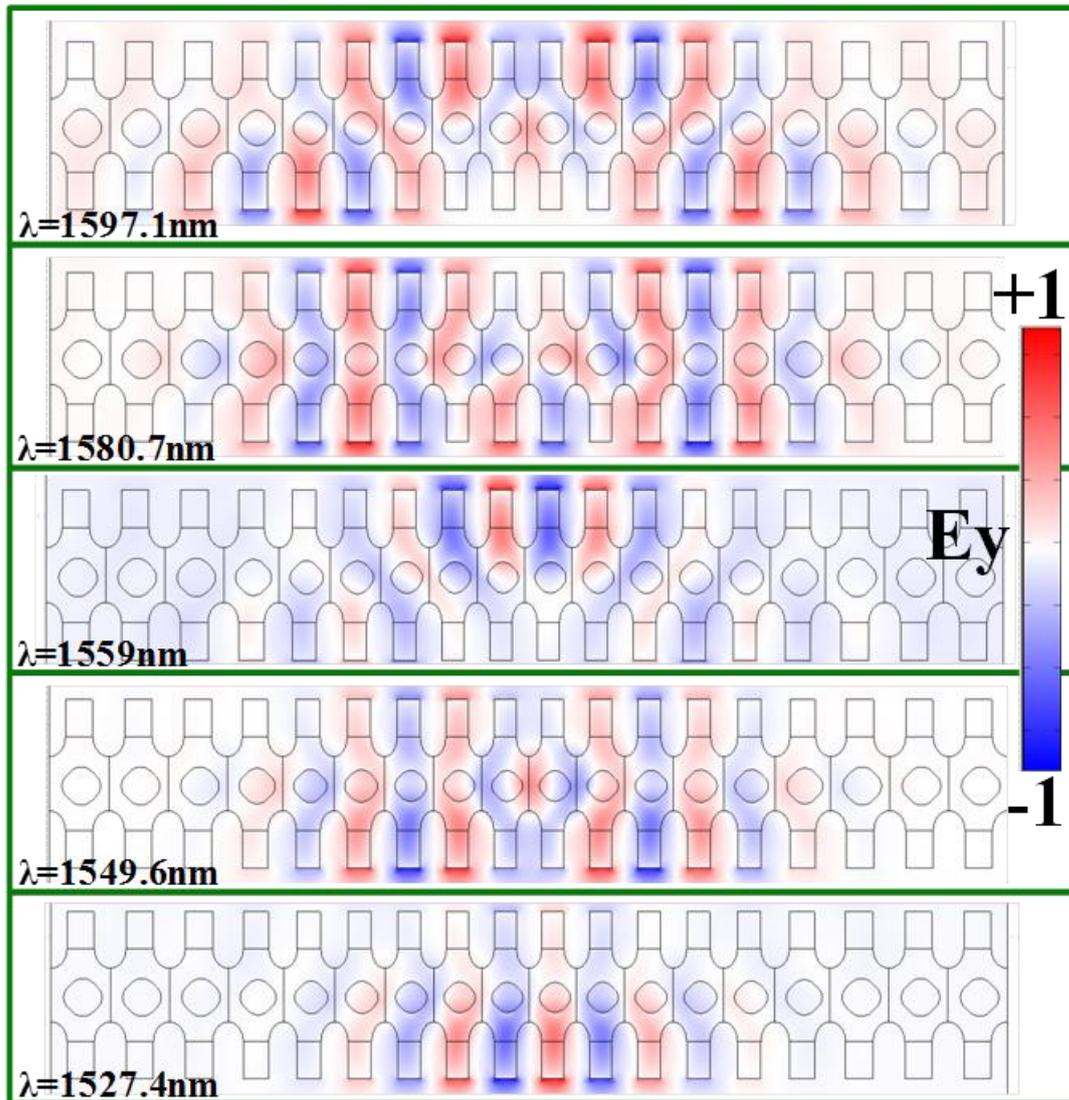


Figure III.1: Cartographies du champ électrique suivant  $y$  des modes photoniques de cavité du nanoguide structuré où la forme de la région entre deux ailettes est arrondie, les trous sont sous forme de carrés arrondis et décalés à droite et en bas.

Les taux de couplage AO ont été calculés pour cette structure dont les résultats sont donnés sur la figure III.2 pour seulement deux modes photoniques qui ont donné des forts couplages. On a effectué le couplage de chaque mode photonique avec tous les modes phononiques situés entre 0 et 9GHz, ici je ne donne que les valeurs de couplage importantes avec les modes phononiques.

Modes photoniques	$\Omega/2\pi$ des phonons (GHz)	$g_{MI}$ (MHz)	$g_{PE}$ (MHz)	$g_{total}$ (MHz)
 $\lambda=1549.6\text{nm}$	2.63	0.68	1.26	1.94
	5.12	-0.49	-0.9	-1.39
	6.43	0.34	1.01	1.35
	6.5	-0.31	-0.73	-1.04
	6.57	-0.68	-1.09	-1.77
 $\lambda=1580.7\text{nm}$	2.63	0.47	0.82	1.29
	6.5	-0.48	-0.89	-1.37
	6.57	-0.43	-0.71	-1.14

Figure III.2: Couplage AO entre les modes de cavité photoniques à 1549.6nm, 1580.7nm et les modes phononiques à 2.63GHz, 5.12GHz, 6.43GHz, 6.5GHz et 6.57GHz dans le cas où le nanoguide est arrondi et les trous sont sous forme de carré arrondis et décalés à droite et en bas, estimé par le calcul des taux de couplage  $g_{PE}$  et  $g_{MI}$ .

Cinq modes phononiques qui arrivent à se coupler fortement avec les modes photoniques représentés sur la figure III.1. On représente sur la figure III.3 les cartographies de la norme du champ de déformation pour ces cinq modes phononiques. Ils sont de la même catégorie des modes phononiques qui donnent des bons couplages qu'on a déjà trouvé précédemment. Malgré tous les essais qu'on a fait pour pouvoir créer une cavité du nanoguide structuré qui sera très proche de celle expérimentale on n'a pas réussi vraiment à retrouver cette géométrie qui est perturbée de tous les sens par les défauts de micro fabrication qui perturbent la structure de tous les cotés d'une façon arbitraire. Donc même si on a fait un travail énorme pour essayer de s'approcher de cette structure fabriquée, on se trouve toujours en face des petits défauts liés à des décalages au niveau des dimensions ou des positions sur toute la structure.

