

République Algérienne Démocratique et Populaire
Ministère de l'Enseignement Supérieur et de la Recherche Scientifique
Université des Frères Mentouri Constantine
Faculté des sciences de la technologie
Département d'électronique

N d'ordre : . . . | . . . |

Série : . . . | . . . |

THÈSE

Présentée pour l'obtention du diplôme de :

DOCTORAT EN-SCIENCES*

SPÉCIALITÉ : ÉLECTRONIQUE

Présentée par : **KASSA-BAGHDOUCHE Lazhar**

Conception de micro-nanocavités à base de cristaux photoniques en silicium et nitrure de silicium en vue d'application en optique intégrée et non linéaire

Devant le jury composé de :

| | | | |
|------|---------------|--------------------------------|------------|
| Mme | S. LATRECHE | Prof. Université Constantine 1 | Président |
| Mme. | T. BOUMAZA | Prof. Université Constantine 1 | Rapporteur |
| Mme. | S. BOUHEDJA | Prof. Université Constantine 3 | Examineur |
| M. | A. HOCINI | Prof. Université M'Sila | Examineur |
| M. | D. KHEDROUCHE | M.C. Université M'Sila | Examineur |
| M. | M. BOUCHEMAT | Prof. Université Constantine 1 | Invité |

Année universitaire 2016-2017

*. Thèse finalisée au sein du Centre de Nanosciences et de Nanotechnologies, CNRS, Université Paris-Sud, Université Paris-Saclay, C2N – Orsay, 91405 Orsay cedex, France.

Remerciements

Je tiens à remercier tous ceux qui m'ont offert l'opportunité d'effectuer cette thèse dans les meilleures conditions. En tout premier lieu, je remercie mon Dieu, tout puissant, qui m'a éclairé le bon chemin.

Mes vifs et sincères remerciements vont à Madame T. BOUCHEMAT Professeur à l'université Constantine 1, qui a dirigé mon travail avec beaucoup de compétences et de patience. Je souhaite le remercier pour ses conseils, son soutien constant ainsi que sa disponibilité tout au long de ce travail. Ses qualités humaines et ses remarques m'ont été précieuses et m'ont beaucoup aidé à la réalisation de ce travail.

Je tiens à remercier vivement Monsieur Eric CASSAN, Professeur des universités, Centre de Nanoscience et Nanotechnologie (C2N, ex. IEF) de l'université Paris-Sud, pour m'avoir confié ce travail et pour la confiance qu'il m'a accordée lors des séjours scientifiques effectués sous sa responsabilité. Durant ces années écoulées il a su guider et encadrer mon travail avec le plus grand intérêt. Je voudrai lui exprimer ma gratitude pour la rigueur scientifique dont il a toujours fait preuve ainsi que pour ses qualités humaines indéniables.

Je tiens à exprimer ma grande reconnaissance à Monsieur M. BOUCHEMAT, Professeur à l'université Constantine 1, qui m'a accueilli au sein de son laboratoire de recherche. Je le remercie pour ses remarques précieuses ainsi que pour ses qualités humaines incontestables.

Je remercie, Madame S. LATRECHE, Professeur à l'université Constantine 1, pour l'intérêt qu'elle a porté à mon travail en faisant l'honneur de présider le jury de ma soutenance.

Je remercie également Madame. S. BOUHEDJA, Professeur à l'université de Constantine 3, Monsieur A. HOCINI, Professeur à l'université M'Sila et Monsieur D. KHE-DROUCHE, Maître de conférence à l'université M'Sila, d'avoir accepté d'examiner et de lire mon travail et pour le temps qu'ils ont investi à l'évaluer.

Je remercie l'ensemble des chercheurs et enseignants du centre de nanoscience et nanotechnologie (C2N) de l'université Paris-Sud en particulier les membres de l'équipe MINAPHOT - MICRO et NANO dispositifs PHOTONiques sur silicium. Je remercie également l'ensemble du personnel de l'université Paris-Sud pour leurs services et leurs sympathies.

Je remercie le Ministère Algérien de l'Enseignement Supérieur et de la Recherche Scientifique pour m'avoir octroyé une bourse de longue durée.

Je remercie enfin tous mes proches pour leur confiance, et leur soutien sans limites. Un grand merci à mes parents, mes sœurs et mes frères qui m'ont apporté leur soutien constant et ont supporté mes humeurs.

Table des matières

| | |
|---|------------|
| Remerciements | i |
| Liste des figures | v |
| Liste des tableaux | xii |
| Introduction générale | 1 |
| 1 Intérêt des cavités à cristaux photoniques pour des applications en optique intégrée et non linéaire | 6 |
| 1.1 Introduction | 6 |
| 1.2 Généralités sur les cristaux photoniques | 8 |
| 1.2.1 Analogie électron/photon | 9 |
| 1.2.2 Le miroir de Bragg, cristal photonique unidimensionnel | 10 |
| 1.2.3 Les cristaux photoniques bidimensionnels | 13 |
| 1.2.4 Les cristaux photoniques tridimensionnels | 14 |
| 1.2.5 Les cristaux photoniques planaires | 16 |
| 1.2.6 Les bases de l'optique non linéaire | 17 |
| 1.3 Propriétés des cristaux photoniques planaires | 20 |
| 1.3.1 Faible et fort contraste d'indice vertical | 20 |
| 1.3.2 Le cône de lumière : modes guidés et modes résonants | 21 |
| 1.3.3 Les pertes optiques | 24 |
| 1.4 Cavité optique à cristaux photoniques | 25 |
| 1.4.1 Confinement par la bande interdite photonique | 25 |
| 1.4.2 Exemples de cavités à cristaux photoniques | 26 |
| 1.4.3 Principales caractéristiques d'une cavité à cristal photonique | 28 |
| 1.4.4 L'analyse de Fourier du mode | 30 |
| 1.5 Exemples d'applications des cavités à cristaux photoniques | 32 |
| 1.5.1 Bistabilité optique | 32 |
| 1.5.2 Commutateur tout optique | 35 |
| 1.5.3 Capteur optique | 37 |
| 1.6 Matériaux et technologies | 39 |
| 1.6.1 Silicium (Si) | 39 |
| 1.6.2 Nitrure de silicium (SiN) | 40 |

| | | |
|----------|---|-----------|
| 1.6.3 | Polymères | 41 |
| 1.7 | Problématique et objectifs de la thèse | 42 |
| 1.8 | Conclusion | 44 |
| 2 | Méthodes et outils de modélisation | 45 |
| 2.1 | Introduction | 45 |
| 2.2 | Équations de Maxwell | 46 |
| 2.3 | Méthode des ondes planes (PWE-3D) | 47 |
| 2.3.1 | Principe de décomposition en ondes planes | 47 |
| 2.3.2 | Méthode de la super-cellule | 50 |
| 2.4 | Méthode des différences finies temporelles (FDTD-3D) | 52 |
| 2.4.1 | Principe de base de la méthode | 52 |
| 2.4.2 | Stabilité numérique | 55 |
| 2.4.3 | Conditions aux limites (PML) | 55 |
| 2.4.4 | Intérêt de la méthode FDTD-3D | 57 |
| 2.5 | Outils de modélisation | 57 |
| 2.5.1 | Logiciel MPB | 57 |
| 2.5.2 | Logiciel MEEP | 59 |
| 2.6 | Module de calcul Harminv | 61 |
| 2.7 | Conclusion | 63 |
| 3 | Étude des diagrammes de dispersion des structures planaires à bande interdite photonique | 65 |
| 3.1 | Introduction | 65 |
| 3.2 | Structures planaires à fort contraste d'indice vertical | 67 |
| 3.2.1 | Mise en évidence des différents réseaux de cristaux photoniques | 67 |
| 3.2.2 | Diagramme de dispersion en polarisation quasi-TE et quasi-TM | 68 |
| 3.2.3 | Distribution du champ électromagnétique | 70 |
| 3.3 | Dimensionnement des structures planaires à bande interdite photonique | 72 |
| 3.3.1 | Dimensionnement des structures planaires sur Silicium | 72 |
| 3.3.2 | Dimensionnement des structures planaires sur nitrure de silicium | 78 |
| 3.3.3 | Comparaison des filières Si et SiN | 83 |
| 3.4 | Structures planaires à faible contraste d'indice vertical | 85 |
| 3.4.1 | Description des structures proposées | 85 |
| 3.4.2 | Diagramme de dispersion en polarisation quasi-TE et quasi-TM | 87 |
| 3.4.3 | Étude de l'influence de l'indice de réfraction des gaines | 89 |
| 3.5 | Conclusion | 90 |
| 4 | Étude et conception des cavités à cristaux photoniques planaires | 92 |
| 4.1 | Introduction | 92 |
| 4.2 | Étude optique des modes résonants des cavités à CPs planaires | 94 |
| 4.2.1 | Description des structures : cavités H1 et L3 | 94 |
| 4.2.2 | Paramètres d'étude des cavités | 96 |
| 4.2.3 | Recherche des modes résonants des cavités | 97 |
| 4.3 | Impact de la géométrie de la cavité | 99 |
| 4.3.1 | Ingénierie de défauts | 99 |
| 4.3.2 | Influence de l'épaisseur de la membrane | 100 |

| | | |
|-------|--|------------|
| 4.3.3 | Influence du rayon des trous du cristal photonique | 102 |
| 4.3.4 | Influence du rayon des trous situés aux contours du défaut | 104 |
| 4.3.5 | Influence du décalage des trous situés aux contours de défaut | 106 |
| 4.4 | Études des cavités à cristaux photoniques à faible contraste d'indice vertical | 109 |
| 4.4.1 | Intérêt des cavités hybrides Si-PS et Si-SiO ₂ | 109 |
| 4.4.2 | Couches de confinement et mode résonants | 110 |
| 4.4.3 | Propriétés des cavités en fonction du contraste d'indice vertical | 111 |
| 4.4.4 | Optimisation de facteur de mérite "Q/V" des cavités proposées | 115 |
| 4.5 | Études des cavités à cristaux photoniques sur substrat SOI | 119 |
| 4.5.1 | Les substrats en SOI | 119 |
| 4.5.2 | Cavités à cristaux photoniques hybrides Si-PS | 120 |
| 4.5.3 | Cavités à cristaux photoniques en SiN | 123 |
| 4.6 | Cavités à cristaux photoniques appliquées aux capteurs intégrés | 127 |
| 4.6.1 | Choix d'une cavité optimisée orientée détection | 127 |
| 4.6.2 | Applications à la réalisation des capteurs de gaz | 128 |
| 4.6.3 | Applications à la réalisation des capteurs de température | 131 |
| 4.7 | Conclusion | 132 |
| | Conclusion générale | 135 |
| | Bibliographie | 138 |

Liste des figures

| | | |
|-----|--|----|
| 1 | (a) Schéma proposé par IBM pour l'utilisation de la photonique silicium en tant qu'interconnexion optique. (b) Wafer de NTT sur lequel sont intégrés des cristaux photoniques (c) Schéma d'une puce photonique intégrée avec processeur multicœur. (d) Schéma d'une puce biophotonique basé sur les cavités à cristaux photoniques. | 3 |
| 1.1 | Représentation schématique de cristaux photoniques unidimensionnels (1D), bidimensionnels (2D) et tridimensionnels (3D). | 8 |
| 1.2 | Plume de paon. L'encadré de droite est une image prise au microscope électronique à balayage (MEB) de la coupe d'une barbule verte. La structure de cristal photonique 2D est composée de piliers de mélanine liés par de la kératine, ainsi que de trous d'air [1]. | 9 |
| 1.3 | (a) Représentation schématique des réflexions dans un miroir de Bragg constitué de deux types de couches de permittivité respective ε_1 et ε_2 . La maille du cristal est a . (b) Champ électrique des deux ondes stationnaires en bord de première zone de Brillouin d'un CP-1D [2]. | 11 |
| 1.4 | Diagramme de dispersion d'un cristal photonique 1D (miroir de Bragg). Il est constitué de l'alternance de deux matériaux de permittivités ε_1 et ε_2 , de diamètre $d = 0.5a$, où a est la période du cristal photonique[7] : (a) les deux matériaux ont la même permittivité $\varepsilon_1 = \varepsilon_2 = 13$ (GaAs) ; (b) la permittivité des deux matériaux est : $\varepsilon_1 = 13$ (GaAs), $\varepsilon_2 = 12$ (GaAlAs) et (c) la permittivité des deux matériaux est : $\varepsilon_1 = 13$ (GaAs), $\varepsilon_2 = 1$ (Air) [2]. | 12 |
| 1.5 | Diagrammes de dispersion d'un CP-2D constitué de trous d'air arrangés sur une maille triangulaire et percés dans une matrice de diélectrique ($\varepsilon = 13$). Le rayon des trous d'air est $r = 0.48a$, où a est la période du réseau. Le calcul a été effectué par la méthode des ondes planes pour les polarisations TE (lignes rouges) et TM (lignes bleues). La structure comprend une bande photonique complète [2]. | 13 |
| 1.6 | (a) Représentation schématique de la Yablonovite, structure 3D de périodicité CFC (cubique Face centrée) [3]. (b) Image MEB d'un CP-3D à « tas de bois » fabriqué par lithographie UV dans du silicium [4]. | 15 |

| | | |
|------|---|----|
| 1.7 | (a) Image MEB d'une opale plane assemblée à partir de sphères de diamètre 855 nm directement sur un substrat silicium [5]. (b) Image MEB d'une opale inversée [5]. | 15 |
| 1.8 | Représentation schématique d'un cristal photonique planaire : r est le rayon des inclusions, a est le pas du réseau et h représente l'épaisseur de la membrane [6]. | 16 |
| 1.9 | Représentation schématique des processus de pertes non linéaires dans le silicium, à savoir la TPA et la FCA [7]. | 19 |
| 1.10 | (a) Image MEB en coupe vertical d'un cristal photonique membranaire en GaAs suspendue sur AlGaAs [6].(b) Images MEB d'un cristal photonique planaire en AlGaAs suspendu dans l'air [8]. | 20 |
| 1.11 | (a) Représentation schématique des modes guidés et des modes rayonnés dans une guide d'onde planaire d'indice n_1 entouré d'un milieu environnant d'indice n_2 . (b) Définition du cône de lumière à partir de la courbe de dispersion du guide d'onde planaire. | 22 |
| 1.12 | Diagrammes de dispersion d'un CP planaire constitué de réseau triangulaire de trous d'air de rayons 150 nm percés dans une membrane de silicium d'épaisseur 250 nm. Le calcul a été effectué par la méthode des ondes planes tridimensionnelles pour les polarisations TE (lignes rouges pointillées) et TM (lignes bleues). | 23 |
| 1.13 | Membrane diélectrique symétrique par rapport au plan $z = 0$. Les modes qui sont parallèles au plan z sont les modes TE (modes pairs). Ceux qui sont perpendiculaires au plan z sont les modes TM, (modes impairs). | 23 |
| 1.14 | Spectre en transmission d'une cavité à CP en GaN. Le mode se situe dans la bande interdite à une longueur d'onde de résonance de 1574.8 nm avec un facteur de qualité de 3.4×10^4 [9]. | 26 |
| 1.15 | (a) Image au microscope électronique à balayage (MEB) d'une cavité de type L3 fabriquée à l'IEF. (b) Image MEB d'une cavité à confinement, par la bande interdite d'un guide à cristaux photoniques, réalisée par une modulation de la largeur des photons [10]. (d) Schéma de principe d'une cavité à modulation de largeur du défaut linéique [11]. | 27 |
| 1.16 | Schéma de principe de l'analyse des composantes radiatives de la cavité à cristaux photonique planaires dans l'espace de Fourier [12], [13]. | 31 |
| 1.17 | (a) Spectre d'émission mesuré d'une cavité à cristal photonique pour différentes valeurs de la puissance d'entrée. Le décalage de longueur d'onde de résonance de cavité est indiqué par une ligne pointillée. (b) Microscopie électronique à balayage (MEB) d'un structure constituée d'une cavité à CP couplée avec deux guides et utilisée comme un bistable optique. (c) et (d) tracés d'hystérésis, respectivement, pour une longueur d'onde d'excitation décalée de 20 pm et 40 pm par rapport à longueur d'onde de la résonance de la cavité [14]. | 34 |

| | | |
|------|---|----|
| 1.18 | (a) Représentation schématique d'un commutateur tout optique à base de cavité, réalisé dans un CP membranaire InGaAsP. La cavité H1 est couplée avec un guide d'onde. (b) Principe de fonctionnement de la commutation tout optique. Le signal de pompe produit un décalage de la longueur d'onde de résonance dans le spectre de transmission. L'état de la commutation (ON ou OFF) est sélectionné par la mise initiale de la longueur d'onde du signal [15]. | 36 |
| 1.19 | (a) Image MEB d'un guide d'onde à cristal photonique à fentes [16]. (b) Illustration de l'interaction lumière/matière entre le champ et les molécules cibles dans un cristal photonique planaire à fentes [16]. | 38 |
| 2.1 | Exemple de super-cellule usuelle pour l'étude de structures de bandes de cristaux photoniques planaires. | 50 |
| 2.2 | Schéma d'une super-cellule usuelle pour le calcul de structures de bandes de cavités à cristaux photoniques. La super-cellule comportant 7×7 inclusions ayant un défaut ponctuel au centre. (a) Neuf super-cellules d'un réseau triangulaire (b) Neuf super-cellules d'un réseau carré. | 51 |
| 2.3 | Diagramme de dispersion de deux cavités optiques différentes réalisées par l'omission d'une tige dans un CP-2D constitué de tiges infinies de silicium arrangées sur une maille (a) carrée et (b) triangulaire. Le mode de défaut est bien situé dans la bande interdite photonique puisque l'état du défaut est très confiné [17]. | 52 |
| 2.4 | Décomposition spatiale de la fenêtre de calcul. (b) Extraction d'une cellule élémentaire. | 54 |
| 2.5 | Fonctionnement d'une couche absorbante de type PML. | 56 |
| 2.6 | (a) Position de la source optique dans une cavité à CP planaire. (b) Évolution temporelle de l'amplitude du champ E_y du mode. | 60 |
| 2.7 | Évolution de l'erreur relative dans le calcul du facteur de qualité Q en fonction du temps de simulation en unité de période optique. La cavité optique est réalisée par l'omission d'une tige dans un CP-2D constitué de tiges infinies de Si arrangées sur une maille carrée dans l'air [18]. | 62 |
| 3.1 | Diagramme de dispersion des polarisations quasi-TE (ligne rouge) et quasi-TM (ligne bleue pointillée) d'un cristal photonique planaire en Si en configuration (a) carrée, (b) hexagonale et (c) en nid d'abeille. La troisième dimension est prise en compte par l'intermédiaire du cône de lumière (zone grisée). Une bande interdite (en rouge) apparaît pour les trois structures. | 69 |
| 3.2 | Distribution du champ magnétique H_z aux points de haute symétrie de la première zone de Brillouin dans le cas de structure (a) carrée, (b) hexagonale et (c) en nid d'abeille. | 71 |

| | | |
|------|--|----|
| 3.3 | Cartes montrant l'évolution des bandes interdites photoniques en fonction de l'épaisseur de la membrane normalisée (h/a) pour une structure planaire de silicium (Si) en configuration : (a) carrée, (b) hexagonale et (c) en nid-d'abeilles. Les courbes bleues et rouges représentent respectivement les polarisations quasi-TE et quasi-TM. | 73 |
| 3.4 | Cartes montrant l'évolution des bandes interdites (BIP) en fonction du rayon d'inclusion normalisé (r/a) et du facteur de remplissage (f) pour une structure planaire de silicium (Si) en configuration : (a) carrée, (b) hexagonale et (c) en nid d'abeille. Les courbes bleues et rouges représentent les polarisations quasi-TE et quasi-TM respectivement. | 74 |
| 3.5 | Évolution des largeurs des bandes interdites photoniques ($\Delta\omega$) et de rapport ($\Delta\omega/\omega_o$) en fonction de l'épaisseur de la membrane normalisée (h/a) pour une structure planaire de silicium (Si) en configuration : (a) carrée, (b) hexagonale et (c) en nid d'abeille. Le rayon d'inclusion normalisé r/a est 0.40. | 76 |
| 3.6 | Évolution des largeurs des bandes interdites photoniques ($\Delta\omega$) et de rapport ($\Delta\omega/\omega_o$) en fonction de rayon d'inclusion normalisé r/a pour une structure planaire de silicium (Si) en configuration : (a) carrée, (b) hexagonale et (c) en nid d'abeille. | 77 |
| 3.7 | Cartes montrant l'évolution des bandes interdites photoniques en fonction de l'épaisseur de la membrane normalisée h/a pour une structure planaire de nitrure de silicium (SiN) en configuration : (a) carrée, (b) hexagonale et (c) en nid d'abeille. Les courbes vertes et rouges représentent respectivement les polarisations quasi-TE et quasi-TM. | 79 |
| 3.8 | Cartes montrant l'évolution des bandes interdites photoniques en fonction du rayon d'inclusion normalisé r/a pour une structure planaire de nitrure de silicium (SiN) en configuration : (a) carrée, (b) hexagonale et (c) en nid d'abeille. Les courbes bleues et rouges représentent les polarisations quasi-TE et quasi-TM respectivement. | 80 |
| 3.9 | Évolution des largeurs des bandes interdites photoniques ($\Delta\omega$) et le rapport ($\Delta\omega/\omega_o$) en fonction de l'épaisseur de la membrane normalise h/a pour une structure planaire de nitrure de silicium (SiN) en configuration : (a) carrée, (b) hexagonale et (c) en nid d'abeille. | 81 |
| 3.10 | Évolution des largeurs des bandes interdites photoniques ($\Delta\omega$) et le rapport ($\Delta\omega/\omega_o$) en fonction du rayon d'inclusion normalisé r/a pour une structure planaire de nitrure de silicium (SiN) en configuration : (a) carrée, (b) hexagonale et (c) en nid d'abeille. | 82 |
| 3.11 | Représentation schématique des quatre structures proposées pour le confinement vertical de la lumière dans la couche guidante (membrane) et les couches de confinement (gaines). | 86 |
| 3.12 | Diagramme de dispersion de polarisation quasi-TE (ligne rouge pointillée) et quasi-TM (ligne bleue pointillée) d'un cristal photonique planaire à faible contraste d'indice vertical : (a) structure-A, (b) structure-B, (c) structure-C et (d) structure-D. | 88 |

| | | |
|------|--|-----|
| 4.1 | Schéma représentant les cavités à CPs planaires (cavités H1 et L3), sans ingénierie de défaut. La cavité H1 est réalisée par l'omission d'un trou et la cavité L3 est réalisée par l'omission de trois trous dans la direction ΓK du cristal photonique. | 94 |
| 4.2 | Spectres des cavités H1 et L3. Le mode de résonance de cavité H1 a un facteur de qualité 290 et les modes résonances (mode 1 et mode2) de la cavité L3 ont un facteur de qualité 5×10^2 et 4.9×10^3 respectivement. . . | 98 |
| 4.3 | Schéma représentant les coupes horizontales des cavités H1 et L3, avec déplacement (s_o , s_1 et s_2) et diminution des rayons des trous dans les contours de défaut (r_o , r_1 et r_2). | 99 |
| 4.4 | Influence de l'épaisseur optique de la membrane normalisée h/a sur le facteur de qualité et le volume modal des deux principaux modes des cavités : (a) H1 et (b) L3. | 101 |
| 4.5 | Évolution des fréquences de résonance des modes des cavités H1 et L3 et des bords de la bande interdite du cristal photonique en fonction de l'épaisseur de la membrane normalisée h/a | 102 |
| 4.6 | Influence du rayon des inclusions d'air normalisé r/a sur le facteur de qualité et le volume modal des principaux modes des cavités : (a) H1 et (b) L3. . . | 103 |
| 4.7 | Évolution des fréquences de résonance des modes des cavités H1 et L3 et des bords de la bande interdite du cristal photonique en fonction du rayon des inclusions normalisé du cristal photonique r/a | 104 |
| 4.8 | Influence du rayon des trous situés aux contours du défaut sur le facteur Q et le volume V des modes des cavités H1 et L3 : (a) Influence de rayon des trous aux contours du défaut (r_o) de la cavité H1. (b) Influence du rayon des trous aux deux extrémités (r_1) de la cavité L3. (c) Influence du rayon des trous situés en dessous et au-dessus du défaut (r_2) de la cavité L3. (d) Influence du rayon des trous des deux extrémités et ceux situés en dessous et au-dessus du défaut (r_1 et r_2) de la cavité L3. | 105 |
| 4.9 | Évolution des fréquences de résonance des modes des cavités H1 et L3 en fonction des rayons des trous aux contours de défaut (r_o , r_1 et r_2). Les zones grisées indiquent les fréquences de bord de la bande interdite du cristal photonique planaire (fréquences calculées par la méthode PWE-3D). | 106 |
| 4.10 | Influence du décalage des trous situés aux contours du défaut sur le facteur Q et le volume V des modes des cavités H1 et L3 : (a) Influence du décalage des trous aux contours du défaut (s_o) de la cavité H1. (b) Influence du décalage des trous aux deux extrémités (s_1) de la cavité L3. (c) Influence du décalage des trous situés en dessous et au-dessus de défaut (s_2) de la cavité L3. (d) Influence du décalage des trous des deux extrémités et ceux situés en dessous et au-dessus du défaut (s_1 et s_2) de la cavité L3. | 107 |
| 4.11 | Évolution des fréquences de résonance des modes des cavités H1 et L3 en fonction du décalage des trous aux contours du défaut (s_o , s_1 et s_2). Les zones grisées indiquent les fréquences du bord de la bande interdite du cristal photonique planaire calculé par la méthode PWE-3D. | 108 |

| | | |
|------|---|-----|
| 4.12 | Transformée de Fourier (TF) spatiale du champ électrique E_y des modes résonants des cavités en fonction du vecteur d'onde (k_x, k_y) : (a) Cavités H1 et (b) Cavité L3. La TF spatiale du champ est calculée pour des cavités entourées par deux couches de confinement (gainés). Le cercle représente le cône de lumière. | 111 |
| 4.13 | Évolution du facteur de qualité Q en fonction de l'indice de réfraction de la gaine n_{gaine} pour différentes cavités à CPs à faible contraste d'indice vertical (structure A, B, C et D) (a) Cavité H1 et (b) Cavité L3. | 112 |
| 4.14 | Évolution du volume modal V en fonction de l'indice de réfraction de gaine (n_{gaine}) pour différentes cavités à CPs à faible contraste d'indice vertical (structure A, B, C et D) : (a) Cavité H1 et (b) Cavité L3. | 114 |
| 4.15 | Évolution des fréquences de résonance du mode de la cavité en fonction de l'indice de réfraction de gaine (n_{gaine}) pour différentes cavités à CPs à faible contraste d'indice vertical (structure A, B, C et D) (a) : Cavité H1 et (b) Cavité L3. | 115 |
| 4.16 | Évolution du facteur de qualité en fonction du déplacement des trous pour différentes cavités à CPs à faible contraste d'indice vertical (structure A, B, C et D). (a) cavité H1 et (b) cavité L3. Les rayons des trous d'air aux contours sont : $r_o/a = r_1/a = 0.20$ et $r_2/a = 0.30$ et l'indice de réfraction des gainés est : ($n_{gaine} = 1.59$). | 116 |
| 4.17 | Transformée de Fourier (TF) spatiale du champ électrique E_y des modes résonants des cavités optimisées en fonction de vecteur d'onde (k_x, k_y) . La TF spatiale du champ est calculée pour différentes cavités H1 et L3 à CPs à faible contraste d'indice vertical (structure A, B, C et D). Le cercle représente le cône de lumière. | 117 |
| 4.18 | Évolution du volume modal en fonction du déplacement des trous pour différentes cavités à CPs à faible contraste d'indice vertical (structure A, B, C et D). (a) cavité H1 et (b) cavité L3. Les rayons des trous d'air aux contours sont : $r_o/a = r_1/a = 0.20$ et $r_2/a = 0.30$ et l'indice de réfraction des gainés est : ($n_{gaine} = 1.59$). | 118 |
| 4.19 | Évolution de fréquence de résonance en fonction de déplacement des trous pour différentes cavités à CPs à faible contraste d'indice vertical (structure A, B, C et D). (a) cavité H1 et (b) cavité L3. Les rayons des trous d'air aux contours sont : $r_o/a = r_1/a = 0.20$ et $r_2/a = 0.30$ et l'indice de réfraction des gainés est : ($n_{gaine} = 1.59$). | 118 |
| 4.20 | Représentation schématique des différentes couches d'un substrat de type silicium/sur isolant (SOI). | 119 |
| 4.21 | Représentation schématique d'une cavité hybride silicium/polystyrène (Si-PS) suspendue sur un substrat silicium sur isolant (SOI). La couche supérieure de la membrane de silicium est composée de polystyrène, et la couche inférieure de silice (SiO_2). (b) Vue latérale de la structure hybride Si-PS proposée. | 121 |

| | | |
|------|---|-----|
| 4.22 | Évolution du facteur de qualité et du volume modal en fonction du déplacement des trous (s_o et s_1) pour des cavités hybrides Si-PS suspendues sur un substrat silicium sur isolant (SOI). (a) cavité H1 et (b) cavité L3. | 121 |
| 4.23 | Profil du champ électrique E_y des modes résonants des cavités hybrides le long de l'axe x et de sa transformée de Fourier spatiale en fonction du vecteur d'onde (k_x, k_y) . (a) cavité H1 et (b) cavité L3. | 122 |
| 4.24 | Évolution de la fréquence de résonance en fonction du déplacement des trous (s_o et s_1) pour des cavités hybrides Si-PS suspendues sur un substrat silicium sur isolant (SOI). (a) cavité H1 et (b) cavité L3. | 123 |
| 4.25 | Représentation schématique d'une cavité à CP planaire en nitrure de silicium (SiN) suspendue sur un substrat silicium sur isolant (SOI). (b) Vue latérale de la cavité proposée. | 124 |
| 4.26 | Évolution de facteur de qualité et volume modal en fonction de déplacement des trous (s_o et s_1) pour des cavités à CPs en SiN suspendues sur un substrat silicium sur isolant (SOI). (a) cavité H1 et (b) cavité L3. | 125 |
| 4.27 | Profil du champ électrique E_y des modes résonants des cavités en SiN le long de l'axe x et sa transformée de Fourier spatiale en fonction du vecteur d'onde (k_x, k_y) . (a) cavité H1 et (b) cavité L3. | 126 |
| 4.28 | Évolution de la fréquence de résonance en fonction du déplacement des trous (s_o et s_1) pour des cavités à CPs en SiN suspendues sur un substrat silicium sur isolant (SOI). (a) cavité H1 et (b) cavité L3. | 127 |
| 4.29 | Décalage en longueurs d'onde ($\Delta\lambda$) des modes résonants des cavités optimisées en fonction de l'indice de réfraction de différents gaz (He, N2, CO2, C2H2 et C3H8). (a) Cavités à CPs en Si et (b) Cavités à CPs en SiN. | 129 |
| 4.30 | Décalage en longueurs d'onde ($\Delta\lambda$) des modes résonants des cavités optimisées en fonction de température $T(K)$. (a) Cavités à CPs en Si et (b) Cavités à CPs en SiN. | 131 |

Liste des tableaux

| | | |
|-----|--|-----|
| 1.1 | Analogie électron-photon | 10 |
| 2.1 | Effet de l'épaisseur de la couche PML sur la longueur d'onde de résonance λ_o , facteur de qualité Q et volume modal V d'une cavité à cristal photonique planaire. | 61 |
| 3.1 | Caractéristiques géométriques principales du réseau bidimensionnel carré, hexagonal et en nid d'abeilles. | 68 |
| 3.2 | Paramètres géométriques des structures planaires étudiées pour une bande interdite centrée à $\lambda = 3.6 \mu m$ | 70 |
| 3.3 | Paramètres normalisés (épaisseur et rayon) permettant d'obtenir des larges bandes interdites pour une structure planaire de silicium (Si) en configuration carrée, hexagonale, et en nid d'abeille. | 78 |
| 3.4 | Paramètres normalisés (épaisseur et rayon) permettant d'obtenir des larges bandes interdites pour une structure planaire de nitrure de silicium (SiN) en configuration carrée, hexagonale et en nid d'abeille. | 83 |
| 4.1 | Facteur de qualité Q et volume modal V optimales obtenues pour les cavités H1 et L3 à CPs à faible contraste d'indice vertical (structure A, B, C et D). | 116 |
| 4.2 | Longueurs d'onde de résonance (λ_o), facteurs de qualité (Q), volumes modaux (V) et facteur de mérite (Q/V) des cavités optimisées dans les deux gammes de longueurs d'onde (visible et IR-moyen). | 128 |
| 4.3 | Sensibilité S_λ et figure de merit (FoM) des cavités utilisées pour des applications de capteur de gaz dans les gammes de longueurs d'onde visible et IR-moyen. | 130 |
| 4.4 | Sensibilité S_λ et figure de merit (FoM) des cavités utilisées pour des applications de capteur de température dans les gammes de longueurs d'onde visible et IR-moyen. | 132 |

Introduction générale

Actuellement, le développement des circuits photoniques intégrés représente un enjeu majeur pour répondre aux besoins industriels croissants dans des domaines aussi variés que les télécommunications (fibres à CPh), l'optoélectronique (lasers, photo-détecteurs, etc.) et, plus récemment, la biodétection avec toujours plus d'exigence de performance. Ces circuits intégrés doivent obéir à des impératifs de faible coût et de consommation et de taille réduite au sein d'un système. Ces besoins ont engendré l'émergence de nouvelles solutions technologiques. En particulier, la photonique qui reste un domaine de recherche présentant un fort potentiel pour le développement de dispositifs photoniques intégrés. Il repose sur l'utilisation des technologies du silicium. En effet, il est compatible avec les techniques de fabrication de la microélectronique, qui permettent en particulier d'envisager des productions massives de microdispositif à coût réduit. En parallèle, les progrès des nanotechnologies, qui autorisent la manipulation de la matière avec une résolution nanométrique, offrent la possibilité d'aboutir à de nouveaux composants très performants. Dès lors, la demande croissante de dispositifs miniaturisés a généré un fort intérêt pour le développement de systèmes optiques intégrés sur puce. Dans ce contexte, de nombreuses structures issues de l'optique intégrée ont été proposées. Notamment, l'utilisation conjointe de circuits électroniques et optiques au sein des puces. Le rôle dévolu à la partie optique réside à faire le lien entre les fibres optiques et le bloc électronique par conversion des signaux optiques en signaux électriques et réciproquement (figure 1.a).

Récemment, les propriétés optiques remarquables des cristaux photoniques (CPs) ont conduit à la conception de nouveaux dispositifs photoniques. En effet, les CPs sont des structures diélectriques. Celles-ci sont conçues de manière à modifier le comportement des photons de la même manière qu'un matériau cristallin affecte les propriétés des électrons. Elles permettent de manipuler les photons comme un circuit électrique le ferait avec des électrons. Elles sont appréciées grâce à leurs propriétés de confinement de la lumière et de présence d'une bande interdite photonique. En effet, la propagation de la lumière est

interdite, quel que soit le vecteur d'onde du photon. Elles sont donc à la base d'une nouvelle génération de composants optiques, dont les dimensions atteignent des échelles nanométriques de l'ordre de la longueur d'onde λ du photon.

Un certain nombre de composants optiques basés sur les CPs ont ainsi déjà été conçus. Ainsi, nous pouvons envisager un schéma d'intégration des cristaux photoniques fabriqués à l'échelle de wafers, ainsi qu'un schéma d'intégration hybride d'une puce photonique avec un processeur multicœur [19] (figures 1.b et 1.c).

Une autre application des cristaux photoniques de grand intérêt est la réalisation de capteurs photoniques. En particulier, les cavités à CPs qui constituent une plateforme de choix pour une telle application. Ils permettent un contrôle ultime de la lumière dans les domaines spatiaux et temporels, tout en étant sensibles au changement de milieu environnant (gaz ou liquide). Quelques capteurs optiques à base de cavités à CPs ont déjà été élaborés, laissant envisager l'architecture d'une puce biophotonique basée sur les nanocavités à CPs [19] (figure 1.d).

Dans ce contexte, il est essentiel de mettre au point des bistables optiques, des commutateurs tout optique et ultrarapides et des capteurs optiques pour la réalisation des circuits photoniques intégrés. Ceux-ci ont été rapportés dans diverses configurations utilisant l'optique non linéaire ultrarapide. Vu la grande diversité des architectures et la possibilité d'ajuster précisément les paramètres des CPs, la technologie de capteurs à CPs possède un fort potentiel pour une production de masse de capteurs optiques. Récemment, les recherches se sont concentrées principalement sur les possibilités offertes par les CPs pour réaliser ces dispositifs. Elles concernent notamment les cavités à cristaux photoniques. En effet, ces structures offrent un excellent confinement de la lumière et, de ce fait, des facteurs de qualités très élevés. Par ailleurs, les cavités à cristaux photoniques ont la propriété de posséder de très petits volumes modaux, de l'ordre de $(\lambda/n)^3$ où λ est la longueur d'onde dans le vide du mode de résonance de la cavité et n l'indice optique du matériau la constituant. La problématique de dispositifs optiques basés sur les cavités à CPs oriente la plupart des chercheurs vers l'amélioration du facteur de qualité (Q) des cavités optiques. L'objectif est de minimiser leur volume modal (V), et ce, en optique guidée, afin de constituer les briques élémentaires de futurs circuits photoniques intégrés. Dans ces très petites cavités, en raison du fort confinement du champ électromagnétique, la puissance nécessaire pour obtenir de la bistabilité et la commutation est réduite. Ainsi, le facteur de qualité d'une cavité à CPs, pour des applications de détection, doit être le plus élevé possible. Il importe que de très faibles décalages en longueur d'onde puissent être observables lors d'un changement de l'environnement. Par ailleurs, plus le facteur de mérite (Q/V) est grand, plus l'interaction lumière matière est importante. Cela signifie que des capteurs optiques ultrasensibles peuvent être réalisés pour de petites cavités [19].

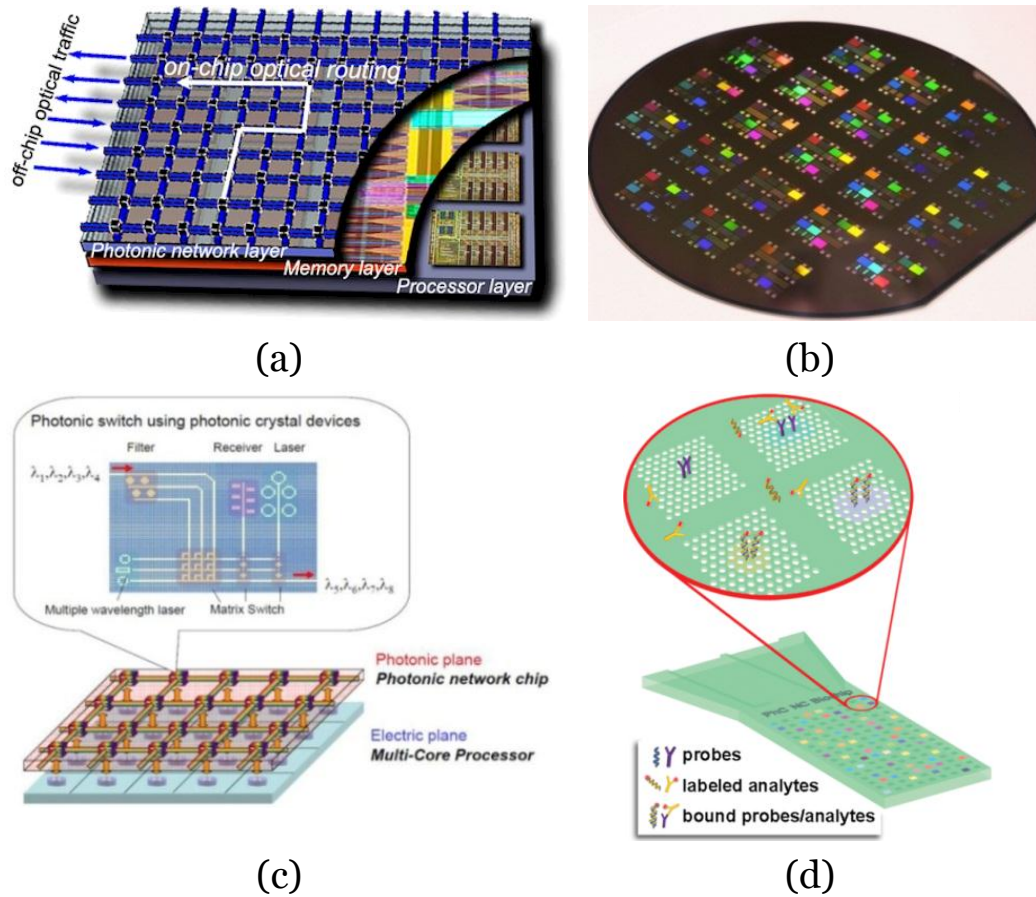


FIGURE 1: (a) Schéma proposé par IBM pour l'utilisation de la photonique silicium en tant qu'interconnexion optique. (b) Wafer de NTT sur lequel sont intégrés des cristaux photoniques (c) Schéma d'une puce photonique intégrée avec processeur multicœur. (d) Schéma d'une puce biophotonique basé sur les cavités à cristaux photoniques.

Les finalités conjointes d'accroissement de la densité de composants optiques et de réduction de leur consommation d'énergie requièrent une exaltation de l'interaction lumière matière dans les plus faibles volumes (de l'ordre de λ^3). Pour cela, les cavités à cristaux photoniques sont adéquates grâce à leurs propriétés. Ces structures confinent le champ dans de tout petits volumes et donc augmentent cette interaction. Elles pourraient donc exalter suffisamment les effets non linéaires pour optimiser des dispositifs photoniques intégrés. En revanche, l'utilisation des propriétés non linéaires optiques de matériaux s'avère indispensable au traitement tout optique des signaux. En général, les coefficients de non-linéarités optiques, comme la susceptibilité non linéaire de troisième ordre dans les matériaux polymères, sont relativement forts. À ce titre, ils peuvent être exploités pour engendrer des effets non linéaires.

Notre travail de thèse s'inscrit dans cette finalité, en exploitant une nouvelle structure planaire conceptuelle permettant la réalisation de dispositif photonique intégrable. Les objectifs visent l'étude et la conception d'une micro-nano cavité optique entièrement

définie par des CPs planaires en silicium (Si) et nitrure de silicium (SiN) et répondant aux exigences de l'optique intégrée et non linéaire.

Cette thèse s'articule autour de quatre chapitres :

Dans le *premier chapitre*, nous énoncerons des notions générales sur les cristaux photoniques et l'optique non linéaire. Après un bref rappel de leurs principes de fonctionnement et de leurs caractéristiques, nous nous attarderons sur les CPs bidimensionnels (2D) en géométrie de guide d'onde. Nous préciserons les particularités de cette géométrie et ses propriétés quant à son utilisation pour l'optique intégrée. Puis, nous nous intéressons aux cavités à CPs et à leurs propriétés. Ainsi, nous justifierons l'intérêt d'utiliser ces structures photoniques pour le développement et la réalisation de commutateur tout optique, bistable optique et capteur optique. Enfin, nous présenterons les propriétés optiques des différents matériaux utilisés dans notre étude.

Au *deuxième chapitre*, nous aborderons les principales méthodes numériques utilisées pour modéliser les structures planaires à bande interdite photonique et les cavités à CPs.

Étant donné le caractère innovant de la réalisation de CPs planaires pour l'optique intégrée, leur conception nécessite une bonne compréhension des outils de modélisations basés sur la méthode des ondes planes (PWE-3D), et de la méthode des différences finies dans le domaine temporel (FDTD-3D) que nous aborderons au préalable. Nous présenterons ensuite les logiciels du MIT, (MPB et MEEP), utilisés pour modéliser les cristaux photoniques planaires et les cavités étudiées. Grâce à ces outils de modélisation, nous pourrions tracer le diagramme de dispersion, dimensionner des structures planaires à bande interdite photonique, étudier les propriétés optiques de la cavité et représenter les distributions du champ électromagnétique dans la cavité à CP planaire.

Le *troisième chapitre* sera consacré à l'étude des diagrammes de dispersion des structures planaires à bande interdite photonique. Cela concerne le dimensionnement des structures à bandes interdites photoniques (BIP) dans des matériaux diélectriques (Si et SiN) par la méthode PWE-3D. Cette modélisation sera réalisée dans un cas d'un cristal photonique planaire suspendu dans l'air. Elle permettra de bien maîtriser les propriétés de ces structures et d'étudier l'influence des différents paramètres géométriques sur la bande interdite photonique (BIP). Elle nous a permis d'optimiser la largeur des bandes interdites en nous attachant aux trois paramètres essentiels : le type de réseau, l'épaisseur de la membrane et les rayons des inclusions. Cette étude, menée pour des structures planaires suspendues dans l'air, a été élargie à des structures planaires entourées de différentes gaines de faible indice de réfraction. Ces dernières sont utilisées en optique guidée et appliquées à la conception d'une structure à cristal photonique réalisée dans une couche guidante de silicium. Nous présenterons les diagrammes de dispersion et nous déterminerons les bandes interdites dans les cas des indices de réfraction et de gaines les plus élevés.

Le *quatrième chapitre* concernera l'objet de l'étude et la conception des cavités à CPs planaires. Dans un premier temps, l'objectif sera d'étudier les modes résonants des cavités en déterminant le spectre des modes résonants et la distribution de leur champ électrique. La finalité visera à déterminer les positions spectrales, les facteurs de qualité et les volumes modaux. Nous étudierons ensuite l'influence de la géométrie de la cavité sur les modes résonants. Nous démontrerons que le rayon des inclusions et l'épaisseur optique de la membrane peuvent avoir une influence sur les propriétés des cavités à CPs planaires. Pour faire suite, nous évaluerons l'influence des trous d'air aux contours de défaut sur les propriétés optiques des cavités.

La quatrième partie concernera l'étude des propriétés optiques des cavités à CPs planaires à faible contraste d'indice vertical en fonction de la variation de l'indice de réfraction des gaines. La conception de ces cavités proposées s'appuiera sur l'ingénierie de défauts. Dans la cinquième partie de ce chapitre, nous nous intéresserons à l'étude des cavités à CPs planaires suspendues sur substrat silicium-sur isolant (SOI). Ainsi, deux types de cavités seront proposées : une cavité hybride silicium-polystyrène (Si-PS) et une cavité en nitrure de silicium (SiN). Nous verrons le rôle de la technique de l'ingénierie dans la conception des cavités, suspendues sur substrat SOI, avec un grand facteur de mérite (Q/V). Enfin, nous présentons l'application des cavités optimisées à la réalisation de deux types de capteurs optiques (capteur de gaz et de température). L'optimisation de ces dernières nous permettra d'étudier la sensibilité et le Figure de merit (FoM) des capteurs dans le domaine spectral infrarouge moyen et visible.

Ce manuscrit de thèse se termine par une *conclusion générale* résumant les principaux résultats obtenus.

Intérêt des cavités à cristaux photoniques pour des applications en optique intégrée et non linéaire

1.1 Introduction

Depuis quelques années, une voie prometteuse a été développée dans le domaine de la photonique. Elle porte sur l'exploitation de cristaux photoniques (CPs) bidimensionnels (2D) planaires. Ces structures sont intéressantes, car elles offrent la possibilité de manipuler et de confiner la lumière dans deux, voire trois directions de l'espace. Elles conduisent donc à une possible intégration avec des dispositifs photoniques planaires existants. Plus particulièrement, les CPs planaires présentent une périodicité dans le plan de la membrane et une épaisseur finie dans la troisième direction. Ils sont relativement faciles à fabriquer à l'aide de techniques utilisées couramment en microélectronique (lithographies et gravures). Ainsi, ils sont compatibles avec les technologies planaires de l'optique intégrée. Ils se sont donc avérés comme des plateformes de choix pour la manipulation des photons sur puce et la réalisation de dispositifs photoniques fonctionnels et intégrables. La membrane est formée d'un matériau d'indice de réfraction plus élevé relativement à son environnement (ex-silicium). Elle possède une épaisseur de l'ordre de la moitié de la longueur d'onde ($\lambda/2$). Elle peut se présenter sous forme d'un arrangement périodique de trous d'air (en général à mailles carrées ou triangulaires), gravés dans une couche semi-conductrice (voire plusieurs). Cet arrangement de trous forme un cristal photonique planaire. Grâce à un arrangement judicieux des trous, les photons peuvent être confinés dans de très petits volumes en perturbant localement la périodicité du cristal photonique. C'est-à-dire, en

introduisant un défaut de périodicité. Par conséquent, ces photons peuvent être confinés localement dans la région des trous manquants, formant ainsi une cavité optique.

Ces cavités peuvent piéger les photons dans un petit volume et des temps longs. Elles se révèlent être des structures de choix pour nos études portant sur la réalisation des dispositifs photoniques non linéaires et intégrés, conçus à partir de structures de guidage à fort et faible contraste d'indice vertical. Plus précisément, la microstructuration des cavités planaires permet un contrôle ultime de la lumière. Le confinement quasi-3D des photons, et ses propriétés optiques telles que son facteur de qualité élevé et volume modal faible le rendent particulièrement adapté à la réalisation des bistables, commutateurs et capteurs optiques. Le piégeage en cavité a souvent été réalisé pour la lumière infrarouge, mais les longueurs d'ondes visibles et d'infrarouge moyen ont fait l'objet de peu d'études. La fabrication de cavités aux longueurs d'ondes visibles nécessite d'utiliser des matériaux transparents à ces longueurs d'onde et des procédures de gravure plus délicates.

L'étude des cavités à base des CPs pour le développement de capteurs optiques connaît actuellement un réel essor. Bien que les recherches en soient encore à un stade précoce, nous verrons l'intérêt que présentent ces structures photoniques pour une telle application. Dans ce contexte, ce chapitre présente les trois axes principaux à partir desquels ce travail de thèse est constitué, c'est-à-dire :

- Les cristaux photoniques planaires.
- Les cavités à cristaux photoniques planaires (cavités à CP en géométrie de guide d'onde).
- Les matériaux silicium, nitrure de silicium et polymères.

Nous commencerons par quelques notions générales relatives aux cristaux photoniques, en nous appuyant sur une revue non exhaustive de leurs différentes catégories. Nous rappellerons aussi de manière succincte les principaux effets non linéaires rencontrés dans ces structures. Dans un second temps, nous présenterons brièvement les propriétés optiques de cristaux photoniques planaires, en particulier leurs caractéristiques de dispersion de la lumière. Nous nous focaliserons ensuite sur la technique de confinement de la lumière dans les cristaux photoniques. C'est-à-dire, la notion de mode de défaut localisé (cavité optique). Cette technique de confinement suscite beaucoup d'attention et constitue la base de notre travail de thèse. Nous verrons notamment les principales caractéristiques et applications de ces cavités. Puis, nous établirons un bref état de l'art de l'utilisation des cavités à CP en tant que bistable optique, de commutateur tout optique et de capteur optique. Enfin, nous présenterons les principales propriétés optiques des matériaux utilisés dans notre étude, à savoir : le silicium, le nitrure de silicium ainsi que les matériaux organiques (polymères).

1.2 Généralités sur les cristaux photoniques

Le terme de cristal désigne les cristaux photoniques. Il se justifie par la périodicité de la fonction diélectrique ε du matériau qui constitue ces structures, analogue aux cristaux réels (périodicité des atomes), en lien avec la physique du solide. Le concept de CPs a été proposé pour la première fois en 1987 [20], [21]. Ces structures sont des matériaux dont l'indice de réfraction est modulé périodiquement selon une, deux ou trois dimensions de l'espace (cf. figure 1.1) [3], [2]. Elles peuvent être donc obtenues par arrangement périodique de deux matériaux différents. Les CPs ont la capacité d'inhiber la propagation de la lumière dans certaines directions pour une gamme de fréquences « *BIP* » ou bande interdite photonique (BIP). Cette propriété de BIP a été initialement montrée par Lord Rayleigh en 1887 dans les structures de type miroir de Bragg (CP à une dimension). La généralisation du concept à deux et trois dimensions a été initiée en 1987 [2], [20] et [21] dont le but est de contrôler l'émission spontanée de la lumière.

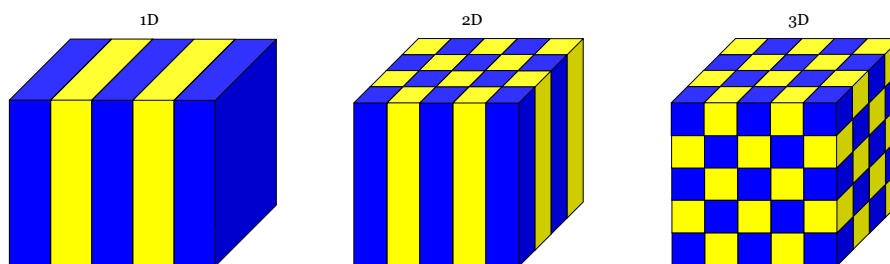


FIGURE 1.1: Représentation schématique de cristaux photoniques unidimensionnels (1D), bidimensionnels (2D) et tridimensionnels (3D).

Les cristaux photoniques existent dans la nature à l'état minéral et biologique. Les opales constituent des minéraux composés d'arrangements de sphères de silice hydratée. Leurs feux résultent de la diffraction de la lumière due à leur structure de cristal photonique tridimensionnel. L'origine de la coloration de nombreuses espèces animales et végétales provient aussi de motifs périodiques. La coloration bleue des ailes des papillons Morpho et des feuilles de certaines variétés de Sélaginelles en sont des exemples [1]. Les couleurs bleues, vertes, jaune et marron des plumes des paons proviennent de la diffraction par des cristaux photoniques 2D à nombre et longueur de mailles variables (figure 1.2).

Actuellement, les CPs sont la source de nombreuses expériences en optique. Par exemple, l'inhibition de l'émission spontanée, les miroirs omnidirectionnels à haute réflectivité, les cavités de grands facteurs de qualité (Q) et des guides d'ondes à faibles pertes ou encore des propriétés originales de réfraction de la lumière telle que l'autocollimation ou la réfraction négative. Les CPs permettent aujourd'hui le contrôle et la manipulation de la lumière en vue d'applications aux télécommunications et capteurs optiques. Ainsi, les CPs à deux dimensions (2D) ont atteint le niveau de maturité nécessaire quant à d'éventuelles applications. La fabrication de CPs à trois dimensions (3D) reste encore au stade de la

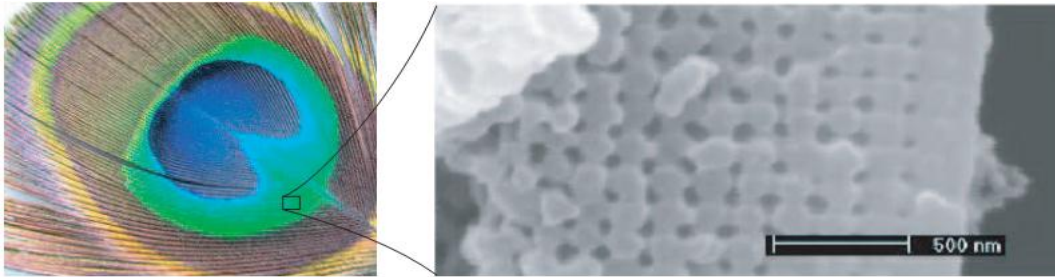


FIGURE 1.2: Plume de paon. L'encadré de droite est une image prise au microscope électronique à balayage (MEB) de la coupe d'une barbule verte. La structure de cristal photonique 2D est composée de piliers de mélanine liés par de la kératine, ainsi que de trous d'air [1].

recherche, alors que ces cristaux existent déjà dans la nature (opales, ailes des papillons, etc.).

1.2.1 Analogie électron/photon

La conduite des électrons dans un cristal dépend d'un potentiel périodique qui va autoriser la propagation des électrons dans des bandes interdites photoniques (BIP). La récurrence du potentiel permet l'application du théorème de Bloch aux solutions de l'équation de Schrödinger pour les électrons en dépendant (dénommés potentiel cristallin). Les corrélations de dispersion ou structures de bandes établissent les énergies en fonction du vecteur d'onde de l'espace réciproque.

Elles peuvent être composées de bandes :

- Permisses. Le transport des charges est permis.
- Interdites. Elles peuvent être complètes, à savoir, dans l'ensemble des directions de l'espace réciproque). Le potentiel est élevé et la propagation reste infaisable.

Ainsi, nous pouvons décrire la propagation des photons dans un potentiel créé par une structuration périodique des matériaux optiques à l'échelle de la longueur d'onde λ . Dans ce cas, la périodicité de l'indice de réfraction induite sur la lumière se propageant dans le cristal photonique possède, un effet similaire à celui du potentiel périodique sur les électrons dans un cristal.

L'équivalence électron/photon est présentée dans le tableau 1.1. Elle peut être traitée par la corrélation entre l'équation de Schrödinger relative aux fonctions d'onde électronique et celle de Helmholtz, employée pour les ondes électromagnétiques. En rapprochant les deux équations nous constatons que nous pouvons déterminer le champ électrique E à la fonction d'onde Ψ et le terme $(\frac{\omega}{c})^2 \epsilon_r(x)$ à celui $\frac{2m}{\hbar^2}(E - V(x))$.

Par ailleurs, en envisageant comme première hypothèse la permittivité ε périodique de période d , nous pouvons définir avec le théorème de Bloch pour un milieu diélectrique structuré sans perte, une structure de bandes pour les photons. La valeur de la fréquence pour chaque bande permise s'établit donc en fonction du vecteur d'onde de l'espace réciproque. Ainsi, une variation périodique de $\varepsilon(x)$ est susceptible d'induire l'apparition de bandes photoniques interdites pour les photons dans des domaines de fréquences ω (ou à des longueurs d'onde λ).

Une bande photonique répond à un mode s'étendant dans le cristal photonique. Une BIP cadre avec un intervalle de fréquence où la propagation de la lumière est interdite dans certaines directions.

| | Equation de Schrödinger | Equation de Maxwell |
|------------------------------|--|--|
| Champs | $\Psi(r, t) = \Psi(r)e^{(iEt/\hbar)}$ | $H(r, t) = E(t)e^{(i\omega t)}$ |
| Grandeur caractéristique | $v(r)$ | $\varepsilon(\vec{r})$ |
| Opérateur hermitien | $H = \frac{-\hbar^2}{2m}\nabla^2 + v(r)$ | $\Phi = \nabla \times \left(\frac{1}{\varepsilon(\vec{r})} \nabla \times \right)$ |
| Equation aux valeurs propres | $H\Psi = E\Psi$ | $\Phi H = (\omega/c)^2 H$ |

TABLE 1.1: Analogie électron-photon

Notons également que si on introduit un défaut dans la périodicité d'un cristal photonique, un mode localisé apparaît dans la bande interdite. C'est-à-dire une fréquence permise. Ce défaut peut être obtenu en modifiant la constante diélectrique dans une ou plusieurs des cellules élémentaires du cristal. De même pour le dopage des semi-conducteurs, lorsqu'on ajoute des impuretés, la périodicité du potentiel est brisée et des niveaux d'énergie dans la bande interdite électronique peuvent apparaître. Cette analogie électron/photon peut être envisagée au-delà des notions de bande interdite photonique et de défaut. Par ailleurs, pour un matériau cristallin qui peut être décrit par sa maille élémentaire dans l'espace réel et l'espace des vecteurs d'onde, les symétries des cristaux photoniques peuvent être représentées par une maille élémentaire et par une zone de Brillouin (éventuellement réduite) dans l'espace réciproque.

1.2.2 Le miroir de Bragg, cristal photonique unidimensionnel

Le cristal photonique le plus simple se caractérise par la variation de la constante diélectrique ε selon une seule dimension (figure 1.1 (1D)). L'étude théorique de la propagation de la lumière dans ce cristal photonique unidimensionnel (CP-1D) a été réalisée en 1987 [22]. Ce type de structure est connu sous le nom de miroir de Bragg. Il est constitué d'une succession périodique de couches diélectriques ayant des indices de réfraction différents. Il

s'agit typiquement d'une succession de couches alternées de haut et bas indices de réfraction possédant un contraste suffisant. Le CP-1D est généralement réalisé par un empilement de couches d'épaisseur optique $\lambda/4$. λ représente la longueur d'onde guidée autour de laquelle le matériau doit interdire la propagation des ondes électromagnétiques sous incidence normale. D'une manière générale, le choix de l'épaisseur des couches conditionne l'obtention d'une structure parfaitement réfléchissante sur une certaine bande de longueurs d'onde. Celle-ci permet de faire apparaître des bandes de fréquences interdites, dans lesquelles la structure se comporte comme un réflecteur parfait.

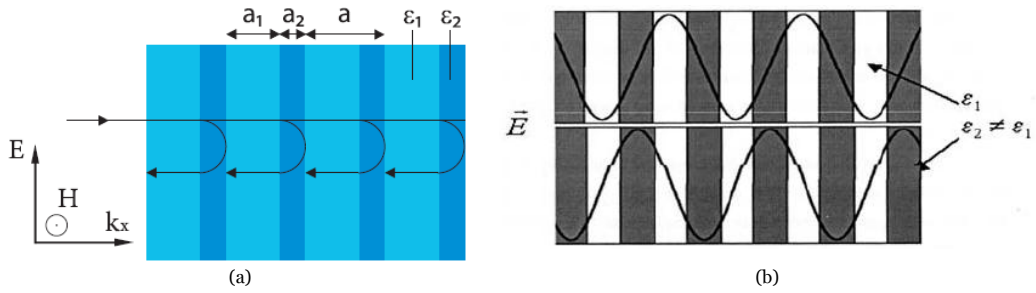


FIGURE 1.3: (a) Représentation schématique des réflexions dans un miroir de Bragg constitué de deux types de couches de permittivité respective ε_1 et ε_2 . La maille du cristal est a . (b) Champ électrique des deux ondes stationnaires en bord de première zone de Brillouin d'un CP-1D [2].

Considérons un miroir de Bragg comportant deux types de couches de longueur (a_1, a_2) et de permittivité ($\varepsilon_1, \varepsilon_2$) avec : $\varepsilon_1 < \varepsilon_2$ et ($a = a_1 + a_2$), désignée la période spatiale de l'empilement (figure 1.3). Supposons qu'une onde plane électromagnétique arrive sous incidence normale aux couches. Cette onde se propageant dans la structure subit des réflexions à chaque nouvelle interface. Pour le cas particulier $\sqrt{\varepsilon_1}a_1 + \sqrt{\varepsilon_2}a_2 = \lambda_B/2$, où λ_B les ondes réfléchies sont alors en phase. Celles-ci interfèrent constructivement pour donner naissance à une onde réfléchie dans le milieu incident. Le milieu périodique se comporte comme un miroir pour cette longueur d'onde particulière. Si le nombre de couches est suffisant, il permet d'atteindre des coefficients de réflectivité très élevés. Ainsi, deux ondes de même vecteur d'onde k et de même énergie, qui se propagent dans deux directions opposées, se couplent. Une onde stationnaire de vecteur d'onde $k = \pi/a$, donc de longueur d'onde $2a$, est alors obtenue au bord de premières zones de Brillouin. Le maximum de champ électrique de l'une de ces ondes stationnaires est situé dans le matériau de faible indice de réfraction. Le maximum de champ électrique de l'autre est situé dans le matériau de fort indice de réfraction (figure 1.3.b).

La figure 1.4 représente, le diagramme de dispersion pour un cristal photonique 1D. La structure étudiée est constituée d'un milieu diélectrique homogène, isotrope, infini, avec une périodicité a selon une direction de modulation (incidence normale). Une modulation de l'indice de réfraction, de période a , dans cette direction est créée, par une alternance de

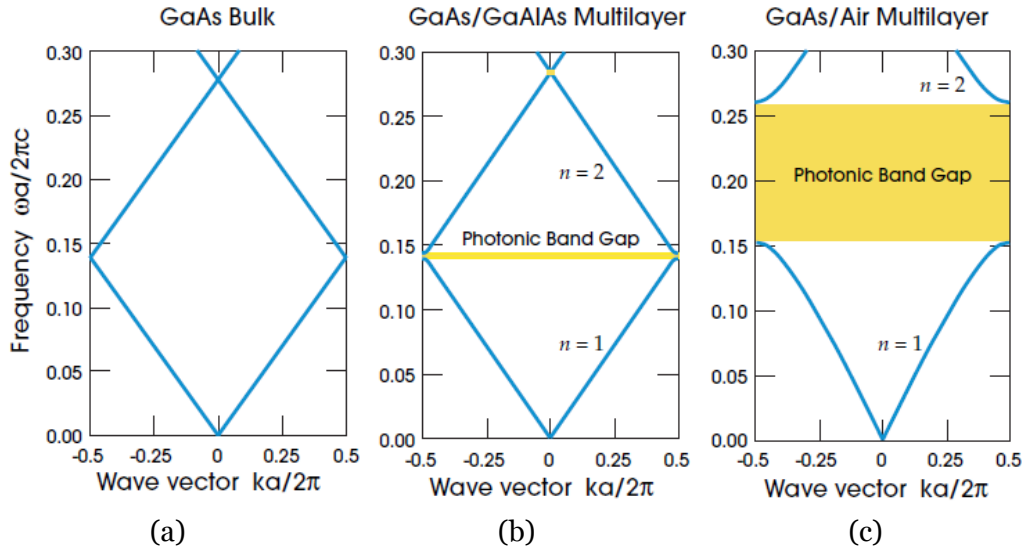


FIGURE 1.4: Diagramme de dispersion d'un cristal photonique 1D (miroir de Bragg). Il est constitué de l'alternance de deux matériaux de permittivités ε_1 et ε_2 , de diamètre $d = 0.5a$, où a est la période du cristal photonique[7] : (a) les deux matériaux ont la même permittivité $\varepsilon_1 = \varepsilon_2 = 13$ (GaAs); (b) la permittivité des deux matériaux est : $\varepsilon_1 = 13$ (GaAs), $\varepsilon_2 = 12$ (GaAlAs) et (c) la permittivité des deux matériaux est : $\varepsilon_1 = 13$ (GaAs), $\varepsilon_2 = 1$ (Air) [2].

deux couches d'épaisseur $d = 0.5a$ et de permittivités différentes ε_1 et ε_2 [2]. Le diagramme de dispersion est limité à la première zone de Brillouin, et donc pour $-\pi/a \leq k \leq \pi/a$.

