



RÉPUBLIQUE ALGÉRIENNE DÉMOCRATIQUE ET POPULAIRE
MINISTÈRE DE L'ENSEIGNEMENT SUPERIEUR
ET DE LA RECHERCHE SCIENTIFIQUE

UNIVERSITÉ FRÈRES MENTOURI, CONSTANTINE
FACULTÉ DES SCIENCES DE LA TECHNOLOGIE

Département d'Électronique



N° d'ordre :
Série :

THÈSE

Présentée pour obtenir le diplôme de Doctorat 3^{ème} cycle
en **Électronique**

Option : **Micro et nanotechnologies**

Par :

***Dallel* BENELARBI**

THÈME

Étude de cristaux photoniques en silicium pour l'application à la biodétection

Soutenue le : **13/05/2018**

Devant le jury :

Président : Malek BENSLAMA

Prof. Univ. Frères Mentouri

Rapporteur : Touraya BOUCHEMAT

Prof. Univ. Frères Mentouri

Examineur :

Azzedine TELIA

Prof. Univ. Frères Mentouri

Abdesselam HOCINI

Prof. Univ. M'sila

Ahmed KAHLOUCHE

MCA. Univ. M'sila

Remerciements

Ce travail de thèse a été effectué au sein du Laboratoire Microsystèmes et Instrumentation (LMI), sous la direction de Madame **Touraya BOUCHEMAT**, Professeur au département d'Électronique, Université des Frères Mentouri de Constantine.

Je remercie tout d'abord ma directrice de thèse **Touraya BOUCHEMAT** pour la confiance qu'elle m'a accordée et la liberté d'action qu'elle m'a octroyée. Je souhaite la remercier chaleureusement pour sa gentillesse, ses conseils, son soutien constant ainsi que sa disponibilité tout au long de ce travail.

Je tiens à remercier vivement Monsieur **Mohamed BOUCHEMAT**, Professeur au département d'électronique à l'Université des Frères Mentouri de Constantine pour sa bonne humeur et sa disponibilité tout au long de ce travail.

Je souhaite remercier Monsieur **Malek BENSLAMA**, Professeur au département d'électronique à l'Université des Frères Mentouri de Constantine, de m'avoir fait l'honneur de présider mon jury de thèse.

Je tiens à exprimer à Monsieur **Azzedine TELIA** Professeur à l'Université des Frères Mentouri de Constantine, Monsieur **Abdesslam HOCINI** Professeur à l'Université de M'sila et Monsieur **Ahmed KAHLOUCHE** Maître de conférence à l'Université de M'sila toute ma reconnaissance pour l'honneur qu'ils m'ont fait d'avoir accepté de juger ce travail.

Au terme de ce travail, je tiens à remercier sincèrement docteur **Ahlem BENMERKHI**, maître-assistant à l'Université des Frères Mentouri de Constantine pour son soutien, sa présence et son aide.

Je souhaite aussi remercier **Rachid DEGHDEK**, doctorant au labo LMI, pour sa disponibilité et son aide lors de l'installation du logiciel Fullwave.

Je tiens à saluer tous mes ami(e)s, proche, et collègues doctorant(e)s, en particulier **Meriem MEDJANI** et **Youcef FERMI**.

Je témoigne enfin ma reconnaissance la plus sincère à ma famille, ma mère, mon père, mes sœurs, qui ont toujours été présents et m'ont encouragée dans mes choix. Je les remercie de tout mon cœur et leur en serai à jamais reconnaissante.

Liste des acronymes

λ : Longueur d'onde.
 λ_0 : Longueur d'onde de résonance.
 λ_B : La longueur de Bragg.
DBR : Distributed Bragg Reflectors.
a : Période du cristal photonique.
r : Rayon du cristal photonique.
f : Facteur de remplissage.
R : La réflectivité.
n : Indice de réfraction.
n_{eff} : Indice de réfraction effectif.
 ω : La pulsation.
 \vec{k} : Vecteur d'onde.
 \vec{G} : Vecteur du réseau réciproque.
v_g : Vitesse de groupe.
v_{ph} : Vitesse de phase.
c : Vitesse de la lumière dans le vide.
 ϵ : Permittivité diélectrique.
 Ψ : La fonction d'onde.
V : Le potentiel.
U : L'énergie de l'électron.
RTI : Réflexion totale interne.
BIP : Bande Interdite Photonique.
CPs : Cristaux photoniques.
2D : Bidimensionnels.
3D : Tridimensionnels.
SoC : System on Chip.
MEB : Microscope Électronique à Balayage.
MEMS : Micro-Electro-Mechanical-Systems.
FDTD : Finite-Difference Time-Domain method.
PML : Perfectly Matched Layer.
PWE : Plane Wave Expansion method.
SOI : Silicon-On-Insulator.
TE Transverse Electrique, polarisation TE.
TM : Transverse Magnétique, polarisation TM.
L_n : Les cavités linéaires.
H_n : Les cavités hexagonales.
L₂ : Cavité obtenue par l'omission de deux trous.
W1^KA : Guide d'onde obtenu par la suppression d'une rangée de trous.
PCW : Photonic Cristal Waveguide.
SPR : Surface Plasmon Resonance.
IMZ : Interféromètre Mach-Zender.
IY : Interféromètre de Young.
LD : Limite de Détection.
Q : Facteur de Qualité.
FWHM : Full Width at Half Maximum.

S : Sensibilité

RIU : Refractive Index Unit.

fg : Fentogrammes.

T : Temperature.

ADN : L'acide désoxyribonucléique.

BSA : Bovin serum albumin.

Liste des Figures

- Figure 1.1-** Représentation schématique de cristaux photoniques unidimensionnels (1D), bidimensionnel (2D) et tridimensionnel (3D). 5
- Figure 1.2-** Plume de paon. L'encadre 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. 5
- Figure 1.3-** Représentation schématique d'un miroir de Bragg constitué de 2 types de couches de permittivité ϵ_1 et ϵ_2 . La maille du cristal est $a = a_1 + a_2$ 8
- Figure 1.4-** Diagramme de dispersion d'un cristal photonique 1D (miroir de Bragg) constitué de l'alternance de deux matériaux de permittivités ϵ_1 et ϵ_2 et de diamètres $d = 0.5a$, où 'a' est la période du cristal photonique. (a) les deux matériaux ont la même permittivité $\epsilon_1 = \epsilon_2 = 13$ (GaAs). (b) la permittivité des deux matériaux est : $\epsilon_1 = 13$ (GaAs), $\epsilon_2 = 12$ (GaAlAs). (c) la permittivité des deux matériaux est : $\epsilon_1 = 13$ (GaAs), $\epsilon_2 = 1$ (Air) [17]. 9
- Figure 1.5-** Structure 2D : (a) Structure carrée, (b) triangulaire et (c) hexagonale. 11
- Figure 1.6-** De gauche à droite : représentation du réseau triangulaire dans l'espace réel, dans l'espace réciproque, et représentation de la première zone de Brillouin avec la zone de Brillouin irréductible formée par le triangle ΓMK 11
- Figure 1.7-** Diagramme de bande d'un cristal photonique bidimensionnel triangulaire. Les bandes en traits pleins correspondent aux modes propres ayant une polarisation Transverse Électrique, les bandes en pointillés aux modes propres ayant une polarisation Transverse Magnétique. Une large bande interdite photonique est visible pour la polarisation TE et une plus réduite pour la polarisation TM [34]. 13
- Figure 1.8-** Cartes des bandes interdites d'un réseau triangulaire de trous d'air dans une matrice diélectrique ($\epsilon=11.4$). 14
- Figure 1.9-** (a) Représentation schématique de la Yablonovitch, structure 3D de périodicité CFC (Cubique Face Centrée) [17], (b) Image MEB d'un CP3D « tas de bois » fabriquée par lithographie UV dans du silicium [37]. 15
- Figure 1.10-** (a) Image MEB d'une opale plane assemblée à partir de sphères de diamètre 855 nm directement sur un substrat silicium [39]. (b) Image MEB d'une opale inversée [39]. 16
- Figure 1.11-** Représentation schématique d'un cristal photonique bidimensionnel planaire de trous. Le pas du réseau est « a », « h » représente l'épaisseur de la couche guidante [41]. 17
- Figure 1.12-** Exemples de cristaux photoniques 2D planaires à haut contraste d'indice vertical: (a) Images MEB d'un cristal photonique bidimensionnels planaire suspendu sur AlGaAs [44]. (b) Image MEB en coupe d'un cristal photonique membranaire en GaAs suspendue sur AlGaAs [45]. 18
- Figure 1.13-** (a) Représentation schématique des modes guidés et modes rayonnés dans un 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. 19

Figure 1.14 – Diagrammes de bande d’un CP planaire constitué de réseau triangulaire de trous d’air percés dans une membrane semi-conductrice d’épaisseur $0.6a$. Une bande interdite apparaît pour les modes pairs, toutefois, des états radiatifs peuvent exister aux même fréquences [46].	20
Figure 1.15 – (a) Image au microscope électronique à balayage (MEB) d’une cavité de type L_3 fabriquée à l’IEF. (b) Schéma de principe d’une cavité à hétéro-structure montrant le confinement des photons [53]. (c) schéma de principe d’une cavité à modulation de largeur du défaut linéique [58].	23
Figure 1.16 – Exemples de défauts linéaires dans un cristal photonique 2D créés (a) en omettant une seule rangée de motifs, (b) en modifiant l’indice de réfraction d’une seule rangée de motifs, (c) en variant le rayon d’une seule rangée de motifs de la structure.	25
Figure 1.17 – (a) Diagramme de bandes d’un CP 2D avec une rangée de motifs manquante. Le CP est formé par un réseau carré de tiges de diamètre $d = 0.2a$ et d’indice $n = 2.98$ plongées dans l’air. Les bandes bleues montrent les bandes de transmission et la bande jaune, la bande interdite photonique. (b) Intensité du champ dans le guide en polarisation TM [17].	26
Figure 1.18 – Dispositifs passifs et actifs associant guide et cavité d’un même cristal photonique [64].	27
Figure 1.19 – Filtre Add-Drop : le signal d’entrée, en bas et à droite, est composé d’un grand nombre de signaux à des longueurs d’onde différentes λ_i . le filtre, réalisé dans un cristal bidimensionnel de symétrie triangulaire, permet d’extraire l’un des signaux (ici, celui à la longueur d’onde λ_1) en l’aiguillant dans une autre direction [23].	28
Figure 1.20 – Schéma de principe de filtre add-drop utilisant un seul guide d’onde à CPs [72].	29
Figure 1.21 – Image en microscopie électronique d’une fonction Fabry-Pérot intégrée à un guide [64].	30
Figure 1.22 – Transmission 2D FDTD des filtres L_1-2 et L_2-2 . Le facteur de remplissage en air du cristal photonique est de 0.5 et l’indice le plus fort est de 2.7 (indice effectif de la membrane d’InP vers $a/\lambda=0.4$). Les flèches verticales sur les tracés (b) et (d) indiquent respectivement la fréquence des cartes de champ tracée en (a) et (c) [64].	31
Figure 2.1 – Principe d’un capteur.	35
Figure 2.2 – Constitution d’un capteur.	35
Figure 2.3 – Schéma général d’un biocapteur [91].	36
Figure 2.4 – Principe de fonctionnement d’un capteur à résonnance plasmoniques de surface (SPR)[95].	39
Figure 2.5 – (a) Représentation schématique d’un interféromètre Mach-Zender [103] (b) Représentation schématique d’un interféromètre de Young [104].	40

Figure 2.6 – Résonateur en anneau en silicium [105].	41
Figure 2.7 – (a) Vue au microscope électronique à balayage de guide d'ondes à cristal photonique (PCW) sur SOI, (b) Spectres de transmission mesurés pour quatre solutions d'indices différents [7].	44
Figure 2.8 – (a) Capteur référence W_1 réalisé dans un crystal photonique triangulaire de trous d'air sur une membrane de Si suivant la direction ΓK , $f_{air}=30\%$, (b) Spectre de transmission pour le capteur référence à CPs : pour l'air ($n=1$ trait plein) et pour les trous d'air infiltrés d'eau déionisée homogène ($n_c=1.33$ ligne en pointillés). Le décalage du bord supérieur de la bande passante est de 30nm [116].	45
Figure 2.9 – (a) Capteur de guide d'onde à CP amélioré, (b) Spectre de transmission de guide d'onde à CP amélioré [116].	46
Figure 2.10 – Principe de la mesure de transduction optique d'un résonateur à cristaux photoniques.	46
Figure 2.11 – (a) vue au microscope électronique à balayage d'une microcavité à cristal photonique intégrée avec deux guides d'ondes ruban, (b) spectres de transmission normalisés de la microcavité illustrée en (a) avec cinq différents indices de réfraction allant de $n = 1,446$ jusqu'à $n = 1,454$ [117].	47
Figure 2.12 – (a) Structure verticale de la cavité L_2 formée par l'omission de deux trous., (b) Spectre de transmission du capteur avec des trous vides et localement infiltrés (polymère $n=1.54$) [118].	48
Figure 2.13 – (a) Représentation de la cavité L_2 modifiée, (b) Spectre de transmission du capteur modifié avec des trous d'air et localement infiltrés (polymère $n=1.54$) [118].	48
Figure 2.14 – (a) Structure de capteur multicanal à CP formée de deux paires différentes de cavités couplées à un guide d'onde $W1$, (b) Spectre de transmission normalisé [120].	49
Figure 2.15 – (a) Structure d'un capteur formé d'une microcavité insérée entre deux guides d'ondes dans un cristal photonique 2D à réseau triangulaire de trous d'air, (b) Spectres de transmission normalisés de la microcavité (a) avec cinq différents indices de réfraction allant de $n = 1,446$ jusqu'à $n = 1,450$ [12].	50
Figure 3.1 – Discrétisation spatiale du volume de calcul [128].	58
Figure 3.2 – Organigramme simplifié du programme FDTD.	60
Figure 3.3 – Technique PML en 2D.	62
Figure 3.4 – Diagramme de dispersion d'un réseau triangulaire de trous d'air dans du silicium avec $\epsilon=11.6$ et $r/a=0.43$ pour la polarisation TE (en rouge) et TM (en bleu). Les zones hachurées marquent les BIP de chacune des polarisations. Seules les fréquences comprises entre 0,385 et 0,406 permettent l'ouverture d'une bande interdite complète. (a) Résultats obtenus par D. Neel [134] et (b) Résultats obtenus par le simulateur Bandsolve.	65

- Figure 3.5**– (a) Spectre de transmission de la structure sans défaut (simulateur CrystalWave), (b) Intensité du champ obtenu par simulation du cristal en mode TE dans la direction ΓK d'un réseau triangulaire de trous d'air $r/a=0,43$ dans Si (simulateur Fullwave). 65
- Figure 4.1**– (a) Réseau réel pour un motif triangulaire de trous d'air de période a , (b) Réseau réciproque montrant la première zone de Brillouin et les deux directions de plus haute symétrie ΓK et ΓM 70
- Figure 4.2**– (a) Présentation schématique en coupe latérale de la structure proposée, (b) Diagramme de dispersion d'un réseau triangulaire de trous d'air perpendiculairement au substrat SOI avec l'indice effectif $n=2.825$ ($\epsilon=7.982$). 71
- Figure 4.3**– (a) Spectre de transmission d'un guide d'onde à cristaux photoniques à une rangée de trous manquante (W1) réalisé dans un cristal photonique triangulaire de trous d'air sur un substrat SOI, (b) Intensité du champ dans le guide W1, pour une polarisation TE. 73
- Figure 4.4**– (a) Représentation schématique de la cavité L_2 formée par l'omission de deux trous dans la direction ΓK du cristal photonique, (b) Spectre de transmission de la cavité linéique L_2 constituée de deux motifs adjacents dans un réseau triangulaire. En insert : Intensité du champ dans la cavité L_2 pour $\lambda_0 = 1.2644\mu m$ 74
- Figure 4.5**– (a) Vue de dessus du système couplé guide-cavité, (b) Représentation schématique d'un guide couplé à une cavité optique à CP planeaire en silicium (Si) suspendue sur un substrat silicium sur isolant (SOI). 76
- Figure 4.6**– Spectre de transmission à la sortie du guide. La cavité et le guide sont séparés par : (a) Une rangée de trous (b) deux rangées de trous (ligne rouge), (c) Trois rangées de trous et (d) quatre rangées de trous. 77
- Figure 4.7**– Facteur de qualité et transmission en fonction de la distance de couplage. 78
- Figure 4.8**– Spectre de transmission de la cavité couplée comparé avec celui de la cavité non couplée. l'excitation est effectué dans la cavité. 79
- Figure 4.9**– Spectre de transmission du guide et de la cavité lorsque l'excitation est localisé à l'entrée du guide. 80
- Figure 4.10**– Représentation schématique du système couplé guide-cavité. Différentes positions des trous de détection notées de L_1 à L_8 82
- Figure 4.11**– (a) Spectre de transmission calculé par la méthode FDTD d'un cristal photonique triangulaire dans la direction ΓM pour les indices de réfraction des trous de détection L_5, L_6, L_7 et L_8 $n=1$ (air), $n=1.45$ (molécules d'ADN), (b) Décalage en longueur d'onde de résonance ($\Delta\lambda$) en fonction du changement d'indice de réfraction de $n=1,33$ (l'eau déionisée)- $1,45$ (molécules d'ADN) pour les quatre trous de détection L_5, L_6, L_7 et L_8 83
- Figure 4.12**– (a) Spectre de transmission calculé par la méthode FDTD d'un cristal photonique triangulaire dans la direction ΓM pour les indices de réfraction des trous de $n=1.33$ (l'eau déionisée), $n=1.45$ (molécules d'ADN), (b) Décalage en longueur d'onde de

résonance($\Delta\lambda$) en fonction du changement d'indice de réfraction de $n=1,33$ (l'eau déionisée)-
 $1,45$ (molécules d'ADN)..... 84

Figure 4.13– (a) Représentation de la cavité L_2 . Les pointillés indiquent l'emplacement initial des trous des deux extrémités et la flèche noire le sens du déplacement des trous concernés, (b) Spectres de transmission pour différents déplacement allant de $s_x = 0.1a$ à $s_x = 0,35a$, (c) Influence du déplacement des trous L_1 et L_5 sur la longueur d'onde et le facteur de qualité du mode de la cavité L_2 86

Figure 4.14– Influence de la variation du rayon r_x des trous L_1 et L_5 sur la longueur d'onde et le facteur de qualité du mode résonant de la cavité pour un déplacement (a) $s_x=0.15a$, (b) $s_x=0.20a$ 87

Figure 4.15– (a) Structure optimale, (b) Spectre de transmission du biocapteur multicanal à CP. 88

Figure 4.16– (a) Les spectres de transmission des trois cavités (L_2 -cavité1, L_2 -cavité2, L_2 -cavité3) lorsque la zone de détection d'un capteur est sous des variations d'indice de réfraction et les autres ne le sont pas, (b) Le décalage de la longueur d'onde résonnante en fonction de l'augmentation de l'IR dans la zone de détection. 89

Figure 4.17– Diagramme de dispersion d'un réseau triangulaire de trous d'air, perpendiculairement au substrat SOI avec $a=510\text{nm}$, $r=198.9\text{nm}$ 91

Figure 4.18– (a) Présentation schématique en coupe latérale de la structure proposée sur un substrat SOI, (b) Cavité à cristal photonique en forme d'anneau, couplée à des guides d'ondes d'entrée et de sortie. 92

Figure 4.19– (a) Facteur de qualité, transmission en fonction de la longueur de la cavité, (b) Longueur d'onde de résonance en fonction de la longueur de la cavité. 93

Figure 4.20– Sensibilité et longueur d'onde de résonance en fonction de la variation du rayon intérieur R_{in} de $0.245a$ à $0.305a$ 94

Figure 4.21– Transmission et facteur de qualité en fonction du nombre de trous d'air autour de la cavité. 95

Figure 4.22– (a) Spectre de transmission du système couplé en polarisation TE, (b) Intensité du champ à la longueur d'onde $\lambda=1.3186\mu\text{m}$ 96

Figure 4.23– Le décalage de longueur d'onde de résonance ($\Delta\lambda$) en fonction de l'infiltration d'eau dans la zone de détection de la cavité pour $R_{in} = 0.265a$ 97

Figure 4.24– Représentation schématique de la structure du biocapteur indiquant le nombre de trous fonctionnels autour de la cavité résonnante, (a) 2 trous fonctionnels, (b) 4 trous fonctionnels, (c) 6 trous fonctionnels, (d) 8 trous fonctionnels, (e) 16 trous fonctionnels, (f) tous les trous d'air sont utilisés comme trous fonctionnels. 98

Figure 4.25– (a) Spectres de transmission avec différent nombre de trous fonctionnels (N), (b) L'évolution du facteur de qualité et de la sensibilité en fonction du nombre de trous fonctionnels (N). 99

Figure 4.26– (a) Le changement de l'indice de réfraction en fonction de la variation de la température entre 20°C et 40°C, (b) L'évolution de la longueur d'onde de résonance en fonction de la variation de la température. 100

Figure 4.27– Les spectres de transmission du biocapteur optimal en fonction de la variation de la température entre 20°C et 40°C. 102

Liste des Tableaux

Tableau 4.1 – Décalage en longueur d'onde de résonance et facteur de qualité pour les différents trous de détection de la cavité à cristaux photoniques.	82
Tableau 4.2 – Comparaison du biocapteur proposé avec ceux de la littérature.	90
Tableau 4.3 – L'indice de réfraction des molécules d'eau et la longueur d'onde de résonance (λ) en fonction de différentes températures.	101
Tableau 4.4 – Comparaison du biocapteur proposé avec d'autres conceptions similaires (littérature).	102

Table des matières

Liste des acronymes	ii
Liste des Figures	iiiv
Liste des Tableaux	x
Table des matières	xi
Introduction générale	1
Chapitre 1: Les Cristaux Photoniques	4
1.1. Introduction	4
1.2. Généralités sur les cristaux photoniques	4
1.2.1. Analogie électron-photon	6
1.2.2. Les cristaux photoniques unidimensionnels	7
1.2.2.1. Miroir de Bragg	7
1.2.2.2. Bande interdite photonique unidimensionnelle	8
1.2.2.3. Vitesse de propagation de la lumière	9
1.2.3. Les cristaux photoniques bidimensionnels	10
1.2.3.1. Facteur de remplissage	12
1.2.3.2. Diagramme de Bande	12
1.2.3.3. Cartes des bandes interdites	13
1.2.4. Les cristaux photoniques tridimensionnels	14
1.2.5. Les cristaux photoniques planaires	16
1.2.5.1. Faible et fort contraste d'indice vertical	17
1.2.5.2. Le Cône de lumière	18
1.2.5.3. Diagramme de bandes	19
1.2.5.4. Approximation de l'indice effectif	20
1.3. Exploration des cristaux photoniques bidimensionnels avec défauts	21
1.3.1. Cavités à cristaux photoniques	21
1.3.1.1. Cavités ponctuelles	21
1.3.1.2. Cavités à hétéro-structures	22
1.3.1.3. Cavité à modulation de largeur du défaut linéique	22
1.3.2. Guide d'onde à cristaux photoniques	25
1.3.3. Couplage guide/cavité dans un cristal photonique 2D	27
1.3.3.1. Filtres de type Add-Drop	28
1.3.3.2. Filtres de type Fabry-Perot	29
1.4. Applications des cristaux photoniques	31

1.5. Matériaux	32
1.5.1. Silicium (Si)	32
1.5.2. Les semi-conducteurs III-V	32
1.6. Conclusion.....	32
Chapitre 2 : Intérêt des cristaux photoniques dans la biodétection	34
2.1. Introduction	34
2.2. Généralités sur les capteurs	34
2.2.1. Les biocapteurs.....	35
2.2.2. Transducteurs optiques.....	36
2.2.3. Techniques optiques de biodétection actuelles	37
2.2.4. Biocapteurs optiques	37
2.2.4.1. Paramètres caractéristiques des biocapteurs optiques	38
2.2.4.2. État de l'art.....	38
2.3. Capteurs à cristaux photoniques.....	41
2.3.1. La théorie des perturbations électromagnétiques	41
2.3.2. Capteurs à CPs basés sur le changement d'indice de réfraction (RI)	43
2.3.2.2. Capteurs à base de microcavités à CPs	46
2.3.2.3. Capteurs à base de guide/cavité à CPs couplé.....	49
2.4. Conclusion.....	50
Chapitre 3 : Méthodes et Outils de simulation pour l'étude et la modélisation	52
3.1. Introduction	52
3.2. Méthodes de modélisation des structures périodiques diélectriques.....	53
3.2.1. Méthode des ondes planes (PWE).....	53
3.2.2. Méthode des différences finies temporelles (FDTD)	55
3.2.2.1. Principe de base de la méthode	55
3.2.2.2. Discrétisation des équations et algorithme de Yee.....	57
3.2.2.3. Stabilité numérique	60
3.2.2.4. Conditions aux limites (PML).....	61
3.2. Outils de Modélisation	62
3.3.1. BandSolve	62
3.3.2. FullWave et CrystalWave	63
3.3.3. Exemple de validation.....	64
3.4. Conclusion.....	66
Chapitre 4 : Étude numérique des guides d'onde à cristaux photoniques couplés avec des cavités pour des applications en biodétection	67
4.1. Introduction	67
4.2. Conception de structure à cristaux photoniques.....	68

4.2.1. Conditions de sélection	68
4.2.2. Description de la structure étudiée	69
4.3. Guide d'onde à cristaux photoniques.....	71
4.4. Cavité linéique à cristaux photoniques.....	73
4.5. Couplage guide/cavité dans un CP-2D « routeur »	75
4.5.1. Influence de la distance de couplage	76
4.5.2. Excitation de la cavité	78
4.5.3. Excitation du guide couplé.....	79
4.5.4. Application à la réalisation d'un biocapteur	80
4.5.4.1. Caractéristiques de détection par changement globale d'indice de réfraction.....	83
4.5.4.2. Conception d'un biocapteur multicanal à cristal photonique	85
4.6. Couplage guide/cavité dans un CP-2D «Fabry-Perot»	90
4.6.1. Influence de la taille de la cavité	92
4.6.2. Influence de la forme de la cavité	93
4.6.3. Influence du nombre de trous autour de la cavité	94
4.6.4. Structure optimisée.....	95
4.6.5. Application à la réalisation d'un capteur de température	96
4.6.5.1. Évaluation des caractéristiques de biodétection.....	96
4.6.5.2. Optimisation du nombre de trous fonctionnels	97
4.6.5.3. Évaluation de la dépendance à la température de la structure.....	99
4.7. Conclusion.....	103
Conclusion générale	105
Production Scientifique.....	117

Introduction générale

Introduction générale :

La détection simple, rapide et efficace de molécules chimiques ou biologiques est devenue un enjeu majeur pour les secteurs de la santé, de l'environnement, de l'agriculture, ou encore de l'agro-alimentaire, avec des exigences de plus en plus élevées. Ces derniers ont engendré l'émergence de nouvelles solutions technologiques. En particulier, les dispositifs optiques intégrés sur puce offrent un fort potentiel pour le développement de transducteurs génériques, compatibles avec la détection parallèle, sans marqueurs d'une grande diversité de biomolécules et sur une gamme spectrale pouvant être ajustée du visible à l'infrarouge où l'absorption de nombreux matériaux et le bruit biologique sont fortement réduits.

Les cristaux photoniques [1, 2] sont des structures dont l'indice de réfraction varie périodiquement dans une, deux ou trois dimensions. Leurs propriétés sont principalement liées à l'existence de bandes interdites qui empêchent la propagation des ondes quelle que soit la direction de l'onde incidente. Ces bandes interdites sont utilisées pour créer des modes localisés qui confinent l'énergie optique. En introduisant un défaut (ponctuel ou linéaire ou les deux) dans ces structures, la périodicité et donc la continuité de la BIP sont brisées et la propagation de la lumière peut être localisée dans la région du défaut.