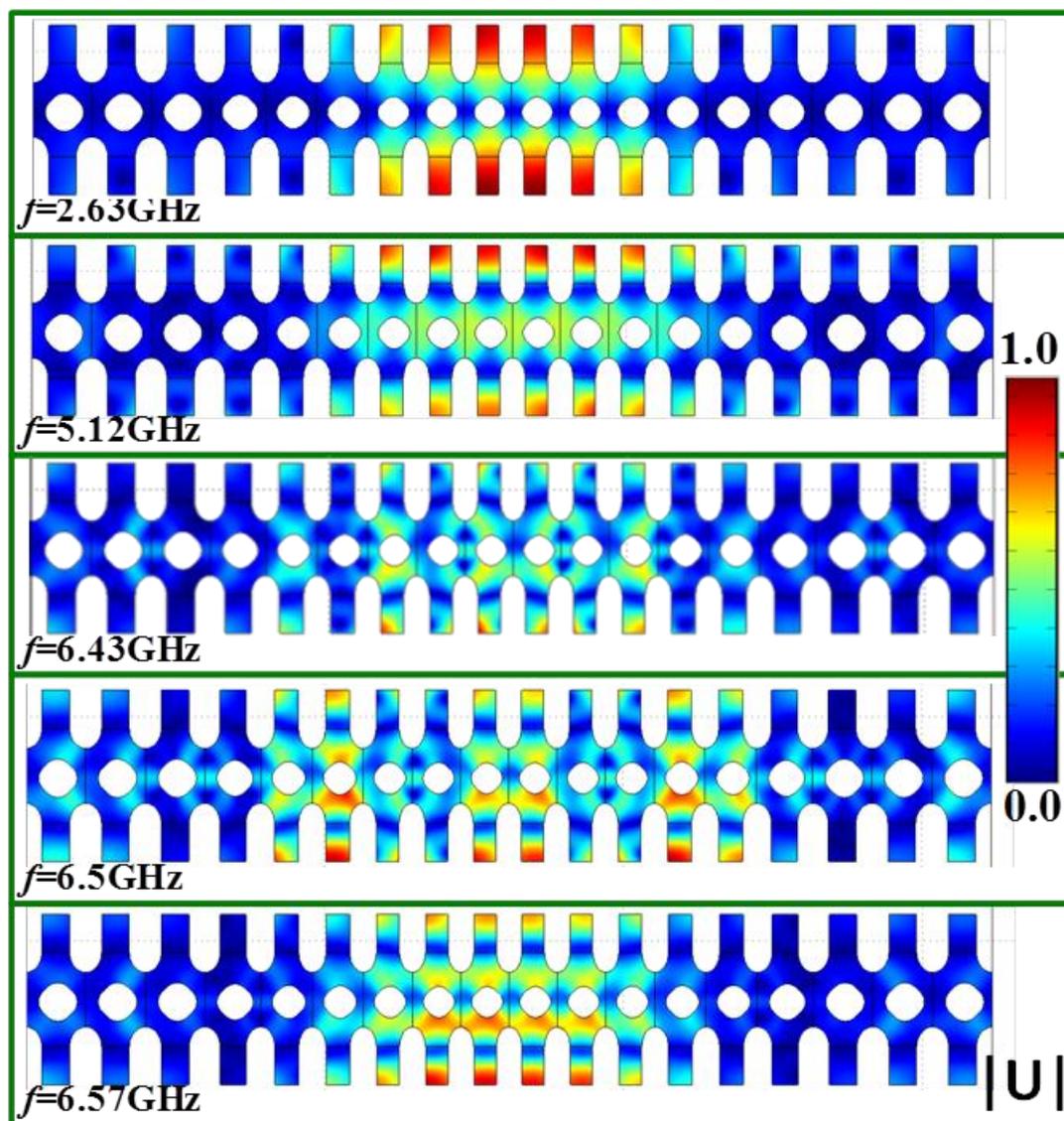


Figure III.3: Norme du champ de déformation des modes phononiques qui donnent des bons couplages AO de la cavité du nanoguide structuré où la cellule élémentaire est arrondie et les trous sont d'une forme carrée arrondie et décalés à droite et en bas.