Le diagramme de dispersion de la figure 1.4.a correspond à un milieu diélectrique homogène dans lequel une périodicité artificielle est attribuée. Le deuxième diagramme (figure 1.4.b) correspond à un CP à faible contraste d'indice (GaAs/GaAlAs) et ressemble au cas homogène avec une différence importante : une bande interdite est apparue entre les branches supérieure et inférieure des relations de dispersion. Une onde ayant une fréquence dans cette BIP ne peut donc pas se propager dans le milieu.

Lorsque la différence du contraste diélectrique augmente (GaAs/Air) (figure 1.4.c), la bande interdite s'élargit. Sa largeur est en effet une fonction croissante de la différence d'indice de réfraction entre les deux matériaux. L'alternance de couches diélectriques d'indices différents va former une bande interdite photonique. La position et la largeur de cette BIP peuvent être ajustées par les paramètres géométriques et le contraste d'indice entre les différentes permittivités. Pour un empilement de couches d'épaisseur optiques successives ($\lambda/4$), cette largeur est proportionnelle à la différence d'indice de réfraction Δn . Les CPs-1D ont prouvé leur utilité dans de nombreuses applications. Par exemple, pour réaliser des miroirs de cavités lasers, sur des VECSELS (Vertical Cavity Surface Emitting Lasers) [23].

1.2.3 Les cristaux photoniques bidimensionnels

Un cristal photonique bidimensionnel (CP-2D) est une structure qui présente une modulation périodique de la permittivité diélectrique suivant deux directions de l'espace (figure 1.1 (2D)). Ces structures sont infiniment longues dans la direction perpendiculaire au plan de périodicité [24]. Dans la réalité, elles n'existent pas puisque seules des structures de hauteur finie peuvent être fabriquées. Elles peuvent présenter une bande interdite photonique pour toutes les directions de propagation situées dans le plan de périodicité (plan XY en l'occurrence). À ce titre, elles permettent donc un contrôle spatial des photons dans ce plan. Leur utilité découle du fait qu'elles constituent un système/modèle auquel les cristaux photoniques planaires peuvent être réduits sous certaines conditions (par exemple par la méthode de l'indice effectif).

Les CPs-2D diffèrent suivant leur type de réseau, défini par un motif, une maille élémentaire et deux vecteurs de base. Le motif élémentaire de cristaux photoniques 2D prend soit la forme d'un trou ou d'un pilier. Nous distinguons généralement deux types de mailles : les mailles carrée et triangulaire qui sont les plus communément répandues. Les relations de dispersion des CPs-2D dépendent de la polarisation de la lumière. Dans ce cas, deux polarisations indépendantes ont été définies pour le champ électromagnétique, à savoir, la polarisation TE et la polarisation TM.

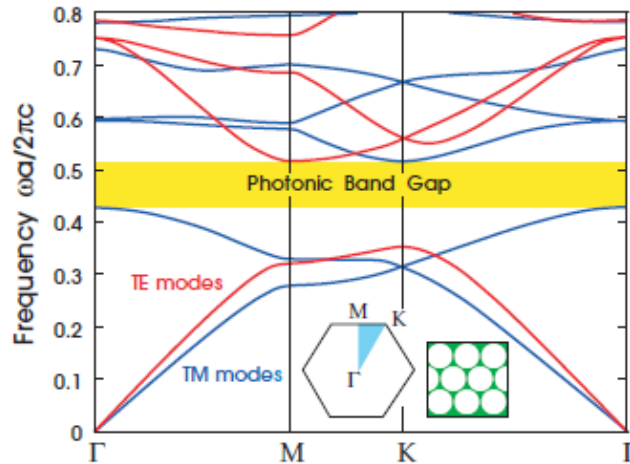


FIGURE 1.5: Diagrammes de dispersion d'un CP-2D constitué de trous d'air arrangés sur une maille triangulaire et percés dans une matrice de diélectrique ($\epsilon = 13$). Le rayon des trous d'air est $r = 0.48a$, où a est la période du réseau. Le calcul a été effectué par la méthode des ondes planes pour les polarisations TE (lignes rouges) et TM (lignes bleues).

La structure comprend une bande photonique complète [2].

En polarisation TE, le champ E est orienté dans le plan de périodicité et le champ H n'a qu'une composante normale au plan. Le champ électromagnétique est ainsi de la forme (E_x, E_y, H_z) , les autres composantes étant nulles.

En polarisation TM, les composantes E et H sont permutées et le champ présente la forme (H_x, H_y, E_z) .

La figure 1.5 représente les diagrammes de dispersion pour les polarisations TE et TM d'un cristal photonique 2D constitué de trous d'air arrangés sur une maille triangulaire [2]. Le rayon des trous est égal à $0.48a$, ce qui correspond un facteur de remplissage de 26%. Au vu de ces courbes de dispersion, nous pouvons observer la différence de comportement entre les polarisations TE et TM. Notons, l'apparition d'une bande interdite photonique pour les deux polarisations. Par contre, pour la polarisation TE, la BIP est nettement plus large. Par conséquent, pour ces paramètres particuliers (rayon des trous et constante diélectrique), ces deux bandes photoniques se chevauchent, et nous obtenons une bande interdite photonique complète.

1.2.4 Les cristaux photoniques tridimensionnels

Les cristaux photoniques tridimensionnels (CP-3D) sont des structures périodiques. Leurs dimensionnalités permettent d'observer une bande interdite omnidirectionnelle et de contrôler la propagation de lumière dans toutes les directions [3]. Le concept d'une bande interdite de trois dimensions a été défini par E. Yablonovitch. Ce dernier a souhaité empêcher l'émission spontanée dans les semi-conducteurs pour rendre plus efficaces les lasers [20]. De nombreux travaux de chercheurs ont traité des diverses structures géométriques et de leur mise en œuvre. L'un des premiers cristaux photoniques tridimensionnels comportait des sphères de silicium réparties sur une structure diamant [23]. Puis, E. Yablonovitch [3], a élaboré une structure 3D pour fonctionner aux longueurs d'onde centimétriques (domaine micro-ondes). Celle-ci est présentée par la figure 1.6.a. Il s'agit d'un CP-3D créé en Plexiglas et troué selon trois angles azimutaux séparés de 12° et faisant un angle de 35° par rapport à la normale. Cette composition présente une maille cubique à faces centrées avec des motifs non sphériques. Ce CP-3D porte le nom de son inventeur « *la Yablonovite* ». Celle-ci a permis de mettre en évidence, le concept de la bande interdite photonique.

Une autre structure 3D dite de *tas de bois* se compose de couches successives de rubans de silicium polycristallin dans des tranches de silice [4]. Après avoir initié la fabrication de la structure, la silice est gravée pour obtenir un CP-3D de silicium dans de l'air (cf. figure 1.6.b). Son contraste d'indice avec l'air est suffisant pour ouvrir une bande interdite photonique omnidirectionnelle.

Une autre catégorie de CP-3D fréquemment étudiée est basée sur l'organisation d'atomes sphériques. Ce sont des structures en opales et opales inversées [5] (cf. figure 1.6). Elles forment une famille originale de cristaux photoniques 3D. Les opales sont composées d'empilements périodiques de billes de silice, de quelques centaines de nanomètres

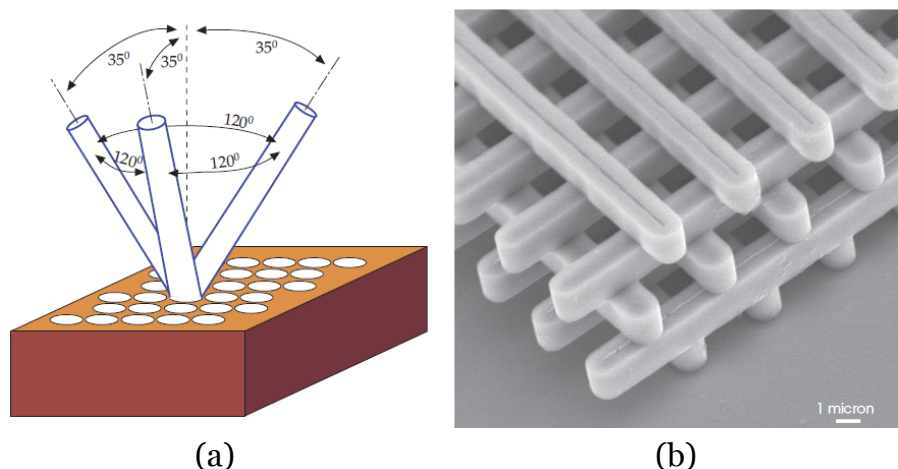


FIGURE 1.6: (a) Représentation schématique de la Yablonovite, structure 3D de périodicité CFC (cubique Face centrée) [3]. (b) Image MEB d'un CP-3D à « tas de bois » fabriqué par lithographie UV dans du silicium [4].

de diamètre. Cependant, le contraste d'indice de réfraction entre l'air et la silice est trop faible (inférieur à 2). Ce phénomène interdit l'apparition d'une bande interdite complète. Pour en améliorer le contraste, nous pouvons utiliser les opales comme moule afin de déposer des matériaux à fort indice par infiltration. La silice sera éliminée par la suite. Ces combinaisons artificielles, appelées opales inversées, possèdent une BIP omnidirectionnelle. Les opales ont été étudiées notamment pour contrôler l'émission spontanée. Cet objectif faisait partie des motivations originelles de l'étude des cristaux photoniques [25].

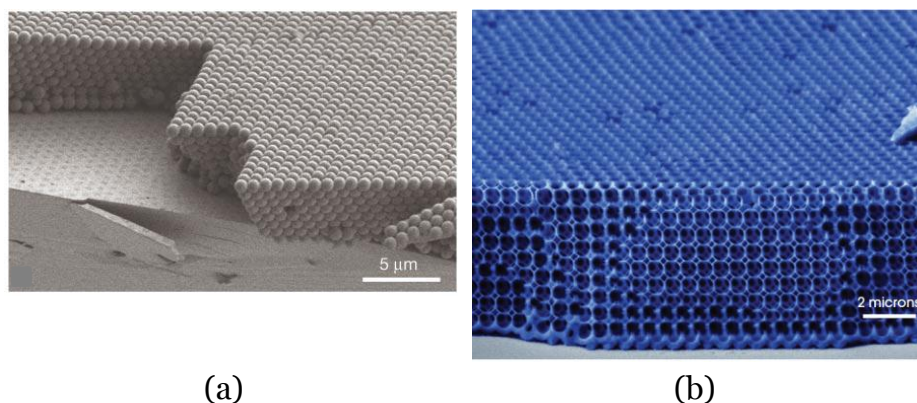


FIGURE 1.7: (a) Image MEB d'une opale plane assemblée à partir de sphères de diamètre 855 nm directement sur un substrat silicium [5]. (b) Image MEB d'une opale inversée [5].

La structure cubique à faces centrées (cfc) [26] est susceptible de présenter une bande interdite complète. Cependant, la tentative de démontrer expérimentalement ce résultat théorique a échoué [27]. Néanmoins, la fabrication de cristaux photoniques 3D à des échelles suffisamment réduites demeure une difficulté majeure. Notamment pour obtenir une bande interdite dans la gamme des longueurs d'onde du proche infrarouge ou du visible. La technique de fabrication de lithographie électronique permet de graver une grande variété

de motifs dans ces structures [4]. Malheureusement, elle présente l'inconvénient d'être coûteuse et limitée à des dimensions de l'ordre de quelques microns. Ce dernier point a poussé les chercheurs au développement de cristaux photoniques planaires. En effet, ceux-ci sont plus accessibles aux diverses méthodes d'étude numérique et à la fabrication aux échelles nécessaires aux applications en optique intégrée.

1.2.5 Les cristaux photoniques planaires

Les cristaux photoniques en 2D sont des concepts abstraits de par leur nature infinie. Par ailleurs, la fabrication des cristaux photoniques 3D demeure complexe.. Cependant, les applications d'optique intégrée impliquent de confiner la lumière dans les trois dimensions. Cela nécessite, donc que le confinement vertical puisse être obtenu par contraste d'indice et le confinement latéral par un cristal photonique bidimensionnel. Les structures présentant un certain intérêt seront les cristaux photoniques planaires [6]. Ces CPs planaires comportent une couche diélectrique d'indice de réfraction élevé entourée de deux autres couches diélectriques d'indices moins élevés (figure 1.8). Différents des photoniques en 2D, les cristaux photoniques planaires possèdent une hauteur déterminée. Celle-ci influe sur les propriétés optiques et présente une structuration verticale des modes électromagnétiques. Leurs bandes interdites sont subordonnées au contraste d'indice et aux paramètres géométriques du réseau.

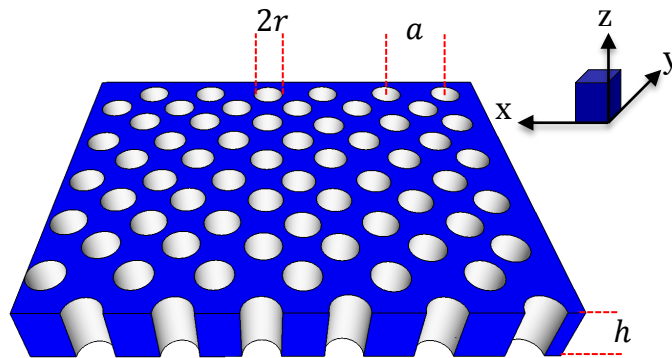


FIGURE 1.8: Représentation schématique d'un cristal photonique planaire : r est le rayon des inclusions, a est le pas du réseau et h représente l'épaisseur de la membrane [6].

De ce fait, ces structures correspondent aux besoins de l'optique intégrée. Elles offrent certains avantages :

- Elles présentent une compatibilité avec les outils de technologies de la microélectronique, et sont donc plus faciles à élaborer (techniques habituelles de lithographie, gravure, épitaxie de couches minces, etc.).
- Par ailleurs, elles offrent un meilleur contrôle de la lumière dans le plan du cristal photonique et dans la direction verticale. De ce fait, les CPs planaires démontrent

une véritable intégration photonique, autorisant leur association avec des composants photoniques traditionnels (fibres optiques, guides d'onde réfractifs, photodétecteurs, etc.).

Ainsi, ces structures sont prometteuses pour la réalisation de nouvelle génération de composants et de fonctions passives et actives en matière d'optique intégrée. De ce fait, nous détaillerons les propriétés des CPs planaires.

1.2.6 Les bases de l'optique non linéaire

L'optique non linéaire est une branche de l'optique. C'est l'étude de l'interaction entre lumière et matière, et des phénomènes résultant de cette interaction. Cette interaction se manifeste par la création de dipôles électriques oscillants, manifestation qui porte le nom de polarisation. Les propriétés optiques d'un milieu, telles que son indice de réfraction et son absorption, sont en général indépendantes de l'intensité de la lumière incidente si celle-ci n'est pas trop élevée. Lorsque l'onde incidente est de faible amplitude, la polarisation, de même fréquence que cette dernière, est la source d'un champ électromagnétique oscillant à cette même fréquence. Il y a alors proportionnalité entre le champ électrique et la polarisation du milieu. On décrit cette dépendance par la relation [28] :

$$\check{p}(t) = \varepsilon_o \chi^1 \check{E}^1(t) \quad (1.1)$$

Où $\check{p}(t)$: est la polarisation, ε_o la permittivité du vide, \check{E}^1 le champ électrique de l'onde incidente et χ^1 la susceptibilité optique représentée par un tenseur d'ordre deux.

Notons que dans le cas général, la polarisation ne varie pas linéairement avec le champ électrique. En effet, lorsque celui-ci est intense, le déplacement des charges (les électrons) est de l'ordre de grandeur des dimensions de l'atome. De ce fait, la réponse du milieu devient non linéaire. La polarisation est décomposée en série pour prendre en considération les effets d'ordre supérieur :

$$\check{p}(t) = \varepsilon_o \chi^1 \check{E}^1(t) + \varepsilon_o \chi^2 \check{E}^2(t) + \varepsilon_o \chi^3 \check{E}^3(t) + \dots \quad (1.2)$$

Où χ^n est la susceptibilité optique non linéaire d'ordre n représentée par un tenseur d'ordre $n + 1$. En régime de forte intensité de champ électrique, les termes en \check{E}^2 et en \check{E}^3 vont devenir importants.

Les matériaux non linéaires sont alors caractérisés par les paramètres χ^2 et χ^3 qui sont des susceptibilités non linéaires de deuxième et troisième ordre respectivement. Dans les matériaux à inversion de symétrie, tels que le silicium, la susceptibilité non linéaire

d'ordre deux s'annule et seuls des processus non linéaires d'ordre trois sont possibles. Ces susceptibilités non linéaires sont à l'origine de nombreux phénomènes.

Parmi les effets non linéaires associés à l'existence d'une susceptibilité du troisième ordre se trouve l'**effet Kerr optique**. Celui-ci ne faisant intervenir qu'une seule onde. L'expression de χ^3 associée fait intervenir un terme en $|E|^2E$. Ce qui implique que l'effet Kerr dépend du carré de l'intensité optique. L'indice de réfraction du matériau est décomposé en deux termes, l'un dépendant de l'intensité optique :

$$n = n_o + n_2 I \quad (1.3)$$

Où n_o est l'indice de réfraction du matériau, n_2 l'indice de Kerr et I l'intensité de l'onde $|E|^2$.

L'indice de Kerr est lié à la susceptibilité non linéaire d'ordre trois par la relation [7] :

$$n_2 = \frac{3}{4\varepsilon_o c n_o^2} \quad (1.4)$$

Lorsqu'une onde transverse de profil spatial non uniforme passe par un milieu non linéaire, l'effet Kerr sera modulé par le profil d'intensité de l'onde. Nous nous intéressons ici aux effets optiques non linéaires d'ordre trois. Ceux-ci ouvrent un large champ de réalisation des dispositifs photoniques tout optique comme le bistable optique et les commutateurs tout optiques. Ces effets concernent les réponses optiques non linéaires d'ordre trois χ^3 , présentées dans l'équation 1.2. Ce paramètre régit l'indice de réfraction non linéaire n_2 et le coefficient non linéaire Kerr. Ils sont à l'origine de certaines conséquences non linéaires comme l'*automodulation de phase* SPM (Self Phase Modulation), la *modulation de phase croisée* XPM (Cross Phase Modulation) et le *mélange à quatre ondes* FWM (Four WaveMixing) [7].

L'**absorption à deux photons** TPA (Two Photon Absorption) est un autre phénomène. Il fait partie des processus optiques dits *non linéaires*. De tels processus proportionnels au carré de l'intensité de l'onde, ne s'observent que lorsque des ondes électromagnétiques très intenses se propagent dans des milieux matériels appropriés. C'est un processus optique par lequel deux photons sont absorbés simultanément pour permettre à un système de passer d'un état d'énergie inférieure (ou état fondamental) à un autre d'énergie plus élevée (état excité) (figure 1.9).

Pour des longueurs d'onde situées autour de 1550 nm, le silicium est considéré comme transparent, car l'énergie des photons correspondants est inférieure à l'énergie de bande

interdite du matériau. Lorsque la densité d'énergie est élevée, la probabilité que deux photons soient absorbés est plus grande. Cette situation conduit à une saturation de la puissance optique dans le matériau, et par conséquent à une limitation de l'efficacité des processus non linéaires. Le coefficient de la TPA est exprimé à partir de la partie imaginaire du tenseur de susceptibilité non linéaire d'ordre trois comme suit [7] :

$$\beta_{TPA} = \frac{3\omega}{2\varepsilon_0 c^2 n_o} \text{Im}\{\chi^3(\omega)\} \quad (1.5)$$

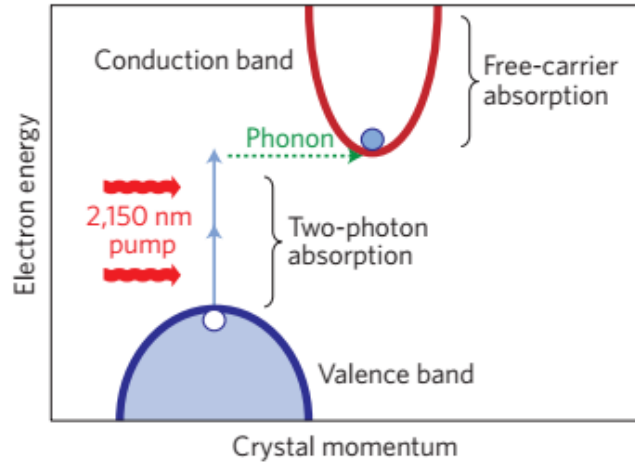


FIGURE 1.9: Représentation schématique des processus de pertes non linéaires dans le silicium, à savoir la TPA et la FCA [7].

Concernant le silicium à gap indirect, l'absorption à deux photons nécessite l'absorption ou l'émission d'un phonon. Ce ne sont pas les mêmes transitions qui sont permises ou interdites. Le TPA engendre une paire d'électrons-trous pour chaque couple de photons absorbés. La présence de ces porteurs libres va accroître la conductivité du matériau. Du fait que le TPA est un effet non linéaire, il est fortement renforcé dans les CPs par un important confinement de la lumière. Par ailleurs, l'emploi de matériaux de forts coefficients TPA intrinsèques, dont la moitié de la bande interdite est juste inférieure à l'énergie du photon aux longueurs d'onde télécoms 0.8 *ev* à 1.55 μm , contribuera à améliorer la génération des porteurs libres. En effet, un temps de vie plus important des porteurs fait que le système mettra plus de temps à recouvrer sa position d'origine. Pour des applications de commutation optique, cela peut être préjudiciable.

1.3 Propriétés des cristaux photoniques planaires

1.3.1 Faible et fort contraste d'indice vertical

Les études relatives au confinement de la lumière dans les trois directions de l'espace se sont principalement focalisées sur les structures de hauteur finie bénéficiant à la fois des propriétés des guides d'onde pour le confinement vertical et de celles des cristaux photoniques 2D pour le confinement latéral. Ces éléments assurent le confinement vertical de la lumière dans la couche guidante et les couches de confinement. Ils sont caractérisés par l'intensité du contraste d'indice. Ils se divisent en deux groupes.

Le premier utilise un *faible contraste d'indice vertical* ($\Delta n \sim 0.1 - 0.2$). Cette configuration est formée d'une membrane semi-conductrice entourée par un milieu d'indice faiblement différent [6]. De ce fait, la lumière reste peu confinée dans la couche guidante. L'étalement du champ optique au-dessus et en dessous de la couche guidante demeure important. Plus spécifiquement, le mode guidé est assujéti à un faible confinement aux interfaces, le champ s'étendant fortement dans la gaine. L'effet de bande interdite s'accompagne de couplage avec des modes radiatifs et par conséquent de pertes de lumière dans la direction verticale (cf. figure 1.10.a). Dans ce cas de figure, l'indice effectif de la couche guidante percée de trous d'air pourrait se révéler être de nature plus faible que celui du substrat non gravé. De ce fait, pour diminuer l'indice de réfraction effective des couches de confinement, il importe de les graver également.

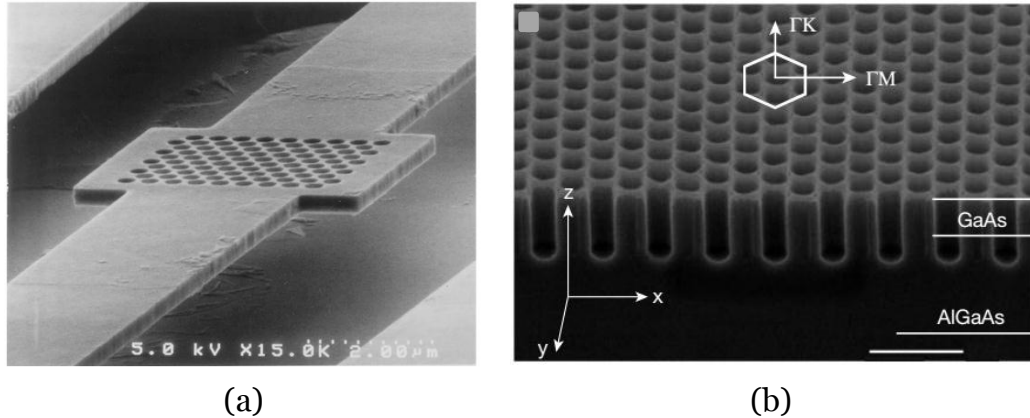


FIGURE 1.10: (a) Image MEB en coupe verticale d'un cristal photonique membranaire en GaAs suspendue sur AlGaAs [6].(b) Images MEB d'un cristal photonique planaire en AlGaAs suspendu dans l'air [8].

La deuxième catégorie est basée sur l'utilisation d'un *fort contraste d'indice vertical* entre la couche guidante et les couches de confinement (cf. figure 1.10.b). Le confinement optique optimal à fort (Δn est généralement obtenu à l'aide d'une membrane semi-conductrice suspendue dans l'air [29], [8]. Cette approche membranaire assure un fort confinement du

champ optique dans la membrane, assurant ainsi une meilleure interaction lumière matière. En effet, l'intensité du recouvrement entre le champ et la membrane est un paramètre clef pour des applications de type microsources [29]. Par rapport au premier type de CPs planaires, les contraintes technologiques sont moins exigeantes puisque la membrane n'est pas très épaisse, de l'ordre de quelques centaines de nanomètres au maximum pour un fonctionnement monomode. Ces conditions rendent l'utilisation des techniques de gravure usuelles telle que la gravure ionique réactive (RIE) tout à fait possible.

Les cristaux photoniques membranaires sont généralement fabriqués à partir de matériaux semi-conducteurs comme le silicium (Si) et l'arséniure de gallium (GaAs). Dans le cas de CPs basés sur des substrats SOI (Silicium sur isolant), le contraste d'indice entre la couche guidante de silicium et le substrat SOI est d'environ $\Delta n = 2$. Pour maximiser le confinement, le substrat semi-conducteur peut être gravé sous le CP qui devient une membrane suspendue dans l'air. Le contraste d'indice du guide avec le substrat est alors maximal. Cependant, il faut noter que les membranes suspendues dans l'air subissent une mauvaise dissipation thermique qui peut poser problème pour certaines applications comme les lasers fonctionnant en régime continu. De plus, elles sont susceptibles de présenter une faible robustesse mécanique. Ces contraintes sont des points importants pour lesquels des améliorations peuvent être apportées dans ce travail de thèse.

1.3.2 Le cône de lumière : modes guidés et modes résonants

Considérons les relations de dispersion d'un guide d'onde planaire de fort indice n_1 entouré d'un milieu d'indice plus faible n_2 (figure 1.11.a). En termes d'optique géométrique et en l'absence de réfraction dans le milieu extérieur, la lumière peut être guidée dans le plan par différence d'indice de réfraction (réflexion totale interne) aux interfaces entre la couche guidante et les couches de confinement). La réflexion totale n'a lieu que pour une certaine plage de vecteurs d'ondes. La condition de RTI dans le plan peut être représentée à l'aide de la notion de cône de lumière. Les modes purement guidés dans le guide plan sont situés entre les deux lignes de lumière caractérisées par les droites d'équations $\omega = ck_{\parallel}/n_1$ pour la ligne de lumière du guide et $\omega = ck_{\parallel}/n_2$ pour la ligne de lumière de la gaine (voir sur la figure 1.11 (b)), où k_{\parallel} est la projection du vecteur d'onde dans le plan du guide. Les modes guidés sont donc situés sous la ligne de lumière de la gaine. En dessous de la ligne de lumière du cœur, aucun mode ne peut exister dans le guide. Au-dessus de la ligne de lumière de la gaine, les modes sont dits à fuites. En effet, les modes guidés sont situés au-dessus de la ligne de lumière du matériau de fort indice. Un fort contraste d'indice entre la couche guidante et la gaine permet d'obtenir un espace étendu de modes guidés.

Si les deux indices du substrat et du superstrat sont différents, l'indice du cône de lumière correspond à la plus grande des deux valeurs, soit : $n_{cône} = \max(n_2, n_3)$. Dans

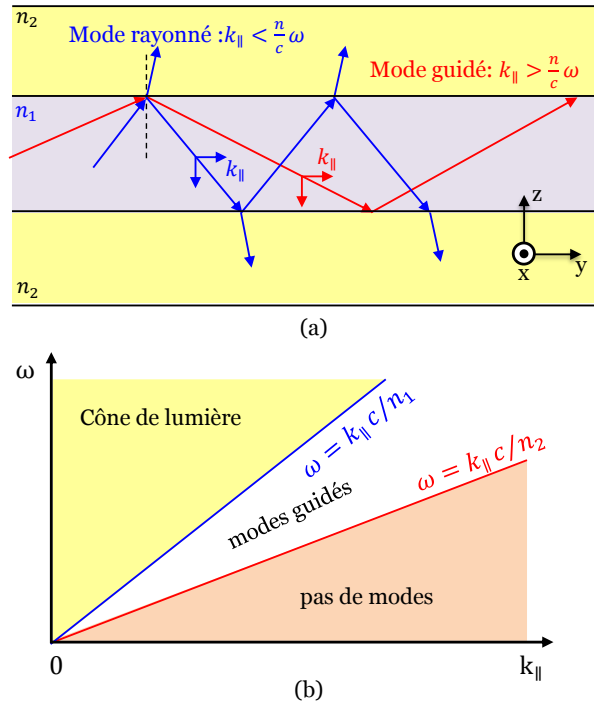


FIGURE 1.11: (a) Représentation schématique des modes guidés et des modes rayonnés dans une guide d'onde planaire d'indice n_1 entouré d'un milieu environnant d'indice n_2 . (b) Définition du cône de lumière à partir de la courbe de dispersion du guide d'onde planaire.

tous les cas, le cône de lumière délimite dans le diagramme de dispersion des cristaux photoniques planaires, à la limite entre les modes guidés (situés en dessous) et ceux à fuite, c'est-à-dire de durée de vie finie des photons, dans la direction verticale.

Pour déterminer les zones de fonctionnement typiquement intéressantes des CPs planaires, les diagrammes de dispersion en polarisation TE et TM d'un CP (constitué d'un réseau triangulaire de trous d'air percés dans une membrane de silicium d'épaisseur 250 nm) sont représentés en figure 1.12. Les modes de la relation de dispersion sont séparés suivant les deux types de polarisation : les modes quasi-TE en ligne bleue pointillée et les modes quasi-TM en ligne rouge.

Dans le cas de CP planaire entouré d'un milieu d'indice homogène, nous distinguerons deux types de modes, les modes pairs et impairs, anormalement appelés respectivement *quasi-TE* et *quasi-TM*. Cette désignation est basée sur l'argument de symétrie de miroir suivant.

En considérant le profil du champ électrique des modes dans une membrane diélectrique fin (avec une largeur plus petite par rapport à la longueur d'onde λ), dans le plan médian de la membrane ($z = 0$), les composantes du champ non nulles sont purement TE pour les modes pairs (polarisations parallèles au plan ($z = 0$)) et TM pour les modes impairs

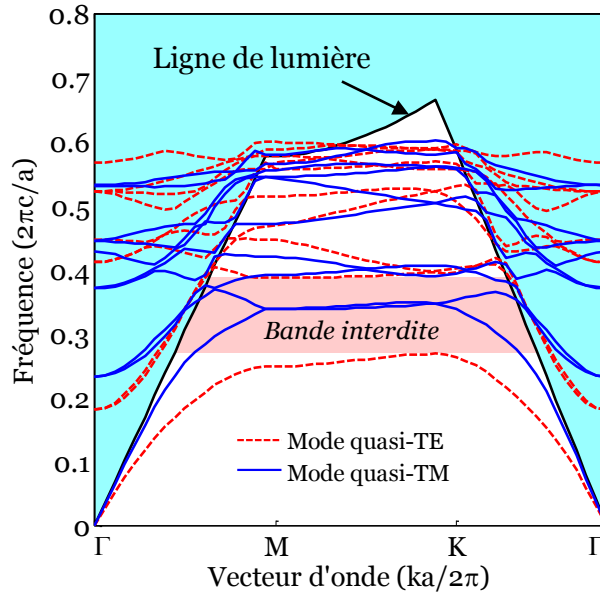


FIGURE 1.12: Diagrammes de dispersion d'un CP planaire constitué de réseau triangulaire de trous d'air de rayons 150 nm percés dans une membrane de silicium d'épaisseur 250 nm . Le calcul a été effectué par la méthode des ondes planes tridimensionnelles pour les polarisations TE (lignes rouges pointillées) et TM (lignes bleues).

(polarisations perpendiculaires au plan ($z = 0$)) [30] (cf. figure 1.13). Pour des applications nécessitant l'utilisation d'un milieu à gain (boîtes ou puits quantiques), par exemple pour les microsources laser, il sera indispensable de choisir une épaisseur de membrane à cristal photonique ne supportant qu'un seul mode. Cette condition nécessite des épaisseurs de l'ordre de quelques centaines de nm ($200 - 300 \text{ nm}$) pour des matériaux semi-conducteurs III-V (InP, phosphore d'Indium).

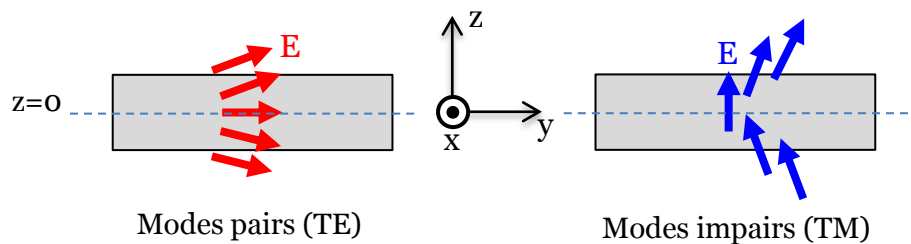


FIGURE 1.13: Membrane diélectrique symétrique par rapport au plan $z = 0$. Les modes qui sont parallèles au plan z sont les modes TE (modes pairs). Ceux qui sont perpendiculaires au plan z sont les modes TM, (modes impairs).

Le diagramme de dispersion (figure 1.12) révèle l'existence d'une bande interdite photonique pour la polarisation quasi-TE, s'étendant entre les valeurs de fréquence réduite $[0.2681 - 0.387]$. De plus, le diagramme de bande calculé pour un CP planaire comprend également le *cône de lumière* (en gris), situé au-dessus de la ligne de lumière. Cette ligne de lumière correspond donc à la courbe de dispersion du mode de plus basse fréquence capable de se propager sans perte dans les milieux semi-infinis entourant la couche guidante. Les

fréquences situées au-dessus de la ligne de lumière (dans le cône de lumière) correspondent à un continuum d'états radiatifs complètement délocalisés suivant la direction verticale et capables de se propager aussi bien à l'intérieur qu'à l'extérieur de la structure photonique. Dans le cas d'un CP planaire dont les couches de confinement d'indice de réfraction (n) sont homogènes, l'équation de la ligne de lumière est donnée par la relation : $\omega = c/n|k_{\parallel}|$.

La structure de bande présentée dans la figure 1.12 permet aussi de définir, pour les CPs planaires, deux types de modes (les modes rayonnés et les modes localisés).

- Les **modes rayonnés** situés au-dessus de la ligne de lumière qui se propagent dans le cristal photonique ainsi que dans le milieu extérieur. Ces modes délocalisés sont constitués des modes propres du continuum d'états radiatifs des milieux extérieurs (ou des couches de confinements) faiblement perturbés par la présence de la membrane. Ces modes possèdent une durée de vie finie donc ils possèdent une composante radiative non nulle qui autorise des fuites dans la direction verticale.
- Les **modes localisés** à l'intérieur de la membrane parmi lesquels on distingue :
 - Les **modes guidés** situés sous la ligne de lumière qui constituent un ensemble discret d'états localisés. Ils ont un caractère sinusoidal à l'intérieur de la membrane et évanescents dans les couches de confinement. Dans le plan du cristal photonique, ces modes peuvent être complètement confinés par la réflexion totale interne. Théoriquement dans une structure planaire parfaitement fabriquée, ces modes guidés possèdent une durée de vie infinie et donc aucun couplage n'est possible avec l'extérieur. Ainsi, leur constante de propagation est purement réelle.
 - Les **modes résonants ou quasi-guidés**, ce sont ceux qui apparaissent au-dessus de la ligne de lumière. Ils proviennent du repliement des modes guidés en bord de zone Brillouin et constituent des résonances dans le continuum d'états radiatifs. Le couplage de ces modes avec les modes radiatifs est à l'origine de pertes dans la direction perpendiculaire à la membrane.

1.3.3 Les pertes optiques

Les cristaux photoniques planaires présentent des pertes de propagation qui doivent être minimisées en vue des applications pour l'optique intégrée et non linéaire. Celles-ci peuvent être classées en deux catégories : les pertes intrinsèques inhérentes à la géométrie de la structure et les pertes extrinsèques liées aux imperfections des structures fabriquées.

Les **pertes intrinsèques** résultent du couplage des modes guidés de CP planaire avec des modes rayonnés. Le cône de lumière dans la figure 1.12 représente un continuum de modes radiatifs qui ne sont pas isolés dans la membrane. Les modes propres, situés sous ce cône de lumière, sont confinés verticalement dans la membrane et présentent un profil

évanescents dans les gaines. Ils se propagent sans perte dans le cristal photonique. Dans le cas des cristaux photoniques planaires à faible contraste d'indice vertical, le continuum de modes radiatifs vers le substrat est à prendre en considération.

Les *pertes extrinsèques* sont principalement liées aux imperfections des paramètres géométriques fabriqués (épaisseur de la membrane et rayon des trous d'air). Pour minimiser ces pertes, la profondeur des trous doit être suffisante afin de recouvrir complètement le profil vertical du mode guidé [31]. De même, la forme des trous d'air doit être aussi cylindrique que possible. Notons que les fluctuations dans la position et le diamètre des trous, ainsi que les dommages infligés au matériau lors de la fabrication représentent d'autres sources de pertes.

1.4 Cavité optique à cristaux photoniques

1.4.1 Confinement par la bande interdite photonique

Dans la section précédente, nous avons défini la bande interdite photonique (BIP). Cette dernière peut être exploitée pour piéger la lumière dans un défaut localisé d'un cristal photonique. Donc, une manière simple de confiner la lumière dans un très petit volume est de briser localement la périodicité du réseau de ce cristal par l'omission d'un ou de plusieurs trous. Il est aussi possible de modifier le rayon des trous, ou encore de déplacer certains trous d'une ou plusieurs rangées. Comme pour les semi-conducteurs, l'existence d'un défaut dans la périodicité du cristal photonique engendrera l'apparition de niveaux permis dans la bande interdite, appelés modes de défauts. Comme représenté sur la figure 1.14, celui-ci se traduit par l'apparition d'un pic fin dans le spectre en transmission ou en réflexion du CP. Les modes créés concentrent leur énergie dans ce défaut. Le cristal photonique environnant joue le rôle d'une « cage », pour les photons situés dans le cœur de la cavité. Il existe deux types de défauts : les ponctuels (cavités) et les linéaires (guides d'ondes). Étant donné que notre travail concerne uniquement l'étude des cavités à cristaux photoniques, nous nous focaliserons dans ce chapitre sur ces cavités.

Une autre technique pour le confinement de la lumière au sein des CPs planaires consiste à exploiter les modes de Bloch aux points de hautes symétries dans l'espace réciproque. Les structures exploitant les modes de Bloch lents ne possèdent pas de cavité physique. Le confinement latéral est assuré par la faible vitesse de groupe moyenne des photons. En effet, cette vitesse de groupe des photons n'est théoriquement nulle ($v_g = \partial\omega/\partial k$) qu'au point de haute symétrie du cristal dans l'espace réciproque (Γ , X et M sur la figure 1.12). Ainsi, en l'absence de pertes verticales, l'extension du mode de Bloch est infinie dans le cristal photonique. Alors qu'en présence de pertes verticales ou d'absorption par le matériau, l'extension du mode de Bloch devient finie. Cette extension latérale du mode dépend donc

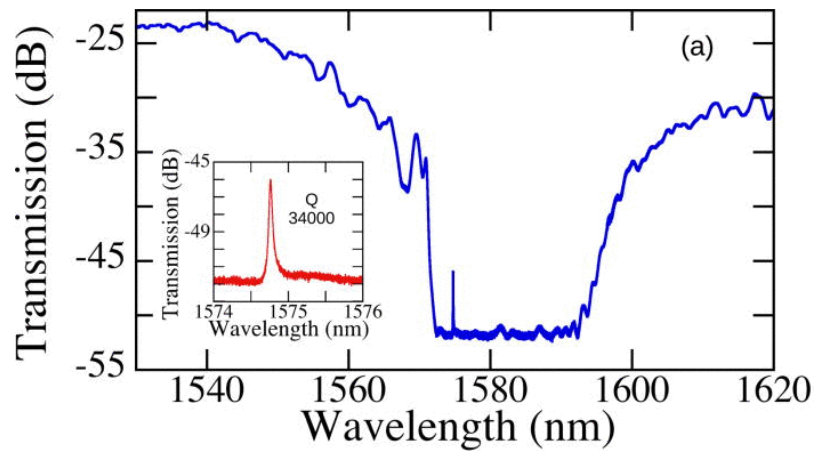


FIGURE 1.14: Spectre en transmission d’une cavité à CP en GaN. Le mode se situe dans la bande interdite à une longueur d’onde de résonance de 1574.8 nm avec un facteur de qualité de 3.4×10^4 [9].

de la courbure de la bande et du taux de pertes verticales et par absorption. L’atout majeur de l’utilisation de modes lents de Bloch, par rapport aux cavités, dans la réalisation de dispositif photonique intégré réside dans le meilleur contrôle :

- De la directivité du diagramme d’émission.
- Du contrôle de la directivité du rayonnement connaissant les points de fonctionnement (ω, k) du diagramme de dispersion.

En conséquence, pour la réalisation de dispositifs photoniques, deux types de modes de Bloch peuvent être exploités : ceux situés sous le cône de lumière, et ceux au-dessus de la ligne de lumière [32].

1.4.2 Exemples de cavités à cristaux photoniques

Grâce à la versatilité des cristaux photoniques planaires, il est possible de fabriquer des cavités de géométries variables. Récemment, pour le cas de cristaux photoniques planaires réalisés dans un réseau triangulaire de trous d’air, plusieurs types de cavités à cristaux photoniques ont été proposés par de nombreux chercheurs. Ces cavités présentent un meilleur choix pour des applications diverses. En effet, on peut globalement classer ces cavités en trois catégories (figure 1.15). Ces principaux types de cavités ont permis d’obtenir des facteurs de qualité très élevés ($Q > 10^5$) et de faibles volumes modaux ($V < (\lambda/n)^3$).

La première catégorie dite de *”cavité ponctuelle”* regroupe les cavités formées par l’omission d’un ou plusieurs trous d’air dans la direction ΓK du cristal photonique. Elles sont généralement appelées cavités linéaires et hexagonales, notées respectivement Ln et Hn. Une image au microscope électronique à balayage (MEB) et des exemples d’une cavité

de type L3 sont représentés sur la figure 1.15.a. Ces cavités ont fait l'objet de notre travail. L'état de l'art de ces structures et leurs études seront détaillés au chapitre 4.

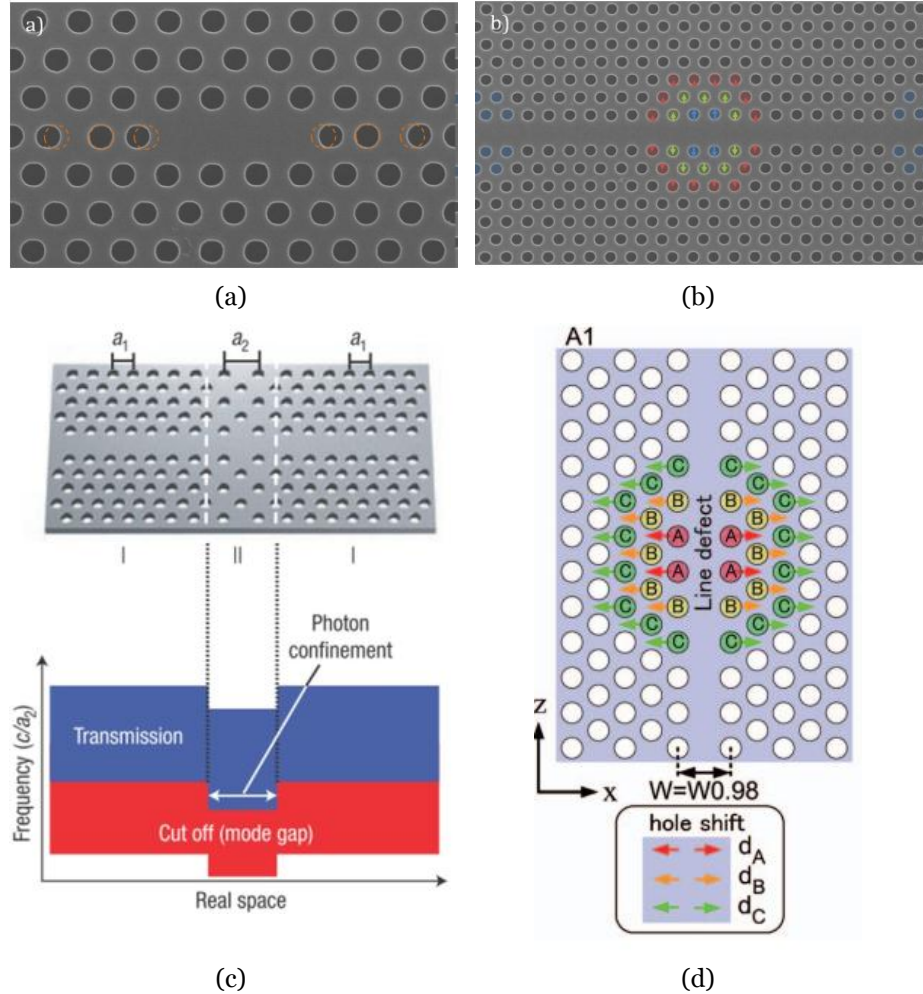


FIGURE 1.15: (a) Image au microscope électronique à balayage (MEB) d'une cavité de type L3 fabriquée à l'IEF. (b) Image MEB d'une cavité à confinement, par la bande interdite d'un guide à cristaux photoniques, réalisée par une modulation de la largeur des photons [10]. (d) Schéma de principe d'une cavité à modulation de largeur du défaut linéique [11].

La deuxième catégorie, dite de "*cavité à hétérostructure*" a été initialement proposée par le groupe de S. Noda [10]. Ces structures sont basées sur la modulation progressive de la période du cristal photonique. Cette modification de la période du cristal photonique crée un puits de potentiel pour le mode optique et modifie localement la structure de bande du cristal (cf. figure 1.15.c). Le défaut généré se retrouve dans la bande interdite. Du fait que la modulation de la période est très faible ($< \sim 1\%$), la transition entre la cavité et les miroirs sera très douce et donc très peu de modes radiatifs seront introduits dans ce type de cavité. Cela permet d'obtenir des facteurs de qualité théoriques d'environ $\sim 10^9$ [33] et des facteurs de qualité expérimentaux élevés dans les CPs planaires suspendus dans l'air ($Q = 3 \times 10^6$) [34] et sur substrat SOI ($Q = 2 \times 10^6$) [35].

La troisième catégorie, dite de "**cavité à modulation locale de la largeur d'un défaut linéique**", a été définie par l'équipe de M. Notomi [11]. La structure de base de la cavité est un simple guide d'onde à cristaux photoniques avec une rangée manquante. L'idée est d'éloigner légèrement certains trous entourant le guide d'onde d'une distance particulière (comme illustrée par la figure 1.15.d). Le guide non modifié servant de barrière et le décalage étant faible (environ 10 nm), dont que le confinement de la lumière est très graduel, ce qui donne un facteur de qualité élevé ($Q = 9 \times 10^5$). Le facteur de qualité de la cavité a atteint expérimentalement 8×10^5 pour le silicium et 7×10^5 pour le GaAs [36]. Ce type de cavité a permis de mettre en évidence le premier piégeage de photons d'une durée supérieure à la nanoseconde [37].

1.4.3 Principales caractéristiques d'une cavité à cristal photonique

Le facteur de qualité Q et le volume modal V sont deux grandeurs caractéristiques des cavités à cristaux photoniques. Plus spécifiquement, la réalisation d'une cavité optique de grand facteur de qualité et d'un petit volume modal est essentielle pour faciliter l'interaction entre la lumière/matière, ainsi que les interactions de photon/photon. Ces caractéristiques permettent l'amélioration de l'émission spontanée dans la cavité en calculant le facteur de Purcell.

Le **facteur de qualité** permet de mesurer la capacité d'un résonateur à conserver l'énergie. Le confinement d'un mode à la fréquence ω_o est déterminé par le taux de perte de la cavité. Donc, le facteur de qualité Q d'un mode résonant de fréquence ω_o est défini comme le rapport de l'énergie emmagasinée dans le résonateur, moyenné dans le temps sur l'énergie dissipée par cycle, soit :

$$Q = \frac{\text{Energie emmagasinée}}{\text{Energie dissipée par cycle}} = \omega_o \frac{U}{P} \quad (1.6)$$

Où U est l'énergie emmagasinée dans le résonateur et P la puissance dissipée. Par conservation de l'énergie, la puissance dissipée moyennée sur un cycle est égale à l'opposé de la variation de l'énergie emmagasinée U . D'après la relation 1.6, nous avons :

$$P = -\frac{\partial U}{\partial t} = -\omega_o \frac{U}{Q} \quad (1.7)$$

La solution de cette équation différentielle du premier ordre est la suivante :

$$U(t) = U_o e^{-(\omega_o t/Q)} \quad (1.8)$$

La dépendance temporelle de l'énergie emmagasinée implique que les oscillations du champ à l'intérieur de la cavité s'atténuent comme suit :

$$E(t) = E_o e^{-(\omega_o t/2Q)} e^{i\omega_o t} \quad (1.9)$$

Le confinement modal peut être caractérisé soit dans le domaine temporel ou dans le domaine fréquentiel. La transformée de Fourier de l'équation 1.9 permet de passer de l'un à l'autre et ainsi d'obtenir l'expression du champ électrique dans l'espace fréquentiel suivant :

$$E(\omega) = E_o \frac{1}{\frac{\omega_o}{2Q} + j(\omega - \omega_o)} \quad (1.10)$$

Cette équation montre que le spectre fréquentiel du champ se présente sous la forme d'une fonction lorentzienne centrée à la fréquence de résonance ω_o avec une largeur à mi-hauteur (FWHM) $\Delta\omega$. Nous déduisons de la condition 1.11 une autre expression du facteur de qualité (Equation 1.12).

$$|E(\omega_o + \frac{\Delta\omega}{2})|^2 = \frac{1}{2} |E(\omega_o)|^2 \implies \Delta\omega = \frac{\omega_o}{Q} \quad (1.11)$$

$$Q = \frac{\omega_o}{\Delta\omega} = \frac{\lambda_o}{\Delta\lambda} \quad (1.12)$$

Lorsqu'un mode de défaut est confiné dans une cavité optique planaire (c.-à-d. une structure de taille latérale finie), la durée de vie des photons est limitée par l'ensemble de ses pertes dans toutes les directions de l'espace. Ces pertes peuvent être classées selon leur origine. On distingue deux types de pertes : les latérales (pertes dans le plan de la structure) et verticales (pertes hors du plan de la structure). Dans le cas des pertes latérales, la lumière est transmise de la cavité au mode guidé dans le cristal photonique. Dans le cas de pertes verticales, la lumière est diffractée en dehors du plan de la cavité vers les gaines ou l'air. Le facteur de qualité Q et donc la durée de vie des photons sont quasi-infinis pour un cristal photonique idéal sans perte. Le facteur total de qualité du mode de défaut est alors donné par :

$$\frac{1}{Q} = \frac{1}{Q_{\text{latéral}}} + \frac{1}{Q_{\text{vertical}}} \quad (1.13)$$

Le *facteur de qualité latéral* est défini par le produit : $Q_{\text{latéral}} = \omega\tau_l$, où τ_l est la durée de vie du photon avant sa fuite latérale aux bords du cristal photonique. Le *facteur de qualité vertical* est défini de la manière suivante : $Q_{\text{vertical}} = \omega\tau_v$, où τ_v est la durée de vie

du photon avant qu'il ne s'échappe hors du plan de la structure, par couplage aux modes rayonnés. Dans cette thèse, nous étudierons ces différents processus de pertes. À ce titre, nous mettrons en valeur les paramètres géométriques qui régissent le confinement du mode de défaut dans une cavité à cristal photonique planaire.

Le *volume modal*, est essentiel notamment pour les applications en optique non linéaire. Ce paramètre caractérise le confinement spatial de la lumière au sein de la cavité. Il correspond au volume effectif occupé par le champ dans cette dernière. Des CPs permettant la localisation très forte de modes et des volumes modaux près d'une longueur d'onde cubique ont été réalisés [38]. Le calcul du volume modal d'une cavité à CP est difficile du fait de la complexité de la structure des modes dans le CP. Il exige généralement la simulation de la structure et l'extraction du profil de mode. Le volume modal peut être déterminé en utilisant la fonction diélectrique $\varepsilon(\vec{r})$ et la fonction du champ électrique $E(\vec{r})$ du profil de mode. Il est défini comme suit [38] :

$$V = \frac{\int d^3r \varepsilon(\vec{r}) |E(\vec{r})|^2}{\max\{\varepsilon(\vec{r}) |E(\vec{r})|^2\}} \quad (1.14)$$

Les *cristaux photoniques planaires* supportent des modes fortement localisés, mais il demeure un compromis entre le facteur de qualité Q et la localisation de la lumière. Plus la localisation d'un mode est marquée, plus il devient difficile de limiter les pertes par radiation [2]. Il n'existe aucune technique générale pour fabriquer des cavités présentant un facteur de qualité idéalement élevé et un petit volume modal. Cependant, par exemple, il a été montré que le décalage des trous d'air adjacents au défaut réduit les pertes de radiation en permettant de conserver un volume modal faible [39]. Ces modifications ont pour objectif une minimisation des composantes en k radiatives, du mode localisé, situées au-dessus du cône de lumière.

Le *rapport Q/V* est un facteur de mérite caractérisant la majorité des cavités. Celui-ci permet de quantifier l'intensité de l'interaction lumière/matière et de déterminer, par exemple, le facteur de Purcell (F). Ce dernier représente le taux d'accroissement de l'émission spontanée des émetteurs faiblement couplés à une cavité de petit volume modal [40]. Ce paramètre s'écrit comme suit :

$$F = \frac{3}{4\pi^2} \frac{Q}{V} \quad (1.15)$$

1.4.4 L'analyse de Fourier du mode

Les cavités étudiées dans cette thèse sont basées sur un cristal photonique planaire bidimensionnel. La bande interdite photonique est utilisée pour confiner la lumière dans

le plan du cristal photonique. La réflexion totale interne (RTI) entre la membrane et les gaines est employée pour le confinement de la lumière dans la direction verticale. Pour ces structures planaires, la RTI dans la direction verticale demeure un important paramètre pour la réalisation d'une cavité optique à grand facteur de qualité. Le confinement de la lumière dans la direction verticale par la RTI peut être étudié, par la décomposition du champ électrique dans la cavité dans un ensemble de composants à ondes planes avec différents vecteurs d'ondes k , par la transformée de Fourier spatiale [41], [12], [13].

En effet, pour minimiser les pertes dans le plan de la membrane et donc augmenter le facteur de qualité, il est crucial de réaliser la condition de réflexion totale interne entre la membrane et les gaines. La lumière confinée dans la cavité comporte plusieurs composants d'onde plane k . La composante tangentielle du vecteur d'onde $|k_{\parallel}|$ entre la membrane et les gaines détermine si la condition de RTI pour ces composantes d'onde est réalisée ou non. Lorsque la composante du vecteur d'onde $|k_{\parallel}|$ de chaque onde plane se situe dans l'intervalle $[0 \ 2\pi/\lambda_o]$ (avec λ la longueur d'onde de la lumière dans l'air), l'onde peut fuir de la cavité aux gaines, car la conservation de la loi de Snell Descartes pour $|k_{\parallel}|$ est satisfaite entre la cavité et les gaines. Cette situation conduit au faible confinement vertical de lumière. D'autre part, lorsque le vecteur d'onde $|k_{\parallel}|$ dans la cavité est plus grand que $2\pi/\lambda_o$, la lumière est fortement confinée à l'intérieur de la cavité puisque la condition de réflexion totale interne est réalisée. Par conséquent, un fort confinement vertical de la lumière est obtenu [12].

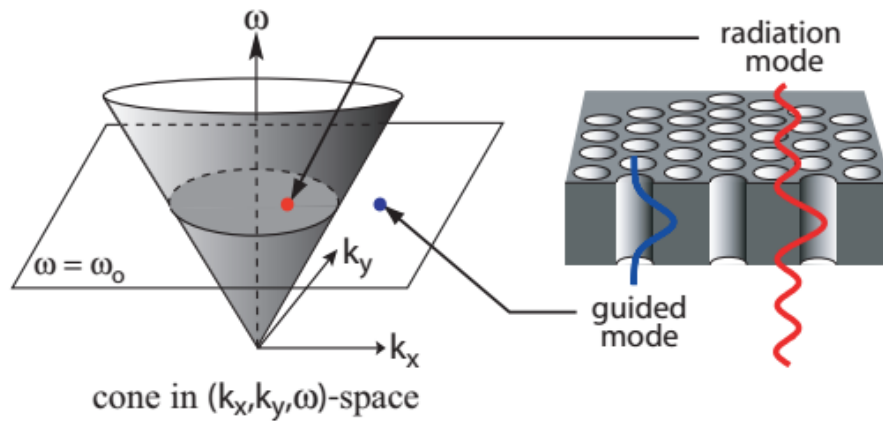


FIGURE 1.16: Schéma de principe de l'analyse des composantes radiatives de la cavité à cristaux photoniques planaires dans l'espace de Fourier [12], [13].

L'analyse de Fourier du mode reste d'un abord très théorique. Elle vise à interpréter le confinement de la lumière dans les cavités à CPs planaires. C'est l'approche la plus répandue dans la littérature. En effet, les cavités à CPs planaires ont toutes été analysées à l'aide de cette méthode [39], [10]. Son principe est basé sur l'analyse globale du mode de la cavité [39] [42], [12], [43]. En effet, les facteurs de qualité records obtenus dans la littérature ont démontré l'importance de l'utilisation systématique de l'analyse de Fourier

pour interpréter le confinement de la lumière dans les cavités à CPs planaires [44] [45], [10]. Cette théorie a été détaillée par le groupe de l'Université de Kyoto pour une cavité à CPs gravée dans une membrane [39]. L'analyse de Fourier repose sur la transformée de Fourier spatiale du champ électrique dans un plan situé à l'intérieur de la cavité, au centre de la membrane. Cette transformée de Fourier est analysée comme une décomposition en ondes planes. De même, la composante du vecteur d'onde parallèle à l'interface de la membrane est considérée conservée (figure 1.16). Les pertes radiatives sont dues aux composantes de Fourier du champ qui vérifient l'inégalité : $k_x^2 + k_y^2 \leq k_o^2$ avec : $k_o = \omega_o/c$. Autrement dit, pour augmenter le facteur de qualité d'un mode, il faut diminuer les composantes de Fourier de son champ, situées sous le cône de lumière. L'approche de fourrier est fondamentale dans la conception de cavités de grands facteurs de qualité. De ce fait, dans notre thèse, notre objectif sera de concevoir des cavités à CPs planaires qui supportent des modes de résonance dont les composantes sont situées principalement à l'extérieur du cône de lumière.

1.5 Exemples d'applications des cavités à cristaux photoniques

Depuis une dizaine d'années, les cavités à CPs planaires ont été un sujet d'intérêt marqué. Elles nous offrent de nouvelles perspectives pour réaliser des composants ultra-compacts pour les communications et capteurs photoniques. De nombreux travaux ont déjà montré le bénéfice de maximiser le facteur de mérite Q/V . Dans cette section, nous ne présenterons que les applications les plus importantes qui sont fortement appropriées pour ce travail de thèse, à savoir : les bistables optiques, les commutateurs tout optiques et les capteurs optiques.

1.5.1 Bistabilité optique

La non linéarité optique permet d'envisager de nouvelles perspectives telles que la réalisation des bistables optiques. Ces dispositifs sont des bases polyvalentes pour le traitement tout optique des signaux [46].

Un système est dit bistable, s'il peut avoir deux réponses différentes à une même excitation. La bistabilité optique peut être obtenue de plusieurs façons, par des effets thermo-optiques [47], une injection de porteurs [48], une combinaison des deux [49] ou par une rétroaction optoélectronique [50]. Cependant, toutes ces méthodes sont intrinsèquement lentes, car elles dépendent de la génération de porteuses. Une autre façon de réaliser la bistabilité optique est d'utiliser les effets optiques non linéaires [51]. Cependant, ces derniers

sont souvent très faibles dans les matériaux, ce qui nécessite une grande puissance optique ($\sim mW$) pour observer la bistabilité optique [52]. Cela augmente la consommation d'énergie de tels dispositifs et limite ainsi l'aspect technologique. En effet, par la sélection d'un matériau de grande susceptibilité non linéaire, nous pouvons également réduire la puissance optique d'exploitation en augmentant l'interaction lumière/matière, en utilisant des cavités de grands facteurs Q et petits volumes V .

Contrairement aux autres structures photoniques (les résonateurs en anneaux, les guides d'ondes diélectriques), les cavités à CPs sont bien adaptées pour la bistabilité optique. En effet, celles-ci permettent de fabriquer des dispositifs bistables intégrés fonctionnant à très faible puissance d'entrée. Les études ont ainsi principalement porté sur la bistabilité optique des cavités à CPs non linéaires, car les effets d'optiques non linéaires sont habituellement dominants par rapport aux effets thermiques. Les propriétés non linéaires "effet Kerr" d'un matériau mis en cavité peuvent être à l'origine d'une telle bistabilité. Les cavités à CPs peuvent être aussi exploitées pour exalter les effets non linéaires du troisième ordre χ^3 . Ce type de non linéarité optique peut conduire à de nombreuses applications notamment pour le traitement du signal en optique intégrée [14], [53].

Récemment, de nombreux travaux de recherche ont été consacrés à l'amélioration du facteur Q et à la minimisation du volume V des cavités à CPs en vue de leur application à la réalisation de bistable optique. La bistabilité optique d'une nanocavité à CPs planaires en GaAs, dotée d'un facteur $Q = 2.8 \times 10^5$ et d'un volume modal $V = 1.2 (\lambda/n)^3$, a été étudiée expérimentalement [54]. En raison de la valeur élevée due au rapport Q^2/V et au coefficient d'absorption de deux photons (TPA), la bistabilité optique avec un seuil de puissance de $1 \mu W$ a été démontrée.

Kim et al. [55] ont également analysé la bistabilité optique dans les nanocavités à CPs en InP, en utilisant une microfibre pour coupler la lumière dans et hors de la cavité. Ils ont mesuré un seuil de puissance de bistabilité, au voisinage de la cavité, de $\sim 37 \mu W$. Une nanocavité à CPs en silicium conçue, dotée d'un facteur de qualité de 9×10^4 , peut fonctionner comme une bistable optique avec une faible puissance en utilisant une non linéarité optique [56].

Une nanocavité à CPs dotée d'un facteur de qualité $Q = 2.3 \times 10^5$ et de volume modal $V = 1.2 (\lambda/n)^3$ a été étudiée avec différentes puissances optiques d'entrée [53]. Le résultat obtenu montre que la longueur d'onde de résonance de la cavité est décalée lorsque la puissance d'entrée est augmentée. Une nanocavité optique à CPs dotée d'un facteur $Q = 4.7 \times 10^5$ et volume $V = 0.9 (\lambda/n)^3$ a été également employée comme bistable optique [57]. La non linéarité optique dans les cavités étudiées pourrait être expliquée par la théorie des modes couplés, en tenant compte de l'absorption de deux photons, l'absorption de porteur libre, l'effet de plasma, l'effet thermo-optique et de l'effet de Kerr. Cependant, en raison de ces différents effets optiques non linéaires du silicium, il est difficile d'obtenir une

bistabilité optique de faible puissance de seuil dans les nanocavités silicium. La bistabilité optique avec une puissance d'entrée de $10 \mu W$ et une puissance de seuil de $40 \mu W$ a été obtenue en utilisant une nanocavité à CPs en silicium [56], [53], [57].