L'application de ces cristaux photoniques en tant que capteurs constitue un domaine de recherche qui semble être très prometteur en raison de leur extrême miniaturisation (0.1 mm^2 de surface de détection), de leur haute sensibilité spectrale et de la possibilité de les intégrer aux MEMS (Micro-Electro-Mechanical-Systems) [3]. Dans ce contexte, plusieurs structures issues de l'optique intégrée ont été proposées. Notamment, les propriétés optiques remarquables des cristaux photoniques (CPs) ont conduit à la conception de nouveaux dispositifs photoniques visant des applications dans divers secteurs de l'industrie et des hautes technologies, tels que les télécommunications (fibres à CP), l'optoélectronique (lasers, photo détecteurs) et plus récemment, la biodétection [4].

Les phénomènes de détection sont basés sur la haute sensibilité des modes localisés apparaissant dans les spectres de transmission des cristaux photoniques via la variation de l'indice de réfraction de l'analyte. Des capteurs à base de cristaux photoniques à microcavités bidimensionnelles [5, 6] ont démontré à la fois théoriquement et expérimentalement leurs aptitudes dans la détection des éléments biochimiques. D'autres auteurs ont également proposé des biocapteurs optiques à base de guide d'onde à CP [7-9]. Les capteurs à base de guides d'ondes à cristaux photoniques couplés avec des cavités résonantes [10, 11] ont beaucoup d'avantages comme la compacité, la haute sensibilité, l'extension facile aux capteurs

multicanaux, divers choix de matériaux et la capacité de mesure parallèle [12-15]. Depuis peu, ils ont prouvé leur aptitude à la fois théorique et expérimentale dans la détection, cette dernière se fait par la mesure du décalage de la longueur d'onde de résonance dans le spectre de transmission en fonction du changement de l'indice de réfraction.

La santé de l'homme repose d'abord sur la surveillance biologique continue. Pour cela, le médecin se base sur des analyses, le plus souvent sanguines, cherchant à détecter la présence mais aussi à quantifier des biomolécules spécifiques aux maladies. Ces biomolécules sont souvent soit de l'ADN qui révèle les anomalies génétiques soit des protéines, marqueurs d'une maladie. L'exemple le plus significatif concerne le diagnostic précoce. Plus la biodétection sera sensible, plus on détectera une faible concentration de ces molécules et plus la probabilité de survie du malade sera accrue.

L'objectif de notre recherche était en premier lieu la modélisation et l'optimisation géométrique d'une première voie de couplage entre un guide d'onde et une cavité linéique à base des cristaux photoniques afin d'améliorer les propriétés de couplage dans cette structure. C'est dans ce contexte que nous avons exploité tous les paramètres déjà développés pour améliorer les propriétés de biodétection dans une structure à base de cristal photonique. Dans cette optique, nous avons travaillé sur la modélisation d'un couplage guide/cavité à base de cristaux photoniques pour la détection des biomolécules d'ADN. Notre but est d'étudier le cas de plusieurs capteurs sur une seule plate-forme en prouvant que chaque capteur peut détecter indépendamment des autres, sans pertes. Pour cela on a optimisé les paramètres clés qui gouvernent les caractéristiques majeures des capteurs : qui sont la sensibilité et la limite de détection. Par la suite, nous avons proposé une seconde voie de couplage qui comprend deux tronçons de guides W1 entre lesquels a été disposée une cavité. L'étude est essentiellement basée sur le développement géométrique de la structure, où nous avons exploité la technologie des anneaux. Cette dernière a permis le renforcement du confinement optique au sein de la cavité elle-même et précisément dans la région de la cible à détecter. Il en résulte une amélioration significative du facteur de qualité et de la sensibilité du dispositif. Ce travail théorique repose sur des outils de simulations numériques performants, FULLWAVE et BANDSOLVE développés par Rsoft, et CRYSTALWAVE développé par Photon Design, basés sur la méthode des différences finies dans le domaine temporel (FDTD) et la méthode des ondes planes PWE.

Cette thèse s'articule autour de quatre chapitres.

Dans le premier chapitre, nous commençons par des rappels généraux sur les cristaux photoniques. Après un bref rappel sur la notion de bande interdite et les différents types de

cristaux photoniques, nous présenterons les propriétés optiques des cristaux photoniques planaires. Par la suite, le principe de guidage et les différents types de guides, cavités et filtres à base des CPs-2D seront décrits. Nous terminerons par une présentation de quelques exemples d'applications utilisant les structures périodiques. Enfin, nous parlerons des matériaux et des technologies qui sont actuellement utilisés pour la fabrication de ces cristaux photoniques.

Dans le deuxième chapitre, des généralités sur les capteurs et les biocapteurs sont présentées s'ensuivra une introduction des capteurs à cristaux photoniques, plus particulièrement les capteurs à CPs basés sur le changement d'indice de réfraction (IR), ainsi que les conditions d'utilisation des cristaux photoniques pour des applications de détection. Enfin, nous établirons un bref état de l'art sur les biocapteurs à cristaux photoniques.

Le troisième chapitre est dédié aux outils de modélisation des cristaux photoniques. Nous abordons les principales méthodes numériques utilisées pour modéliser les structures à bande interdite photonique. Nous présentons les logiciels FULLWAVE et CRYSTALWAVE (Rsoft et Photon Design), utilisés pour modéliser les cristaux photoniques et les structures étudiées. Grâce à ces outils de modélisation, nous pouvons tracer le diagramme de dispersion, calculer les propriétés optiques des différentes structures, et représenter les distributions du champ électromagnétique.

Le chapitre quatre quant à lui est constitué de deux parties, dans la première partie nous étudions le couplage parallèle entre une cavité linéique (L_2) est un guide d'onde (W1) pour une application de détection de biomolécules d'ADN. Nous avons également étudié le cas de plusieurs capteurs sur une seule plate-forme, dans le cas éventuel d'un éventail de cibles, chaque capteur peut détecter indépendamment des autres la biomolécule, sans pertes. Les paramètres qui permettent l'amélioration des caractéristiques majeurs des capteurs, qui sont la sensibilité et la limite de détection, sont optimisés. Dans la deuxième partie, nous étudions une autre voie de couplage. Cette dernière comprend deux tronçons de guides W1 entre lesquels a été disposée une cavité en anneaux. Pour obtenir une bonne sensibilité et un facteur de qualité élevé, nous optimisons les différents paramètres structurels, nous étudions par la suite l'application de cette structure comme capteur de température. Pour cela on observe l'évolution de la sensibilité en fonction de la température d'eau.

Chapitre 1

Les Cristaux Photoniques

1.1. Introduction

Le développement de nouveaux matériaux dit à bandes interdites photoniques (BIP), encore appelés cristaux photoniques (CPs), ouvre des perspectives nouvelles pour le confinement de la lumière ou son émission. Il permet ainsi la réalisation de briques de base nécessaires aux communications optiques intra-puces, dans les systèmes intégrés sur puce (SoC : System on Chip) ou les télécommunications optiques.

Au cours des dernières années, une voie prometteuse a été développée dans le domaine de la photonique portant sur l'exploitation de cristaux photoniques (CPs) bidimensionnels (2D) planaires. Ces structures sont intéressantes pour leur capacité à manipuler et confiner la lumière dans deux, voire trois directions de l'espace. Elles conduisent donc à une éventuelle intégration avec les dispositifs photoniques planaires existants.

Dans ce chapitre, nous commençons par des généralités sur les cristaux photoniques, en nous appuyant sur une revue non exhaustive de leurs différentes catégories. Nous présentons brièvement les propriétés optiques de ces cristaux photoniques planaires. Nous décrivons par la suite le principe de guidage et les différents types de guides, cavités et filtres à base de CPs 2D. Nous terminons par une présentation de quelques exemples d'applications exploitant ces structures périodiques. Ces dernières deviennent indispensables dans le domaine de l'optique intégrée (Guides d'ondes, Filtres optiques, capteurs, Résonateurs optiques), les circuits micro ondes et les antennes.

1.2. Généralités sur les cristaux photoniques

Les cristaux photoniques [16, 17] sont des structures artificielles dont la constante diélectrique est modulée de façon périodique. La périodicité peut être unidimensionnelle, bidimensionnelle ou encore tridimensionnelle (Fig. 1.1). Ces structures peuvent être obtenues par arrangement périodique de deux matériaux différents. Leur forme la plus simple est une structure périodique à une dimension composée d'un empilement de couches également appelé « miroir de Bragg ». Les cristaux photoniques ont la capacité d'inhiber la propagation de la lumière dans certaines directions pour une gamme de fréquences appelée la bande interdite photonique (BIP). C'est Lord Rayleigh en 1887 qui a montré que l'on pouvait produire un gap ou bande interdite photonique (BIP). La possibilité de réaliser des structures à deux ou trois dimensions qui posséderaient des bandes interdites a été initiée pour la première

fois par Roland Zengerle [18], Eli Yablonovitch [16] et Sajeev John [19] en 1987 dans le but de contrôler l'émission spontanée de la lumière.

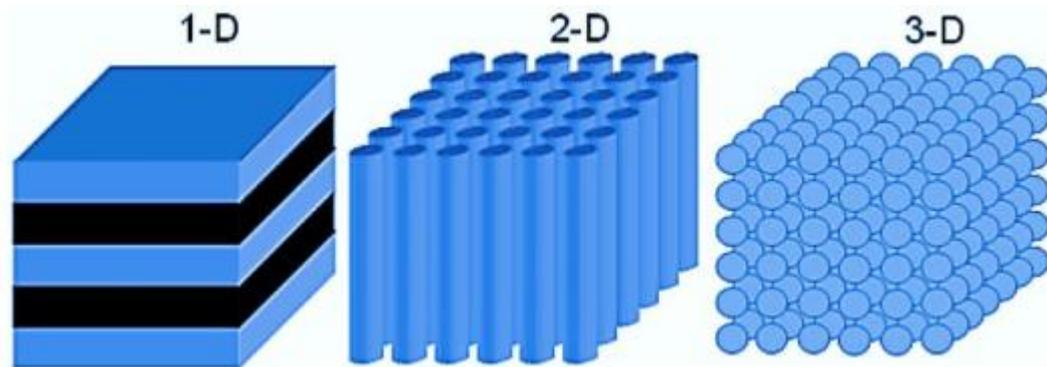


Figure 1.1- Représentation schématique de cristaux photoniques unidimensionnels (1D), bidimensionnel (2D) et tridimensionnel (3D).

Il existe des structures naturelles qui peuvent avoir des propriétés ayant les mêmes caractéristiques que les cristaux photoniques artificiels. En effet, les colorations vives de certaines espèces sont parfois dues à la présence de structures très complexes, à caractère périodique. Par exemple les opales sont des minéraux composés d'arrangements de sphères de silice hydratée. Les couleurs bleu, vert, jaune et marron des plumes de paons proviennent de la diffraction par des cristaux photoniques 2D à nombre et longueur de maille variables (Fig. 1.2) [20].

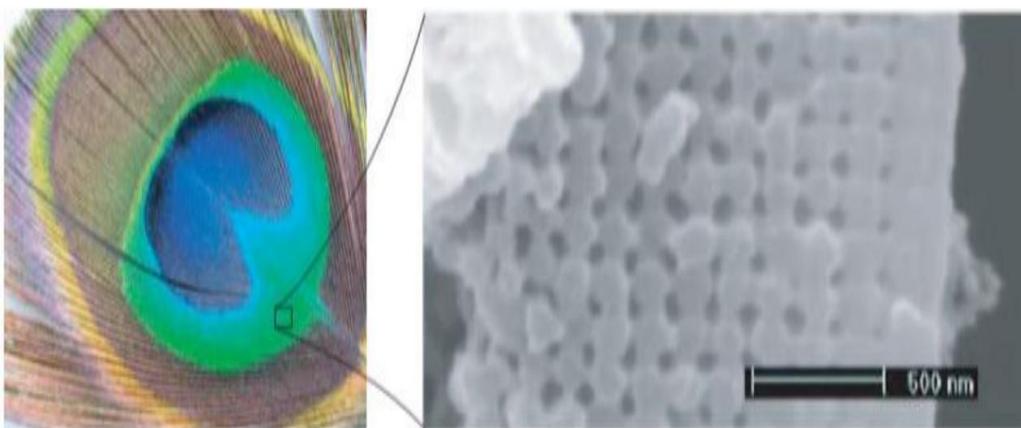


Figure 1.2- Plume de paon. L'encadre de droite est une image prise au microscope électronique à balayage (MEB) de la coupe d'une barbule verte. La structure de cristal photonique 2D est composée de piliers de mélanine liés par de la kératine ainsi que de trous d'air.

1.2.1. Analogie électron-photon

L'équivalent d'un électron dans un semi-conducteur est un photon qui se propage dans un cristal photonique [21], cette analogie électron photon découle de la similitude entre l'équation de Schrödinger régissant la propagation des électrons dans un matériau caractérisé par un potentiel électrostatique périodique et les équations de Maxwell utilisées pour décrire la propagation d'une onde électromagnétique dans un matériau caractérisé par sa constante diélectrique ε périodique.

Les équations gouvernant la propagation de la lumière dans un cristal photonique sont les équations de Maxwell. Si nous considérons un matériau non magnétique ($\mu_r = 1$), sans charges ($\rho = 0$) ni courants et de permittivité diélectrique réelle $\varepsilon(r)$ (le matériau est non absorbant), les quatre équations de Maxwell s'écrivent :

$$\vec{\nabla}(\varepsilon(r)\vec{E}(r, t)) = 0 \quad \mathbf{1.1}$$

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{H}(r, t) = 0 \quad \mathbf{1.2}$$

$$\vec{\nabla} \times \vec{E}(r, t) = -\mu_0 \frac{\partial}{\partial t} \vec{H}(r, t) \quad \mathbf{1.3}$$

$$\vec{\nabla} \times \vec{H}(r, t) = -\varepsilon_0 \varepsilon(r) \frac{\partial}{\partial t} \vec{E}(r, t) \quad \mathbf{1.4}$$

Si l'on cherche des solutions à ces équations sous la forme d'ondes harmoniques, on peut écrire l'équation suivante :

$$\vec{\nabla} \times (\vec{\nabla} \times \vec{E}(r)) = \frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon_r \vec{E}(r) \quad \mathbf{1.5}$$

L'équation de Schrödinger en régime stationnaire pour la fonction d'onde Ψ d'un électron dans un potentiel V s'écrit [21] :

$$\vec{\nabla}^2 \Psi(r) = -\frac{2m}{\hbar^2} (U - V(r)) \Psi(r) \quad \mathbf{1.6}$$

Où U est l'énergie de l'électron, m sa masse.

Une comparaison entre les deux équations montre qu'il est possible d'identifier le champ électrique E à la fonction d'onde Ψ , et le terme $\frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon_r(r)$ au terme $-\frac{2m}{\hbar^2} (U - V(r))$.

Cette analogie va nous permettre d'appliquer les outils et les concepts développés en physique du solide, tels que les notions de réseau réciproque, de zone de Brillouin et le théorème de Bloch [22].

Notons également, que si on introduit un défaut dans la périodicité d'un cristal photonique, un mode localisé dans la bande interdite apparaît, c'est-à-dire une fréquence permise dans la bande interdite photonique [23-25]. Ce défaut est réalisé en modifiant la constante diélectrique dans une ou plusieurs des cellules élémentaires du cristal, de la même manière que pour le dopage des semi-conducteurs, lorsqu'on ajoute des impuretés, la périodicité du potentiel est brisée et des niveaux d'énergie permis peuvent apparaître dans la bandes interdite électronique [26-28]. Cette analogie électron-photon peut être envisagée au-delà des notions de bande interdite photonique et de défaut.

1.2.2. Les cristaux photoniques unidimensionnels

1.2.2.1. Miroir de Bragg

Pour aborder l'étude des cristaux photoniques, nous allons tout d'abord nous intéresser au cas simple du cristal photonique 1D, ou miroir de Bragg. Cette structure est constituée d'une succession périodique de couches diélectriques ayant des indices de réfraction différents. La structure en couches d'un miroir de Bragg est représentée sur la figure 1.3. Lorsque la période spatiale est du même ordre de grandeur que la longueur d'onde, la lumière se propageant à incidence normale dans le milieu est fortement perturbée. En particulier, pour la longueur de Bragg λ_B , où $\lambda_B = 2(n_1 a_1 + n_2 a_2)$, les ondes réfléchies à chaque interface sont en phase, et interfèrent donc constructivement. Ces interférences permettent d'atteindre des réflectivités extrêmement élevées dans le cas des dispositifs DBR (*Distributed Bragg Reflectors*) pouvant atteindre $R = 0,99$ [29].

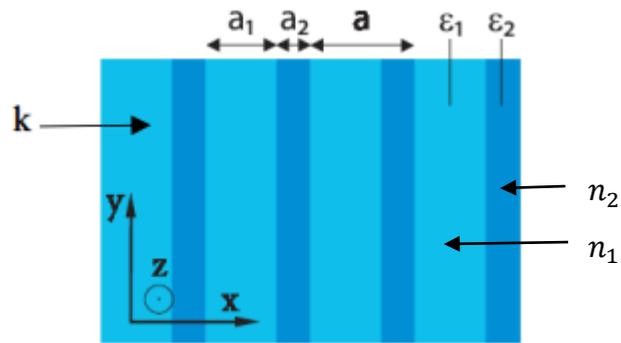


Figure 1.3- Représentation schématique d'un miroir de Bragg constitué de 2 types de couches de permittivité ϵ_1 et ϵ_2 . La maille du cristal est $a = a_1 + a_2$.

1.2.2.2. Bande interdite photonique unidimensionnelle

Une bande interdite photonique est une bande de réflectivité d'un miroir de Bragg. 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 dans cette direction est créée par une alternance de deux couches d'épaisseurs $d=0.5a$ et de permittivités différentes ϵ_1 et ϵ_2 [17]. Le diagramme de dispersion est limité à la première zone de Brillouin, donc pour $-\pi/a \leq k \leq \pi/a$. Ce diagramme (Fig. 1.4.a) correspond à un milieu diélectrique homogène auquel on attribut une périodicité artificielle.

Créons maintenant réellement une modulation de l'indice optique, toujours de période 'a', dans cette même direction, en réalisant une alternance de couche d'épaisseurs $0.5.a$ de deux matériaux différents (Fig. 1.4.b). Alors, une onde se propageant dans la structure subit des réflexions à chaque nouvelle interface. Lorsque k est loin des valeurs $k=\pm n\pi/a$ ($n=0,1,2,\dots$), le déphasage entre deux ondes réfléchies successivement est trop important et celles-ci n'interfèrent pas constructivement. Par contre, lorsque $k \approx \pm n\pi/a$, une levée de dégénérescence se produit là où les modes se croisent (ici au centre et en bord de la première zone de Brillouin) : Il y a un couplage entre deux ondes de même énergie et de même vecteur d'onde, qui se propagent dans deux directions opposées. En bord de la première zone de Brillouin, une onde stationnaire est alors obtenue, de vecteur d'onde $k=\pi/a$, donc de longueur d'onde $2.a$ (deux fois la période). Seules deux ondes stationnaires de ce type peuvent exister dans la structure sans violer la symétrie : une dont les maxima sont situés dans le matériau de haut indice, et l'autre dont les maxima se trouvent dans le matériau de bas indice. Lorsque la différence du contraste diélectrique augmente (GaAs/Air) (Fig. 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, forme une bande interdite photonique. La position et la largeur de cette BIP peuvent être ajustées par les paramètres géométriques et le contraste d'indice. Pour un empilement de couches d'épaisseurs optiques successives $\lambda/4$, cette largeur (en longueur d'onde) s'est avérée proportionnelle à la différence d'indice de réfraction Δn .

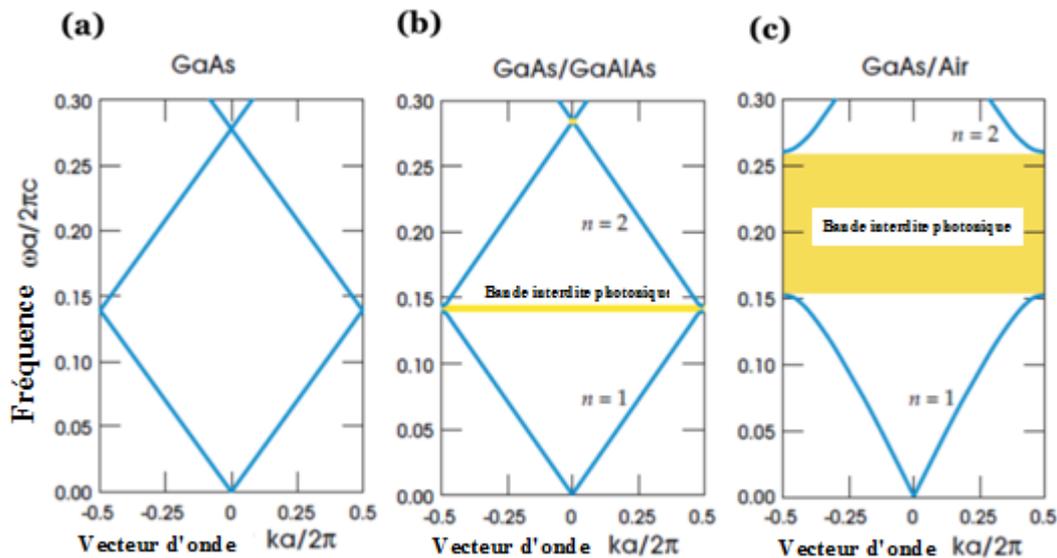


Figure 1.4– Diagramme de dispersion d'un cristal photonique 1D (miroir de Bragg) constitué de l'alternance de deux matériaux de permittivités ϵ_1 et ϵ_2 et de diamètres $d= 0.5a$, où 'a' est la période du cristal photonique. (a) les deux matériaux ont la même permittivité $\epsilon_1 = \epsilon_2 = 13$ (GaAs). (b) la permittivité des deux matériaux est : $\epsilon_1 = 13$ (GaAs), $\epsilon_2 = 12$ (GaAlAs). (c) la permittivité des deux matériaux est : $\epsilon_1 = 13$ (GaAs), $\epsilon_2 = 1$ (Air) [17].

1.2.2.3. Vitesse de propagation de la lumière

Considérons une onde monochromatique dans un milieu linéaire isotrope et homogène. La propagation de cette onde est conditionnée par l'équation d'onde. Les solutions les plus élémentaires de cette équation sont des ondes monochromatiques planes dont la distribution de champ est sinusoïdale dans le temps et dans l'espace. La vitesse de propagation d'une telle onde est appelée « vitesse de phase », car elle n'est autre que la vitesse de déplacement d'un point de l'espace, associé à une valeur de phase fixée. Pour une phase s'exprimant comme : $\Phi(x, t) = \omega t - k_0 x + \Phi_0$, la vitesse de phase est donc :

$$V_\phi = \frac{\omega}{k} \quad 1.7$$

Considérons maintenant un paquet d'ondes planes dont le spectre est étroit et centré sur la pulsation ω_0 et soit k_0 le vecteur d'onde correspondant à cette pulsation. La vitesse de groupe du paquet d'ondes correspond en première approximation à la vitesse de propagation de ses maxima d'amplitude. Elle correspond à la vitesse de propagation de l'énergie lumineuse et peut s'écrire dans le cas 1D :

$$V_g = \frac{\partial \omega}{\partial k} \quad \mathbf{1.8}$$

On peut relier la vitesse de groupe à la vitesse de phase par la formule de Rayleigh en passant dans l'espace des longueurs d'onde :

$$V_g = V_\phi - \lambda \frac{\partial V_\phi}{\partial \lambda} \quad \mathbf{1.9}$$

Dans le cas d'un cristal photonique à deux ou trois dimensions la vitesse de groupe doit être remplacée par la relation vectorielle suivante :

$$\vec{V}_g = \overrightarrow{\text{grade}_{\vec{k}}}(\omega) \quad \mathbf{1.10}$$

La vitesse de groupe est égale à la vitesse de phase lorsque la fréquence angulaire est proportionnelle au vecteur d'onde, c'est-à-dire lorsqu'il n'y a pas de dispersion. C'est le cas d'un système homogène.

1.2.3. Les cristaux photoniques bidimensionnels

Un cristal photonique bidimensionnel est une structure qui présente une modulation périodique de la permittivité diélectrique suivant deux directions de l'espace, et homogène dans la troisième (Fig. 1.1 (2D)). Ces structures sont généralement formées par un réseau périodique de trous d'air dans un milieu diélectrique de fort indice, ou par un réseau de micropiliers. Elles peuvent présenter une bande interdite photonique pour toutes les directions de propagation situées dans le plan de périodicité (plan xy en l'occurrence), et permettent donc un contrôle spatial des photons dans ce plan. Leur utilité découle du fait qu'elles constituent un système modèle pour lequel la structure des cristaux photoniques planaires peut être simplifiée sous certaines conditions (par exemple par la méthode de l'indice effectif). Les

structures 2D se regroupent principalement suivant trois familles qui sont le réseau carré, triangulaire et hexagonal (voir Fig. 1.5). Dans le cadre de cette thèse, seul le réseau triangulaire de trous a été étudié, car il est le plus couramment utilisé et possède la bande interdite la plus adaptée pour les dispositifs abordés.

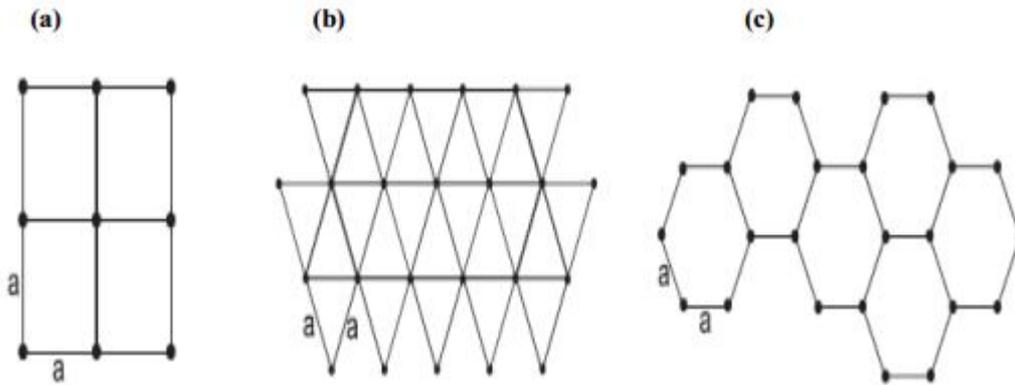


Figure 1.5– Structure 2D : (a) Structure carrée, (b) triangulaire et (c) hexagonale.

Le réseau triangulaire est formé par deux vecteurs élémentaires de même norme et d'ouverture angulaire de 60° dans l'espace réel, soit 120° dans l'espace réciproque. On définit la première zone de Brillouin selon un hexagone dont le centre est le point Γ . En raison du haut degré de symétrie de la première zone de Brillouin, on peut se restreindre à une zone de Brillouin irréductible, qui consiste en une région délimitée par un triangle formé par les points Γ , M et K (Fig. 1.6).