# Publications

## Publications dans des revues internationales avec comité de lecture

1. **S. El-Jallal**, A. Mrabti, G. Leveque, A. Akjouj, Y. Pennec, B. Djafari-Rouhani.  
"Moving interface effect in phonon-plasmon interaction"  
*In preparation.*
2. A. Mrabti, **S. El-Jallal**, G. Leveque, A. Akjouj, Y. Pennec, B. Djafari-Rouhani.  
"Combined photonic-plasmonic modes inside photonic crystal cavities"  
*Plasmonics* (2015), DOI: 10.1007/s11468-015-9932-3.
3. **Said Eljallal**, M. Oudich, Y. Pennec, B. Djafari-Rouhani, A. Makhoute, Q. Rolland, S. Dupont et J. Gazalet.  
"Optomechanical interactions in two-dimensional Si and GaAs phoXonic cavities"  
*J. Phys.-Condens. Matter*, **26**, 1 (2014) 015005,
4. **Said El-Jallal**, Mourad Oudich, Yan Pennec, Bahram Djafari-Rouhani, V. Laude, J-C Beugnaut, A. Martinez, J. M. Escalante et A. Makhoute.  
"Analysis of optomechanical coupling in two-dimensional square lattice phoxonic crystal slab cavities"  
*Phys. Rev. B*, **88**, 20 (2013) 205410,
5. Q. Rolland, M. Oudich, **S. El-Jallal**, S. Dupont, Y. Pennec, J. Gazalet, J. C. Kastelik, G. Lévêque, and B. Djafari-Rouhani.  
"Acousto-optic couplings in two-dimensional phoxonic crystal cavities"  
*Applied Physics Letters* **101**, 061109 (2012)
6. M. Oudich, **S. El-Jallal**, Y. Pennec, B. D. Rouhani, J. Gomis-Bresco, D. Navarro-Urrios, C. M. S. Torres, A. Martinez, and A. Makhoute.  
"Optomechanic interaction in a corrugated phoxonic nanobeam cavity"  
*Phys. Rev. B* **89**, 245122 (2014).
7. J. Gomis-Bresco, D. Navarro-Urrios, M. Oudich, **S. El-Jallal**, A. Griol, D. Puerto, E. Chavez, Y. Pennec, B. D. Rouhani, F. Alzina, A. Martinez and C.M. Sotomayor Torres.  
"A one-dimensional optomechanical crystal with a complete phononic band gap"  
*Nature communications* **5**, 4452 (2014).
8. Y. Pennec, V. Laude, N. Papanikolaou, B. Djafari-Rouhani, M. Oudich, **S. El-Jallal**, J. C. Beugnot, J. M. Escalante and A. Martinez.  
"Modeling light-sound interaction in nanoscale cavities and waveguides"  
*Nanophotonics* 2014, DOI: 10.1515/nanoph-2014-0004.
9. J. Gomis-Bresco, D. Navarro-Urrios, M. Oudich, **S. El-Jallal**, A. Griol, D. Puerto, E. Chavez, Y. Pennec, B. Djafari-Rouhani, F. Alzina, A. Martínez and C. M. Sotomayor Torres.  
"A 1D optomechanical crystal with a complete phononic band gap"  
*arXiv preprint arXiv:1401.1691, 2014.*

10. D. Navarro-Urrios, J. Gomis-Bresco, **S. El-Jallal**, M. Oudich, A. Griol, A. Pitanti, N. Capuj, A. Tredicucci, F. Alzina, A. Griol, Y. Pennec, B. Djafari-Rouhani, A. Martínez, and C. M. Sotomayor Torres.  
" *Dynamical back-action at 5.5 GHz in a corrugated optomechanical beam* "  
*AIP Advances* **4**, 124601 (2014).
11. B. Djafari-Rouhani, **S. El-Jallal**, M. Oudich, Y. Pennec.  
" *Optomechanic interactions in phoxonic cavities* "  
*AIP Advances* **4**, 124602 (2014).

## Communications dans des conférences

### *Communications orales*

1. **Said El-jallal**, M Oudich, Y Pennec, B DjafariRouhani, A Makhoute  
" *Moving interface effect in phonon-plasmon interaction* "  
PHONONICS 2015, Paris, France, may 31- june 6, 2015.
2. **Said El-jallal**, M Oudich, Y Pennec, B DjafariRouhani, A Makhoute  
" *Acousto-optic interactions in 2D silicon and gallium arsenide phoxonic cavities* "  
2nd International Conference on Phononic Crystals/Metamaterials, Phonon Transport and Optomechanics, Sharm El-Sheikh, Egypt, june 2-7, 2013, Paper PHONONICS-2013-0076, 246-247.
3. **Said El-jallal**, M Oudich, Y Pennec, B DjafariRouhani, A Makhoute, J. Gomis-Bresco, D. Navarro-Urrios, A. Martinez and C.M. sotomayor-Torres.  
" *Theory and simulation of optomechanical effects in phoxonic crystals* "  
European Materials Research Society Spring Meeting, E-MRS Spring 2014, Symposium D-Phonons and fluctuations in low dimensional structures, May 26-30 2014 in Lille, France.
4. **Said El-jallal**, M Oudich, Y Pennec, B DjafariRouhani, A Makhoute, J. Gomis-Bresco, D. Navarro-Urrios, A. Martinez and C.M. sotomayor-Torres.  
" *Cavity modes and optomechanic interactions in strip waveguide* "  
JMC14-CMD25 August 24th-29th, Condensed Matter in Paris 2014.
5. **Said El-jallal**, M Oudich, Y Pennec, B DjafariRouhani, A Makhoute, J. Gomis-Bresco, D. Navarro-Urrios, A. Martinez and C.M. sotomayor-Torres.  
" *Cavity modes and optomechanic interactions in strip waveguide* "  
IEEE Ultrasonics Symposium, 3-6 September 2014, Chicago Illinois, USA.  
**The 2014 student paper competition finalist Recognition.**
6. **Said El-jallal**, M Oudich, Y Pennec, B DjafariRouhani, A Makhoute  
" *Interactions optomécaniques dans les cavités phoxoniques* "  
Rencontre thématique du GDR «ondes» GT2, IEMN Lille, France, 19-20 Juin 2014.
7. **Said El-jallal**, M. Oudich, Y. Pennec, B. DjafariRouhani  
" *Cavity modes and optomechanic interactions in phoxonic crystals* ".  
Proceedings of 2013 IEEE International Ultrasonics Symposium, IUS 2013, Prague, Czech Republic, july 21-25, 2013, paper IUS3-F-3, to be published by IEEE.