M. Notomi et al. ont obtenu une puissance de seuil de $1.6 \mu W$ pour la bistabilité optique en utilisant une nanocavité à CPs-1D en silicium [58]. Cependant, la puissance de seuil de la bistabilité optique restait très sensible à la taille et à la longueur du défaut de la nanocavité. Lorsque la longueur de défaut varie de $17 \mu m$ à $14.5 \mu m$, la puissance de seuil de bistabilité augmente de $1.6 \mu W$ à $63 \mu W$. De même, la bistabilité optique est observée dans une nanocavité à CPs en silicium de type L3 [59]. La cavité couplée avec un guide d'onde à cristaux photoniques est dotée d'un facteur Q de 6×10^4 . La puissance de seuil pour la bistabilité optique dans la cavité est $26.1 \mu W$, qui représente la valeur la plus basse pour les cavités L3 en silicium. Les résultats présentés montrent que cette valeur faible de puissance de seuil est due au grand facteur de qualité de la cavité. La bistabilité optique est optimisée expérimentalement par l'utilisation d'une cavité à CPs en silicium dotée d'un grand facteur Q et d'un petit volume V ($Q \sim 3 \times 10^4$ et $V \sim 0.98 (\lambda/n)^3$) [60]. Les résultats théoriques et expérimentaux démontrent deux états bistables avec un seuil de commutation de $185 \mu W$.

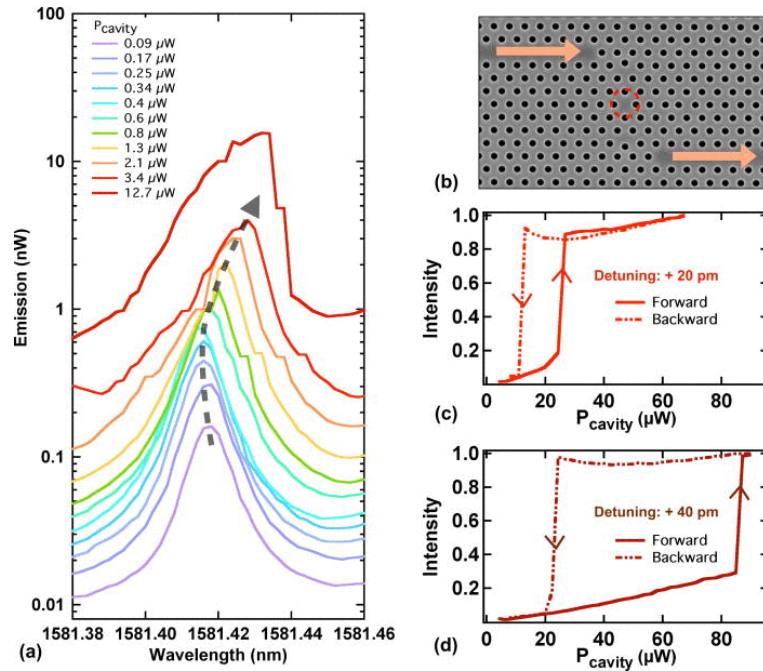


FIGURE 1.17: (a) Spectre d'émission mesuré d'une cavité à cristal photonique pour différentes valeurs de la puissance d'entrée. Le décalage de longueur d'onde de résonance de cavité est indiqué par une ligne pointillée. (b) Microscopie électronique à balayage (MEB) d'un structure constituée d'une cavité à CP couplée avec deux guides et utilisée comme un bistable optique. (c) et (d) tracés d'hystérésis, respectivement, pour une longueur d'onde d'excitation décalée de 20 pm et 40 pm par rapport à longueur d'onde de la résonance de la cavité [14].

Une cavité à CPs en silicium de type H1 a été fabriquée et caractérisée expérimentalement [14]. La cavité fabriquée à un mode de résonance $\lambda = 1590 \text{ nm}$ et un facteur Q mesuré de 4×10^5 . Pour un volume modal de $0.34 (\lambda/n)^3$, cette cavité présente une bistabilité optique avec une puissance de seuil de $13 \mu\text{W}$, (correspondant à une puissance d'entrée de $580 \mu\text{W}$). La figure 1.17 illustre le spectre d'émission mesuré de la cavité étudiée pour différentes puissances d'entrées. Pour une faible puissance d'entrée, un léger décalage de longueur de résonance de la cavité est observé. À partir d'une puissance d'entrée plus élevée (supérieur à $0.6 \mu\text{W}$), la réponse spectrale de la cavité est décalée vers les basses fréquences ce qui démontre l'apparition de la bistabilité optique. Pour caractériser ce bistable optique, la puissance de sortie (l'intensité d'émission) est mesurée pour une longue plage des valeurs de puissance d'entrée. L'hystérésis avec un grand contraste et le seuil de puissance très faible sont représentés sur les figures 1.17.c et 1.17.d.

1.5.2 Commutateur tout optique

Les commutateurs tout optique présentent un potentiel de développement considérable pour les circuits photoniques intégrés. Ces dispositifs ont déjà été rapportés sous plusieurs formes, en utilisant les non-linéarités optiques rapides. Par exemple, les commutateurs optiques, utilisant les transitions inter-sous-bandes (ISBT) dans les puits quantiques de semi-conducteurs, peuvent avoir des temps de commutation de quelques picosecondes, mais les puissances de commutation sont de l'ordre de plusieurs picojoules (pj) [61]. La consommation de puissance serait alors trop élevée à haut débit ($10 - 40 \text{ Gbits/s}$). À ce stade, les cristaux photoniques apportent un avantage appréciable pour la réalisation de ces dispositifs, puisque ces structures ont le potentiel de réaliser des cavités dotées de hauts facteurs Q et d'un petit volume V . La commutation optique dans une cavité est obtenue en induisant un changement d'indice de réfraction au sein du matériau (effet Kerr). Ce phénomène a été étudié par de nombreux groupes et il en est résulté de nombreux résultats intéressants. Lorsque des cavités de grand Q et petit V sont utilisées pour la commutation optique, l'intensité du champ électrique est améliorée d'un facteur Q/V . En même temps, le décalage fréquentiel requis pour la commutation est réduit d'un facteur Q , étant donné qu'un contraste de commutation élevé est possible avec un petit décalage de fréquence.

Par conséquent, un grand facteur de mérite Q/V est préférable pour obtenir une faible énergie de commutation. En pratique, il est nécessaire de choisir une valeur appropriée de Q selon la vitesse d'exploitation. Si on suppose que le temps d'exploitation est supérieur à 50 ps , le facteur de qualité de la cavité devrait être moins de 4×10^4 et le volume modal toujours être aussi petit que possible [15]. La commutation tout optique basée sur des cavités qui nécessitent une faible énergie de commutation a été démontrée dans le semi-conducteur GaAs [62] et dans le silicium [63], où le confinement de la lumière induit par ces structures est encore plus fort. La figure 1.18 présente le schéma d'un commutateur

tout optique et son principe de fonctionnement. La cavité à CP est couplée avec un guide d'onde à CP. Pour la commutation, deux signaux (signal de pompe et de l'information transmise) sont injectés simultanément dans le guide d'onde. Le signal de pompe génère des porteurs dans la cavité et conduit au décalage de la longueur d'onde de résonance de la cavité (comme montré dans le spectre de transmission de la figure 1.18.b).

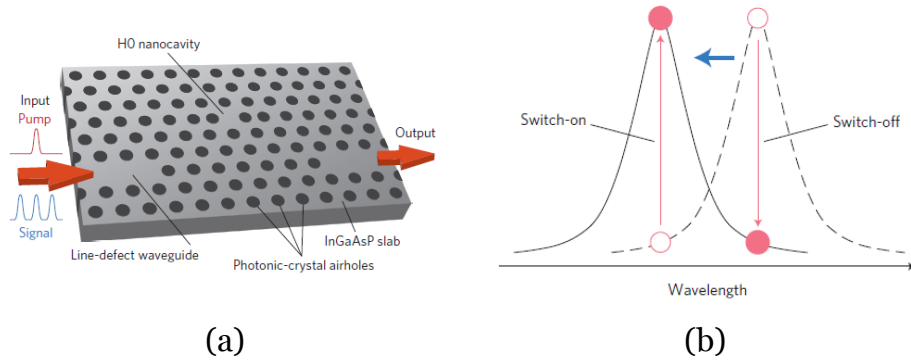


FIGURE 1.18: (a) Représentation schématique d'un commutateur tout optique à base de cavité, réalisé dans un CP membranaire InGaAsP. La cavité H1 est couplée avec un guide d'onde. (b) Principe de fonctionnement de la commutation tout optique. Le signal de pompe produit un décalage de la longueur d'onde de résonance dans le spectre de transmission. L'état de la commutation (ON ou OFF) est sélectionné par la mise initiale de la longueur d'onde du signal [15].

Dans la littérature, quelques réalisations intéressantes de commutateurs à cavités ont été exposées. La commutation tout optique dans une cavité à CP en silicium avec des énergies de commutation de quelques centaines de fJ , des temps de commutation inférieurs à 100 ps et des contrastes de modulation de l'ordre de 10 dB ont été obtenus [64]. La commutation est induite par un changement non linéaire de l'indice de réfraction causé par l'effet plasma des porteurs générés par absorption à deux photons. Des énergies de commutation de l'ordre de 74 fJ ont été ensuite publiées [65], avec une diminution du temps de commutation à 70 ps . Les CPs permettent aussi d'améliorer le temps de commutation lié au temps de vie effectif des porteurs. Une cavité à CP avec des puits quantiques InGaAsP-InP couplés de manière évanescente à une fibre optique a été mise en œuvre pour la commutation tout optique [66]. La modification de l'indice de réfraction est obtenue par absorption à un photon en pompant optiquement. Un contraste de modulation de 3 dB est acquis avec une énergie de pompe de l'ordre de 300 fJ . Récemment, cette commutation a été établie dans une cavité à CP en GaAs avec des énergies de commutation de l'ordre de 120 fJ et un temps de réponse d'environ 15 ps et des contrastes de modulation de 10 dB [67]. Les porteurs libres qui causent le changement d'indice sont générés par absorption à deux photons (TPA). Enfin, une réalisation remarquable de commutation optique à très faible énergie de commutation a été reportée. Celle-ci utilisait la combinaison d'une cavité à CP et d'une grande non linéarité optique induite par les porteurs dans l'InGaAsP [15].

Des contrastes de modulation de 3 *dB* et 10 *dB* ont été mesurés avec une énergie de commutation de 0.42 *fJ* et 0.66 *fJ* respectivement. Le temps de commutation étant d'environ 20 *ps* [15].

1.5.3 Capteur optique

Au cours de ces dernières années, de nombreux capteurs optiques ont été étudiés tels que : biocapteurs, capteurs chimiques, capteurs mécaniques et capteurs de gaz, dans lequel le changement des paramètres de mesure peut être converti en variations de l'indice de réfraction. Dans la grande diversité des architectures proposées, les cavités à CPs montrent un fort potentiel pour leur réalisation. Étant donné la possibilité d'ajuster précisément les paramètres des cavités à CP (facteur de qualité et fréquence de résonance), l'intérêt consiste donc à évaluer les performances de détection des cavités et à étudier la diversification des espèces à détecter.

Comme exposé dans la section précédente, les cavités à CPs permettent un fort confinement de la lumière, ce qui crée un mode optique avec une longueur d'onde de résonance très sensible aux perturbations de l'indice de réfraction des trous d'air du cristal photonique. Ceci autorise de mettre en œuvre divers capteurs optiques [68], [69], [70]. Un capteur optique de mesure de changement de l'indice de réfraction de mélange glycérol-eau par le contrôle de décalage de longueur d'onde de résonance a été démontré [68]. La cavité proposée est conçue par la diminution du rayon d'un trou central et ayant un facteur de qualité d'environ 4×10^2 . Le dispositif ultra-compact (surface de détection d'environ $10 \mu\text{m}^2$) a été conçu de telle sorte qu'une sensibilité de 200 *nm/RIU* a été obtenue.

Plusieurs cavités optimisées ont été conçues pour améliorer les propriétés de détection des capteurs optiques. En même temps, un nouveau type de guide d'onde à CPs à fentes était théoriquement proposé et expérimentalement validé [16]. Il s'agit d'un guide d'onde formé par la création d'une fente au long du centre. Cette architecture de guide d'onde peut s'avérer un choix judicieux en vue de la réalisation de biocapteurs optiques (cf. figure 1.19.a). Ce guide d'onde a une caractéristique de guidage et de confinement de la lumière dans une fente étroite de faible indice de réfraction [71]. La figure 1.19.b montre l'interaction de la lumière dans la fente avec les molécules du milieu analytique dans un guide d'onde à CP à fentes. L'avantage de ces structures est qu'elles sont caractérisées par des volumes modaux plus faibles et des facteurs de qualité relativement élevés par rapport aux cavités classiques. Ainsi, ces structures ont des sensibilités dépassant 1000 *nm/RIU* [72]. En raison de la discontinuité du champ électrique et d'une différence d'indice de réfraction entre le silicium et la fente, le mode de cavité à l'intérieur de la fente peut être largement amélioré [73]. Des résultats numériques ont montré qu'un facteur Q plus supérieur à 2×10^5 peut être obtenu. Puis, un facteur Q de 5×10^4 et une sensibilité

de $1500 \text{ nm}/RIU$ ont été expérimentalement démontrés dans les cavités à CPs à fentes formées par la variation de la largeur de fente [74].

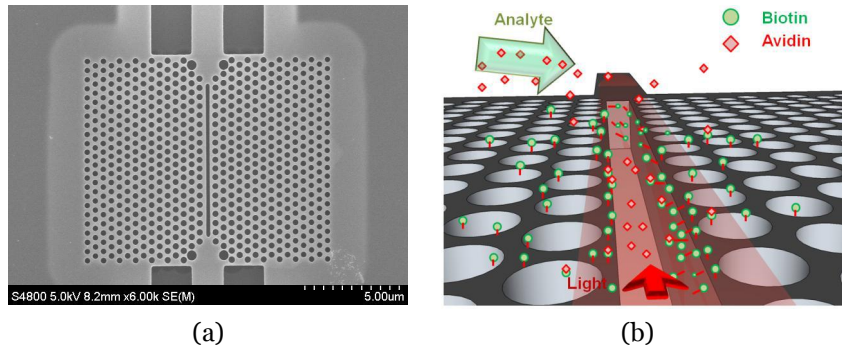


FIGURE 1.19: (a) Image MEB d'un guide d'onde à cristal photonique à fentes [16]. (b) Illustration de l'interaction lumière/matière entre le champ et les molécules cibles dans un cristal photonique planaire à fentes [16].

De nombreux capteurs biochimiques ont été récemment proposés et démontrés. Une cavité à CP composée d'une couche fine de polymère a permis la détection des ions spécifiques en environnement liquide à des concentrations micromolaires [75]. D'un autre côté, il a été prouvé que l'amélioration de la taille de la cavité augmente le facteur Q et le décalage de la longueur d'onde de résonance tout en conservant une taille compacte du composant [76], [77]. Plus tard, un biocapteur à CP sur silicium a été présenté [78]. Ce dernier s'est montré capable de suivre l'adsorption des protéines sur les parois des trous de la cavité, et de mesurer quantitativement le diamètre de la protéine. La quantité minimale de protéines détectées avec ce dispositif a été d'environ 2.5 fg . Une cavité H1 a par ailleurs été proposée comme capteur biochimique pour mesurer les molécules IgG [79] et les particules de virus VLP (Human Papillomavirus virus-likeparticles) [80]. Une cellule microfluidique adaptée à des cavités fendues à CP a été développée pour la détection de la protéine d'avidine [81]. Cette structure combinait la propriété de confinement spatial de champ optique dans la fente du guide d'onde avec celle de la propriété de confinement temporel de champ optique dans les cavités à CPs. Plus récemment, un biocapteur à base d'une cavité à CP déposée sur substrat SOI a été réalisé [82].

Quelques exemples de mesures de concentration de gaz pour un mélange de deux gaz avec différents indices de réfraction ont déjà été étudiés [83], [84]. Une cavité à hétérostructure a été conçue par la modulation du rayon de la première rangée de trous d'air adjacent au guide d'onde [83]. Dans cette structure, les rayons de certains trous ont été augmentés le long du guide d'onde pour créer des miroirs. Elle présente un facteur de qualité de 3.8×10^5 avec une sensibilité de $80 \text{ nm}/RIU$. Elle est bien adaptée pour la détection de trois types de gaz (vide, l'azote, Sulfurhexafluoride (SF6)). Ainsi, lorsque la pression de gaz SF6 change dans l'atmosphère de $0.5 \times 10^4 \text{ Pa}$, un décalage de la longueur d'onde de la résonance de la cavité est observé. Puis, la sensibilité de mesure de gaz a été

améliorée par l'introduction d'une fente dans la cavité hétérostructure [84]. Pour la mesure de l'hélium, l'azote et le dioxyde de carbone, une sensibilité expérimentale de $510 \text{ nm}/RI$ a été démontrée. Cependant, ce type de cavités à hétérostructure doit être largement optimisé pour atteindre des facteurs Q élevés ($\gg 10^3$). Par conséquent, il présente une faible tolérance aux défauts de fabrication. Récemment, quelques cavités L3 ont été proposées et démontrées expérimentalement [85]. Ces cavités fonctionnent comme des capteurs de gaz avec de bonnes performances (un facteur de qualité supérieure à 3×10^4 , une sensibilité plus de $421 \text{ nm}/RIU$). Cette structure a une meilleure tolérance aux défauts de fabrication, ce qui la rend applicable à la réalisation de capteurs optiques performants. Il convient de mentionner que l'indice de réfraction du gaz est toujours faible (~ 1.001). D'autre part, la concentration de la variation due aux changements de l'indice de réfraction est généralement inférieure à $10^{-4} RIU$, de façon que les structures présentées ci-dessus ne peuvent être utilisées aisément pour identifier des concentrations de gaz. Pour résoudre ces problèmes et garder les meilleures performances des capteurs de gaz à cavité à CP (ultra-compact et de haute sensibilité), un capteur de concentration de gaz avec une cavité à CP infiltré par cryptophane a été proposé [86]. Dans cette structure, la variation de la concentration de méthane modifie l'indice de réfraction de cryptophane infiltré dans les trous adjacents au défaut. Ce phénomène produit un décalage de la longueur d'onde de la résonance de la cavité. Ceci a permis de mesurer avec précision la concentration de méthane avec une sensibilité de $363.8 \text{ nm}/RIU$ et un facteur de qualité de 1.2×10^4 [86].

1.6 Matériaux et technologies

1.6.1 Silicium (Si)

À l'heure actuelle, une grande partie des composants photoniques reposent sur les technologies du silicium. En effet, ce dernier est compatible avec les techniques de fabrication de la microélectronique qui permettent en particulier d'envisager des productions massives à faible coût des microdispositifs. De plus, le silicium est un matériau transparent d'indice élevé. Il possède plusieurs effets optiques non linéaires : l'effet Kerr, l'absorption à deux photons, la diffusion Raman stimulée, l'absorption et la dispersion engendrées par les porteurs libres et la dispersion thermique. Ces effets sont les fondements physiques pour bâtir les fonctionnalités de base d'un circuit photonique intégré. L'idée de combiner la photonique avec l'électronique consiste à exploiter les avantages de la technologie CMOS pour placer des cavités et guides d'ondes en silicium sur des puces microélectroniques [87].

Les propriétés optiques du silicium ont été largement étudiées. Son indice de réfraction à la longueur d'onde des télécoms $\lambda = 1550 \text{ nm}$ est de 3.48. Cet indice de réfraction élevé permet de réaliser des cavités et des guides d'ondes optiques submicroniques basées sur

un substrat de silice SiO_2 . Les pertes intrinsèques du silicium sont très petites. Puisque la pureté des couches en silicium est très élevée, il y a très peu d'impureté, ce qui réduit au minimum les défauts de diffusion et d'absorption. Le silicium possède une grande non linéarité optique aux longueurs d'onde des télécoms. La valeur de n_2 mesurée est de $4 \times 10^{-14} \text{ cm}^2\text{W}^{-1}$ [88]. Cependant, aux longueurs d'onde des télécoms, le silicium présente un phénomène important d'absorption à deux photons (TPA) puisque sa bande d'énergie permise est de 1.12 eV . Les pertes induites par TPA sont relativement petites, mais les porteurs générés conduisent à l'absorption des porteurs libres (FCA). Ce phénomène limite l'efficacité des processus non linéaires. Les travaux de recherche ont été réalisés pour réduire la durée de vie des porteurs libres dans le but de le diminuer [89].

Des cavités optiques en silicium ont été intensivement étudiées et les premières analyses de ces cavités ont montré des facteurs de qualité dépassant le million tout en ayant un volume modal très significativement réduit (d'un ou deux ordre(s) de grandeur selon la configuration). Il convient de souligner les avancées obtenues sur des membranes de silicium, un facteur de qualité s'élevant de 4.5×10^4 pour une version optimisée de la cavité L3 [39] et 3.2×10^5 pour une version optimisée de la cavité H1 [90]. Des facteurs de qualité de 2.2×10^5 à 8×10^5 ont également été rapportés par une modulation locale de la largeur d'une ligne de défaut [11].

1.6.2 Nitrure de silicium (SiN)

Le nitrure de silicium (SiN) est un matériau compatible avec la technologie CMOS utilisée dans l'industrie de la microélectronique [91]. Philip a été le premier à effectuer des mesures de constante diélectrique (ϵ) de nitrure de silicium [92]. Néanmoins, il n'existe pas de valeurs de ϵ pour des énergies en dessous de 1 eV . Ce contexte conduit à une limite d'absorption près de la bande C (autour de longueur d'onde de 1520 nm) [93] et peut causer des pertes de propagation excessives pour les cavités et guides d'ondes fonctionnant dans l'infrarouge. Pendant longtemps, les non linéarités optiques du nitrure de silicium n'ont pas bien été caractérisées. La bande d'énergie de ce matériau se situe généralement entre 4.5 et 5 eV , selon le procédé de fabrication [94]. Comme le nitrure de silicium est un isolateur électrique, il ne soutient pas de porteurs libres et l'absorption à deux photons (TPA) est négligeable pour la lumière infrarouge. La valeur de l'indice non linéaire n_2 du SiN n'a été connue que récemment. Elle se situe finalement entre celle du silicium et celle du SiO_2 : une valeur de $2.5 \times 10^{-19} \text{ cm}^2\text{W}^{-1}$ a été rapportée pour le n_2 de Si_3N_4 [95].

Dernièrement, plusieurs travaux de recherche ont été effectués pour la conception des cavités à CPs en nitrure de silicium, caractérisées par un facteur Q élevé et un volume V faible. Ces cavités peuvent être utilisées pour manipuler l'émission spontanée dans les deux gammes de longueurs d'onde visibles et infrarouges [96], [97], [98], [99], [100], [101],

[102]. Une cavité nanobeam à CP-1D a été fabriquée dans une membrane en SiN amorphes dopés *Er* ; la photoluminescence de la cavité à longueur d'onde de $1.54 \mu\text{m}$ a été étudiée à température ambiante sous un pompage de puissance optique différent [96]. Le mode possède une fréquence de résonance normalisée de $0.36 (a/\lambda)$, un facteur de qualité de 3×10^4 et un volume modal de $0.95 (\lambda/n)^3$. La même structure a été fabriquée dans une membrane en Si_3N_4 avec un facteur Q de 5.5×10^4 et une fréquence de résonance accordable sur la gamme des longueurs d'onde [$600 - 700 \text{ nm}$] [97]. Ainsi, des facteurs de qualité plus élevés que 10^5 ont été obtenus expérimentalement en utilisant une telle structuration [98]. Une cavité à CP-1D en guide d'onde ruban avec un facteur Q de 1.4×10^6 un volume modal de $0.7 (\lambda/n)^3$ et d'une longueur d'onde de résonance de 637 nm a été élaborée [99]. La fabrication et la caractérisation optique des cavités hétérostructure en SiN ont également été rapportées [100] ; des valeurs de Q de l'ordre de 3.4×10^3 ont été acquises expérimentalement pour un matériau à faible indice de réfraction.

Les travaux publiés sur les cavités L3, basés sur le nitrure de silicium ont été également réalisés dans le but de maximiser le facteur de mérite (Q/V) [101], [102]. Par ailleurs, une nanocavité L3 réalisée sur une membrane SiN suspendue dans l'air a été étudiée pour la manipulation de l'émission spontanée dans la gamme des longueurs d'onde [$550 - 800 \text{ nm}$] [101] ; des facteurs de qualité de 4.7×10^3 et 1.4×10^3 ont été obtenus numériquement et expérimentalement. Enfin, une nanocavité L3 réalisée sur une membrane SiN suspendue sur un substrat SOI a été fabriquée avec des modes de résonance dans la gamme du visible [102]. La longueur d'onde des modes résonants était entre 700 et 830 nm , avec un facteur Q de 2.8×10^2 . Ces résultats montrent que le nitrure de silicium demeure un matériau intéressant pour la réalisation des dispositifs photoniques fonctionnant dans la gamme de longueurs d'onde visibles.

1.6.3 Polymères

Le développement futur de composants photoniques à haute vitesse nécessite de nouveaux matériaux à non linéarité optique élevée d'une part, et de vitesse de réponse rapide d'autre part. Dans ce contexte, les matériaux polymères possèdent des propriétés optiques très intéressantes. Ils sont un choix attractif pour les futurs circuits photoniques intégrés. Comparées avec les matériaux inorganiques couramment utilisés (LiNbO_3 , KNbO_3 , etc.), de nombreuses études ont montré que les matériaux organiques possèdent des réponses non linéaires plus efficaces. Les matériaux organiques conviennent donc bien aux applications rapides (les commutateurs tout optique à haut débit, notamment). Leurs propriétés peuvent être facilement contrôlées par des modifications chimiques de la structure du monomère, des chromophores ou de la chaîne principale du polymère. Des matériaux polymères fonctionnels permettent d'incorporer de nombreuses molécules avec différentes fonctions permettant de réaliser des circuits photoniques intégrés multifonctionnels "tout

polymères” [103]. De plus, l’utilisation de matériaux organiques pour la commutation tout optique représente un autre avantage. En effet, leur faible valeur d’indice de réfraction relative conduit à de faibles pertes par diffusion et à une grande efficacité de couplage avec des fibres optiques.

Ces dernières décennies, peu de travaux de recherche ont été effectués pour la conception d’une cavité à CP en polymères caractérisée par un grand facteur de qualité et un faible volume modal. Ces cavités peuvent être proposées pour la réalisation des capteurs et de filtres optiques. Une cavité nanobeam à CP en polymères a néanmoins été conçue, fabriquée et caractérisée [104]. Un facteur de qualité de 3.6×10^4 a été obtenu et le phénomène de bistabilité thermo-optique a pu être observé à un niveau de puissance de centaines de microwatts. En raison de leur champ évanescent étendu et de leur faible volume modal, ce type de cavités constitue une plateforme très intéressante pour la réalisation de capteurs biochimiques ultrasensibles [104]. La démonstration de cavités de grands facteurs de qualité dans les matériaux polymères peut ainsi offrir de nombreuses applications basées sur les fonctionnalités et la flexibilité de ces matériaux. Une nanocavité à CP en polymères de facteur de qualité plus grande de 2.3×10^3 et un volume modal de plus de $1.7 (\lambda/n)^3$ a aussi été mise en évidence à partir d’un cristal photonique en polymère [105].

1.7 Problématique et objectifs de la thèse

Au travers de ce premier chapitre, nous avons commencé par montrer le fort potentiel des principales technologies des cristaux photoniques planaires. Plus particulièrement, l’utilisation des cavités à CPs planaires en tant que bistable, commutateur et capteur optiques qui constitue un domaine de recherche très prometteur. Une des motivations du point de vue de la physique est que, la problématique commune de ces dispositifs photoniques réside dans l’interaction entre la lumière et la matière. Cette interaction permet de contrôler la lumière pour différents dispositifs (bistable et commutateur tout optique), d’accroître les propriétés de détection (capteur optique). Pour amplifier cette interaction, il faut augmenter le confinement de la lumière et donc utiliser des structures résonnantes : *les cavités optiques*. Lorsque la lumière résonne dans un petit espace, l’interaction s’accroît avec le facteur de qualité de la structure. Nous nous sommes donc intéressés à la réalisation de cavités à grand facteur de qualité avec le plus petit volume de confinement possible. Afin de remplir ces objectifs, nous devons étudier la capacité des techniques d’ingénierie de modes pour diminuer les pertes et donc augmenter le facteur de qualité en adaptant de manière progressive les profils de modes dans la structure.

L’avantage du silicium est de présenter des linéarités optiques qui pourraient être exploitées dans la conception de dispositifs photoniques non linéaires. Cependant, l’importance de ces effets d’optique non linéaire est habituellement très faible, notamment pour

des composants de taille nanométrique. Donc, la course vers l'obtention de non linéarités optiques élevées nécessite l'utilisation des structures hybrides silicium/polymère. Ainsi, certaines contraintes liées aux propriétés optiques de silicium, comme l'absorption à deux photons (TPA), ouvrent la voie au développement de nouvelles technologies. Notamment, celles basées sur l'utilisation des matériaux nitrure. En cela, le nitrure de silicium (SiN) présente des propriétés très prometteuses et constitue un matériau idéal pour la réalisation de structures photoniques. Cependant, les cristaux photoniques en géométrie de guide d'onde, utilisant un réseau de trous d'air percés dans une membrane de matériau semi-conducteur suspendue dans l'air, restent très fragiles. Il est donc difficilement envisageable de les intégrer dans un circuit photonique. Ce type de structure membranaire peut être reporté sur un substrat de faible indice de réfraction (SiO_2) ou entouré de deux couches de confinement. Ces dernières structures ont la particularité, contrairement aux structures suspendues dans l'air, de posséder une excellente robustesse mécanique et dissipation thermique. Généralement, ce sont les CPs à faible contraste d'indice vertical qui requièrent toute l'attention. L'ajout de la structuration verticale du cristal photonique engendre des conséquences sur le diagramme de dispersion.

De ce fait, nous avons étudié successivement les diagrammes de dispersion de différents types de structures de confinement de la lumière. Un ensemble de modélisations et simulations numériques permettra de préciser les paramètres géométriques optimaux pour que ces structures soient les plus performantes. Il s'agira donc d'optimiser les bandes interdites des CPs planaires afin :

- D'améliorer le facteur de qualité des cavités à CPs planaires qui consistent, d'une manière générale, en des structures membranaires multicouches empilées et présentant des forts et faibles contrastes d'indices ;
- D'étudier et de concevoir des cavités à CPs planaires à grand facteur Q et faible volume modal V , de taille micro et nanométrique et capable d'opérer aux longueurs d'onde visibles en utilisant des nouveaux matériaux, transparents à ces longueurs d'onde (nitrure de silicium) ;
- De renforcer les non linéarités optiques dans la cavité optique non linéaire basée sur un cristal photonique planaire en silicium (Si) suspendue sur un substrat de silicium sur isolant (SOI) (cavité planaire hybride silicium/polystyrène) ;
- De démontrer l'efficacité de telles cavités optimisées en silicium et nitrure de silicium fonctionnalisées pour permettre de développer et de caractériser les différentes briques technologiques nécessaires à la conception de capteurs optiques extrêmement compacts susceptibles d'opérer en gammes de longueurs d'onde de l'infrarouge moyen et visible.

1.8 Conclusion

Nous avons présenté, au cours de ce chapitre, les notions indispensables à la compréhension des propriétés physiques des cavités à cristaux photoniques planaires. Nous avons tout d'abord abordé les différents types de cristaux photoniques ainsi que les bases d'optique non linéaire. Les processus non linéaires d'ordre trois ont montré une grande importance pour la réalisation des cristaux photoniques non linéaires. La périodicité de cristaux photoniques est à l'origine de plusieurs propriétés intéressantes, notamment l'ouverture d'une bande interdite photonique qui prohibe la propagation de la lumière. La réalisation des cristaux photoniques 3D reste un défi technologique particulièrement difficile à relever. Nous avons concentré l'essentiel de notre description sur les cristaux photoniques gravés sur un guide d'onde planaire. En effet, ces derniers offrent la possibilité de contrôler la lumière dans les trois directions de l'espace. Le choix de ces structures comme support à nos travaux et comme structures très prometteuses pour application à l'optique intégrée et non linéaire s'explique par leur potentiel d'intégration en technologie CMOS et leur relative facilité de fabrication. L'épaisseur de ces structures planaires implique la présence d'un cône de lumière contenant un continuum de modes radiatifs, ce qui nécessite d'opérer dans les conditions de réflexion interne totale.

Le confinement de la lumière par la bande interdite photonique (défauts localisés) dans les CPs planaires a ensuite été présenté. Ce type de confinement représente une plateforme extrêmement intéressante pour de futurs circuits photoniques intégrés et miniatures. Nous avons également parcouru l'état de l'art concernant quelques applications dans lesquelles sont utilisées les cavités à CPs. Ceci nous a permis de mettre en évidence l'utilisation de ces structures dans plusieurs domaines, tels que les bistables optiques, les commutateurs tout optique et les capteurs optiques. La grande variété de ces dispositifs démontre le potentiel intéressant des cavités à grand facteur de qualité et de petit volume modal pour le traitement tout optique de l'information. Étant donné le vif intérêt suscité par les cavités à CPs, notre recherche s'est orientée vers la réalisation des cavités membranaires pour des applications optiques pour des matériaux très utilisés en optique intégrée : le silicium, le nitrure de silicium (SiN) et les polymères. En effet, ces matériaux possèdent de nombreuses propriétés optiques (en particulier des effets non linéaires) qui permettent d'enrichir les possibilités d'application des cavités planaires. Les polymères peuvent être intégrés sur les semi-conducteurs (par exemple, Si). Ces deux approches ne sont donc pas contradictoires, mais peuvent être complémentaires. En effet, afin de bien concevoir et utiliser les cavités à CPs planaires, il est nécessaire de disposer d'outils d'étude et de modélisation performants. Ceux seront présentés dans le prochain chapitre.

Méthodes et outils de modélisation

2.1 Introduction

Étant donné l'intérêt croissant des structures périodiques, la recherche actuelle vise à exploiter les propriétés physiques offertes par ces dernières pour la réalisation de dispositifs optiques à dimensions réduites. Pour cela, les méthodes numériques exploitées pour les modéliser ne cessent de se développer. Cette modélisation passe en premier lieu par l'écriture des équations de Maxwell. Ces équations peuvent s'écrire sous forme différentielle ou intégrale dans le domaine temporel ou fréquentiel et leur résolution donne le champ électromagnétique caractérisant la structure étudiée. Les différentes méthodes utilisées pour décrire la propagation des ondes électromagnétiques dans les cristaux photoniques dérivent de méthodes standards utilisées couramment en électromagnétisme ou en physique de l'état solide. Elles sont nombreuses et variées et classées suivant le domaine dans lequel elles opèrent, fréquentiel ou temporel. Les principales méthodes numériques de modélisation des structures périodiques les plus générales et les plus répandues dans la littérature sont classées en deux groupes. Le premier groupe rassemble celles qui opèrent dans l'espace de Fourier ; ces méthodes sont dites fréquentielles ; ceci inclut la méthode de décomposition en ondes planes (PWE) [106], la méthode de décomposition en modes guidés (GME) [107] et la méthode modale de Fourier (FMM) [108]. Le deuxième groupe, quant à lui, concerne celles qui travaillent dans l'espace direct. Ces méthodes sont dites temporelles. On distingue la méthode des éléments finis (FEM) [109] et la méthode des différences finies dans le domaine temporel (FDTD) [110]. Dans le cadre de cette thèse, nous nous concentrons sur les deux méthodes les plus couramment utilisées : les méthodes PWE et FDTD.

La modélisation électromagnétique des propriétés optiques des cavités à CPs planaires est une étape essentielle pour la conception des composants photoniques. Elle nous permet

de relier le comportement modal aux paramètres structuraux de la cavité étudiée. Cette modélisation est basée sur l'utilisation de méthodes théoriques adaptées à la problématique de ces cavités. Elle nécessite en général un gros investissement en programmation et en analyse numérique et constitue une activité exigeante en compétence et en temps. Pour cela, divers logiciels libres et/ou commerciaux ont été développés et sont généralement utilisés pour la simulation numérique et la résolution des problèmes électromagnétiques liés aux CPs planaires. L'efficacité de ces outils repose sur la modélisation des interactions ondes/objets tels que : la réflexion, la transmission ainsi que les diagrammes de dispersions. Leur domaine de validité est souvent large et est toujours en accord avec l'expérience.

Dans ce chapitre nous présentons de façon succincte les principes généraux des méthodes de calcul PWE-3D et FDTD-3D ainsi que les outils disponibles pour la modélisation, avec pour objectif l'étude et la modélisation du comportement des ondes électromagnétiques dans les cavités à CPs planaires. Nous nous pencherons tout d'abord sur la méthode PWE-3D qui permet d'obtenir le diagramme de dispersion d'une géométrie du cristal photonique planaire. Cette méthode permet de dimensionner des structures planaires en tenant compte des contraintes apportées par la réalisation technologique des dispositifs (comme la largeur de la membrane et le type de substrat, etc.). Nous verrons ensuite la deuxième méthode de modélisation (FDTD-3D) utilisée pour calculer les propriétés optiques de cavités à CPs planaires (facteur de qualité, volume modal et distribution de champs électriques). Ensuite, nous nous intéresserons aux outils numériques de modélisation que nous avons utilisés dans notre travail. Le premier outil *MPB (MIT Photonic-Bands)* s'appuie sur la méthode PWE-3D pour calculer les diagrammes de dispersion des structures périodiques planaires. Le second outil, *MEEP (MIT Electromagnetic Equation Propagation)*, s'appuie sur la méthode FDTD-3D, pour calculer les propriétés optiques des cavités à CPs ainsi que modéliser les caractéristiques des ondes électromagnétiques qui se propagent dans ces structures planaires. Alors que, le troisième module *Harminv* s'appuie sur la méthode de diagonalisation du filtre pour déterminer les fréquences des modes résonants ainsi que leur facteur de qualité.

2.2 Équations de Maxwell

De manière quantitative, les modes propres d'un milieu périodique permettent de prévoir ses caractéristiques optiques telles que les profils des champs correspondant aux différents modes et à la relation de dispersion. Pour cela, pour prévoir le comportement d'une onde électromagnétique dans un cristal photonique, nous devons résoudre les équations de Maxwell relatives à un milieu de constante diélectrique modulée périodiquement. On considère une onde harmonique de champ électrique E et magnétique H complexes, fonctions de l'espace (r) et du temps (t), qui peuvent s'écrire :

$$E(r, t) = E(r)e^{-i\omega t} \quad (2.1)$$

$$H(r, t) = H(r)e^{-i\omega t} \quad (2.2)$$

Où : E et H correspondent à la distribution spatiale respectivement de champs électrique et magnétique et r le vecteur repérant l'espace. Dans un milieu diélectrique linéaire, non magnétique, sans charges, les champs satisfont aux équations de Maxwell :

$$\vec{\nabla} \cdot (\varepsilon(\vec{r})\vec{E}(\vec{r}, \vec{t})) = 0 \quad (2.3)$$

$$\vec{\nabla} \cdot (\vec{H}(\vec{r}, \vec{t})) = 0 \quad (2.4)$$

$$\vec{\nabla} \times (\vec{E}(\vec{r}, \vec{t})) = -\mu_o \frac{\partial}{\partial t} (\vec{H}(\vec{r}, \vec{t})) \quad (2.5)$$

$$\vec{\nabla} \times (\vec{H}(\vec{r}, \vec{t})) = -\varepsilon_o \varepsilon(\vec{r}) \frac{\partial}{\partial t} (\vec{E}(\vec{r}, \vec{t})) \quad (2.6)$$

Où ; ε_o , μ_o et $\varepsilon(\vec{r})$ sont respectivement la permittivité diélectrique du vide, la perméabilité magnétique du vide et la permittivité relative. E et H sont les vecteurs de champs électriques et magnétiques.

Par découplage des champs des équations 2.5 et 2.6, on obtient les équations de propagation suivantes pour E et H [2] :

$$\frac{1}{\varepsilon(\vec{r})} \vec{\nabla} \times (\vec{\nabla} \times \vec{E}(\vec{r})) = \left(\frac{\omega}{c}\right)^2 \vec{E}(\vec{r}) \quad (2.7)$$

$$\vec{\nabla} \times \left(\frac{1}{\varepsilon(\vec{r})} \vec{\nabla} \times \vec{H}(\vec{r})\right) = \left(\frac{\omega}{c}\right)^2 \vec{H}(\vec{r}) \quad (2.8)$$

Où : $c = 1/\varepsilon_o$ est la vitesse de la lumière dans le vide et $\omega/c = k_o = 2\pi/\lambda_o$ est le module du vecteur d'onde dans le vide. Les équations 2.7 et 2.8 sont des équations d'état, analogues à l'équation de Schrödinger en physique quantique.

2.3 Méthode des ondes planes (PWE-3D)

2.3.1 Principe de décomposition en ondes planes

La méthode des ondes planes (PWE), issue de la physique du solide, est la méthode la plus couramment utilisée pour étudier les cristaux photoniques. Cette méthode permet de

calculer le diagramme de dispersion de structure périodique et les courbes isofréquences. Elle permet aussi de calculer et d'avoir accès aux modes électromagnétiques présents dans la structure. Comme l'approximation scalaire des champs ne suffit pas pour décrire correctement le diagramme de dispersion, cette méthode s'applique sur toutes les structures dont les champs électromagnétiques sont par nature vectoriels. La méthode PWE vectorielle à partir du champ H a permis de prouver l'existence d'une bande interdite complète dans des structures périodiques diélectriques [111].

Si on introduit les opérateurs Θ et Ξ , dans les équations d'état 2.7 et 2.8 décrites dans la section précédente on obtient les équations suivantes :

$$\begin{cases} \Theta E_\omega(r) = \left(\frac{\omega}{c}\right)^2 E_\omega(r) \\ \Theta = \frac{1}{\varepsilon(r)} \nabla \times \nabla \times \end{cases} \quad (2.9)$$

$$\begin{cases} \Xi H_\omega(r) = \left(\frac{\omega}{c}\right)^2 H_\omega(r) \\ \Xi = \nabla \times \left[\frac{1}{\varepsilon(r)} \nabla \times \right] \end{cases} \quad (2.10)$$

L'opérateur Ξ , a les propriétés intéressantes d'être linéaire et hermitien. Une démonstration détaillée d'hermiticité de cet opérateur est décrite dans la référence [111]. Cependant, l'opérateur Θ n'est pas hermitien. Ce problème peut être résolu par la définition d'une autre fonction pour le champ électrique : $F(r) = \sqrt{\varepsilon(r)}E$, donc l'équation 2.9 peut se mettre sous la forme :

$$\begin{cases} \hat{\Pi} F_\omega(r) = \left(\frac{\omega}{c}\right)^2 F_\omega(r) \\ \hat{\Pi} = \frac{1}{\sqrt{\varepsilon(r)}} \nabla \times \nabla \times \frac{1}{\sqrt{\varepsilon(r)}} \end{cases} \quad (2.11)$$

Ce qui conduit à un opérateur $\hat{\Pi}$ hermitien. L'inconvénient est que le champ F n'est pas transversal ($kF \neq 0$).

La méthode PWE consiste à décomposer le champ électromagnétique et la permittivité diélectrique sur une base d'ondes. Comme la permittivité est une grandeur périodique, le théorème de Bloch s'applique pour les champs électriques et magnétiques (E et H). Pour un cristal photonique périodique dans le plan (x, y) , les champs E et H ainsi que la fonction diélectrique ε peuvent être décomposés selon une série de Fourier [111] :

$$\vec{E}(\vec{r}_{||}) = \sum_{\vec{G}} \vec{E}(\vec{G}) e^{i(\vec{k}_{||} + \vec{G}) \cdot \vec{r}_{||}} \quad (2.12)$$

$$\vec{H}(\vec{r}_{||}) = \sum_{\vec{G}} \vec{H}(\vec{G}) e^{i(\vec{k}_{||} + \vec{G}) \cdot \vec{r}_{||}} \quad (2.13)$$

$$(\varepsilon(\vec{r}))^{-1} = \sum_{\vec{G}} (\varepsilon(\vec{G}))^{-1} e^{i\vec{G}\vec{r}_{||}} \quad (2.14)$$

Où : $\vec{k}_{||}$ et $\vec{r}_{||}$ sont respectivement le vecteur d'onde et le vecteur du réseau direct dans le plan (x, y) . G est un vecteur du réseau réciproque dans le plan (x, y) .

Lorsqu'on introduit les expressions de champ électrique et magnétique et la fonction diélectrique (équation 2.12, 2.13 et 2.14) dans les équations d'état 2.9 et 2.10, nous obtenons un problème de type valeurs propres/vecteurs propres. La résolution des équations de Maxwell se transforme alors en un problème de cette nature. Pour les deux types de polarisations (*quasi-TE* et *quasi-TM*), ces équations vectorielles se séparent en deux équations scalaires [111] :

$$\begin{aligned} & \sum_{m=1}^N (\vec{k}_{||} + \vec{G}_n) \cdot (\vec{k}_{||} + \vec{G}_m) \cdot (\varepsilon(\vec{G}_n - \vec{G}_m))^{-1} \cdot H_m(\vec{k}_{||}) \\ & = \left(\frac{\omega}{c}\right)^2 H_n(\vec{k}_{||}) \quad \text{'TE'} \end{aligned} \quad (2.15)$$

$$\begin{cases} \sum_{m=1}^N |\vec{k}_{||} + \vec{G}_n| \cdot (\varepsilon(\vec{G}_n - \vec{G}_m))^{-1} |\vec{k}_{||} + \vec{G}_m| \cdot C_m(\vec{k}_{||}) = \left(\frac{\omega}{c}\right)^2 C_n(\vec{k}_{||}) & \text{'TM'} \\ C_n(\vec{k}_{||}) = |\vec{k}_{||} + \vec{G}_n| \cdot E_n(\vec{k}_{||}) \end{cases} \quad (2.16)$$

Les équations 2.15 et 2.16 constituent un problème quant aux valeurs propres. Celui-ci peut être résolu par des méthodes numériques standards. La convergence du problème dépend du nombre de vecteurs du réseau réciproque pris en compte. Un nombre minimum de vecteurs G est nécessaire pour décrire correctement la permittivité du cristal.

Dans un diagramme de dispersion, l'ensemble de valeurs propres a une grande importance, car elle constitue l'énergie de chaque bande par ordre croissant d'énergie. Les valeurs propres $(\omega_n(k)/c)^2$ sont alors décrites comme l'ensemble des courbes de dispersion des modes de Bloch dans le cristal photonique. Par exemple, pour un vecteur d'onde k donné, $(\omega_o(k)/c)^2$ est l'énergie de la bande de plus basse énergie, $(\omega_1(k)/c)^2$ celle de la seconde bande de plus basse énergie, et ainsi de suite. Le problème à résoudre est alors la détermination pour chaque k de l'ensemble des H_k et de leurs valeurs propres $\omega_n(k)$

associées. Elles constituent la structure de bandes du cristal photonique, élément de base dans l'étude des cristaux photoniques. En effet, elle donne une *cartographie* de tous les états électromagnétiques possibles pouvant exister dans la structure photonique. Enfin, elle permet également de déterminer les bandes interdites photoniques de la structure.

2.3.2 Méthode de la super-cellule

L'avantage principal de la méthode PWE est sa performance. Pour les structures les plus simples, la vitesse de calcul est très grande et les calculs ne consomment que peu de ressources informatiques. Cette méthode permet de calculer les diagrammes de dispersions non seulement pour les cristaux photoniques les plus simples comme les structures périodiques infinies. De même, pour les structures compliquées telles que les CPs planaires sans ou avec défauts. Dans le cas d'un CP planaire, la méthode PWE reste applicable moyennant une adaptation de principe en fonction des défauts introduits (par exemple : un défaut linéique pour la réalisation d'un guide d'onde) qui conduisent à une rupture de la périodicité de la structure. Une périodicité artificielle peut alors être réintroduite dans la troisième dimension de la structure en utilisant une super-cellule. C'est-à-dire en considérant une cellule contenant la structure périodique à l'infini dans les trois directions de l'espace (figure 2.1). Afin de n'œuvrer qu'avec les modes situés sous la ligne de lumière (les modes guidés) et donc éviter un couplage des modes d'une cellule à l'autre, les cellules doivent être suffisamment séparées. Par opposition, les modes rayonnés sont largement affectés par la périodicité artificielle imposée. En effet, les fuites d'énergie hors du plan ne peuvent être décrites du fait de la périodicité verticale.

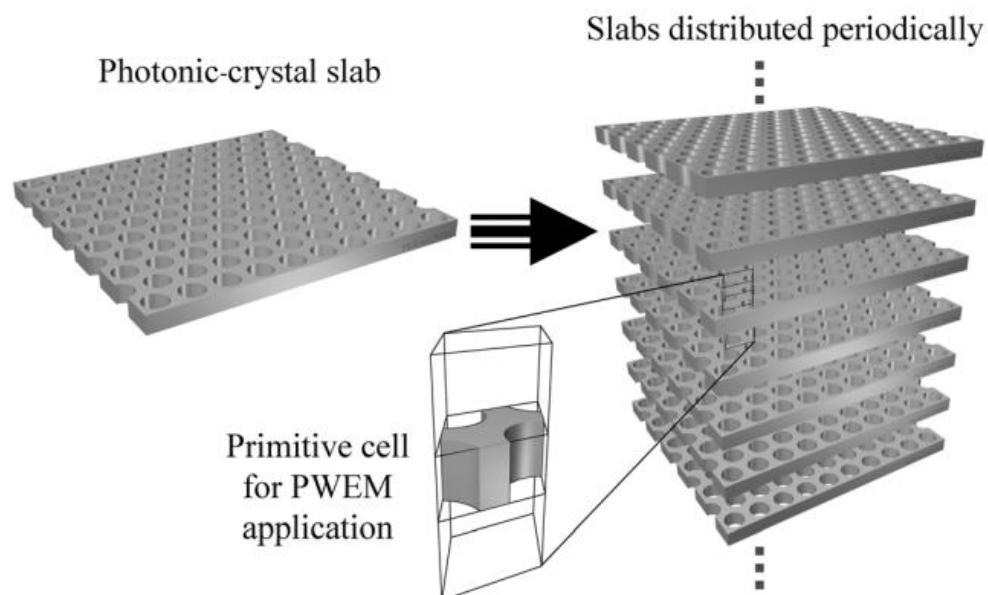


FIGURE 2.1: Exemple de super-cellule usuelle pour l'étude de structures de bandes de cristaux photoniques planaires.

Dans le cas où la super-cellule contient un défaut (par exemple une cavité), ce dernier est répété périodiquement dans l'espace (conditions de bord périodique). La figure 2.2 montre un schéma d'une super-cellule adapté aux calculs des modes et des relations de dispersion d'une cavité unique formée par la suppression d'une seule inclusion (ou défaut) dans un cristal photonique 2D en configuration carrée et triangulaire.

Cet outil est couramment utilisé pour l'étude des cavités à cristaux photoniques. En effet, on ne s'intéresse qu'aux bandes interdites et aux niveaux correspondant aux modes de cavité qui s'y trouvent. Le principe de cette méthode consiste à centrer la cavité à l'intérieur d'une super-cellule. Celle-ci est répétée périodiquement dans les deux directions x et y . Du fait d'éviter le couplage des modes de cavités, la distance entre les défauts doit être suffisante. Le nombre de rangées des trous entre les cavités doit être augmenté jusqu'à ce que la valeur des énergies propres converge vers une valeur stable. Les extrêmes de bande ainsi que les modes de défaut seront alors correctement déterminés.

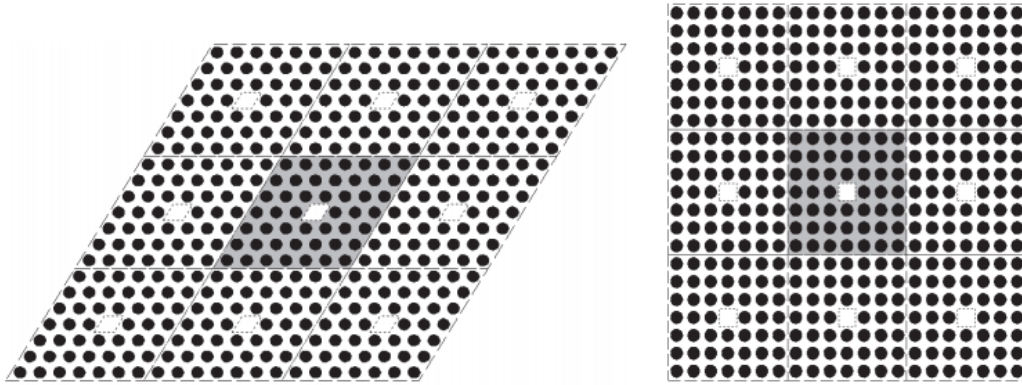


FIGURE 2.2: Schéma d'une super-cellule usuelle pour le calcul de structures de bandes de cavités à cristaux photoniques. La super-cellule comportant 7×7 inclusions ayant un défaut ponctuel au centre. (a) Neuf super-cellules d'un réseau triangulaire (b) Neuf super-cellules d'un réseau carré.

L'introduction du défaut modifie le diagramme de dispersion du CP. En effet, par rapport aux modes se propageant dans le CP sans défaut, l'action d'introduire un défaut ponctuel fait apparaître des modes supplémentaires. Ces modes supplémentaires sont des modes localisés et sont repérables à leur relation dispersion délocalisée en k . Pour illustrer le propos, les figures 2.3.a et 2.3.b présentent successivement les diagrammes de dispersions et des transmissions d'une cavité optique réalisée dans un cristal photonique 2D en configuration carrée et triangulaire [17]. Cette cavité est réalisée par l'omission d'une tige dans un CP-2D constitué de tiges infinies de silicium arrangées sur une maille carrée et triangulaire dans l'air. De ces courbes de dispersion, nous noterons l'apparition du mode de défaut dans la bande interdite photonique du cristal photonique. Les cartographies des champs correspondants permettent de confirmer que les densités des états de défauts sont fortement confinées dans ce défaut. Le calcul du diagramme de dispersion permet ainsi d'extraire les modes de résonance de la cavité.

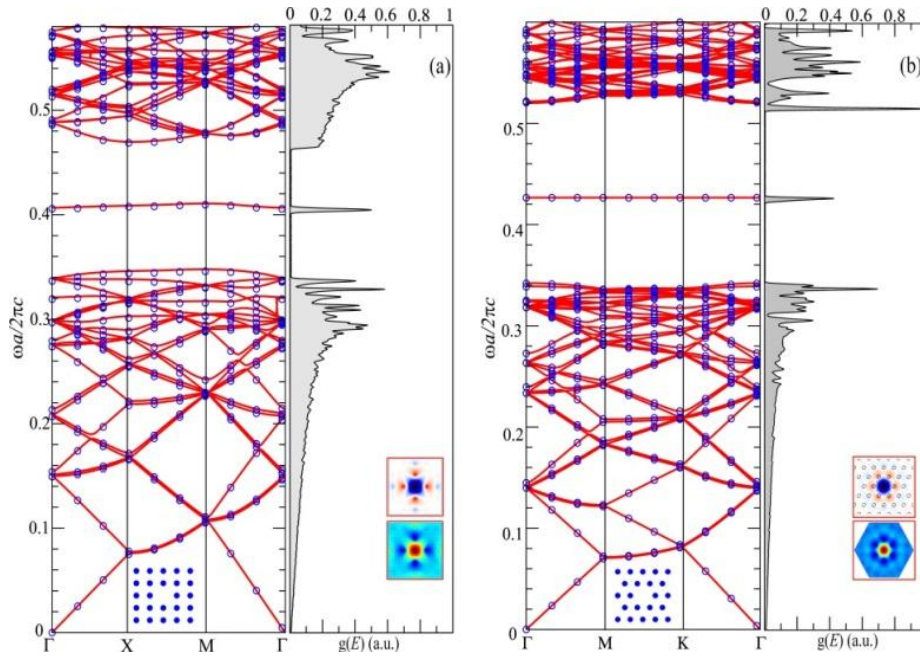


FIGURE 2.3: Diagramme de dispersion de deux cavités optiques différentes réalisées par l'omission d'une tige dans un CP-2D constitué de tiges infinies de silicium arrangées sur une maille (a) carrée et (b) triangulaire. Le mode de défaut est bien situé dans la bande interdite photonique puisque l'état du défaut est très confiné [17].

2.4 Méthode des différences finies temporelles (FDTD-3D)

La méthode des différences finies dans le domaine temporel (FDTD) a été initialement proposée pour résoudre les problèmes impliquant les équations de Maxwell dans les milieux isotropes avec les conditions aux limites [112]. Sa versatilité permet de simuler le comportement d'une onde électromagnétique dans tout type de milieu (diélectrique, métal, plasma, etc.), tout en tenant compte des formes géométriques les plus complexes des structures [110]. Elle ne fait intervenir aucune inversion de matrice. Cette méthode est particulièrement intéressante pour connaître la réponse spectrale d'une structure périodique et pour simuler l'évolution temporelle du champ électromagnétique dans les cristaux photoniques. Elle permet d'avoir des informations sur de nombreuses autres grandeurs comme l'énergie électromagnétique stockée par une région spatiale donnée du dispositif (par exemple un matériau actif). Le principe de base de la méthode FDTD sera présenté ci-dessous.

2.4.1 Principe de base de la méthode

La méthode des différences finies temporelles repose sur une résolution directe des équations de Maxwell sous leur forme différentielle. Nous présentons la démarche suivie

pour aboutir à l'équation des champs sous la forme des différences finies. Rappelons que dans un espace cartésien de repère (o, x, y, z) , les équations de Maxwell s'écrivent :

$$\begin{cases} \frac{\partial E_x}{\partial t} = \frac{1}{\varepsilon} \left(\frac{\partial H_z}{\partial y} - \frac{\partial H_y}{\partial z} \right) \\ \frac{\partial E_y}{\partial t} = \frac{1}{\varepsilon} \left(\frac{\partial H_x}{\partial z} - \frac{\partial H_z}{\partial x} \right) \\ \frac{\partial E_z}{\partial t} = \frac{1}{\varepsilon} \left(\frac{\partial H_y}{\partial x} - \frac{\partial H_x}{\partial y} \right) \end{cases} \quad (2.17)$$

$$\begin{cases} \frac{\partial H_x}{\partial t} = -\frac{1}{\mu} \left(\frac{\partial E_z}{\partial y} - \frac{\partial E_y}{\partial z} \right) \\ \frac{\partial H_y}{\partial t} = -\frac{1}{\mu} \left(\frac{\partial E_z}{\partial x} - \frac{\partial E_x}{\partial z} \right) \\ \frac{\partial H_z}{\partial t} = -\frac{1}{\mu} \left(\frac{\partial E_y}{\partial x} - \frac{\partial E_x}{\partial y} \right) \end{cases} \quad (2.18)$$

De façon classique, dans le développement de Taylor d'ordre 2, la dérivée partielle d'une fonction $f(x)$ sera approchée au point d'abscisse x par la différence finie entre les valeurs que prend cette fonction aux deux points adjacents d'abscisses : $x - \Delta x$ et $x + \Delta x$:

$$\frac{\partial f(x, y, z, t)}{\partial x} = \frac{f(x + \Delta x/2, y, z, t) - f(x - \Delta x/2, y, z, t)}{\Delta x} + \odot (\Delta x)^2 \quad (2.19)$$

Où \odot représente le pas de discrétisation suivant la direction x .

La méthode FDTD-3D simple à mettre en œuvre est basée sur la discrétisation temporelle et spatiale des milieux continus par les différences finies. La fenêtre de calcul 3D est discrétisée par une grille à pas réguliers : Δx , Δy et Δz suivant les trois axes de coordonnées (cf. figure 2.4.a) et l'espace temporel est discrétisé avec un pas temporel Δt . L'espace est donc divisé en mailles élémentaires parallélépipédiques, à l'intérieur desquelles sont calculées les six composantes des champs électromagnétiques. Comme illustré sur la figure 2.4.b, dans le schéma de Yee, à chaque arête du maillage une composante parallèle est associée à l'arête du champ électrique régnant au milieu de l'arête. Alors que, à chaque face du maillage, une composante normale est associée à la face du champ magnétique régnant au centre de la face. Par conséquent, les composantes électriques sont calculées en des points de la *cellule de Yee* (nœuds électriques) toujours situés au milieu d'une arête. De même, les composantes magnétiques sont calculées aux centres des faces de la cellule (nœuds magnétiques). Cette répartition des composantes des champs électriques et magnétiques permet au schéma de Yee de respecter la continuité des composantes tangentes électriques et normales magnétiques à l'interface de deux cellules.

Contrairement à la méthode de décomposition en ondes planes PWE et comme l'explique le schéma de Yee, il n'y a pas de processus d'inversions de matrices dans la méthode

FDTD, mais une mise à jour des valeurs des composantes en chaque nœud et à chaque instant. Les discrétisations spatiales des composantes des champs électriques et magnétiques sont décalées d'un demi-pas spatial ($\Delta/2$), avec : $\Delta x = \Delta y = \Delta z = \Delta$. De la même manière, les discrétisations temporelles des composantes des champs électriques et magnétiques seront décalées d'un demi-pas temporel ($\Delta t/2$). En d'autres termes, le champ électrique sera évalué aux instants $n\Delta t$, et le champ magnétique sera évalué aux instants $(n + 1/2)\Delta t$, n étant un entier.

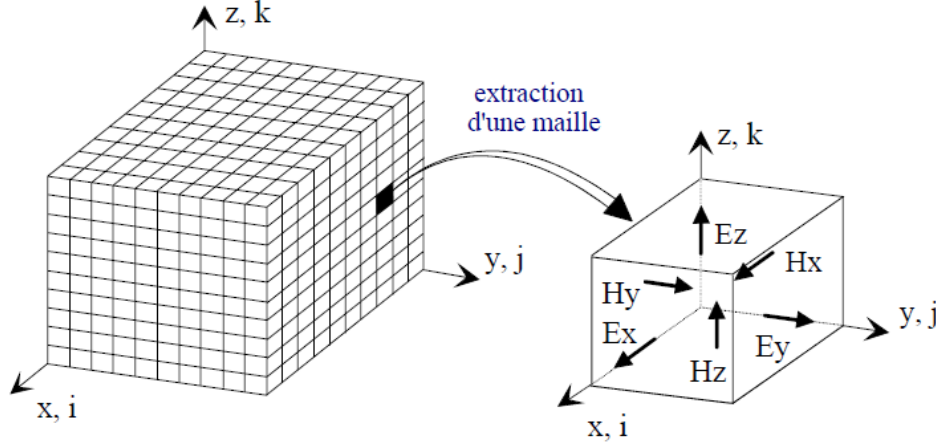


FIGURE 2.4: Décomposition spatiale de la fenêtre de calcul. (b) Extraction d'une cellule élémentaire.

En remplaçant les dérivées spatiales et temporelles du système d'équations de Maxwell (éq. 2.17 et 2.18) par des différences centrées, nous construisons le système d'équations de Maxwell aux différences finies centrées. Dans l'exemple des deux composantes de champ, donné ci-dessous, les coordonnées spatiales i, j, k de la grille sont notées en indices et les coordonnées temporelles numérotées suivantes n apparaissent en exposant [111].

$$\begin{aligned}
 E_x|_{(i+1/2,j,k)}^{(n+1)} &= E_x|_{(i+1/2,j,k)}^n \\
 &+ \frac{\Delta t}{\varepsilon_o \varepsilon_r(i,j,k)} \left(\frac{H_z|_{(i+1/2,j+1/2,k)}^{(n+1/2)} - H_z|_{(i+1/2,j-1/2,k)}^{(n+1/2)}}{\Delta y} \right. \\
 &\quad \left. - \frac{H_y|_{(i+1/2,j,k)}^n - H_y|_{(i+1/2,j,k-1/2)}^{(n+1/2)}}{\Delta z} \right)
 \end{aligned} \tag{2.20}$$

$$\begin{aligned}
 H_x|_{(i,j+1/2,k+1/2)}^{(n+1)} &= H_x|_{(i,j+1/2,k+1/2)}^{(n-1)} \\
 &+ \frac{\Delta t}{\mu_o \mu_r} \left(\frac{E_y|_{(i,j+1/2,k+1)}^n - E_y|_{(i,j+1/2,k)}^n}{\Delta z} \right. \\
 &\quad \left. - \frac{E_z|_{(i,j+1/2,k+1/2)}^n - E_z|_{(i,j,k+1/2)}^n}{\Delta y} \right)
 \end{aligned} \tag{2.21}$$

2.4.2 Stabilité numérique

Pour assurer la stabilité numérique de la méthode FDTD-3D, une certaine cohérence entre les discrétisations temporelles et spatiales est garantie. En effet, la discrétisation temporelle devra être inférieure au temps nécessaire à l'onde électromagnétique pour parcourir une cellule de discrétisation spatiale. Par conséquent, les valeurs arbitraires des pas de discrétisation spatiale et temporelle peuvent mener vers des solutions sans fin du champ électromagnétique. Afin d'éviter ce problème, les pas spatial et temporel doivent être choisis de manière à respecter la condition de Courant-Friedrichs-Lewy (CFL) dans le vide [110] :

$$c\Delta t \leq \frac{1}{\sqrt{1/\Delta x^2 + 1/\Delta y^2 + 1/\Delta z^2}} \quad (2.22)$$

Cette condition montre que le pas temporel doit être suffisant pour permettre de décrire la propagation de l'onde d'un nœud au nœud le plus proche distant de Δ . Plus le maillage spatial est fin et plus le nombre d'itérations pour décrire un temps T de propagation est important. En plus du problème d'instabilité numérique, le passage des formes continues et analogiques des équations de Maxwell aux approximations numériques et discrètes peut engendrer un effet parasite appelé dispersion numérique. Dans la grille FDTD-3D, la vitesse de phase numérique n'est pas égale à celle de la lumière dans le vide. Elle dépend de plusieurs paramètres, comme le pas de discrétisation et l'angle d'incidence. Pour une bonne convergence des résultats, le pas de grille doit être inférieur à $\lambda/18$, où λ est la longueur d'onde minimale des ondes se propageant dans la grille FDTD-3D.