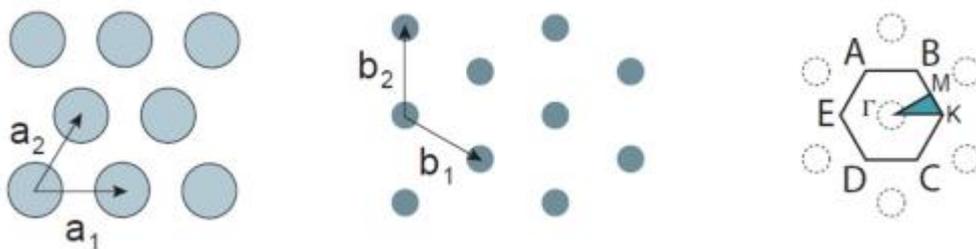


Figure 1.6– De gauche à droite : représentation du réseau triangulaire dans l'espace réel, dans l'espace réciproque, et représentation de la première zone de Brillouin avec la zone de Brillouin irréductible formée par le triangle Γ MK.

Les propriétés élémentaires du réseau triangulaire sont résumées dans le tableau 1.1 [30].

<i>Vecteurs directs</i>	$\vec{a}_1 = (1,0); \vec{a}_2 = \left(\frac{1}{2}, \frac{\sqrt{3}}{2}\right)$
<i>Vecteurs réciproques</i>	$\vec{b}_1 = \frac{2\pi}{a} \left(1, -\frac{1}{3}\sqrt{3}\right); \vec{b}_2 = \frac{2\pi}{a} \left(0, \frac{2}{3}\sqrt{3}\right)$
<i>Facteur de remplissage</i>	$\frac{2\pi}{\sqrt{3}} \frac{r^2}{a^2}$
<i>L'aire de la cellule élémentaire</i>	$\frac{\sqrt{3}}{2} a^2$

1.2.3.1. Facteur de remplissage

Le facteur de remplissage en air f désigne le rapport entre l'aire du motif (ici un disque) et l'aire de la cellule élémentaire du réseau considéré [31-33].

$$f = \frac{A_{\text{motif}}}{A_{\text{motif élémentaire}}} \quad \mathbf{1.11}$$

Dans le cas de motifs circulaires de rayon r dans un cristal triangulaire de période a , on peut définir le facteur de remplissage dans l'air :

$$f = \frac{2\pi}{\sqrt{3}} \left(\frac{r}{a}\right)^2 \quad \mathbf{1.12}$$

1.2.3.2. Diagramme de Bande

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, la polarisation TE (Transverse Electric) et la polarisation TM (Transverse Magnétique). 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 de la forme (E_x, E_y, H_z) , les autres composantes étant nulles. En polarisation TM, les rôles de E et H sont permutés et le champ est de la forme (H_x, H_y, E_z) . Dans le cas d'un réseau triangulaire de trous d'air dans une

matrice de diélectrique ($\epsilon=12$) et pour un rapport $r/a=0.4$ avec r le rayon des trous et a la période du réseau, le diagramme de bande se représente de la manière suivante (Fig. 1.7):

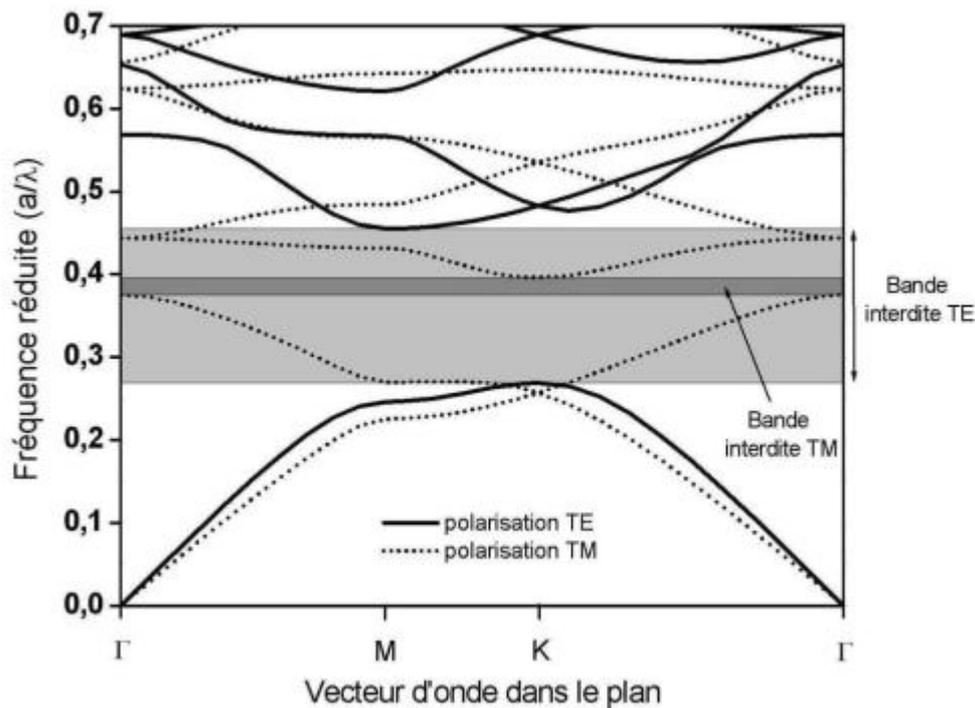


Figure 1.7–Diagramme de bande d'un cristal photonique bidimensionnel triangulaire. Les bandes en traits pleins correspondent aux modes propres ayant une polarisation Transverse Électrique, les bandes en pointillés aux modes propres ayant une polarisation Transverse Magnétique. Une large bande interdite photonique est visible pour la polarisation TE et une plus réduite pour la polarisation TM [34].

Le diagramme de bande représente les variations des fréquences permises dans le réseau en fonction de la projection du vecteur d'onde suivant les directions de haute symétrie de celui ci. Le diagramme est donné en unité réduite. Sur cette figure, on voit apparaître une bande interdite assez large pour la lumière polarisée TE, tandis que la bande interdite se réduit fortement pour les modes polarisés TM. Par conséquent, la bande interdite complète du cristal, qui est donnée par l'intersection des deux bandes interdites relatives aux deux polarisations, est étroite.

1.2.3.3. Cartes des bandes interdites

Les cartes de bandes interdites représentent les bords de bandes interdites pour un réseau donné en fonction du facteur de remplissage f (Fig. 1.8). Elles donnent un aperçu des possibilités de confinement de la lumière. Pour le réseau triangulaire, elles s'ouvrent

respectivement pour $f = 11\%$ et $f = 63\%$ [31]. La région de bande interdite complète correspond à l'intersection des bandes interdites TE et TM et se situe dans la fenêtre d'énergie $u = 0.37-0.56$. Le réseau triangulaire est généralement plus exploité: les bandes interdites TE sont plus larges et s'ouvrent pour des facteurs de remplissage plus faibles.

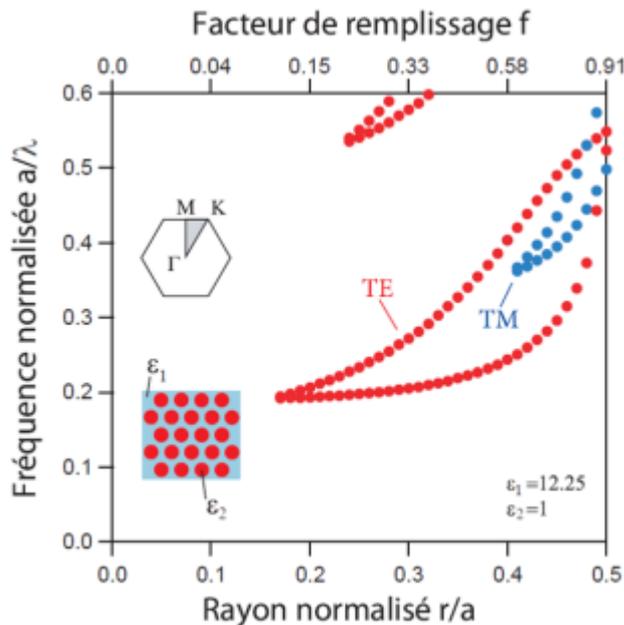


Figure 1.8– Cartes des bandes interdites d'un réseau triangulaire de trous d'air dans une matrice diélectrique ($\epsilon=11.4$).

1.2.4. Les cristaux photoniques tridimensionnels

Les cristaux photoniques tridimensionnels (CPs-3D) sont des structures possédant une constante diélectrique arrangée de manière périodique suivant les trois directions de l'espace. Ces structures périodiques sont les seules dont la dimensionnalité permet d'obtenir une bande interdite omnidirectionnelle, et permet donc de contrôler la propagation de la lumière selon toutes les directions [35]. Nous avons vu que les CPs 3D existent dans la nature depuis très longtemps (Figure 1.2), mais le premier cristal photonique 3D a été fabriqué en 1990 par K.M Ho et al. [36]. Il était formé de sphères de silicium arrangées selon une structure diamant. Mais l'histoire retient généralement la célèbre Yablonovitch, structure 3D pour les micro-ondes fabriquée en 1993 par E. Yablonovitch [26] en perçant des trous dans du plexiglas selon trois angles azimutaux séparés de 120° et faisant un angle de 35° par rapport à la normale (Fig. 1.9a). De nombreuses méthodes de fabrication de structures 3D ont été proposées. Les deux suivantes ont attiré le plus d'efforts de recherche :

Structures "Tas de bois" La structure "tas de bois" est obtenue en déposant par couches successives des rubans de silicium poly cristallin dans des tranchées de silice. Après avoir bâti la structure, la silice est retirée pour obtenir un cristal photonique 3D de silicium dans de l'air (Fig.1.9b) qui a un contraste d'indice suffisant pour ouvrir une bande interdite photonique omnidirectionnelle [37].

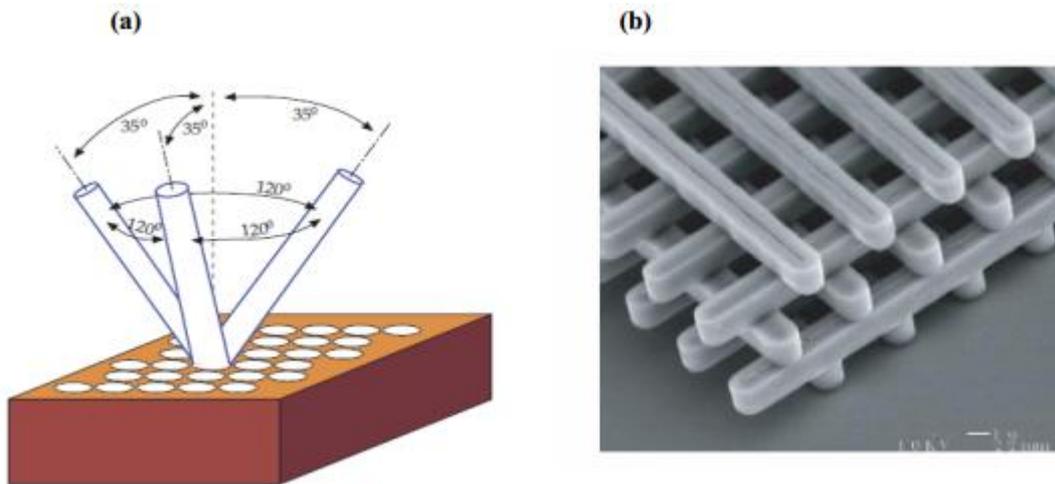


Figure 1.9– (a) Représentation schématique de la Yablonoitch, structure 3D de périodicité CFC (Cubique Face Centrée) [17], (b) Image MEB d'un CP3D « tas de bois » fabriquée par lithographie UV dans du silicium [37].

Structures "Opale" Ces structures forment une famille originale de cristaux photoniques 3D. C'est une catégorie de CP3D, basée sur l'organisation d'atomes sphériques. Il s'agit des structures en opales et opales inversées [38, 39] (Fig. 1.10). Les opales classiques sont obtenues chimiquement par auto-organisation des sphères. La structure inverse est fabriquée à partir de la structure classique par infiltration de matière entre les sphères. Ces sphères peuvent même être remplacées par de l'air en utilisant une gravure chimique. On obtient ainsi une matrice inversée de fort indice dans de l'air. Les opales ont été étudiées notamment pour contrôler l'émission spontanée, ce qui était une des motivations originelles de l'étude des cristaux photoniques [40].

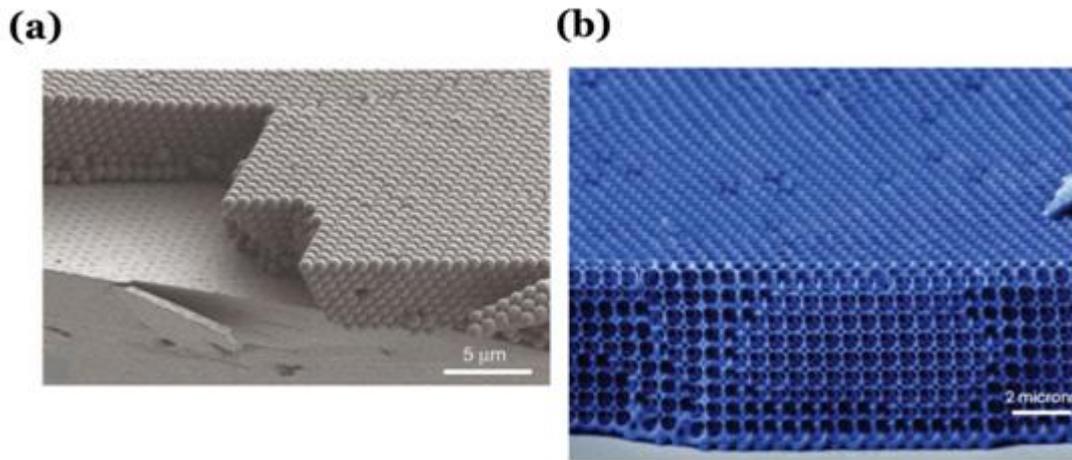


Figure 1.10– (a) Image MEB d'une opale plane assemblée à partir de sphères de diamètre 855 nm directement sur un substrat silicium [39]. (b) Image MEB d'une opale inversée[39].

La fabrication des cristaux photoniques 3D à des échelles suffisamment réduites demeure une difficulté majeure notamment pour obtenir une bande interdite dans la gamme des longueurs d'ondes de proche infrarouge ou de visible. La technique de fabrication de lithographie électronique permet de graver une grande variété de motifs dans ces structures [37]. Cependant, 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 bidimensionnels planaires plus accessibles aux diverses méthodes d'étude numérique et à la fabrication aux échelles nécessaires aux applications d'optique intégrée.

1.2.5. Les cristaux photoniques planaires

L'ambition de réaliser des fonctions optoélectroniques passives et actives en optique intégrée, nécessite de confiner la lumière dans deux dimensions. Ceci peut être réalisé par des composants où le confinement vertical, d'origine réfractif, est assuré par un grand contraste d'indices et le confinement latéral par un cristal photonique bidimensionnel. Ces structures portent le nom de cristaux photoniques bidimensionnels planaires. Ces CPs planaires se composent d'une couche diélectrique d'indice de réfraction élevé entourée de deux autres couches diélectriques d'indices plus faibles (Fig. 1.11). Les cristaux photoniques planaires ont une hauteur finie qui influe fortement sur les propriétés optiques par l'apparition d'une structuration verticale des modes électromagnétiques. Leurs bandes interdites dépendent fortement du contraste d'indice et des paramètres géométriques du réseau.

Actuellement, ces structures présentent de nombreux avantages. Elles sont compatibles avec les outils de technologies standards issus de la micro-opto-électronique ce qui les rend aisées à fabriquer (épitaxie de couches minces, lithographie, gravure...). De plus, ces structures offrent la possibilité d'un contrôle à la fois dans le plan du cristal photonique, mais aussi dans la direction verticale. Ces avantages en font des candidats prometteurs pour la réalisation de composants pour l'optique intégrée.

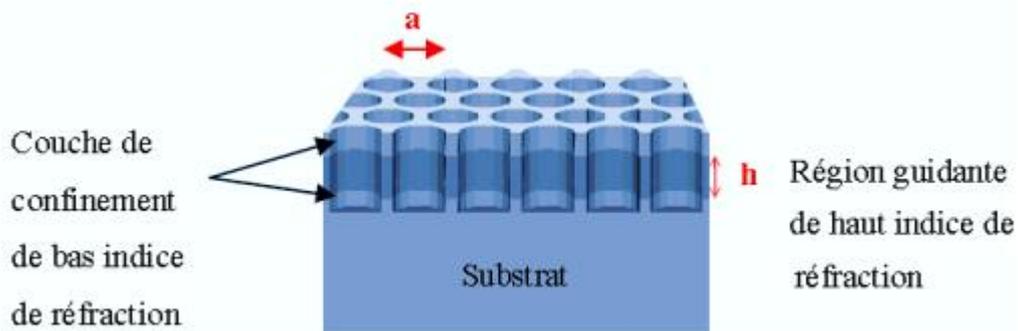


Figure 1.11– Représentation schématique d'un cristal photonique bidimensionnel planaire de trous. Le pas du réseau est « a », « h » représente l'épaisseur de la couche guidante [41].

1.2.5.1. Faible et fort contraste d'indice vertical

Les structures d'indice qui assurent le confinement vertical de la lumière dans la couche guidante se divisent en deux approches principales qui se distinguent par l'intensité du contraste d'indice, et qui correspondent à des différences pour le confinement vertical des photons.

Faible contraste d'indice Cette configuration est constituée d'une membrane semi-conductrice entourée par un milieu d'indice faiblement différent ($\Delta n \approx 0.1-0.2$). Avec une telle géométrie, le confinement vertical est faible et les pertes de propagation peuvent être importantes dans certaines situations [31]. Une telle distribution du champ électromagnétique requiert une profondeur des trous importante pour garantir un recouvrement optimal entre le champ électromagnétique du mode et le CP, et limite ainsi les pertes par diffraction (Fig. 1.12a).

Fort contraste d'indice Les confinements à fort contraste d'indice sont généralement obtenus à l'aide d'une membrane semi-conductrice suspendue dans l'air [42, 43], une couche de Si déposée sur SiO_2 ou encore une couche de GaAs déposée sur Al_xO_y (Fig. 1.12b). Cette

approche membranaire garantit un confinement optique optimal, se traduisant par une forte localisation du champ dans la membrane, assurant en outre, une meilleure interaction lumière-matière. En effet, l'intensité du recouvrement entre le champ et le milieu actif est un paramètre clef pour des applications de type micro-sources.

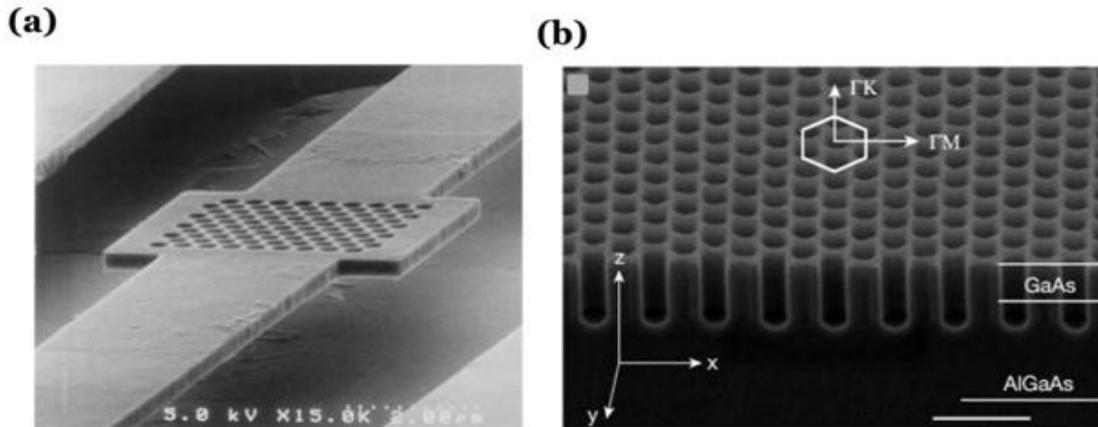


Figure 1.12– Exemples de cristaux photoniques 2D planaires à haut contraste d'indice vertical: (a) Images MEB d'un cristal photonique bidimensionnels planaire suspendu sur AlGaAs [44]. (b) Image MEB en coupe d'un cristal photonique membranaire en GaAs suspendue sur AlGaAs[45].

1.2.5.2. Le Cône de lumière

Les cristaux photoniques planaires ne possédant qu'une bande interdite 2D, il est nécessaire d'utiliser un mécanisme de guidage assurant un confinement vertical. Ce confinement est assuré par l'indice de réfraction élevé du matériau qui assure une condition de réflexion interne totale. Considérons les relations de dispersion d'un guide d'onde planaire d'indice fort (n_1) entouré d'un milieu d'indice plus faible (n_2) (Fig. 1.13a). En terme d'optique géométrique et en l'absence de réflexion dans le milieu extérieur, la lumière peut être guidée dans le plan par différence d'indice de réfraction (réflexion totale interne (RTI) aux interfaces entre la couche guidante et les couches de confinement).

Cependant, en raison de la condition de réflexion interne totale, le confinement vertical n'est assuré que pour une certaine plage de vecteurs d'ondes. En dehors de cette gamme de vecteurs d'ondes, la lumière peut se coupler avec le milieu extérieur par conservation du vecteur d'onde parallèle k_{\parallel} et ainsi rayonner. L'ensemble des modes non confinés est représenté par un cône de lumière d'équation :

$$\omega = \frac{C}{n_1} \sqrt{(K_x^2 + K_y^2)} \quad 1.13$$

Les modes guidés ayant un indice effectif inférieur à celui du matériau de fort indice, ils vont donc nécessairement se situer au-dessus de la ligne de lumière de celui-ci. Les deux lignes de lumière permettent de définir l'ensemble des modes guidés dans la structure photonique (Fig. 1.13b). La superposition de la ligne de lumière du matériau de bas indice sur le diagramme de bande d'un cristal photonique permet ainsi de distinguer les modes guidés des modes radiatifs. Cependant, certains modes radiatifs sont quasi-guidés, ce qui signifie qu'ils restent suffisamment confinés pour se propager sur une courte distance.

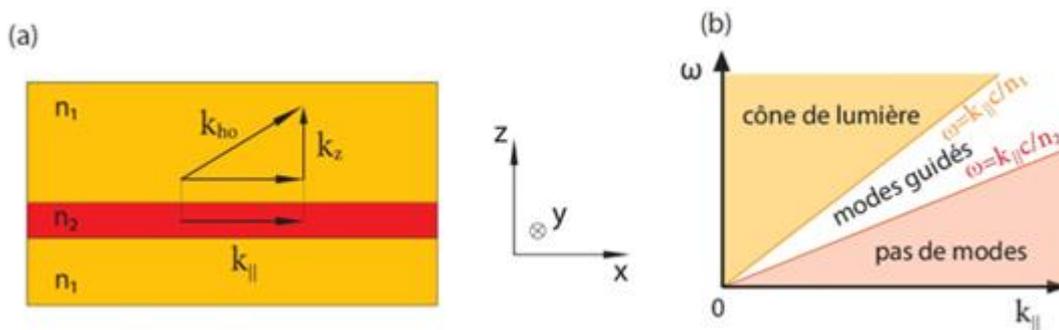


Figure 1.13– (a) Représentation schématique des modes guidés et modes rayonnés dans un guide d'onde planaire d'indice n_1 entouré d'un milieu environnant d'indice n_2 . (b) Définition du cône de lumière à partir de la courbe de dispersion du guide d'onde planaire.

1.2.5.3. Diagramme de bandes

Le diagramme de bande d'un CP triangulaire de trous d'air percés dans une membrane semi-conductrice est représenté en figure 1.14. Ce calcul est réalisé en trois dimensions. Un tel calcul ne fait ressortir que les modes qui ont une durée de vie théorique infinie, c'est pourquoi seuls sont tracés les modes strictement guidés qui sont sous le cône de lumière (zone grisée). La distinction est faite entre les deux familles de mode pairs et impairs. Du fait du caractère quasi-TE des bandes paires dans ce cas, il y a apparition d'un gap photonique pour ces modes, qui est l'équivalent du gap photonique TE du cristal de hauteur infinie.

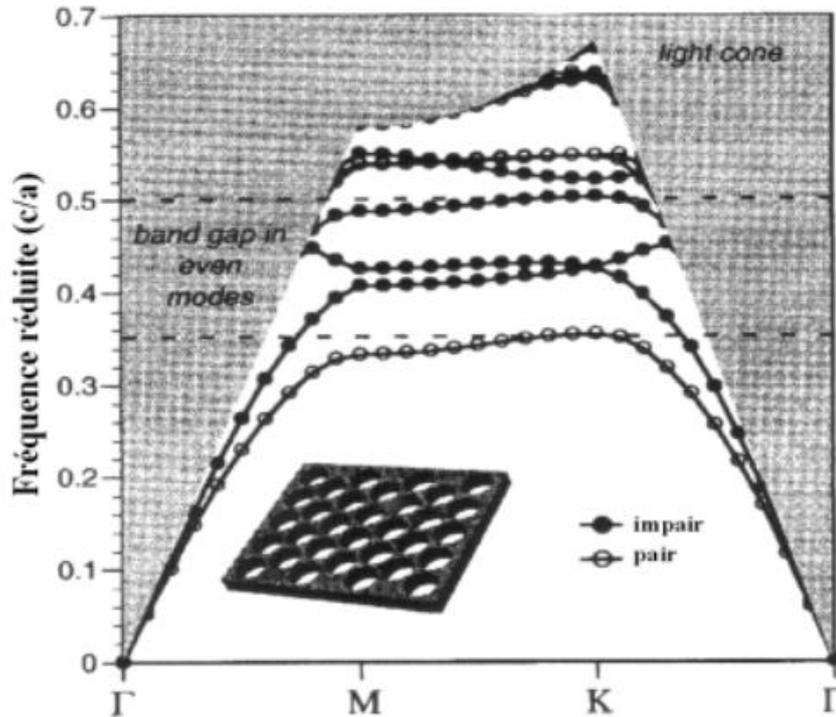


Figure 1.14– Diagrammes de bande d'un CP planaire constitué de réseau triangulaire de trous d'air percés dans une membrane semi-conductrice d'épaisseur $0.6a$. Une bande interdite apparaît pour les modes pairs, toutefois, des états radiatifs peuvent exister aux mêmes fréquences [46].

Pour le CP2D de hauteur finie, trois types de modes sont à considérer :

- Les modes guidés, parfaitement confinés dans le guide, sans couplage possible avec les modes rayonnés, et par conséquent à durée de vie théorique infinie dans le guide d'onde. Ces modes sont en dessous de la ligne de lumière.
- Les modes quasi-guidés, fortement localisés dans le guide d'onde plan mais possédant une composante radiative non nulle induite par le réseau, et responsable des pertes dans la direction verticale. Ces modes sont situés au-dessus de la ligne de lumière.
- Les modes rayonnés qui constituent le continuum des modes complètement délocalisés qui se propagent à l'extérieur et "à travers" la structure.

1.2.5.4. Approximation de l'indice effectif

Le calcul tridimensionnel n'est pas toujours possible à réaliser que ce soit par la méthode FDTD ou celles des ondes planes. Dans le cas de la FDTD, ce calcul est long et demande des ressources informatiques importantes. En revanche ce calcul est moins lourd dans le cas des ondes planes, car la « super cellule » est en général plus petite que la structure

réelle d'un calcul FDTD. Cependant, il est parfois difficile et long d'interpréter le calcul à cause des difficultés sur les parités des modes et à cause des éventuels modes qui n'ont pas de signification réelle et qui peuvent apparaître du fait d'une périodisation réalisée fictivement pour faire le calcul. Il est donc souvent intéressant de réaliser un calcul approché plus simple. Pour cela, il existe une possibilité de réaliser un calcul bidimensionnel (le cristal photonique est considéré de hauteur infinie) en attribuant à la matrice du cristal la valeur d'indice optique correspondant à l'indice effectif du mode (fondamental) du guide d'onde planaire. Il est confirmé et nous allons le constater par la suite que cette approximation reflète bien la réalité.