8. M Oudich, **S. El-jallal**, Q. Rolland, Y. Pennec, S. Dupont, J. Gazalet, G. Lévêque, B. Djafari-Rouhani.  
*"Enhanced acousto-optic interactions in silicon phoxonic cavities: comparison of opto-mechanical and photo-elastic effects"* IEEE Ultrasonics Symposium, 7-10 Octobre 2012, Dresde, Allemagne.
9. M. Oudich, **S. El-jallal**, Y. Pennec, G. Leveque, B. Djafari-Rouhani, Q. Rolland, S. Dupont, J. Gazalet, J-C. Kastelik, A. Makhoute,  
*"Acoustic modulation of TM and TE waves in two-dimensional silicon phoxonic cavity"*  
 Proceedings of IEEE International Ultrasonics Symposium, IUS 2012, Dresden, Germany, october 7-10, 2012, Paper ID 1052, 2466-2469, ISBN 978-1-4673-4561-3, doi: 10.1109/ULTSYM.2012.0617.
10. B. DJAFARI-ROUHANI, M. OUDICH, **S. El-jallal**, Y. PENNEC.  
*"Optomechanical interactions in phoxonic cavities"* Proceedings of 2nd International Conference on Phononic Crystals/Metamaterials, Phonon Transport and Optomechanics, PHONONICS 2013, Sharm El-Sheikh, Egypt, june 2-7, 2013, Paper PHONONICS-2013-0050, 240-241.
11. D. Navarro-urrios, J. Gomis-bresco, M. Oudich, F. Alzina, A. Martinez, A. Griol, D. Puerto, Y. Pennec, **S. El-jallal**, B. Djafari-rouhani, C.M. Sotomayor-torres.  
*"Optomechanics in corrugated beams with parabolic defects "*  
 Proceedings of 2nd International Conference on Phononic Crystals/Metamaterials, Phonon Transport and Optomechanics, PHONONICS 2013, Sharm El-Sheikh, Egypt, june 2-7, 2013, Paper PHONONICS-2013-0163, 258-259.
12. B. DjafariRouhani, M. Oudich **S. El-jallal**, Y. Pennec  
*"Interactions optomécaniques dans les cavités phoxoniques "*  
 14èmes Journées Nano, Micro et Optoélectronique, JNMO 2013, Evian, France, 21-23 mai, 2013, 12.
13. Y. Pennec, B. Djafari-Rouhani, M. Oudich, **S. El-jallal**, J.M. Escalante, A. Martínez, V. Laude  
*" Phononic and photonic properties of a stubbed strip waveguide"*  
 ASME International Mechanical Engineering Congress and Exposition (IMECE ) 9-15 Novembre 2012 Houston, Texas United States.
14. B. Djafari-Rouhani, M. Oudich, **S. El-jallal**, Y. Pennec.  
*" Defect modes and optomechanic interactions in phoxonic crystals "*  
 ASME 2013 International Mechanical Engineering Congress & Exposition (IMECE) 15-21 November 2013 San Diego, california *United States*.
15. D. Navarro-Urrios, J. Gomis-bresco, M. Oudich, F. Alzina, A. Martinez, A. Griol, D. Puerto, Y. Pennec, **S. El-jallal**, B. Djafari-Rouhani, C.M. sotomayor-Torres.  
*"Towards PhoXonic Crystals: Optomechanics in Corrugated Beams"*  
 PIERS 2013 in Stockholm, SWEDEN 12-15 August, 2013. Revue:Session 2A2 3 FocusSession. SC3 : Recent Progress in Photonic Crystals, 471.
16. J. Gomis-Bresco, D. Navarro-Urrios, M. Oudich, A. Griol, D. Puerto, A. Martinez, **S. El-jallal**, Y. Pennec, B. Djafari-Rouhani, F. Alzina, C.M. sotomayor-Torres.  
*"Optomechanical coupling in 1D corrugated structures with complete dual photonic and phononic band gap"* ImagineNano PPM2013 April, 2013. April 23-26, 2013, Bilbao, Spain.
17. B DjafariRouhani, **S. El-jallal**, M. Oudich, Y. Pennec  
*" Phononic and phoxonic crystals and cavity optomechanic interactions"*  
 Conference EMN (Energy, Materials, Nanotechnology) September 7-10 2013 Beijing China.

18. **B. DjafariRouhani, S. El-jallal**, M Oudich, Y. Pennec.  
 “*Phononic and phoxonic crystals and cavity optomechanic interactions*”  
 Conference EMN (Energy, Materials, Nanotechnology) December 7-10 2013 Orlando.
19. **J. Gomis-Bresco**, D. Navarro-Urrios, M. Oudich, **S. El-jallal**, A. Griol, D. Puerto, E. Chavez, Y. Pennec, B. Djafari-Rouhani, F. Alzina, A. Martinez, C.M. sotomayor-Torres.  
 “*A phoxonic crystal : photonic and phononic bandgaps in a 1D optomechanical crystal*”  
 Proceedings of 16th International Conference on Transparent Optical Networks, ICTON 2014, Graz, Austria, July 6-10, 2014, session ESPC IV, paper We.D6.4, 4 pages, e-ISBN 978-1-4799-5601-2.

### ***Communications par affiche***

20. **Said Eljallal**, M Oudich, Y. Pennec, B. DjafariRouhani.  
 “*Interactions optomécaniques dans les cavités phoxoniques*”  
 Actes des 16èmes Journées Nationales du Réseau Doctoral en Micro-Nanoélectronique, JNRDM 2013, Grenoble, France, 10-12 juin, 2013.
21. **S. Eljallal**, M Oudich, Y. Pennec, B. DjafariRouhani.  
 “*optomechanic Interactions in phoxonic cavities*”  
 Actes de l'Assemblée Générale du GdR Ondes 2451 « Interférences d'ondes », Dijon, France, 28-30 octobre, 2013, papier A48.
22. **Q. Rolland**, S. Dupont, J. Gazalet, J. C. Kastelik, M. Oudich, **S. Eljallal**, Y. Pennec, B. DjafariRouhani.  
 “*Interactions optomécaniques dans les cavités phoxoniques*”  
 14èmes Journées Nano, Micro et Optoélectronique, JNMO 2013, Evian, France, 21-23 mai, 2013, 66.
23. **S. El-Jallal**, M. Oudich, **Y. Pennec**, B. Djafari-Rouhani, V. Laude, B. Bonello, J.M. Escalante, A. Martínez.  
 “*Confinement of elastic and optical wave in silicon plate and strip waveguide*”  
 IEEE International Ultrasonics Symposium, Dresden, Germany, October 7-10, 2012, paper P5H-2.
24. **S. El-Jallal**, M. Oudich, Y. Pennec, B. Djafari-Rouhani, V. Laude, B. Bonello, J.M. Escalante, A. Martínez.  
 “*Enhanced acousto-optic interactions in silicon phoxonic cavities: comparison of opto-mechanical and photo-elastic effects*” Ecole doctorale des Houches 22 octobre- 2 novembre 2012.
25. **J. Gomis-Bresco**, D. Navarro-Urrios, M Oudich, **S. El-jallal**, Y. Pennec, B. DjafariRouhani, A. Griol, D. Puerto, E. Chavez, F. Alzina, A. Martinez, C.M. sotomayor-Torres.  
 “*A 1D phoxonic crystals*”  
 European Materials Research Society Spring Meeting, E-MRS Spring 2014, Symposium D-Phonons and fluctuations in low dimensional structures.
26. **S. Eljallal**, M Oudich, Y. Pennec, B. DjafariRouhani et A Makhoute.  
 “*Piéger le son et la lumière dans une même région de l'espace*”  
 Doctoriales Lille Nord de France, 6-11 avril 2014 au Mercure Lille Métropole à Marcq-en-Barœul.
27. **S. El-jallal**, M Oudich, Y Pennec, B DjafariRouhani, A Makhoute, J. Gomis-Bresco, D. Navarro-Urrios, A. Martinez and C.M. sotomayor-Torres.  
 “*Cavity modes and optomechanic interactions in phoxonic crystals*”  
 IEEE Ultrasonics Symposium, 3-6 September 2014, Chicago Illinois, USA.  
**The 2014 student paper competition finalist Recognition.**