2.4.3 Conditions aux limites (PML)

Les conditions aux limites imposées par les dimensions finies des structures planaires constituent également un point très important dans la méthode FDTD-3D. Ces conditions aux limites peuvent être absorbantes, réfléchissantes ou périodiques. Dans ce travail, pour la simulation des cavités à cristaux photoniques planaires, les conditions absorbantes de type PML (Perfectly Matched Layer) sont utilisées [113]. Ces conditions aux limites sont les plus performantes, car elles permettent de minimiser les réflexions en amplitude du champ de l'ordre de 10^{-5} , sur une large gamme de fréquences. Ces exigences partent de la condition d'adaptation d'impédance de deux ondes à l'interface entre deux milieux de même indice, mais dont l'un est absorbant qui présente une conductivité électrique σ et magnétique σ^* non nulle. Dans le vide, cette condition s'exprime comme suit :

$$\frac{\sigma}{\varepsilon_0} = \frac{\sigma^*}{\mu_0} \quad (2.23)$$

Où : ε_o et μ_o désignent respectivement la permittivité et la permittivité magnétique du vide.

Dans ce cas l'onde n'est pas réfléchiée à l'interface entre les deux milieux et s'atténue dans la partie absorbante. Cette adaptation d'impédance n'est toutefois possible qu'à incidence normale et une réflexion à l'interface entre les deux milieux réapparaît dès que l'on s'en écarte. L'idée introduite donc par Bérenger consiste à rendre le milieu absorbant et artificiellement biaxe. L'absorption n'est alors choisie non nulle que suivant l'axe normal à l'interface entre les deux milieux (figure 2.5). À l'interface, l'onde plane incidente est décomposée en deux ondes : une onde à incidence normale, qui vérifie la condition décrite par l'équation 2.23 et donc une onde qui n'est pas réfléchiée à l'interface entre le milieu non absorbant et le milieu absorbant. Une onde à incidence rasante pour laquelle aucune absorption n'apparaît. Cette onde ne subit par conséquent aucune réflexion.

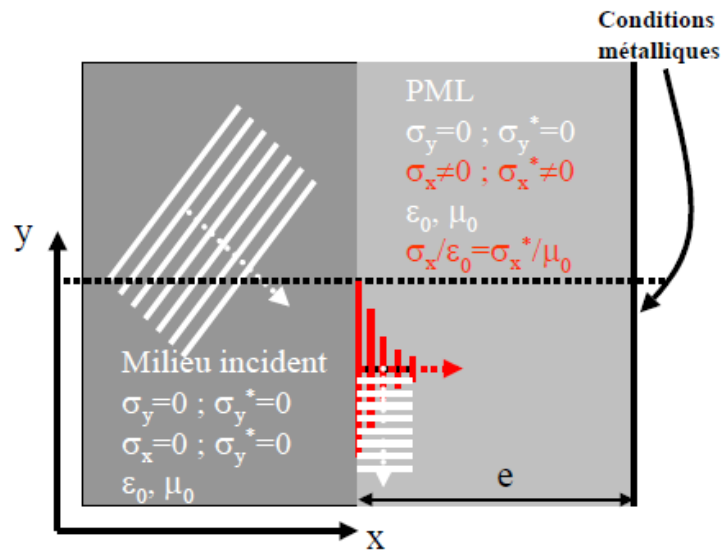


FIGURE 2.5: Fonctionnement d'une couche absorbante de type PML.

Afin de limiter les perturbations liées aux réflexions des ondes électromagnétiques, ces conditions aux limites (PML) peuvent être définies sur les bords de la fenêtre de calcul 3D. Dans ce cas, l'onde n'est pas réfléchiée et s'atténue dans la partie absorbante. L'épaisseur de la couche absorbante doit être choisie suffisamment grande pour limiter la réflexion en bord de fenêtre de calcul et donc absorber l'onde incidente. Ainsi, l'utilisation des conditions de périodicité de propagation ou de symétrie, selon certaines directions du cristal photonique, permet de réduire significativement le temps de simulation. Dans le cas où l'influence d'un paramètre serait évaluée, la durée de simulation dure quelques heures et, par conséquent l'obtention d'une série de points peut parfois atteindre plusieurs jours.

2.4.4 Intérêt de la méthode FDTD-3D

La FDTD-3D est une méthode numérique qui permet de prendre en compte des structures dont les dimensions sont finies dans les trois directions, et donc de traiter le cas de cristaux photoniques planaires. Elle permet de suivre en temps réel le comportement d'une onde électromagnétique et de calculer les composantes des champs E et H dans tout l'espace et à tous les instants temporels. De manière générale, l'évolution des différentes composantes du champ électromagnétique dans le temps et en différents points de la structure est mesurée par l'introduction d'un dipôle dans la structure qui émet une courte impulsion temporelle. La transformée de Fourier (TF) de l'évolution du champ en fonction du temps permet également d'obtenir la réponse spectrale de la structure. Cependant, l'excitation de la structure par une source optique de spectre large ne permet pas de connaître la répartition spatiale d'intensité des modes. Pour cela, les calculs FDTD-3D doivent être refaits avec une source de spectre étroit, de manière à exciter qu'un seul mode. Cette seconde simulation permet également de calculer le facteur de qualité du mode à partir de la connaissance de l'évolution du champ. Le facteur de qualité peut être extrait à partir de la décroissance exponentielle du champ au cours du temps. Par ailleurs, cette méthode reste adaptée à l'étude des défauts et des cavités [114]. Ainsi, il est possible de déterminer pour une cavité à CP planaire, grâce au calcul FDTD-3D le volume modal du mode de la cavité ainsi que la cartographie du champ électromagnétique.

Comme la méthode FDTD-3D nécessite de mailler toute la fenêtre de calcul par un pas de discrétisation Δ suffisamment petit pour échantillonner la plus petite longueur d'onde, une étude rigoureuse par cette méthode peut impliquer une quantité importante de place mémoire vive (RAM) et un temps de calcul important ($\gg 1h$). Cet outil requiert donc des moyens importants en matériels et en temps. De plus, si la transcription des équations différentielles en un système d'équations est relativement aisée, il est difficile de quantifier l'erreur de cette méthode. Le logiciel MEEP est un outil développé récemment au sein du laboratoire MIT. Il a été optimisé afin de limiter les temps de calcul et suivre l'évolution des champs électriques dans la structure régulièrement.

2.5 Outils de modélisation

2.5.1 Logiciel MPB

Pour le calcul des diagrammes de bandes, ou relations de dispersion de cristaux photoniques planaires, nous utilisons le logiciel libre MPB, développé par le MIT (Massachusetts Institute of Technology) [115]. Celui-ci permet de calculer le diagramme de dispersion $\omega(k)$ de structures planaires en polarisations quasi-TE et quasi-TM. Il résout l'équation

d'état 2.8 dans le domaine fréquentiel, par opposition au domaine temporel. Cela signifie que le calcul décrit les solutions stationnaires. Les auteurs de ce logiciel résument cette technique mathématique par une phrase *"preconditioned conjugate gradient minimization of the block Rayleigh quotient in a planewave basis"*. C'est-à-dire, la technique de minimisation du coefficient de Rayleigh. Les détails sur la méthode implémentée par ce logiciel et ses avantages sont énoncés dans la référence [115]. En effet, cette technique permet de discrétiser le problème posé par l'équation d'état 2.8.

D'après le théorème de Bloch le champ magnétique H pour une onde se propageant dans la direction de périodicité r s'écrit $H_k(r) = e^{ikr}u_k(r)$. Dans le logiciel MPB la fonction périodique $u_k(r)$ est décomposée en une base d'ondes planes périodiques comme suit :

$$u_k(r) = e^{ikr} \sum_{n=-\infty}^{\infty} c_n(k) e^{i\frac{2\pi n}{a}r} = \sum_{n=-\infty}^{\infty} c_n(k) h_n(k) \quad (2.24)$$

Où les termes h_n sont une base d'ondes planes périodiques et $c_n(k)$ sont les coefficients de $u_k(r)$ développés en séries complexes de Fourier.

Le nombre de coefficients $c_n(k)$ à déterminer reste cependant infini, et une coupure est appliquée à $n = N$.

L'opérateur Ξ s'exprime alors par une matrice de dimension $N \times N$ dans cette base périodique et le problème réside dans la diagonalisation de cette matrice. Plus N est grand, plus la précision sur la solution apportée au vecteur propre H_k l'est aussi. Par conséquent, la résolution des équations de Maxwell se transforme en un problème classique de diagonalisation de matrice sous la forme :

$$Ax = \omega^2 Bx \quad (2.25)$$

Où A et B sont des matrices et x est un vecteur propre. La valeur propre minimale x_o satisfait à la condition :

$$\omega_o^2 = \min_x \frac{x^* Bx}{x^* Ax} \quad (2.26)$$

Cette formule est connue sous le nom de minimisation de quotient de Rayleigh. La valeur minimisée x_o est un vecteur propre. La minimisation est réalisée par la méthode de gradient conjugué non linéaire préconditionné. Pour calculer la valeur propre suivante, le même quotient de Rayleigh est minimisé avec une orthogonalité contrainte imposée sur x ($x^* Bx_o = 0$). Ce processus est répété pour trouver d'autres valeurs propres subséquentes.

Cette méthode permet d'accélérer le processus de convergence vers la solution désirée (utilisation d'un préconditionneur).

2.5.2 Logiciel MEEP

Comme énoncé précédemment, la méthode de calcul FDTD-3D est particulièrement adaptée pour décrire la propagation des modes guidés dans les structures planaires. Dans nos travaux, pour accéder à la répartition des champs dans les cavités à CPs planaires et caractériser numériquement leurs modes résonants, nous avons utilisé le logiciel libre *MEEP* (*MIT Electromagnetic Equation Propagation*) développé par MIT comme outil de modélisation [18]. Celui-ci utilise la méthode FDTD afin de résoudre les équations de Maxwell. Il présente certaines caractéristiques inhabituelles. Il permet de simuler les structures anisotropes, non linéaires et dispersives. Ainsi, il dispose d'une variété de conditions aux limites comme les symétries et les couches PML. Ce logiciel dispose aussi de techniques de traitement avancées du signal pour analyser les modes résonants comme le moyennage précis de sous-pixels, Harminv, etc.

La période du cristal photonique a constitue l'unité de référence. Les variables géométriques des structures simulées telles que le rayon des inclusions et l'épaisseur de la membrane seront exprimés en fonction de cette période. L'unité de temps T s'exprime en c/a où c c'est la célérité de la lumière. Ainsi, l'unité de pulsation s'exprime en $2\pi c/a$ et l'unité de vecteur d'onde en $2\pi/a$. Ainsi pour MEEP, la fréquence, la pulsation, le vecteur d'onde et le nombre d'ondes dans le vide ont la même valeur numérique (unité d'angle = 2π radians...). Par exemple, si l'on souhaite décrire une structure photonique aux fréquences infrarouges moyennes, il s'avère pratique d'exprimer les distances en nanomètres. On pose $a = 1000 \text{ nm}$. Pour définir une source optique centrée à $\lambda = 3.6 \mu\text{m}$, on exprime alors la fréquence réduite f comme suit : $f = (a/c)/T = a/\lambda = 1/3.6 = 0.277$, (longueur d'onde dans le vide et période ont la même valeur numérique pour MEEP).

Le logiciel MEEP définit des sources optiques dont la dépendance temporelle et la répartition spatiale sont séparables. Ces sources sont de la forme $J(x, t) = A(x) \cdot f(t)$, où A et f sont des fonctions définies par l'utilisateur. La source doit être évaluée par son type, sa fréquence centrale (f_o), sa largeur spectrale (Δf), les composantes du champ électromagnétique que l'on souhaite générer avec son amplitude.

Pour déterminer la fréquence réduite des modes résonants de la cavité et déduire leurs propriétés (facteur de qualité et volume modal), nous utilisons une source de type gaussienne centrée autour d'une fréquence f_o , et dotée d'une certaine largeur spectrale Δf . Une source optique ayant une grande largeur spectrale permet, en une seule simulation, d'exciter un grand nombre de modes guidés, et ainsi de déterminer leurs fréquences réduites. Dans notre travail, grâce à l'étude préliminaire du diagramme de bandes, nous connaissons

la position des fréquences réduites des modes étudiés. Pour étudier uniquement la réponse spectrale des modes des cavités, une source gaussienne dotée d'une largeur spectrale Δf étroite (grande période temporelle) est placée au centre de la structure élémentaire (cf. figure 2.6.a), qui a une répartition spatiale du champ Ey proche du profil spatial de ce mode. Après extinction de la source, MEEP calcule la propagation des champs pendant une période assez longue pour que le régime stationnaire des modes s'établisse. L'évolution de l'amplitude du champ Ey de ce mode est représentée sur la figure 2.6.b, après extinction de la source d'excitation. On constate un amortissement de l'amplitude lors de la propagation. Cela signifie que le mode subit des pertes latérales non négligeables. À partir de la décroissance exponentielle de l'enveloppe de l'amplitude du champ, nous pouvons déduire le facteur de qualité du mode.

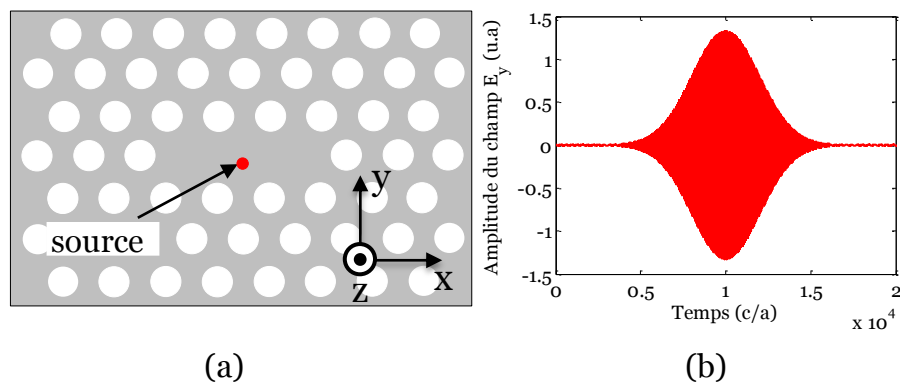


FIGURE 2.6: (a) Position de la source optique dans une cavité à CP planaire. (b) Évolution temporelle de l'amplitude du champ Ey du mode.

Le logiciel MEEP permet l'implémentation de trois types de conditions aux limites : des murs métalliques, des conditions aux limites périodiques de Bloch, des couches absorbantes de type PML [18]. Les murs métalliques constituent la condition la plus simple aux limites. Dans ce cas, les composantes du champ électrique sont nulles sur les limites comme si la cellule de calcul était entourée par un métal parfait. Dans une cellule de largeur (l) avec des conditions aux limites périodiques de Bloch aux extrémités, les composantes du champ vérifient la condition $f(x+l) = e^{ik_x l} \times f(x)$ pour un vecteur d'onde de Bloch \vec{k} . Les couches PML permettent d'absorber toute onde incidente sans réflexion. Dans ce cas, il n'existe pas de conditions aux limites, mais plus exactement un matériau, non physique, considéré comme absorbant et placé aux limites de la fenêtre de calcul. Entourer la structure planaire simulée d'une telle couche permet de diminuer la taille de la fenêtre de calcul et donc de réduire les temps de calcul, sans introduire d'interférences entre des ondes incidentes et réfléchies. Cependant, dans le cas de structures périodiques comme dans notre cas avec les cristaux photoniques planaires, le matériau de la couche PML chevauche celui du cristal photonique. Il s'agit alors d'une situation de "pseudo-PML", dont la réflexion n'est pas plus efficace qu'une couche absorbante suffisamment épaisse et graduelle [18].

| Épaisseur de la couche PML (μm) | 0.50 | 1.00 | 2.00 |
|--|--------------------------|--------------------------|--------------------------|
| Longueur d'onde de résonance $\lambda_o(nm)$ | 1563 | 1563 | 1563 |
| Facteur de qualité (Q) | 5189 | 5188 | 5188 |
| Volume modal $V(\frac{\lambda}{n})^3$ | 0.7486 | 0.7489 | 0.7494 |
| Erreur de calcul | 5.7295×10^{-12} | 5.7139×10^{-12} | 5.7370×10^{-12} |

TABLE 2.1: Effet de l'épaisseur de la couche PML sur la longueur d'onde de résonance λ_o , facteur de qualité Q et volume modal V d'une cavité à cristal photonique planaire.

Afin d'étudier l'effet de l'épaisseur de la couche PML sur les principales caractéristiques (fréquence de résonance, facteur de qualité et volume modal) des cavités à CPs planaires étudiées dans cette thèse, nous présentons dans le tableau 2.1. Les résultats obtenus pour différentes valeurs d'épaisseur de la couche PML allant de $0.25 \mu m$ à $2.0 \mu m$. La valeur de l'épaisseur de la couche PML n'influe pas fortement sur le facteur de qualité et le volume modal du mode résonant de la cavité. L'erreur de calcul est plus faible même pour une épaisseur importante de la couche PML.

2.6 Module de calcul Harminv

Une approche simple et classique pour déterminer les paramètres d'une cavité à CPs est le calcul du spectre de transmission par la transformée de Fourier à temps discret (DFT). La fréquence de résonance ω_o est alors le centre du pic dans le spectre de transmission et le facteur de qualité est le rapport entre la fréquence et la largeur à mi-hauteur du pic $\Delta\omega$. Le problème de cette approche est que la résolution de pic nécessite une simulation beaucoup plus longue que Q/ω_o . Cette nécessité devient un problème pour les cavités qui peuvent avoir de très grands facteurs de qualité ($\gg 10^5$). Aussi, la méthode de moindres carrés permet d'approximer le champ temporel à l'intérieur de la cavité à une décroissance exponentielle de la sinusoïde. Cela conduit à un problème de lissage non linéaire (particulièrement difficile si plus d'un mode de résonance est présent dans la cavité). Si un seul mode de résonance est présent dans la cavité, le champ dans la cavité peut être approximé par la méthode des moindres carrés pour déterminer Q . Cependant, un temps de calcul élevé est encore nécessaire pour obtenir un grand facteur Q avec précision.

Harminv est un autre logiciel libre développé par le MIT pour l'analyse des phénomènes de résonance. Il concerne plus précisément la détermination de la fréquence de résonance (ω_o) et du facteur de qualité Q des cavités à CPs. Étant donné qu'un signal de longueur finie est composé d'une somme finie de nombreuses sinusoïdes (éventuellement exponentielles), ce programme détermine les fréquences, les amplitudes et les phases de ces sinusoïdes. De manière notable, ce logiciel est plus précis qu'une extraction simple des pics de la

transformée de Fourier discret (DFT), puisqu'il présuppose une forme spécifique pour le signal. Il est également plus robuste que la méthode des moindres carrés de lissage des données (qui peut présenter un problème de convergence). Harminv utilise la méthode de diagonalisation de filtre pour analyser le champ $f(t)$ pour un point donné et l'exprime comme une somme des modes (dans la bande passante spécifiée). Le facteur de qualité Q est estimé à partir de l'équation 2.26 [18] :

$$f(t) = \sum_{n=-\infty}^{\infty} a_n e^{-i\omega_n t} = \sum_{n=-\infty}^{\infty} A_n \sin(\omega_n t + \phi_n) e^{-a_n t} \quad (2.27)$$

$$Q = -\frac{\text{Re}(\omega)}{2\text{Im}(\omega)} \quad (2.28)$$

Le module de calcul Harminv permet de calculer les parties réelles et imaginaires de la fréquence de résonance en unité de $(2\pi c/a)$, le facteur de qualité Q , la valeur absolue et complexe de l'amplitude du champ électrique et une estimation grossière de l'erreur. Cette valeur d'erreur doit être aussi faible que possible.

$$\text{Erreur} = |(\text{erreur dans la partie réelle}) + i \times (\text{erreur dans la partie imaginaire})|$$

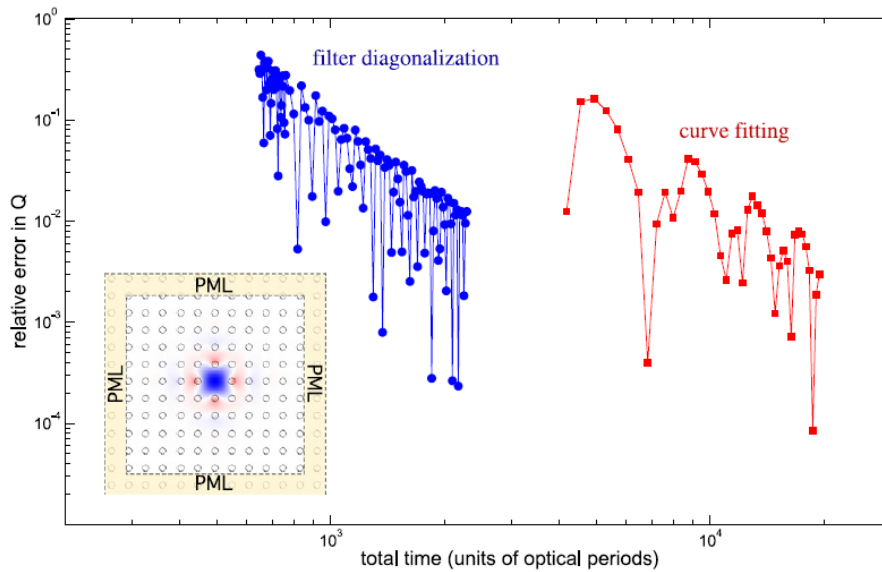


FIGURE 2.7: Évolution de l'erreur relative dans le calcul du facteur de qualité Q en fonction du temps de simulation en unité de période optique. La cavité optique est réalisée par l'omission d'une tige dans un CP-2D constitué de tiges infinies de Si arrangées sur une maille carrée dans l'air [18].

En effet, au centre des cavités, du fait du faible amortissement de l'amplitude du champ, la décroissance de l'enveloppe de l'amplitude du champ est très faible, voire quasi nulle. Le module de calcul Harminv effectue la transformée de Fourier du champ afin d'extraire la fréquence réduite et le facteur de qualité du mode résonnant. Dans cette situation, les

valeurs de la partie imaginaire de la fréquence réduite sont de l'ordre de 10^{-7} (à la limite de précision du calcul numérique permettant la détermination précise du facteur de qualité). Pour cela, une approche plus précise et efficace a été développée, nommée technique de diagonalisation de filtre [18]. La figure 2.7 montre les performances de ces deux méthodes (méthode de diagonalisation de filtre et méthode de moindres carrés) pour le calcul d'un facteur Q de l'ordre de 10^6 . L'erreur relative, pour le calcul de Q en fonction du temps de simulation pour les deux méthodes, est ainsi présentée. Comme le montre cette figure, la méthode de diagonalisation de filtre est adéquate pour le calcul du facteur de qualité. Celle-ci requiert moins de périodes optiques pour le calcul du facteur Q , alors que la méthode des moindres carrés nécessiterait une simulation sur un temps suffisamment long pour le même calcul.

2.7 Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons brièvement présenté les méthodes numériques qui permettent de connaître les propriétés de bandes interdites d'une structure planaire périodique et les propriétés de confinement d'une cavité à CP planaire. Nous avons également abordé leurs principes et leurs qualités respectives.

La méthode PWE-3D demeure la méthode la plus utilisée, car elle permet d'avoir accès aux fréquences réduites et aux profils des modes de la structure étudiée. Cette approche de résolution dans le domaine fréquentiel consiste à développer le champ électromagnétique sur une base d'ondes planes. Par la suite, l'écriture de l'équation de propagation dans cette base conduit à une équation aux valeurs propres. La résolution de cette dernière permet d'obtenir les relations de dispersion reliant la fréquence au vecteur d'onde dans le plan (x, y) .

La méthode FDTD-3D est bien adaptée pour la modélisation des cavités à CPs planaires. Elle permet d'obtenir les caractéristiques optiques (distribution de champs et volume modal) de ces cavités en fonction des paramètres géométriques. Elle combine l'emploi de source des profils spatiaux (modes guidés, ondes planes, source ponctuelle) et de profils temporels (harmoniques, impulsions), ainsi que l'utilisation de conditions aux limites adaptées aux phénomènes de diffraction qui apparaissent dans les CPs planaires.

Lorsqu'il s'agit de la modélisation des structures en géométrie de guides d'ondes comme les cavités à cristaux photoniques planaires, les pertes verticales constituent un point critique pour des applications pratiques. Pour cela, la méthode FDTD-3D est plus intéressante que la méthode PWE-3D. La méthode PWE-3D ne permet pas un calcul des valeurs dans l'espace réel et ne rend pas compte des pertes d'énergie. MPB et MEEP sont des logiciels libres, largement exploités dans la communauté des cristaux photoniques pour le calcul des

diagrammes de bandes ainsi que pour celui des transmissions et distributions du champ électromagnétique. Leurs avantages résident dans leur petit temps de calcul et leur capacité en mémoire de stockage nécessaire. MPB s'appuie sur le théorème de Bloch, qui permet de décomposer le champ magnétique H sur une base d'ondes planes. Un module de calcul Harminv existe également, complémentaire au logiciel MEEP, utile pour le calcul de facteur de qualité des cavités et pour la prise en compte des pertes hors plan.

Étude des diagrammes de dispersion des structures planaires à bande interdite photonique

3.1 Introduction

La Yablonobite est le premier CP-3D qui présente une bande interdite complète à trois dimensions en prouvant expérimentalement qu'un confinement tridimensionnel de la lumière est possible. Comme nous l'avons vu dans le premier chapitre, la fabrication de telles structures dans le domaine de l'optique relève d'un grand défi. Pour cela, les CPs planaires ont vu leur intérêt s'accroître considérablement. Ces structures planaires présentent une bande interdite permettant de propager et de confiner la lumière suivant trois directions de l'espace. Cette particularité a ouvert des perspectives considérables quant à la réalisation de dispositifs pour l'optique intégrée.

Dans le cadre de cette thèse, nous nous intéresserons à la problématique de confinement de la lumière par la bande interdite, qui peut être réalisée dans un défaut de la structure périodique planaire. Par conséquent, des cavités à base de cristaux photoniques planaires dotées d'un grand facteur de qualité et petit volume modal peuvent être développées pour l'optique intégrée et non linéaire. En effet, le réseau de trous cylindriques gravés par lithographie électronique dans une membrane suspendue dans l'air a fait l'objet d'une recherche soutenue pour obtenir une bande interdite omnidirectionnelle dans le plan. Dans ce cas, la lumière est fortement confinée dans la couche diélectrique due au fort contraste d'indice de réfraction vertical. Cependant, un certain nombre de questions concernant les diagrammes de dispersions des cristaux photoniques planaires à faible contraste d'indice vertical restent irrésolues dans la littérature. Ce chapitre a pour objectif de répondre à certaines

de ces questions. C'est-à-dire l'étude des diagrammes de dispersion des structures planaires à bandes interdites dans le silicium et le nitrure de silicium, ainsi que l'évolution de leurs bandes interdites en fonction des paramètres géométriques. Notre approche consistera à déterminer tout d'abord les bandes interdites des différentes structures planaires afin d'identifier les paramètres susceptibles de confiner la lumière. Cette étude prend en compte l'impact de différents paramètres. Cette démarche est la suivante :

- L'obtention des bandes interdites est étudiée dans les structures planaires avec différent type de réseau des trous d'air et une comparaison est faite entre ces résultats ;
- L'impact du rayon des inclusions (ou du rayon normalisé par rapport à la distance interinclusions) est déterminé, ainsi que celui de l'épaisseur normalisée de la membrane ;
- L'impact du choix des matériaux sur la détermination des bandes interdites est présenté, pour le silicium et le nitrure de silicium (SiN) ;
- L'influence des différentes couches de confinement, dans le cas particulier d'une membrane de silicium, sur les bandes interdites est mise en évidence.

Nous commencerons dans un premier temps par décrire les caractéristiques géométriques principales de trois types de réseaux de cristaux photoniques : un réseau carré, hexagonal (ou triangulaire) et en nid d'abeille. Dans un second temps, nous présenterons brièvement leurs diagrammes de dispersion. Nous nous focaliserons ensuite sur la détermination des bandes interdites des différentes structures planaires afin d'identifier les paramètres optimaux susceptibles de confiner la lumière. Ce dimensionnement est réalisé par la méthode des ondes planes tridimensionnelle PWE-3D. Il prend en compte l'impact de la géométrie et des dimensions de trois types de structures planaires. Les paramètres géométriques sur lesquels le dimensionnement des structures planaires s'appuie sont : leur facteur de remplissage, la largeur des membranes et même la prise en compte du type de réseau. Cependant, l'aspect le plus étudié parmi ceux présentés concerne le type de réseau. Ainsi, l'impact du choix des matériaux sur l'obtention des bandes interdites est étudié avec le silicium et le nitrure de silicium.

Ensuite, nous décrirons les différentes structures planaires de guidage vertical par faible contraste d'indice. Ces dernières consistent à inscrire la structure périodique dans une couche guidante diélectrique entourée de deux gaines symétrique ou asymétrique d'indice de réfraction plus faible. Nous nous attarderons plus particulièrement sur les diagrammes de dispersion dans le cas de structure hybride silicium/polystyrène (Si-PS).

Enfin, nous terminerons par la détermination des largeurs des bandes interdites en prenant en compte l'effet de l'indice de réfraction des gaines dans le cas d'une couche guidante de silicium constituée de réseau hexagonal de trous d'air.

3.2 Structures planaires à fort contraste d'indice vertical

3.2.1 Mise en évidence des différents réseaux de cristaux photoniques

Les matériaux nanostructurés, encore appelés structures à bandes interdites photoniques (BIP), offrent de nouvelles perspectives pour la manipulation de la lumière. Leurs propriétés sont directement compréhensibles par l'étude du diagramme de dispersion. Ce dernier donne toutes les fréquences pour divers vecteurs k . Il permet aussi le calcul des bandes de fréquences autorisées ou interdites des ondes électromagnétiques susceptibles de se propager dans la structure considérée. De nombreux chercheurs ont optimisé les paramètres géométriques des structures photoniques pour obtenir des bandes interdites larges [116], [117], [2], [30]. Selon la forme du réseau on distingue trois principales familles de mailles : carré, hexagonale et en nid d'abeilles illustrées par la figure ???. Celles-ci constituent le réseau direct caractérisé par des vecteurs de translations élémentaires \vec{a}_i (les vecteurs de base du réseau direct). Le réseau est invariant pour toute translation correspondant à un vecteur du réseau direct. Les notions de réseau réciproque et de zones de Brillouin sont essentielles à la description des cristaux photoniques, plus particulièrement dans le cadre de l'étude des bandes interdites photoniques. Le réseau réciproque d'un CP est défini à partir du réseau réel par la relation suivante : $\vec{a}_i \cdot \vec{b}_j = 2\pi \cdot \delta_{ij}$, où \vec{b}_j sont les vecteurs des réseaux réciproques et δ_{ij} est le symbole de Kronecker.

Comme illustré sur la figure ???.c, il est plus pratique de choisir l'origine du repère de telle sorte à centrer les deux inclusions dans la cellule unitaire. Les propriétés géométriques élémentaires (les vecteurs de base des réseaux directs et réciproques) pour les trois réseaux sont résumées dans le tableau 3.1. Les réseaux hexagonaux et en nid-d'abeilles présentent les mêmes réseaux directs et réciproques. Vu que la relation de dispersion est périodique dans le réseau réciproque, avec comme période la zone de Brillouin, toutes les informations caractérisant la propagation d'une onde sont contenues dans la première ZB . Pour le réseau carré, la première zone de Brillouin est un carré ($LMNO$) dont le centre est le point Γ de coordonnée $(0, 0)$. La zone de Brillouin irréductible est alors un triangle communément appelé (ΓXM) dont la surface est $1/8$ de celle de la première ZB . Dans le cas des réseaux hexagonaux et en nid-d'abeilles, les vecteurs du réseau réel ne sont plus colinéaires à ceux du réseau réciproque. La première ZB est un hexagone ($ABKCDE$) et sa ZB irréductible est un triangle (ΓMK) dont la surface est $1/12$ de celle de la première ZB .

Comme illustré dans le tableau 3.1, l'un des paramètres les plus importants des trois types de réseaux reste le facteur de remplissage, noté f , correspond au rapport de l'aire occupée par les motifs à l'aire de la maille élémentaire du réseau. Ce paramètre influe sur la largeur des bandes interdites. Nous noterons r le rayon des inclusions et a le paramètre de réseau. Ce facteur de remplissage étant propre à chaque réseau, pour un même rayon

$r = a/2$, le facteur de remplissage sera différent pour les trois réseaux. Pour cela, dans le cadre de notre étude et pour la simplicité, nous utiliserons le rayon normalisé $r_{nor} = r/a$.

| | Réseau carré | Réseau hexagonal | Réseau en nid d'abeille |
|-------------------------------|--|--|---|
| Vecteurs directs (a_1, a_2) | $a_1 = a(1, 0)$ $a_2 = a(0, 1)$ | $a_1 = a(1, 0)$ $a_2 = a(\frac{1}{2}, \frac{\sqrt{3}}{2})$ | $a_1 = a(\frac{\sqrt{3}}{2}, \frac{1}{2})$ $a_2 = (-\frac{\sqrt{3}}{2}, \frac{1}{2})$ |
| Vecteurs directs (b_1, b_2) | $b_1 = \frac{2\pi}{a}(1, 0)$ $b_2 = \frac{2\pi}{a}(0, 1)$ | $b_1 = \frac{2\pi}{a}(1, -\frac{\sqrt{3}}{3})$ $b_2 = \frac{2\pi}{a}(0, \frac{2\sqrt{3}}{3})$ | $b_1 = \frac{4\pi}{a\sqrt{3}}(\frac{1}{2}, -\frac{\sqrt{3}}{3})$ $b_2 = \frac{4\pi}{a\sqrt{3}}(-\frac{1}{2}, -\frac{\sqrt{3}}{3})$ |
| Facteur de remplissage f | $f = \pi(\frac{r}{a})^2$ | $f = \frac{2\pi}{\sqrt{3}}(\frac{r}{a})^2$ | $f = \frac{4\pi}{\sqrt{3}}(\frac{r}{a})^2$ |

TABLE 3.1: Caractéristiques géométriques principales du réseau bidimensionnel carré, hexagonal et en nid d'abeilles.

3.2.2 Diagramme de dispersion en polarisation quasi-TE et quasi-TM

Nous présentons sur les figures 3.1.a, 3.1.b et 3.1.c les diagrammes de dispersion obtenus pour un cristal photonique de silicium en configuration carré, hexagonal et en nid d'abeille respectivement. La construction du diagramme de dispersion s'effectue de la même manière que pour une structure d'épaisseur infinie (CP-2D), en longeant les bords de la zone de Brillouin irréductible. Excepté le fait qu'à présent, nous ne considérons plus uniquement des vecteurs d'onde $k = k_{xy}$ parallèles au plan de périodicité, mais bien des vecteurs d'onde hors plan $k_z \neq 0$. La valeur du vecteur d'onde correspond donc à la projection du vecteur d'onde de l'onde électromagnétique sur les différentes directions de la ZB , k_z étant donné à k_{xy} fixé, par $k_{xy}^2 + k_z^2 = (\omega/c)^2$. Le calcul des diagrammes de dispersion et donc des bandes interdites photoniques a été effectué en utilisant la méthode des ondes planes PWE-3D avec l'approche de la super-cellule pour prendre en compte la troisième dimension. Le facteur de remplissage est de $f = 50\%$ pour le réseau carré, $f = 58\%$ pour le réseau hexagonal et $f = 38\%$ pour le réseau en nid-d'abeilles. Sur la figure 3.1, les courbes de dispersion pour les polarisations quasi-TE et quasi-TM sont respectivement indiquées par des traits rouges et traits pointillés bleus.

Au regard des figures 3.1.a, 3.1.b et 3.1.c, nous observons que pour les trois structures, une bande interdite est ouverte pour les modes guidés de la membrane (modes situés ci-dessous de cône de lumière). Soulignons qu'une bande interdite est formée pour la polarisation quasi-TE dans le cas des réseaux carré et hexagonal. Pour le réseau carré, la limite inférieure de la bande interdite est la fréquence au point M de la bande de plus basse énergie et la limite supérieure celle au point X de la seconde bande de plus basse

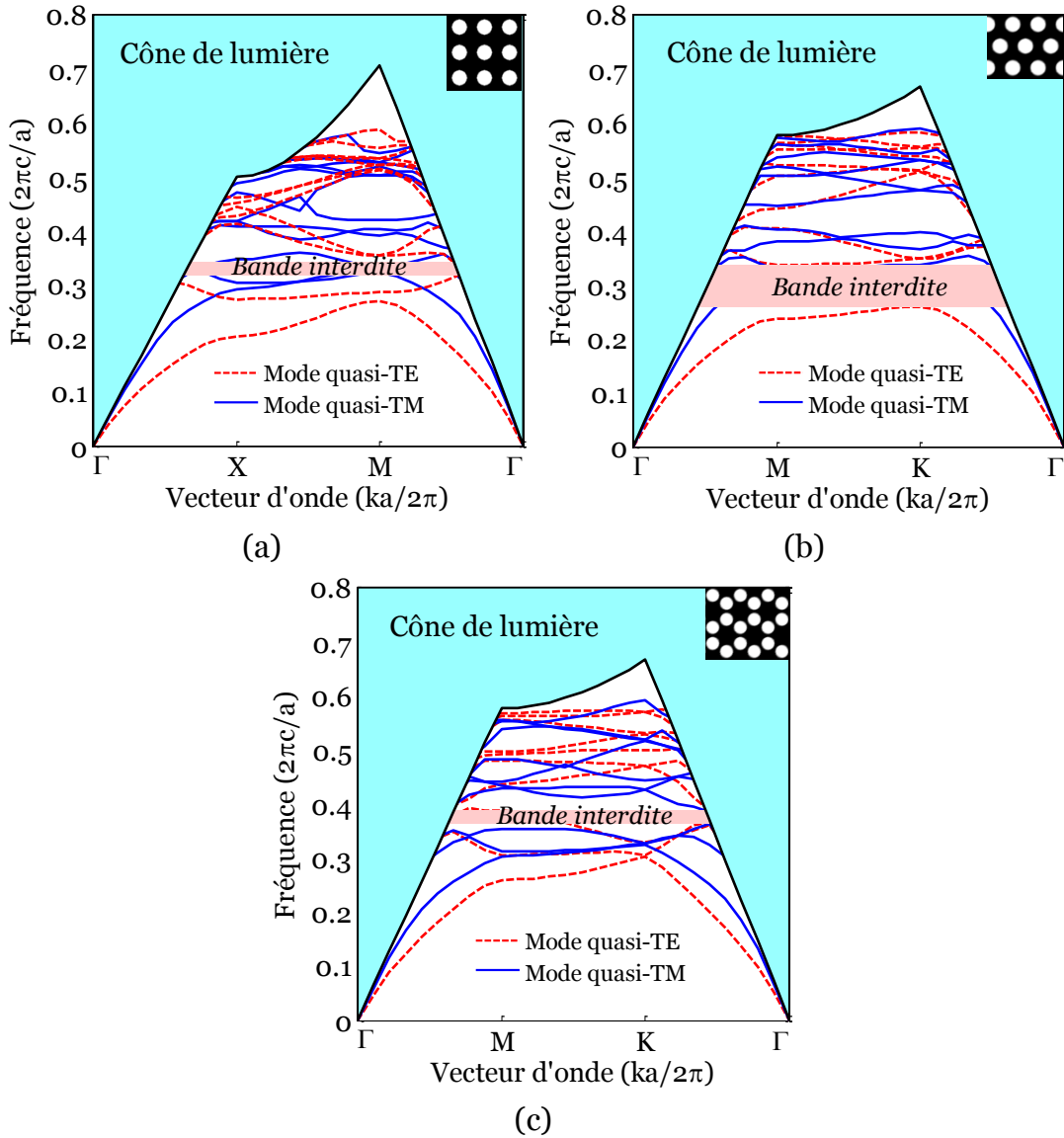


FIGURE 3.1: Diagramme de dispersion des polarisations quasi-TE (ligne rouge) et quasi-TM (ligne bleue pointillée) d'un cristal photonique planaire en Si en configuration (a) carrée, (b) hexagonale et (c) en nid d'abeille. La troisième dimension est prise en compte par l'intermédiaire du cône de lumière (zone grisée). Une bande interdite (en rouge) apparaît pour les trois structures.

énergie. Alors que pour le réseau hexagonal, la limite inférieure de la bande interdite est la fréquence au point K de la bande de plus basse énergie et la limite supérieure celle au point M de la seconde bande de plus basse énergie. Cette bande interdite n'est toutefois pas équivalente à celle formée dans une structure en nid-d'abeilles. Dans le cas de cette structure, il n'existe pas de bandes interdites pour la polarisation quasi-TE. En revanche, dans le diagramme de dispersion de cette structure, nous remarquons la présence d'une bande interdite pour la polarisation quasi-TM. Les limites inférieure et supérieure de la bande interdite sont respectivement les fréquences de la troisième et quatrième bande quasi-TM.

Ces limites coïncident avec la ligne de lumière.

Les paramètres géométriques des trois structures étudiées sont récapitulés dans le tableau 3.2. Ces paramètres sont conçus pour fonctionner dans la gamme des longueurs d'onde infrarouge moyennes à $\lambda = 3.6 \mu m$. Un CP planaire constitué de réseau hexagonal présente une bande interdite plus large que celui constitué d'un réseau carré ou en nid d'abeille. En effet, si on prend en considération les tolérances de fabrication de ces structures planaires (le rayon du trou et l'épaisseur de la membrane, etc.), il est possible de fabriquer un cristal photonique planaire constitué d'un réseau carré ou en nid-d'abeilles sans bande interdite photonique. Cette dernière plus importante est à prendre en considération pour d'éventuels déploiements industriels. Notamment pour la réalisation des dispositifs photoniques (guides et cavités planaires). Ces structures (réseau carré, hexagonal et en nid-d'abeilles) ont suscité un grand intérêt au cours de ces dernières années. Il est donc naturel de s'intéresser à leurs performances en tenant compte des paramètres géométriques de réseau. C'est l'objet de notre thèse.

| | Réseau carré | Réseau hexagonal | Réseau en nid d'abeille |
|---------------------------------------|------------------|------------------|-------------------------|
| Largeur de BIP | 0.0249 | 0.0777 | 0.0253 |
| Position de BIP | (0.3162, 0.3411) | (0.2591, 0.3368) | (0.3628, 0.3881) |
| Fréquence centrale (f_o) | 0.0249 | 0.0777 | 0.0253 |
| Paramètre de réseau, $a = f_o\lambda$ | 1183 | 1072 | 1352 |
| Rayon des trous d'air, $r(nm)$ | 355 | 322 | 311 |
| Épaisseur de la membrane, $h(nm)$ | 710 | 643 | 946 |

TABLE 3.2: Paramètres géométriques des structures planaires étudiées pour une bande interdite centrée à $\lambda = 3.6 \mu m$.

3.2.3 Distribution du champ électromagnétique

La distribution du champ électromagnétique nous renseigne sur les caractéristiques des modes et l'origine des éventuelles bandes interdites. La méthode des ondes planes tridimensionnelles PWE-3D permet de retrouver directement la distribution du champ. La figure 3.2 représente la distribution du champ magnétique H pour les deux bandes de plus basse énergie, aux points de haute symétrie de la première zone de Brillouin (au point M pour le réseau carré et K pour les réseaux hexagonaux et en nid d'abeille). Les cercles représentent le contour des trous d'air. L'amplitude du champ magnétique H est indiquée par les couleurs bleues (amplitude négative), blanches (amplitude nulle) et rouge (amplitude positive).

Pour les trois types de réseaux, nous remarquons que l'amplitude du champ magnétique est maximale au centre du trou d'air pour la première bande. Le mode associé à cette

distribution est guidé, et son amplitude décroît de façon exponentielle en dehors de la membrane (composante en z évanescente). Alors que, pour la deuxième bande, l'amplitude du champ magnétique est maximale dans la région de fort indice de réfraction. C'est-à-dire, que le champ magnétique est fortement concentré dans les zones situées entre les trous, et qu'il est disposé de façon à ce que les nœuds (amplitude nulle, en blanc) de sa distribution traversent les trous.

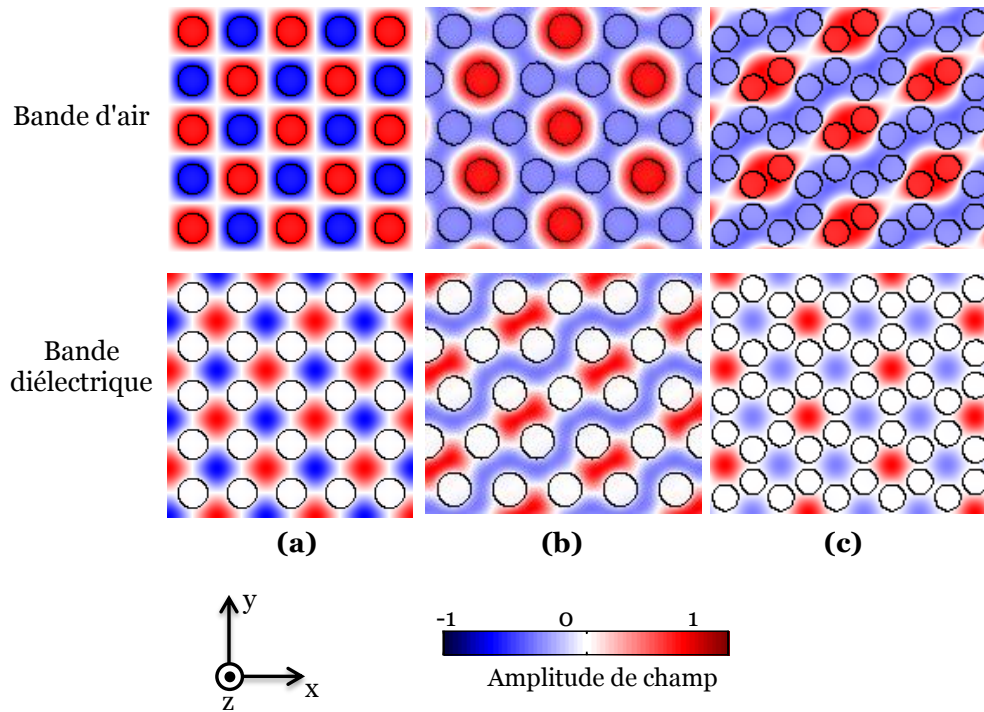


FIGURE 3.2: Distribution du champ magnétique H_z aux points de haute symétrie de la première zone de Brillouin dans le cas de structure (a) carrée, (b) hexagonale et (c) en nid d'abeille.

Comme pour les cristaux photoniques 1D, l'énergie des modes de la première bande se concentre dans les trous d'air. Celles des modes de la deuxième bande sont regroupées dans les régions de fort indice de réfraction. Pour cette raison, la première et la seconde bande sont respectivement nommées "bande d'air" et "bande diélectrique". Les modes de première bande doivent être orthogonaux aux modes de la deuxième bande. Pour cela, ils créent un nœud des régions de fort indice. Une partie conséquente du champ magnétique est contrainte à traverser les interfaces diélectriques. En effet, la densité d'énergie du champ magnétique est importante dans les régions de fort indice, puisqu'elle augmente de façon discontinue en traversant les interfaces, et relativement faible dans celles de faible indice. Pour une onde se propageant avec une polarisation quasi-TE, le champ E est parallèle au plan de périodicité. Il en résulte que la densité d'énergie reste toujours relativement faible dans les trous d'air ou de façon équivalente et de concentration importante dans les régions d'indice élevé. Le contraste en énergie entre les deux premières bandes est suffisant pour créer une bande interdite de polarisation quasi-TE dans toutes les directions.

3.3 Dimensionnement des structures planaires à bande interdite photonique

3.3.1 Dimensionnement des structures planaires sur Silicium

Cartes des bandes interdites

L'optimisation de structures photoniques passe par plusieurs étapes. Il s'agit dans un premier temps d'identifier les structures présentant des bandes interdites larges. À cet effet, les cartes des bandes interdites sont évaluées selon les paramètres géométriques. Ces cartes permettent de suivre l'évolution des énergies des bords de bande interdite en fonction des paramètres géométriques des structures. Dans cette section, nous présentons l'évolution des cartes de bandes interdites des cristaux photoniques planaires sur silicium en fonction de la nature des réseaux et des dimensions caractéristiques. Les simulations numériques ont été réalisées pour deux types de modes de propagation quasi-TE et quasi-TM en utilisant trois géométries de réseaux décrits dans la section précédente.

La figure 3.3 représente l'évolution de carte des bandes interdites en fonction de l'épaisseur de la membrane normalisée (h/a). Celles-ci sont tracées pour les cristaux photoniques planaires de silicium (Si) en configuration carrée (figure 3.3.a), hexagonale (figure 3.3.b), et en nid d'abeille (figure 3.3.c). Les bandes bleues représentent les bandes interdites des modes quasi-TE et les bandes rouges représentent ceux des modes quasi-TM. Nous remarquons une forte dépendance de la carte des bandes interdites en fonction de la nature du réseau. En effet, chaque réseau présente une bande interdite principale pour les modes quasi-TE ou quasi-TM. La tendance générale qui se dégage est la dépendance des bandes interdites avec les valeurs de l'épaisseur de la membrane. Quand celle-ci augmente, les bords des bandes interdites sont décalés progressivement vers les basses fréquences. Comme le montre la figure 3.3 : pour la structure carrée, la carte des bandes interdites quasi-TE commence à s'ouvrir à partir de $h/a = 0.50$ et se prolonge jusqu'à $h/a = 0.90$. Pour la structure hexagonale, la carte des bandes interdites quasi-TE commence à s'ouvrir à partir de $h/a = 0.30$ et se prolonge jusqu'à $h/a = 1.0$.

Pour la structure en nid-d'abeilles, la carte des bandes interdites quasi-TM évolue beaucoup plus en fonction de l'épaisseur. Elle commence à $h/a = 1.0$ et se prolonge jusqu'à $h/a = 3.0$. Par conséquent, cette structure est généralement préférée aux autres. En effet, les bandes interdites sont plus larges et s'ouvrent pour une large gamme d'épaisseurs de la membrane.

Cependant, la différence de l'évolution des bandes interdites en fonction du rayon des inclusions reste moins significative pour les trois réseaux. La figure 3.4 présente l'évolution des cartes des bandes interdites en fonction du rayon des inclusions normalisé (r/a) et du

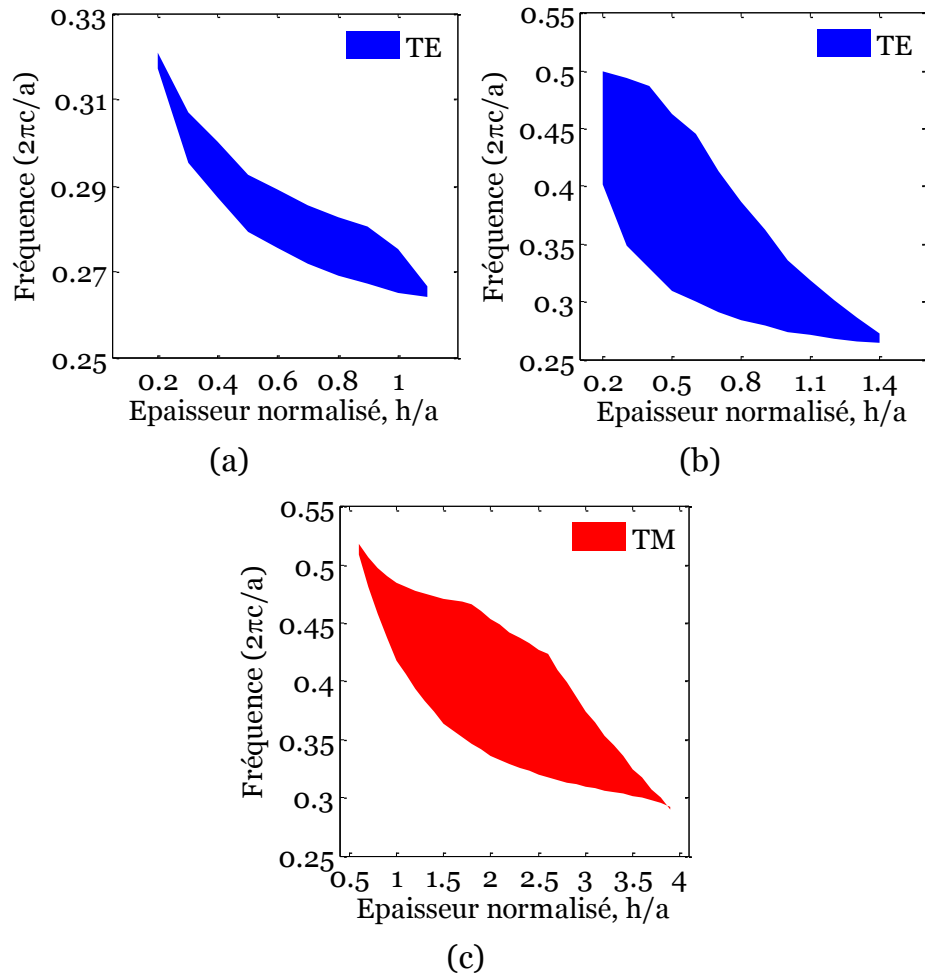


FIGURE 3.3: Cartes montrant l'évolution des bandes interdites photoniques en fonction de l'épaisseur de la membrane normalisée (h/a) pour une structure planaire de silicium (Si) en configuration : (a) carrée, (b) hexagonale et (c) en nid-d'abeilles. Les courbes bleues et rouges représentent respectivement les polarisations quasi-TE et quasi-TM.

facteur de remplissage (f) pour les trois types de structures. La tendance générale qui se dégage est un élargissement des cartes des bandes et des décalages progressifs des bords des bandes interdites vers les hautes fréquences pour les grandes valeurs du rayon d'inclusion (et donc pour des grandes valeurs de facteur de remplissage). En effet, les résultats montrent des cartes de bandes très larges pour les réseaux hexagonales en nid-d'abeilles et relativement fines pour le réseau carré. On remarquera que la carte des bandes interdites s'ouvre pour une plage de rayon des inclusions et varie dans l'intervalle $[0.33 \ 0.45]$ pour la structure carrée, $[0.25 \ 0.45]$ pour la structure hexagonale et $[0.35 \ 0.50]$ pour la structure en nid d'abeille. Ces valeurs optimales des rayons dépendent de plusieurs paramètres (épaisseur optique de la membrane et son indice de réfraction). On peut déjà mettre en avant que les structures hexagonales et en nid d'abeille seront par conséquent privilégiées en ce qui concerne le cristal photonique (capacité à confiner la lumière).

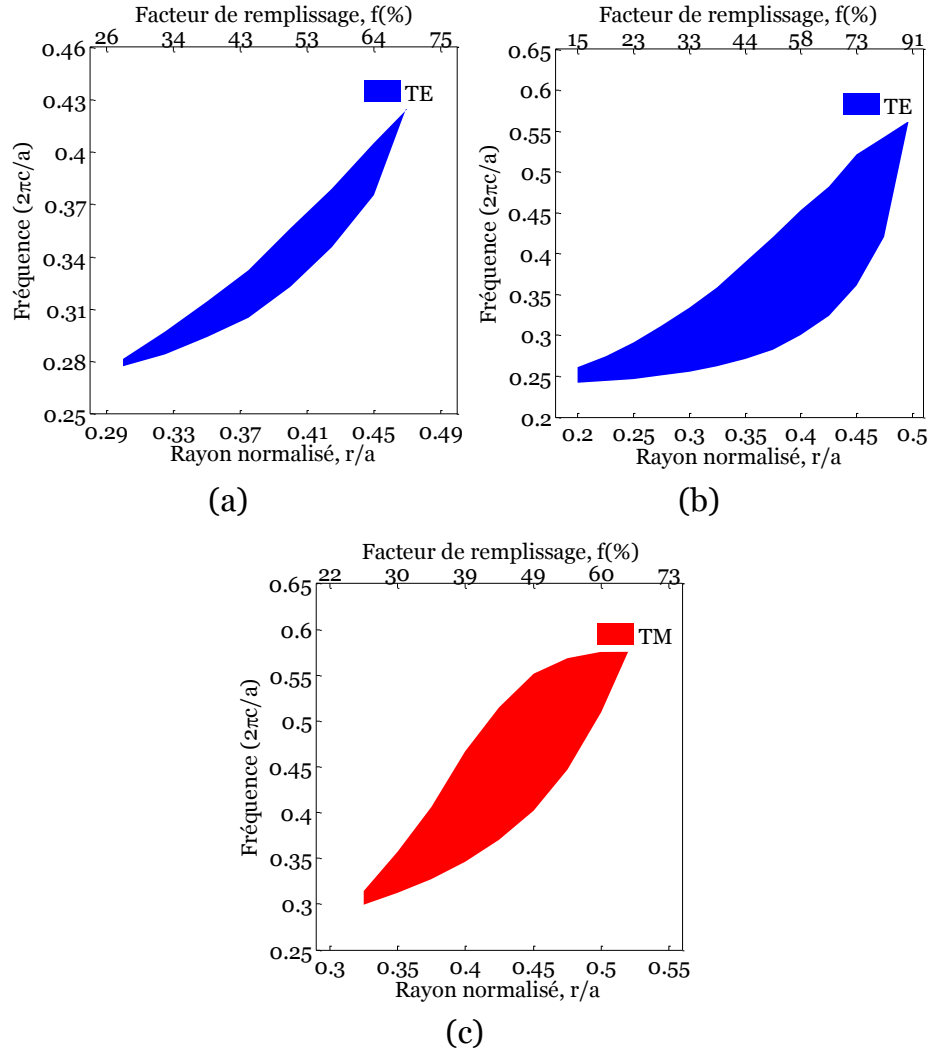


FIGURE 3.4: Cartes montrant l'évolution des bandes interdites (BIP) en fonction du rayon d'inclusion normalisé (r/a) et du facteur de remplissage (f) pour une structure planaire de silicium (Si) en configuration : (a) carrée, (b) hexagonale et (c) en nid d'abeille. Les courbes bleues et rouges représentent les polarisations quasi-TE et quasi-TM respectivement.

L'analyse précise des cartes de bandes interdites, représentées sur les figures 3.3 et 3.4, met en évidence une plage importante des paramètres géométriques (h , r) qui permet l'obtention de bandes suffisamment larges, propices au confinement de la lumière dans une cavité. Cependant, seules les membranes ayant une faible épaisseur et un faible rayon d'inclusion sont exploitables. À titre d'exemple, le couple de $(h/a, r/a) = (0.6, 0.30)$ de la structure hexagonale, autorise l'obtention de bandes interdites plus larges.

Évolution des largeurs des bandes interdites

Dans un deuxième temps, le dimensionnement des structures planaires s'attache à optimiser la largeur des bandes interdites, car l'apparition des modes de défaut et la capacité à les confiner dépendent de la largeur de ces bandes [39], [10], [12]. Celles-ci doivent être plus

larges afin de concevoir des cavités optiques à fort facteur de qualité. De ce fait, les modes de continuum doivent être éloignés pour éviter le couplage entre ceux-ci et celui de cavité. Il est important donc de connaître l'impact des paramètres géométriques des structures planaires sur ces propriétés pour obtenir une bande interdite la plus large possible. Pour cela, nous exprimons la largeur de la bande interdite sous la dénomination $(\Delta\omega)$. Celle-ci correspond à la différence entre la fréquence au bord de bande interdite haute et celle en bord de bande interdite basse pour les résultats des diagrammes de dispersion. Ainsi, nous exprimons la bande interdite relative $(\Delta\omega/\omega_o)$ qui correspond au rapport entre la largeur de bande interdite et la fréquence centrale.

En utilisant la méthode PWE-3D et les mêmes structures que celles utilisées pour le calcul de cartes de bande, nous avons tout d'abord étudié l'effet de l'épaisseur de la membrane normalisée (h/a) sur la largeur de bande interdite $(\Delta\omega)$ et le rapport $(\Delta\omega/\omega_o)$. Les résultats obtenus sont illustrés en figures 3.5.a, 3.5.b et 3.5.c pour les structures carrée, hexagonale et en nid d'abeille. Afin d'avoir la bande interdite la plus large possible pour déterminer les paramètres des structures étudiées (épaisseur de la membrane et période des motifs), nous avons choisi de faire varier le rapport h/a entre 0.2 et 1.5 pour les structures carrée et hexagonale et entre 0.6 et 3.6 pour le réseau en nid d'abeille. Les calculs ont été réalisés en faisant varier le vecteur d'onde k suivant les directions de hautes symétries de la première zone de Brillouin.

Remarquons tout d'abord que la largeur de bande interdite $(\Delta\omega)$ et le rapport $(\Delta\omega/\omega_o)$ restent très sensibles à la valeur de l'épaisseur de la membrane. Quand cette dernière augmente, la largeur de bande interdite et le rapport $(\Delta\omega/\omega_o)$ augmentent. Puis au-delà d'une valeur de h/a optimale, ils diminuent. De ce fait, pour une structure carrée, la largeur de bande interdite et le rapport $(\Delta\omega/\omega_o)$ sont optimaux pour une plage h/a de 0.3 à 0.9. Un résultat différent est obtenu dans le cas de structures hexagonales et en nid d'abeille. Lorsque l'épaisseur de la membrane augmente, la largeur de bande et le rapport $(\Delta\omega/\omega_o)$ augmentent et deviennent maximaux. Puis, au-delà d'une valeur de h/a optimale, la largeur de bande et le rapport $(\Delta\omega/\omega_o)$ diminuent. La largeur maximale de la bande interdite se situe pour les structures hexagonales et en nid d'abeille autour d'une largeur de membrane optimum de $h/a = 0.50$ et de 1.90 (cf. tableau 3.3).

Dans ces figures, nous constatons que, pour un facteur de remplissage fixé, il existe une bande interdite plus large avec une épaisseur normalisée h/a optimale. Ces courbes permettent aussi d'établir que plus l'épaisseur de la membrane est grande, plus la largeur de bande interdite est faible. L'existence d'une épaisseur optimale pour chaque structure s'explique de la façon suivante : si la membrane est trop épaisse, des modes d'ordre supérieur de faible énergie sont créés. Ceux-ci se situent seulement au-dessus du mode d'ordre inférieur ce qui empêche l'ouverture des bandes interdites. Alors que, si la membrane est trop mince,

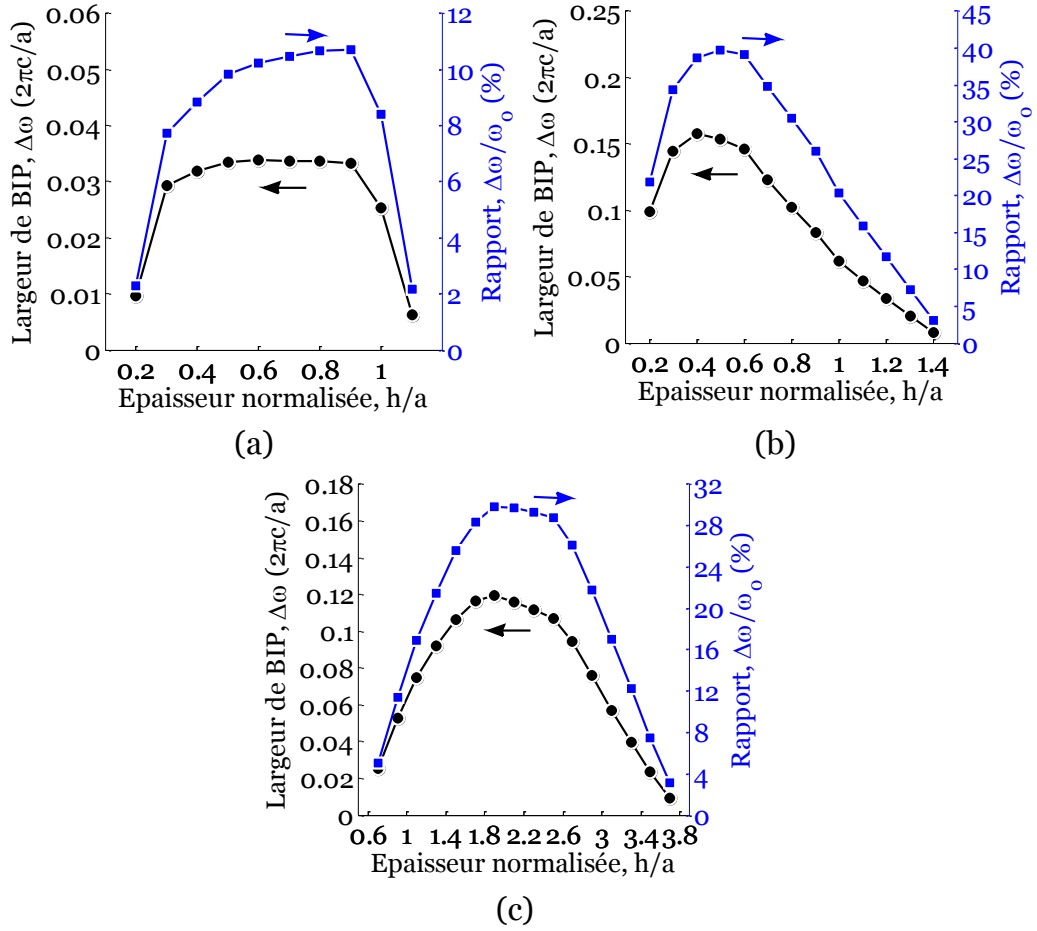


FIGURE 3.5: Évolution des largeurs des bandes interdites photoniques ($\Delta\omega$) et de rapport ($\Delta\omega/\omega_0$) en fonction de l'épaisseur de la membrane normalisée (h/a) pour une structure planaire de silicium (Si) en configuration : (a) carrée, (b) hexagonale et (c) en nid d'abeille. Le rayon d'inclusion normalisé r/a est 0.40.

une perturbation faible est produite par la membrane sur la constante diélectrique du milieu qui l'entoure. Les modes guidés existent toujours, mais ils atteignent presque le cône de la lumière et sont seulement faiblement guidés. Par conséquent, la bande interdite sera étroite [30].