1.3. Exploration des cristaux photoniques bidimensionnels avec défauts

Les applications des cristaux photoniques reposent sur l'ouverture de leur bande interdite photonique. Dans certains cas, il est nécessaire d'introduire des défauts dans la structure périodique, afin de disposer d'une fréquence de propagation permise à l'intérieur de sa bande interdite. Ces défauts sont obtenus en modifiant localement la périodicité du cristal. Alors, de nouveaux modes permis pour le champ électromagnétique peuvent apparaître pour des fréquences se trouvant dans le gap photonique et les champs associés à ces modes sont localisés au niveau de ces défauts. Parmi les défauts possibles dans les CPs, les défauts ponctuels qui se comportent comme des micro-résonateurs, et les défauts linéaires permettant de réaliser un guidage diffractif des ondes.

1.3.1. Cavités à cristaux photoniques

Les premières recherches sur des micro-résonateurs furent réalisées avec des structures unidimensionnelles passives en optique guidée en 1996 par Krauss et al. [47], en 1997 par Foresi et al. [48], et en 1997 par Labilloy et al. avec des cristaux bidimensionnels [49]. Les réalisations de cavités obtenues en incluant des défauts ponctuels dans un cristal sont apparues en 1998 [50]. En effet, on peut globalement classer ces cavités en trois catégories (Fig. 1.15). Ces principaux types de cavités ont permis d'obtenir des facteurs de qualité très élevés ($Q > 10^5$) avec de faibles volumes modaux ($V < (\lambda/n)^3$).

1.3.1.1. Cavités ponctuelles

Les cavités formées par l'omission d'un ou plusieurs trous d'air dans la direction ΓK du cristal photonique sont généralement appelées les cavités linéaires et hexagonales, notées

respectivement L_n et H_n . Une image au microscope électronique à balayage (MEB) des exemples d'une cavité de type L_3 est présentée sur la figure 1.15a. Il a été montré par la suite que le facteur de qualité élevé de ce type de cavité est dû à une adaptation d'impédance sur les bords de la cavité et un effet de ralentissement de l'onde la parcourant [51]. De nouvelles modifications, obtenues en décalant également les deuxièmes et troisièmes trous adjacents à la cavité ou encore en réduisant leurs rayons, ont permis ultérieurement d'obtenir des facteurs de qualité autour de 10^5 [52].

1.3.1.2. Cavités à hétéro-structures

Les cavités à hétéro-structures ont été initialement proposées par le groupe de S. Noda [53, 54]. Ces structures sont basées sur la modulation progressive de la période du cristal photonique, ce qui va former un puits de potentiel pour le mode optique (Fig. 1.15b), une modification de la période du cristal photonique agissant localement sur la structure de bande du cristal, le défaut généré se retrouvant dans la bande interdite. La modulation de la période étant très faible ($\ll 1\%$), la transition entre la cavité et les miroirs sera très douce et donc très peu de modes radiatifs seront introduits. Ce type de cavité permet d'obtenir des valeurs records sur le facteur de qualité dans les cristaux photoniques en membrane ($> 3.10^6$ [55]) et sur SOI (2.10^6 [56]), et le facteur de qualité théorique est d'environ 10^9 [57].

1.3.1.3. Cavité à modulation de largeur du défaut linéique

Les cavités à modulation locale de largeur de défaut linéique ont été proposées par l'équipe de M. Notomi [58]. 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 1.15c). Le guide non modifié servant de barrière et le décalage étant faible (environ 10 nm), 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 ce genre de cavité a atteint expérimentalement 8.10^5 pour le silicium et 7.10^5 pour le GaAs [59].

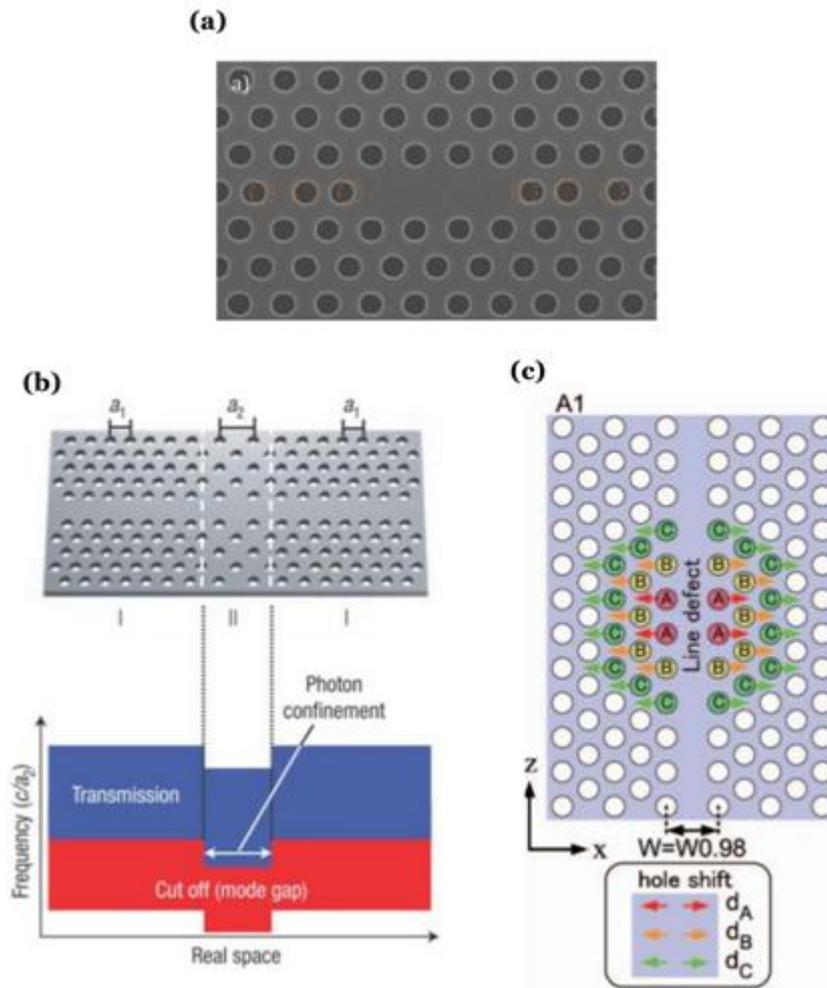


Figure 1.15– (a) Image au microscope électronique à balayage (MEB) d’une cavité de type L_3 fabriquée à l’IEF. (b) Schéma de principe d’une cavité à hétéro-structure montrant le confinement des photons [53]. (c) schéma de principe d’une cavité à modulation de largeur du défaut linéique [58].

Le facteur de qualité (Q) permet de mesurer la capacité d’un résonateur à conserver l’énergie. Le confinement d’un mode à la fréquence ω_0 est déterminé par le taux de perte de la cavité. Donc, le facteur de qualité Q d’un mode résonant de fréquence ω_0 est défini comme le rapport de l’énergie emmagasinée dans le résonateur moyennée dans le temps sur l’énergie dissipée par cycle soit :

$$Q = \frac{\text{Energie emmagasinée}}{\text{Energie dissipée par cycle}} = \omega_0 \frac{U}{P} \quad 1.14$$

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'opposée de la variation de l'énergie emmagasinée U . D'après la relation (1.14) on a:

$$P = -\frac{dU}{dt} = \omega_0 \frac{U}{Q} \quad 1.15$$

La solution de cette équation différentielle du premier ordre a pour solution :

$$U(t) = U_0 e^{\frac{-\omega_0 t}{Q}} \quad 1.16$$

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

$$E(t) = E_0 e^{\frac{-\omega_0 t}{2Q}} e^{i\omega_0 t} \quad 1.17$$

Le confinement modal peut être caractérisé soit dans le domaine temporel ou dans le domaine fréquentiel. La transformée de Fourier de l'équation (1.17) nous permet de passer de l'un à l'autre et d'obtenir ainsi l'expression du champ électrique dans l'espace fréquentiel comme suit :

$$E(\omega) = E_0 \frac{1}{\frac{\omega_0}{2Q} + j(\omega - \omega_0)} \quad 1.18$$

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_0 avec une largeur à mi-hauteur (FWHM) $\Delta\omega$. On déduit de la condition (1.19) une autre expression du facteur de qualité (1.20).

$$\left| E\left(\omega_0 + \frac{\Delta\omega}{2}\right) \right|^2 = \frac{1}{2} |E(\omega_0)|^2 \rightarrow \Delta\omega = \frac{\omega_0}{Q} \quad 1.19$$

$$Q = \frac{\omega_0}{\Delta\omega} = \frac{\lambda_0}{\Delta\lambda} \quad 1.20$$

Le facteur de qualité Q et le volume modal V sont deux grandeurs caractéristiques des cavités à cristaux photoniques. Plus précisément, la réalisation d'une cavité optique de grand facteur de qualité et petit volume modal est essentielle pour faciliter l'interaction lumière-matière.

Les cavités à CPs qui permettent de confiner fortement la lumière, pourraient avoir beaucoup d'applications dans plusieurs domaines de la physique, elles ont permis des avancées notables dans le contrôle de la lumière [60], la réalisation de lasers à très faibles courants de seuil [61] ou encore l'électrodynamique quantique de cavité (CQED) [62]. Une autre application des cavités à CPs présentant un grand intérêt est en effet la réalisation d'un filtre à bande étroite pour l'application dans les systèmes de télécommunications optiques WDM.

1.3.2. Guide d'onde à cristaux photoniques

La réalisation des guides d'onde en créant un défaut linéaire est apparue en 1994 sous l'impulsion de Joannopoulos, Meade et al. [17, 63]. Mais les premières réalisations ont été effectuées cinq à six ans plus tard [34]. En introduisant ce défaut linéaire dans un cristal photonique, il est possible d'orienter la propagation de la lumière dans une direction choisie. Ce type de défauts peut être créé en supprimant ou en modifiant une ou plusieurs rangées de motifs (trous ou tiges) du cristal photonique (Fig. 1.16). Au sein de ces défauts, des modes ayant une fréquence appartenant à la bande interdite photonique peuvent exister (Fig. 1.17a). Ces modes électromagnétiques associés aux guides d'onde sont des modes confinés et peuvent se propager le long de ce guide.

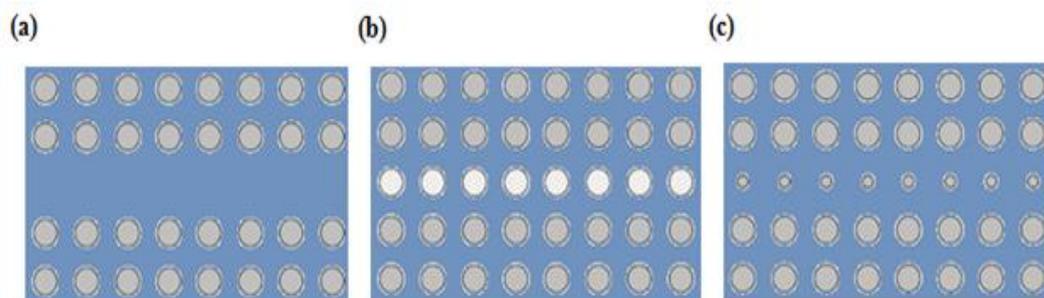


Figure 1.16– Exemples de défauts linéaires dans un cristal photonique 2D créés (a) en omettant une seule rangée de motifs, (b) en modifiant l'indice de réfraction d'une seule rangée de motifs, (c) en variant le rayon d'une seule rangée de motifs de la structure.

Les guides à rangées manquantes, orientées dans les directions de symétrie du cristal photonique, constituent une des principales catégories de guides à cristaux photoniques. On appelle W_n (W : abréviation de Waveguide) les guides d'ondes à cristaux photoniques, où n est le nombre de rangées de motifs manquants : Un guide W_1 correspond à un cristal photonique ayant une (1) rangée de motifs manquante. Sur la carte de champ de la figure 1.17b, on peut voir la propagation du champ électromagnétique dans un guide d'onde W_1 .

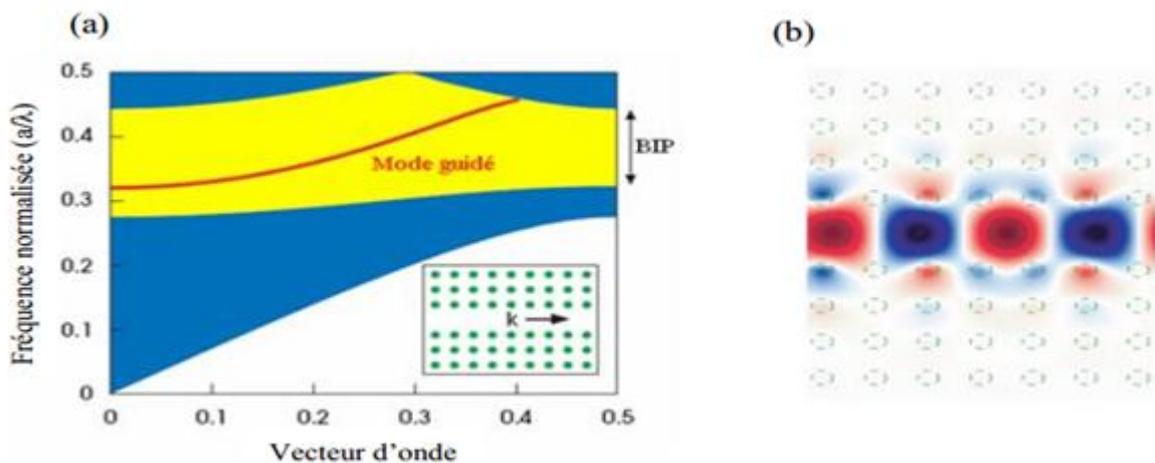


Figure 1.17– (a) Diagramme de bandes d'un CP 2D avec une rangée de motifs manquante. Le CP est formé par un réseau carré de tiges de diamètre $d = 0.2a$ et d'indice $n = 2.98$ plongées dans l'air. Les bandes bleues montrent les bandes de transmission et la bande jaune, la bande interdite photonique. (b) Intensité du champ dans le guide en polarisation TM [17].

En fait, il existe une grande variété de guides à cristal photonique. Notons, par exemple, que les cristaux photoniques 2D constitués de réseaux de trous sont généralement préférés aux réseaux de tiges diélectriques déconnectées, non seulement parce qu'ils permettent d'aboutir à une bande interdite complète, mais aussi et surtout parce que les pertes par diffraction hors du plan de propagation y sont moins importantes. Or, dans le cas de réseaux de trous, la façon la plus naturelle de créer un guide optique consiste à obturer les trous d'une ou plusieurs rangées. Dans ce cas, le cœur du guide se retrouve avec un indice moyen plus élevé que celui des régions environnantes. On peut donc aboutir à une situation hybride où l'on a simultanément un guidage réfractif et un guidage par bande interdite photonique.

Une caractéristique générale des guides à cristaux photoniques est leur fort confinement latéral. Dans la série de défauts W_n , le nombre de modes sera donc minimum pour $n=1$. D'autres types de défauts permettent la réduction du nombre de modes dans la bande interdite,

mais reposent soit sur une modification locale de la topologie du cristal, soit sur un type de défaut qui joue sur la diminution de la taille des motifs d'air [64]. À partir de ces propriétés, on peut envisager de nombreuses fonctions : filtrage en longueur d'onde, couplage sélectif, multiplexage, interféromètres Mach-Zehnder... le tout intégré dans des systèmes optiques de très petites tailles. De tels composants ont été proposés par de nombreuses équipes [65-71].

1.3.3. Couplage guide/cavité dans un cristal photonique 2D

Les recherches sur les micro cavités 2D à cristaux ont montré que des modes de coefficients de qualité supérieurs à 1000 pouvaient être obtenus pour des dimensions de cavité de quelques microns. Les guides à cristaux photoniques représentent une voie naturelle pour coupler ces micro cavités à des circuits optiques planaires. Plusieurs voies de couplage sont envisageables (Fig. 1.18) :

Une première voie consiste à juxtaposer la cavité parallèlement au guide pour aboutir à une interaction latérale du mode de cavité avec le mode du guide. Ce couplage permet d'extraire une ou plusieurs fréquences se propageant dans le guide. Ces fréquences peuvent ensuite être redirigées, de manière directive ou non directive, vers un second guide également juxtaposé à la cavité. Des applications de type **Add-Drop** en longueur d'onde sont alors possibles.

Une seconde voie consiste à réaliser le couplage par l'extrémité du guide en introduisant la cavité sur l'axe du guide, à quelques motifs de son extrémité. La plupart des longueurs d'ondes guidées seront réfléchies à cette extrémité, sauf quelques unes, qui seront couplées à la cavité. Cette approche permet plutôt de réaliser des dispositifs de type **Fabry Perot** (si un second guide est placé face à la cavité).

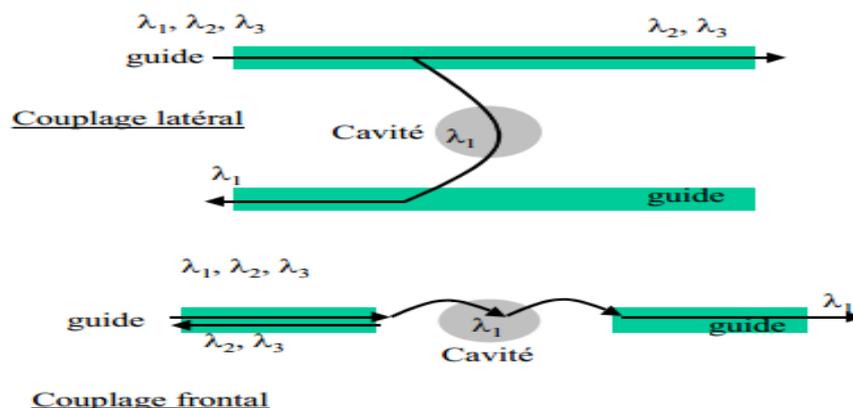


Figure 1.18– Dispositifs passifs et actifs associant guide et cavité d'un même cristal photonique [64].

1.3.3.1. Filtres de type Add-Drop

Le filtrage « spatio-fréquentiel » est une des spécificités des filtres à cristal photonique. À ce titre, la figure 1.19 présente le schéma d'un filtre Add-Drop dont l'enjeu est stratégique pour les télécommunications optiques. Dans cette figure, le filtre représenté est conçu à partir d'un cristal photonique 2D de symétrie triangulaire où l'on a introduit deux guides d'ondes couplés entre eux par une cavité centrale, également de forme triangulaire. L'un des guides d'onde (celui du bas) sert à transmettre un ensemble de signaux à des longueurs d'ondes différentes λ_i , parmi lesquelles se trouve le signal à la longueur d'onde λ_1 que l'on veut sélectionner. La cavité centrale est choisie de façon à présenter une résonance à cette longueur d'onde, le cercle représenté sur la figure indiquant la localisation du champ électromagnétique associé au mode résonnant. Si les guides sont parfaitement couplés à la cavité, le faisceau optique à la longueur d'onde λ_1 pourra ainsi passer intégralement d'un guide à l'autre, car la cavité optique présente une transmission égale à l'unité pour le mode du champ qui lui est adapté. On aura donc réalisé la fonction de soustraction. On peut, à l'opposé, réaliser la fonction d'addition en injectant un signal de longueur d'onde λ_1 par l'entrée gauche du guide supérieur.

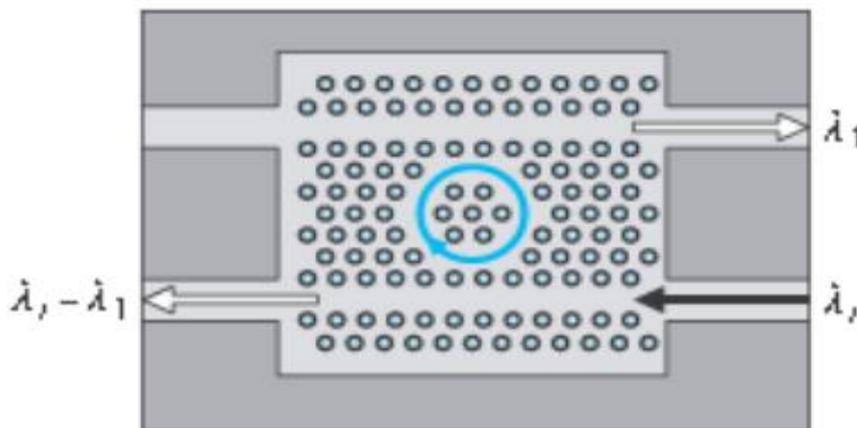


Figure 1.19– Filtre Add-Drop : le signal d'entrée, en bas et à droite, est composé d'un grand nombre de signaux à des longueurs d'onde différentes λ_i . le filtre, réalisé dans un cristal bidimensionnel de symétrie triangulaire, permet d'extraire l'un des signaux (ici, celui à la longueur d'onde λ_1) en l'aiguillant dans une autre direction [23].

Diverses versions du filtre Add-Drop à base de cristal photonique ont déjà été réalisées. Par exemple, celle de Chutinan et al. [72], dont un schéma est rapporté à la figure 1.20,

permet l'extraction hors du plan ou l'insertion dans un guide d'une longueur d'onde précise (WDM mono-canal). Le facteur de qualité mesuré du mode résonnant est dans ce cas de 400 et l'on peut espérer une efficacité de couplage de 50% entre la cavité et le guide [23].

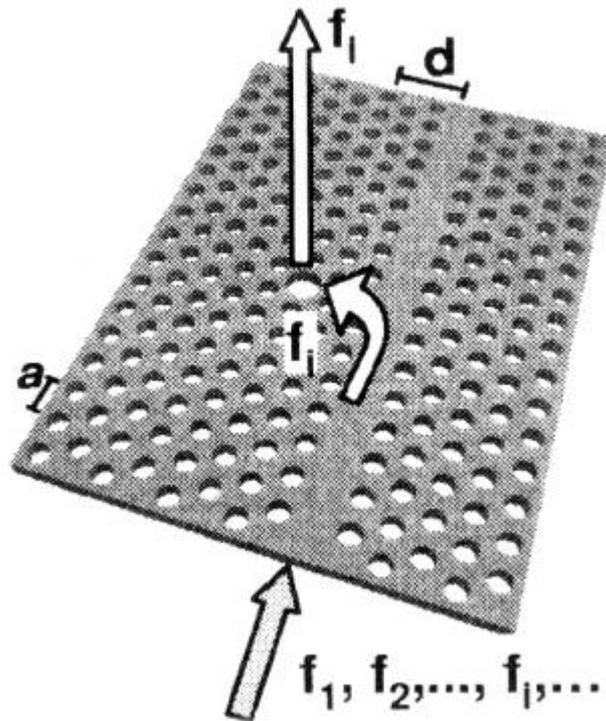


Figure 1.20– Schéma de principe de filtre add-drop utilisant un seul guide d'onde à CPs [72].

1.3.3.2. Filtres de type Fabry-Perot

La deuxième voie de couplage est un filtre de type Fabry-pérot. Une fonction de ce filtre a été intégrée à un guide W_1 en insérant des motifs dans ce dernier. La plupart des longueurs d'ondes guidées seront réfléchies à l'extrémité du guide, sauf quelques unes, qui seront couplées à la cavité. Cette approche permet plutôt de réaliser des dispositifs de type Fabry-Perot (si un second guide est placé face à la cavité). Une cavité mono défaut a été dans un premier temps utilisée et a permis d'obtenir une transmission résonnante. Les expériences de transmission ont pu être réalisées par C. Grillet au LEOM pour les dispositifs similaires de la figure 1.21 sur la membrane d'InP avec un facteur de remplissage en air de l'ordre de 30%. Pour ce filtre, un taux de transmission de l'ordre de 5% est obtenu expérimentalement avec un facteur de qualité de 287. Ce taux de transmission est évidemment faible et provient des pertes des miroirs de la cavité et du couplage seulement partiel au mode de la cavité résonnante. Une manière naturelle d'obtenir un bon couplage entre le mode de cavité et le mode guidé est d'utiliser une géométrie de cavité proche de celle du guide, comme par

exemple une portion de guide fermé. Ce type de cavité linéaire est donc très bien adapté à un couplage avec des guides de largeurs similaires.

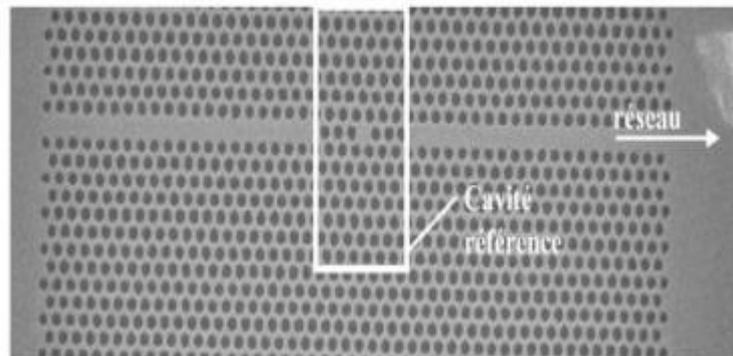


Figure 1.21– Image en microscopie électronique d'une fonction Fabry-Pérot intégrée à un guide [64].

Une simulation de ce concept a été faite. La structure à étudier est constituée d'un guide W1 et une cavité composée de deux motifs suivant la direction du guide. Deux motifs ont également été disposés de part et d'autre pour former les miroirs (elle sera donc appelée L₂-2). L'excitation est réalisée à l'aide d'un dipôle polarisé suivant l'axe perpendiculaire au guide (y). La détection est réalisée en sortie de ce guide. Le spectre de transmission obtenu pour ce filtre a été normalisé par rapport à la transmission d'un guide simple, ce qui permet d'avoir une bonne idée de l'efficacité du couplage vers la cavité. Une comparaison a été faite avec une structure de type L₁-2 (cavité constituée d'un seul motif). Pour la structure L₂-2 un couplage de l'ordre 80% est obtenu pour la résonance situé vers $a/\lambda=0.36$, sur la bande de transmission du mode fondamental (Fig. 1.22b). Pour la structure L₂-1, deux transmissions de l'ordre de 20% apparaissent vers $a/\lambda=0.41-0.42$ (Fig. 1.22d).

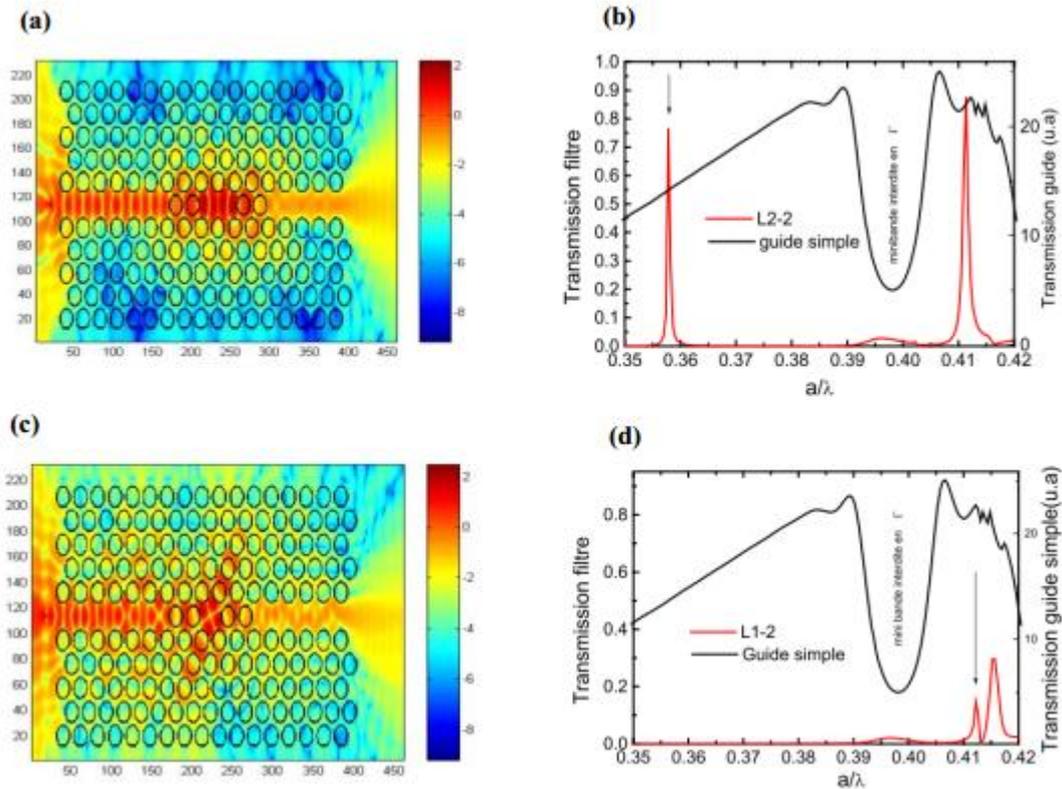


Figure 1.22– Transmission 2D FDTD des filtres L_1-2 et L_2-2 . Le facteur de remplissage en air du cristal photonique est de 0.5 et l'indice le plus fort est de 2.7 (indice effectif de la membrane d'InP vers $a/\lambda=0.4$). Les flèches verticales sur les tracés (b) et (d) indiquent respectivement la fréquence des cartes de champ tracée en (a) et (c) [64].