## Références

- [1] M. Maldovan and E. L. Thomas, *Appl. Phys. B* **83**, 595 (2006).
- [2] M. Maldovan and E. L. Thomas, *Appl. Phys. Lett.* **88**, 251907 (2006).
- [3] Y. Pennec, B. Djafari-Rouhani, E. H. El Boudouti, C. Li, Y. El Hassouani, J. O. Vasseur, N. Papanikolaou, S. Benchabane, V. Laude, and A. Martinez, *Chin. J. Phys.* **49**, 100 (2011).
- [4] Q. Rolland, M. Oudich, S. El-Jallal, S. Dupont, Y. Pennec, J. Gazalet, J. C. Kastelik, G. Leveque, and B. Djafari-Rouhani. *Appl. Phys. Lett.* **101**, 061109 (2012).
- [5] Y. Pennec, B. Djafari-Rouhani, E. H. El Boudouti, C. Li, Y. El Hassouani, J. O. Vasseur, N. Papanikolaou, S. Benchabane, V. Laude, and A. Martinez, *Opt. Express* **18**, 14301 (2010).
- [6] M. Eichenfield, J. Chan, R. M. Camacho, K. J. Vahala, and O. Painter, *Nature* **462**, 78 (2009).
- [7] D. A. Fuhrmann, S. M. Thon, H. Kim, D. Bouwmeester, P. M. Petroff, A. Wixforth, and H. J. Krenner, *Nature Photon.* **5**, 605 (2011).
- [8] M. Oudich, S. El-Jallal, Y. Pennec, G. Lévêque, B. Djafari-Rouhani, Q. Rolland, S. Dupont, J. Gazalet, J. C. Kastelik. A. Makhoute. *Proceeding of IEEE, IUS*, 2466-2469 (2012).
- [9] S. El-jallal, M. Oudich, Y. Pennec, B. Djafari-Rouhani, A. Makhoute, Q. Rolland, S. Dupont, and J. Gazalet. *J. Phys.: Condens. Matter* **26**, 015005 (2014).
- [10] Kippenberg TJ, Vahala KJ. Cavity optomechanics: back-action at the mesoscale. *Science* 2008;321:1172-6.
- [11] M. Eichenfield, Camacho, R., Chan, J., Vahala, K. J. & Painter, O. A picogram and nanometre-scale photonic-crystal optomechanical cavity. *Nature* 459, 550–555 (2009).
- [12] Q. Lin, J. Rosenberg, X. Jiang, K. J. Vahala, & O. Painter, Mechanical oscillation and cooling actuated by the optical gradient force. *Phys. Rev. Lett.* 103, 103601 (2009).
- [13] J. D. Thompson et al. Strong dispersive coupling of a high-finesse cavity to a micromechanical membrane. *Nature* 452, 72–75 (2008).
- [14] E. Yablonovitch, *Phys. Rev. Lett.* **58**, 2059 (1987).
- [15] T. F. Krauss, R. M. De la Rue, and S. Brandt, *Nature* **383**, 699 (1996).
- [16] *Photonic Crystals: Molding The Flow Of Light*, John D. Joannopoulos, Steven G. Johnson, Joshua N. Winn, Robert D. Meade (1995).
- [17] John, S. *Physical Review Letters*, 1987. **58**(23): p. 2486-2489.
- [18] R. Zengerle, *Journal of Modern Optics*, 1987. **34**(12): p. 1589-1617.
- [19] E. Yablonovitch, T.J. Gmitter, K.M. Leung, *PRL*, vol. 67, no 17, 1991, p. 2295-2298.
- [20] M. S. Kushwaha, P. Halevi, L. Dobrzynski, and B. Djafari-Rouhani, *PRL*. **71**, 2022 (1993).
- [21] M. M. Sigalas, and E. N. Economou, *Solid State Commun.* **86**, 141 (1993).
- [22] M. M. Sigalas and E. N. Economou, *J. Sound Vib.* **158**, 377 (1992).
- [23] M. S. Kushwaha, P. Halevi, G. Martinez, L. Dobrzynski, and B. D-Rouhani. *PRB* **49**, 2313 (1994).
- [24] Akhlesh Lakhtakia, Vasundara V. Varadan et Vijay K. Varadan, *Journal of the Acoustical Society of America*, 83(4):1267–1275, 1988.
- [25] R. Martinez-Sala, et al. Sound attenuation by sculpture. *Nature* 378, 241 (1995).