Nous cherchons à présent à étudier l'évolution de la largeur de bande interdite ($\Delta\omega$) et le rapport ($\Delta\omega/\omega_0$) en fonction du rayon des trous normalisé r/a et du facteur de remplissage f . Nous étudierons donc un rayon pour lequel les bandes interdites s'élargissent. Cette situation correspondant à un facteur de remplissage optimal pour la réalisation de microcavités à cristaux photoniques. Les figures 3.6.a, 3.6.b et 3.6.c illustrent les résultats obtenus pour une structure carrée, hexagonale et en nid d'abeille.

La variation des paramètres ($\Delta\omega$) et ($\Delta\omega/\omega_0$) a été tracée en fonction de deux paramètres (le rayon des trous normalisé et le facteur de remplissage). Le rapport (r/a) varie

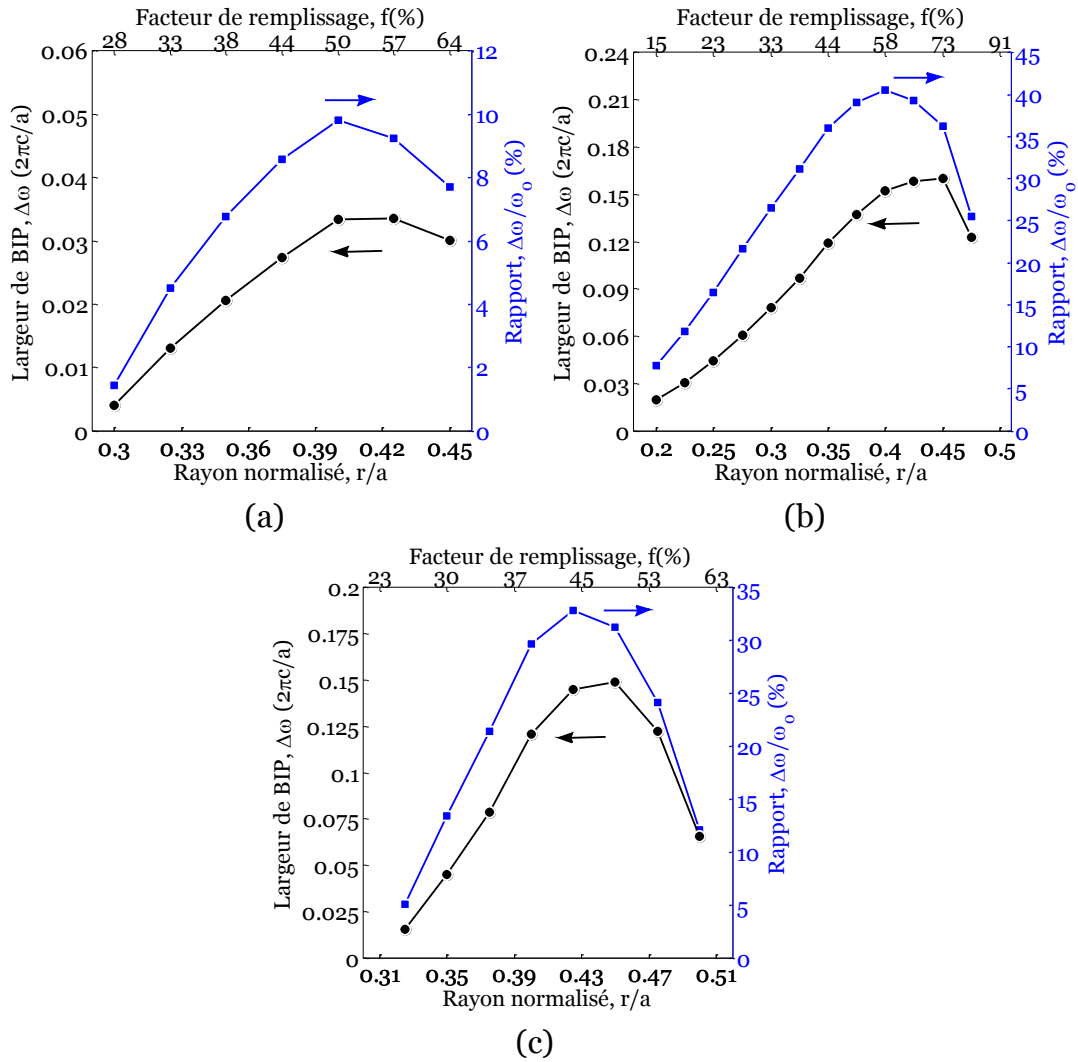


FIGURE 3.6: Évolution des largeurs des bandes interdites photoniques ($\Delta\omega$) et de rapport ($\Delta\omega/\omega_0$) en fonction de rayon d'inclusion normalisé r/a pour une structure planaire de silicium (Si) en configuration : (a) carrée, (b) hexagonale et (c) en nid d'abeille.

de 0.2 à 0.5 afin de déterminer toutes les bandes interdites possibles. On observe que l'influence du rayon des trous est importante. En effet, nous remarquons que la largeur de bande interdite et le paramètre ($\Delta\omega/\omega_0$) croissent quand le rayon des inclusions r/a et le facteur de remplissage f augmentent. Au-delà d'une valeur optimale de r/a , ils diminuent. Pour une structure planaire en configuration hexagonale ou en nid-d'abeilles, ces paramètres (largeur de bande ($\Delta\omega$) et le rapport ($\Delta\omega/\omega_0$)) demeurent élevés par rapport à une structure planaire en configuration carrée. Nous pouvons identifier les largeurs de bande interdite maximale sur la figure 3.5 pour les trois structures. Le tableau 3.3 regroupe les paramètres géométriques optimaux (h/a , r/a), autour desquels l'obtention de largeur maximale de la bande interdite est possible dans une structure planaire de silicium (Si) en configuration carrée, hexagonale et en nid d'abeille.

| | Réseau carré | Réseau hexagonal | Réseau en nid d'abeille |
|---|--------------|------------------|-------------------------|
| $\frac{h}{a}$ | 0.90 | 0.50 | 1.90 |
| $\Delta\omega_{max}(\frac{2\pi c}{a})$ | 0.033 | 0.154 | 0.120 |
| $\frac{\Delta\omega_{max}}{\omega_o}(\%)$ | 10.70 | 39.80 | 29.80 |
| $\frac{r}{a}$ | 0.40 | 0.40 | 0.42 |
| $\Delta\omega_{max}(\frac{2\pi c}{a})$ | 0.033 | 0.152 | 0.145 |
| $\frac{\Delta\omega_{max}}{\omega_o}(\%)$ | 9.82 | 40.50 | 32.80 |

TABLE 3.3: Paramètres normalisés (épaisseur et rayon) permettant d'obtenir des larges bandes interdites pour une structure planaire de silicium (Si) en configuration carrée, hexagonale, et en nid d'abeille.

Cependant, lorsque le rapport r/a est trop grand ($r/a > 0.40$) ou trop petit ($r/a < 0.30$), la largeur de la bande interdite est faible. Pour obtenir une large bande interdite, le rapport r/a doit donc être inclus dans l'intervalle $[0.30 \ 0.40]$. Ce phénomène peut s'expliquer par le fait que, plus le rayon des inclusions augmente, plus la surface de l'air proportionnelle au carré du rayon fait baisser la permittivité moyenne de la structure [2]. De ce fait, les fréquences propres sont plus élevées. Ce résultat est confirmé aussi par ceux obtenus pour la structure formée de tiges dans l'air (et non plus de trous d'air dans le silicium) [2]. Dans cette structure, lorsque le rayon des tiges augmente, la constante diélectrique moyenne croit, ce qui se traduit par l'obtention de fréquences de bandes interdites plus basses. En effet, pour les structures planaires étudiées, lorsque le rayon d'inclusion augmente la vitesse moyenne dans le matériau diminue, ce qui entraîne une réduction de la fréquence des modes fondamentaux. Pour résoudre ce problème et dans le but d'accroître le guidage de la lumière, le rayon des trous et donc le facteur de remplissage doivent être minimisés. Nous constatons que la structure hexagonale présente des fréquences de bandes interdites plus hautes que les autres structures. En effet, le facteur de remplissage de ce réseau présente des valeurs plus élevées. Cela implique une permittivité moyenne plus petite par rapport aux structures carrées et en nid-d'abeilles. Par conséquent, le calcul du diagramme de dispersion présente des bandes interdites plus larges.

3.3.2 Dimensionnement des structures planaires sur nitrure de silicium

Cartes des bandes interdites

Nous utiliserons dans cette section, la même méthodologie que dans la partie précédente, mais avec un autre ensemble de matériaux (nitrure de silicium). Les évolutions des cartes des bandes interdites qui donnent les énergies des bords de bandes en fonction de l'épaisseur

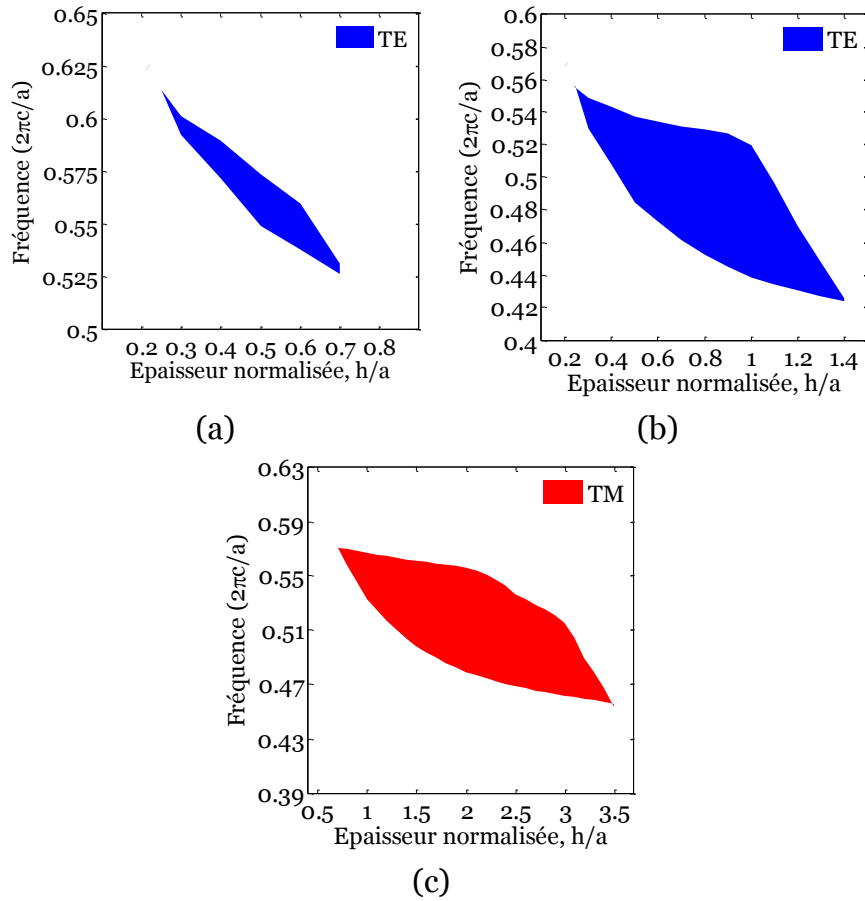


FIGURE 3.7: Cartes montrant l'évolution des bandes interdites photoniques en fonction de l'épaisseur de la membrane normalisée h/a pour une structure planaire de nitrure de silicium (SiN) en configuration : (a) carrée, (b) hexagonale et (c) en nid d'abeille. Les courbes vertes et rouges représentent respectivement les polarisations quasi-TE et quasi-TM.

de la membrane normalisée h/a sont rapportées dans la figure 3.7. pour les trois types de réseaux. Les couleurs bleu et rouge représentent respectivement les cartes des bandes interdites pour les polarisations quasi-TE et quasi-TM. Ces cartes de bandes interdites sont tracées pour les mêmes épaisseurs de membrane que celles en silicium, étudiées dans la partie 4.5. Remarquons tout d'abord que les formes des cartes de bandes interdites des structures planaires sur SiN présentent des tendances qualitativement assez comparables à celles trouvées pour le silicium. Plus l'épaisseur de la membrane augmente, plus les bords des bandes interdites sont décalés vers les basses fréquences. Cependant, ces cartes de bandes comportent des limites supérieures et inférieures pour les hautes fréquences. Les bandes interdites ont donc des fréquences centrales plus élevées que dans le cas du silicium. La structure hexagonale présente la particularité d'une bande interdite large pour les grandes valeurs de l'épaisseur de la membrane ($h/a \sim 1.0$). Celle-ci montre une tendance inverse au silicium en s'affinant à mesure que l'épaisseur de la membrane augmente. En effet, comme pour le silicium, les structures planaires en configurations hexagonales ou en

nid d'abeille sont les plus adaptées puisque leurs bandes interdites sont plus larges.

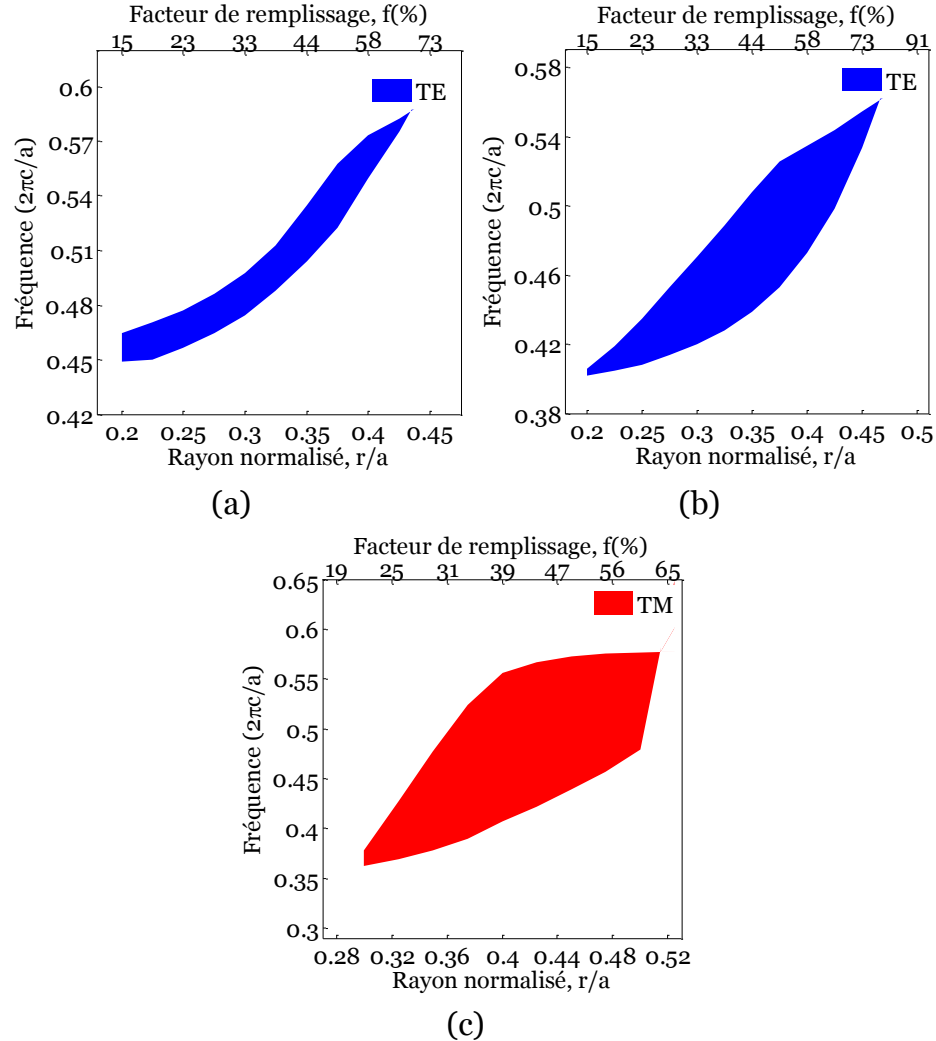


FIGURE 3.8: Cartes montrant l'évolution des bandes interdites photoniques en fonction du rayon d'inclusion normalisé r/a pour une structure planaire de nitrure de silicium (SiN) en configuration : (a) carrée, (b) hexagonale et (c) en nid d'abeille. Les courbes bleues et rouges représentent les polarisations quasi-TE et quasi-TM respectivement.

Concernant l'évolution des cartes des bandes interdites en fonction du rayon des inclusions normalisé r/a et le facteur de remplissage f , nous remarquons que la forme des cartes de bande interdite pour une structure planaire en nitrure de silicium (SiN) présente une tendance comparable (même carte) à celle obtenue pour une structure planaire en silicium. Ce résultat vaut quelle que soit la valeur du facteur de remplissage et pour les trois types des structures (cf. figure 3.8). Notons également que les trois types de structures présentent des bandes interdites larges pour de grandes valeurs des rayons des inclusions, et donc pour des grands facteurs de remplissage. Par ailleurs, pour la structure carrée, les limites de bandes interdites ont des fréquences hautes. Par conséquent, les fréquences centrales de cette structure sont très hautes par rapport à celles obtenues pour une structure

planaire de silicium en configuration carrée. À ce titre, les énergies des bords de bandes se décalent vers les hautes énergies lorsque le facteur de remplissage augmente.

Évolution des largeurs des bandes interdites

Nous présentons ici nos investigations portant sur l'évolution des largeurs des bandes interdites d'une structure planaire de type membrane de nitrure de silicium (SiN). L'étude prend en compte la variation de la largeur de bande interdite ($\Delta\omega$) et le rapport ($\Delta\omega/\omega_o$) en fonction de l'épaisseur de membrane normalisée h/a pour les trois structures considérées précédemment. Les figures 3.9.a, 3.9.b et 3.9.c illustrent la variation de la largeur de la bande interdite et le rapport ($\Delta\omega/\omega_o$) en fonction de l'épaisseur de membrane normalisée h/a pour les trois structures. Pour la recherche de larges bandes interdites, l'espace des paramètres géométriques considéré sera le même que celui utilisé pour le silicium.

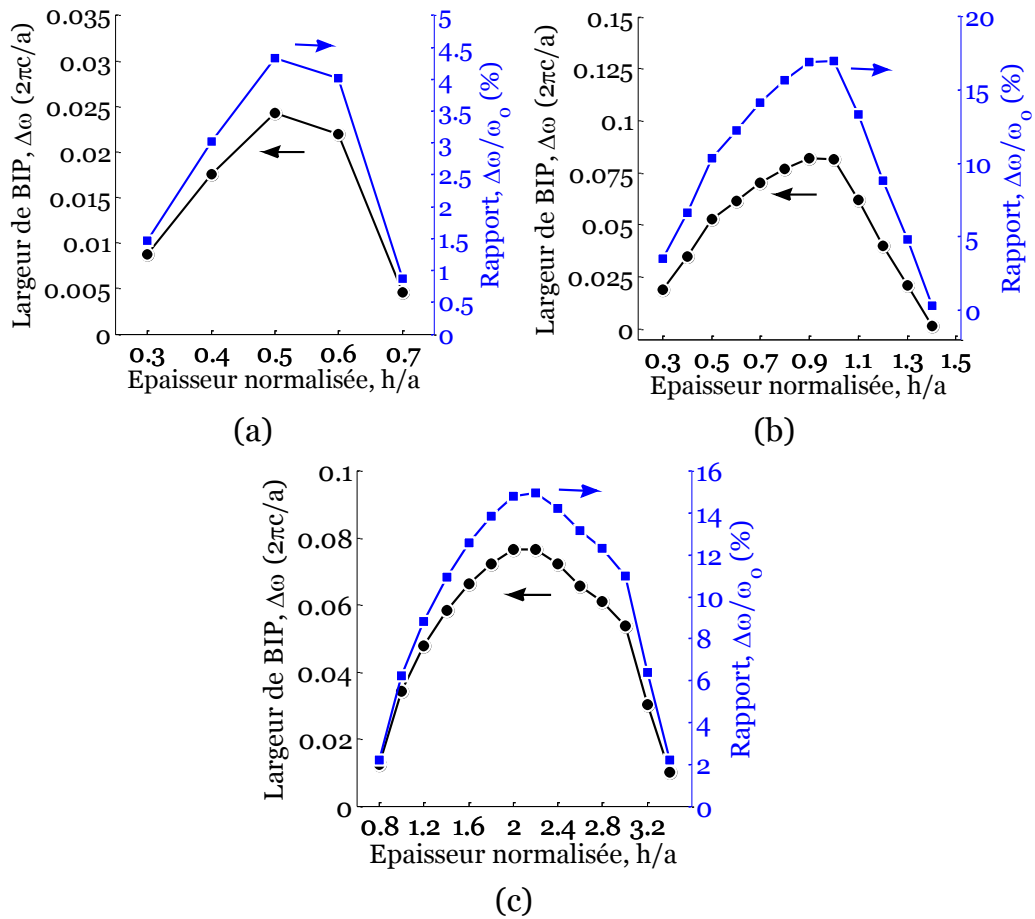


FIGURE 3.9: Évolution des largeurs des bandes interdites photoniques ($\Delta\omega$) et le rapport ($\Delta\omega/\omega_o$) en fonction de l'épaisseur de la membrane normalisée h/a pour une structure planaire de nitrure de silicium (SiN) en configuration : (a) carrée, (b) hexagonale et (c) en nid d'abeille.

En effet, un résultat similaire est obtenu pour les trois types de structures. À savoir, les largeurs des bandes interdites ont une tendance à s'élargir à mesure que l'épaisseur

de la membrane augmente. La largeur de bande et le paramètre $(\Delta\omega/\omega_o)$ s'amplifient en fonction de l'épaisseur de la membrane, puis au-delà d'une valeur h/a optimale, ils diminuent. De ce fait, la largeur de bande et le rapport $(\Delta\omega/\omega_o)$ deviennent maximaux pour des épaisseurs optimales de la membrane. Les paramètres géométriques des trois structures étudiées sont regroupés dans le tableau 3.4. Notons que ces valeurs optimales sont fortement diminuées par rapport aux structures en silicium étudiées dans la section précédente. Cela peut s'expliquer par le fait que le contraste d'indice est plus fort pour le silicium.

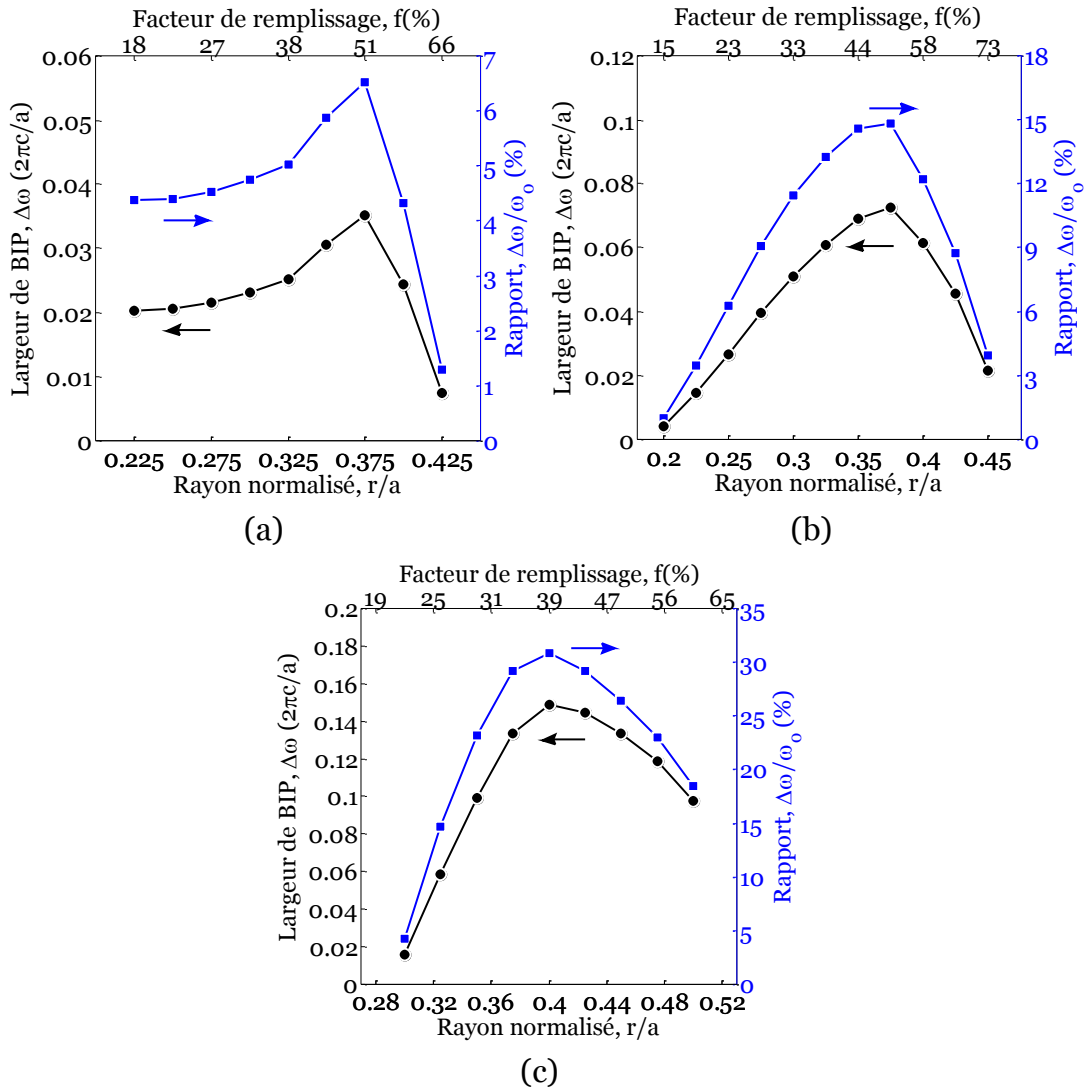


FIGURE 3.10: Évolution des largeurs des bandes interdites photoniques ($\Delta\omega$) et le rapport $(\Delta\omega/\omega_o)$ en fonction du rayon d'inclusion normalisé r/a pour une structure planaire de nitrure de silicium (SiN) en configuration : (a) carrée, (b) hexagonale et (c) en nid d'abeille.

L'évolution des largeurs de bandes interdites et le rapport $(\Delta\omega/\omega_o)$ en fonction du rayon des inclusions r/a restent quasiment identiques à celle du silicium pour les différentes structures. En effet, comme dans le cas des structures planaires en silicium, quand le facteur

| | Réseau carré | Réseau hexagonal | Réseau en nid d'abeille |
|---|--------------|------------------|-------------------------|
| $\frac{h}{a}$ | 0.50 | 0.90 | 2.20 |
| $\Delta\omega_{max}(\frac{2\pi c}{a})$ | 0.024 | 0.082 | 0.077 |
| $\frac{\Delta\omega_{max}}{\omega_o}(\%)$ | 4.33 | 17 | 15 |
| $\frac{r}{a}$ | 0.37 | 0.37 | 0.40 |
| $\Delta\omega_{max}(\frac{2\pi c}{a})$ | 0.035 | 0.073 | 0.149 |
| $\frac{\Delta\omega_{max}}{\omega_o}(\%)$ | 6.52 | 14.80 | 30.90 |

TABLE 3.4: Paramètres normalisés (épaisseur et rayon) permettant d'obtenir des larges bandes interdites pour une structure planaire de nitrure de silicium (SiN) en configuration carrée, hexagonale et en nid d'abeille.

de remplissage augmente, la largeur de bande interdite et le paramètre ($\Delta\omega/\omega_o$) croissent puis au-delà d'une valeur optimale de r/a , vont diminuer. Ainsi, une large bande interdite est obtenue pour un grand rayon d'inclusion (cf. figure 3.10). Cependant, pour un grand ou petit rayon d'inclusion, la largeur de la bande interdite est faible.

Il faut noter que les valeurs optimales des largeurs des bandes interdites et le rapport ($\Delta\omega/\omega_o$) sont fortement diminués pour une structure planaire de nitrure de silicium (SiN) en configuration hexagonale. De même, les valeurs optimales de largeur des bandes et le rapport ($\Delta\omega/\omega_o$) restent comparables, quel que soit le rayon des inclusions pour les structures carrées et en nid d'abeille. En résumé, les valeurs des paramètres présentées dans le tableau 3.4, ont été retenues pour réaliser les cavités fendues à cristaux photoniques planaires en nitrure de silicium. Notons que les structures planaires en nitrure de silicium présentent également pour la plupart des valeurs optimales (h/a , r/a) et une bande interdite large pour les trois types de réseaux.

3.3.3 Comparaison des filières Si et SiN

La fabrication des dispositifs impose des contraintes sur le choix des dimensions des cristaux photoniques planaires. L'objectif principal de l'étude des structures planaires à bande interdite dans le silicium et le nitrure de silicium vise le dimensionnement des cristaux photoniques planaires. Le but reste l'obtention de bandes interdites photoniques les plus larges possible en vue de la réalisation de cavités à cristaux photoniques à facteurs de qualité élevés.

Dans les deux sections précédentes, les études présentées ont été consacrées à deux familles de structures planaires : les structures silicium et les structures nitrure de silicium.

On note quelques points communs et quelques différences entre ces deux matériaux. Les cartes des bandes interdites et leurs largeurs normalisées présentent des évolutions qualitativement similaires en fonction de l'épaisseur de la membrane, du rayon d'inclusion et des types de réseau. Par exemple, pour les deux matériaux, les réseaux hexagonaux et en nid d'abeille sont les plus adaptés pour l'obtention de larges bandes interdites. Notons que les bandes interdites obtenues pour le réseau carré sont plus étroites. De même, on peut déduire que :

- Les fréquences centrales des bandes interdites augmentent en fonction des paramètres géométriques des structures planaires (épaisseur et rayon).
- Les fréquences centrales des réseaux hexagonaux et en nid d'abeille sont plus importantes que celles obtenues pour un réseau carré.

Enfin, l'impact des matériaux sur la largeur des bandes interdites fait que pour une épaisseur de membrane optimale, les largeurs des bandes interdites sont fortement faibles dans le cas de nitrure de silicium pour les trois types de réseaux. Cependant, pour un rayon optimal des inclusions, les largeurs des bandes sont similaires pour les structures planaires de silicium et de nitrure de silicium en configuration carrée et en nid-d'abeilles. Elles sont largement plus basses dans le cas d'une structure planaire de nitrure de silicium en configuration hexagonale. Les bandes interdites des réseaux hexagonaux et en nid-d'abeilles sont les plus élevées pour les deux matériaux. Notons le cas particulier des cristaux photoniques en nid-d'abeilles ; quel que soit le matériau, les diagrammes de dispersion présentent une bande interdite quasi-TM prédominante. En revanche, les diagrammes de dispersion des réseaux carrés et hexagonaux présentent principalement des bandes interdites quasi-TE.

Par contre, de grandes différences apparaissent pour les cristaux photoniques planaires. La largeur des bandes interdites diminue fortement pour le nitrure de silicium. Les bandes interdites sont plus larges pour le silicium et leurs fréquences centrales plus élevées. Avec des paramètres géométriques et des réseaux identiques, la seule différence réside dans les propriétés optiques. L'indice de réfraction du silicium est plus élevé que celui du nitrure de silicium. Dans ces conditions, la vitesse de propagation de l'onde électromagnétique dans le nitrure de silicium est moins élevée. Les fréquences propres seront de ce fait plus petites. Un indice de réfraction plus faible influe donc sur la largeur des bandes et leur fréquence centrale. Cependant, le nitrure de silicium ayant des fréquences plus basses, la largeur des bandes interdites est plus faible comparativement au silicium. Par conséquent le silicium reste le plus adapté pour un bon confinement de la lumière dans une membrane. Pour conclure, on résume l'ensemble des observations :

- La nature des réseaux conditionne l'allure générale des cartes de bandes interdites.
- L'allure des cartes est peu sensible à la nature du matériau.
- L'évolution des largeurs des bandes interdites selon les paramètres géométriques (épaisseur et rayon) est similaire pour les deux matériaux.

- Le silicium présente des bandes interdites photoniques à plus haute fréquence.
- Le silicium présente des bandes interdites plus larges. Pour le nitrure de silicium, seuls les réseaux hexagonaux et en nid-d’abeilles présentent des bandes interdites appréciables. Il en ressort que le confinement de la lumière dans le nitrure de silicium reste possible.

3.4 Structures planaires à faible contraste d’indice vertical

3.4.1 Description des structures proposées

Comme nous l’avons vu dans le chapitre 1, deux stratégies ont été largement utilisées pour le confinement vertical de la lumière dans les cristaux photoniques planaires. En effet, ce type de confinement est à la base de l’optique guidée traditionnelle. Le guide planaire élémentaire est formé d’une couche de haut indice, prise en sandwich entre des couches d’indice plus faible. Cependant, dans le cas de cristaux photoniques planaires à faible contraste d’indice vertical, le calcul des diagrammes de dispersion reste toujours délicat lorsqu’il s’agit de déterminer les bandes interdites situées au-dessus du cône de lumière. Cela nécessite de concevoir de nouvelles structures planaires à faible contraste d’indice vertical et capable de réaliser de larges bandes interdites. La figure 3.11 illustre les différentes structures qui peuvent être exploitées. Elle représente schématiquement les structures pour le guidage vertical par contraste d’indice. Chacun de ces types de structures permet la création de dispositifs tels que le guide d’onde ou la cavité résonante. Ces architectures sont formées d’un cristal photonique membranaire d’indice de réfraction élevé entouré de deux gaines de faible indice de réfraction. Elles sont nommées respectivement structure A, B, C et D. La structure générique de cristal photonique planaire qui s’impose est donc celle du réseau hexagonal de trous d’air gravé dans un guide planaire multicouche.

Dans les structures A, B et C : la membrane est entourée de deux gaines symétriques de même indice de réfraction. Dans les *structures A et B*, les gaines sont dites solides. À savoir, elles sont constituées d’un matériau uniforme de faible indice de réfraction, alors que dans la structure C, les gaines sont dites périodiques. Nous supposons que les gaines sont faites avec un même matériau pour obtenir un miroir symétrique par rapport au plan $z = 0$. Dans la structure A, les trous d’air du cristal photonique restent occupés par l’air. Dans la structure B, ils sont occupés par le même matériau que celui des gaines. La *structure C* consiste en une hétérostructure, dans ce cas l’indice effectif des gaines est réduit par rapport à celui des structures A et B. Dans cette architecture, les trous d’air s’étalent sur les gaines et la membrane. Par conséquent, le contraste de l’indice de réfraction entre la membrane et les gaines est élevé et le profil de champ électrique se confine dans la membrane. La *structure D*, est une structure asymétrique : les gaines supérieure et inférieure ont des

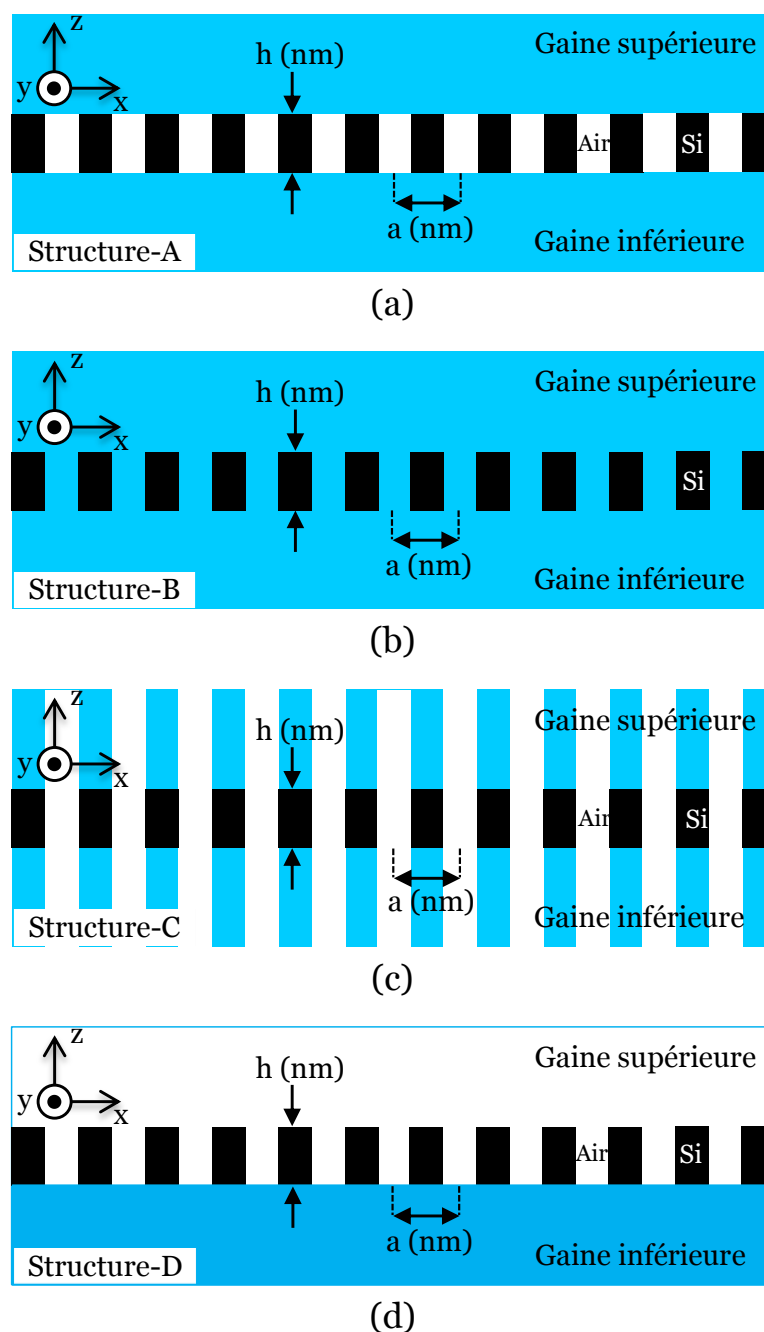


FIGURE 3.11: Représentation schématique des quatre structures proposées pour le confinement vertical de la lumière dans la couche guidante (membrane) et les couches de confinement (gaines).

indices de réfraction différents. Généralement, la gaine inférieure consiste en une couche de dioxyde de silicium (SiO_2), tandis que dans la plupart des cas l'air forme la gaine supérieure. En effet, l'asymétrie du profil de mode dans cette structure peut mener à des pertes supplémentaires. Par ailleurs, en raison des limitations associées aux processus de fabrication, cette structure consiste généralement en une gaine supérieure très mince. Les

structures proposées (structure A, B, C et D) sont peuvent être intégrées facilement sur une puce photonique. L'étude de leur diagramme de dispersion permet de bien comprendre la variation de la largeur de bande interdite par rapport à la membrane suspendue dans l'air.

3.4.2 Diagramme de dispersion en polarisation quasi-TE et quasi-TM

Dans cette section, nous nous sommes concentrés sur les diagrammes de dispersion des structures planaires proposées (structures A, B, C et D). Ces diagrammes présentent d'importantes potentialités dans la conception des cavités dédiées à l'optique intégrée et non linéaire. Nous déterminerons les conditions d'apparition de bande interdite dans le cas d'une couche guidante de silicium et des gaines constituées d'un matériau polymère PS (polystyrène).

Comme mentionné dans la section précédente, dans notre étude, la membrane est monomode ($h/a = 0.50$) et comporte des trous d'air arrangés dans une maille triangulaire. Sur la figure 3.12, nous reportons les diagrammes de dispersion obtenus pour les deux modes de polarisation (quasi-TE et quasi-TM). Le cône de lumière est représenté par la ligne séparant la région des modes guidés dans la couche guidante et la région des modes rayonnés. Le calcul a été effectué en utilisant la méthode des ondes planes tridimensionnelle (PWE-3D) avec l'approche super-cellule pour prendre en considération l'effet des gaines. Comme nous le constatons sur cette figure, les résultats sont très différents de ceux obtenus pour une membrane silicium suspendue dans l'air. La position relative en fréquence des courbes de dispersion varie d'une structure à l'autre. En effet, dans les structures proposées, l'indice effectif des gaines est inférieur à celui de la couche guidante. Par conséquent, le guidage vertical par contraste d'indice est capable de produire des bandes guidées et donc des bandes interdites photoniques. La localisation de modes guidés dans la couche guidante signifie que les gaines doivent être suffisamment épaisses (dans ce cas, une gaine avec une épaisseur de plusieurs longueurs d'onde est suffisante pour que l'amplitude de mode guidé soit négligeable dans les gaines).

Les densités des états de cône de lumière sont celles d'une membrane diélectrique suspendue dans l'air, dont les fréquences sont réduites par un facteur de l'indice de réfraction des gaines ($\omega/c = k/n_{\text{gaine}}$). Ainsi, l'indice de réfraction des gaines a également pour effet de déplacer les courbes de dispersion vers le rouge (basses fréquences), en leur permettant de demeurer sous le cône de lumière. Cependant, les modes guidés sont moins localisés. Exemple au point K , l'énergie de la première bande la plus basse est de 89 % pour la structure (A) contre 96 % pour une membrane suspendue dans l'air. Comme le montre la figure 3.12.c, dans le cas où les trous d'air s'étalent dans les gaines (structure C), une large bande interdite est également obtenue. Cette structure facilite la fabrication (la membrane

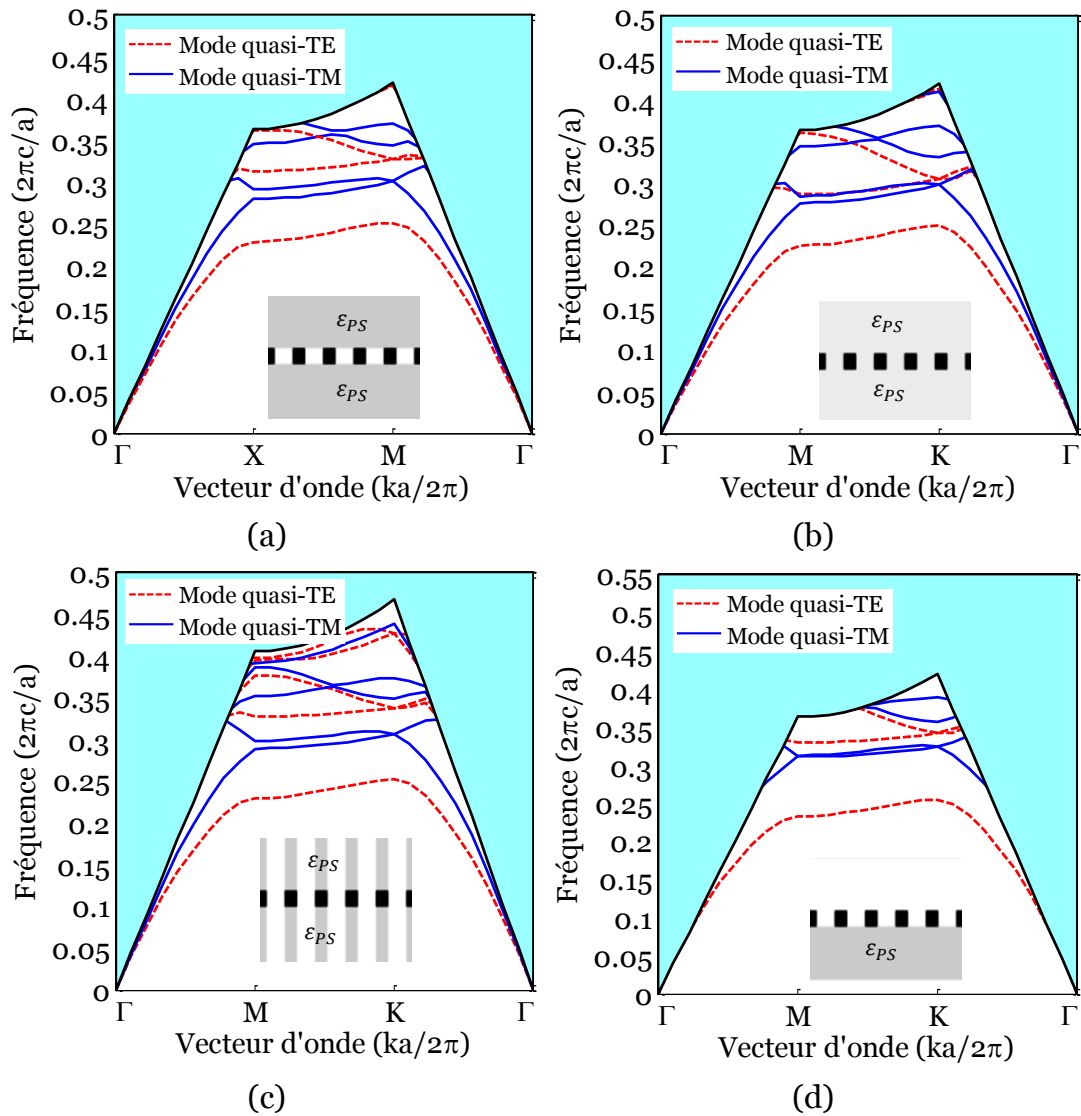


FIGURE 3.12: Diagramme de dispersion de polarisation quasi-TE (ligne rouge pointillée) et quasi-TM (ligne bleue pointillée) d'un cristal photonique planaire à faible contraste d'indice vertical : (a) structure-A, (b) structure-B, (c) structure-C et (d) structure-D.

et les gaines peuvent être gravées en même temps), et le confinement des états de cavité résonante (puisque les états localisés couplent moins fortement avec un faible contraste d'indice vertical). Cependant, le cône de lumière de la structure D se compose de tous les états qui existent dans la structure A et B.

Comme indiqué dans le diagramme de dispersion de la figure 3.12.d, la conséquence la plus importante de rupture de symétrie par rapport au plan $z = 0$ est que les bandes les plus hautes sont plus décalées vers les hautes fréquences.

3.4.3 Étude de l'influence de l'indice de réfraction des gaines

Dans la plupart des applications photoniques, les CPs planaires revêtent la forme d'une membrane suspendue dans l'air. Cependant, il est également intéressant d'explorer les propriétés de ces structures planaires. Notamment, lorsque les gaines et les rayons des inclusions du cristal photonique sont remplacés par un matériau diélectrique dont l'indice de réfraction est plus grand que 1. Par conséquent, le fonctionnement des CPs planaires avec différents indices de réfraction de gaines sera exploré.

Par exemple, au chapitre 4, les nanocavités à cristaux photoniques planaires peuvent être remblayées par un matériau électro-optique ou non linéaire (nanocavités à cristaux photoniques hybrides). De même, sa fréquence de résonance peut-être modifiée par l'application d'une puissance optique élevée. Ainsi, les cavités à CPs planaires peuvent être utilisées comme des capteurs chimiques.

Comme nous l'avons énoncé dans la section précédente, lorsque différentes gaines sont employées, les fréquences de ligne de lumière sont décalées vers les basses fréquences. De même, des modes guidés sont localisés sous le cône de lumière et ainsi une bande interdite est obtenue pour chaque type de structure. L'investigation du phénomène de l'ouverture de bandes interdites et les propriétés exceptionnelles de dispersion en bord de la bande interdite de chaque structure (ses bords en fréquences) permettent d'obtenir plus d'information sur la sensibilité de décalage en fréquence. Pour aborder notre étude, nous étudierons le cas simple des gaines dont l'indice de réfraction varie entre l'air ($n_{gaine} = 1.00$) et le polymère ($n_{gaine} = 1.59$).

La figure ?? montre l'évolution des fréquences inférieure et supérieure des bords de bande interdite pour les quatre structures proposées. Pour ces dernières, les modes guidés sont suffisamment localisés à l'intérieur du cône de lumière de sorte que l'indice de réfraction des gaines est élevé. Nous pouvons observer que, plus l'indice de réfraction des gaines augmente plus les fréquences de bord de bande interdite se déplacent vers le rouge (basses fréquences). Les fréquences de bandes d'air localisant leur énergie dans les trous d'air sont plus sensibles au changement de l'indice de réfraction des gaines. Elles sont plus décalées par rapport aux fréquences de bande des bandes diélectriques qui possèdent des énergies localisées dans le matériau de fort indice de réfraction. Par ailleurs, nous notons sur ces courbes que la valeur des fréquences est maximale en bord de bande interdite pour une structure asymétrique (structure D). Par ailleurs, cette valeur augmente quand l'indice de réfraction des gaines est $n_{gaine} = 1.50$. La conséquence la plus importante de rupture de symétrie est que les modes guidés ne sont plus localisés dans le cône de lumière et donc il n'y a plus de bande interdite. Par conséquent, les bandes interdites de CP planaire sont perdues [30]. Pour la structure B, les fréquences de bords de bandes interdites sont plus

décalées vers les basses fréquences que dans les autres structures. Cette architecture structurale est plus sensible aux changements de l'indice de réfraction de l'environnement. Sa sensibilité est plus élevée que celles des autres. Ce phénomène montre que grâce au contrôle des décalages de fréquences de cette structure, nous pouvons détecter de très petits changements d'indice de réfraction. Dans le chapitre 4, nous explorerons cette propriété pour la conception d'une cavité optique à grand facteur de qualité et de grande sensibilité. Alors que, les fréquences des bords de bande interdite des structures A et C se situent entre ceux des structures B et D.

Les différentes structures proposées s'inscrivent dans le développement de l'optique intégrée planaire. En effet, leurs techniques de fabrication sont plus simples et utilisent des technologies déjà existantes dans le domaine des semi-conducteurs. Dans la pratique, l'étude de bandes interdites de ces structures planaires nous renseigne sur l'efficacité de confinement de lumière. De ce fait, elles offrent un grand potentiel d'application, tel que la réalisation d'une cavité optique de grand facteur de qualité et de petit volume modal. L'évolution de la largeur des bandes interdites ($\Delta\omega$) et le rapport ($\Delta\omega/\omega_o$) obtenu sur les quatre structures proposées sont représentés sur la figure ???. Nous pouvons remarquer que la largeur de bande interdite et le rapport ($\Delta\omega/\omega_o$) diminuent lorsque l'indice de réfraction des gaines augmente. Nous en concluons donc que la bande interdite se fermera lorsque $n_{gaine} = 1.60$ pour les structures A et B. La raison est similaire à la diminution de largeur de la bande interdite quand les rayons des trous d'inclusion du cristal photonique sont plus petits. Par ailleurs, en comparant les résultats obtenus pour de grandes valeurs d'indice de réfraction des gaines ($n_{gaine} > 1.00$), nous avons observé que les largeurs des bandes interdites étaient dépendantes du type de structure proposé. Pour de grandes valeurs d'indice de réfraction des gaines, ces structures planaires se comportent comme des *structures hybrides*. En effet, la largeur de bande interdite de la structure B est plus faible. Cependant, dans le cas de gaines périodiques (structure C), la largeur de bande interdite est élevée. Comme nous l'avons mentionné précédemment, l'indice effectif des gaines est plus faible que celui de la couche guidante.

3.5 Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons déterminé et étudié les diagrammes de dispersion des structures planaires dans le silicium et le nitrure de silicium. En particulier, nous avons présenté trois différents types de réseaux de trous d'air gravés dans une couche diélectrique suspendue (structure carrée, hexagonale et en nid-d'abeilles). La connaissance des propriétés de la bande interdite formée dans ces structures constitue un socle théorique pour le confinement optimal de la lumière. À savoir, la réalisation de cavités à cristal photonique planaire à grand facteur de qualité et de petit volume modal. Nous avons tout d'abord exposé la

carte des bandes interdites et les largeurs de bande interdite pour le silicium et le nitrure de silicium pour les trois types des structures planaires. Elles ont été établies en fonction du type de réseau et des paramètres géométriques des structures. C'est-à-dire, le rayon d'inclusion et l'épaisseur de la membrane. Afin de trouver un compromis entre les trois types de réseaux, des choix judicieux doivent être effectués, lors de la modélisation des cristaux photoniques planaires, en vue d'optimiser la largeur des bandes interdites. Cette étude a permis de déterminer les différents paramètres géométriques des structures étudiées. Les structures hexagonales et en nid-d'abeilles sont recommandées pour les deux types de matériaux. En effet, elles permettent d'obtenir de larges bandes interdites. La recherche d'un compromis entre la largeur de la bande interdite et les paramètres géométriques des structures s'est avérée essentielle. Un grand rayon des inclusions (donc un fort facteur de remplissage) équivaut à une très forte densité de trous ($r/a = 0.50$) proche de la limite technologique pour la réalisation d'une structure photonique. Ce phénomène demeure un obstacle à la réalisation de composants à base de cristaux photoniques planaires. Cependant, l'utilisation de membranes fines dans le cas de la structure hexagonale et de membranes épaisses pour la structure en nid-d'abeilles peut s'avérer opportune du fait des dimensions requises lors de la réalisation de structures planaires à cristaux photoniques dans le silicium et le nitrure de silicium.

La méthode des ondes planes tridimensionnelles PWE-3D utilisée nous a permis de tracer les courbes de dispersion de cristaux photoniques planaires entourés de gaines de faible indice de réfraction. Les études effectuées, prenant en compte la variation des courbes de dispersion en fonction de l'indice de réfraction des gaines, mettent en évidence la variation des largeurs des bandes interdites situées sous le cône de lumière. Cette étude comparative sur les bandes interdites des différentes structures guidantes a montré des points essentiels.

Une large bande interdite s'ouvre dans une structure entourée de gaines périodiques. Un cristal photonique planaire, remblayé complètement par un matériau de faible indice de réfraction, est recommandé pour les capteurs optiques. En effet, ses bords de bandes sont très sensibles aux variations de l'indice de réfraction de l'environnement et une faible bande interdite s'ouvre pour cette structure. Les courbes de dispersion obtenues pour une structure planaire asymétrique ont déterminé la variation de la largeur de la bande interdite quand l'indice de réfraction des gaines varie. Ce travail de modélisation est indispensable donc à la conception de dispositifs pour l'optique intégrée. L'ensemble de ces observations nous a permis de déterminer les bandes interdites optimales des structures planaires guidantes. Ces dernières serviront pour la conception d'une cavité planaire à grand facteur de qualité et de faible volume modal. C'est l'objet du dernier chapitre de cette étude.

Étude et conception des cavités à cristaux photoniques planaires

4.1 Introduction

Dans le chapitre précédent, nous avons évoqué la possibilité d'obtenir des bandes interdites larges dans des cristaux photoniques planaires. En effet, l'obtention de ces bandes spectrales est une condition essentielle au confinement de la lumière dans les cristaux photoniques. Le confinement d'une onde dans un défaut de la structure en dépend. Aussi, pour assurer cette condition, l'ensemble des résultats établis précédemment est largement repris afin de choisir les paramètres géométriques des réseaux pour la recherche de modes de défauts. Bien que plusieurs types de réseaux des trous d'air de structures périodiques existent dans la littérature pour la réalisation de cavités, notre choix s'est concentré sur l'étude des cristaux photoniques en configurations hexagonales. Simultanément, les effets d'optique non linéaires sont importants dans les cavités à CPs. Effectivement, la force des interactions entre la lumière et la matière dans une cavité dépend du rapport entre le facteur de qualité de la cavité et le volume modal (Q/V). Le contrôle des effets d'optique non linéaires dans les cavités à cristaux photoniques présente un grand intérêt en ce qui concerne la photonique appliquée et le traitement du signal tout optique.

De nombreux efforts de recherche sont encore nécessaires pour l'amélioration du confinement de la lumière dans des structures à cœur creux ou dans des plages spectrales situées en dehors de la bande télécom. À savoir, la conception et la réalisation de nouvelles structures planaires résonantes ayant un grand facteur de qualité et un petit volume modal et compatible avec des conditions pratiques d'utilisation en optique intégrée et non linéaire. La réalisation de cavités à cristaux photoniques en géométrie de guide d'onde se doit d'être innovante au regard de l'état de l'art précédent. De ce fait, leur conception nécessite

une bonne compréhension des mécanismes à l'origine du confinement de la lumière et de l'influence des paramètres de la géométrie du CP. Il existe finalement peu de travaux de recherche portant sur les cavités planaires qui possèdent à la fois des composantes guidées dans les membranes et des composantes rayonnées à travers les membranes. Un choix judicieux a donc consisté à sélectionner une cavité optique planaire simple capable de répondre à certaines exigences pour l'optique intégrée et non linéaire. Par exemple, celles permettant l'obtention d'un facteur de mérite élevé afin d'avoir des sensibilités élevées ainsi qu'un grand facteur de mérite (FoM) pour la détection d'indice. Ces cavités permettent de confiner fortement la lumière dans toute la direction de l'espace. Ce chapitre est ainsi consacré à la conception et l'étude de ces nanocavités à cristaux photoniques planaires.

Nous inscrivant dans notre démarche, nous commencerons ce chapitre par étudier les modes résonants des cavités à CPs planaires suspendues dans l'air. À ce titre, nous avons mis en place une procédure de recherche des modes résonants de ces cavités. Nous avons utilisé la méthode des différences finies dans le domaine temporel, en géométrie tridimensionnelle (FDTD-3D), pour un défaut ponctuel correspondant respectivement à l'omission d'un trou ou trois trous de la structure : "cavités $H1$ et $L3$ ". Celles-ci induisent respectivement les cartographies en champ proche et lointain des modes résonants.

Dans une deuxième partie, nous effectuons un inventaire des différentes techniques d'ingénierie de défaut des modes des cavités déjà existantes. Puis, nous analysons en détail l'influence de la géométrie de la cavité sur le facteur de qualité, le volume modal et la fréquence de résonance des modes résonants. Nous envisageons ensuite les cavités à CPs planaires à faible contraste d'indice vertical, briques de base des circuits photoniques intégrés. Nous considérerons ici des couches de confinement symétriques et asymétriques de faible indice de réfraction. L'impact de l'indice de réfraction et le type des gaines sur le facteur de qualité, le volume modal et la fréquence de résonance des cavités seront présentés et analysés, ainsi que l'optimisation du facteur de mérite (Q/V) des différentes cavités proposées. Par la suite, nous nous intéresserons à l'étude des cavités membranaires suspendues sur substrat SOI (Silicon-on-Insulator). Celle-ci présente d'importantes potentialités dans le domaine photonique. Nous présenterons quelques résultats d'ingénierie de défaut des cavités planaires hybrides Si-PS ainsi que des cavités planaires en SiN destinées à fonctionner à des longueurs d'onde dans le visible.

Nous décrirons enfin l'application de cavités optiques à la réalisation de capteurs de gaz et de température en vue de leur intégration dans une puce optique. Une méthode des faibles perturbations de la constante diélectrique sera employée pour la caractérisation des sensibilités de ces cavités.

4.2 Étude optique des modes résonants des cavités à CPs planaires

4.2.1 Description des structures : cavités H1 et L3

Comme nous l'avons énoncé dans le chapitre 1, pour réaliser une cavité optique, une rupture localisée est introduite dans la période du réseau, soit en déplaçant des trous, soit en modifiant le diamètre de certains trous ou en enlevant un ou plusieurs trous. Les modes électromagnétiques introduits par le défaut sont appelés "*modes de défaut*". Les caractéristiques du mode dans la cavité (fréquence de résonance, facteur Q et volume modal V) dépendent des paramètres géométriques de la cavité (épaisseur de la membrane et rayons des inclusions), mais aussi des pertes radiatives vers les gaines. De manière générale, nous chercherons à définir une cavité optique en géométrie de guide d'onde permettant d'obtenir un grand facteur de qualité et petit volume modal dans un cristal photonique consistant en un réseau de trous d'air percés dans une membranaire. Dans le cadre de ces travaux de thèse, nous nous sommes essentiellement focalisés sur l'étude d'une géométrie de maille hexagonale. Dans ce type de maille de trous, on distingue deux types de cavités ponctuelles qui sont les plus répandus dans la littérature "*cavités de type H1 et L3*", dont les structures sont schématisées sur la figure 4.1.

Dans la cavité H1, le défaut est réalisé par l'omission d'un seul trou. Tandis que dans la cavité L3, le défaut est réalisé par l'omission de trois trous dans la direction ΓK du cristal photonique. Contrairement les cavités hétérostructures, réalisées par l'omission d'une ligne de trous possèdent un volume modal plus large et un facteur de qualité plus grande. Ces cavités ponctuelles (cavités H1 et L3) ont un volume modal très petit et un facteur de qualité raisonnable. En effet, le cône de lumière pour les cavités hétérostructures est plus grand que les cavités ponctuelles et donc limite le facteur de qualité. Cependant, la modification des rayons et des positions des trous au bord des cavités ponctuelles permet de changer la distribution du champ du mode de la cavité et donc d'augmenter le facteur de qualité [118].

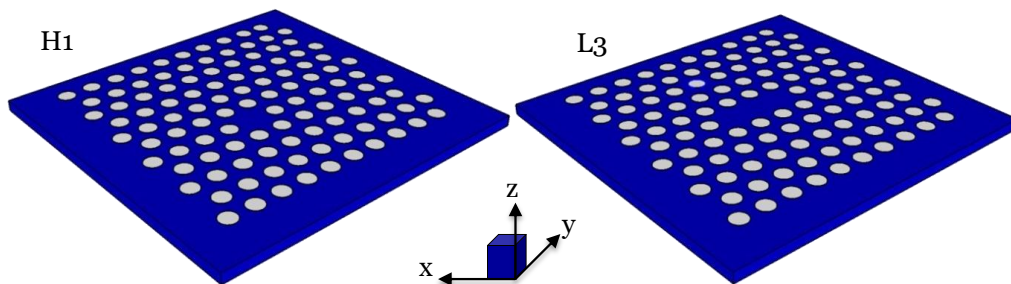


FIGURE 4.1: Schéma représentant les cavités à CPs planaires (cavités H1 et L3), sans ingénierie de défaut. La cavité H1 est réalisée par l'omission d'un trou et la cavité L3 est réalisée par l'omission de trois trous dans la direction ΓK du cristal photonique.

Les *cavités planaires de type L3* ont été étudiées en détail par l'équipe de Noda [39], [119]. Des cavités L3 modifiées permettent d'obtenir de facteurs de qualité importants de l'ordre de 10^4 avec un volume modal réduit. En effet, elles présentent un grand intérêt pour le contrôle de la dynamique d'émission des sources. La structure du mode spectral pour cette cavité a été étudiée par Chalcraft et al [118]. Dans leurs travaux de recherche, une étude comparative entre les résultats numériques et expérimentaux a été réalisée pour les énergies de résonance, les facteurs de qualité et l'émission de polarisations des modes d'ordre inférieur. La plupart des expériences de couplage entre l'émetteur à puits quantique et la cavité exploitent le mode fondamental (c.-à-d. la plus faible énergie) [120], [121]. Cependant, les modes d'ordre supérieur peuvent être aussi importants.

Par exemple, pour le pompage efficace dans les lasers à cavité [122], l'excitation sélective des puits quantiques intégrés à l'intérieur de la cavité [123], [124], ou le couplage des puits quantiques situés à différentes positions spatiales [125]. Plusieurs groupes de chercheurs ont étudié les profils d'émission en champ proche des cavités à cristaux photoniques [126], [127]. Ainsi, la cavité L3 ne présente pas de modes dégénérés ; il a été montré expérimentalement que tous les modes de cette cavité restent par ailleurs fortement polarisés [118], [127].