1.4. Applications des cristaux photoniques

Depuis une dizaine d'années, les cavités résonantes et les guides d'ondes à cristaux photoniques ont été un sujet d'intérêt marqué puisqu'elles offrent de nouvelles pistes de réaliser des composants ultra-compacts pour les communications et capteurs photoniques. Différents dispositifs ont été proposés et étudiés durant ces dernières années dans plusieurs domaines disciplinaires telles que les coupleurs directionnels [73, 74], les doubles virages [75], les filtres [76, 77], les démultiplexeurs [78, 79], les diviseurs de puissance [80, 81], les capteurs et biocapteurs [82, 83]. Ces nouveaux dispositifs reproduisent les principes opérationnels des différents composants d'un circuit intégré, en utilisant les photons comme porteur d'information à la place des électrons.

1.5. Matériaux

1.5.1. Silicium (Si)

La réalisation de cristaux photoniques nécessite des matériaux qui doivent être transparents dans la gamme spectrale d'étude et doivent avoir une permittivité diélectrique la plus grande possible pour un fort confinement du champ. Actuellement, une grande partie des composants photoniques adoptent les technologies silicium, car il est compatible avec les techniques de fabrication de la microélectronique qui permet en particulier d'envisager des productions massives à faible coût des micro-dispositifs. 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 [84]. L'objectif de l'intégration optique consiste à mettre les dispositifs optiques sur une même couche analogiquement à l'électronique [85].

Les propriétés optiques du silicium ont été bien étudiées. Son indice de réfraction à longueur d'onde de télécom $\lambda=1550$ nm est 3.48. Cet indice de réfraction élevé permet de réaliser des cavités et guides d'ondes optiques submicroniques basés sur un substrat de silice SiO_2 . Les pertes intrinsèques du silicium sont très faibles. Puisque la pureté des couches en silicium est très élevée, il y a très peu d'impuretés ce qui réduit au minimum les défauts de diffusion et d'absorption.

1.5.2. Les semi-conducteurs III-V

Les semi-conducteurs III-V sont les deuxièmes matériaux les plus utilisés. Ils ont un gap électronique direct, ce qui leur procure de bonnes propriétés optiques. Les puits et les boîtes quantiques ont un très bon rendement dans ces matériaux, même à température ambiante. Dans les structures actives pour l'émission de lumière, ce sont presque exclusivement ces semi-conducteurs qui sont utilisés. Ils le sont également pour des dispositifs passifs. Leur principal inconvénient reste leur coût financier, même si des efforts de recherche sont entrepris afin de reporter ces matériaux sur un substrat silicium [86].

1.6. Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons présenté les notions de base associées aux cristaux photoniques. Nous avons tout d'abord abordé les différents types des cristaux photoniques ainsi que les propriétés de chaque type. La périodicité de cristaux photoniques est à l'origine

de plusieurs propriétés intéressantes, notamment l'ouverture d'une bande interdite qui interdit la propagation de la lumière. La réalisation des cristaux photoniques 3D restant un défi technologique particulièrement difficile à relever, nous avons concentré l'essentiel de notre description aux cristaux photoniques 2D planaires, ces derniers offrant la possibilité de contrôler la lumière dans les trois directions de l'espace. Nous avons également présenté deux classes de filtres sélectifs à cristaux photoniques : les cavités de type Add-Dropp couplées de manière évanescente au guide d'onde porteur du signal et les cavités de type Fabry Péroth insérées directement dans le guide. A la fin de ce chapitre, nous avons introduit quelques applications des CPs ainsi que les différents matériaux utilisés.

Chapitre 2

*Intérêt des cristaux photoniques dans
la biodétection*

2.1. Introduction

Au cours de ces dernières années, les études sur de nouvelle génération de capteurs sont de plus en plus développées, afin de répondre aux besoins actuels dans des domaines aussi variés que la médecine, l'environnement, l'agriculture et de l'agro-alimentaire. De tels capteurs doivent permettre un diagnostic rapide et être fiables et simples à utiliser ; en outre, la compatibilité de ces capteurs avec des systèmes de détection à faible coût et facilement transportables est une caractéristique essentielle. Ces dispositifs doivent être compacts et pouvoir être intégrés dans des systèmes de détection électronique embarqués. Une solution à ces exigences est la mise au point de biocapteurs optiques sensibles, compacts et intégrés sur puce. L'originalité de ses composants réside dans leur capacité à faire l'impasse des marqueurs fluorescents. Les dispositifs photoniques sur silicium, et en particulier les cristaux photoniques (CPs) constituent une plateforme de choix pour le contrôle ultime de la lumière dans les domaines spatiaux et temporels, notamment pour des applications en biophotonique et biodétection, grâce à la micro-structuration périodique du matériau qui permet de piéger les photons et de créer des résonances optiques très sensibles à la présence des molécules à détecter.

Ce chapitre présente l'application principale relative à ce travail de thèse à savoir la biodétection optique. Nous commençons par quelques notions générales sur les capteurs, en nous basant sur une revue non exhaustive de quelques exemples de systèmes de biodétection optique. Dans un second temps, nous présentons les capteurs à cristaux photoniques, plus particulièrement les capteurs à CPs basés sur le changement d'indice de réfraction (RI), ainsi que les conditions d'utilisation des cristaux photoniques pour des applications de détection. Enfin, nous établirons un bref état de l'art sur les biocapteurs à cristaux photoniques.

2.2. Généralités sur les capteurs

Un capteur est un dispositif électronique capable de transformer une grandeur physique, chimique, biologique... (mesurande) en une grandeur exploitable (souvent, il s'agit d'un signal électrique, optique ou acoustique) (Fig. 2.1) [87].

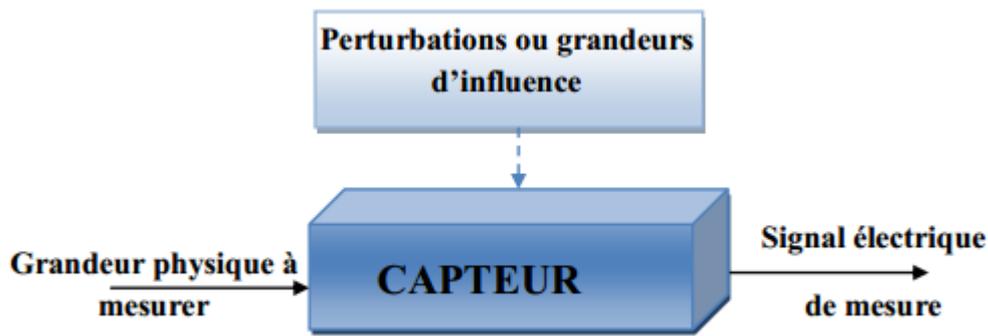


Figure 2.1– Principe d'un capteur.

Les différentes parties constitutives d'un capteur sont décrites ci-dessous (Fig. 2.2) :

Corps d'épreuve : élément qui réagit sélectivement à la grandeur à mesurer. Il transforme la grandeur à mesurer en une autre grandeur physique mesurable.

Transducteur : il traduit les réactions du corps d'épreuve en une grandeur électrique constituant le signal de sortie.

Transmetteur : élément d'amplification, de filtrage et de mise à niveau du signal de sortie pour sa transmission à distance. Il peut être incorporé ou non au capteur.

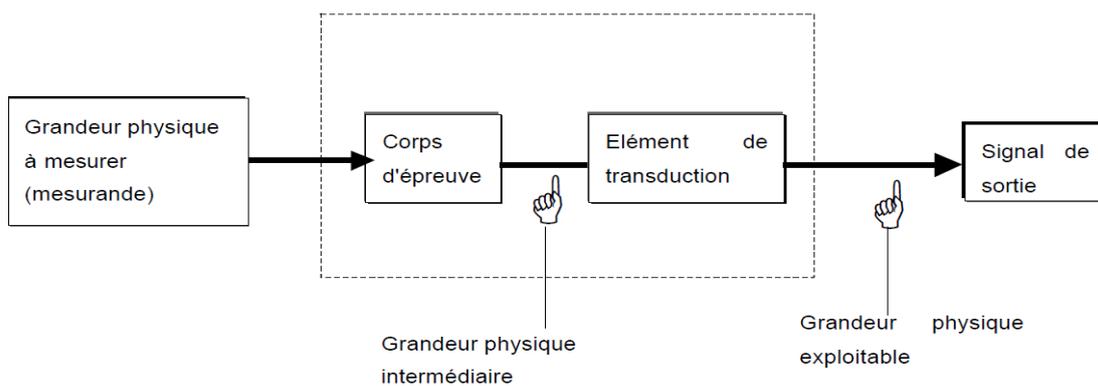


Figure 2.2– Constitution d'un capteur.

2.2.1. Les biocapteurs

Un biocapteur est un dispositif analytique conçu pour transformer un phénomène biochimique en un signal mesurable [88, 89]. Trois principaux éléments composent un biocapteur : une couche biologique sensible, un transducteur et un signal de sortie. La couche sensible est chargée de reconnaître sélectivement l'espèce chimique ou biochimique présente dans l'analyte. En général, les espèces utilisées pour la reconnaissance spécifique sont des

molécules issues du métabolisme, comme des protéines, des anticorps, ou encore des brins d'ADN. Le transducteur assure la transformation du phénomène biochimique en un signal physique mesurable (Fig. 2.3). Comme toute méthode d'analyse, celle développée avec un biocapteur nécessite pour sa validation la détermination d'un certain nombre de paramètres caractéristiques tels que : la sensibilité, les limites de détection et de quantification, la sélectivité, la spécificité, la reproductibilité, la linéarité, la robustesse et la justesse [90].

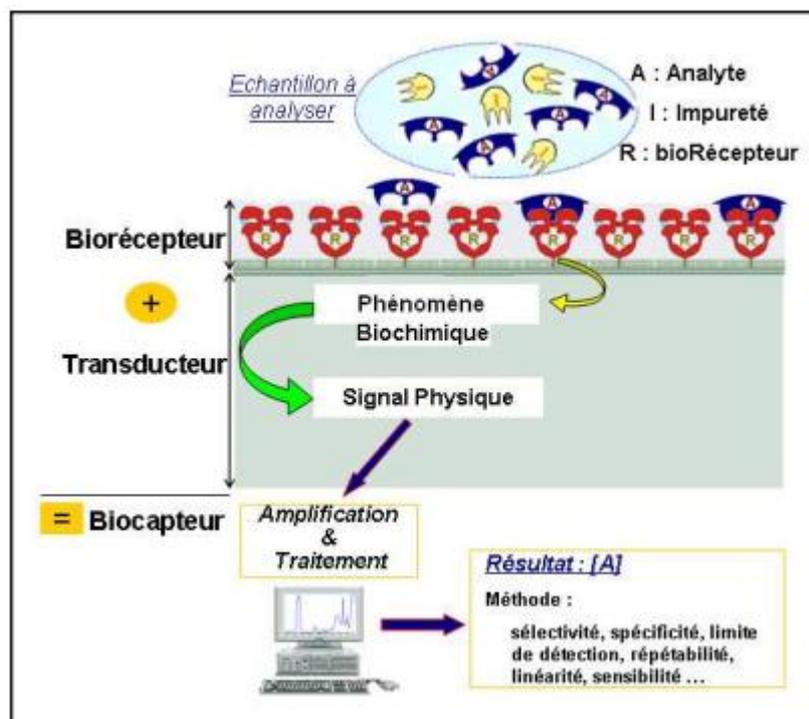


Figure 2.3– Schéma général d'un biocapteur [91].

Il n'existe pas de classification officielle des transducteurs. Ils sont généralement désignés selon la nature du phénomène physique ou physico-chimique qu'ils exploitent pour la quantification des interactions analytes/biorécepteurs. On peut alors distinguer les transducteurs électrochimiques, mécaniques, thermique et optiques. Dans le cadre de ce travail de thèse, la transduction optique constitue notre objet d'étude.

2.2.2. Transducteurs optiques

Depuis quelques années, une large variété de méthodes optiques a été utilisée dans les systèmes de détection par biocapteurs. Les transducteurs optiques sont basés sur certains phénomènes : l'effet des molécules biologiques sur l'absorption de la lumière, la fluorescence,

la variation de l'indice de réfraction, ou d'autres phénomènes optiques. Ces transducteurs sont devenus de plus en plus populaires et commercialisables. Un des principaux avantages des transducteurs optiques est leur capacité à sonder des surfaces et des films de façon non-destructive. Ils possèdent une bonne sensibilité, une robustesse et des faibles temps de réponse, de plus ils permettent des mesures en temps réel. Une autre particularité est leur possibilité de miniaturisation et leur capacité de détection simultanée de plusieurs analytes.

2.2.3. Techniques optiques de biodétection actuelles

Parmi les biocapteurs actuels, ceux qui exploitent une détection optique présentent une sensibilité particulièrement élevée. On peut distinguer deux types de détections optiques : la détection utilisant des marqueurs, et la détection sans marqueurs « label-free ».

Le premier type repose sur une détection indirecte via l'utilisation de molécules, appelées marqueurs, qui interagissent avec la molécule cible à sonder. La détection se fait via l'exploitation d'une propriété optique de ces molécules, comme la fluorescence par exemple.

Le seconde type, c'est la détection sans marqueurs, qui connaît un réel engouement notamment en raison de sa capacité à analyser directement les interactions moléculaires sans dénaturation. Cela simplifie davantage les protocoles de préparation et permet de réaliser des études cinétiques d'interactions moléculaires en temps réel. Ces dispositifs sans marqueurs, également très sensibles, permettent un suivi des phases de reconnaissance spécial en temps réel. Ainsi, il est évident que les méthodes de transduction ne nécessitant pas de marquage sont plus universelles et applicables dans une large gamme d'applications. Par la suite, nous nous intéresserons seulement aux capteurs optiques sans marqueurs « label-free ».

2.2.4. Biocapteurs optiques

Au cours de ces dernières années, les capteurs optiques qui fournissent une détection et une quantification instantanées des analytes biologiques ont émergé présentant ainsi un grand intérêt, en raison de leurs caractéristiques prometteuses telles que : la sécurité dans un environnement inflammable et explosif, l'immunité aux interférences électromagnétiques, la rapidité de réponse et la capacité de détection à distance. Des progrès rapides de technologies photoniques ont considérablement amélioré les performances de détection, notamment dans les domaines de l'interaction lumière-analyte et la miniaturisation du dispositif. Cela a conduit à des améliorations considérables pour la sensibilité et la limite de détection (LD) du capteur.

Le principe de détection optique sans marqueurs « label-free » repose sur le changement d'une des propriétés de la lumière lorsque celle-ci est en contact avec l'élément d'intérêt. Il existe pour cela différentes méthodes de détection comme celles exploitant des effets de changement d'indice de réfraction, de propriété d'absorbance ou de non-linéarité. Par la suite, nous nous intéressons uniquement à la détection basée sur le changement d'indice de réfraction.

2.2.4.1. Paramètres caractéristiques des biocapteurs optiques

Les biocapteurs optiques sont caractérisés par un certain nombre de paramètres [92, 93] qui sont décrits ci-dessous.

La sensibilité S correspond à la variation du signal mesuré en réponse à un changement de la grandeur physique induite à la surface du capteur.

La résolution R d'un capteur est la variation minimale de la valeur de la grandeur physique mesurée. Ce paramètre est essentiel pour la détection de molécules en très faibles quantités avec la meilleure précision possible.

La limite de détection LD est la plus petite valeur de la grandeur à mesurer pouvant être détectée par le capteur. La LD est utilisée pour évaluer la performance de l'association d'un capteur et d'un dispositif de mesure. Plus elle est faible, plus l'association est sensible. L'expression de la limite de détection déduite à partir de la définition de la sensibilité du capteur est de la forme $LD = \frac{R}{S}$.

La sélectivité est le dernier paramètre, celui-ci correspond à la capacité à détecter une substance parmi d'autres. Elle dépend de la partie sensible du capteur.

2.2.4.2. État de l'art

Les utilisations des techniques optiques dans le contexte des analyses biomoléculaires sont très nombreuses. Dans cette partie, nous présentons un aperçu des différentes géométries de capteurs optiques utilisées pour mesurer les variations d'indice de réfraction pour des applications de détection, ainsi qu'un bref état de l'art de leurs performances. Les trois configurations les plus rencontrées sont : les capteurs à résonance plasmoniques de surface (SPR), les capteurs interférométriques et les capteurs optiques à résonateurs en anneaux.

a) Capteurs à résonance plasmon de surface

L'onde à plasmon de surface est une oscillation de la densité de charges qui apparaît à l'interface entre deux matériaux dont les constantes diélectriques sont de signes différents, comme c'est le cas entre un métal (or ou argent le plus souvent) et un diélectrique. Il existe plusieurs configurations de biocapteurs à SPR, et celles-ci diffèrent seulement par la méthode d'excitation du plasmon de surface, comme par exemple à l'aide de prismes [94]. Dans ce cas, la lumière est totalement réfléchie à l'interface du prisme et du métal et génère une onde évanescente dans la couche de métal (Fig. 2.4).

Ce capteur permet de mesurer en temps réel, et sans marquage spécifique, les caractéristiques d'interaction entre deux molécules. Pour cela, une des molécules (sonde) est immobilisée sur la surface du biocapteur et l'autre molécule (cible) est injectée. Le principe de détection par SPR repose sur la quantification des changements d'indice de réfraction près de la surface, reliés à la variation de densité à la surface du biocapteur, due à la formation et à la dissociation des complexes moléculaires.

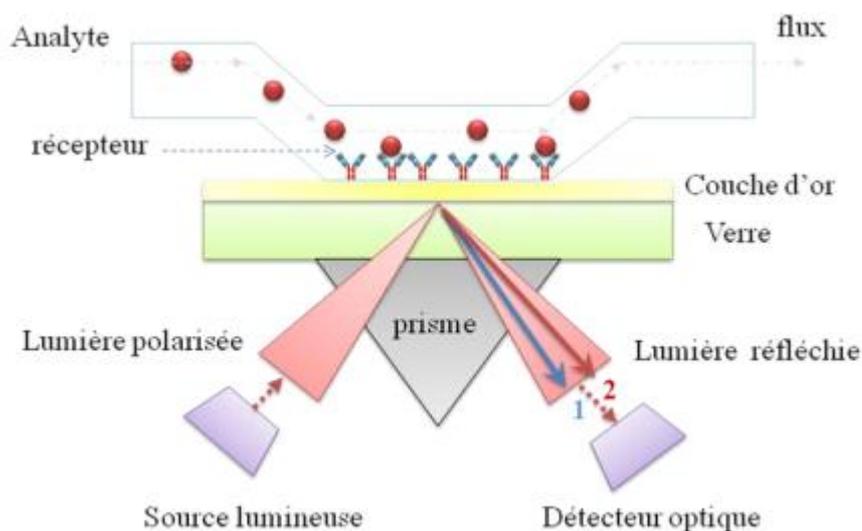


Figure 2.4– Principe de fonctionnement d'un capteur à résonance plasmoniques de surface (SPR)[95].

b) Capteurs interférométriques

Ce type de capteurs repose sur le principe de mesure du changement de phase de la lumière induite par la présence des molécules. Il est adapté entre autres aux interféromètres Mach-Zender (IMZ) (Fig. 2.5a) ou de Young (IY) (Fig. 2.5b). Une lumière cohérente est

injectée dans un guide d'onde puis se sépare équitablement à une jonction Y. L'un des deux bras est mis en contact avec la solution contenant les molécules à détecter tandis que l'autre bras sert de référence. Dans le cas de l'IMZ, les deux bras se recombinent et le retard de phase est déterminé via la mesure de l'intensité du signal récupéré par un photo détecteur. Dans le cas de l'IY, les signaux des deux bras sont projetés sur une caméra CCD pour former des franges d'interférences dont le décalage peut être relié au retard de phase par transformation de Fourier.

Le premier biocapteur basé sur l'Interféromètre Mach-Zender a été réalisé pour le développement d'un immunocapteur pour la gonadotrophine chorionique [96]. Plusieurs configurations d'IMZ [97-99] ont été proposées au cours des dernières années, et il a été montré qu'il était possible d'atteindre une limite de détection de 9.10^{-8} RIU [100]. Cette valeur est du même ordre de grandeur que les meilleures performances obtenues avec les capteurs IY [101, 102], résultat attendu du fait de leur architecture similaire.

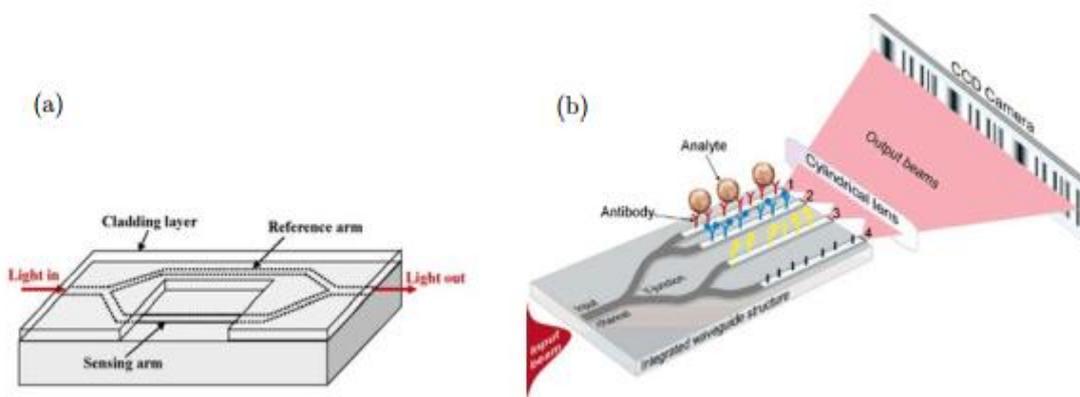


Figure 2.5– (a) Représentation schématique d'un interféromètre Mach-Zender [103] (b) Représentation schématique d'un interféromètre de Young [104].

c) Capteur à résonateurs en anneaux

Les résonateurs en anneaux (Fig. 2.6) font partie de la catégorie des micro résonateurs. La détection est possible grâce à l'interaction entre le champ électromagnétique se propageant dans la cavité et les molécules présentes à la surface. Leur architecture en cercle permet la propagation de modes que l'on appelle « modes de galerie ». Dès lors, la longueur de l'interaction entre la lumière et les molécules n'est plus directement liée à la longueur physique totale du capteur comme dans les cas précédents, mais au nombre de révolutions de la lumière dans le résonateur.

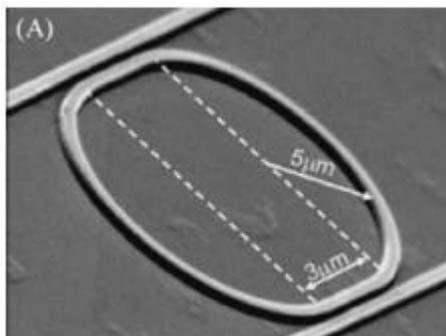


Figure 2.6– Résonateur en anneau en silicium [105].

Dans l'ensemble, les biocapteurs optiques présentent une bonne implantation dans le monde industriel. Ces dernières années, un vif intérêt a été porté aux cristaux photoniques, ceux-ci ayant montré un fort potentiel à être utilisés pour la détection puisqu'ils semblent réunir beaucoup des critères requis par les nouveaux capteurs, tels que déjà décrits précédemment [7, 106-109]. L'avantage majeur de ces structures photoniques est la forte interaction entre la lumière et les molécules conduisant à de faibles limites de détection.

2.3. Capteurs à cristaux photoniques

L'application des cristaux photoniques en tant que capteurs constitue un domaine de recherche qui semble être très prometteur en raison de leur extrême miniaturisation, de leur haute sensibilité spectrale et de la possibilité de les intégrer aux MEMS [3]. Récemment, il y a eu plusieurs travaux de recherche utilisant les cristaux photoniques en tant qu'élément de détection, en raison de leur structure de bande et du confinement de la lumière [110].

En exploitant la dépendance des propriétés optiques du cristal photonique aux caractéristiques physiques et géométriques du cristal lui-même, on peut distinguer plusieurs types de capteurs (capteurs à base de cristaux photoniques avec défauts, avec résonances guidées, à fibres optiques...) dont le principe de fonctionnement consiste en la mesure d'un changement d'indice de réfraction d'un élément sensible en fonction de la présence d'analyte (substance à détecter).

2.3.1. La théorie des perturbations électromagnétiques

Avec l'objectif d'utiliser les CPs comme détecteurs sensibles, il s'agit de déterminer de quelle façon la propagation de la lumière est modifiée lorsque celle-ci interagit avec les

molécules à détecter dans le milieu analytique. La présence d'analyte implique le changement d'indice de réfraction et provoque donc un décalage de la longueur d'onde du spectre de sortie. Ce phénomène peut être analysé en utilisant la théorie des perturbations électromagnétiques du premier ordre. Cette théorie, due à une petite perturbation $\Delta\varepsilon$ peut être exprimée comme suit [111]

$$\Delta\omega = -\frac{\omega}{2} \frac{\int d^3r \Delta\varepsilon(r) |E(r)|^2}{\int d^3r \varepsilon(r) |E(r)|^2} \quad 2.1$$

En utilisant la notation de bra-ket de Dirac, on peut réécrire l'équation 2.1 comme [112]

$$\Delta\omega = -\frac{\omega}{2} = \frac{\langle E | \Delta\varepsilon | E \rangle}{\langle E | \varepsilon | E \rangle} \quad 2.2$$

Où ω est la fréquence angulaire du champ $E(r)$. Pour les applications de détection, les structures en CPs sont infiltrées avec des analytes qui conduisent à une perturbation. Un paramètre important dans la quantification du décalage dû à la perturbation est le facteur de remplissage, f qui est défini comme [113]

$$f \equiv \frac{\langle E | \varepsilon | E \rangle_a}{\langle E | \varepsilon | E \rangle_{a+d}} = \frac{\langle E | D \rangle_a}{\langle E | D \rangle_{a+d}} \quad 2.3$$

Où $D = \varepsilon E$ est le déplacement du champ. L'intégrale du numérateur de l'équation 2.3 est limitée à la région infiltrée par l'analyte (a), tandis que le dénominateur est intégré à tout l'espace (a+d). Par conséquent, en utilisant l'équation 2.2, le décalage spectral pour une petite perturbation $\Delta\varepsilon \approx 2n\Delta n$ est représenté comme [114]

$$\Delta\omega = -\frac{\omega}{2} \cdot \frac{\Delta\varepsilon}{\varepsilon} \cdot f = \frac{\lambda_0}{\Delta\lambda} \quad 2.4$$

$$\frac{\Delta\lambda}{\lambda} = \frac{\Delta n}{n} \cdot f \quad 2.5$$

$$\frac{\Delta\lambda}{\Delta n} = f \cdot \frac{\lambda}{n} \quad 2.6$$

Où ε est la constante diélectrique, λ' est la longueur d'onde optique transmise dans le CP et n est l'indice de réfraction de l'analyte. La sensibilité (S) est calculée comme le rapport du

décalage en longueur d'onde au changement d'indice de réfraction exprimée en nm/RIU. L'équation 2.6 est écrit comme :

$$S = \frac{\Delta\lambda}{\Delta n} = f \cdot \frac{\lambda}{n} \quad 2.7$$

Pour une concentration d'analytes en solution à détecter, plus le décalage en longueur d'onde mesuré est grand, plus le capteur est dit sensible. Cette définition de la sensibilité est la plus rencontrée dans la littérature dans le domaine d'application des CPs à la détection. C'est pourquoi celle-ci a été choisie pour caractériser les structures qui ont été réalisées dans le but de pouvoir effectuer une comparaison avec l'état de l'art du sujet.