- [26] J. O. Vasseur, et al. Phys.Rev. Lett. 86, 3012–3015 (2001).
- [27] T.Gorishnyy , C. K. Ullal, M. Maldovan, G. Fytas, & E. L. Thomas, PRL. 94, 115501 (2005).
- [28] J.-K.Yu, S. Mitrovic, D.Tham, J. Varghese, & J. R. Heath, Nature Nanotechnol. 5, 718–721 (2010).
- [29] J. W. S. Rayleigh, Phil. Mag: vol. 26, 1888, p. 256-265.
- [30] Y. Pennec, J. O. Vasseur, B. Djafari-Rouhani, L. Dobrzynski, and P. A. Deymier, Surf. Sci. Rep. **65**, 229 (2010).
- [31] S. Sadat-Saleh, S. Benchabane, F. I. Baida, M. P. Bernal, and V. Laude, JAP. **106**, 074912 (2009).
- [32] D. Bria, M. B. Assouar, M. Oudich, Y. Pennec, J. Vasseur, and B. Djafari-Rouhani, J. Appl. Phys. **109**, 014507 (2011).
- [33] AH Safavi-Naeini, O. Painter, Opt. Express **18**, 14926 (2010).
- [34] Y. El Hassouani, C. Li, Y. Pennec, E. H. El Boudouti, H. Larabi, A. Akjouj, O. Bou Matar, V. Laude, N. Papanikolaou, A. Martinez, and B. Djafari Rouhani, Phys. Rev. B, **82**, 155405 (2010).
- [35] JD. Joannopoulos, PR. Villeneuve, S. Fan. Nature 1997;386:143 – 9.
- [36] M. Maldovan, Sound and heat revolutions in phononics. Nature 2013;503:209 – 17.
- [37] V. Laude, J.C. Beugnot, S. Benchabane, Y. Pennec, B. Djafari-Rouhani, N. Papanikolaou, J. M. Escalante, and A. Martinez, Opt. Express **19**, 9690 (2011).
- [38] P. T. Rakich, C. Reinke, R. Camacho, P. Davids, and Z. Wang, *Phys. Rev. X* **2**, 011008 (2012).
- [39] Tzy-Rong Lin, Chiang-Hsin Lin, and Jin-Chen Hsu *J. Appl. Phys.* **113**, 053508 (2013).
- [40] J. M. Escalante, A. Martinez, V. Laude. J Appl Phys 2014;115:064302.
- [41] S. El-Jallal, M. Oudich, Y. Pennec, B. Djafari-Rouhani, V. Laude, J.-C. Beugnot, A. Martínez, J. M. Escalante, and A. Makhoute. Phys. Rev. B 88, 205410 (2013).
- [42] M. Oudich, S. El-Jallal, Y. Pennec, B. D. Rouhani, J. Gomis-Bresco, D. Navarro-Urrios, C. M. S. Torres, A. Martinez, and A. Makhoute, Phys. Rev. B 89, 245122 (2014).
- [43] Y. Pennec , V. Laude , N. Papanikolaou , B. Djafari-Rouhani , M. Oudich , S. El Jallal , J. C. Beugnot , J. M. Escalante and A. Martinez, Nanophotonics 2014, DOI: 10.1515/nanoph-2014-0004.
- [44] J. Gomis-Bresco, D. N-Urrios, M. Oudich, S. El-Jallal, A. Griol, D. Puerto, E. Chavez, Y. Pennec, B. D. Rouhani, F. Alzina, A. Martinez and C.M. S. Torres. Nature communications 5, 4452 (2014).
- [45] B. Djafari-Rouhani, **S. El-Jallal**, M. Oudich, Y. Pennec, " Optomechanic interactions in phoxonic cavities " AIP Advances **4**, 124602 (2014).
- [46] D. Navarro-Urrios, J. Gomis-Bresco, **S. El-Jallal**, M. Oudich, A. Griol, A. Pitanti, N. Capuj, A. Tredicucci, F. Alzina, A. Griol, Y. Pennec, B. D-Rouhani, A. Martínez, and C. M. S. Torres. "Dynamical back-action at 5.5 GHz in a corrugated optomechanical beam". AIP Advances **4** , 124306 (2014).
- [47] Korpel A. Acousto-optics. 2nd ed. New York: CRC Press, 1996.
- [48] M. Li, W. H. P. Pernice, & Tang, H. X. Broadband all-photonic transduction of nanocantilevers. Nat. Nanotechnol. 4, 377–382 (2009).
- [49] Q. Lin et al. Coherent mixing of mechanical excitations in nanooptomechanical structures. Nat. Photon. 4, 236–244 (2009).
- [50] J. Chan, M. Eichenfield, R. Camacho & O. Painter. Optical and mechanical design of a “zipper” photonic crystal optomechanical cavity. Opt. Express 17, 3802–3817 (2009).