Les *cavités planaires de type H1* sont les cavités les plus petites dues à la suppression d'un seul trou du cristal photonique. Leur largeur est de l'ordre de $\lambda/2$, ce qui permet de réaliser un faible volume modal. Ces cavités sont des structures intéressantes, car elles ne présentent qu'une seule fréquence de résonance correspondant à deux modes dégénérés. Elles ont été largement étudiées et réalisées expérimentalement. De nombreuses études ont été consacrées à leur comportement [128], [129], [130], [131]. En effet, le spectre de photoluminescence (PL) des cavités H1 révèle l'existence de deux pics. La position spectrale de ces pics varie avec le facteur de remplissage (f). Les énergies des modes de ces cavités H1 ont été calculées en référence [132]. Les résultats de ces calculs ont été comparés aux résultats expérimentaux et un accord raisonnable a été obtenu entre les données théoriques et expérimentales. Les deux pics observés en PL peuvent être associés sans ambiguïté aux modes dipolaires et quadripolaires d'une cavité H1. Il est ainsi possible de réaliser facilement une image du mode sans avoir besoin d'une grande résolution spectrale. Ces modes doublement dégénérés sont très bien confinés dans le défaut H1 et possèdent donc des volumes modaux faibles ($V \sim 0.25 (\lambda/n)^3$) pour le mode dipolaire [129]. Cependant, le facteur de qualité des cavités H1 reste faible (de l'ordre de la centaine) pour les deux types de modes et du même ordre de grandeur que les valeurs relevées par d'autres groupes ($Q \approx 100$ [131], $Q \approx 180$ [130] et $Q \approx 240$ [133]).

4.2.2 Paramètres d'étude des cavités

Dans les cavités décrites dans la section précédente, un *cristal photonique en membrane semi-conductrice de Si suspendue dans l'air* a été utilisé. Cette membrane permet d'obtenir un fort confinement de la lumière, ce qui est bien adapté à l'étude des modes résonants des cavités H1 et L3. Dans cette section, nous cherchons à étudier théoriquement les modes résonants de ces cavités dont les paramètres sont les suivants :

- Une cavité incluse dans un cristal photonique constitué de 16 rangées de trous, soit 8 rangées de part et d'autre de la cavité.
- Un rayon des inclusions, $r = 126 \text{ nm}$ soit un facteur de remplissage $f = 33 \%$.
- Une membrane de silicium d'indice de réfraction $n_{Si} = 3.48$ et d'épaisseur $h = 250 \text{ nm}$.
- Une couche de PML d'épaisseur 420 nm , sur toutes les parois de la cellule de calcul.

Pour caractériser numériquement le facteur de qualité des modes résonants des cavités, nous utilisons un calcul de type FDTD-3D. Dans le cas d'une cavité incluse dans un cristal photonique planaire, les modes résonants sont systématiquement couplés à des modes de fuite. L'avantage de méthode FDTD-3D est qu'elle permet d'avoir accès au facteur de qualité du mode, relié à son temps de vie dans la cavité. Les logiciels utilisés dans ce travail pour le calcul du facteur de qualité sont le logiciel *MEEP* et *Harminv* décrits dans le chapitre 2.

L'étude numérique des cavités s'effectue en quatre étapes :

1. La simulation est effectuée avec une source optique gaussienne de large bande ($\Delta\lambda = 84 \text{ nm}$) placée au centre de la cavité afin d'exciter l'ensemble des modes résonances de la structure en utilisant le module numérique *Harminv*. Celle-ci permet de vérifier si des modes fortement résonants sont présents ou non dans la cavité.
2. La simulation est effectuée avec une source optique gaussienne de large bande ($\Delta\lambda = 210 \text{ nm}$) qui sert à obtenir le spectre de la cavité et vérifier que les résonances calculées par *Harminv* sont bien situées dans la bande interdite photonique.
3. La cavité est excitée par une source optique gaussienne de fréquence centrale correspondant à celle de résonance et de largeur spectrale beaucoup plus étroite ($\Delta\lambda = 4.2 \text{ nm}$). Cette simulation sert à affiner le calcul du facteur de qualité.
4. La simulation est lancée sous *MEEP* avec la même source pour calculer le profil de champ du mode résonant afin de pouvoir obtenir le volume modal et le profil du champ dans le plan de Fourier.

Il convient de noter que le module *Harminv* ne permet pas une analyse harmonique des modes résonants qui ont un faible facteur de qualité $Q < 50$. C'est pourquoi les pics les

plus larges dans le spectre des cavités ne sont pas identifiés comme correspondant à des modes. En effet, la résolution utilisée pour le calcul des résonances est problématique pour l'estimation du facteur de qualité des cavités. Comme la détermination des résonances optiques de la cavité se fait en plusieurs étapes, une augmentation de la résolution requiert un temps de calcul exagéré. Chaque étape, requérant quelques heures de calcul.

4.2.3 Recherche des modes résonants des cavités

Comme décrit dans le chapitre 2, la méthode FDTD-3D consiste en une résolution des équations de Maxwell dans le domaine temporel et non dans le domaine des fréquences. Les spectres fréquentiels étant obtenus par transformée de Fourier sur le temps. Notre objectif dans cette section est de donner une description du principe du calcul 3D utilisé pour le calcul du flux du champ électromagnétique des deux types de cavités. En effet, le logiciel *MEEP* permet de calculer le flux du champ électromagnétique à travers une surface dont nous définissons la position et les dimensions. Typiquement, l'emplacement d'une source dans le centre d'une structure photonique permet de calculer la puissance transmise à travers la surface de la structure et de simuler son spectre de transmission. En chaque point de la surface définie, *MEEP* calcule les transformées de Fourier $E(\omega)$ et $H(\omega)$ par rapport au temps. Par exemple, pour un point (x, y) de la surface donnée, la transformée de Fourier du champ électrique $E(x, y, \omega)$ est obtenue (équation 4.1), puis le flux $P(\omega)$ à travers la surface à une fréquence ω donnée est alors déduit en calculant l'intégrale du vecteur de Poynting (dans la direction \hat{n} à la surface) de ces transformées de Fourier (équation 4.2). Cette dernière équation appliquée sur une gamme de fréquences permet d'obtenir le spectre.

$$E(x, y, \omega) = \frac{1}{2\pi} \int E(x, y, t) e^{i\omega t} dt \quad (4.1)$$

$$P(\omega) = \text{Re}(\hat{n} \int E(x, y, \omega)^* \times H(x, y, \omega) d^2x) \quad (4.2)$$

D'après les courbes de diagrammes de dispersion des structures planaires présentées dans le chapitre 3, la bande interdite d'un réseau triangulaire de trous d'air dont les paramètres définis dans la section précédente est centrée à 1430 nm (fréquence réduite $f = 0.29 (a/c)$) et comprise entre les longueurs d'onde 1263 et 1650 nm . Nous calculons alors le spectre des modes des cavités H1 et L3 incluses dans un tel cristal photonique avec une source optique gaussienne positionnée au centre des cavités et centrée spectralement à $\lambda = 1430 \text{ nm}$. Le calcul du spectre des modes est effectué par une source de largeur spectrale importante $\Delta f = 0.50 (c/a)$ ($\Delta\lambda = 210 \text{ nm}$), afin de sonder les fréquences résonantes sur une gamme spectrale étendue. La forme de la source est planaire, orientée

suivant l'axe y de la cavité. La taille de la cellule de calcul suivant z est $2.0 \mu\text{m}$ et la zone de détection du flux du vecteur de Poynting située en champ proche à 130 nm au-dessus du plan médian de la cavité. Le flux est intégré après l'extinction de la source.

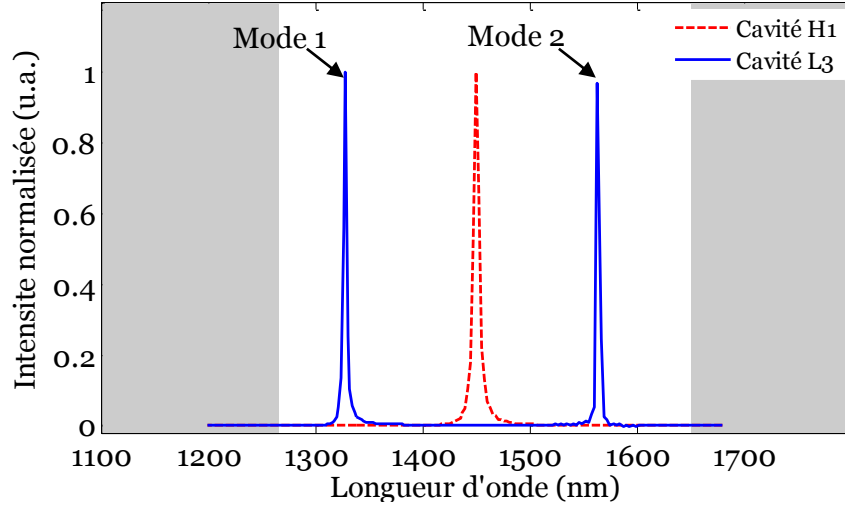


FIGURE 4.2: Spectres des cavités H1 et L3. Le mode de résonance de cavité H1 a un facteur de qualité 290 et les modes résonances (mode 1 et mode 2) de la cavité L3 ont un facteur de qualité 5×10^2 et 4.9×10^3 respectivement.

Le spectre obtenu est présenté sur la figure 4.2. Les courbes bleues et rouges correspondent respectivement aux spectres calculés pour les cavités H1 et L3. Les zones grisées correspondent aux fréquences situées en dehors de la bande interdite calculée par MPB. Les fréquences des modes sont alors déterminées par les pics présents dans le spectre. D'après l'analyse des spectres obtenus, on observe deux pics très nets correspondant aux cavités L3 et un seul pic correspond à la cavité H1. On constate aussi que les modes des deux cavités H1 et L3 sont bien situés dans la bande interdite calculée par MPB (partie non grisée de la figure 4.2). Le mode de la cavité H1 a une longueur d'onde de résonance de 1449 nm et présente un facteur de qualité de 290 et volume modal $V = 0.32 (\lambda/n)^3$. De même, les longueurs d'onde de résonances de la cavité L3 sont centrées autour des longueurs d'onde de 1328 nm et 1563 nm . Nous nommons ces deux pics mode 1 et mode 2 par ordre croissant de longueur d'onde. Il y a donc un écart de 235 nm entre les longueurs d'onde des deux modes. Ces modes de résonances présentant un facteur de qualité de l'ordre de grandeur du millier et un petit volume modal soit : $(Q = 5 \times 10^2, V = 0.65 (\lambda/3)^3)$ pour le mode 1 et $(Q = 4.9 \times 10^3, V = 0.75 (\lambda/n)^3)$ pour le mode 2. Le mode 1 ne sera pas étudié dans la suite de ce chapitre, car son facteur de qualité est faible.

4.3 Impact de la géométrie de la cavité

4.3.1 Ingénierie de défauts

Actuellement, concernant les cavités ponctuelles réalisées dans un CP planaire (cavités H1 et L3), il existe plusieurs techniques attrayantes pour l'ingénierie de défauts. En effet, le contrôle du facteur de qualité et le volume modal des modes résonants sont obtenus par la modification de certains paramètres. Ceux-ci permettent d'adopter une démarche beaucoup plus active quant à l'utilisation des cavités à CPs pour des applications expérimentales notamment pour l'optique intégrée et non linéaire. Les modifications en question sont principalement liées à : l'épaisseur de la couche guidante [134], [135], la période du cristal photonique [136], [137], [134], [138], [139], [140], la taille des trous du cristal photonique [101], [141], [142], [136], [143], [137], [134], la taille et la position des trous situés au bord de la cavité [39], [119], [101], [138], [136], [144], [145], [118], [146], [147], [90], [148] et ainsi que la forme des trous situés au bord de la cavité ont également été étudiés [147].

Nous pouvons donc raisonnablement supputer que modifier le défaut dans les cavités à CPs, pour assurer que les modes de cavités soient situés dans la bande interdite photonique, permet d'accroître le facteur de qualité. Ces suppositions ont été confirmées par le design de cavités L3 avec des facteurs de qualité théoriques supérieurs à 4.5×10^4 [119]. Des facteurs de qualité expérimentaux de près de 1 million ont été mesurés sur une cavité réalisée dans un cristal photonique membranaire à réseau triangulaire en omettant une rangée de trous et en modifiant les bords du guide d'onde ainsi créé [149]. Une version optimisée de la cavité H1 a atteint un facteur de qualité 3.2×10^5 [90].

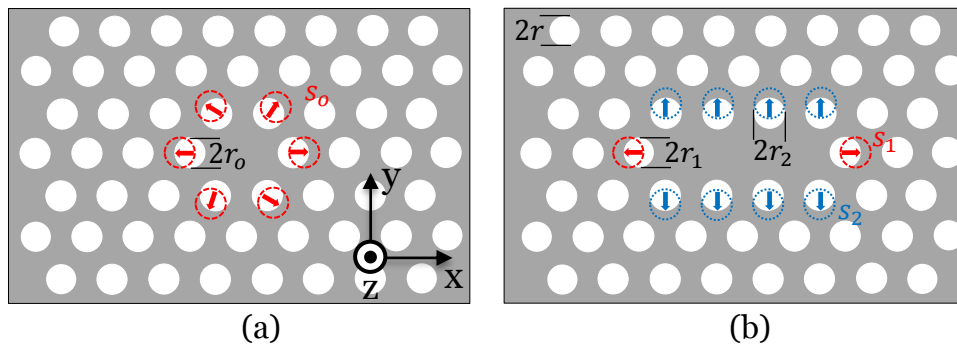


FIGURE 4.3: Schéma représentant les coupes horizontales des cavités H1 et L3, avec déplacement (s_o , s_1 et s_2) et diminution des rayons des trous dans les contours de défaut (r_o , r_1 et r_2).

Donc, en regard de structures morphologiques des cavités à CPs, nous pouvons globalement concevoir une cavité en modifiant les paramètres d'un ou plusieurs trous dans les contours de défaut : soit en changeant le rayon des trous, soit en déplaçant des trous de leurs positions d'origine, soit en remplissant complètement les trous. Le but de ce type

d'ingénierie est toujours de confiner de la manière la plus douce possible les photons dans la cavité et de limiter les composantes du mode au-dessus du cône de lumière (et donc réduire les fuites dans la direction verticale). Ainsi que restreindre les pertes diffractées à l'interface entre la cavité et les miroirs.

Dans cette thèse, une approche plus intuitive a été adoptée pour la conception des cavités à CPs planaires à fort et faible contraste d'indice vertical. Cette technique consiste à modifier le rayon et la position des trous situés aux contours de défaut (cf. figure. 4.3). En effet, en réduisant les rayons des trous aux abords de la cavité et/ou en déplaçant leurs positions à une distance appropriée, nous pouvons obtenir un facteur de qualité plus élevé tout en gardant le même faible volume modal qu'avec la structure d'origine. Ainsi, la distance entre les bords des trous voisins est conservée afin de ne pas générer d'autres défauts. Cette ingénierie de défauts ne peut être réalisée qu'a posteriori. Le meilleur facteur de qualité est généralement obtenu à la suite d'une étude minutieuse de tous les paramètres géométriques de la cavité. La finalité restant toujours la même, à savoir, garder un très faible volume de cavité, de l'ordre de $(\lambda/n)^3$, et aménager l'environnement électromagnétique de façon à augmenter de manière conséquente le facteur Q .

4.3.2 Influence de l'épaisseur de la membrane

La prise en compte de l'épaisseur de la membrane établit les modes d'une cavité en fonction de la symétrie des modes. Cette démarche est nécessaire pour fabriquer un dispositif photonique. La figure 4.4 montre l'évolution du facteur de qualité des modes résonants des cavités H1 et L3 et leurs volumes modaux en fonction de l'épaisseur optique de la membrane normalisée h/a variant entre 0.2 et 1.2. Nous remarquons que le facteur de qualité de chaque cavité augmente progressivement. Il passe par un maximum puis diminue quand on augmente l'épaisseur de la membrane. Chaque courbe contient, un pic correspond à une valeur maximale de facteur Q . Ceci justifie a posteriori que le facteur de qualité dépend largement de l'épaisseur optique de la membrane. Le facteur de qualité de la cavité L3 reste de l'ordre de milliers et celui de la cavité H1 reste de l'ordre de centaines. Donc, l'écart obtenu entre le facteur de qualité des deux cavités reste assez important.

Cependant, nous constatons en particulier que le volume modal des cavités augmente linéairement avec l'épaisseur optique de la membrane. Cette observation s'explique du fait qu'en augmentant l'épaisseur de la membrane, la taille de la cavité devient plus grande. En conséquence, le volume modal du mode confiné augmente en raison de l'augmentation de la dimension de la cavité. Pour la cavité H1, le maximum pour le facteur de qualité est atteint avec une épaisseur de $h/a = 0.70$ ($Q = 2.9 \times 10^2$, $V = 0.35 (\lambda/n)^3$). Alors que, pour la cavité L3, le maximum pour le facteur de qualité est atteint avec une épaisseur de $h/a = 0.80$ ($Q = 5.3 \times 10^3$, $V = 0.63 (\lambda/n)^3$). En raison de la proportionnalité linéaire

du volume modal à l'épaisseur de la membrane, le facteur de mérite Q/V des cavités a la même tendance que le facteur de qualité Q . Ce facteur de mérite atteint des valeurs maximales de $830 (\lambda/n)^{-3}$ et $8506 (\lambda/n)^{-3}$ respectivement pour les cavités H1 et L3.

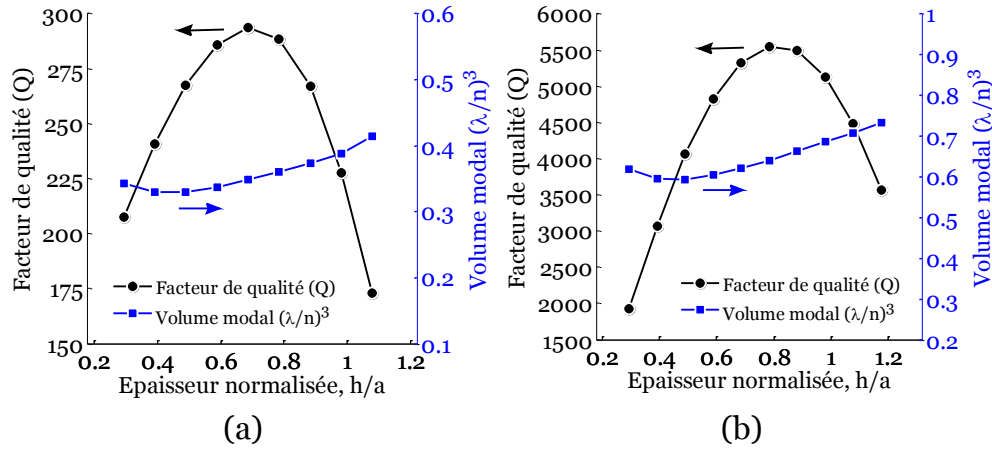


FIGURE 4.4: Influence de l'épaisseur optique de la membrane normalisée h/a sur le facteur de qualité et le volume modal des deux principaux modes des cavités : (a) H1 et (b) L3.

Pour les deux cavités étudiées dans cette thèse, les pertes latérales et verticales limitent le facteur de qualité Q . Les pertes latérales des cavités sont moins élevées par rapport aux pertes verticales, car la taille des cavités est plus grande. Cela signifie que les pertes verticales sont les pertes prédominantes. En effet, plus l'épaisseur optique de la membrane est faible ($h/a < 0.5$), plus l'indice effectif vu par le mode guidé est faible et donc le confinement est faible. Les pertes verticales des modes de cavités demeurent relativement importantes quand l'épaisseur optique de la membrane est grande ($h/a > 0.80$). Ainsi, la diminution du facteur de qualité des deux modes des cavités pour des faibles et grandes valeurs de l'épaisseur optique de la membrane peut s'expliquer par la fermeture de la bande interdite photonique. La diminution de la largeur de la bande interdite des CPs planaires a un effet important sur la qualité du confinement de la lumière dans le plan. En effet, le facteur Q de chaque cavité commence à diminuer pour une valeur de la largeur de la membrane où la bande interdite commence à se fermer correspondant à $h/a = 0.80$ pour les deux types de cavités. Pour une épaisseur de la membrane h/a comprise entre 0.6 et 0.8, les pertes verticales sont faibles, car le mode du défaut est couplé avec les modes guides de la membrane. Par conséquent, la composante de lumière rayonnée vers la direction verticale devient très faible. Ce phénomène induit inévitablement une valeur importante de facteur Q .

La variation de la fréquence de résonance des deux modes de cavité en fonction de l'épaisseur optique de la membrane est illustrée dans la figure 4.5. Pour plus d'informations sur la variation de ces fréquences de résonances dans la bande interdite photonique, les fréquences des bords inférieurs et supérieurs de la bande interdite photonique calculés par la méthode PWE-3D sont tracés sur la même figure. On remarque que les fréquences

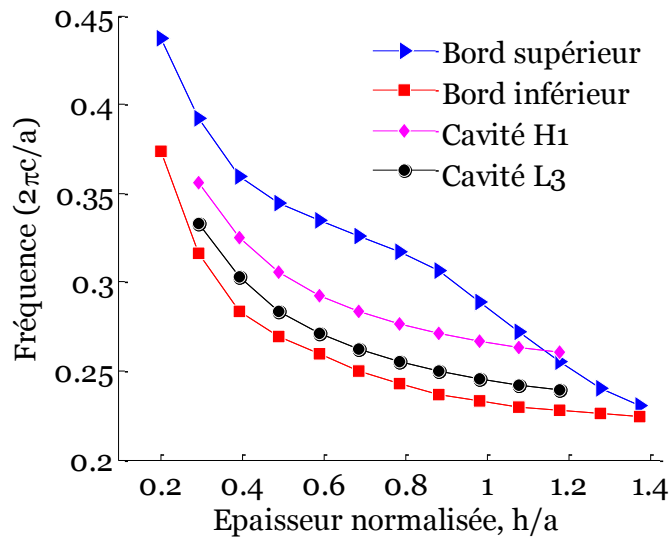


FIGURE 4.5: Évolution des fréquences de résonance des modes des cavités H1 et L3 et des bords de la bande interdite du cristal photonique en fonction de l'épaisseur de la membrane normalisée h/a .

des modes résonants des cavités sont également situées dans la bande interdite. Quand l'épaisseur optique de la membrane augmente, les fréquences de résonances se décalent vers les basses fréquences. En effet, la dépendance de la fréquence des modes des cavités avec l'épaisseur optique de la membrane provient de l'augmentation du matériau diélectrique. Les modes tendent à concentrer leurs déplacements d'énergie dans une constante diélectrique élevée.

4.3.3 Influence du rayon des trous du cristal photonique

Comme nous l'avons énoncé précédemment dans la précédente section, la minimisation de la largeur de la bande interdite réduit la capacité de confinement. Par conséquent, le facteur de qualité des cavités diminue. Pour cela, le deuxième paramètre à étudier est le rayon des trous des inclusions du cristal photonique normalisé r/a . Cette variable a un impact direct sur le facteur de qualité et le volume modal. La figure 4.6 présente l'évolution du facteur de qualité et de volume modal de mode des cavités H1 et L3 en fonction du rayon r/a qui peut varier de 0.20 à 0.40. Les résultats obtenus montrent que le facteur de qualité et le volume modal des deux cavités sont d'autant plus réduits quand le facteur de remplissage augmente, c'est-à-dire quand les diamètres des trous sont grands. Ce résultat montre que lorsque le rayon des trous est grand, la lumière diffusée dans les trous est difficile à récupérer par la membrane. Ce phénomène signifie que les pertes latérales et verticales sont fortes. Ainsi, au-delà du rayon où la bande interdite est fermée, le facteur de qualité des modes chute significativement en raison d'absence de confinement introduit par la bande interdite photonique. En d'autres termes, les photons ne peuvent pas être

confinés dans le défaut en raison de l'inversion de la bande interdite photonique ($\Delta\omega < 0$). Cette conséquence résulte d'une perte de confinement latéral de la composante guidée du mode.

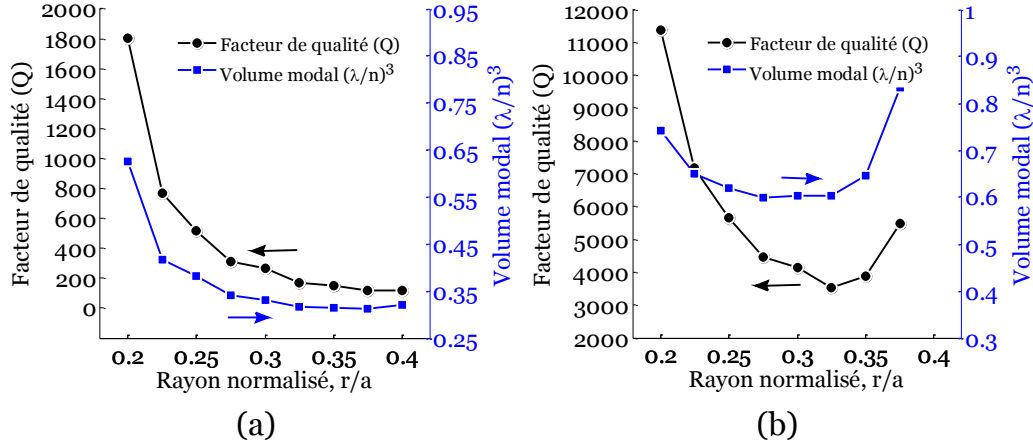


FIGURE 4.6: Influence du rayon des inclusions d'air normalisé r/a sur le facteur de qualité et le volume modal des principaux modes des cavités : (a) H1 et (b) L3.

En revanche, comme nous venons de le voir sur la figure 4.7, la fréquence de mode des cavités se manifeste vers les hautes fréquences avec l'augmentation des trous du cristal. De la même façon que les fréquences de bords de la bande interdite d'un cristal photonique planaire. Ainsi, on observe que les fréquences de résonances des modes des cavités sont bien centrées dans la bande interdite calculée par la méthode PWE-3D. En effet, à mesure que le facteur de remplissage f augmente, l'indice effectif de la structure diminue aussi et l'énergie des bandes augmente. Le facteur de qualité dépend du rapport de la longueur d'onde du mode à sa largeur à mi-hauteur. Donc, la diminution des longueurs d'onde de modes des cavités en fonction des rayons des trous semble être la principale raison pour laquelle les facteurs de qualité sont faibles. Le maximum de facteur de qualité est atteint pour un rayon des inclusions $r/a = 0.20$, pour les deux cavités avec un facteur de qualité et de volume modal ($Q = 1.8 \times 10^3$, $V = 0.58 (\lambda/n)^3$) et ($Q = 1.1 \times 10^4$, $V = 0.75 (\lambda/n)^3$) correspondant respectivement aux cavités H1 et L3. Ce résultat correspond à un facteur de mérite de $3103 (\lambda/n)^{-3}$ et $15300 (\lambda/n)^{-3}$ pour respectivement les cavités H1 et L3. Cependant, la largeur de la bande interdite pour cette valeur de rayon des trous est plus petite.

Basé sur l'approche d'optimisation des bandes interdites photoniques présentées dans le chapitre 3, il existe un mode de confinement optimal et donc un facteur de qualité plus élevé pour le mode de la cavité située dans la région des rayons des trous où la bande interdite est la plus large (c.-à-d. $r/a = 0.30$).

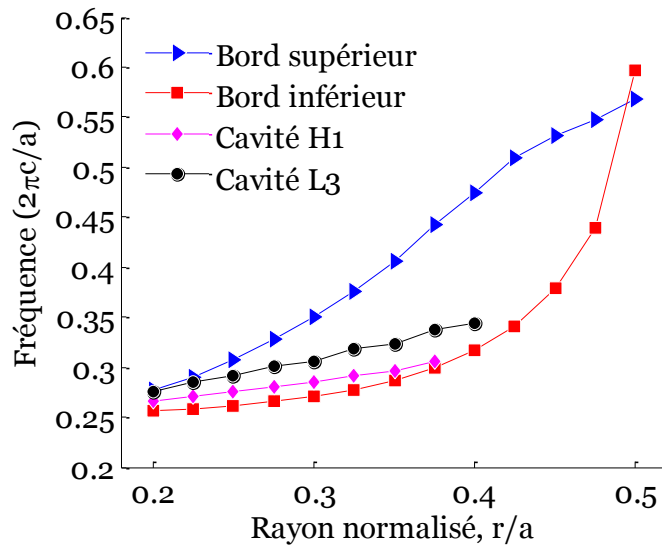


FIGURE 4.7: Évolution des fréquences de résonance des modes des cavités H1 et L3 et des bords de la bande interdite du cristal photonique en fonction du rayon des inclusions normalisé du cristal photonique r/a .

4.3.4 Influence du rayon des trous situés aux contours du défaut

L'influence de la géométrie des trous d'air situés aux contours des défauts sur les propriétés optiques des modes résonants des cavités à CPs (facteur de qualité, volume modal et fréquence de résonance) est un sujet dont l'étude dénote un engouement récent. Dans cette thèse, les paramètres étudiés s'intéressent à l'influence théorique des rayons (r_o , r_1 et r_2) et des positions (s_o , s_1 et s_2) des trous situés aux contours du défaut de deux types de cavités (cf. figure 4.3). Généralement, les rayons de trous qui vont être modifiés pour optimiser la cavité L3 sont ceux situés aux deux extrémités du défaut. À ce titre, pour analyser l'influence du rayon des trous situés aux contours du défaut sur les propriétés optiques de la cavité L3, nous étudions l'évolution du facteur Q et volume V du mode de la cavité en fonction de plusieurs paramètres. À savoir, le rayon des trous aux deux extrémités de la cavité (r_1), celui des trous situés en dessous et au-dessus de défaut (r_2) et celui des trous aux deux extrémités et ceux situés en dessous et au-dessus du défaut (r_1 et r_2). Les résultats obtenus sont présentés dans la figure 4.8.

De façon générale, les calculs décrivent qualitativement bien l'influence du rayon des trous (r_o , r_1 et r_2) sur le facteur de qualité et le volume modal. Rappelons, comme nous l'avons exposé dans la section précédemment qu'un faible rayon des trous permet d'obtenir un grand facteur de qualité pour les deux cavités. Ainsi, suite à la diminution du rayon des trous situés aux contours du défaut, le facteur de qualité et le volume modal diminuent. Ces trous agissent de façon semblable sur les modes. Ainsi, en diminuant leurs rayons, la taille des cavités augmentera. Les modes sont localisés dans un milieu d'indice élevé plus étendu et leur énergie baisse en conséquence.

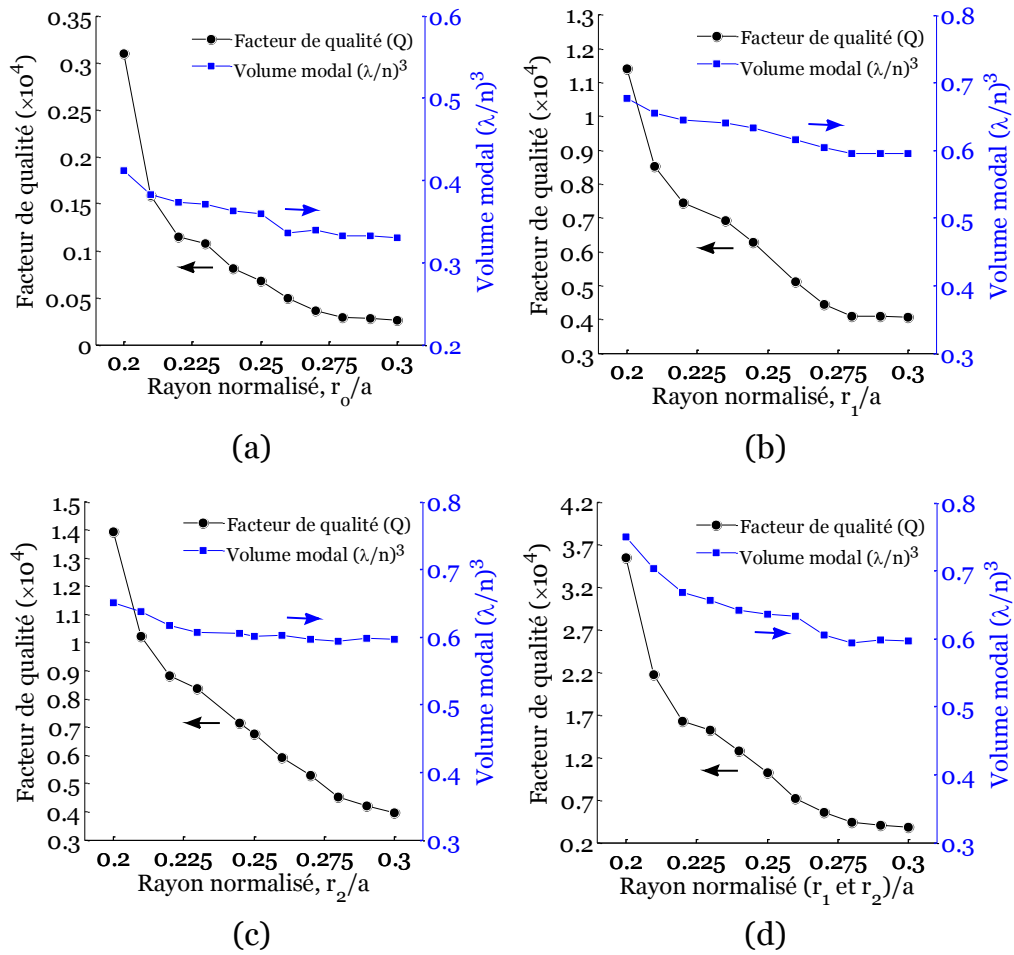


FIGURE 4.8: Influence du rayon des trous situés aux contours du défaut sur le facteur Q et le volume V des modes des cavités H1 et L3 : (a) Influence de rayon des trous aux contours du défaut (r_o) de la cavité H1. (b) Influence du rayon des trous aux deux extrémités (r_1) de la cavité L3. (c) Influence du rayon des trous situés en dessous et au-dessus du défaut (r_2) de la cavité L3. (d) Influence du rayon des trous des deux extrémités et ceux situés en dessous et au-dessus du défaut (r_1 et r_2) de la cavité L3.

Nous commençons par observer l'influence du rayon des trous situés aux contours du défaut (r_o) de la cavité H1. Sur la figure 4.8.a, nous observons qu'un facteur de qualité de 3.1×10^3 et un volume modal de $0.41 (\lambda/n)^3$ est obtenu pour un rayon $r_o/a = 0.20$. Alors que sur les figures 4.8.b, 4.8.c, nous remarquons que pour la cavité L3, le rayon $r_1/a = 0.20$ permet d'obtenir un facteur de qualité de 1.1×10^4 et un volume modal de $0.67 (\lambda/n)^3$; le rayon $r_2/a = 0.20$ un facteur de qualité de 1.4×10^4 et un volume modal de $0.65 (\lambda/n)^3$. Par contre, le facteur de qualité de cavité L3 augmente largement avec la diminution des valeurs de tous les rayons, avec une valeur de facteur de qualité de 3.5×10^4 et un volume modal de $0.75 (\lambda/n)^3$ pour une valeur des rayons ($r_1/a = r_2/a = 0.20$). Cependant, cette amélioration est de l'ordre de centaines sur la mesure du facteur de qualité.

Notons que la diminution de tous les rayons situés au bord des cavités ne prévoit aucun

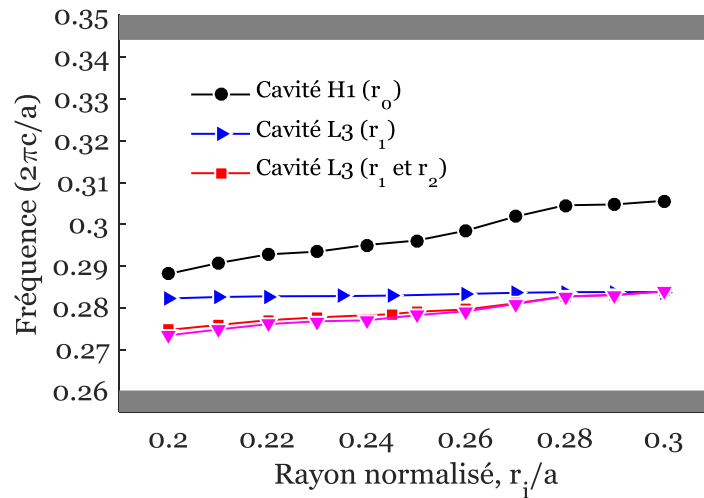


FIGURE 4.9: Évolution des fréquences de résonance des modes des cavités H1 et L3 en fonction des rayons des trous aux contours de défaut (r_o , r_1 et r_2). Les zones grisées indiquent les fréquences de bord de la bande interdite du cristal photonique planaire (fréquences calculées par la méthode PWE-3D).

effet. Cela s'explique par la distribution du champ électrique de mode, qui est répartie selon toute la longueur de la cavité, et plus particulièrement sur les bords de la cavité (cf. figure ??), où a lieu la modification de la cavité. En revanche, nous observons sur la figure 4.9, un très petit décalage des fréquences des résonances de mode des deux cavités vers les basses fréquences qui reste bien centré dans la bande interdite et donc mieux confiné. En effet, l'énergie des deux modes des cavités étant principalement concentrée au centre de la cavité, l'élargissement de la cavité n'a que peu d'influence sur le décalage des fréquences de résonances.

4.3.5 Influence du décalage des trous situés aux contours de défaut

Le facteur de mérite des cavités à CPs peut être optimisé en adaptant au mieux la variation d'indice par le mode autour de la cavité. Pour cela, l'influence des décalages des trous situés aux contours du défaut est l'approche classique. En effet, en jouant sur la position de ces trous, nous pouvons réaliser un mode résonant autorisant un meilleur confinement du champ dans la cavité. Comme pour la section précédente, nous nous sommes focalisés sur l'étude de l'influence du décalage des trous aux contours de défaut (s_o , s_1 et s_2), sur le facteur de qualité, le volume modal et la fréquence de résonance. Pour la cavité L3, nous avons étudié l'influence du décalage des trous de deux extrémités s_1 , les trous situés en dessous et au-dessus (s_2) du défaut et enfin le décalage de tous les trous situés aux contours du défaut (s_1 et s_2). Sur la figure 4.10, nous avons représenté l'évolution du facteur de qualité et du volume modal en fonction des décalages de différents trous. Notre première remarque concerne les deux cavités. À savoir, le facteur de qualité augmente, passe par

un maximum et diminue quand on augmente le décalage des trous. Ainsi, nous constatons que le volume modal des cavités augmente exponentiellement avec le décalage des trous situés aux contours du défaut (s_o pour la cavité H1 et s_1 et s_2) pour la cavité L3). Cependant, l'influence du décalage des trous aux deux extrémités et ceux situés en dessous et au-dessus du défaut diffère pour la cavité L3. Le volume modal augmente, va passer par un maximum, puis décroît quand le décalage (s_2) s'amplifie et il croît linéairement avec le décalage (s_1).

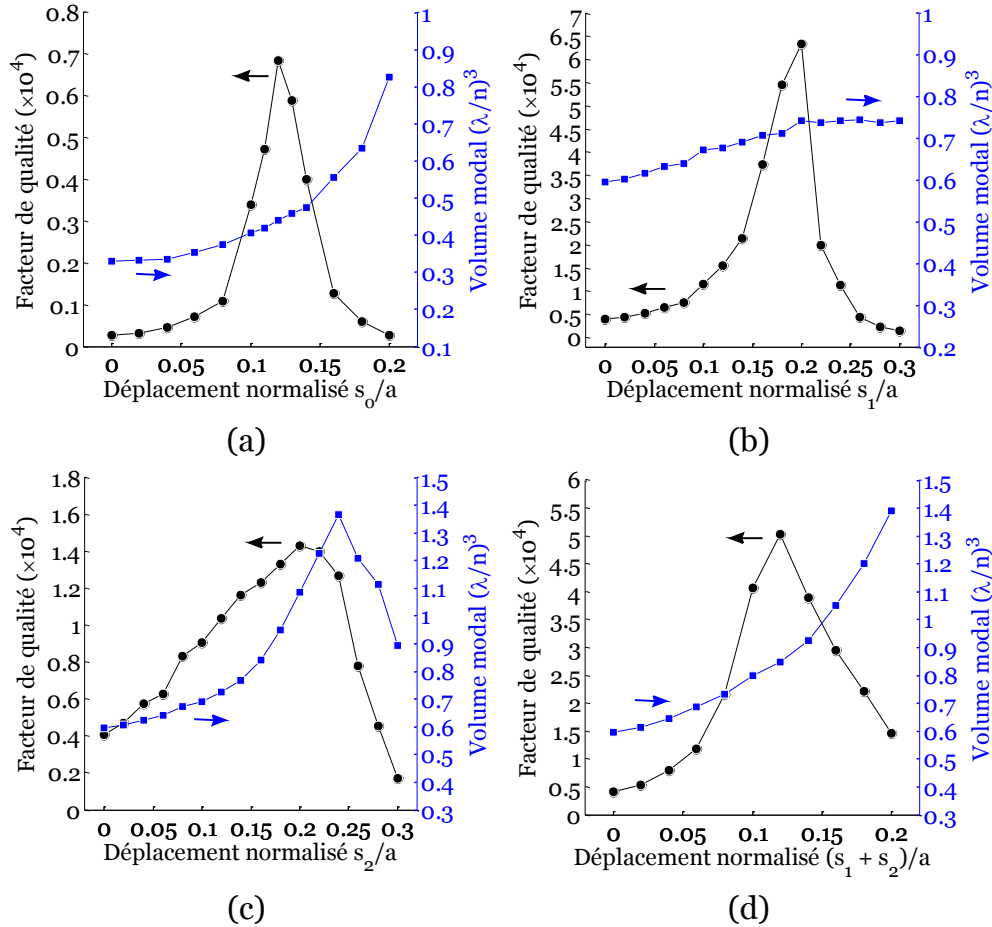


FIGURE 4.10: Influence du décalage des trous situés aux contours du défaut sur le facteur Q et le volume V des modes des cavités H1 et L3 : (a) Influence du décalage des trous aux contours du défaut (s_o) de la cavité H1. (b) Influence du décalage des trous aux deux extrémités (s_1) de la cavité L3. (c) Influence du décalage des trous situés en dessous et au-dessus de défaut (s_2) de la cavité L3. (d) Influence du décalage des trous des deux extrémités et ceux situés en dessous et au-dessus du défaut (s_1 et s_2) de la cavité L3.

Le facteur de qualité de la cavité H1 varie de façon importante avec le décalage de tous les rayons situés aux contours du défaut (s_o), avec une faible valeur de volume modal. Ainsi, le décalage des trous des deux extrémités du défaut (s_1) de la cavité L3 optimise le facteur de qualité de l'ordre de 10^4 avec un faible volume modal. Cependant, l'influence du décalage des trous situés en dessous et au-dessus du défaut (s_2) reste modérée pour

la cavité L3. Le facteur de qualité obtenu est faible par rapport à celui obtenu avec le décalage (s_1) et le volume modal est légèrement élevé. Ce résultat s'explique par le fait que plus le décalage est important, plus la cavité s'agrandit. Le décalage de trous situés aux contours du défaut (s_1 et s_2) permet d'obtenir un grand facteur de qualité, mais aussi un grand volume modal. Cependant, cette amélioration du facteur Q est du même ordre de celle obtenue pour le paramètre (s_1). Donc, le décalage de tous les rayons situés aux contours du défaut ne prévoit aucune amélioration des facteurs de qualité de la cavité L3. Par conséquent, le décalage des trous des deux extrémités de défaut (s_1) a été retenu, car il permet l'optimisation du facteur de qualité de la cavité L3 avec un faible volume modal. Effectivement, la distribution du champ électrique E_y de mode est répartie sur les bords de la cavité. Le maximum pour le facteur de qualité est atteint avec une valeur différente du décalage pour chaque cavité. Pour la cavité H1, le décalage optimum est : $s_o/a = 0.12$ ($Q = 6.8 \times 10^3$, $V = 0.44 (\lambda/n)^3$). Cependant, pour la cavité L3, nous distinguons trois valeurs du décalage. Ces décalages optimaux sont : $s_1/a = 0.20$ ($Q = 6.3 \times 10^4$, $V = 0.74 (\lambda/n)^3$) et $s_2/a = 0.20$ ($Q = 1.4 \times 10^4$, $V = 1.08 (\lambda/n)^3$), (s_1 et s_2)/ $a = 0.12$ ($Q = 5 \times 10^4$, $V = 0.85 (\lambda/n)^3$)

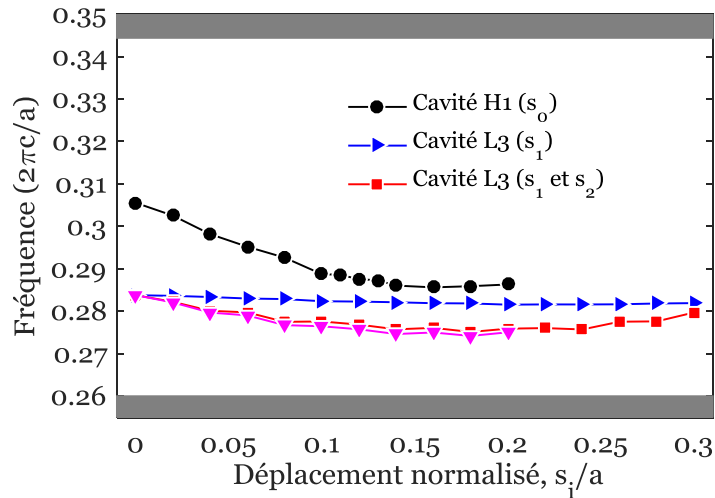


FIGURE 4.11: Évolution des fréquences de résonance des modes des cavités H1 et L3 en fonction du décalage des trous aux contours du défaut (s_o , s_1 et s_2). Les zones grisées indiquent les fréquences du bord de la bande interdite du cristal photonique planaire calculé par la méthode PWE-3D.

Ainsi, les variations des fréquences de résonance ont été calculées pour les deux principaux modes des cavités et sont présentées sur la figure 4.11. Nous remarquons que les fréquences de résonance sont bien centrées dans la bande interdite du cristal photonique. Nous pouvons observer un faible décalage des fréquences de résonances de mode de la cavité L3 vers les basses fréquences. Le décalage de fréquence de résonance de la cavité L3 avec le décalage des trous des deux extrémités de défaut (s_1) est presque négligeable,

car une partie importante du champ électrique est distribuée en bord de cavité. À l’opposé, l’influence des décalages des trous aux contours du défaut (s_o) sur les fréquences de résonance de mode de la cavité H1 reste plus importante.

4.4 Études des cavités à cristaux photoniques à faible contraste d’indice vertical

4.4.1 Intérêt des cavités hybrides Si-PS et Si-SiO₂

Les propriétés optiques des matériaux conditionnent directement leur utilisation dans les dispositifs photoniques dédiés aux besoins industriels. Ces dernières années, les recherches se sont principalement orientées vers les matériaux ayant pour but de développer de nouvelles structures capables de réaliser des bistables optiques, des commutateurs tout optique et des capteurs optiques ultra-compacts. Les plus largement développés pour la réalisation de ces dispositifs sont les matériaux à semi-conducteurs, molécules organiques conjuguées et polymères [150], [151], [152], [153], [154]. Les matériaux à semi-conducteurs sont des structures cristallines. Celles-ci constituent le meilleur choix pour la réalisation des dispositifs à CPs en raison de leurs indices de réfraction élevés, la maturité de la technologie de nanofabrication et leur facilité d’intégration avec d’autres dispositifs photoniques. Cependant, la non linéarité optique faible et la vitesse de réponse lente des éléments semi-conducteurs, de l’ordre de quelques ps à ns , constituent un obstacle majeur quant à la réalisation des dispositifs non linéaires.

Par ailleurs, les molécules organiques conjuguées et polymères ont suscité un grand intérêt quant à la réalisation de dispositifs photoniques non linéaires en raison de leurs réponses non linéaires plus efficaces (non linéarité optique élevée et vitesse de réponse plus rapide jusqu’à la gamme de fs). Par rapport aux matériaux semi-conducteurs traditionnels, tels que le silicium, InP ou GaAs, ces matériaux possèdent une grande susceptibilité non linéaire d’ordre trois [151]. La susceptibilité optique non linéaire d’ordre trois est de l’ordre de $10^{-12} \text{ cm}^2\text{W}^{-1}$ pour les molécules organiques conjuguées et de $10^{-14} \text{ cm}^2\text{W}^{-1}$ pour les matériaux semi-conducteurs traditionnels. Ainsi, lorsque des molécules de colorants ou nanoparticules d’or sont introduites dans un film de polymères minces, la susceptibilité non linéaire d’ordre trois s’accroît [150], [154], [155].

Les matériaux organiques conviennent donc bien à la réalisation de dispositifs photoniques non linéaires. Cependant, les dispositifs basés sur ces matériaux sont difficiles à intégrer avec d’autres dispositifs photoniques. En effet, les matériaux polymères conjugués tels que le polystyrène (PS) possèdent une grande susceptibilité optique non linéaire d’ordre trois (l’indice de Kerr du polystyrène est $n_2 = 1.14 \times 10^{-12} \text{ cm}^2\text{W}^{-1}$ [151] et celui du silicium est $n_2 = 3 \times 10^{-14} \text{ cm}^2\text{W}^{-1}$ [156]).

Au cours de ces dernières années, des dispositifs photoniques à base de CPs ont été réalisés en accordant les défauts par la variation de l'indice de réfraction des matériaux composites. Ces défauts peuvent être accordés sans modification géométrique de la structure par l'infiltration de trous d'air par un matériau d'indice de réfraction plus grand que $n = 1$ (comme les cristaux liquides (LC) [157], [150], [158], [159], [160]). Cette technique est considérée comme une méthode simple pour la réalisation d'une structure hybride, puisqu'elle est réalisable par des techniques de lithographie et de gravure standard. Cependant, les cristaux liquides ont une réponse optique très lente et ne sont pas appropriés pour l'intégration optique.

La compatibilité des polymères avec de nombreux matériaux inorganiques, tels que les semi-conducteurs, la silice, permet de former des configurations hybrides intéressantes de composants photoniques dans lesquels les meilleures performances de chaque type de matériau sont exploitées [161]. Certaines applications peuvent avoir besoin de cavités à CPs planaires entourées des couches de verre ou de polymères organiques. En considérant les pertes introduites par les couches de confinements, la réduction du facteur Q est obtenue pour les polymères organiques DVS-BCB (divinylsiloxanebis-benzocyclobutene). Le facteur Q est environ un facteur 28 plus faible, lorsque le matériau DVS-BCB est utilisé. En effet, des cavités optimisées intéressantes sont proposées pour ces applications [162]. De même, les dispositifs à CPs entourés de deux gaines de faible indice de réfraction tels que le dioxyde de silicium (SiO_2) offrent les avantages d'un empilage vertical, une robuste résistance mécanique et une simple intégration hétérogène [163].

4.4.2 Couches de confinement et mode résonants

Comme décrit dans le chapitre 1, deux configurations existent pour le confinement vertical de lumière dans la membrane. Dans la première configuration, la membrane de silicium est entourée d'air. Dans ce cas, le confinement de lumière est maximal (c'est cette configuration qui a été utilisée dans les sections précédentes de ce chapitre). En contrepartie, elle est fragile et dissipe peu la chaleur. Pour éviter ces problèmes, quelques configurations ont été proposées dans cette thèse (voir chapitre 3). Pour pouvoir étudier la capacité de confinement de la lumière de structures proposées dans la direction verticale, un défaut ponctuel (cavité de type H1 et L3) est introduit dans le réseau de cristal photonique membranaire de silicium entouré par deux couches de confinement (gaines) de faible indice de réfraction (ngaine). Pour cela, quatre types de cavités sont proposés dans cette thèse (structure A, B, C et D). Les cavités à CPs étudiées sont formées d'un réseau de trous d'air cylindriques gravés à travers la couche guidante et/ou les gaines.

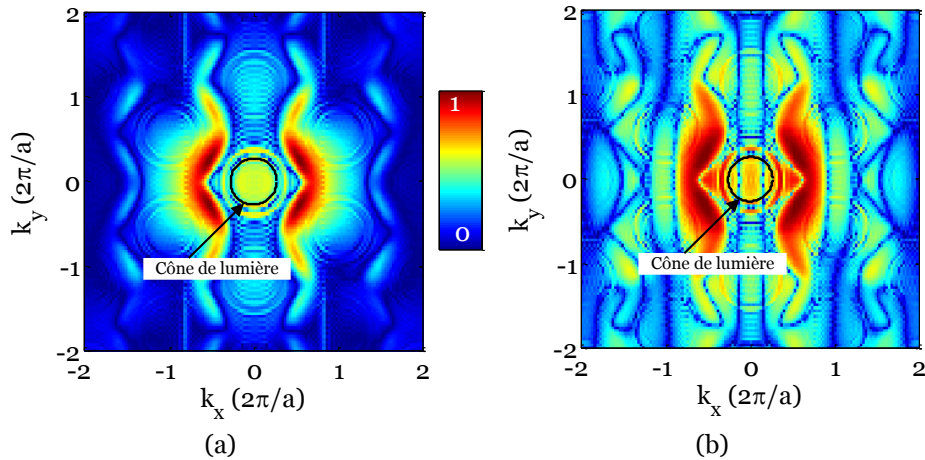


FIGURE 4.12: Transformée de Fourier (TF) spatiale du champ électrique E_y des modes résonants des cavités en fonction du vecteur d'onde (k_x, k_y) : (a) Cavités H1 et (b) Cavité L3. La TF spatiale du champ est calculée pour des cavités entourées par deux couches de confinement (gainnes). Le cercle représente le cône de lumière.

L'ajout d'une gaine à une cavité membranaire modifie une des interfaces de la membrane, et la transformée de Fourier spatiale du champ électrique E_y de la cavité s'accompagne alors d'un second cône de lumière. Les modes résonants des cavités sont situés dans la bande interdite du cristal photonique. Ils seront toujours couplés de façon importante aux modes radiatifs des gainnes (c'est-à-dire avec des pertes dans les gainnes). Nous illustrons cela sur la figure 4.12. Celle-ci représente la TF spatiale de champ électrique E_y des modes résonants des cavités H1 et L3 entourées de deux couches de confinement dont l'indice de réfraction est $n_{\text{gaine}} = 1.59$. Les composantes radiatives sont présentées dans le cône de lumière pour les deux cavités. En revanche, la TF de champ électrique E_y met en évidence la différence dans la qualité du confinement entre une cavité membranaire suspendue dans l'air et les cavités proposées (structures A, B, C et D). Le mode est bien confiné verticalement dans la cavité membranaire suspendue dans l'air, mais s'étend davantage dans les gainnes des cavités proposées. Le facteur de qualité du mode résonant des cavités proposées est de l'ordre 10^2 pour les deux types de cavités. Par conséquent, le résultat principal du confinement le moins efficace induit par les gainnes est une diminution du facteur de qualité du mode. Dans la section suivante, nous étudierons la variation des propriétés optiques de quatre structures proposées en fonction du contraste d'indice entre la membrane et les gainnes (Δn).

4.4.3 Propriétés des cavités en fonction du contraste d'indice vertical

Évolution du facteur de qualité

Pour estimer la capacité de confinement des cavités proposées, l'indice de réfraction des gainnes est supposé faible. Dans notre étude, cette manipulation s'effectue se fait par

la variation de n_{gaine} de 1.00 (air) à 1.6 (matériaux organiques). La figure 4.13 illustre l'évolution du facteur de qualité en fonction de n_{gaine} pour les cavités H1 et L3. L'évaluation par la méthode FDTD-3D des facteurs de qualité des modes résonants des structures est nécessaire pour estimer l'impact de différentes gaines sur les propriétés optiques des cavités. Par ailleurs, elle permet de valider la variation des bandes interdites faites lors du calcul des diagrammes de dispersion des structures planaires par la méthode PWE-3D.

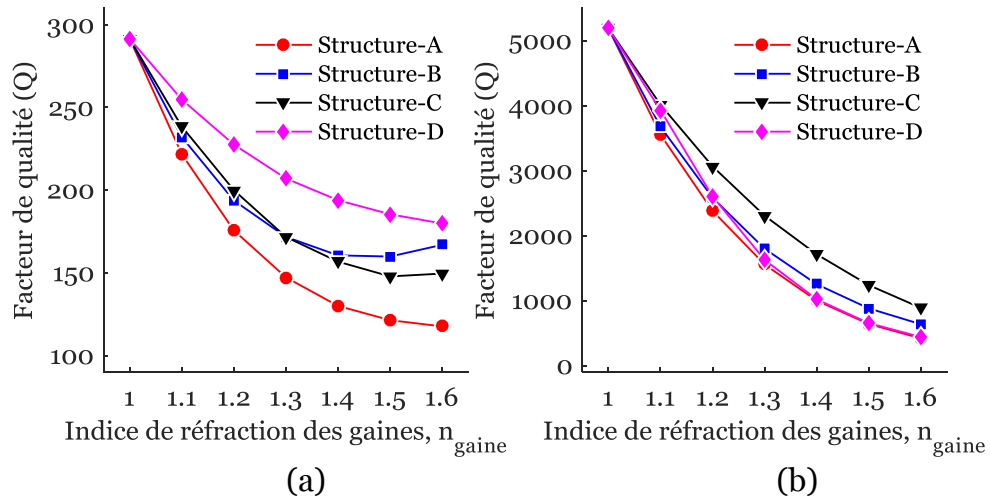


FIGURE 4.13: Évolution du facteur de qualité Q en fonction de l'indice de réfraction de la gaine n_{gaine} pour différentes cavités à CPs à faible contraste d'indice vertical (structure A, B, C et D) (a) Cavité H1 et (b) Cavité L3.

D'après la figure 4.13, nous remarquons que la variation de facteur de qualité des quatre structures en fonction de n_{gaine} dénote un très bon accord avec la variation de largeur de la bande interdite calculée lors du chapitre précédent (cf. figure ??). En effet, en présence de gaines de faible indice de réfraction, le facteur de la qualité Q diminue de façon plus significative que celle d'une structure suspendue dans l'air. C'est-à-dire, plus l'indice n_{gaine} augmente, plus les pertes verticales augmentent et, par conséquent, le confinement optique par réflexion totale interne devient faible. Les résultats obtenus montrent qu'un grand facteur de qualité est obtenu pour $n_{\text{gaine}} = 1.00$ pour les quatre structures proposées (membrane suspendue dans l'air). Cependant, pour une valeur de $n_{\text{gaine}} = 1.59$ (correspondant à un matériau polystyrène), le facteur de qualité Q est environ de 2.5 et 8 fois plus faibles pour respectivement la cavité H1 et L3. Effectivement, pour un faible contraste d'indice de ($\Delta n = 1.88$), le facteur Q reste de même ordre de grandeur pour toutes les structures proposées.

Toutefois, il faut rappeler que le facteur Q des modes des cavités proposées est très sensible à l'indice de réfraction des gaines. En tenant compte des pertes introduites par des gaines, nous remarquons que le facteur Q de la structure C utilisant la cavité L3 est plus élevé que les autres structures. Plus précisément, le facteur Q pour le mode de résonance

de cette structure augmente d'environ 1.5 fois plus par rapport à celle des structures A, B et D. Cependant, pour la cavité H1, le facteur Q de la structure D croît d'environ 1.2 fois plus que celle des structures A, B et C. Pour les deux types des cavités, le facteur Q de la structure A est plus faible, car les gaines sont constituées d'un matériau uniforme de faible indice de réfraction et les trous d'air de la membrane restent occupés par l'air. Le facteur Q étant plus sensible à l'indice de réfraction des gaines, pour obtenir une cavité de grands facteurs de qualité, l'indice de réfraction des gaines (n_{gaine}) doit être aussi moins élevé que celui de l'indice effectif de la membrane. Par conséquent, un facteur de qualité plus élevé est acquis grâce à l'aide des gaines symétriques périodiques. Dans la section suivante, nous tenterons d'optimiser les différentes structures proposées et donc de déterminer les contributions relatives des pertes au bord de la cavité. Cela permettra d'établir quelques règles de conceptions de cavités à CPs planaires de grand facteur de mérite Q/V .

Évolution du volume modal

Afin de mieux comprendre l'impact du contraste d'indice vertical sur le confinement optique du mode, nous calculons la variation des volumes modaux des cavités proposées en fonction de l'indice de réfraction des gaines (cf. figure 4.14). Nous remarquons que les volumes modaux augmentent linéairement en fonction de (n_{gaine}). De ce fait, le volume occupé par le mode résonnant dans la cavité est une fonction linéaire du contraste d'indice (Δn). Pour une valeur de $n_{\text{gaine}} = 1.59$, la structure D qui utilise une cavité de type H1 permet d'obtenir un faible volume modal de l'ordre de $0.40 (\lambda/n)^3$. Cette valeur présente une diminution d'un facteur 1.4 par rapport aux autres structures (structures A, B, C). Cependant, la structure C qui utilise une cavité de type L3, (c.-à-d. cavité L3 membranaire entourée de deux couches périodiques) permet d'obtenir un faible volume modal de l'ordre de $0.62 (\lambda/n)^3$ avec une diminution d'un facteur de 1.1 par rapport aux autres structures (structures A, B, D).

Ces estimations sont les plus faibles volumes modaux obtenus pour une cavité optique à CP planaire à faible contraste d'indice vertical. En revanche, les volumes modaux des structures A et B sont extrêmement élevés pour des facteurs de qualité relativement faible. Les cavités L3 réalisées dans un CP planaire, entouré de deux gaines symétriques et périodiques et les cavités H1 réalisées dans un CP planaire entourée de deux gaines asymétriques (exemple, cavité optique à base de CP planaire suspendue sur substrat SOI) sont particulièrement intéressantes. Cet avantage provient de leurs facteurs de qualité élevés, pouvant atteindre plusieurs millions, et de leurs très petits volumes modaux. La géométrie de ces structures possède l'avantage d'être relativement robuste du point de vue des erreurs de fabrication, mais aussi mécaniquement. Cette solidité est très attractive du point de vue de l'intégration, car elle simplifie les procédés de fabrication.

Évolution des fréquences de résonance

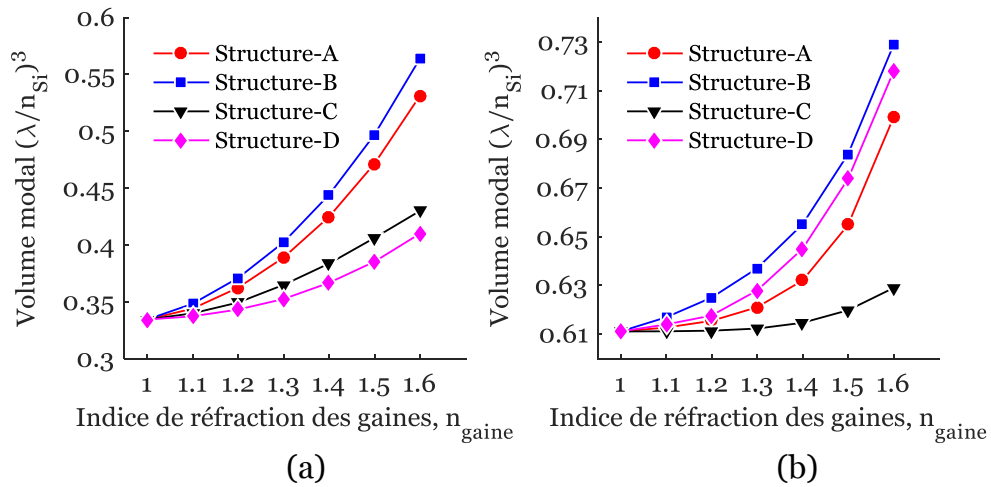


FIGURE 4.14: Évolution du volume modal V en fonction de l'indice de réfraction de gain (n_{gain}) pour différentes cavités à CPs à faible contraste d'indice vertical (structure A, B, C et D) : (a) Cavité H1 et (b) Cavité L3.

Nous considérons à présent la variation de la fréquence de résonance des modes des différentes structures proposées en fonction de l'indice de réfraction des gaines (cf. figure 4.15). En effet, comme présentées précédemment dans le chapitre 3 (section 3.4.2), les variations des fréquences de bords de bande interdite des CPs planaires à faible contraste d'indice vertical restent encore valables pour les cavités proposées dans ce chapitre. En ce qui concerne la direction dans le plan, la lumière est confinée dans les cavités à CPs planaires par la bande interdite photonique. Donc, les courbes de fréquences de résonances des différentes cavités proposées ne sont pas semblables (cf. figure 4.15). Ce résultat signifie que les structures proposées n'ont pas la même sensibilité à l'indice de réfraction des gaines.

Par ailleurs, nous pouvons remarquer sur les courbes présentées dans la figure 4.15 que la fréquence de résonance de mode de la structure B diminue rapidement avec l'augmentation de l'indice de réfraction des gaines. De ce fait, le décalage en longueur d'onde reste très important. Ce décalage vers les hautes longueurs d'onde lui permet d'être plus sensible à l'environnement. Cependant, leurs facteurs de qualité et de volume modal seront fortement dégradés avec la présence des gaines homogènes et symétriques. À l'opposé, les fréquences de résonances des structures A et D diminuent légèrement avec l'augmentation de l'indice de réfraction des gaines. Le décalage en longueur d'onde de ces structures est moins important.