2.3.2. Capteurs à CPs basés sur le changement d'indice de réfraction (RI)

Les capteurs à cristaux photoniques basés sur le changement d'indice de réfraction représentent la classe de capteurs la plus répandue. En effet, plusieurs architectures avancées (des guides d'onde et des microcavités intégrés) utilisent le changement d'indice de réfraction pour la détection. Ce type de capteurs présentent de nombreux avantages tels que l'utilisation sans marquage par fluorescence, la détection en temps réel, une sensibilité élevée et une faible limite de détection.

Le principe d'une telle détection consiste à mesurer la variation d'indice de réfraction d'un élément sensible en fonction de la présence d'un analyte (substance à détecter). La détection est effectuée par une monocouche sensible qui réagit avec l'analyte. La zone de détection est composée d'une structure photonique fonctionnant avec une monocouche sensible. Cette monocouche réagit avec l'analyte qui induit une variation d'indice de réfraction, de l'épaisseur de la couche sensible et de son absorption. La structure doit être conçue pour être fortement sensible à la variation d'indice de réfraction. L'étude de cette dernière consiste à calculer le spectre de transmission qui présente un décalage en longueur d'onde, d'une valeur bien définie, en présence de l'analyte.

2.3.2.1. Capteurs à base des guides d'onde à CPs

Les structures des guides d'ondes à cristal photonique (PCW) sont de grand intérêt. Dans plusieurs capteurs à CP basés sur le changement d'indice de réfraction, le guide d'onde à CP agit directement comme élément de détection sans concevoir de microcavité intégrée. Ce type de détecteurs offrent la possibilité de détecter de petites quantités d'analyte (nano litres)

et des échantillons à faible concentration (pico moles), ce qui peut être un avantage par rapport aux approches conventionnelles.

Un biocapteur optique à guide d'onde à CP a été proposé par Skivesen et al en 2007 (Fig. 2.7a) [7]. Du sérum d'albumine bovin (Bovin serum albumin, ou BSA) en solution a pu être détecté à une concentration de $0.15 \mu\text{M}$ et ce avec un excellent rapport signal/bruit. Ces structures ont des surfaces de détection plus larges ce qui nécessite de plus grands volumes d'échantillon. Le mécanisme de détection de ce capteur repose sur les changements induits sur la localisation spectrale d'une bande passante du guide dû aux changements d'indice de réfraction (Fig. 2.7b).

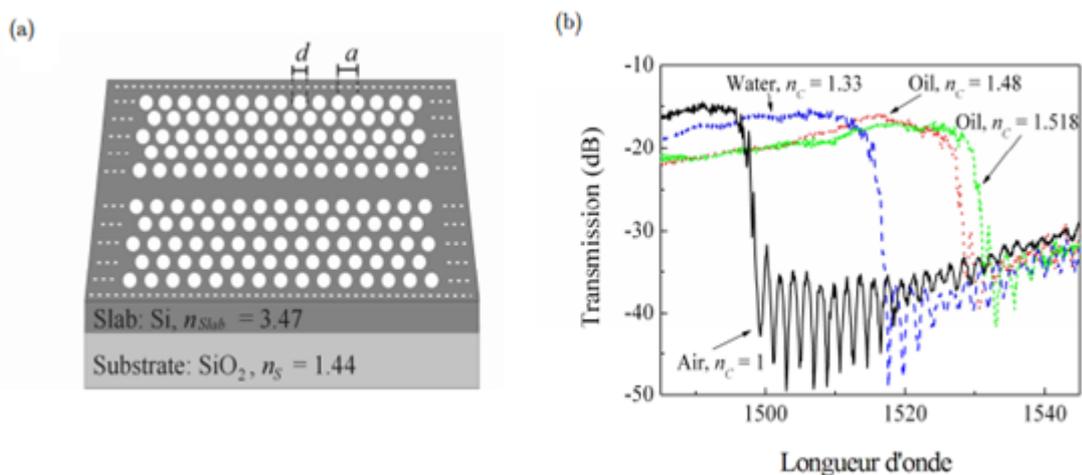


Figure 2.7– (a) Vue au microscope électronique à balayage de guide d'ondes à cristal photonique (PCW) sur SOI, (b) Spectres de transmission mesurés pour quatre solutions d'indices différents [7].

La clé principale de la capacité des biocapteurs optiques à détecter les analytes biologiques est que les molécules biologiques comme les protéines, les cellules et l'ADN, ont toutes une permittivité diélectrique supérieure à celle de l'air et l'eau. Dans ce contexte, deux types de biocapteurs à base des guides d'onde à CPs ont été proposés pour détecter l'ADN. Le principe de détection est basé sur la mesure du décalage en longueur d'onde résultant de la fixation de l'ADN aux trous du capteur. La valeur maximale du décalage est de 2.089nm correspondant à une sensibilité de 1.55nm/fg [115].

Un autre capteur optique à base de guide d'onde à CP a été proposé par Bougriou et al en 2011 [116]. La structure est un cristal photonique 2D à réseau triangulaire de trous d'air de rayon $r=120\text{nm}$, périodicité $a=370\text{nm}$ et facteur de remplissage $f=30\%$. Un défaut linéique de type W1 (une rangée de trous manquante) est défini selon la direction ΓK (Fig. 2.8a). Lorsque

les trous d'air du CP sont remplis d'eau déionisée homogène ($n_c=1.33$), le bord supérieur de la bande passante de ce capteur se déplacera en conséquence avec la variation d'indice de réfraction (Fig. 2.8b). Un décalage de 30nm est calculé correspondant à une sensibilité de 90.90nm/RIU (refractive index unit).

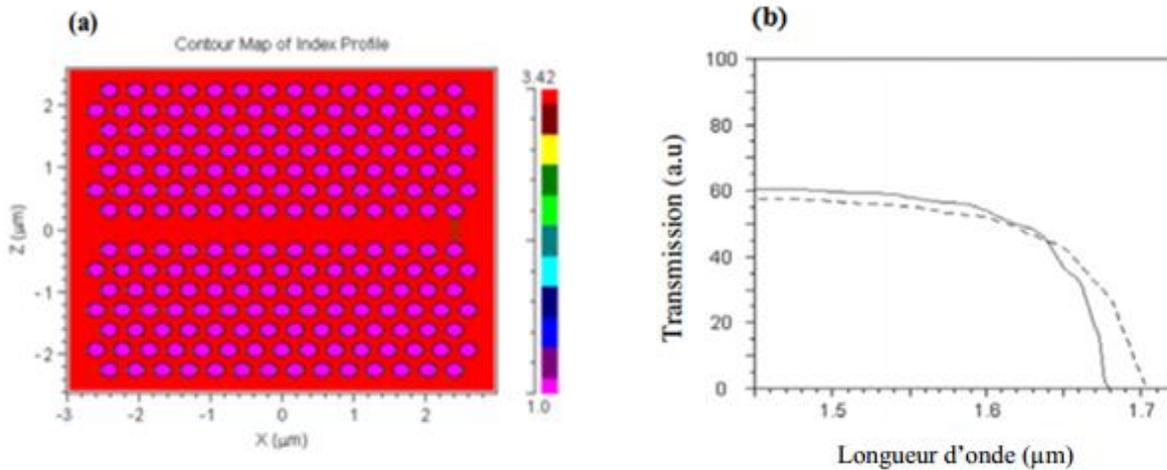


Figure 2.8– (a) Capteur référence W_1 réalisé dans un cristal photonique triangulaire de trous d'air sur une membrane de Si suivant la direction ΓK , $f_{air}=30\%$, (b) Spectre de transmission pour le capteur référence à CPs : pour l'air ($n=1$ trait plein) et pour les trous d'air infiltrés d'eau déionisée homogène ($n_c=1.33$ ligne en pointillés). Le décalage du bord supérieur de la bande passante est de 30nm [116].

Pour améliorer la sensibilité, une conception du capteur de guide d'onde à CP est décrite (Fig. 2.9a) où le rayon des trous localisé de chaque côté de la ligne du défaut est optimisé et infiltré avec de l'eau déionisée homogène. La transmission et la surface disponible pour la détection dans les régions centrales où le champ est intense, augmentent considérablement dans cette structure, améliorant ainsi la sensibilité. Un décalage de 270nm est calculé correspondant à une sensibilité de 818nm/RIU (Fig. 2.9b).

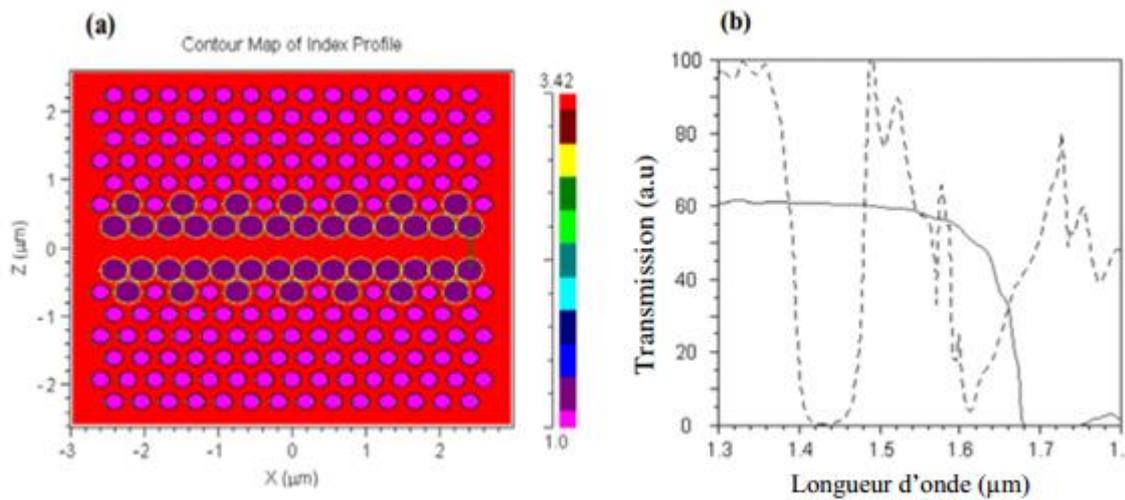


Figure 2.9– (a) Capteur de guide d'onde à CP amélioré, (b) Spectre de transmission de guide d'onde à CP amélioré [116].

2.3.2.2. Capteurs à base de microcavités à CPs

L'étude des capteurs se fondant sur la résonance optique est un domaine de recherche d'actualité. La résonance optique se traduit par des chutes ou des pics dans la signature spectrale. Dans la mesure où une faible variation du changement d'indice au sein de la cavité induit une faible modification de la fréquence du mode d'intérêt, cette propriété peut être utilisée comme méthode de transduction et justifie l'utilisation des CPs comme détecteurs optiques. La position spectrale λ_0 de la résonance de la cavité peut servir de référence. Ainsi, la mesure de la variation de la position spectrale $\Delta\lambda$ revient à mesurer la variation du changement d'indice Δn lié à la reconnaissance de molécules à la surface de la cavité. Ce principe est représenté sur la figure 2.10.

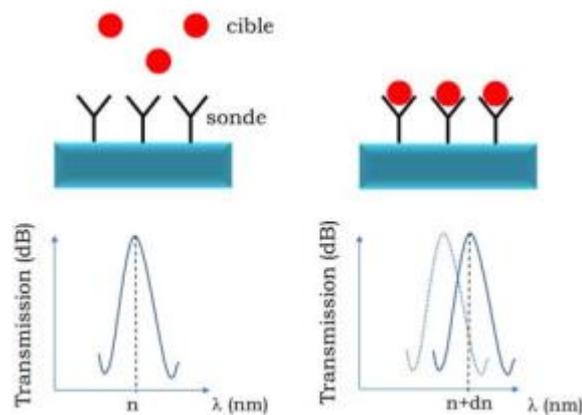


Figure 2.10– Principe de la mesure de transduction optique d'un résonateur à cristaux photoniques.

Les performances d'une cavité à CP, pour des applications à la détection, sont caractérisées par deux paramètres : le facteur de qualité (Q) et la sensibilité (S).

Chow et al ont démontré la détection de changement d'indice de réfraction de 0.002 (solution commerciale de silicone évaporée en surface) avec une microcavité à CP 2D ayant un facteur de qualité d'environ 400 [117]. Ce capteur peut atteindre une sensibilité de 200nm/RIU (Fig. 2.11).

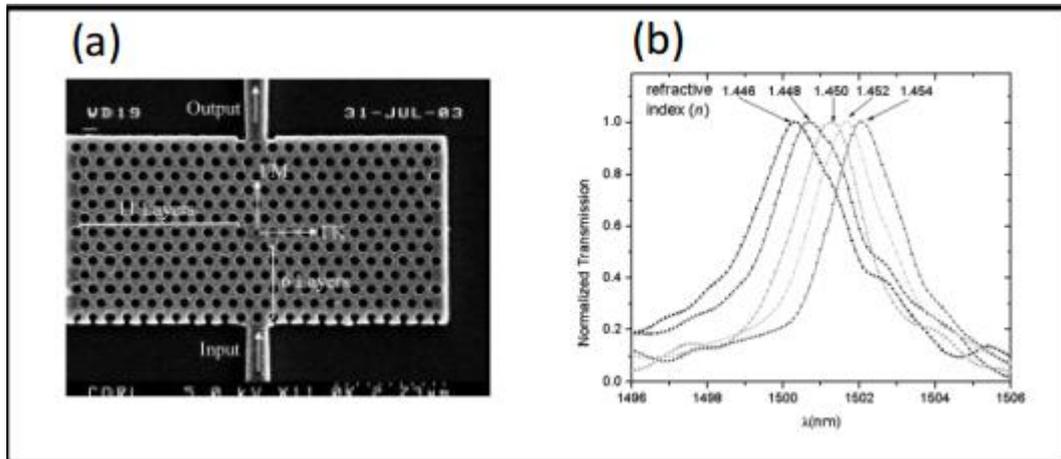


Figure 2.11– (a) vue au microscope électronique à balayage d'une microcavité à cristal photonique intégrée avec deux guides d'ondes ruban, (b) spectres de transmission normalisés de la microcavité illustrée en (a) avec cinq différents indices de réfraction allant de $n = 1,446$ jusqu'à $n = 1,454$ [117].

Plus tard, un biocapteur à CP sur silicium a été présenté [109]. Ce dernier s'est avéré 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 détectée avec ce dispositif est d'environ 2.5 fg. Ensuite, la sensibilité du biocapteur a été améliorée à 1 fg en délivrant précisément les espèces cibles sur la zone de défaut de la surface sensible.

Dans un autre travail, Benmerkhi et al [118] ont proposé un capteur d'indice de réfraction basé sur une cavité à cristaux photoniques L_2 . Le cristal photonique bidimensionnel étudié est un réseau triangulaire de trou d'air périodiquement perpendiculairement à InP à base de confinement hétérostructure. Le guide planaire de cette hétérostructure consiste en un cœur de GaInAsP (indice de réfraction 3.35) d'épaisseur $1.00a$. Le cœur est entouré de deux gaines d'InP (indice de réfraction 3.17) d'épaisseur $0.50a$ (Fig. 2.12a). L'indice effectif n_{eff} pour le mode TE est de 3.32 ($\epsilon=11$).

La cavité linéique L_2 est formée par l'omission de deux trous adjacents dans la direction ΓK du cristal photonique. La figure 2.12b montre la transmission en polarisation TE lorsque

les trous entourant la cavité L_2 sont déformés à la forme elliptique et remplis localement avec du polymère ($n=1.54$). Le facteur de qualité obtenu est de $5,06 \times 10^6$ au mode de résonance situé à $\lambda = 1,5228 \mu\text{m}$. Un décalage de 56.3nm est calculé correspondant à une sensibilité de 104 nm/RIU

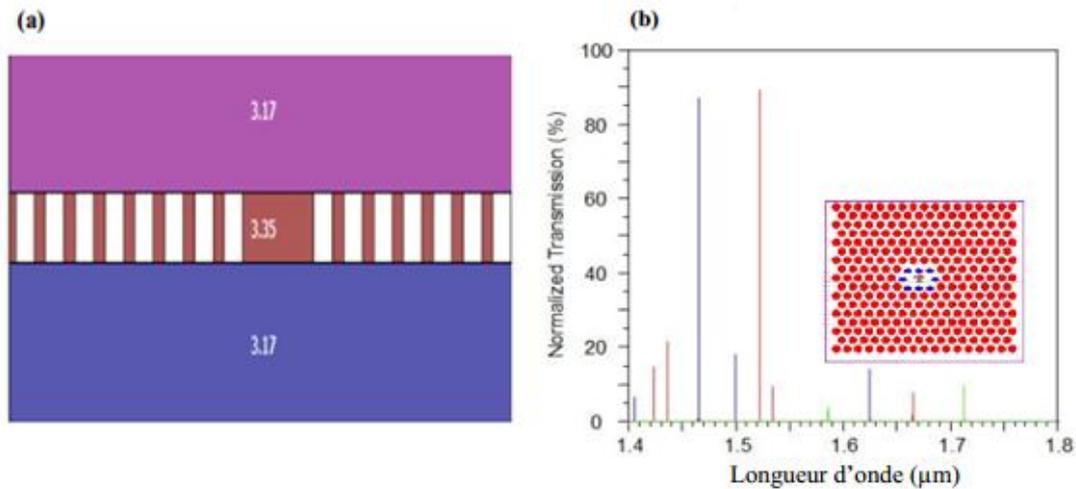


Figure 2.12– (a) Structure verticale de la cavité L_2 formée par l'omission de deux trous., (b) Spectre de transmission du capteur avec des trous vides et localement infiltrés (polymère $n=1.54$) [118].

Pour améliorer la sensibilité, plusieurs modifications des trous d'air autour du défaut sont représentées sur la figure 2.13a. Après déplacement, optimisation et infiltration des trous autour de la cavité avec du polymère ($n=1.54$), le maximum pour le facteur de qualité est atteint avec un décalage optimum de 123 nm ($\lambda = 1.60 \mu\text{m}$, $Q=5 \cdot 10^5$) (Fig. 1.13b). Ce décalage permet de calculer la sensibilité $S=227.78 \text{ nm/RIU}$.

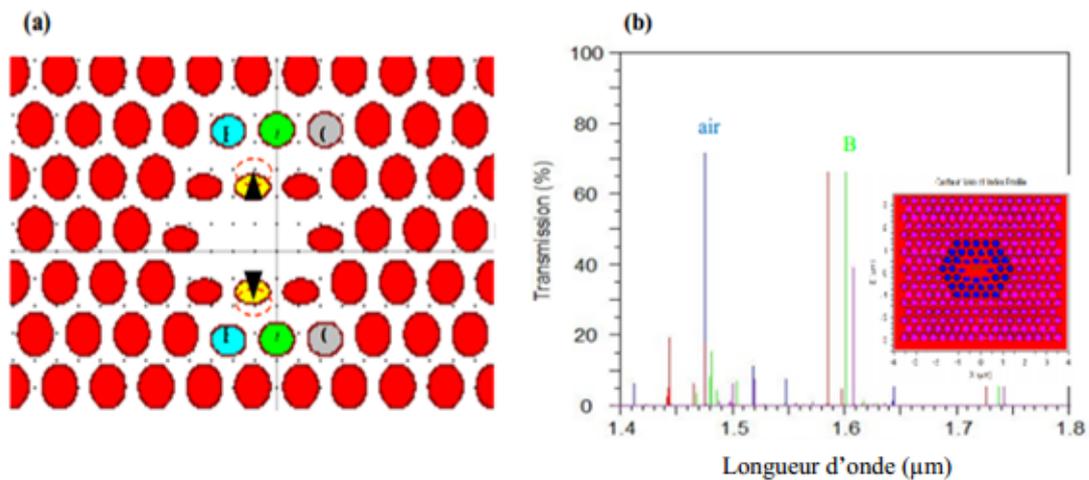


Figure 2.13– (a) Représentation de la cavité L_2 modifiée, (b) Spectre de transmission du capteur modifié avec des trous d'air et localement infiltrés (polymère $n=1.54$) [118].

2.3.2.3. Capteurs à base de guide/cavité à CPs couplé

Une première voie de couplage consiste à juxtaposer la cavité parallèlement au guide pour aboutir à une interaction latérale du mode de cavité avec le mode du guide. Dans ce contexte, Dorfner et al [119] ont présenté une étude théorique et expérimentale en utilisant un cristal photonique à base de SOI en tant que capteurs à indice de réfraction. La lumière est transmise par évanescente entre deux types de défauts formés de nano cavités (L_3 et H_1) insérés entre deux guides d'ondes W_1 dans le cristal photonique.

D'autres auteurs comme Qi et al [120] ont proposé un nouveau capteur multicanal à CP à rayon dégradé pour l'application à la biodétection. La structure est formée de deux paires de cavités résonantes, insérées de façon symétrique, couplées avec un guide d'onde W_1 , pour détecter différents analytes sur la même plateforme. Le rayon des trous d'air autour des cavités est optimisé pour amplifier la transmission de sortie, les rayons marqués en bleu (r_a) sont $0.34a$ et les rouges (r_b) sont $0.4a$ (Fig. 2.14a).

La figure 2.14b montre le spectre de transmission des capteurs lorsque uniquement deux cavités subissent un changement d'indice de réfraction, l'indice de réfraction varie de 1.10 à 1.18 avec un pas de 0.02. La variation d'indice se produit seulement pour le capteur fonctionnalisé tandis que les autres restent complètement inchangés.

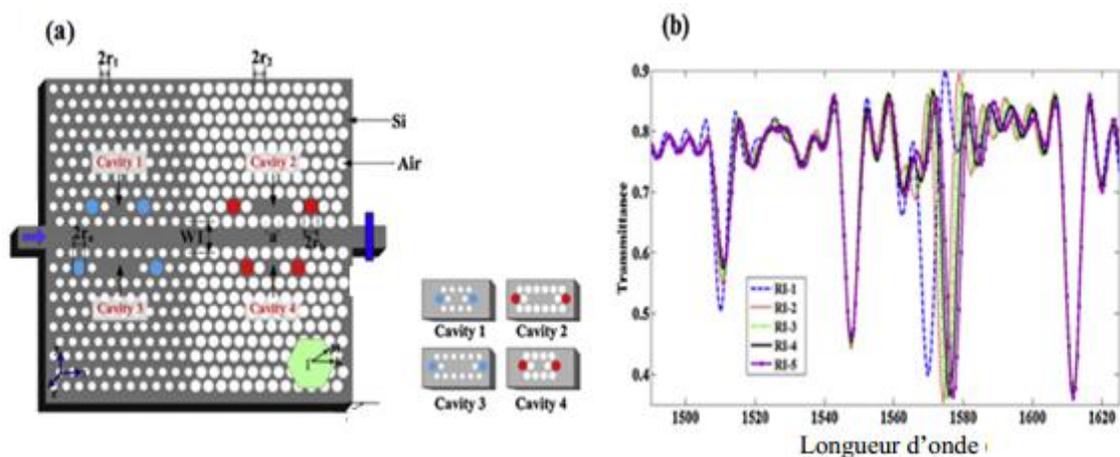


Figure 2.14– (a) Structure de capteur multicanal à CP formée de deux paires différentes de cavités couplées à un guide d'onde W_1 , (b) Spectre de transmission normalisé [120].

La sensibilité de ce capteur varie de 66.67 à 136.67nm/RIU, en ajustant le nombre de trous fonctionnalisés de 4 à 21 avec une limite de détection de 6.5×10^{-3} .

Une seconde voie consiste à réaliser le couplage par l'extrémité du guide en introduisant la cavité sur l'axe du guide, à quelques motifs de son extrémité. Dans ce contexte, Wang et al [12] ont proposé un nouveau capteur à indice de réfraction (RI) ultracompact. Le capteur est formé d'une microcavité insérée entre deux guides d'ondes dans un cristal photonique 2D à réseau triangulaire de trous d'air (Fig. 2.15a).

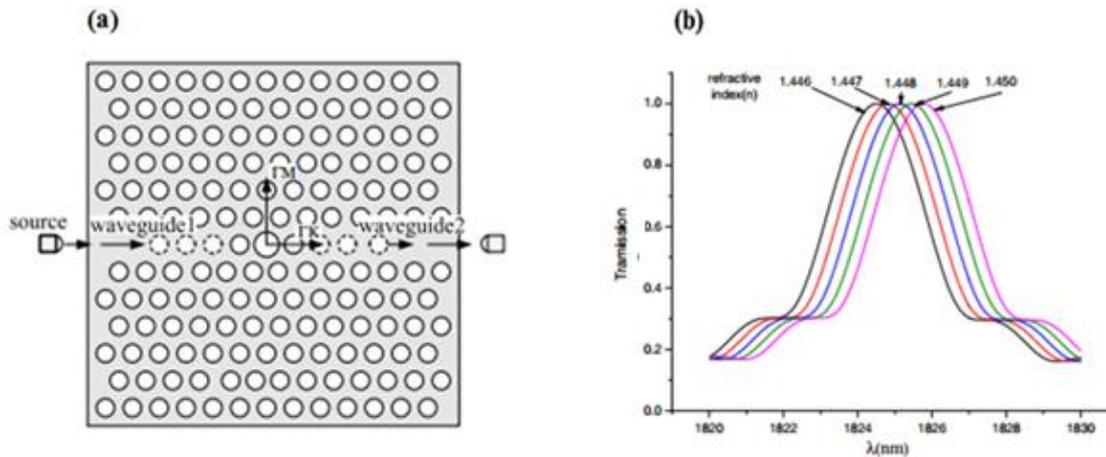


Figure 2.15– (a) Structure d'un capteur formé d'une microcavité insérée entre deux guides d'ondes dans un cristal photonique 2D à réseau triangulaire de trous d'air, (b) Spectres de transmission normalisés de la microcavité (a) avec cinq différents indices de réfraction allant de $n = 1,446$ jusqu'à $n = 1,450$ [12].

Afin d'assurer l'efficacité de transmission avec un facteur de qualité Q élevé, le rayon (R_c) et les trous autour de la microcavité sont optimisés. Avec cette nouvelle structure, une bonne résolution d'indice de réfraction ainsi qu'une meilleure efficacité de transmission du capteur sur une plage de mesure d'indice de réfraction plus large sont obtenues. Le spectre de transmission du capteur avec variation d'indice de réfraction de 1.446 à 1.450 ($\Delta n = 0.001$) est présenté sur la figure 2.15b. Ce capteur peut atteindre une sensibilité de 330nm/RIU.