- [51] E. Ozbay, A. Abeyta, G. Tuttle, M. Tringides, R. Biswas, C. T. Chan, C. M. Soukoulis et K. M. Ho Phys. Rev. B, 50:1945–1948, Jul 1994.
- [52] H. Miguez, C. Lopez, F. Meseguer, A. Blanco, L. Vazquez, R. Mayoral, M. Ocana, V. Fornes et A. Mifsud, Applied Physics Letters, 71(9):1148–1150, 1997.
- [53] S. Tamura, D. C. Hurley, and J. P. Wolfe, Phys. Rev. B 38, 1427 (1988).
- [54] Favero I, Karrai K. Optomechanics of deformable optical cavities. Nat Photon 2009;3:201 – 5.
- [55] Chan J, Mayer Alegre TP, Safavi-Naeini AH, Hill JT, Krause A, Groblacher S, Aspelmeyer M, Painter O. Nature 2011;478:89 – 92.
- [56] Y. Okawachi et al. Tunable all-optical delays via Brillouin slow light in an optical fiber. Phys. Rev. Lett. 94, 153902 (2005).
- [57] K. Y. Song, Herraiez, M. & Thevenaz, L. Observation of pulse delaying and advancement in optical fibers using stimulated Brillouin scattering. Opt. Express 13, 82–88 (2005).
- [58] H. Rong et al. Raman gain and nonlinear optical absorption measurements in a low-loss silicon waveguide. Appl. Phys. Lett. 85, 2196 (2004).
- [59] M. A. Foster et al. Broad-band optical parametric gain on a silicon photonic chip. Nature 441, 960–963 (2006).
- [60] M. Tomes and T. Carmon. Phys Rev Lett 2009;102:113601.
- [61] A. H. Safavi-Naeini, J. T. Hill, S. Meenehan, J. Chan, S. Groblacher, and O. Painter. arXiv preprint arXiv:1401.1493 (2014).
- [62] A. H. Safavi-Naeini, T. P. Mayer Alegre, M. Winger, and O. Painter, APL. **97**, 181106 (2010).
- [63] E. Gavartin, R. Braive, I. Sagnes, O. Arcizet, A. Beveratos, and T. J. Kippenberg, Phys. Rev. Lett. **106**, 203902 (2011).
- [64] Fu-Li Hsiao, Cheng-Yi Hsieh, Hao-Yu Hsieh and Chien-Chang Chiu, APL., **100**, 171103 (2012).
- [65] J. Chan, A. H. Safavi-Naeini, J. T. Hill, S. Meenehan, and O. Painter, Appl. Phys. Lett. **101**, 081115(2012).
- [66] Y. Gong, A. Rundquist, A. Majumdar, and J. Vuckovic, Optics Express **19**, 1429 (2011).
- [67] I. E. Psarobas, N. Papanikolaou, N. Stefanou, B. Djafari-Rouhani, B. Bonello, and V. Laude. Phys. Rev. B **82**, 174303 (2010).
- [68] Christopher Baker, William Hease, Dac-Trung Nguyen, Alessio Andronico, Sara Ducci, Giuseppe Leo, and Ivan Favero OPTICS EXPRESS Vol. 22, No. 12, Page 14072 (2014).
- [69] E. Verhagen, S. Deleglise, S. Weis, A. Schliesser and T. J. Kippenberg “Quantum-coherent coupling of a mechanical oscillator to an optical cavity mode”. Nature 482, 63-67.
- [70] A. Yariv and P. Yeh, Optical Waves in Crystals (Wiley, New York, 1984).
- [71] M. Eichenfield, J. Chan, A.H. Safavi-Naeini, K.J. Vahala, O. Painter, Opt. Express **17**, 20078 (2009).
- [72] S. G. Johnson, M. Ibanescu, M. A. Skorobogatiy, O. Weisberg, J. D. Joannopoulos, and Y. Fink. Phys. Rev. E **65**, 066611 (2002).
- [73] S. G. Johnson, M. Ibanescu, M. Skorobogatiy, O. Weisberg, T. D. Engeness, M. Soljacic, S. A. Jacobs, J. D. Joannopoulos, and Y. Fink, Opt. Express **9**, 748 (2001).
- [74] P. Renosi, J. Sapriel and B. Djafari Rouhani, , Proceedings of the Fifth International Conference on Indium Phosphide and Related Material (1993, Paris), pages 592-595. DOI: 10.1109/ICIPRM.1993.380551; see also P. Renosi and J. Sapriel, , Appl. Phys. Lett., **64**, 2794 (1994).

- [75] Jean-Charles Beugnot and Vincent Laude, *Phys. Rev. B* **86**, 224304 (2012).
- [76] C. Ruppert and M. Betz, *Nature Photonics*, **5**, 574 (2011).
- [77] S. Mohammadi, A. A. Eftekhar, A. Khelif, and A. Adibi, *Opt. Express* **18**, 9164 (2010).
- [78] Y. El Hassouani, C. Li, Y. Pennec, E. H. El Boudouti, H. Larabi, A. Akjouj, O. Bou Matar, V. Laude, N. Papanikolaou, A. Martinez, and B. Djafari Rouhani, *Phys. Rev. B* **82**, 155405 (2010).
- [79] Y. Akahane, T. Asano, B.-S. Song and Susumu Noda *Nature* **425**, 02015 (2003).
- [80] K. Srinivasan, and O Painter. *Opt. Express* **11**, 579 (2003).
- [81] Y. Akahane, T. Asano, B.-S. Song, and S. Noda, *Nature London* **425**, 944 (2003).
- [82] B.-S. Song, S. Noda, T. Asano, and Y. Akahane, *Nature Materials* **4**, 207 (2005).
- [83] E. Kuramochi, M. Notomi, S. Mitsugi, A. Shinya, T. Tanabe, and T. Watanabe, *Appl. Phys. Lett.* **88**, 041112 (2006).
- [84] E. Kuramochi, H. Taniyama, T. Tanabe, A. Shinya, and M. Notomi, *Appl. Phys. Lett.* **93**, 111112 (2008).
- [85] Y. Tanaka, T. Asano, and S. Noda, *J. Lightwave Tech.* **26**, 1532 (2008).
- [86] Feng-Chia Hsu, Chiung-I Lee, Jin-Chen Hsu, Tsun-Che Huang, Chin-Hung Wang and Pin Chang “Acoustic band gaps in phononic crystal strip waveguides” *APPLIED PHYSICS LETTERS* **96**, 051902 (2010).
- [87] Y. Pennec, B. Djafari-Rouhani, C. Li, J. M. Escalante, A. Martinez, S. Benchabane, V. Laude, and N. Papanikolaou, *AIP Adv.* **1**, 041901 (2011).
- [88] P. B. Deotare, M. W. McCutcheon, I. W. Frank, M. Khan, and Marko Lončar. *Appl. Phys. Lett.* **94**, 121106 (2009)
- [89] Ding, L., Belacel, C., Ducci, S., Leo, G. & Favero, I. Ultralow loss single-mode silica tapers manufactured by a microheater. *Appl. Opt.* **49**, 2441 (2010).
- [90] Gorodetsky, M. L. *et al.* Determination of the vacuum optomechanical coupling rate using frequency noise calibration. *Opt. Express* **58**, 23236–23246 (2010).
- [91] Stefane A. Maier. *Plasmonics: Fundamentals and Applications*. Springer US, Boston, MA, 2007.
- [92] Jorg P. Kottmann, Olivier J F Martin, David R Smith, and Sheldon Schultz. Dramatic localized electromagnetic enhancement in plasmon resonant nanowires. *Chemical Physics Letters*, **341**(1-2):1–6, June 2001.
- [93] Jack J. Mock, David R. Smith, and Sheldon Schultz. Local Refractive Index Dependence of Plasmon Resonance Spectra from Individual Nanoparticles. *Nano Letters*, **3**(4):485–491, April 2003.
- [94] Ophelie Saison-Francioso, Gaetan Leveque, Abdellatif Akjouj, Yan Pennec, Bahram Djafari-Rouhani, Sabine Szunerits, Rabah Boukherroub, and Gaetan Leveque. Plasmonic nanoparticles array for high-sensitivity sensing: a theoretical investigation. *The Journal of Physical Chemistry C*, **116**(33):17819–17827, 2012.
- [95] T. Maurer, R. Nicolas, G. Leveque, P. Subramanian, J. Proust, J. Beal, S. Schuermans, J.-P. J.-P. Vilcot, Z. Herro, M. Kazan, Others, J. Plain, R. Boukherroub, a. Akjouj, B. Djafari-Rouhani, P.-M. Adam, and S. Szunerits. Enhancing LSPR sensitivity of Au gratings through graphene coupling to Au film. *Plasmonics*, **9**(3):507–512, December 2013.
- [96] Xinglin Wen, Guangyuan Li, Jun Zhang, Qing Zhang, Bo Peng, Lai Mun Wong, Shijie Wang, and Qihua Xiong. Transparent freestanding metamaterials and their applications in surface-enhanced Raman scattering. *Nanoscale*, **6**(1):132–9, January 2014.