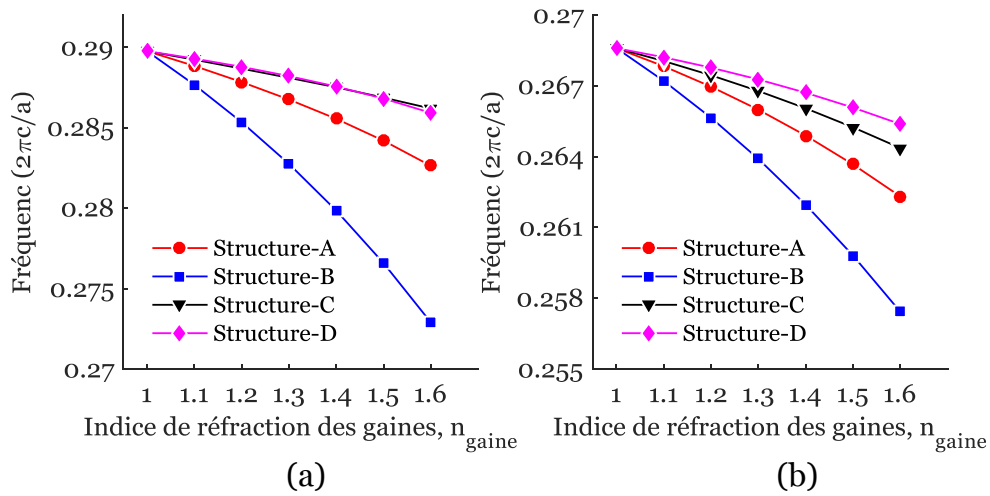


FIGURE 4.15: Évolution des fréquences de résonance du mode de la cavité en fonction de l'indice de réfraction de gaine (n_{gaine}) pour différentes cavités à CPs à faible contraste d'indice vertical (structure A, B, C et D) (a) : Cavité H1 et (b) Cavité L3.

4.4.4 Optimisation de facteur de mérite "Q/V" des cavités proposées

Les cavités à CPs hybrides silicium/polystyrène (Si-PS) sont considérées comme des plus excellents candidats pour des applications en optique non linéaire. L'importance des effets non linéaires dans ce type de cavités hybrides augmente typiquement avec le facteur de mérite Q/V et les effets d'optique non linéaire élevés du polystyrène. Cependant, comme le confinement de la lumière dans la direction verticale est faible, le facteur Q du mode de résonance fondamentale diminue de façon drastique. Dans cette section, pour améliorer le confinement du mode des cavités proposées (structures A, B, C et D), les conditions de réflexion au bord des cavités sont modifiées en translatant les trous d'air situés aux contours de défaut. La figure 4.16 présente l'évolution du *facteur de qualité* Q des modes résonants des cavités en fonction du déplacement des trous (s_o pour la cavité H1 et s_1 pour la cavité L3). Les calculs ont été réalisés dans le cas particulier des cavités H1 et L3 avec un rayon d'inclusion $r_o/a = r_1/a = 0.20$ et un indice de réfraction des gaines ($(n_{\text{gaine}}) = 1.59$) (polystyrène). Ce rayon permet d'obtenir des facteurs de qualité les plus grands.

Comme nous le voyons dans cette figure, la variation du facteur de qualité en fonction des déplacements des trous est qualitativement similaire pour toutes les structures proposées. À savoir, le facteur Q augmente considérablement avec le déplacement des trous, atteint un maximum, puis diminue, en accord avec les résultats théoriques et expérimentaux [39], [119]. Parmi tous les résultats obtenus avec les deux cavités (cavité H1 et L3), la structure C permet d'acquérir un facteur de qualité plus grand que celui des structures A, B et D (tableau 4.1). Par rapport à la structure originale, le facteur Q de la structure C optimisée augmente par un facteur de 30 pour la cavité H1 et un facteur de 15 pour la cavité L3. Cependant, les structures A et D utilisant la cavité H1 permettent d'obtenir

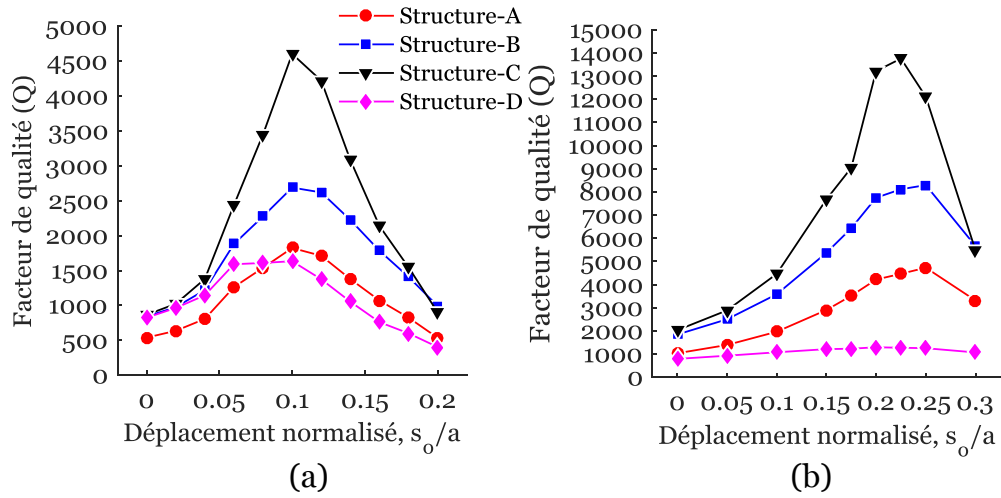


FIGURE 4.16: Évolution du facteur de qualité en fonction du déplacement des trous pour différentes cavités à CPs à faible contraste d'indice vertical (structure A, B, C et D). (a) cavité H1 et (b) cavité L3. Les rayons des trous d'air aux contours sont : $r_o/a = r_1/a = 0.20$ et $r_2/a = 0.30$ et l'indice de réfraction des gaines est : ($n_{gain} = 1.59$).

un même ordre de facteur de qualité. D'autre part, les facteurs de qualité de la structure B étaient légèrement supérieurs à ceux des structures A et D. Il est donc intéressant de noter à partir de ces résultats obtenus, que pour des gaines symétriques par rapport au plan $z = 0$, un plus fort facteur de qualité est obtenu pour un indice de réfraction des gaines particulier. Par ailleurs, l'ajustement du rayon des trous d'air situés en dessous et au-dessus du défaut permet d'augmenter le facteur Q des structures proposées utilisant une cavité de type L3 par un facteur aussi grand que 25 ($Q > 10^4$) [164].

| | Structure A | Structure B | Structure C | Structure D | |
|-----------|---|-------------|-------------|-------------|------|
| Cavité H1 | Q | 1820 | 2680 | 4600 | 1630 |
| | $V(\frac{\lambda}{n})^3$ | 0.56 | 0.60 | 0.54 | 0.56 |
| | $(\frac{Q}{V})(\frac{\lambda}{n})^{-3}$ | 3250 | 4466 | 8518 | 2910 |
| Cavité L3 | Q | 4730 | 8290 | 13760 | 1290 |
| | $V(\frac{\lambda}{n})^3$ | 0.88 | 0.94 | 0.85 | 0.91 |
| | $(\frac{Q}{V})(\frac{\lambda}{n})^{-3}$ | 5375 | 8819 | 16188 | 1417 |

TABLE 4.1: Facteur de qualité Q et volume modal V optimales obtenues pour les cavités H1 et L3 à CPs à faible contraste d'indice vertical (structure A, B, C et D).

Comme pour les cavités membranaires suspendues dans l'air, l'augmentation du facteur Q en fonction de déplacement des trous pour les cavités proposées s'explique de la façon suivante. Quand nous faisons varier localement la position des trous aux contours de la

cavité H1 et les trous des deux extrémités de la cavité L3, nous réalisons un gradient d'indice. Celui-ci permet d'obtenir une transition moins abrupte entre le cristal photonique et le bord de la cavité et ainsi de limiter les pertes admet un changement plus graduel de la fonction enveloppe au bord de la cavité et un meilleur confinement du mode. Pour enrichir les valeurs optimales de facteur Q pour les différentes structures proposées, nous avons comparé la transformée de Fourier spatiale de la composante du champ E_y dans les deux types de cavités (figure 4.17). La cartographie de champ montre de faibles pertes dans le cône de lumière.

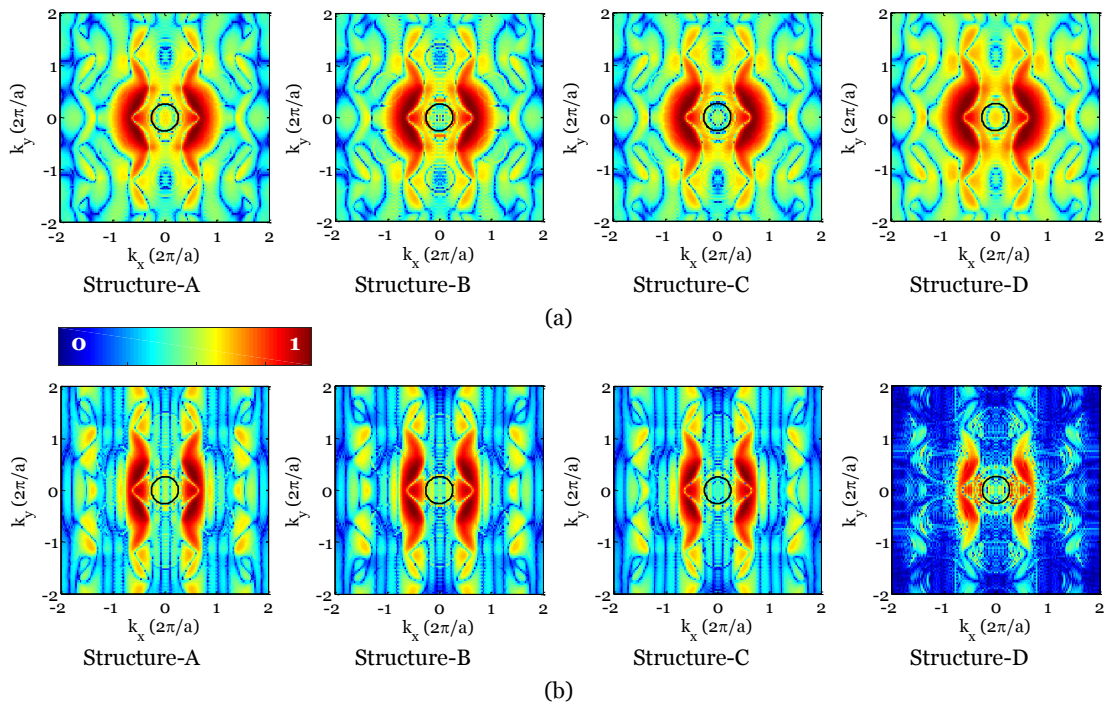


FIGURE 4.17: Transformée de Fourier (TF) spatiale du champ électrique E_y des modes résonants des cavités optimisées en fonction de vecteur d'onde (k_x, k_y) . La TF spatiale du champ est calculée pour différentes cavités H1 et L3 à CPs à faible contraste d'indice vertical (structure A, B, C et D). Le cercle représente le cône de lumière.

L'étude de la *variation du volume modal* V des cavités proposées (structures A, B, C et D) en fonction du déplacement des trous (s_o et s_1) (figure 4.18) a pour finalité d'établir rapidement certaines propriétés générales des modes de ces cavités. L'influence du déplacement des trous sur les volumes modaux est moins significative pour les structures proposées utilisant les deux types de cavités H1 et L3. Par ailleurs, nous remarquons que le volume modal de la cavité H1 optimisée est du même ordre de grandeur pour toutes les structures proposées. Il varie de $0.48 (\lambda/n)^3$ à $0.85 (\lambda/n)^3$ quand nous augmentons le décalage des trous aux contours s_o/a de 0 à 0.20. De môme, le volume modal de la cavité L3 varie de $0.70 (\lambda/n)^3$ à $0.95 (\lambda/n)^3$ lorsque les trous des deux extrémités du défaut s_1/a sont déplacés de 0 à 0.30. En effet, la structure C présente un volume modal important pour les deux types de cavités étudiées. Le volume modal de cette structure est plus élevé

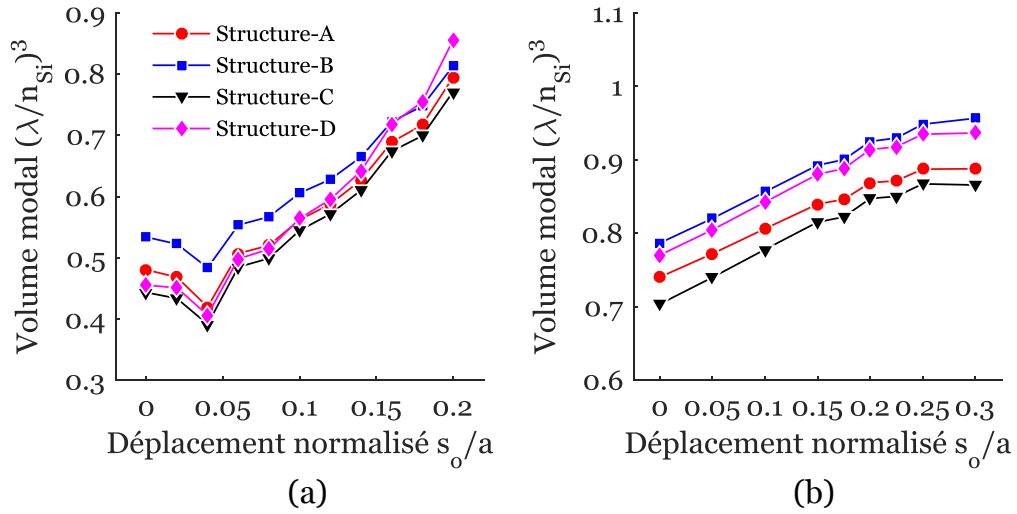


FIGURE 4.18: Évolution du volume modal en fonction du déplacement des trous pour différentes cavités à CPs à faible contraste d'indice vertical (structure A, B, C et D). (a) cavité H1 et (b) cavité L3. Les rayons des trous d'air aux contours sont : $r_o/a = r_1/a = 0.20$ et $r_2/a = 0.30$ et l'indice de réfraction des gaines est : ($n_{gaine} = 1.59$).

que celui des autres structures. Le tableau 4.1 regroupe les valeurs optimales du facteur de qualité, volume modal et facteur de mérite obtenu sur quatre structures proposées pour les deux types de cavités H1 et L3.

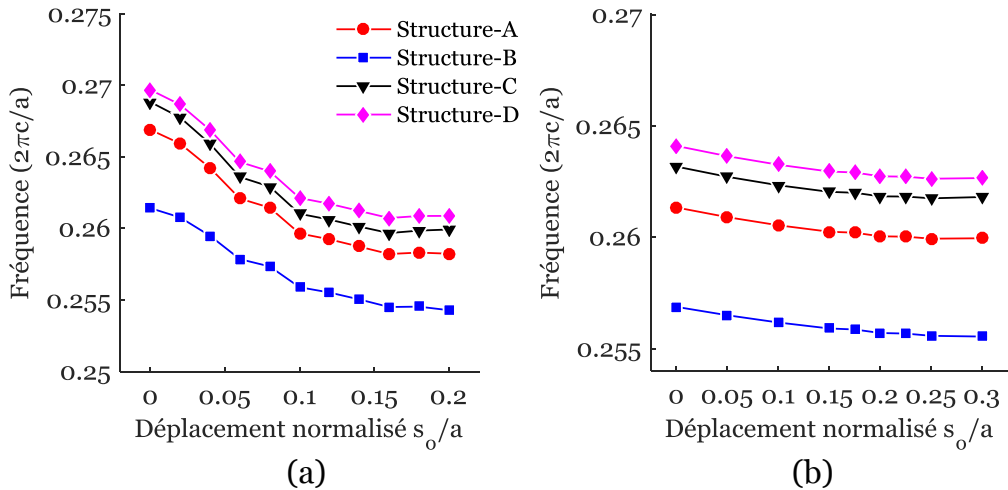


FIGURE 4.19: Évolution de fréquence de résonance en fonction de déplacement des trous pour différentes cavités à CPs à faible contraste d'indice vertical (structure A, B, C et D). (a) cavité H1 et (b) cavité L3. Les rayons des trous d'air aux contours sont : $r_o/a = r_1/a = 0.20$ et $r_2/a = 0.30$ et l'indice de réfraction des gaines est : ($n_{gaine} = 1.59$).

Afin d'étudier l'effet de déplacement des trous (s_o et s_1) sur la sensibilité des cavités proposées (structures A, B, C et D), nous avons calculé la fréquence de résonance des deux principaux modes des cavités (H1 et L3) en fonction du déplacement des trous (cf. figure 4.19). Pour les quatre structures proposées, la fréquence de résonance des deux

modes diminue légèrement avec le déplacement des trous. Ainsi, le décalage en longueur d'onde ($\Delta\lambda$) est moins significatif pour les deux types de cavités. Pour un déplacement $s_o/a = 0.05$, le décalage en fréquence est de l'ordre de 0.005 ($\omega a/2\pi c$) pour la cavité H1 et celle de la cavité L3 est de l'ordre de 0.001 ($\omega a/2\pi c$). Le facteur de qualité des deux cavités est optimum avec ce décalage.

4.5 Études des cavités à cristaux photoniques sur substrat SOI

4.5.1 Les substrats en SOI

Par la suite, des cavités à cristaux photoniques planaires sont réalisées sur substrat de type silicium sur isolant (SOI). Ce type de substrats a été développé pour l'industrie microélectronique. Afin de mieux comprendre les processus mis en jeu, il paraît intéressant de détailler ici certaines propriétés optiques de ces substrats. Cette structure est constituée d'une couche de silicium (de 50 nm à quelques μm d'épaisseur), reportée par collage moléculaire sur une couche enterrée d'oxyde de silicium, le tout sur un substrat de silicium [165], [166]. Cet isolant peut être du saphir (Silicon-On-Sapphire) ou du dioxyde de silicium (SiO_2) (cf. figure. 4.20). D'un point de vue purement microélectronique, l'utilisation du substrat en SOI présente un certain nombre d'avantages par rapport aux technologies sur substrat silicium [165], [166]. Outre leur intérêt pour la microélectronique, les substrats en SOI présentent des avantages pour le développement de la microphotonique sur silicium. Le grand avantage de l'utilisation du SOI réside dans le fait de pouvoir utiliser les technologies très abouties de la microélectronique (lithographie, gravure).

| | |
|----------------|---------------------|
| Silicium | 50 nm à 1.5 μm |
| Silice | 100 nm à 3 μm |
| Substrat de Si | ~ 700 μm |

FIGURE 4.20: Représentation schématique des différentes couches d'un substrat de type silicium/sur isolant (SOI).

En effet, la grande différence d'indice de réfraction entre la silice et le silicium permet un confinement vertical de la lumière et un guidage de la lumière dans la couche de silicium qui est transparente dans le proche infrarouge et infrarouge moyen. La couche de silicium due à

son indice optique plus élevé ($n_{Si} = 3.48$) que son entourage d'air ($n_{Air} = 1.00$) ou d'oxyde ($n_{SiO_2} = 1.44$) est ordinairement un guide d'onde planaire avec un fort contraste d'indice. En effet, le grand contraste d'indice entre le silicium et la silice ($\Delta n \sim 2.00$) permet par ailleurs la réalisation d'une cavité planaire de dimensions latérales inférieures au micron, avec de très faibles pertes de propagation. Cependant, la condition pour l'utilisation des substrats SOI est que l'épaisseur de la couche de silice doit être suffisamment enterrée pour que la lumière guidée ne fuit pas vers le substrat au travers de cette couche. Dans la littérature, il existe différentes technologies qui permettent de réaliser des substrats SOI [166].

4.5.2 Cavités à cristaux photoniques hybrides Si-PS

Dans cette section, nous proposerons un nouveau type de cavité optique afin d'améliorer les performances des dispositifs photoniques non linéaires, et renforcer les effets non linéaires du silicium. Il s'agit de réaliser une cavité résonnante hybride silicium/polystyrène (Si-PS) suspendue sur un substrat SOI. Une image d'une telle cavité est illustrée par la figure 4.21.a. Les cavités de type H1 ou L3 sont donc réalisées dans un CP membranaire recouvert d'une couche supérieure de faible indice de réfraction et suspendues sur un substrat SOI. La figure 4.21.b est une coupe latérale des cavités hybrides proposées. La couche guidante (couche centrale) est composée de silicium. Les couches supérieure et inférieure sont composées respectivement de polystyrène (PS) et de silice (SiO_2). Les trous d'air du cristal photonique sont occupés par le polystyrène. En revanche, dans les cavités conçues dans cette thèse, la gaine supérieure de la couche guidante et les trous d'air du cristal photonique sont infiltrés par le polystyrène. Celui-ci possède une vitesse de réponse plus rapide et une non-linéarité optique élevée par rapport au silicium. La fabrication des cavités hybrides Si-PS proposées repose sur la technique de lithographie nanoimprint [167]. Le modèle de cavité est d'abord sculpté sur la surface de la couche silicium de la structure SOI par la lithographie électronique et la gravure ionique réactive. Puis le polystyrène est régulièrement infiltré dans les trous d'air des cavités par l'utilisation de la technique de lithographie nanoimprint. Par conséquent, les trous d'air et la couche supérieure des cavités sont entièrement recouverts de polystyrène [167].

Afin d'améliorer le confinement des modes des cavités hybrides proposées et donc augmenter leur facteur de qualité, l'idée est de modifier les conditions de réflexion au bord de la cavité par le déplacement des trous d'air situés aux contours du défaut. Dans ce paragraphe, nous examinons le rôle des paramètres (r_o , r_1 , s_o et s_2) dans la conception des cavités hybrides Si-PS suspendue sur substrat SOI. Pour cela, la variation des propriétés optiques des cavités proposées en fonction de ces paramètres est étudiée. La figure 4.22 montre la variation du facteur Q et le volume V des cavités hybrides en fonction du

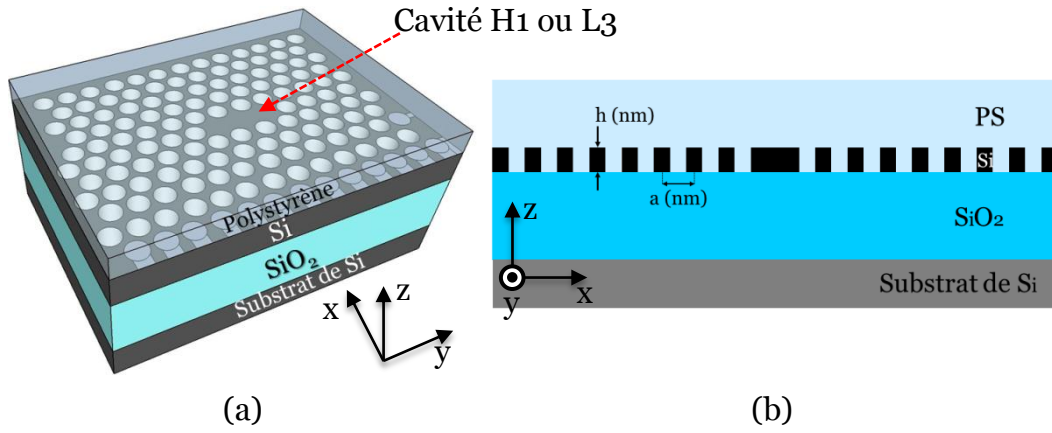


FIGURE 4.21: Représentation schématique d'une cavité hybride silicium/polystyrène (Si-PS) suspendue sur un substrat silicium sur isolant (SOI). La couche supérieure de la membrane de silicium est composée de polystyrène, et la couche inférieure de silice (SiO_2). (b) Vue latérale de la structure hybride Si-PS proposée.

déplacement des trous (s_o pour la cavité H1 et s_1 pour la cavité L3). Ces calculs ont été réalisés pour un rayon d'inclusion $r_o/a = r_1/a = 0.20$.

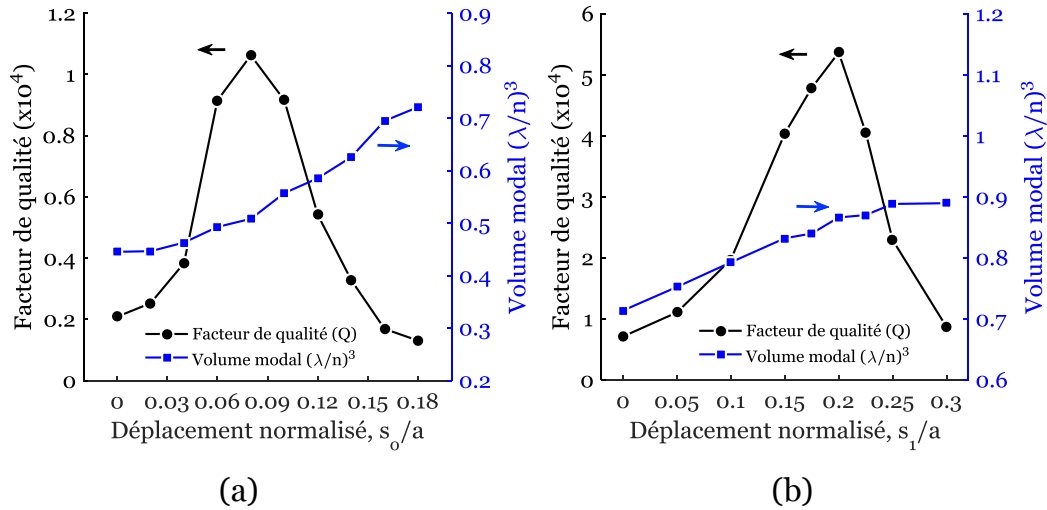


FIGURE 4.22: Évolution du facteur de qualité et du volume modal en fonction du déplacement des trous (s_o et s_1) pour des cavités hybrides Si-PS suspendues sur un substrat silicium sur isolant (SOI). (a) cavité H1 et (b) cavité L3.

Cette figure indique clairement que les résultats calculés sont qualitativement similaires en termes de variation de facteur Q quand les trous d'air sont déplacés. C'est-à-dire, le facteur Q augmente, atteint un maximum puis diminue. Une valeur maximum du facteur Q de 1.1×10^4 et 5.6×10^4 est obtenue respectivement pour les cavités H1 et L3. Par ailleurs, pour optimiser le facteur de qualité, nous avons étudié cette même structure hybride avec une cavité de type L3 [168]. Le même calcul est effectué, à partir de la diminution des rayons des trous d'air situés en dessous et au-dessus du défaut ($r_2 = 92 \text{ nm}$). Ainsi, nous

on pouvons obtenir un mode résonnant à longueur d'onde de $\lambda_o = 1583 \text{ nm}$ avec un facteur de qualité de $Q = 5.4 \times 10^4$

Nous remarquons ainsi sur la figure 4.22, une augmentation linéaire du volume modal avec le déplacement des trous. Si nous avons continué à augmenter le déplacement des trous, nous aurions pu obtenir un volume modal de l'ordre de 1.0. Pour des valeurs optimums des déplacements des trous d'air (s_o et s_1), nous observons qu'un faible volume modal de l'ordre de $0.5 (\lambda/n)^3$ et $0.85 (\lambda/n)^3$ est obtenu pour respectivement les cavités H1 et L3. Par conséquent, avec la proportion linéaire du volume modal au déplacement des trous, le facteur de mérite des cavités hybrides Si-PS proposées va atteindre des valeurs maximales de $22000 (\lambda/n)^{-3}$ et $65882 (\lambda/n)^{-3}$ pour respectivement les cavités H1 et L3.

L'étude de la transformée de Fourier spatiale de la composante du champ E_y dans les centres des cavités hybrides optimisées (cavités H1 et L3) permet rapidement de déterminer certaines propriétés générales de confinement des modes dans ces cavités proposées. Les cartographies des champs de la figure 4.23 ont été calculées dans le cas particulier des déplacements optimums des trous (s_o et s_1) pour chaque cavité. Ce déplacement nous offre le plus grand facteur de qualité pour les deux types de cavité.

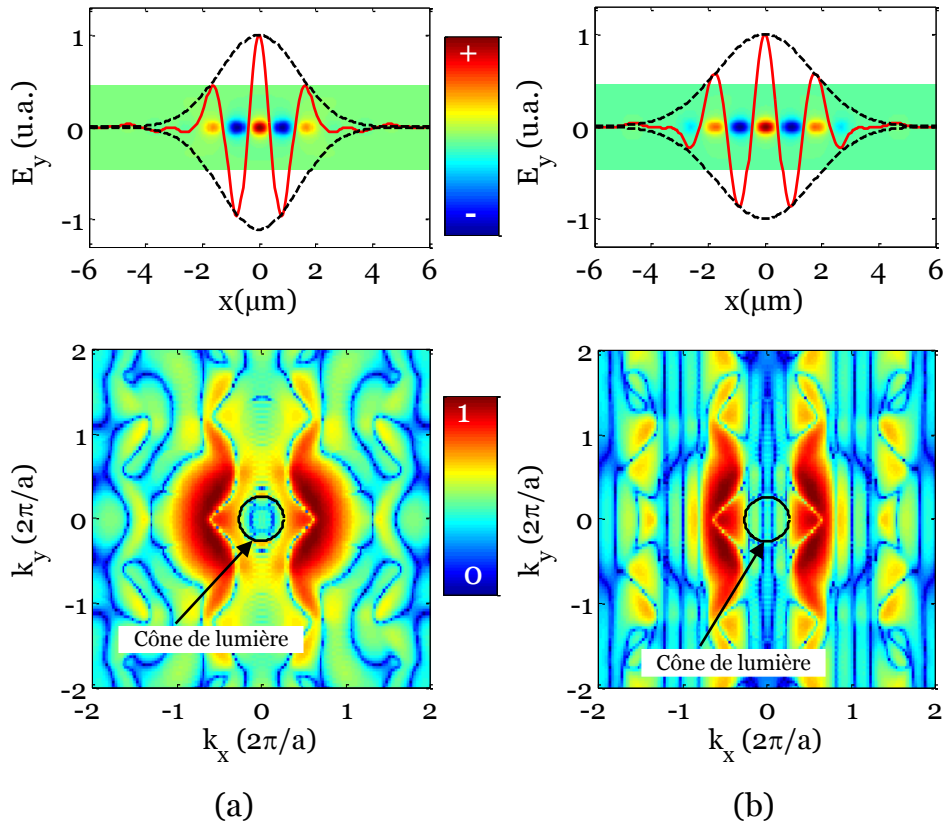


FIGURE 4.23: Profil du champ électrique E_y des modes résonnants des cavités hybrides le long de l'axe x et de sa transformée de Fourier spatiale en fonction du vecteur d'onde (k_x , k_y). (a) cavité H1 et (b) cavité L3.

Comme illustré dans la figure 4.23, au bord du défaut de deux cavités hybrides, le profil du champ E_y change progressivement avec la fonction enveloppe gaussienne idéale. De même, dans sa transformée de Fourier spatiale, des très faibles composantes radiatives peuvent être observées à l'intérieur du cône de lumière. Ce phénomène montre l'absence de pertes de rayonnement hors plan. Par conséquent, les deux cavités optimisées autorisent un meilleur confinement du mode. Compte tenu du facteur Q élevé, du volume modal faible, et de la réponse non linéaire de type Kerr extrêmement grande et ultrarapide associée au polystyrène (PS), ces cavités hybrides non linéaires sont bien adaptées pour des applications en bistabilité et commutation tout optique et ultra optique. Ainsi, comme la cavité est réalisée dans un CP planaire suspendu sur un substrat SOI, celle-ci peut être facilement intégrée avec d'autres dispositifs optiques.

Nous avons ainsi étudié l'évolution des fréquences des résonances des cavités hybrides proposées en fonction du déplacement des trous (cf. figure 4.24). La fréquence de résonance de mode de la cavité hybride de type H1 diminue considérablement à mesure que le déplacement des trous aux contours de défaut (s_o) augmente, en corrélation avec un décalage important en longueur d'onde. Cependant, celle de la cavité L3 diminue légèrement avec le déplacement des trous (s_1). Une diminution de l'ordre de 0.09 ($\omega a/2\pi c$) sur la fréquence de résonance de la cavité H1 est obtenue pour un déplacement de trous de $s_o/a = 0.18$. De même, une baisse de l'ordre de 0.001 ($\omega a/2\pi c$) sur la fréquence de résonance de la cavité L3 pour un déplacement de trous de $s_1/a = 0.17$.

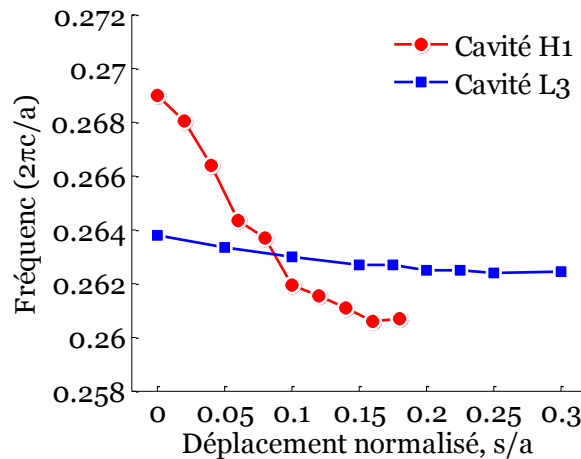


FIGURE 4.24: Évolution de la fréquence de résonance en fonction du déplacement des trous (s_o et s_1) pour des cavités hybrides Si-PS suspendues sur un substrat silicium sur isolant (SOI). (a) cavité H1 et (b) cavité L3.

4.5.3 Cavités à cristaux photoniques en SiN

Dans cette section, nous nous intéresserons au confinement de la lumière dans les cristaux photoniques de type membrane en nitrure de silicium (SiN) suspendre sur substrat

SOI. Suivant la démarche adoptée pour le silicium, nous considérons deux types des cavités "H1 et L3" (figure 4.25). Comme nous l'avons vu dans le chapitre 3, l'étude des bandes interdites de SiN révèle une seule bande interdite en polarisation quasi-TE. Celle-ci est beaucoup plus fine que celle présentée pour le silicium. Intuitivement, nous pouvons estimer à priori que le confinement de lumière sera moins bon. Pour une meilleure optimisation de ces cavités, il est également possible d'adapter les paramètres optimaux du cristal photonique planaire afin de garder le mode confiné au centre de la bande interdite sous le cône de lumière. Cela présente l'avantage de pouvoir obtenir un bon confinement vertical et des facteurs de qualité élevés. Nous nous appuyons sur les cartographies de bandes interdites déterminées précédemment pour choisir en fonction du réseau le couple (h, r) optimal pour le confinement optique. Donc, nous choisissons, un rayon des inclusions $r/a = 0.30$ et une épaisseur optique de la membrane $h/a = 0.90$, conformément aux cartographies des bandes interdites obtenues dans le chapitre 3. Ces choix sont motivés par la recherche d'un compromis visant à maximiser la largeur des bandes interdites et donc favorables à l'optimisation du confinement de la lumière.

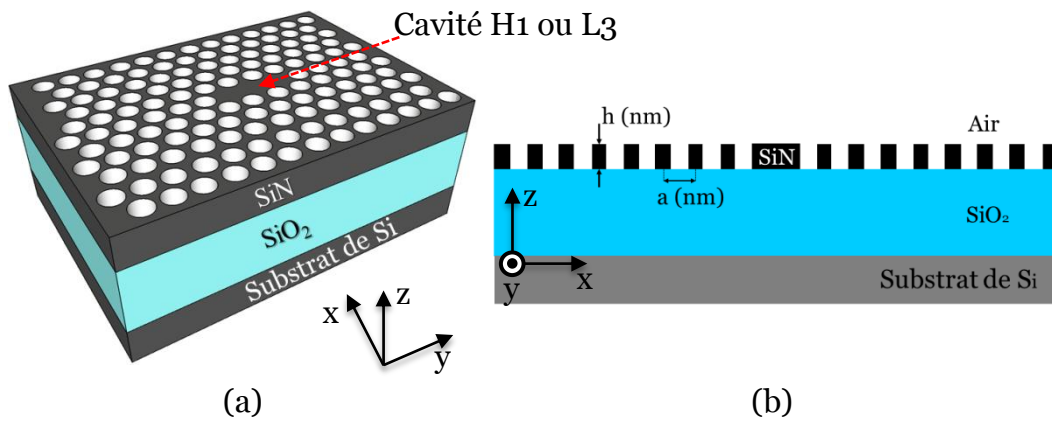


FIGURE 4.25: Représentation schématique d'une cavité à CP planaire en nitrure de silicium (SiN) suspendue sur un substrat silicium sur isolant (SOI). (b) Vue latérale de la cavité proposée.

L'objectif est de réaliser une cavité optique en SiN par la modification de la taille et la position des trous aux contours de défauts pour permettre un confinement des photons sur des volumes faibles. L'ingénierie de défauts précédemment appliquée pour l'optimisation des cavités à CPs en silicium est utilisée pour les cavités en SiN. Dans le cas du silicium, nous avons montré que pour un déplacement donné des trous d'air aux contours, il est possible d'évaluer un ordre de grandeur sur la valeur du facteur Q des cavités. Dans le cas des cavités en nitrure de silicium, le facteur de qualité et le volume modal des cavités H1 et L3 ont été ainsi calculés en fonction du déplacement des trous (s_o et s_1) pour un rayon des trous $r_o/a = r_1/a = 0.20$. Les résultats obtenus sont présentés sur la figure 4.26. Les caractéristiques sont identiques au cas précédent : augmentation puis diminution de facteur de qualité en fonction de déplacement des trous. Nous pouvons ainsi noter qu'une

amélioration du facteur de qualité d'un facteur 2 peut être obtenue avec le déplacement des trous. Cependant, le facteur de qualité optimal des modes résonnants des cavités en SiN reste beaucoup plus faible par rapport à celui obtenu pour le silicium ($Q = 545$ pour la cavité H1 et $Q = 350$ pour la cavité L3).

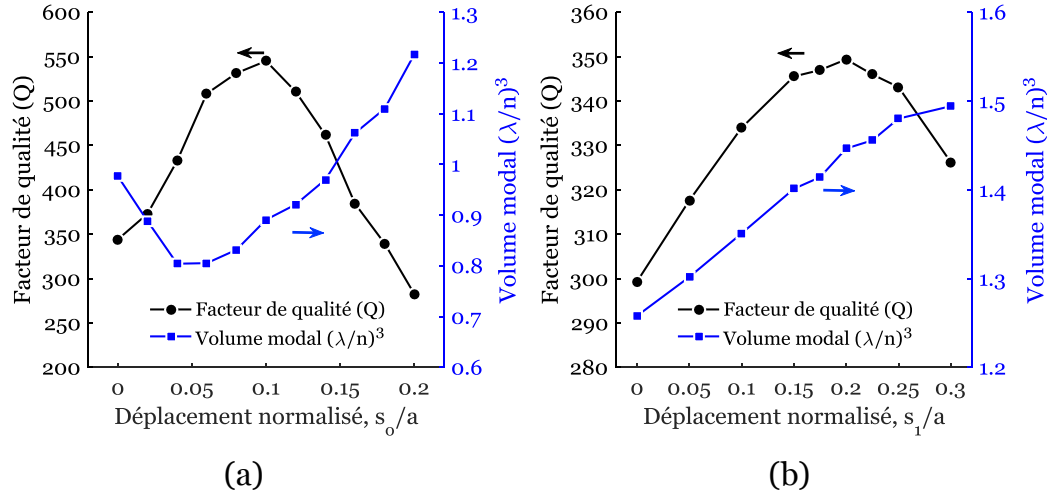


FIGURE 4.26: Évolution de facteur de qualité et volume modal en fonction de déplacement des trous (s_o et s_1) pour des cavités à CPs en SiN suspendues sur un substrat silicium sur isolant (SOI). (a) cavité H1 et (b) cavité L3.

Les volumes modaux, quant à eux, sont représentés sur la même figure. Nous remarquons que le volume modal de la cavité H1 diminue puis croît avec le déplacement des trous (s_o). Parallèlement, celle de la cavité L3 augmente linéairement avec le déplacement des trous aux deux extrémités du défaut (s_1). Ils sont de l'ordre de $0.89 (\lambda/n)^3$ pour la cavité H1 et de $1.44 (\lambda/n)^3$ pour la cavité L3. Ces valeurs sont deux fois plus grandes que celles obtenues pour les cavités en silicium.

La diminution du facteur de qualité et l'augmentation des volumes modaux des cavités étudiées sont dues au plus faible contraste d'indice entre le nitrure de silicium et le silice ($\Delta n \sim 0.60$) contre un grand contraste d'indice entre le silicium et la silice ($\Delta n \sim 2.04$). En effet, la transformée de Fourier spatiale de la composante du champ électrique E_y (figure 4.27) présente des composantes radiatives non nulles dans le cône de la lumière qui vont autoriser des fuites dans la direction verticale. Nous constatons que l'obtention de grands facteurs de qualité pour les cavités à CPs en nitrure de silicium exige un très bon ajustement du rayon et de trous situés aux contours de défaut. Pour cela, pour optimiser le facteur de qualité, nous avons étudié cette même structure avec une cavité de type L3 [169]. À partir du changement du rayon et de la position des trous d'air situés en dessous et au-dessus du défaut ($r_2 = 67 \text{ nm}$, $s_2 = 54 \text{ nm}$), nous pouvons obtenir un mode résonnant à la longueur d'onde de $\lambda_o = 716.5 \text{ nm}$ avec un facteur de qualité de $Q = 2.5 \times 10^3$.

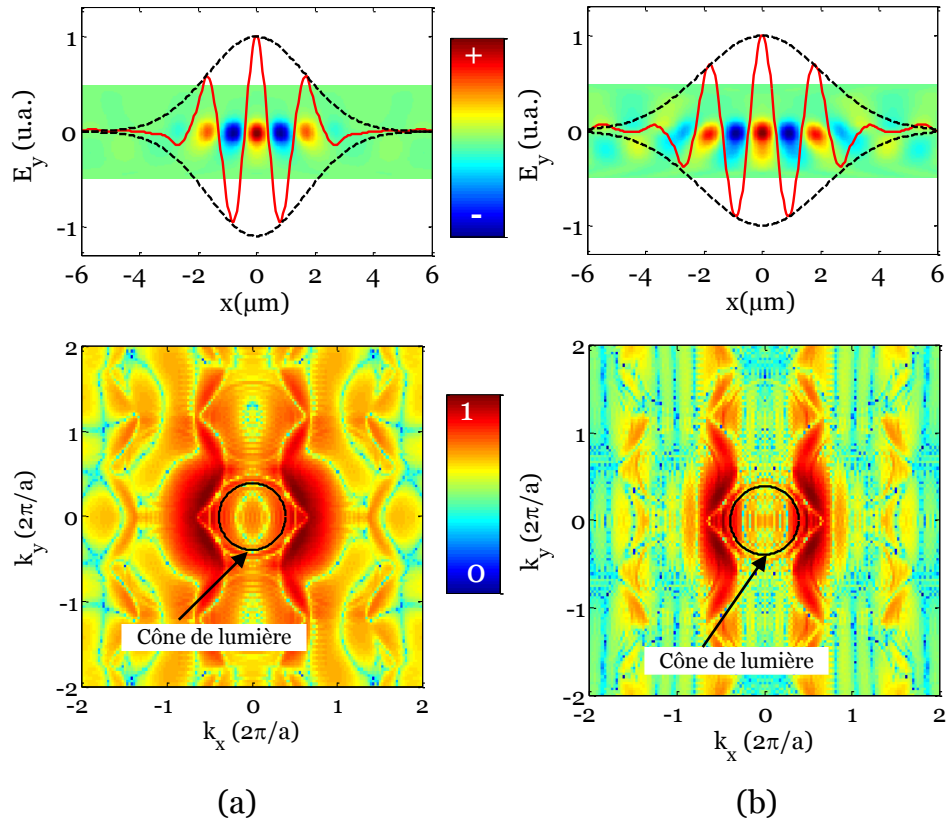


FIGURE 4.27: Profil du champ électrique E_y des modes résonants des cavités en SiN le long de l'axe x et sa transformée de Fourier spatiale en fonction du vecteur d'onde (k_x , k_y). (a) cavité H1 et (b) cavité L3.

Par conséquent, nous démontrons la possibilité d'améliorer le facteur de qualité Q d'une nanocavité à CPs planaire basée sur un matériau de faible indice de réfraction (SiN), opération réalisée dans une cavité basée sur un substrat SOI. En raison de son facteur Q élevé et des pertes de diffusion et deux photons d'absorption extrêmement négligeables (TPA) aux longueurs d'onde du visible qui sont associées au nitrure de silicium, cette conception de nanocavité est bien adaptée pour les futures expériences de l'optique non linéaire. De plus, comme la cavité est réalisée sur un CP planaire suspendue sur un substrat SOI, celle-ci peut être facilement intégrée avec d'autres dispositifs photoniques.

D'autre part, la variation des fréquences de résonance des cavités en fonction du déplacement des trous (s_o et s_1) est similaire au cas des cavités hybrides Si-PS étudiées dans la section précédente. Comme indiqué sur la figure 4.28, la fréquence de résonance de mode de la cavité H1 diminue largement avec le déplacement des trous aux contours du défaut (s_o) et celle de la cavité L3 diminue légèrement avec le déplacement des trous des deux extrémités (s_1). Le décalage en fréquence est plus faible, intuitivement, nous pouvons nous attendre à ce que le décalage en fréquence soit de l'ordre de 0.007 ($\omega a/2\pi c$) et 0.002 ($\omega a/2\pi c$) pour respectivement les cavités H1 et L3.

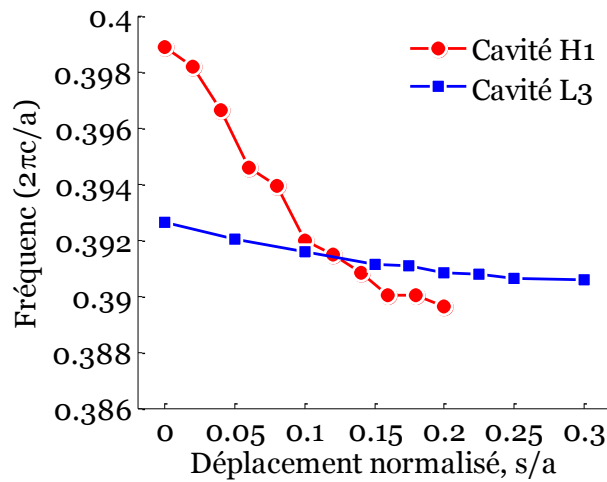


FIGURE 4.28: Évolution de la fréquence de résonance en fonction du déplacement des trous (s_o et s_1) pour des cavités à CPs en SiN suspendues sur un substrat silicium sur isolant (SOI). (a) cavité H1 et (b) cavité L3.

4.6 Cavités à cristaux photoniques appliquées aux capteurs intégrés

4.6.1 Choix d'une cavité optimisée orientée détection

Les capteurs chimiques et biologiques ont connu un développement croissant ces dernières années en raison de leur faible coût et de leur portabilité. Ces capteurs présentent une bonne implantation dans le monde industriel comme : l'industrie automobile (contrôle des émissions de gaz) et l'environnement (détection des gaz toxiques). L'un des principes de fonctionnement de ces capteurs consiste en la mesure d'un changement d'indice de réfraction d'un élément sensible en fonction de la présence de cibles à détecter. La réalisation de ces capteurs dans les longueurs d'onde visibles et infrarouge (IR) moyen s'avère très intéressante, car elle est d'usage plus courant dans le domaine de la biologie.

Comme nous l'avons souligné dans le chapitre 1, l'application des cavités à cristaux photoniques en tant que capteurs constitue un domaine de recherche qui semble être très prometteur. Les raisons étant leur extrême miniaturisation (la surface de détection de la cavité à CPh est environ $40 \mu m$ pour un volume sensible de $0.15 \mu m$ [170]), et la possibilité de les intégrer dans les circuits photoniques. Cependant, pour améliorer les performances des capteurs optiques, nous devons concevoir une cavité de grand facteur Q et de petit volume V . Pour cela, les cavités à CPs en silicium et en nitrure de silicium semblent être la technologie actuelle de référence en matière de capteurs fonctionnant dans les deux gammes de longueurs d'onde (visible et IR-moyen). Dans cette thèse, des cavités à CPs planaires suspendues dans l'air ont été optimisées pour être très sensibles à toute modification chimique en environnement.

| | Cavite à CPs planaires en Si | | Cavite à CPs planaires en SiN | |
|-----------------------------|------------------------------|-----------|-------------------------------|-----------|
| | Cavité H1 | Cavité L3 | Cavité H1 | Cavité L3 |
| $\lambda_o(nm)$ | 3740 | 3753 | 783 | 784 |
| Q | 20000 | 58320 | 2056 | 2380 |
| $V(\mu m)^{-3}$ | 0.65 | 1.10 | 0.040 | 0.060 |
| $(\frac{Q}{V})(\mu m)^{-3}$ | 30770 | 53018 | 51400 | 39667 |

TABLE 4.2: Longueurs d'onde de résonance (λ_o), facteurs de qualité (Q), volumes modaux (V) et facteur de mérite (Q/V) des cavités optimisées dans les deux gammes de longueurs d'onde (visible et IR-moyen).

Dans cette section, nous allons nous intéresser à une application particulière en travaillant dans le domaine visible et IR-moyen. Le paramètre de maille du cristal photonique est alors défini de manière à obtenir une excitation des modes optiques résonants autour des longueurs d'onde ($0.7 \mu m$ et $3.6 \mu m$). Le fait de fixer la longueur d'onde optique de travail impose un paramètre de maille de $a = 1020 nm$ pour une cavité en Si et $a = 310 nm$ pour une cavité en SiN. Toutefois, avant de nous intéresser à l'évaluation des sensibilités des cavités, nous devons aborder l'évaluation de la variation de facteur de qualité et le volume modal des modes fondamentaux des cavités en fonction des rayons et positions des trous aux contours de défaut. À partir de l'ingénierie de défauts des cavités étudiées, nous avons reporté sur le tableau 4.2 les facteurs de qualité et les volumes modaux optimaux des cavités conçues dans les deux domaines des longueurs d'onde. D'après les résultats, les cavités optimisées constituent une plateforme prometteuse pour des applications de détection, car ils présentent un facteur de qualité élevé avec un faible volume modal. Par ailleurs, les cavités optimisées ont un facteur de mérite de l'ordre de 10^4 . C'est-à-dire que dans les capteurs à base de ces structures optimisées, la lumière est confinée dans des volumes très petits.

4.6.2 Applications à la réalisation des capteurs de gaz

L'évaluation de la sensibilité des cavités optimisées peut se faire en mesurant le décalage en longueur d'onde de la résonance en fonction du changement d'indice de réfraction induit à l'environnement du cristal photonique [171]. En effet, comme l'établit l'équation ?? en perturbations, ce décalage en longueur d'onde est directement proportionnel à la fraction de la densité du champ dans la cavité. Dès lors, le confinement optique localisé dans le centre des cavités ne peut que contribuer à améliorer la sensibilité des cavités à cristaux photoniques. Pour une compréhension quantitative de la réponse des cavités optimisées aux petites variations de l'indice de réfraction de l'environnement, les composantes

du champ électrique (E_x , E_y et E_z) ont été calculées en utilisant la méthode FDTD-3D. L'équation ?? est employée pour calculer des petites perturbations dans la fonction diélectrique (de l'ordre de 10^{-4}) pour différents indices de réfraction du gaz. La figure 4.29 montre la variation du décalage en longueurs d'onde ($\Delta\lambda$) des modes résonants des cavités optimisées en fonction de l'indice de réfraction de l'environnement pour respectivement les cavités en silicium et en nitrure de silicium. Ce décalage en longueur d'onde est calculé en présence du vide et de différents environnements gazeux (He, N₂, CO₂, C₂H₂ et C₃H₈) sous une pression de 1 bar. On remarque une dépendance linéaire de décalage ($\Delta\lambda$) aux petites variations de l'indice de réfraction des gaz (n_{gas}).

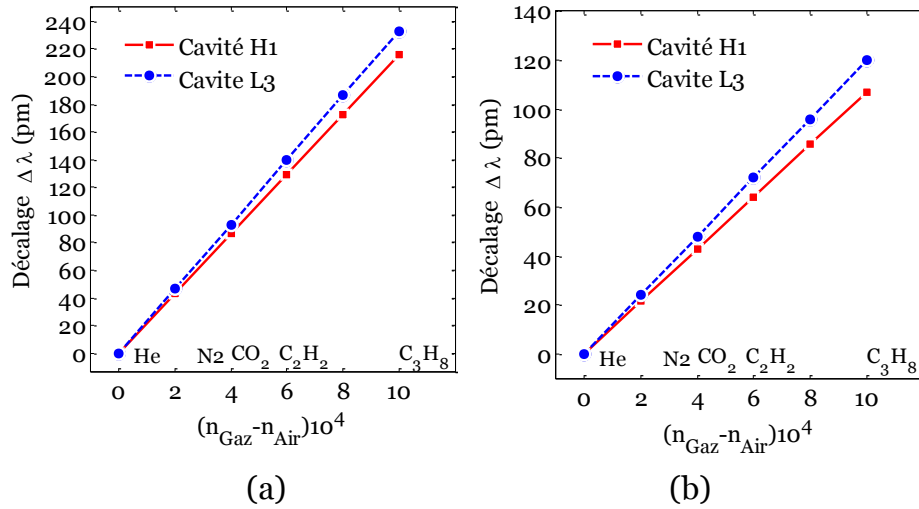


FIGURE 4.29: Décalage en longueurs d'onde ($\Delta\lambda$) des modes résonants des cavités optimisées en fonction de l'indice de réfraction de différents gaz (He, N₂, CO₂, C₂H₂ et C₃H₈). (a) Cavités à CPs en Si et (b) Cavités à CPs en SiN.

La modification de l'indice de réfraction du gaz environnant implique une variation du contraste d'indice entre le semi-conducteur et les trous. Celle-ci a une influence sur l'indice effectif du cristal photonique et leur bande interdite. Ces deux effets conduisent à un décalage de la longueur d'onde de résonance des cavités dans la même direction. C'est-à-dire, la longueur d'onde de résonance des cavités se déplacera vers le rouge si l'indice de réfraction de gaz varie de 1.000 à 1.001 et vers le bleu dans le cas inverse, à savoir la diminution de l'indice de réfraction de gaz. La longueur d'onde de résonance de la cavité L3 est un peu plus décalée lorsque l'indice de réfraction du gaz augmente. Une variation de l'indice de réfraction du gaz dans le milieu environnant induit un décalage en longueur d'onde des cavités en Si deux fois plus important par rapport à celui obtenu dans cas des cavités en SiN. Grâce aux calculs, pour un indice de réfraction du gaz $n_{Gas} = 1.001$ (C₃H₈), les cavités H1 et L3 en Si entraînent respectivement un décalage de 216 pm et 233 pm de la longueur d'onde. Alors que pour le même gaz, les cavités H1 et L3 en SiN induisent respectivement un décalage en longueur d'onde de 107 pm et 120 pm. Généralement, le gaz est détectable par les deux types de cavités, car leur facteur de qualité est plus élevé.

En exploitant les décalages en longueurs d'onde calculées par la théorie de la perturbation, l'efficacité des cavités optimisées est évaluée quantitativement par le calcul de la sensibilité $S_\lambda = \Delta\lambda/\Delta n$ (exprimée en nm/RIU). Cette définition de la sensibilité est souvent évoquée dans la littérature dans le domaine d'application des CPs à la détection. De ce fait, celle-ci a été choisie pour caractériser les cavités qui ont été optimisées dans le but de pouvoir effectuer une comparaison avec l'état de l'art sur le sujet. De façon plus quantitative, la figure 4.29 obtenue dans le cas de présence de différents gaz montre que, de meilleures sensibilités peuvent être obtenues pour des cavités optimisées en Si. Dans le cas de la mesure de détection de C3H8 par exemple, la sensibilité des cavités optimisées en Si et en SiN est résumée dans le tableau 4.3. Les cavités en Si donnent une sensibilité deux fois plus grande que celles des cavités en SiN. Cependant, les valeurs de la sensibilité des cavités étudiées restent faibles par rapport à celles obtenues avec des cavités à CPs à fente [85]. Cela est dû à la géométrie des cavités étudiées, où la lumière est fortement confinée dans la fente. Le volume modal des cavités L3 à fentes est plus faible que dans une cavité L3 équivalente en raison du confinement du mode dans l'air. Comme le montre la référence [85], le champ reste très localisé dans la fente. Cependant, le facteur de qualité des cavités L3 à fentes reste faible ($Q \sim 3 \times 10^3$), même en optimisant le déplacement des trous. Cela témoigne par ailleurs de la présence d'un grand nombre de composantes du champ dans le cône de lumière. Les faibles valeurs du facteur de qualité des cavités à fentes peuvent s'expliquer par la terminaison abrupte de la fente au niveau des trous. La faible sensibilité des cavités optimisées dans ce travail réside dans le fait que la lumière est bien confinée dans le défaut. Cela rend donc le champ électrique confiné dans le silicium ou nitrure de silicium.

| | Cavite à CPs planaires en Si | | Cavite à CPs planaires en SiN | |
|-----------------------------|------------------------------|-----------|-------------------------------|-----------|
| | Cavité H1 | Cavité L3 | Cavité H1 | Cavité L3 |
| $S_\lambda(\frac{nm}{RIU})$ | 216 | 233 | 107 | 120 |
| $FoM(RIU)^{-1}$ | 1155 | 3620 | 280 | 364 |

TABLE 4.3: Sensibilité S_λ et figure de merit (FoM) des cavités utilisées pour des applications de capteur de gaz dans les gammes de longueurs d'onde visible et IR-moyen.

Une autre façon d'estimer l'efficacité des cavités optimisée comme des capteurs optiques peut être effectuée par le biais du calcul de la figure de merit (FoM) défini par : $FoM = S_\lambda Q/\lambda_o$ (exprimé en RIU^{-1}) [68], [172], [173], [76], [174]. Celle-ci dépend à la fois de la sensibilité, de la fréquence de résonance de la cavité et de son facteur de qualité. Elle apporte, en plus de la sensibilité, l'information de la finesse du pic de résonance. Elle évolue linéairement avec le facteur de qualité. Un facteur Q élevé permet d'améliorer la résolution de la longueur d'onde de résonance et donc, l'amélioration des performances des capteurs optiques [174], [175]. Le tableau 4.3 rassemble les résultats obtenus du FoM pour

les deux cavités optimisées. Dans notre exemple, la Figure de merit, la plus importante a été obtenue dans le cas de présence de gaz (C3H8). Nous pouvons remarquer que le Figure de mérite des cavités optimisées en silicium est de l'ordre de milliers et celles en SiN est de l'ordre de centaines de milliers. Ce phénomène induit une plus faible sensibilité qui est compensée par un facteur de qualité élevé.

4.6.3 Applications à la réalisation des capteurs de température

Une autre application importante des cavités optimisées est la réalisation de capteurs de température. Ces capteurs sont indispensables dans les circuits photoniques intégrés, car ils permettent de détecter les variations indésirables de la température. L'un des paramètres caractéristiques permettant d'évaluer les performances des cavités à CPs demeure le décalage de leurs longueurs d'onde de résonance en fonction de la température. Les figures 4.30.a et 4.30.b représentent respectivement les évolutions de ces décalages ($\Delta\lambda$) dans les gammes de longueurs d'onde visibles et IR-moyen. La variation du décalage $\Delta\lambda$ de deux cavités est analysée pour une température T variant de 30 K à 300 K. Pour étudier l'influence de la température, l'indice de réfraction de silicium et nitrure de silicium a été décrit par : $n(T) = n_o + (\partial n/\partial t)$, où les coefficients thermo-optiques $\partial n/\partial t$ de Si et SiN pour la gamme de température considérée sont donnés dans les références [176], [177].

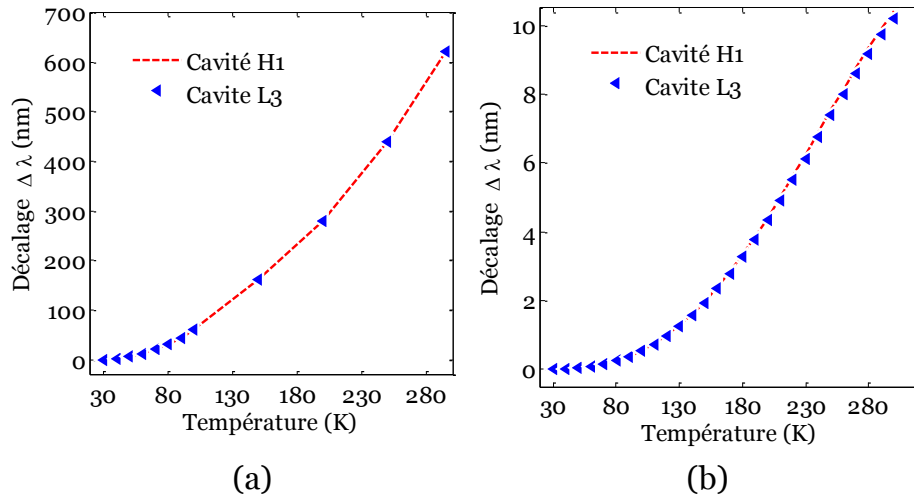


FIGURE 4.30: Décalage en longueurs d'onde ($\Delta\lambda$) des modes résonants des cavités optimisées en fonction de température $T(K)$. (a) Cavités à CPs en Si et (b) Cavités à CPs en SiN.

Nous remarquons que les deux types des cavités ont le même décalage de longueur d'onde $\Delta\lambda$ et que ce décalage augmente exponentiellement en fonction de grandes variations de la température. Une variation de la température du milieu environnant induit un décalage important en longueur d'onde des cavités optimisées en silicium. Les modes résonants des cavités en Si sont plus décalés par rapport à ceux des cavités en SiN. Pour

une température $T = 295\text{ K}$, les cavités H1 et L3 en Si entraînent un décalage de longueur d'onde de 610 nm . Alors que pour la même température, les cavités H1 et L3 en SiN enclenchent un décalage de 9.8 nm . Le décalage obtenu en longueur d'onde peut être attribué au changement d'indice de réfraction du matériau constituant le CP. La variation importante des longueurs d'onde des modes des cavités en Si avec la température peut s'expliquer par l'effet thermo optique. Ce résultat montre que l'indice de réfraction du silicium est fortement influencé par la température. Les longueurs d'onde des modes des cavités optimisées en SiN sont inférieures à celles des cavités en Si en raison de la faible variation des coefficients thermo-optiques de ce matériau en fonction de la température.

| | Cavite à CPs planaires en Si | | Cavite à CPs planaires en SiN | |
|-----------------------------|------------------------------|-----------|-------------------------------|-----------|
| | Cavité H1 | Cavité L3 | Cavité H1 | Cavité L3 |
| $S_\lambda(\frac{nm}{RIU})$ | 2.10 | 2.10 | 0.034 | 0.034 |
| $FoM(RIU)^{-1}$ | 11.20 | 32.6 | 0.09 | 0.10 |

TABLE 4.4: Sensibilité S_λ et figure de merit (FoM) des cavités utilisées pour des applications de capteur de température dans les gammes de longueurs d'onde visible et IR-moyen.

Le tableau 4.4 récapitule les valeurs des sensibilités et figures de merit (FoM) obtenues pour chaque type de cavité, avec leur domaine d'utilisation. Les sensibilités des cavités en Si sont les meilleures que nous puissions obtenir. Pour chacune des cavités optimisées, il est possible d'avoir des sensibilités de 2.1 nm/K avec un FoM important. Cependant, les cavités optimisées en SiN sont censées théoriquement avoir des sensibilités et FoM extrêmement basses. La qualité du confinement d'un mode est extrêmement sensible aux ajustements apportés à la géométrie de la cavité. Les informations que nous possédons sur la structure des cavités étudiées dans ce manuscrit (rayon et position des trous d'air aux contours de défaut) influent de façon importante sur le facteur de qualité des modes. Un ajustement précis de ces paramètres permet d'avoir des facteurs de qualité importants. Pour ces raisons, nous pouvons expliquer les performances des capteurs obtenues notamment par le fait qu'un grand facteur de qualité et donc un bon confinement de la lumière dans le milieu du défaut du semi-conducteur rend plus sensibles les photons à la variation de la température. Il est donc facile par exemple de maintenir une meilleure sensibilité tout en augmentant le facteur Q des cavités.

4.7 Conclusion

Dans ce chapitre, des cavités à base des cristaux photoniques planaires, ont été étudiées et conçues. La première partie a consisté à étudier les modes résonants des cavités à CPs planaires par la méthode FDTD-3D. Cette méthode nous a permis de déterminer la

position spectrale, le facteur de qualité et le volume modal des modes résonants des cavités étudiées, dont les fréquences de résonance sont situées dans la bande interdite photonique calculée par la méthode PWE-3D. L'étude portant sur la cartographie de l'intensité des champs en champ proche et lointain nous a permis de connaître la distribution du champ dans le centre et au-dessus des cavités planaires. La propagation de la lumière dans l'espace agit bien comme un filtre passe-bas pour les fréquences spatiales.

Par ailleurs, nous avons montré que les propriétés optiques des cavités à CPs planaires sont sensibles aux variations des paramètres géométriques du cristal photonique telles que le rayon des inclusions, et l'épaisseur optique de la membrane. En étudiant l'influence de ces paramètres sur les modes résonants de cavités planaires de cristal photonique, nous avons déterminé les paramètres pertinents pour le confinement optimal de la lumière dans une cavité. Ainsi, nous avons prouvé la possibilité d'effectuer un réglage fin de la position en longueur d'onde des modes résonants et de leur facteur de qualité et volume modal en modifiant les rayons et la position des trous d'air situés aux contours du défaut formant la cavité.