2.4. Conclusion

Nous avons présenté, dans ce chapitre, des généralités sur les capteurs et les biocapteurs ainsi que les différents types de transducteurs. Nous avons décrit également les différentes techniques optiques de biodétection actuelles en démontrons le fort potentiel des technologies de capteurs optiques sans marqueurs « label-free ». L'application des cristaux photoniques en tant que capteurs constitue un domaine de recherche qui semble être très prometteur en raison de leur extrême miniaturisation, de leur haute sensibilité spectrale et de la possibilité de les

intégrer aux MEMS. Dans ce contexte, nous avons montré l'utilisation des CPs en tant que capteurs, plus particulièrement les capteurs à cristaux photoniques basés sur le changement d'indice de réfraction.

Notre étude s'est orientée sur la réalisation des capteurs à CPs pour des applications de biodétection dans des matériaux très utilisés en optique intégrée comme le Si qui possède de bonnes propriétés optiques et le SOI qui présente l'avantage de posséder un fort contraste d'indice qui permet l'exploitation de résonances optiques très fines et très sensibles à la présence de biomolécules, tandis que son caractère massif le destine plutôt à la détection de biomolécules de taille moyenne dans les pores du CP, comme des protéines. En effet, afin de bien concevoir et utiliser les capteurs à CPs, il est nécessaire de disposer des outils d'étude et de modélisation performants. Ces outils seront présentés dans le prochain chapitre.

Chapitre 3

*Méthodes et Outils de simulation pour
l'étude et la modélisation*

3.1. Introduction

De nombreux outils de modélisation des phénomènes de propagation et de diffraction des ondes électromagnétiques ont été développés depuis la fin des années 60 grâce aux performances croissantes des moyens de calcul. 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 peuvent être classées suivant le domaine dans lequel elles opèrent, fréquentiel ou temporel. 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)[121], la méthode de décomposition en modes guidés (GME) [122] et la méthode modale de Fourier (FMM)[123]. Le deuxième groupe, quant à lui, rassemble celles qui travaillent dans l'espace direct ; ces méthodes sont dites temporelles : on trouve parmi elles la méthode des éléments finis (FEM) [124] et la méthode des différences finies dans le domaine temporel (FDTD)[125]. Notons que pour nos travaux de thèse, nous nous concentrons sur les deux méthodes les plus couramment utilisées : les méthodes PWE et FDTD.

Divers logiciels libres et commerciaux (BandSOLVE, FullWAVE et CrystalWAVE) ont été développés et sont généralement utilisés pour la simulation numérique et la résolution des problèmes électromagnétiques liées aux CPs. L'efficacité de ces outils repose sur la modélisation des interactions ondes-objets telles 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 les principes généraux des méthodes de calcul PWE et FDTD ainsi que les outils disponibles pour la modélisation et le comportement des ondes électromagnétiques dans les structures à CPs étudiées. Nous commençons tout d'abord par la méthode PWE qui permet d'obtenir le diagramme de bandes d'une géométrie de cristal photonique. Nous verrons ensuite la deuxième méthode de modélisation (FDTD) utilisée pour calculer les propriétés optiques des structures à CPs étudiées (facteur de qualité, volume modal et distribution de champs électriques). Enfin, nous présentons les outils numériques de modélisation (BandSOLVE, FullWAVE de Rsoft et CrystalWAVE de Photon Design) que nous avons employés tout au long de cette thèse.

3.2. Méthodes de modélisation des structures périodiques diélectriques

La modélisation électromagnétique des propriétés des cristaux photoniques nécessite en général un gros investissement en programmation et en analyse numérique et constitue une activité exigeante en compétence et en temps. Dans ce contexte, nous avons utilisé des logiciels numériques pour la résolution des équations de propagation afin de déterminer le diagramme de bande, cibler ainsi le domaine de longueur d'onde dans lequel opèreront nos structures à cristaux photoniques et calculer les facteurs de qualité ainsi que les sensibilités que l'on peut atteindre pour les géométries que nous avons choisies. Parmi les techniques souvent rencontrées la méthode des ondes planes et la méthode des différences finies dans le domaine temporel sont les plus couramment utilisées [126]. Chacune de ces méthodes de calcul est complémentaire l'une de l'autre et permet de dégager les informations nécessaires à la compréhension du fonctionnement des cristaux photoniques.

3.2.1. Méthode des ondes planes (PWE)

La méthode de décomposition en ondes planes est utilisée pour calculer les structures de bande ou relation de dispersion des cristaux photoniques supposés périodiques de dimensions infinies [27, 36, 127]. Cette méthode permet de résoudre les équations de Maxwell dans le domaine fréquentiel. Par découplage des champs des équations (1.3) et (1.4) (chapitre1), on obtient les équations de propagation suivantes pour E et H [17] :

$$\frac{1}{\varepsilon(\vec{r})} \vec{\nabla} \times (\vec{\nabla} \times \vec{E}(\vec{r})) = \frac{\omega^2}{c^2} \vec{E}(\vec{r}) \quad 3.1$$

$$\vec{\nabla} \times \left(\frac{1}{\varepsilon(\vec{r})} \vec{\nabla} \times \vec{H}(\vec{r}) \right) = \frac{\omega^2}{c^2} \vec{H}(\vec{r}) \quad 3.2$$

$\varepsilon_r(\vec{r})$ est périodique, $\vec{E}(\vec{r})$ et $\vec{H}(\vec{r})$ satisfont le théorème de Bloch et peuvent être décomposées sous la forme : $\vec{E}(\vec{r}) = u_{\vec{k}}(\vec{r}) \cdot e^{i\vec{k}\vec{r}}$ et $\vec{H}(\vec{r}) = v_{\vec{k}}(\vec{r}) \cdot e^{i\vec{k}\vec{r}}$, où les fonctions $u_{\vec{k}}(\vec{r})$ et $v_{\vec{k}}(\vec{r})$ possèdent toutes les périodicités du milieu. Alors, il est possible de les développer $\varepsilon_r(\vec{r})$ $u_{\vec{k}}(\vec{r})$ $v_{\vec{k}}(\vec{r})$ en séries de Fourier :

$$\mathcal{E}_r(\vec{r}) = \sum_{\vec{G}} \mathcal{E}_r(\vec{G}) e^{i\vec{G}\vec{r}} \quad 3.3$$

$$E(\vec{r}) = \mathbf{u}_{\vec{k}}(\vec{r}) e^{i\vec{k}\vec{r}} = \left(\sum_{\vec{G}} \mathbf{u}_{\vec{k}}(\vec{G}) e^{i\vec{G}\vec{r}} \right) \cdot e^{i\vec{k}\vec{r}} = \sum_{\vec{G}} \mathbf{u}_{\vec{k}}(\vec{G}) e^{i(\vec{G}+\vec{k})\vec{r}} \quad 3.4$$

$$H(\vec{r}) = \mathbf{v}_{\vec{k}}(\vec{r}) e^{i\vec{k}\vec{r}} = \left(\sum_{\vec{G}} \mathbf{v}_{\vec{k}}(\vec{G}) e^{i\vec{G}\vec{r}} \right) \cdot e^{i\vec{k}\vec{r}} = \sum_{\vec{G}} \mathbf{v}_{\vec{k}}(\vec{G}) e^{i(\vec{G}+\vec{k})\vec{r}} \quad 3.5$$

Où \vec{k} et \vec{r} sont respectivement le vecteur d'onde et le vecteur du réseau direct. \vec{G} est un vecteur du réseau réciproque et $\mathcal{E}_r(\vec{G})$, $\mathbf{u}_{\vec{k}}(\vec{G})$ et $\mathbf{v}_{\vec{k}}(\vec{G})$ sont les composantes dans l'espace réciproque (que l'on peut déterminer par une intégrale de Fourier). Alors, par exemple, pour le champ électrique, l'équation (3.1) devient :

$$-(\vec{G} + \vec{k}) \times \left\{ (\vec{G} + \vec{k}) \times \mathbf{u}_{\vec{k}}(\vec{G}) \right\} = \frac{\omega^2}{C^2} \sum_{\vec{G}} \mathcal{E}_r(\vec{G} - \vec{G}') \mathbf{u}_{\vec{k}}(\vec{G}') \quad 3.6$$

L'équation (3.6) peut être résolue en utilisant des méthodes de diagonalisation de matrices standards. Pour différents valeurs de \vec{k} , il est possible d'obtenir une série de fréquences propres ω qui compose la structure de bandes du cristal photonique étudié.

D'une manière générale, quand les vecteurs \vec{k} décrivent la première zone de Brillouin, les fréquences $\omega_n(\vec{k})$ recouvrent continûment le spectre d'énergie. Cependant, dans certains cas, il existe des domaines d'énergie dans lesquels aucun mode $\omega_n(\vec{k})$ n'est accessible ce sont les bandes interdites photoniques.

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 bandes non seulement pour les cristaux photoniques les plus simples comme les structures périodiques infinies, mais aussi pour les structures compliquées telles que les CPs planaires sans ou avec

défauts. En pratique, la structure est définie par une cellule élémentaire et par un réseau périodique selon lequel cette cellule est reproduite afin de représenter l'espace dans sa totalité. Pour tenir compte d'un défaut ponctuel ou linéaire dans le cas des cavités ou guides d'onde, la cellule est plus grande et on parle alors de supercellule.

3.2.2. Méthode des différences finies temporelles (FDTD)

La méthode des différences finies dans le domaine temporel (FDTD) est une méthode générale qui permet de simuler la plupart des systèmes [125]. Elle a été proposée pour la première fois par K. S. Yee [128]. Cette technique consiste à discrétiser les équations de Maxwell dans l'espace et dans le temps en utilisant une grille de cellules élémentaires. Sa versatilité permet de simuler le comportement d'une onde électromagnétique dans tout type de milieu (diélectrique, métal, plasma), tout en tenant compte des formes géométriques les plus complexes des structures [125]. 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, ce qui 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).

Dans cette partie, le principe de bases de la méthode FDTD sera présenté où nous expliquerons les points nécessaires à la modélisation des cristaux photoniques.

3.2.2.1. Principe de base de la méthode

La méthode FDTD est basée essentiellement sur une résolution directe des équations de Maxwell (chapitre 1) sous leur forme différentielle. Dans un système de coordonnées cartésiennes (o, x, y, z) , le rotationnel des 2 équations vectorielles (1.3) – (1.4) peut être décomposé pour donner 6 équations scalaires. Chaque équation scalaire est une équation différentielle partielle du premier ordre.

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{\partial E_x}{\partial t} = \frac{1}{\varepsilon} \left(\frac{\partial H_z}{\partial y} - \frac{\partial H_y}{\partial z} \right) \\ \frac{\partial E_y}{\partial t} = \frac{1}{\varepsilon} \left(\frac{\partial H_x}{\partial z} - \frac{\partial H_z}{\partial x} \right) \\ \frac{\partial E_z}{\partial t} = \frac{1}{\varepsilon} \left(\frac{\partial H_y}{\partial x} - \frac{\partial H_x}{\partial y} \right) \\ \frac{\partial H_x}{\partial t} = -\frac{1}{\mu} \left(\frac{\partial E_z}{\partial y} - \frac{\partial E_y}{\partial z} \right) \\ \frac{\partial H_y}{\partial t} = \frac{1}{\mu} \left(\frac{\partial E_z}{\partial x} - \frac{\partial E_x}{\partial z} \right) \\ \frac{\partial H_z}{\partial t} = -\frac{1}{\mu} \left(\frac{\partial E_y}{\partial x} - \frac{\partial E_x}{\partial y} \right) \end{array} \right. \quad 3.7$$

Dans le cas où les cristaux photoniques sont périodiques suivant deux directions (x et y par exemple) et infinis suivant la troisième direction (z), le système d'équations précédent se simplifie selon le type de propagation. Dans ce cas, la propagation se fait dans le plan et la variation des champs s'annule suivant la troisième direction. Le système d'équations 3.7 se simplifie et se subdivise en deux sous-systèmes donnant naissance aux deux polarisations transverse électrique TE et transverse magnétique TM. Pour illustrer ce cas, supposons que le cristal est périodique suivant les directions x et y et est infini suivant z. Les dérivées par rapport à z s'annulent. Les équations 3.7 impliquent :

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{\partial E_x}{\partial t} = \frac{1}{\varepsilon} \left(\frac{\partial H_z}{\partial y} \right) \\ \frac{\partial E_y}{\partial t} = \frac{1}{\varepsilon} \left(-\frac{\partial H_z}{\partial x} \right) \\ \frac{\partial E_z}{\partial t} = \frac{1}{\varepsilon} \left(\frac{\partial H_y}{\partial x} - \frac{\partial H_x}{\partial y} \right) \\ \frac{\partial H_x}{\partial t} = -\frac{1}{\mu} \left(\frac{\partial E_z}{\partial y} \right) \\ \frac{\partial H_y}{\partial t} = \frac{1}{\mu} \left(\frac{\partial E_z}{\partial x} \right) \\ \frac{\partial H_z}{\partial t} = -\frac{1}{\mu} \left(\frac{\partial E_y}{\partial x} - \frac{\partial E_x}{\partial y} \right) \end{array} \right. \quad 3.8$$

On remarque que l'évolution de Hx, Hy, et Ez est indépendante de celle Ex, Ey, et Hz. De ce fait résulte deux systèmes d'équations indépendants, l'un décrivant la polarisation TE et l'autre la polarisation TM. On peut donc traiter d'une façon indépendante la propagation du champ électromagnétique pour les deux polarisations.

La polarisation TE (Transverse Electrique) est la polarisation où le champ électrique est perpendiculaire à la direction (Oz). Elle est définie par le système suivant :

$$\begin{cases} \frac{\partial E_x}{\partial t} = \frac{1}{\varepsilon} \left(\frac{\partial H_z}{\partial y} \right) \\ \frac{\partial E_y}{\partial t} = \frac{1}{\varepsilon} \left(-\frac{\partial H_z}{\partial x} \right) \\ \frac{\partial H_z}{\partial t} = -\frac{1}{\mu} \left(\frac{\partial E_y}{\partial x} - \frac{\partial E_x}{\partial y} \right) \end{cases} \quad 3.9$$

La polarisation TM (Transverse Magnétique) est la polarisation où le champ magnétique est perpendiculaire à la direction (Oz). Elle est définie par le système suivant :

$$\begin{cases} \frac{\partial H_x}{\partial t} = -\frac{1}{\mu} \left(\frac{\partial E_z}{\partial y} \right) \\ \frac{\partial H_y}{\partial t} = \frac{1}{\mu} \left(\frac{\partial E_z}{\partial x} \right) \\ \frac{\partial E_z}{\partial t} = \frac{1}{\varepsilon} \left(\frac{\partial H_y}{\partial x} - \frac{\partial H_x}{\partial y} \right) \end{cases} \quad 3.10$$

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 $x + \Delta x$:

$$\frac{\partial f(x, y, z, t)}{\partial x} = \frac{f(x + \Delta x/2, y, z, t) - f(x - \Delta x/2, y, z, t)}{\Delta x} + o(\Delta x)^2 \quad 3.11$$

Où Δx représente le pas de discrétisation suivant la direction x . Notons que l'approximation aux différences centrées offre une meilleure précision que l'approximation à droite ou à gauche.

3.2.2.2. Discrétisation des équations et algorithme de Yee

Une discrétisation spatiale et temporelle aux différences finies est effectuée pour la résolution des deux sous systèmes (3.9) et (3.10). Par conséquent, l'espace 2D est discrétisé par un maillage de pas Δx ($\Delta x = \Delta y = \Delta$ dans la plupart des cas), et l'espace des temps 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 3.1, 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) qui sont toujours situés au milieu d'une arête et les composantes magnétiques sont calculées aux centres des faces de la cellule (nœud magnétiques). Cette répartition des composantes des champs électriques et magnétiques permet au schéma de Yee de respecter la continuité des composantes tangentielle électrique et normale magnétique à l'interface de deux cellules. Les discrétisations temporelles des composantes magnétiques qui sont calculées aux instants $(n+1/2)\Delta t$, sont décalées d'un demi pas de temps par rapport à celui des composantes électriques qui sont calculées tous les $n\Delta t$.

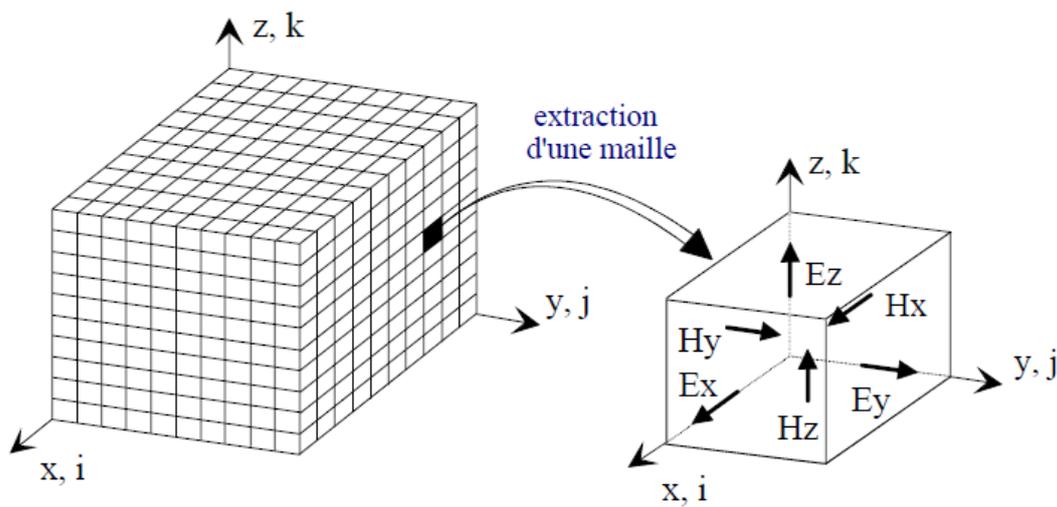


Figure 3.1– Discrétisation spatiale du volume de calcul [128].

Pour les milieux non magnétiques ($\mu = \mu_0$) et les milieux non dispersifs (permittivité réelle indépendante de la fréquence), l'application de l'approximation précédente (3.11) aux dérivées partielles constituant les équations de Maxwell (3.7) nous amène au système d'équations aux différences centrées suivant :

$$H_x^{n+1/2}(i, j, k) = H_x^{n-1/2}(i, j, k) + \frac{\Delta t}{\mu_0} \left[\frac{E_y^n(i, j, k+1) - E_y^n(i, j, k)}{\Delta z} \right] - \frac{E_z^n(i, j+1, k) - E_z^n(i, j, k)}{\Delta y} \quad 3.12$$

$$H_y^{n+1/2}(i, j, k) = H_y^{n-1/2}(i, j, k) + \frac{\Delta t}{\mu_0} \left[\frac{E_z^n(i+1, j, k) - E_z^n(i, j, k)}{\Delta x} \right] - \frac{E_x^n(i, j, k+1) - E_x^n(i, j, k)}{\Delta z} \quad 3.13$$

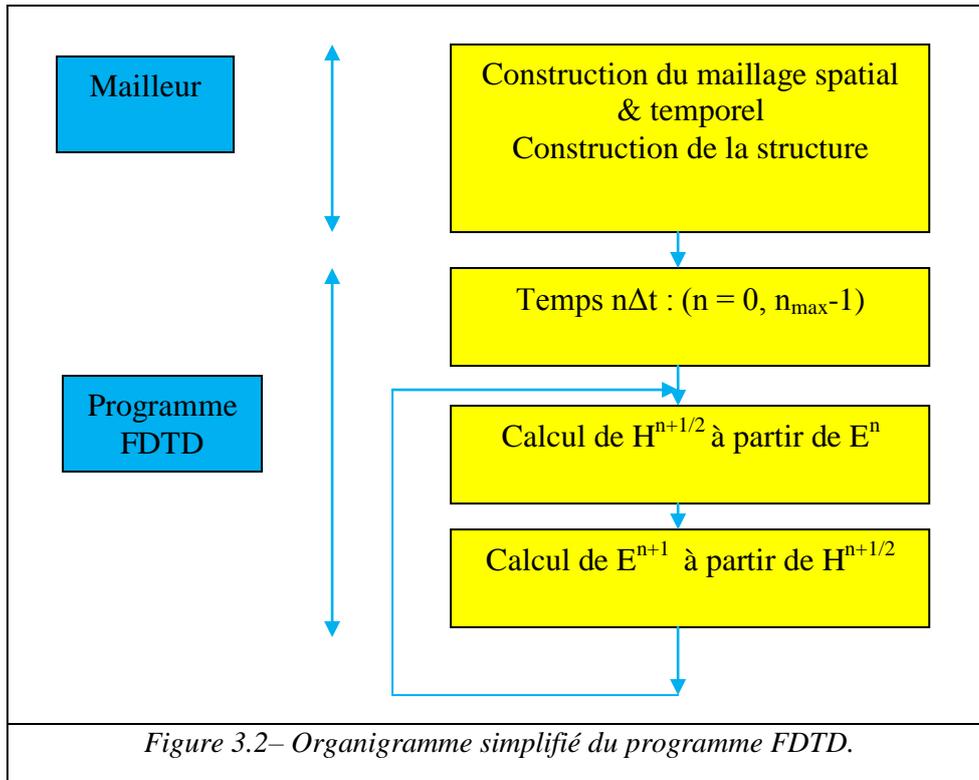
$$H_z^{n+1/2}(i, j, k) = H_z^{n-1/2}(i, j, k) + \frac{\Delta t}{\mu_0} \left[\frac{E_x^n(i, j+1, k) - E_x^n(i, j, k)}{\Delta y} \right] - \frac{E_y^n(i+1, j, k) - E_y^n(i, j, k)}{\Delta x} \quad 3.14$$

$$E_x^{n+1}(i, j, k) = E_x^n(i, j, k) + \frac{\Delta t}{\epsilon(i, j, k)} \left[\frac{H_z^{n+1/2}(i, j, k) - H_z^{n+1/2}(i, j-1, k)}{\Delta y} \right] - \frac{H_y^{n+1/2}(i, j, k) - H_y^{n+1/2}(i, j, k-1)}{\Delta z} \quad 3.15$$

$$E_y^{n+1}(i, j, k) = E_y^n(i, j, k) + \frac{\Delta t}{\epsilon(i, j, k)} \left[\frac{H_x^{n+1/2}(i, j, k) - H_x^{n+1/2}(i, j, k-1)}{\Delta z} \right] - \frac{H_z^{n+1/2}(i, j, k) - H_z^{n+1/2}(i-1, j, k)}{\Delta x} \quad 3.16$$

$$E_z^{n+1}(i, j, k) = E_z^n(i, j, k) + \frac{\Delta t}{\epsilon(i, j, k)} \left[\frac{H_y^{n+1/2}(i, j, k) - H_y^{n+1/2}(i-1, j, k)}{\Delta x} \right] - \frac{H_x^{n+1/2}(i, j, k) - H_x^{n+1/2}(i, j-1, k)}{\Delta y} \quad 3.17$$

La figure 3.2 montre l'organigramme simplifié du programme FDTD.



3.2.2.3. Stabilité numérique

Dès l'apparition de la méthode numérique FDTD, la stabilité numérique du calcul a fait l'objet de plusieurs études [125]. Pour assurer cette dernière une certaine cohérence entre les discrétisations temporelle et spatiale 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 ($\Delta x, \Delta y, \Delta z$ et Δt) doivent être choisis de manière à respecter la condition de Courant-Friedrichs-Lewy (CFL) dans le vide [129]:

$$\Delta t \leq \frac{1}{c \sqrt{\frac{1}{\Delta x^2} + \frac{1}{\Delta y^2} + \frac{1}{\Delta z^2}}} \quad 3.11$$

Où c est la vitesse de propagation d'une onde plane dans le milieu.

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.

3.2.2.4. Conditions aux limites (PML)

Un point très important dans la méthode FDTD, est illustré par les conditions aux limites. Ces dernières peuvent être absorbantes, réfléchissantes ou périodiques. Dans ce travail, pour la simulation des structures à cristaux photoniques, les conditions absorbantes de type PML (Perfectly Matched Layer) sont utilisées [130]. Ces conditions aux limites sont certainement les conditions absorbantes les plus performantes aujourd'hui. Elles permettent d'atteindre des réflexions en amplitude de l'ordre de 10^{-5} (amplitude du champ), sur une très large gamme d'incidences et de fréquences.

La méthode PML consiste à placer sur les frontières un milieu à pertes dit PML dans lequel le champ magnétique et le champ électrique sont décomposés en 2 sous composantes. Les PML utilisent le principe d'impédance suivant : Dans le vide, une onde plane à incidence normale sur un milieu de conductivité électrique σ et de conductivité magnétique σ^* ne conduit à aucune réflexion si :

$$\frac{\sigma}{\epsilon_0} = \frac{\sigma^*}{\mu_0} \quad 3.12$$

Où : ϵ_0 et μ_0 désignent respectivement la permittivité perméabilité magnétique du vide.

Cependant, pour une incidence quelconque, cela n'est pas applicable. On contourne le problème en décomposant les champs suivant les axes principaux. Ceci permet de définir, constamment, la normale aux bords quel que soit l'angle d'incidence initial. La décomposition s'accompagne de la définition de conductivité virtuelle pour chacune de ces sous composantes. Le matériau absorbant est, ainsi, défini par une certaine épaisseur (nombre de mailles) et est délimité par un conducteur parfait où les champs électriques sont nuls. L'atténuation se fait, progressivement, pendant le double parcours dans le matériau absorbant. L'implémentation des PML est spécifique à chaque direction.

La répartition des conductivités des couches PML avec une illustration 2D est représentée sur la figure 3.3. Cette figure montre que sur les bords du volume de calcul (couches absorbantes frontières), une seule composante de la conductivité intervient dans la

définition des couches absorbantes (c'est à dire sur cette exemple σ_x ou σ_y). Par contre sur les coins du volume de calcul (couches absorbantes coins), deux composantes de la conductivité sont présentes (σ_x et σ_y).

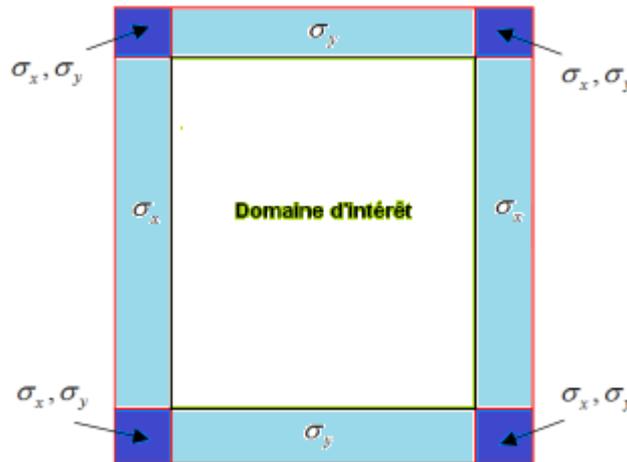


Figure 3.3– Technique PML en 2D.

L'utilisation des conditions de périodicité de propagation ou de symétrie selon certaines directions du cristal photonique, permettent de réduire significativement le temps de simulation. Dans le cas où l'influence d'un paramètre est évaluée, la durée de simulation dure quelques heures et par conséquent l'obtention d'une série de points peut parfois atteindre plusieurs jours.

3.2. Outils de Modélisation

3.3.1. BandSolve

Pour le calcul des diagrammes de bande, ou relations de dispersion des cristaux photoniques, nous exploitons le logiciel BandSolve, développé par Rsoft. Il est basé sur la méthode des ondes planes optimisée pour les structures périodiques, c'est l'une des méthodes les plus rapides pour le calcul de structure de bande, et capable de caractériser la plupart des structures à bandes interdites. BandSOLVE est idéal pour l'extraction des structures de bandes pour des cristaux bidimensionnels et tridimensionnels sans défauts et avec défauts. À deux dimensions, il est nécessaire de considérer deux directions de propagation différentes : TE (avec le champ E perpendiculaire à l'axe des trous) et TM (où E est parallèle à l'axe des

trous). Ces deux polarisations sont découplées et donnent lieu à deux diagrammes de bandes indépendants. Il n'existe pas forcément une bande interdite dans les deux cas. En plus, il peut être appliqué à une large gamme de composants à cristaux photoniques tel que : 2D-3D guide d'onde et cavité à CPs, les fibres à CPs qui sont complexes pour les autres techniques de simulation et les structures métalliques et anisotropes.