- [97] D Jaque, L Martinez Maestro, B del Rosal, P Haro-Gonzalez, A Benayas, J L Plaza, E Martin Rodriguez, and J Garcia Sole. Nanoparticles for photothermal therapies. *Nanoscale*, 6(16):9494–530, August 2014.
- [98] Yongmin Liu and Xiang Zhang. Metamaterials: a new frontier of science and technology. *Chemical Society reviews*, 40(5):2494– 507, May 2011.
- [99] Kathryn M Mayer and Jason H Hafner. Localized surface plasmon resonance sensors. *Chemical reviews*, 111(6):3828–57, June 2011.
- [100] Franz-Philipp Schmidt, Harald Ditlbacher, Ulrich Hohenester, Andreas Hohenau, Ferdinand Hofer, and Joachim R Krenn. Dark plasmonic breathing modes in silver nanodisks. *Nano letters*, 12(11):5780–3, November 2012.
- [101] Niels Verellen, Pol Van Dorpe, Chengjun Huang, Kristof Lodewijks, Guy A E Vandenbosch, Liesbet Lagae, and Victor V Moshchalkov. Plasmon line shaping using nanocrosses for high sensitivity localized surface plasmon resonance sensing. *Nano letters*, 11:391–397, 2011.
- [102] M. Li et al. Harnessing optical forces in integrated photonic circuits. *Nature* 456, 480–484 (2008).
- [103] T. Tanemura, Y. Takushima & K. Kikuchi, *Opt. Lett.* 27, 1552–1554 (2002).
- [104] T. Matsumoto, K.-S. Eom, and T. Baba, *Opt. Lett.*, 2006. **31**(18): p. 2786-2788.
- [105] D.W. Prather, S. Shouyuan, J. Murakowski, G. J Schneider, A. Sharkawy, C. Chen, B. Miao and R. Martin, *Journal of Physics D: Applied Physics*, 2007(9): p. 2635.
- [106] Olalla Sanchez-Sobrado, Gabriel Lozano, Mauricio E Calvo, Ana Sanchez-Iglesias, Luis M Liz-Marzan, and Hernan Miguez. Interplay of resonant cavity modes with localized surface plasmons: optical absorption properties of Bragg stacks integrating gold nanoparticles. *Advanced materials (Deerfield Beach, Fla.)*, 23(18):2108–12, May 2011.
- [107] Alberto Jimenez-Solano, Carmen Lopez-Lopez, Olalla Sanchez-Sobrado, Jose Miguel Luque, Mauricio E Calvo, Cristina Fernandez-Lopez, Ana Sanchez-Iglesias, LuisMLiz-Marzan, and Hernan Miguez. Integration of gold nanoparticles in optical resonators. *Langmuir : the ACS journal of surfaces and colloids*, 28(24):9161–7, June 2012.
- [108] Xiaoli Wang and Bruno Palpant. Large and Ultrafast Optical Response of a One-Dimensional PlasmonicPhotonic Cavity. *Plasmonics*, 8(4):1647–1653, June 2013.
- [109] Nicolas Large, Lucien Saviot, Jeremie Margueritat, Jose Gonzalo, Carmen N Afonso, Arnaud Arbouet, Pierre Langot, Adnen Mlayah, and Javier Aizpurua. Acousto-plasmonic hot spots in metallic nano-objects. *Nano letters*, 9(11):3732–8, November 2009.
- [110] Timothy a Kelf, Wataru Hoshii, Paul H Otsuka, Hirotaka Sakuma, Istvan a Veres, Robin M Cole, Sumeet Mahajan, Jeremy J Baumberg, Motonobu Tomoda, Osamu Matsuda, and Oliver B Wright. Mapping gigahertz vibrations in a plasmonic phononic crystal. *New Journal of Physics*, 15(2):023013, February 2013.
- [111] Sudhiranjan Tripathy, Renaud Marty, Vivian Kaixin Lin, Siew Lang Teo, Enyi Ye, Arnaud Arbouet, Lucien Saviot, Christian Girard, Ming Yong Han, and Adnen Mlayah. Acoustoplasmonic and surface-enhanced Raman scattering properties of coupled gold nanospheres/nanodisk trimers. *Nano letters*, 11(2):431–7, February 2011.
- [112] P. B. Johnson and R. W. Christy. Optical Constants of the Noble Metals. *Physical Review B*, 6(12):4370–4379, December 1972.