La partie qui a suivi concerne l'étude des cavités à CPs planaires à faible contraste d'indice vertical. Quatre types de cavités ont été proposés. Nous avons montré que les propriétés optiques des cavités proposées sont sensibles aux variations de l'indice de réfraction des gaines. Par application de la technique d'ingénierie des défauts sur les cavités proposées, nous avons prouvé que la périodicité des gaines permet de réaliser un mode résonant avec un facteur de qualité de l'ordre de 10^4 et un faible volume modal, ainsi que de minimiser les composantes radiatives dans le cône de lumière. Nous avons notamment conçu des cavités à CPs planaires hybrides silicium polymère (Si-PS), suspendues sur un substrat silicium sur isolant (SOI) pour le renforcement des effets non linéaires du silicium. Par application de l'ingénierie de défauts sur les cavités proposées, de forts facteurs de qualité de l'ordre de 10^4 , ainsi que des faibles volumes modaux ont été acquis. Nous avons donc optimisé le facteur de mérite des modes dont les composantes du champ électrique sont faibles dans le cône de lumière, et de ce fait amélioré les non-linéarités optiques du silicium. Des cavités à CPs planaires en nitrure de silicium (SiN) ont également été étudiées pour des applications dans la bande visible. Ces cavités possèdent un faible contraste d'indice vertical, justifiant ainsi leur faible facteur de mérite de l'ordre de 10^2 .

Ce chapitre nous a permis d'étudier la sensibilité des cavités optimisées afin de mieux appréhender la conception des capteurs optiques de gaz et de température. Nous avons montré que les longueurs d'onde des cavités optimisées sont légèrement dépendantes de la modification chimique de leur environnement, notamment dans le cas de présence de gaz. Les modes optiques des cavités se décalent de la même manière : une augmentation de l'indice de réfraction du gaz mène à un décalage de longueur d'onde de résonance vers le rouge. Puis, l'efficacité du capteur de gaz a été examinée en définissant et en comparant

les paramètres de sensibilité (S_λ), de facteur de qualité (Q) et de figure de merit (FoM). La sensibilité des cavités optimisées en Si est deux fois plus grande que celle des cavités en SiN. Cependant, un figure de merit (FoM) record de 10^3 a pu être obtenue, démontrant ainsi les potentialités des cavités optimisées pour la réalisation de capteur de gaz.

Nous avons exposé que les cavités H1 et L3 optimisées peuvent être aussi utilisées comme capteurs de température, fonctionnant à la fois dans les gammes de longueurs d'onde visibles et IR moyen. Il a été montré que les longueurs d'onde de résonances des cavités optimisées sont fortement dépendantes de la température. Un décalage important de la longueur d'onde de la résonance des cavités en Si, ainsi qu'une augmentation de leur sensibilité et FoM ont été démontrés lorsque la température augmente. Malgré le fait que les cavités optimisées en SiN restent assez peu sensibles aux variations de température. Cette application constitue une première mesure de sensibilité des cavités à la variation de température, notamment avec une mesure du figure de merit. Le cas particulier du changement de la température nous a permis de mettre en évidence qu'un effet thermique modifie fortement la sensibilité des cavités. En particulier, la sensibilité et la figure de merit augmentent lorsque la température s'accroît.

Conclusion générale

Les études menées depuis une dizaine d'années sur l'utilisation de cavités à CPs planaires pour l'optique intégrée et non linéaire ont prouvé qu'elles pouvaient offrir de nombreuses perspectives. Le silicium et nitrure de silicium sont deux éléments potentiels comme matériaux de support pour la réalisation de ces cavités. Les travaux présentés dans cette thèse ont pour objectif l'étude, la conception et application de nouvelles cavités à base de CPs planaires. L'état de l'art nous a permis de contextualiser notre problématique vis-à-vis des recherches actuelles concernant l'application des cavités à CPs, d'en souligner les avantages et inconvénients. La finalité étant de mieux appréhender la conception des cavités optiques de grands facteurs de qualité et petit volume modal. Bien que de nombreuses études numériques et expérimentales aient été décrites sur des cavités en silicium, il existe encore peu de travaux sur le nitrure de silicium en matière de cristaux photoniques. De plus, le besoin d'une connaissance approfondie des propriétés de cristaux photoniques planaires a nécessité la mise en œuvre d'outils de modélisation adaptés. Pour cela, les méthodes et les outils mathématiques nécessaires à l'étude et à la modélisation des diagrammes de dispersion des CPs planaires, mais aussi à la conception des cavités optiques ont été présentés. Plusieurs méthodes mathématiques ont été développées et largement utilisées pour cette étude. Cependant, dans le cas de CPs planaires à faible contraste d'indice vertical, le calcul reste toujours très délicat lorsqu'il s'agit de déterminer les bandes interdites situées au-dessous du cône de lumière et les propriétés optiques des cavités conçues. Cette méthode nécessite une étude 3D et exige des moyens de calcul et des mémoires informatiques importantes.

Dans la première partie de ce travail, nous avons étudié les diagrammes de dispersion des cristaux photoniques planaires de fort et faible contraste d'indice vertical. Les calculs ont été effectués, en utilisant la méthode des ondes planes tridimensionnelles PWM-3D qui permet la prise en compte du type de réseau du CP et la symétrie des gaines, au sein d'une même cellule élémentaire. Cette technique de résolution des équations de Maxwell dans le domaine fréquentiel a fait ses preuves dans l'étude des CPs planaires, car elle permet de

calculer, pour ces structures à trois dimensions, des diagrammes de dispersion, des bandes interdites et des cartographies de champ. Le dimensionnement des structures planaires dépend des paramètres géométriques du cristal photonique et leur impact a été évalué. Cette démarche ne s'arrête pas seulement au choix du type de réseau, mais aussi au choix des matériaux, des rayons d'inclusions et de l'épaisseur optique des membranes. L'analyse comparative des structures planaires de type cristal photonique membranaire de Si et SiN suspendue dans l'air a révélé que l'épaisseur influe sur la position et la forme des cartes de bandes interdites. L'une étude 3D a permis de distinguer les tendances des cartes de bande interdite quand les trous des inclusions deviennent larges. Nous avons étudié les diagrammes de dispersion des cristaux photoniques formés d'un réseau hexagonal de trous d'air cylindriques gravés à travers la couche guidante et/ou les gaines. Quatre types de structures ont été proposés dans cette thèse. Le résultat obtenu montre que :

- Les modes guidés des CPs planaires sont très sensibles aux changements de l'indice de réfraction des trous d'air et les gaines.
- Une large bande interdite des cristaux photoniques planaires est obtenue dans le cas où les trous d'air s'étalent dans les gaines.
- Les modes guidés des cristaux photoniques planaires sont délocalisés dans le cône de lumière dans le cas des structures asymétriques.

Après avoir optimisé les bandes interdites des cristaux photoniques planaires, deux types de cavités optiques ont été étudiés et conçus, puisque celles-ci sont réalisables technologiquement : l'une repose sur un fort contraste d'onde vertical et l'autre sur un faible contraste d'indice. Les calculs ont été effectués, en utilisant la méthode des différences finies dans le domaine temporel FDTD-3D. Cette technique de résolution des équations de Maxwell dans le domaine temporel a fait ses preuves dans l'étude des cavités à CPs planaires. En effet, elle permet de calculer, pour des structures planaires, des coefficients de transmission, des volumes modaux et des cartographies de champ. Le principe consiste à discrétiser dans le domaine spatial et temporel les équations de Maxwell décrivant la propagation d'une onde électromagnétique. De la même manière, le module de calcul *Harminv* nous a permis de calculer le facteur de qualité des cavités. Les cavités ont été conçues sur des réseaux de trous d'air dans le cadre d'une configuration hexagonale percés dans une membrane de silicium et de nitrure de silicium. Une fois déterminés les paramètres géométriques optimaux des cavités à CPs planaires permettant l'émergence de grands facteurs de qualité (Q), nous avons entrepris la conception de cavités optiques. Ce travail a été effectué sur les cavités de type H1 et les cavités L3.

En optique guidée, les pertes de couplage et les pertes par diffraction hors du plan peuvent dégrader les facteurs de qualité des cavités proposées. Pour la prise en compte de l'indice de réfraction des couches de confinement, quatre types de cavités à CPs planaires à faible contraste d'indice vertical ont été proposés. Nous avons montré que le facteur

Q du mode résonant fondamental des cavités proposées diminue significativement quand l'indice de réfraction des gaines s'approche de celui de la membrane (c'est-à-dire, quand l'indice de réfraction des gaines augmente de 1 à 1.6). Les différents types des gaines analysés peuvent être utilisés pour la conception des cavités à CPs planaires à faible contraste d'indice vertical qui se révéleront très utiles pour des applications dans l'optique intégrée et non linéaire. Nous avons étudié le facteur de qualité et le volume modal des cavités à CPs planaires suspendues sur un substrat SOI. Afin de qualifier les procédés de fabrication, où les photons sont plus confinés et les effets non linéaires sont plus importants, une solution a été proposée dans cette thèse. Elle consiste à utiliser des cavités hybrides silicium/polystyrène (Si-PS). La technique de l'ingénierie de défauts de par sa simplicité a permis d'optimiser le facteur de mérite (Q/V) des cavités proposées. Le confinement en cavité souvent réalisé pour la lumière infrarouge a été étudié aussi pour la lumière visible. Dans ce cas, à cause du faible contraste d'indice entre le SiN et silice (SiO_2), les cavités étudiées présentent de faibles facteurs de mérite. L'analyse de Fourier est une méthode simple et intuitive pour l'interprétation des grands facteurs de qualité. La transformée de Fourier spatiale du champ E_y des modes résonants permet de clarifier l'origine physique des pertes dans les cavités à CPs planaires.

Compte tenu de la nouveauté de l'utilisation des cavités à CPs pour la réalisation des capteurs optiques, nous nous sommes intéressés à la faisabilité de l'utilisation des cavités optimisées comme capteur de gaz et de température. Une étude qualitative à l'aide de la méthode de perturbation a été entreprise dans le but d'étudier le décalage en longueur d'onde de résonance, la sensibilité et le figure de merit des cavités. Deux phénomènes distincts liés à la modification de l'environnement ont été démontrés. Dans un premier temps, la première partie a consisté à évaluer les performances de telles cavités à une modification de leur environnement gazeux qui se traduit par une modification de l'indice de réfraction. Nous avons pu obtenir des cavités avec une grande figure de merit. Dans un second temps, les performances des cavités optimisées en tant que capteur de température ont été évaluées. Nous avons prouvé que des grandes sensibilités pouvaient être atteintes avec des cavités optimisées.

D'après les résultats obtenus, les cavités proposées dans cette thèse constituent une plateforme prometteuse pour des applications de détection. De ces résultats, il est donc possible de dégager quelques perspectives intéressantes. D'un point de vue technologique, la photonique sur silicium rencontre encore quelques verrous, dont le principal reste la réalisation des dispositifs photoniques plus performants. Les performances de détection pourraient être améliorées, notamment du point de vue de conception des cavités et guides d'ondes à CPs à fente. L'optimisation de l'efficacité de couplage entre un guide d'onde à CPs confiné et une fibre optique monomode semble être également une voie à poursuivre : une meilleure compréhension des mécanismes de couplages lors de l'étape de la conception permettrait d'atteindre de meilleures performances.

Bibliographie

- [1] P. Vukusic and J. R. Sambles, “Photonic structures in biology,” *Nature*, vol. 424, no. 6950, pp. 852–855, 2003.
- [2] J. D. Joannopoulos, S. G. Johnson, J. N. Winn, and R. D. Meade, *Photonic crystals : molding the flow of light*. Princeton university press, 2011.
- [3] E. Yablonovitch, “Photonic band-gap crystals,” *Journal of Physics : Condensed Matter*, vol. 5, no. 16, p. 2443, 1993.
- [4] S.-Y. Lin, J. Fleming, D. Hetherington, B. Smith, R. Biswas, K. Ho, M. Sigalas, W. Zubrzycki, S. Kurtz, and J. Bur, “A three-dimensional photonic crystal operating at infrared wavelengths,” *Nature*, vol. 394, no. 6690, pp. 251–253, 1998.
- [5] Y. A. Vlasov, X.-Z. Bo, J. C. Sturm, and D. J. Norris, “On-chip natural assembly of silicon photonic bandgap crystals,” *Nature*, vol. 414, no. 6861, pp. 289–293, 2001.
- [6] E. Chow, S. Lin, S. Johnson, P. Villeneuve, J. Joannopoulos, J. R. Wendt, G. A. Vawter, W. Zubrzycki, H. Hou, and A. Alleman, “Three-dimensional control of light in a two-dimensional photonic crystal slab,” *Nature*, vol. 407, no. 6807, pp. 983–986, 2000.
- [7] B. Jalali, “Silicon photonics : Nonlinear optics in the mid-infrared,” *Nature Photonics*, vol. 4, no. 8, p. 506, 2010.
- [8] N. Kawai, K. Inoue, N. Carlsson, N. Ikeda, Y. Sugimoto, K. Asakawa, and T. Take-mori, “Confined band gap in an air-bridge type of two-dimensional algaas photonic crystal,” *Physical review letters*, vol. 86, no. 11, p. 2289, 2001.
- [9] I. Roland, Y. Zeng, Z. Han, X. Checoury, C. Blin, M. El Kurdi, A. Ghrib, S. Sauvage, B. Gayral, C. Brimont *et al.*, “Near-infrared gallium nitride two-dimensional photonic crystal platform on silicon,” *Applied Physics Letters*, vol. 105, no. 1, p. 011104, 2014.
- [10] B.-S. Song, S. Noda, T. Asano, and Y. Akahane, “Ultra-high-q photonic double-heterostructure nanocavity,” *Nature materials*, vol. 4, no. 3, pp. 207–210, 2005.
- [11] E. Kuramochi, M. Notomi, S. Mitsugi, A. Shinya, T. Tanabe, and T. Watanabe, “Ultrahigh-q photonic crystal nanocavities realized by the local width modulation of a line defect,” *Applied physics letters*, vol. 88, no. 4, pp. 1–3, 2006.
- [12] K. Srinivasan and O. Painter, “Momentum space design of high-q photonic crystal optical cavities,” *Optics Express*, vol. 10, no. 15, pp. 670–684, 2002.

- [13] S. Kartik and P. Oskar, “Fourier space design of high-q cavities in standard and compressed hexagonal lattice photonic crystals,” *Optics Express*, vol. 11, no. 6, pp. 579–593, 2003.
- [14] U. P. Dharanipathy, M. Minkov, M. Tonin, V. Savona, and R. Houdré, “High-q silicon photonic crystal cavity for enhanced optical nonlinearities,” *Applied Physics Letters*, vol. 105, no. 10, p. 101101, 2014.
- [15] K. Nozaki, T. Tanabe, A. Shinya, S. Matsuo, T. Sato, H. Taniyama, and M. Notomi, “Sub-femtojoule all-optical switching using a photonic-crystal nanocavity,” *Nature Photonics*, vol. 4, no. 7, pp. 477–483, 2010.
- [16] M. G. Scullion, T. F. Krauss, and A. Di Falco, “Slotted photonic crystal sensors,” *Sensors*, vol. 13, no. 3, pp. 3675–3710, 2013.
- [17] I. Andonegui and A. J. Garcia-Adeva, “The finite element method applied to the study of two-dimensional photonic crystals and resonant cavities,” *Optics express*, vol. 21, no. 4, pp. 4072–4092, 2013.
- [18] A. F. Oskooi, D. Roundy, M. Ibanescu, P. Bermel, J. D. Joannopoulos, and S. G. Johnson, “Meep : A flexible free-software package for electromagnetic simulations by the fdtd method,” *Computer Physics Communications*, vol. 181, no. 3, pp. 687–702, 2010.
- [19] S. Matsuo, A. Shinya, C.-H. Chen, K. Nozaki, T. Sato, Y. Kawaguchi, H. Taniyama, and M. Notomi, “20-gbit/s directly modulated photonic crystal nanocavity laser with ultra-low power consumption,” *Optics Express*, vol. 19, no. 3, pp. 2242–2250, 2011.
- [20] E. Yablonovitch, “Inhibited spontaneous emission in solid-state physics and electronics,” *Physical review letters*, vol. 58, no. 20, p. 2059, 1987.
- [21] S. John, “Strong localization of photons in certain disordered dielectric superlattices,” *Physical review letters*, vol. 58, no. 23, p. 2486, 1987.
- [22] L. Rayleigh, “Xvii. on the maintenance of vibrations by forces of double frequency, and on the propagation of waves through a medium endowed with a periodic structure,” *The London, Edinburgh, and Dublin Philosophical Magazine and Journal of Science*, vol. 24, no. 147, pp. 145–159, 1887.
- [23] T. E. Sale, *Vertical cavity surface emitting lasers*. Research Studies Press Taunton, 1995.
- [24] D. Maystre, “Electromagnetic study of photonic band gaps,” *Pure and Applied Optics : Journal of the European Optical Society Part A*, vol. 3, no. 6, p. 975, 1994.
- [25] P. Lodahl, A. F. Van Driel, I. S. Nikolaev, A. Irman, K. Overgaag, D. Vanmaekelbergh, and W. L. Vos, “Controlling the dynamics of spontaneous emission from quantum dots by photonic crystals,” *Nature*, vol. 430, no. 7000, pp. 654–657, 2004.
- [26] S. John and R. Rangarajan, “Optimal structures for classical wave localization : an alternative to the ioffe-regel criterion,” *Physical Review B*, vol. 38, no. 14, p. 10101, 1988.
- [27] E. Yablonovitch and T. Gmitter, “Photonic band structure : The face-centered-cubic case,” *Physical Review Letters*, vol. 63, no. 18, p. 1950, 1989.
- [28] R. W. Boyd, “Nonlinear optics,” in *Handbook of Laser Technology and Applications (Three-Volume Set)*. Taylor & Francis, 2003, pp. 161–183.

- [29] O. Painter, R. Lee, A. Scherer, A. Yariv, J. O'Brien, P. Dapkus, and I. Kim, "Two-dimensional photonic band-gap defect mode laser," *Science*, vol. 284, no. 5421, pp. 1819–1821, 1999.
- [30] S. G. Johnson, S. Fan, P. R. Villeneuve, J. D. Joannopoulos, and L. Kolodziejski, "Guided modes in photonic crystal slabs," *Physical Review B*, vol. 60, no. 8, p. 5751, 1999.
- [31] C. Monat, C. Seassal, X. Letartre, P. Viktorovitch, P. Regreny, M. Gendry, P. Rojo-Romeo, G. Hollinger, E. Jalaguier, S. Pocas *et al.*, "Inp 2d photonic crystal microlasers on silicon wafer : room temperature operation at 1.55 μm ," *Electronics Letters*, vol. 37, no. 12, p. 1, 2001.
- [32] S. Boutami, "Microcavités optiques verticales à base de cristaux photoniques membranaires," Ph.D. dissertation, Ecole Centrale de Lyon, 2007.
- [33] Y. Tanaka, T. Asano, and S. Noda, "Design of photonic crystal nanocavity with q -factor of $\sim 10^9$," *Journal of Lightwave Technology*, vol. 26, no. 11, pp. 1532–1539, 2008.
- [34] Y. Taguchi, Y. Takahashi, Y. Sato, T. Asano, and S. Noda, "Statistical studies of photonic heterostructure nanocavities with an average q factor of three million," *Optics express*, vol. 19, no. 12, pp. 11 916–11 921, 2011.
- [35] B.-S. Song, S.-W. Jeon, and S. Noda, "Symmetrically glass-clad photonic crystal nanocavities with ultrahigh quality factors," *Optics letters*, vol. 36, no. 1, pp. 91–93, 2011.
- [36] S. Combríe, A. De Rossi, Q. V. Tran, and H. Benisty, "Gaas photonic crystal cavity with ultrahigh q : microwatt nonlinearity at 1.55 μm ," *Optics letters*, vol. 33, no. 16, pp. 1908–1910, 2008.
- [37] T. Tanabe, M. Notomi, E. Kuramochi, A. Shinya, and H. Taniyama, "Trapping and delaying photons for one nanosecond in an ultrasmall high- q photonic-crystal nanocavity," *Nature Photonics*, vol. 1, no. 1, pp. 49–52, 2007.
- [38] R. Coccioli, M. Boroditsky, K. Kim, Y. Rahmat-Samii, and E. Yablonovitch, "Smallest possible electromagnetic mode volume in a dielectric cavity," *IEEE Proceedings-Optoelectronics*, vol. 145, no. 6, pp. 391–397, 1998.
- [39] Y. Akahane, T. Asano, B.-S. Song, and S. Noda, "High- q photonic nanocavity in a two-dimensional photonic crystal," *Nature*, vol. 425, no. 6961, pp. 944–947, 2003.
- [40] E. M. Purcell, "Spontaneous emission probabilities at radio frequencies," *Physical Review*, vol. 69, p. 681, 1946.
- [41] D. Englund, I. Fushman, and J. Vuckovic, "General recipe for designing photonic crystal cavities," *Optics express*, vol. 13, no. 16, pp. 5961–5975, 2005.
- [42] J. Vuckovic, M. Loncar, H. Mabuchi, and A. Scherer, "Optimization of the q factor in photonic crystal microcavities," *IEEE Journal of Quantum Electronics*, vol. 38, no. 7, pp. 850–856, 2002.
- [43] A. Karalis, S. G. Johnson, and J. Joannopoulos, "Discrete-mode cancellation mechanism for high- q integrated optical cavities with small modal volume," *Optics letters*, vol. 29, no. 19, pp. 2309–2311, 2004.

- [44] H.-Y. Ryu, M. Notomi, and Y.-H. Lee, “High-quality-factor and small-mode-volume hexapole modes in photonic-crystal-slab nanocavities,” *Applied physics letters*, vol. 83, no. 21, pp. 4294–4296, 2003.
- [45] Z. Zhang and M. Qiu, “Small-volume waveguide-section high q microcavities in 2d photonic crystal slabs,” *Optics express*, vol. 12, no. 17, pp. 3988–3995, 2004.
- [46] H. Gibbs, *Optical bistability : controlling light with light*. Elsevier, 2012.
- [47] V. R. Almeida and M. Lipson, “Optical bistability on a silicon chip,” *Optics letters*, vol. 29, no. 20, pp. 2387–2389, 2004.
- [48] K. Nozaki, A. Shinya, S. Matsuo, Y. Suzaki, T. Segawa, T. Sato, Y. Kawaguchi, R. Takahashi, and M. Notomi, “Ultralow-power all-optical ram based on nanocavities,” *Nature Photonics*, vol. 6, no. 4, pp. 248–252, 2012.
- [49] M. Sodagar, M. Miri, A. A. Eftekhar, and A. Adibi, “Optical bistability in a one-dimensional photonic crystal resonator using a reverse-biased pn-junction,” *Optics express*, vol. 23, no. 3, pp. 2676–2685, 2015.
- [50] A. Majumdar and A. Rundquist, “Cavity-enabled self-electro-optic bistability in silicon photonics,” *Optics letters*, vol. 39, no. 13, pp. 3864–3867, 2014.
- [51] Y.-D. Kwon, M. A. Armen, and H. Mabuchi, “Femtojoule-scale all-optical latching and modulation via cavity nonlinear optics,” *Physical review letters*, vol. 111, no. 20, p. 203002, 2013.
- [52] M. Soljačić, E. Lidorikis, M. Ibanescu, S. G. Johnson, J. Joannopoulos, and Y. Fink, “Optical bistability and cutoff solitons in photonic bandgap fibers,” *Optics express*, vol. 12, no. 8, pp. 1518–1527, 2004.
- [53] T. Uesugi, B.-S. Song, T. Asano, and S. Noda, “Investigation of optical nonlinearities in an ultra-high-q si nanocavity in a two-dimensional photonic crystal slab,” *Optics express*, vol. 14, no. 1, pp. 377–386, 2006.
- [54] E. Weidner, S. Combrie, A. de Rossi, N.-V.-Q. Tran, and S. Cassette, “Nonlinear and bistable behavior of an ultrahigh-q gaas photonic crystal nanocavity,” *Applied Physics Letters*, vol. 90, no. 10, p. 101118, 2007.
- [55] M.-K. Kim, I.-K. Hwang, S.-H. Kim, H.-J. Chang, and Y.-H. Lee, “All-optical bistable switching in curved microfiber-coupled photonic crystal resonators,” *Applied physics letters*, vol. 90, no. 16, p. 161118, 2007.
- [56] M. Notomi, A. Shinya, S. Mitsugi, G. Kira, E. Kuramochi, and T. Tanabe, “Optical bistable switching action of si high-q photonic-crystal nanocavities,” *Optics Express*, vol. 13, no. 7, pp. 2678–2687, 2005.
- [57] P. E. Barclay, K. Srinivasan, and O. Painter, “Nonlinear response of silicon photonic crystal microresonators excited via an integrated waveguide and fiber taper,” *Optics express*, vol. 13, no. 3, pp. 801–820, 2005.
- [58] L.-D. Haret, T. Tanabe, E. Kuramochi, and M. Notomi, “Extremely low power optical bistability in silicon demonstrated using 1d photonic crystal nanocavity,” *Optics express*, vol. 17, no. 23, pp. 21 108–21 117, 2009.
- [59] Y. Zhang, D. Li, C. Zeng, Y. Shi, Z. Huang, J. Yu, and J. Xia, “Ultralow power nonlinear response in an si photonic crystal nanocavity,” *IEEE Photonics Journal*, vol. 5, no. 4, pp. 6 601 409–6 601 409, 2013.

- [60] X. Yang, C. Husko, C. W. Wong, M. Yu, and D.-L. Kwong, "Observation of femtojoule optical bistability involving fano resonances in high-q/ v m silicon photonic crystal nanocavities," *Applied Physics Letters*, vol. 91, no. 5, p. 051113, 2007.
- [61] G. Cong, R. Akimoto, K. Akita, T. Hasama, and H. Ishikawa, "Low-saturation-energy-driven ultrafast all-optical switching operation in (cds/znse)/bete intersubband transition," *Optics express*, vol. 15, no. 19, pp. 12 123–12 130, 2007.
- [62] T. A. Ibrahim, W. Cao, Y. Kim, J. Li, J. Goldhar, P.-T. Ho, and C. H. Lee, "Light-wave switching in semiconductor microring devices by free carrier injection," *Journal of lightwave technology*, vol. 21, no. 12, p. 2997, 2003.
- [63] V. R. Almeida, C. A. Barrios, R. R. Panepucci, and M. Lipson, "All-optical control of light on a silicon chip," *Nature*, vol. 431, no. 7012, pp. 1081–1084, 2004.
- [64] T. Tanabe, M. Notomi, S. Mitsugi, A. Shinya, and E. Kuramochi, "All-optical switches on a silicon chip realized using photonic crystal nanocavities," *Applied Physics Letters*, vol. 87, no. 15, p. 151112, 2005.
- [65] T. Takasumi, N. Masaya, M. Satoshi, S. Akihiko, and E. Kuramochi, "Fast bistable all-optical switch and memory on a silicon photonic crystal on-chip," *Optics letters*, vol. 30, no. 19, pp. 2575–2577, 2005.
- [66] I.-K. Hwang, M.-K. Kim, and Y.-H. Lee, "All-optical switching in ingaasp–inp photonic crystal resonator coupled with microfiber," *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 19, no. 19, pp. 1535–1537, 2007.
- [67] C. Husko, A. De Rossi, S. Combrié, Q. V. Tran, F. Raineri, and C. W. Wong, "Ultrafast all-optical modulation in gaas photonic crystal cavities," *Applied Physics Letters*, vol. 94, no. 2, p. 021111, 2009.
- [68] E. Chow, A. Grot, L. Mirkarimi, M. Sigalas, and G. Girolami, "Ultracompact biochemical sensor built with two-dimensional photonic crystal microcavity," *Optics letters*, vol. 29, no. 10, pp. 1093–1095, 2004.
- [69] X. Wang, Z. Xu, N. Lu, J. Zhu, and G. Jin, "Ultracompact refractive index sensor based on microcavity in the sandwiched photonic crystal waveguide structure," *Optics Communications*, vol. 281, no. 6, pp. 1725–1731, 2008.
- [70] L. A. Shiramin, R. Kheradmand, and A. Abbasi, "High-sensitive double-hole defect refractive index sensor based on 2-d photonic crystal," *IEEE Sensors journal*, vol. 13, no. 5, pp. 1483–1486, 2013.
- [71] C. Caer, X. Le Roux, and E. Cassan, "Enhanced localization of light in slow wave slot photonic crystal waveguides," *Optics letters*, vol. 37, no. 17, pp. 3660–3662, 2012.
- [72] T. Yamamoto, M. Notomi, H. Taniyama, E. Kuramochi, Y. Yoshikawa, Y. Torii, and T. Kuga, "Design of a high-q air-slot cavity based on a width-modulated line-defect in a photonic crystal slab," *Optics express*, vol. 16, no. 18, pp. 13 809–13 817, 2008.
- [73] V. R. Almeida, Q. Xu, C. A. Barrios, and M. Lipson, "Guiding and confining light in void nanostructure," *Optics letters*, vol. 29, no. 11, pp. 1209–1211, 2004.
- [74] A. Di Falco, L. O'Faolain, and T. Krauss, "Chemical sensing in slotted photonic crystal heterostructure cavities," *Applied physics letters*, vol. 94, no. 6, p. 063503, 2009.

- [75] S. Chakravarty, J. Topol'ančik, P. Bhattacharya, S. Chakrabarti, Y. Kang, and M. Meyerhoff, "Ion detection with photonic crystal microcavities," *Optics letters*, vol. 30, no. 19, pp. 2578–2580, 2005.
- [76] W.-C. Lai, S. Chakravarty, Y. Zou, and R. T. Chen, "Silicon nano-membrane based photonic crystal microcavities for high sensitivity bio-sensing," *Optics letters*, vol. 37, no. 7, pp. 1208–1210, 2012.
- [77] Y. Zou, S. Chakravarty, D. N. Kwong, W.-C. Lai, X. Xu, X. Lin, A. Hosseini, and R. T. Chen, "Cavity-waveguide coupling engineered high sensitivity silicon photonic crystal microcavity biosensors with high yield," *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, vol. 20, no. 4, pp. 171–180, 2014.
- [78] M. R. Lee and P. M. Fauchet, "Two-dimensional silicon photonic crystal based bio-sensing platform for protein detection," *Optics express*, vol. 15, no. 8, pp. 4530–4535, 2007.
- [79] H. Lin, Z. Yi, and J. Hu, "Double resonance 1-d photonic crystal cavities for single-molecule mid-infrared photothermal spectroscopy : theory and design," *Optics letters*, vol. 37, no. 8, pp. 1304–1306, 2012.
- [80] S. Pal, A. R. Yadav, M. A. Lifson, J. E. Baker, P. M. Fauchet, and B. L. Miller, "Selective virus detection in complex sample matrices with photonic crystal optical cavities," *Biosensors and Bioelectronics*, vol. 44, pp. 229–234, 2013.
- [81] M. Scullion, A. Di Falco, and T. Krauss, "Slotted photonic crystal cavities with integrated microfluidics for biosensing applications," *Biosensors and Bioelectronics*, vol. 27, no. 1, pp. 101–105, 2011.
- [82] S. Chakravarty, W.-C. Lai, Y. Zou, H. A. Drabkin, R. M. Gemmill, G. R. Simon, S. H. Chin, and R. T. Chen, "Multiplexed specific label-free detection of nci-h358 lung cancer cell line lysates with silicon based photonic crystal microcavity biosensors," *Biosensors and Bioelectronics*, vol. 43, pp. 50–55, 2013.
- [83] T. Sünnner, T. Stichel, S.-H. Kwon, T. Schlereth, S. Höfling, M. Kamp, and A. Forchel, "Photonic crystal cavity based gas sensor," *Applied Physics Letters*, vol. 92, no. 26, p. 261112, 2008.
- [84] J. Jágerská, H. Zhang, Z. Diao, N. Le Thomas, and R. Houdré, "Refractive index sensing with an air-slot photonic crystal nanocavity," *Optics letters*, vol. 35, no. 15, pp. 2523–2525, 2010.
- [85] K. Li, J. Li, Y. Song, G. Fang, C. Li, Z. Feng, R. Su, B. Zeng, X. Wang, and C. Jin, " l_n slot photonic crystal microcavity for refractive index gas sensing," *IEEE Photonics Journal*, vol. 6, no. 5, pp. 1–9, 2014.
- [86] Y.-n. Zhang, Y. Zhao, and Q. Wang, "Measurement of methane concentration with cryptophane e infiltrated photonic crystal microcavity," *Sensors and Actuators B : Chemical*, vol. 209, pp. 431–437, 2015.
- [87] A. Alduino and M. Paniccia, "Interconnects : Wiring electronics with light," *Nature Photonics*, vol. 1, no. 3, pp. 153–155, 2007.
- [88] A. D. Bristow, N. Rotenberg, and H. M. Van Driel, "Two-photon absorption and kerr coefficients of silicon for 850–2200 nm," *Appl. phys. lett*, vol. 90, no. 19, p. 191104, 2007.

- [89] M. Dinu, F. Quochi, and H. Garcia, “Third-order nonlinearities in silicon at telecom wavelengths,” *Applied Physics Letters*, vol. 82, no. 18, pp. 2954–2956, 2003.
- [90] T. Tanabe, A. Shinya, E. Kuramochi, S. Kondo, H. Taniyama, and M. Notomi, “Single point defect photonic crystal nanocavity with ultrahigh quality factor achieved by using hexapole mode,” *Applied Physics Letters*, vol. 91, no. 2, pp. 21 110–21 110, 2007.
- [91] D. J. Moss, R. Morandotti, A. L. Gaeta, and M. Lipson, “New cmos-compatible platforms based on silicon nitride and hydrex for nonlinear optics,” *Nature Photonics*, vol. 7, no. 8, pp. 597–607, 2013.
- [92] H. R. Philipp, “Optical properties of silicon nitride,” *Journal of the Electrochemical Society*, vol. 120, no. 2, pp. 295–300, 1973.
- [93] P. V. Lambeck, A. Driessen *et al.*, “Design, tolerance analysis, and fabrication of silicon oxynitride based planar optical waveguides for communication devices,” *Journal of Lightwave Technology*, vol. 17, no. 8, p. 1401, 1999.
- [94] J. Bauer, “Optical properties, band gap, and surface roughness of Si_3N_4 ,” *physica status solidi (a)*, vol. 39, no. 2, pp. 411–418, 1977.
- [95] K. Ikeda, R. E. Saperstein, N. Alic, and Y. Fainman, “Thermal and kerr nonlinear properties of plasma-deposited silicon nitride/silicon dioxide waveguides,” *Optics express*, vol. 16, no. 17, pp. 12 987–12 994, 2008.
- [96] Y. Gong, M. Makarova, S. Yerci, R. Li, M. J. Stevens, B. Baek, S. W. Nam, L. Dal Negro, and J. Vučković, “Observation of transparency of erbium-doped silicon nitride in photonic crystal nanobeam cavities,” *Optics express*, vol. 18, no. 13, pp. 13 863–13 873, 2010.
- [97] M. Khan, T. Babinec, M. W. McCutcheon, P. Deotare, and M. Lončar, “Fabrication and characterization of high-quality-factor silicon nitride nanobeam cavities,” *Optics letters*, vol. 36, no. 3, pp. 421–423, 2011.
- [98] M. Eichenfield, R. Camacho, J. Chan, K. J. Vahala, and O. Painter, “A picogram- and nanometre-scale photonic-crystal optomechanical cavity,” *Nature*, vol. 459, no. 7246, pp. 550–555, 2009.
- [99] M. W. McCutcheon and M. Lončar, “Design of a silicon nitride photonic crystal nanocavity with a quality factor of one million for coupling to a diamond nanocrystal,” *Optics express*, vol. 16, no. 23, pp. 19 136–19 145, 2008.
- [100] M. Barth, N. Nüsse, J. Stingl, B. Löchel, and O. Benson, “Emission properties of high-q silicon nitride photonic crystal heterostructure cavities,” *Applied Physics Letters*, vol. 93, no. 2, p. 021112, 2008.
- [101] M. Barth, J. Kouba, J. Stingl, B. Löchel, and O. Benson, “Modification of visible spontaneous emission with silicon nitride photonic crystal nanocavities,” *Optics express*, vol. 15, no. 25, pp. 17 231–17 240, 2007.
- [102] A. Avoine, C. Vion, J. Laverdant, S. Bonnefont, O. Gauthier-Lafaye, L. Coolen, and A. Maître, “Photonic crystal cavity modes in the visible range characterized by scattering spectroscopy,” *Physical Review A*, vol. 82, no. 6, p. 063809, 2010.
- [103] L. R. Dalton, P. A. Sullivan, and D. H. Bale, “Electric field poled organic electro-optic materials : state of the art and future prospects,” *Chemical reviews*, vol. 110, no. 1, pp. 25–55, 2009.

- [104] Q. Quan, I. B. Burgess, S. K. Tang, D. L. Floyd, and M. Loncar, “High- q , low index-contrast polymeric photonic crystal nanobeam cavities,” *Optics express*, vol. 19, no. 22, pp. 22 191–22 197, 2011.
- [105] X. Gan, H. Clevenson, C.-C. Tsai, L. Li, and D. Englund, “Nanophotonic filters and integrated networks in flexible 2d polymer photonic crystals,” *Scientific reports*, vol. 3, 2013.
- [106] K. Leung and Y. Liu, “Photon band structures : The plane-wave method,” *Physical Review B*, vol. 41, no. 14, p. 10188, 1990.
- [107] L. C. Andreani and D. Gerace, “Photonic-crystal slabs with a triangular lattice of triangular holes investigated using a guided-mode expansion method,” *Physical Review B*, vol. 73, no. 23, p. 235114, 2006.
- [108] L. Li, “New formulation of the fourier modal method for crossed surface-relief gratings,” *JOSA A*, vol. 14, no. 10, pp. 2758–2767, 1997.
- [109] G. Pelosi, R. Coccioli, and S. Selleri, *Quick finite elements for electromagnetic waves*. Artech House, 2009.
- [110] A. Taflove and S. C. Hagness, “Computational electrodynamics : the finite-difference time-domain method,” *Norwood, 3rd Edition, MA : Artech House, 2005*, 2005.
- [111] K. Ho, C. T. Chan, and C. M. Soukoulis, “Existence of a photonic gap in periodic dielectric structures,” *Physical Review Letters*, vol. 65, no. 25, p. 3152, 1990.
- [112] K. S. Yee *et al.*, “Numerical solution of initial boundary value problems involving maxwell’s equations in isotropic media,” *IEEE Trans. Antennas Propag*, vol. 14, no. 3, pp. 302–307, 1966.
- [113] J.-P. Berenger, “A perfectly matched layer for the absorption of electromagnetic waves,” *Journal of computational physics*, vol. 114, no. 2, pp. 185–200, 1994.
- [114] P. R. Villeneuve, S. Fan, and J. Joannopoulos, “Microcavities in photonic crystals : Mode symmetry, tunability, and coupling efficiency,” *Physical Review B*, vol. 54, no. 11, p. 7837, 1996.
- [115] S. G. Johnson and J. D. Joannopoulos, “Block-iterative frequency-domain methods for maxwell’s equations in a planewave basis,” *Optics express*, vol. 8, no. 3, pp. 173–190, 2001.
- [116] D. Cassagne, C. Jouanin, and D. Bertho, “Hexagonal photonic-band-gap structures,” *Physical review B*, vol. 53, no. 11, p. 7134, 1996.
- [117] P. Jiang, G. N. Ostojic, R. Narat, D. M. Mittleman, V. L. Colvin *et al.*, “The fabrication and bandgap engineering of photonic multilayers,” *Advanced Materials*, vol. 13, no. 6, pp. 389–393, 2001.
- [118] A. Chalcraft, S. Lam, D. O’Brien, T. Krauss, M. Sahin, D. Szymanski, D. Sanvitto, R. Oulton, M. Skolnick, A. Fox *et al.*, “Mode structure of the l3 photonic crystal cavity,” *Applied physics letters*, vol. 90, no. 24, pp. 241 117–241 117, 2007.
- [119] T. S. B.-S. Akahane, Yoshihiro Asano and S. Noda, “Fine-tuned high- q photonic-crystal nanocavity,” *Optics Express*, vol. 13, no. 4, pp. 1202–1214, 2005.
- [120] S. Strauf, K. Hennessy, M. Rakher, Y.-S. Choi, A. Badolato, L. Andreani, E. Hu, P. Petroff, and D. Bouwmeester, “Self-tuned quantum dot gain in photonic crystal lasers,” *Physical review letters*, vol. 96, no. 12, p. 127404, 2006.

- [121] K. Hennessy, A. Badolato, M. Winger, D. Gerace, M. Atatüre, S. Gulde, S. Fält, E. L. Hu, and A. Imamoglu, “Quantum nature of a strongly coupled single quantum dot–cavity system,” *Nature*, vol. 445, no. 7130, pp. 896–899, 2007.
- [122] M. Nomura, S. Iwamoto, M. Nishioka, S. Ishida, and Y. Arakawa, “Highly efficient optical pumping of photonic crystal nanocavity lasers using cavity resonant excitation,” *Applied physics letters*, vol. 89, no. 16, p. 161111, 2006.
- [123] M. Nomura, S. Iwamoto, T. Yang, S. Ishida, and Y. Arakawa, “Enhancement of light emission from single quantum dot in photonic crystal nanocavity by using cavity resonant excitation,” *Applied physics letters*, vol. 89, no. 24, p. 241124, 2006.
- [124] R. Oulton, B. Jones, S. Lam, A. Chalcraft, D. Szymanski, D. O’Brien, T. Krauss, D. Sanvitto, A. Fox, D. Whittaker *et al.*, “Polarized quantum dot emission from photonic crystal nanocavities studied under moderesonant enhanced excitation,” *Optics express*, vol. 15, no. 25, pp. 17 221–17 230, 2007.
- [125] A. Imamoglu, S. Fält, J. Dreiser, G. Fernandez, M. Atatüre, K. Hennessy, A. Badolato, and D. Gerace, “Coupling quantum dot spins to a photonic crystal nanocavity,” *Journal of applied physics*, vol. 101, no. 8, p. 081602, 2007.
- [126] S. Mujumdar, A. F. Koenderink, T. S. Rønner, B. C. Buchler, M. Kamp, A. Forchel, and V. Sandoghdar, “Near-field imaging and frequency tuning of a high- q photonic crystal membrane microcavity,” *Optics express*, vol. 15, no. 25, pp. 17 214–17 220, 2007.
- [127] F. Intonti, S. Vignolini, F. Riboli, A. Vinattieri, D. S. Wiersma, M. Colocci, L. Balet, C. Monat, C. Zinoni, L. H. Li *et al.*, “Spectral tuning and near-field imaging of photonic crystal microcavities,” *Physical Review B*, vol. 78, no. 4, p. 041401, 2008.
- [128] C. Reese, B. Gayral, B. Gerardot, A. Imamoglu, P. Petroff, and E. Hu, “High- q photonic crystal microcavities fabricated in a thin gaas membrane,” *Journal of Vacuum Science and Technology B*, vol. 19, no. 6, pp. 2749–2752, 2001.
- [129] O. Painter, J. Vučkovič, and A. Scherer, “Defect modes of a two-dimensional photonic crystal in an optically thin dielectric slab,” *JOSA B*, vol. 16, no. 2, pp. 275–285, 1999.
- [130] O. Painter, K. Srinivasan, J. D. O’Brien, A. Scherer, and P. D. Dapkus, “Tailoring of the resonant mode properties of optical nanocavities in two-dimensional photonic crystal slab waveguides,” *Journal of Optics A : Pure and Applied Optics*, vol. 3, no. 6, p. S161, 2001.
- [131] O. Painter, A. Husain, A. Scherer, P. Lee, I. Kim, J. O’Brien, and P. Dapkus, “Lithographic tuning of a two-dimensional photonic crystal laser array,” *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 12, no. 9, pp. 1126–1128, 2000.
- [132] M. Le Vassor d’Yerville, “Modélisation de cristaux photoniques bidimensionnels de hauteur finie,” Ph.D. dissertation, Ph. D. Thesis, University of Montpellier II, 2002.
- [133] P. Villeneuve, S. Fan, S. Johnson, and J. Joannopoulos, “Three-dimensional photon confinement in photonic crystals of low-dimensional periodicity,” *IEE Proceedings-Optoelectronics*, vol. 145, no. 6, pp. 384–390, 1998.
- [134] X. Li, P. Boucaud, X. Checoury, M. El Kurdi, S. David, S. Sauvage, N. Yam, F. Fos-sard, D. Bouchier, J. Fédéli *et al.*, “Quality factor control of si-based two-dimensional photonic crystals with a bragg mirror,” *Applied physics letters*, vol. 88, no. 9, p. 091122, 2006.

- [135] M. N.-N. K. A. Tандаеchanurat, S. Iwamoto and Y. Arakawa, “Increase of q-factor in photonic crystal h1-defect nanocavities after closing of photonic bandgap with optimal slab thickness,” *Optics express*, vol. 16, no. 1, pp. 448–455, 2008.
- [136] M. Kitamura, S. Iwamoto, and Y. Arakawa, “Enhanced light emission from an organic photonic crystal with a nanocavity,” *Applied Physics Letters*, vol. 87, no. 15, p. 151119, 2005.
- [137] Z. Zhang, T. Yoshie, X. Zhu, J. Xu, and A. Scherer, “Visible two-dimensional photonic crystal slab laser,” *Applied physics letters*, vol. 89, no. 7, pp. Art–No, 2006.
- [138] F. Pisanello, A. Quattieri, T. Stomeo, L. Martiradonna, R. Cingolani, A. Bramati, and M. De Vittorio, “High-purcell-factor dipolelike modes at visible wavelengths in h1 photonic crystal cavity,” *Optics letters*, vol. 35, no. 10, pp. 1509–1511, 2010.
- [139] A. Quattieri, F. Pisanello, M. Grande, T. Stomeo, L. Martiradonna, G. Epifani, A. Fiore, A. Passaseo, and M. De Vittorio, “Emission control of colloidal nanocrystals embedded in si3n4 photonic crystal h1 nanocavities,” *Microelectronic Engineering*, vol. 87, no. 5, pp. 1435–1438, 2010.
- [140] H.-Y. Ryu, S.-H. Kim, H.-G. Park, and Y.-H. Lee, “Characteristics of single defect laser modes in a two-dimensional square lattice photonic crystal slab,” *Journal of applied physics*, vol. 93, no. 2, pp. 831–837, 2003.
- [141] M. Makarova, V. Sih, J. Warga, R. Li, L. Dal Negro, and J. Vuckovic, “Enhanced light emission in photonic crystal nanocavities with erbium-doped silicon nanocrystals,” *Applied Physics Letters*, vol. 92, no. 16, p. 161107, 2008.
- [142] K. Rivoire, A. Faraon, and J. Vuckovic, “Gallium phosphide photonic crystal nanocavities in the visible,” *Applied Physics Letters*, vol. 93, no. 6, p. 063103, 2008.
- [143] Y. Choi, K. Hennessy, R. Sharma, E. Haberer, Y. Gao, S. DenBaars, S. Nakamura, E. Hu, and C. Meier, “Gan blue photonic crystal membrane nanocavities,” *Applied Physics Letters*, vol. 87, no. 24, p. 243101, 2005.
- [144] C. Sauvan, G. Lecamp, P. Lalanne, and J.-P. Hugonin, “Modal-reflectivity enhancement by geometry tuning in photonic crystal microcavities,” *Optics Express*, vol. 13, no. 1, pp. 245–255, 2005.
- [145] M. El Kurdi, X. Checoury, S. David, T. Ngo, N. Zerounian, P. Boucaud, O. Ker-marrec, Y. Campidelli, and D. Bensahel, “Quality factor of si-based photonic crystal l3 nanocavities probed with an internal source,” *Optics express*, vol. 16, no. 12, pp. 8780–8791, 2008.
- [146] P. Lalanne, C. Sauvan, and J. P. Hugonin, “Photon confinement in photonic crystal nanocavities,” *Laser & Photonics Reviews*, vol. 2, no. 6, pp. 514–526, 2008.
- [147] J. Huh, J.-K. Hwang, H.-Y. Ryu, and Y.-H. Lee, “Nondegenerate monopole mode of single defect two-dimensional triangular photonic band-gap cavity,” *Journal of applied physics*, vol. 92, no. 2, pp. 654–659, 2002.
- [148] O. Painter and K. Srinivasan, “Polarization properties of dipolelike defect modes in photonic crystal nanocavities,” *Optics letters*, vol. 27, no. 5, pp. 339–341, 2002.
- [149] T. Asano, B.-S. Song, and S. Noda, “Analysis of the experimental q factors (~ 1 million) of photonic crystal nanocavities,” *Optics express*, vol. 14, no. 5, pp. 1996–2002, 2006.

- [150] F. N. J. Martz, R. Ferrini, L. A. D. L. Zuppiroli B. Wild, R. H. M. Mulot, and S. Anand, "Liquid crystal infiltration of inp-based planar photonic crystals," *Journal of applied physics*, vol. 99, no. 10, p. 103105, 2006.
- [151] Y. Liu, F. Qin, Z.-Y. Wei, Q.-B. Meng, D.-Z. Zhang, and Z.-Y. Li, "10 fs ultrafast all-optical switching in polystyrene nonlinear photonic crystals," *Applied Physics Letters*, vol. 95, no. 13, p. 131116, 2009.
- [152] A. K. Kar, "Organic materials for optical switching," *Polymers for Advanced Technologies*, vol. 11, no. 8-12, pp. 553–559, 2000.
- [153] C. D. H. Y. Xiaoyong Hu, Ping Jiang and Q. Gong, "Picosecond and low-power all-optical switching based on an organic photonic-bandgap microcavity," *Nature Photonics*, vol. 2, no. 3, pp. 185–189, 2008.
- [154] Z.-h. Jin, Z. Li, K. Kasatani, and H. Okamoto, "Fast optical switching using cyanine dye-doped nematic liquid crystal," *Journal of luminescence*, vol. 122, pp. 427–429, 2007.
- [155] P. Sharma, S. Roy, and C. Singh, "Dynamics of all-optical switching in polymethine dye molecules," *Thin Solid Films*, vol. 477, no. 1, pp. 42–47, 2005.
- [156] Z.-M. Meng, F. Qin, and Z.-Y. Li, "Ultrafast all-optical switching in one-dimensional semiconductor–polymer hybrid nonlinear photonic crystals with relaxing kerr nonlinearity," *Journal of Optics*, vol. 14, no. 6, p. 065003, 2012.
- [157] R. Van Der Heijden, C. Carlström, J. Snijders, R. Van der Heijden, F. Karouta, R. Nötzel, H. Salemink, B. Kjellander, C. Bastiaansen, D. Broer *et al.*, "Inp-based two-dimensional photonic crystals filled with polymers," *Applied Physics Letters*, vol. 88, no. 16, p. 161112, 2006.
- [158] J. P. R. M. K. Ch. Schuller, F. Klopff and A. Forchel, "Tunable photonic crystals fabricated in iii-v semiconductor slab waveguides using infiltrated liquid crystals," *Applied Physics Letters*, vol. 82, no. 17, pp. 2767–2769, 2003.
- [159] C. Schuller, J. Reithmaier, J. Zimmermann, M. Kamp, A. Forchel, and S. Anand, "Polarization-dependent optical properties of planar photonic crystals infiltrated with liquid crystals," *Applied Physics Letters*, vol. 87, no. 12, p. 121105, 2005.
- [160] S. Leonard, J. Mondia, H. Van Driel, O. Toader, S. John, K. Busch, A. Birner, U. Gösele, and V. Lehmann, "Tunable two-dimensional photonic crystals using liquid crystal infiltration," *Physical Review B*, vol. 61, no. 4, p. R2389, 2000.
- [161] D. Cohen, M. Hossein-Zadeh, and A. Levi, "High- q microphotonic electro-optic modulator," *Solid-State Electronics*, vol. 45, no. 9, pp. 1577–1589, 2001.
- [162] L. Kassa-Baghdouche, T. Boumaza, and M. Bouchemat, "Planar photonic crystal nanocavities with symmetric cladding layers for integrated optics," *Optical Engineering*, vol. 53, no. 12, pp. 127 107–127 107, 2014.
- [163] H.-Y. Ryu, H.-G. Park, and Y.-H. Lee, "Two-dimensional photonic crystal semiconductor lasers : computational design, fabrication, and characterization," *IEEE Journal of selected topics in quantum electronics*, vol. 8, no. 4, pp. 891–908, 2002.
- [164] L. Kassa-Baghdouche, T. Boumaza, and M. Bouchemat, "Optical properties of point-defect nanocavity implemented in planar photonic crystal with various low refractive index cladding materials," *Applied Physics B*, vol. 121, no. 3, pp. 297–305, 2015.

- [165] P. D. V. W. S. B. D. T. B. L. J. V. C. P. B. Wim Bogaerts, Roel Baets and D. V. Thourhout, “Nanophotonic waveguides in silicon-on-insulator fabricated with cmos technology,” *Journal of Lightwave Technology*, vol. 23, no. 1, pp. 401–412, 2005.
- [166] G. Celler and S. Cristoloveanu, “Frontiers of silicon-on-insulator,” *Journal of Applied Physics*, vol. 93, no. 9, pp. 4955–4978, 2003.
- [167] F. Qin, Z.-M. Meng, X.-L. Zhong, Y. Liu, and Z.-Y. Li, “Fabrication of semiconductor-polymer compound nonlinear photonic crystal slab with highly uniform infiltration based on nano-imprint lithography technique,” *Optics express*, vol. 20, no. 12, pp. 13 091–13 099, 2012.
- [168] L. Kassa-Baghdouche, T. Boumaza, and M. Bouchemat, “Optimization of q-factor in nonlinear planar photonic crystal nanocavity incorporating hybrid silicon/polymer material,” *Physica Scripta*, vol. 90, no. 6, p. 065504, 2015.
- [169] L. Kassa-Baghdouche, T. Boumaza, E. Cassan, and M. Bouchemat, “Enhancement of q-factor in sin-based planar photonic crystal l3 nanocavity for integrated photonics in the visible-wavelength range,” *Optik-International Journal for Light and Electron Optics*, vol. 126, no. 22, pp. 3467–3471, 2015.
- [170] M. R. Lee and P. M. Fauchet, “Nanoscale microcavity sensor for single particle detection,” *Optics letters*, vol. 32, no. 22, pp. 3284–3286, 2007.
- [171] I. M. White and X. Fan, “On the performance quantification of resonant refractive index sensors,” *Optics Express*, vol. 16, no. 2, pp. 1020–1028, 2008.
- [172] C. Kang, C. T. Phare, Y. A. Vlasov, S. Assefa, and S. M. Weiss, “Photonic crystal slab sensor with enhanced surface area,” *Optics express*, vol. 18, no. 26, pp. 27 930–27 937, 2010.
- [173] D. Yang, H. Tian, and Y. Ji, “Nanoscale photonic crystal sensor arrays on monolithic substrates using side-coupled resonant cavity arrays,” *Optics express*, vol. 19, no. 21, pp. 20 023–20 034, 2011.
- [174] W.-C. Lai, S. Chakravarty, Y. Zou, Y. Guo, and R. T. Chen, “Slow light enhanced sensitivity of resonance modes in photonic crystal biosensors,” *Applied physics letters*, vol. 102, no. 4, p. 041111, 2013.
- [175] K. Yao and Y. Shi, “High-q width modulated photonic crystal stack mode-gap cavity and its application to refractive index sensing,” *Optics express*, vol. 20, no. 24, pp. 27 039–27 044, 2012.
- [176] A. W. Elshaari, I. E. Zadeh, K. D. Jöns, and V. Zwiller, “Thermo-optic characterization of silicon nitride resonators for cryogenic photonic circuits,” *IEEE Photonics Journal*, vol. 8, no. 3, pp. 1–9, 2016.
- [177] B. J. Frey, D. B. Leviton, and T. J. Madison, “Temperature-dependent refractive index of silicon and germanium,” in *SPIE Astronomical Telescopes Instrumentation*. International Society for Optics and Photonics, 2006, pp. 62 732J–62 732J.

Resumé

La possibilité de développer des dispositifs photoniques novateurs capables de contrôler le flux de lumière à l'échelle du nanomètre présente un intérêt croissant. Notamment, les cavités à cristaux photoniques planaires présentent un fort potentiel pour une telle application. L'objectif de cette thèse consiste à étudier et concevoir des cavités à CPs en silicium et nitrure de silicium (SiN) réalisées sur des membranes suspendues (technologie planaire). Ces cavités ont été conçues de façon à minimiser les pertes optiques (améliorer le facteur de qualité Q) et confiner fortement la lumière (minimiser le volume modal V). Tout d'abord, nous avons étudié les diagrammes de dispersion de structures planaires à bande interdite photonique. Des modèles numériques par ondes planes (PWE-3D) ont été développés. Ils visent à établir les conditions pour une efficacité accrue et à dimensionner les paramètres d'un réseau de trous d'air gravé dans une couche de Si ou SiN qui favorisent de larges bandes interdites. Dans le but d'explorer le potentiel de structure planaire à confiner verticalement la lumière dans la couche guidante, plusieurs configurations ont été proposées et étudiées afin de déterminer l'impact de la symétrie et l'indice de réfraction des gaines sur les bandes interdites photoniques.

Nous avons étudié et conçu des cavités à CPs planaires, consistant d'une manière générale, en des structures membranaires multicouches empilées et présentant de forts et faibles contrastes d'indices verticaux, structures qui peuvent être utilisées aussi bien en optique intégrée qu'en optique non linéaire. Nous avons en particulier montré que, même à l'échelle de la longueur d'onde, la physique du confinement de la lumière dans la direction verticale est essentiellement contrôlée par la géométrie des couches de confinement. Nous avons également étudié et conçu des cavités hybrides (Si-PS) et en SiN à partir de CPs planaires suspendues sur un substrat SOI, cavités qui ont des propriétés optiques non linéaires intéressantes. La conception des cavités proposées est basée sur une technique d'ingénierie de défaut qui consiste à modifier la taille et la position des trous d'air situés aux contours du défaut. Cette technique permet d'obtenir un changement graduel de la fonction enveloppe du champ au bord de la cavité. Cela permet de minimiser les composantes radiatives à l'intérieur du cône de lumière et réduire ainsi les pertes optiques dans la direction verticale. Des résultats importants concernant la conception des cavités à grand facteur de mérite (Q/V) ont été reportés. La théorie des faibles perturbations a permis de déterminer le décalage de fréquence de résonance de la cavité, induit par une faible perturbation de la constante diélectrique de l'ordre de 10^{-4} . La sensibilité des cavités optimisées est étudiée et discutée dans le cas de la présence de différents environnements gazeux et de changement de température. En raison de leur grand facteur de qualité, nous avons montré la capacité des cavités optimisées pour la conception des capteurs optiques de gaz et de température fonctionnant à la fois dans le domaine visible et infrarouge moyen.

Mots-clés : Cristaux photoniques planaires, Cavités optiques, PWE-3D, FDTD-3D, Circuits photoniques intégrés, non-linéarités optiques, Capteurs optiques, Facteur de qualité (Q), Volume modal (V), SOI, structures hybrides (Si-PS), silicium, nitrure de silicium.

Abstract

The ability to develop innovative photonic devices enabling the controlling of the flow of light at the nanoscale, has motivated a growing interest. In particular, planar photonic crystal cavities (PhCs) based structures are promising candidates for such applications. The aim of this thesis is to study and design silicon (Si) and silicon nitride (SiN)-based planar photonic crystal (PhC) micro-nanocavities (planar technology). These cavities were designed to reduce the radiation losses (improve the quality factor Q) and strong confinement of the light (reduce the mode volume V). First, we studied the dispersion diagram of photonic band-gap structures incorporated into a planar optical waveguide. Numerical models by plane waves (PWE-3D) are developed, the aim is to optimize the geometrical parameters of lattice of air holes etched in a layer of silicon (Si) or silicon nitride (SiN) that gives a wide band gap. In order to explore the potential of planar structures to strong vertical confinement of the light, different configurations were proposed and studied to determine the impact of symmetry and refractive index of the cladding on the band-gap.

Next, we study and design micro-nanocavities implemented in a planar photonic crystal surrounded with various high and low refractive index cladding materials. Such structures can be used both in integrated and non linear optics. We have shown theoretically that, at the wavelength scale, the physics of light confinement in the vertical direction is substantially controlled by the geometry of the surrounding (bottom and top) claddings. We have also studied and designed hybrid (Si-PS) and silicon nitride (SiN) cavities realized in planar PhC suspended on a silicon-on-insulator substrate (SOI). Such cavities show efficient nonlinear optical properties. The design of the proposed cavities is based on an engineering technique of defect which consists of tuning the position and radius of the lateral, upper, and lower boundary holes near the cavity edge. This technique allows to give a gradual change of the envelope function of the electric field at the edges of the cavity. This latter allows to minimize the radiative component in the light cone and reduce the optical loss in the vertical direction. Interesting and important results are reported for the design of cavities with high (Q/V). Furthermore, the small perturbations theory enables to determine the shift of the resonant wavelength of the proposed cavities induced by a small change of the dielectric constant of the order of 10^{-4} . The optical sensitivity of the optimized cavities was studied and discussed in the case of the presence of different gaseous environments and temperature change. Due to their high quality factor and small mode volume, we have shown that the optimized cavities are well suited for the design of Gas and temperature sensor operating both in the visible and mid-infrared range.

Keywords : Planar photonic crystals, optical cavities, PWE-3D, FDTD-3D, photonic integrated circuits, optical-nonlinearities, optical sensors, quality factor (Q), modal volume (V), SOI, hybrid structures (Si-PS), silicon, silicon nitride..

ملخص

القدرة على تطوير الأجهزة الضوئية القادرة على مراقبة تدفق الضوء على مقياس النانو هي في اهتمام متزايد. على وجه الخصوص، الفجوات البصرية على أساس البلورات الفوتونية المستوية لديها إمكانات قوية لهذا الطلب. الهدف من هذا البحث هو دراسة وتصميم تجاوييف بصرية مصنوعة من أغشية معلقة من السيليكون و نتريد السيليكون (تكنولوجيا مستوية). صممت هذه التجاوييف للحد من الخسائر البصرية (تحسين معامل الجودة) و حصر بقوة الضوء (تقليل حجم الفجوة). أولاً، قمنا بدراسة منحنيات الانتشار للهياكل المستوية ذات شريط مانع الضوء. تم تطوير النماذج العددية من قبل موجات مستوية التي تهدف إلى تحديد الشروط لزيادة الكفاءة وتحجيم ثوابت شبكة من ثقب محفورة في طبقة من السيليكون و نتريد السيليكون التي تحبذ شريط كبير مانع للضوء. من أجل استكشاف إمكانات هياكل مستوية لحصر الضوء عمودياً في طبقة نقوم باقتراح ودراسة عدة تكوينات لتحديد تأثير التماثل ومعامل الانكسار من الأكمام على الشريط المانع للضوء.

قمنا بدراسة وتصميم الفجوات البصرية على أساس البلورات الفوتونية المستوية تتكون من عدة طبقات مكدسة وتباين ضعيف و قوي في معامل الانكسار العمودي، هذه الفجوات البصرية يمكن استخدامها على حد سواء في مجال البصريات المتكاملة وغير الخطية. لقد أثبتنا علي وجه الخصوص أنه، حتى في نطاق الطول الموجي، فيزياء الحبس الضوء في الاتجاه الرأسي يتم التحكم فيه بشكل كبير عن طريق هندسة طبقات الحبس. قمنا أيضاً بدراسته وتصميم الفجوات البصرية الهجينة والمصنوعة من نتريد السيليكون على أساس البلورات الفوتونية المستوية المعلقة فوق الركيزة، هذه التجاوييف لها خصائص بصرية غير الخطية مثيرة للاهتمام. يستند تصميم التجاوييف المقترحة على تقنية هندسة الفجوة التي تعتمد على تغيير حجم وموضع ثقب الهواء التي تقع في محيط الفجوة. هذه التقنية تسمح بتغيير تدريجي لوظيفة مغلف الحقل عند حواف التجوييف. هذا يقلل من مكونات الإشعاعية داخل مخروط الضوء وتقلل من خسائر البصرية في الاتجاه الرأسي. نتائج مهمة تم الحصول عليها فيما يتعلق بتصميم فجوات بصرية ذات معامل كبير. نظرية الاضطرابات الصغيرة سمحت بدراسة تغير تردد الفجوات الناجم عن اضطراب طفيف في انخفاض ثابت العزل الكهربائي. تدرس حساسية الفجوات المحسنة في حالة وجود بينات غازية مختلفة والتغير في درجة الحرارة. نظراً لعامل الجودة العالي، أظهرنا قدرة الفجوات المحسنة في تصميم أجهزة الاستشعار البصرية للغاز ودرجة حرارة تشتغل سواء في نطاق الأشعة تحت الحمراء والمرئية.

الكلمات المفتاحية: FDTD-3D, PWE-3D, البلورات الفوتونية المستوية، الفجوات البصرية، الدارات الدارات الضوئية المتكاملة، المواد البصرية غير الخطية، أجهزة الاستشعار البصرية، معامل Si, SiN الفجوات البصرية الهجينة، SOI لجودة، حجم الفجوة،