3.3.2. FullWave et CrystalWave

Les simulations numériques ont été effectuées avec les logiciels Fullwave et Crystalwave qui sont des modules de la suite de logiciels développés par Rsoft et Photon Design, basés sur la célèbre méthode des différences finis dans le domaine temporel [131]. Ils sont idéaux pour étudier la propagation de la lumière pour une grande variété de structures photoniques. Ces simulateurs permettent de suivre l'évolution du champ EM au cours du temps en tout point de la structure. On peut ainsi obtenir les cartographies du champ EM à n'importe quel endroit et n'importe quel moment. La connaissance de l'évolution du champ en fonction du temps permet également d'obtenir des informations sur la réponse spectrale de la structure.

Afin d'effectuer une simulation, un état d'excitation initial φ_L au temps ($t = 0$) est nécessaire, ainsi qu'une fonction d'entraînement en temps. Il s'agit d'une excitation à la fois spatiale et temporelle, comme :

$$\varphi_L(x, t) = f(x)g(t) \quad \mathbf{3.13}$$

Où $f(x)$ est l'excitation spatiale au niveau du plan de lancement et $g(t)$ est l'excitation temporelle. L'excitation doit d'être définie par son type, sa fréquence centrale (f_0), et les amplitudes des composantes du champ électromagnétique. Pour déterminer la fréquence réduite des modes résonants de la structure (guide/cavité couplé) et déduire leurs propriétés (facteur de qualité et volume modal), une source de type gaussienne centrée autour d'une fréquence f_0 est utilisée.

L'excitation doit être choisie pour correspondre au type de résultats de simulation requis. Par exemple, une excitation CW (Continuous Wave) doit être utilisée lorsque le fonctionnement en régime permanent d'une structure est souhaité, et un signal pulsé peut être envisagé lorsque les caractéristiques spectrales d'une structure sont nécessaires. Dans ces logiciels de modélisation, la période du cristal photonique a constituée l'unité de référence et

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 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 $2\pi/a$.

Ces logiciels peuvent simuler des structures (limitées, infinies ou périodiques), formées par différents matériaux qui peuvent être métalliques ou diélectriques. L'utilisation de Fullwave et Crystalwave nécessite de définir les matériaux qui composent la structure à l'aide de la permittivité électrique. Il faut aussi définir l'environnement de la structure et donc les conditions aux limites. Pour cela il faut disposer de conditions absorbantes aux abords du domaine de calcul qui permet d'éviter les réflexions parasites engendrées aux bords de la fenêtre du calcul FDTD afin de simuler un milieu ouvert. Dans notre travail, nous considérons le modèle des couches absorbantes, découvertes par J.P. Béranger [132] et désigné par PML (Perfectly Matched Layer) [133], qui est parfaitement adapté aux modélisations des frontières absorbantes en électromagnétisme.

3.3.3. Exemple de validation

Un cristal photonique est généralement caractérisé par son diagramme de bandes ou relation de dispersion. Cette partie est consacrée à l'étude de la bande interdite des structures photoniques bidimensionnelles en silicium. Nous avons validé nos calculs dans le cas d'un réseau triangulaire. Pour ce faire, nous avons repris l'exemple traité par D. Neel [134]. La structure est une maille triangulaire composée de trous d'air ($n=1$) de formes cylindriques périodiques plongés dans un milieu diélectrique (Si) d'indice de réfraction ($n=3.42$). Le rayon des cylindres est $r=0.43a$. Dans les figures 3.4a et 3.4b, nous présentons respectivement la structure de bande calculée par D. Neel [134] et celle que nous avons simulée. On constate une concordance entre nos résultats PWM et ceux présentés dans la littérature [134].

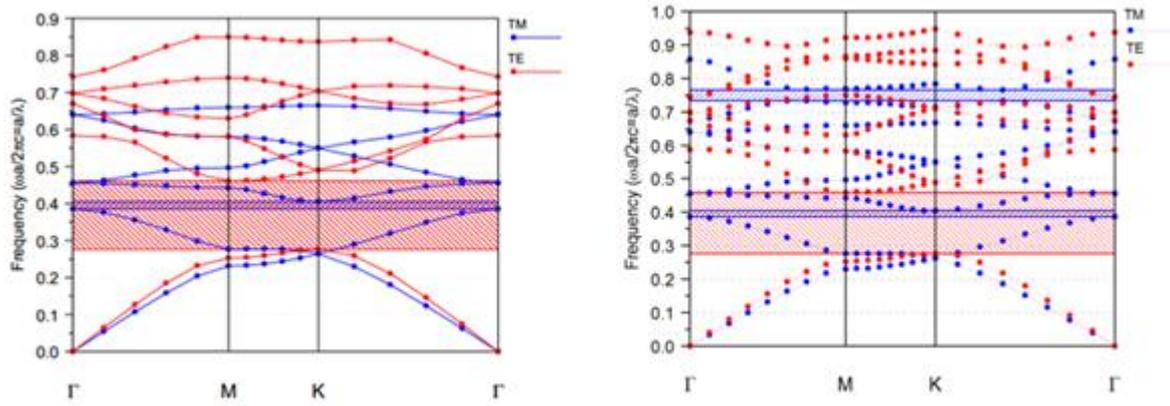


Figure 3.4– Diagramme de dispersion d'un réseau triangulaire de trous d'air dans du silicium avec $\epsilon=11.6$ et $r/a=0.43$ pour la polarisation TE (en rouge) et TM (en bleu). Les zones hachurées marquent les BIP de chacune des polarisations. Seules les fréquences comprises entre 0,385 et 0,406 permettent l'ouverture d'une bande interdite complète. (a) Résultats obtenus par D. Neel [134] et (b) Résultats obtenus par le simulateur Bandsolve.

La mesure de la transmission en fonction de la longueur d'onde en polarisation TE avec la méthode FDTD permet de retrouver la même bande interdite photonique. La figure 3.5a présente le spectre de transmission de la structure sans défaut qui possède une large bande interdite photonique en mode TE ($0.9063\mu\text{m}$ - $1.4447\mu\text{m}$). Ce spectre a été calculé en injectant une impulsion dans la direction ΓM . De même, la méthode FDTD est utilisée pour calculer le champ localisé dans le cristal photonique (Fig. 3.5b).

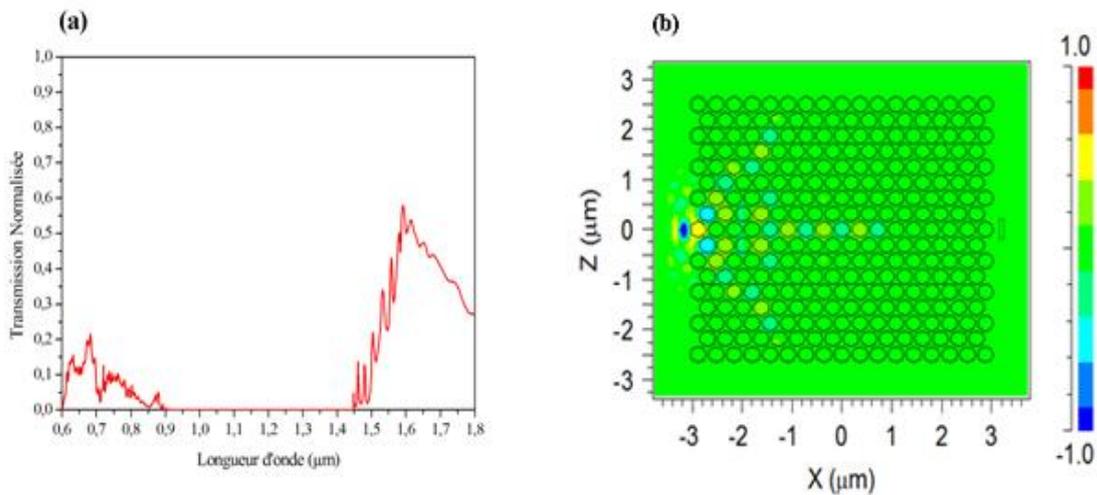


Figure 3.5– (a) Spectre de transmission de la structure sans défaut (simulateur CrystalWave) , (b) Intensité du champ obtenu par simulation du cristal en mode TE dans la direction ΓK d'un réseau triangulaire de trous d'air $r/a=0,43$ dans Si (simulateur Fullwave).

3.4. Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons présenté deux méthodes numériques qui permettant de déterminer les propriétés des bandes interdites d'une structure périodique. La méthode des ondes planes fut la première utilisée pour calculer les bandes d'énergie des structures diélectriques. Cette méthode de résolution dans le domaine fréquentiel consiste à développer le champ électromagnétique sur une base d'ondes planes. L'écriture de l'équation de propagation dans cette base conduit par la suite à une équation aux valeurs propres dont la résolution permet d'obtenir les relations de dispersion reliant la fréquence au vecteur d'onde dans le plan (x, y) .

La méthode des différences finies dans le domaine temporel (FDTD) a été largement utilisée pour la modélisation des structures à cristaux photoniques principalement, puisqu'elle permet d'obtenir des caractéristiques optiques (transmission, réflexion, distribution de champs, facteur de qualité et volume modal). Elle permet l'utilisation de sources des profils spatiaux (modes guidés, ondes planes, source ponctuelle) et des profils temporels (harmoniques, impulsions), ainsi que l'utilisation de conditions aux limites adaptées aux phénomènes de diffraction qui apparaissent dans les CPs planaires. Cependant, elle est plus exploitée dans le calcul des diagrammes de transmission et de réflexion que celui des structures de bandes à cause de l'énorme temps de calcul et capacité en mémoire de stockage qu'elle demande. Ces méthodes seront largement utilisées dans la suite de ce travail qui repose sur l'étude des différents structures (guide, cavité , guide/cavité couplée) à cristaux photoniques bidimensionnels et planaires.

Bandsolve, Fullwave et Crystalwave sont des logiciels largement exploités dans la communauté des cristaux photoniques pour le calcul des diagrammes de bandes, ainsi que les spectres de transmission et distributions du champ électromagnétique.

Chapitre 4

Étude numérique des guides d'onde à cristaux photoniques couplés avec des cavités pour des applications en biodétection

4.1. Introduction

Actuellement la détection par dispositifs photoniques suscite beaucoup d'intérêts pour de nombreux avantages tels que, la rapidité, la compacité, la détection sans marquage et la haute sensibilité. Les cristaux photoniques ont la capacité d'interdire la propagation de la lumière dans certaines directions pour un domaine fréquentiel donné. Le cristal se comporte alors comme un miroir, et cette propriété est communément appelé Bande Interdite Photonique (BIP) [17]. Ces matériaux semblent très intéressants puisqu'ils permettent une amélioration des performances de nombreux systèmes existants (guides, cavités, filtres, capteurs...).

Les capteurs à base de guides d'ondes à cristaux photoniques couplés avec des cavités résonantes [10, 11] ont beaucoup d'avantages comme la compacité, la haute sensibilité, l'extension facile aux capteurs multicanaux, divers choix de matériaux et la capacité de mesure parallèle. Depuis peu, ils ont prouvé leur aptitude à la fois théorique et expérimentale dans la détection, cette dernière se fait par la mesure du décalage de la longueur d'onde de résonance dans le spectre de transmission en fonction du changement d'indice de réfraction.

Ce travail de thèse est dédié à l'étude des cristaux photoniques bidimensionnels planaires réalisés sur substrat de type silicium-sur-isolant (SOI). Ce type de substrat à été développé par l'industrie microélectronique et largement considéré [17], car il présente un important confinement vertical qui est dû au fort contraste d'indice entre le silicium et l'air. L'utilisation du SOI présente un certain nombre d'avantages par rapport aux technologies sur substrat de silicium [135-137]. La structure considérée est un cristal photonique à maille triangulaire de trous d'air suspendu sur un substrat silicium-sur-isolant, nous étudierons deux voies de couplage guide/cavité, la première voie consiste à juxtaposer une cavité linéique (L_2) parallèlement au guide d'onde pour aboutir à une interaction latérale des modes de cavité avec les modes du guide. Ce couplage permet d'extraire une ou plusieurs fréquences se propageant dans le guide. La cavité choisie est linéique et relativement large, ceci augmente les possibilités de couplage avec le guide, mais rend bien évidemment l'attribution des modes beaucoup plus difficile que dans le cas d'une cavité plus petite. Afin d'améliorer les caractéristiques les plus importantes dans les applications de détection biomoléculaire (molécules d'ADN), nous allons d'abord optimiser la distance de couplage qui est le nombre de rangées de trous entre le guide d'onde et la cavité. Nous étudions également la structure pour l'utilisation de détection par indice de réfraction. À la fin, nous optimisons notre

structure en étudiant le cas de plusieurs capteurs sur une seule plate-forme et en prouvons que chaque capteur peut travailler indépendamment sans pertes. Nous agissons également sur les paramètres clés qui permettent l'amélioration des caractéristiques majeures des capteurs qui sont la sensibilité et la limite de détection. La méthode des faibles perturbations de la constante diélectrique est utilisée pour la caractérisation des sensibilités de ces structures.

Une seconde voie comprend deux tronçons de guides W1 entre lesquels a été disposée une cavité en anneaux, composée de deux motifs ($s=2$) suivant la direction ΓK du guide d'onde. La plupart des longueurs d'onde guidées seront réfléchies à cette extrémité, sauf quelques unes, qui seront couplées à la cavité. Pour optimiser une sensibilité et un facteur de qualité élevé, nous agissons sur les différents paramètres structurels, nous allons d'abord étudier l'évolution du facteur de qualité, la longueur d'onde de résonance et la sensibilité de la cavité en fonction de la taille et la forme de cette dernière. La méthode FDTD peut être exploitée pour déterminer la transmission et le facteur de qualité. Ensuite, nous allons considérer l'influence de la longueur du guide à CP sur ces mêmes paramètres. Pour cela, nous devons ajuster le nombre de trous d'air entre la cavité et le guide d'onde afin d'améliorer la réflectivité des miroirs. Après l'optimisation de la structure, nous considérons l'application de cette dernière comme capteur de température. L'évolution de la sensibilité en fonction du changement de la température d'eau est calculée : une augmentation de la température mène à une variation de l'indice de réfraction de l'eau ce qui implique un décalage de la longueur d'onde de résonance.

4.2. Conception de structure à cristaux photoniques

4.2.1. Conditions de sélection

Pour définir une plateforme à cristaux photoniques en silicium dont l'application principale sera la détection, un certain nombre de choix concernant l'architecture adoptée doit être fait afin de s'assurer de la faisabilité de nos travaux. Il faudra s'assurer l'adéquation du CP choisi et que ses propriétés permettent d'envisager leur utilisation pour la détection. Ainsi, la géométrie du CP sera fondée sur un certain nombre de conditions.

1. D'un point de vue technologique, l'architecture choisie doit être adaptée aux technologies silicium existantes et compatibles avec les substrats silicium-sur-isolant dont nous disposons.
2. Simultanément, celle-ci doit rendre possible la création d'un défaut de façon reproductible dans le cristal photonique pour la réalisation des guides/cavités couplées assureront des volumes de détection minimaux.

3. Du point de vue matériau, il faut s'assurer de l'existence d'une bande interdite photonique suffisamment large : celle-ci n'existe que pour des contrastes d'indice suffisamment élevés entre le matériau du cristal photonique et le milieu environnant. Dans un premier temps, nous travaillerons dans l'air ($n_{\text{air}}=1$), mais à terme, le développement d'un biocapteur suppose que l'on puisse travailler également dans des solvants ($n_{\text{eau}}=1.33$).

4. Concernant le choix de la géométrie de la cavité, il y a tout intérêt à choisir un dessin de microcavité qui ne soit pas trop exotique afin de pouvoir comparer les structures obtenues à celles déjà étudiées dans la littérature sur d'autres matériaux. Cependant, cette géométrie doit être compatible avec l'application de détection visée : idéalement, la technologie des anneaux a permis l'amélioration du confinement optique au sein de la cavité elle-même et précisément dans la région de la cible à détecter. Ce ci conduit à une amélioration considérable du facteur de qualité et de la sensibilité du dispositif.

4.2.2. Description de la structure étudiée

La structuration de cristaux photoniques 2D dans une hétérostructure assure un confinement vertical permettant d'obtenir des propriétés s'approchant de celles des CPs 3D. Elle consiste en une membrane de diélectrique d'indice élevé, prise en sandwich entre des couches d'indice plus faible. Dans notre cas, il s'agit d'un substrat de silicium sur isolant (SOI), qui est composé d'une couche de silicium monocristalline, reportée par collage moléculaire sur une couche enterrée d'oxyde de silicium, le tout sur un substrat de silicium. La couche superficielle de silicium, du fait de son indice optique bien plus élevé que son entourage d'air ou d'oxyde (3.45 contre 1 et 1.45 respectivement), est naturellement un guide d'onde planaire avec un fort contraste d'indice et faibles pertes de propagation. Les substrats en SOI présentent des avantages pour le développement de la microphotonique sur silicium. Les interfaces silicium-silice présentent une rugosité monoatomique. Mais le grand avantage de l'utilisation du SOI réside dans le fait de pouvoir utiliser les technologies très abouties de la microélectronique (lithographie, gravure). Dans la littérature, il existe différentes technologies qui permettant de réaliser des substrats SOI. Les deux principaux procédés sont : la séparation par implantation d'oxygène (Simox) et le collage de deux substrats d'oxydes suivi d'un amincissement (Befsoi) [137].

Les propriétés des cristaux photoniques (CPs) sont théoriquement décrites par leurs structures de bande et la densité des états dans celle-ci. Le calcul et l'évolution des diagrammes de bandes interdites photoniques pour le matériau étudié, sont déterminés par la

méthode des ondes planes décrites au chapitre 3. La transmission dans des structures à cristaux photoniques peut être calculée par des approches d'ondes planes pour tracer le diagramme de dispersion d'une structure périodique ($\epsilon(r)$ périodique) supposée de dimension infinie ainsi que par la méthode des différences finies temporelles FDTD. Ce qui permet l'étude de la distribution du champ électromagnétique dans le cristal photonique.

Pour le choix du réseau, il s'agit de structurer périodiquement à l'échelle de la longueur d'onde optique un matériau dans deux directions de l'espace. Pour ce faire, la solution couramment utilisée consiste à graver des cylindres au travers d'une membrane de silicium suspendue sur substrat SOI, on a alors le choix sur le motif élémentaire de ce réseau périodique de trous. Pour des raisons de symétrie, le réseau triangulaire de trous d'air est celui qui présente la plus large bande interdite photonique à facteur de remplissage en air donné.

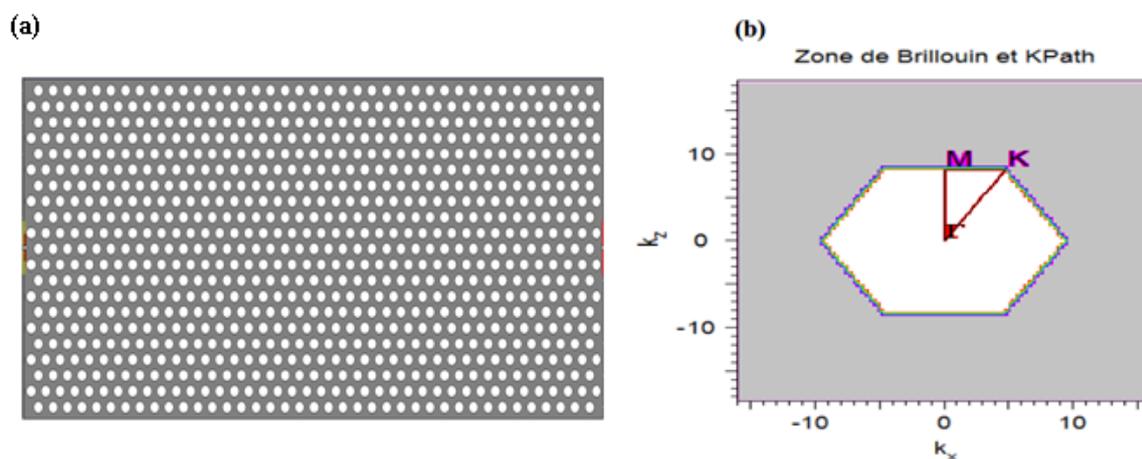


Figure 4.1– (a) Réseau réel pour un motif triangulaire de trous d'air de période a , (b) Réseau réciproque montrant la première zone de Brillouin et les deux directions de plus haute symétrie ΓK et ΓM .

La figure 4.1 présente le réseau réel d'un cristal photonique triangulaire, ainsi que le réseau réciproque associé dans l'espace des vecteurs d'onde. Un tel réseau possède trois points particuliers de plus haute symétrie : Γ , K et M. Comme en physique du solide, il suffit uniquement de connaître les propriétés du cristal pour une onde se propageant dans les deux directions de plus haute symétrie ΓK et ΓM , afin d'obtenir le diagramme de bandes.

L'étude porte sur un cristal photonique bidimensionnel planaire composé d'un réseau triangulaire de trou d'air gravé dans une membrane de Si suspendue sur substrat SOI. La figure 4.2a est une coupe latérale de la structure sans défaut proposée : la couche guidante (couche centrale) est composé de silicium d'indice de réfraction ($n=3.45$) avec une épaisseur

$h=306\text{nm}$, alors que les couches supérieure et inférieure sont composées respectivement d'air d'indice ($n=1$) et de silice (SiO_2) d'indice ($n=1.45$) avec une épaisseur de 1500nm . Pour simuler des structures de tailles trop importantes, l'approximation de l'indice effectif a été exploitée pour simplifier le calcul en 3D en un calcul 2D qui nécessite beaucoup moins de ressources informatiques. Cette approximation qui est fréquemment utilisée pour les simulations d'optique guidée, permet de substituer l'hétérostructure d'épaisseur finie d'indice n par un milieu infiniment épais d'indice n_{eff} , et ainsi de passer d'un problème 3D à un problème 2D. L'indice effectif n_{eff} pour le mode TE est de 2.825 ($\epsilon=7.982$). Un cristal de base à maille triangulaire a été adopté pour favoriser l'apparition d'une bande interdite 2D en polarisation TE. Les paramètres du réseau triangulaire de trous d'air sont choisis pour ouvrir une bande interdite aux alentours de la gamme de longueur d'onde souhaitée. Pour cela, on opte pour un cristal de facteur de remplissage en air de 37% permettant d'obtenir une bande interdite 2D allant de 1138 nm à 1405 nm (Fig. 4.2b).

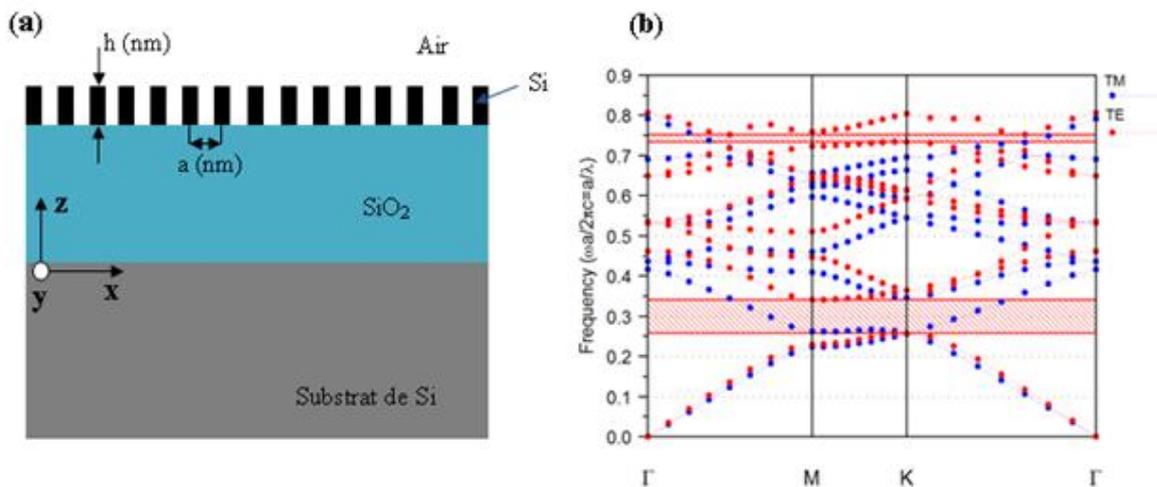


Figure 4.2– (a) Présentation schématique en coupe latérale de la structure proposée, (b) Diagramme de dispersion d'un réseau triangulaire de trous d'air perpendiculairement au substrat SOI avec l'indice effectif $n=2.825$ ($\epsilon=7.982$).

4.3. Guide d'onde à cristaux photoniques

La création de défauts dans le cas des cristaux 2D constitue l'attrait majeur des structures à CPs. Les défauts peuvent avoir une infinité de géométries possibles qui passent par la modification de la taille ou de l'indice d'un seul motif du cristal jusqu'à la suppression de rangées entières de motifs (défauts linéiques). Ces défauts génèrent des modes dans la bande interdite du cristal parfait et contrôlent la propagation de la lumière au sein du cristal et

à l'échelle de la longueur d'onde. Ces modes forment des supports pour le champ électromagnétique propagatif [17]. L'utilisation de ces structures rend possible la miniaturisation des composants d'optique intégrée et améliore leurs performances.

Parmi l'infinité de structures contenant des défauts linéiques réalisables, permettant l'apparition de modes guidés à une fréquence appartenant à la bande interdite du cristal parfait [138, 139], nous commençons dans cette partie par une géométrie simple et classique de défaut. Il consiste en une rangée manquante dans un cristal photonique triangulaire de période a , suivant la direction des plus proches voisins (direction ΓK). Ce défaut a été nommé W1 dans la littérature [140] (WN pour N rangé omises). Cette structuration planaire est réalisée sur le substrat SOI présenté précédemment. Le guide d'onde droit W1 est l'une des structures qui a été largement explorée, la plupart des guides à CPs sont conçus dans des réseaux triangulaires à trous d'air circulaires. Une caractéristique générale des guides à cristaux photoniques est le fort confinement latéral. W1 reste le défaut respectant la symétrie du cristal initial le plus simple à réaliser par lithographie.

La méthode de calcul utilisée est basée sur la méthode des différences finies temporelles. Cette méthode nécessite de disposer des conditions absorbantes aux abords du domaine de discrétisation (calcul) qui permet d'éviter les réflexions parasites engendrées aux bords de la fenêtre du calcul FDTD afin de simuler un milieu ouvert. Dans notre travail, nous considérons le modèle des couches absorbantes découverte par J.P. Béranger [132] et désigné par PML (Perfectly Matched Layer) [133], qui est parfaitement adapté pour la modélisation des frontières absorbantes en électromagnétisme. Le guide d'onde est formé en enlevant une rangée de trous dans la direction ΓK du réseau triangulaire. Il y a 10 rangées de trous de part et d'autre de la rangée manquante et 39 trous suivant l'axe de propagation (Fig. 4.3a). Le but de cette étude est d'obtenir une cartographie à haute résolution de la propagation dans le guide droit W1. La transmission calculée par la méthode FDTD est rapportée sur la figure 4.3a pour la gamme de fréquence associée à la BIP. L'intensité du champ de ce mode est représentée sur la figure 4.3b. Nous constatons que le champ est bien confiné et l'allure de sa distribution démontre clairement l'existence du phénomène de guidage de la lumière le long du guide W1.

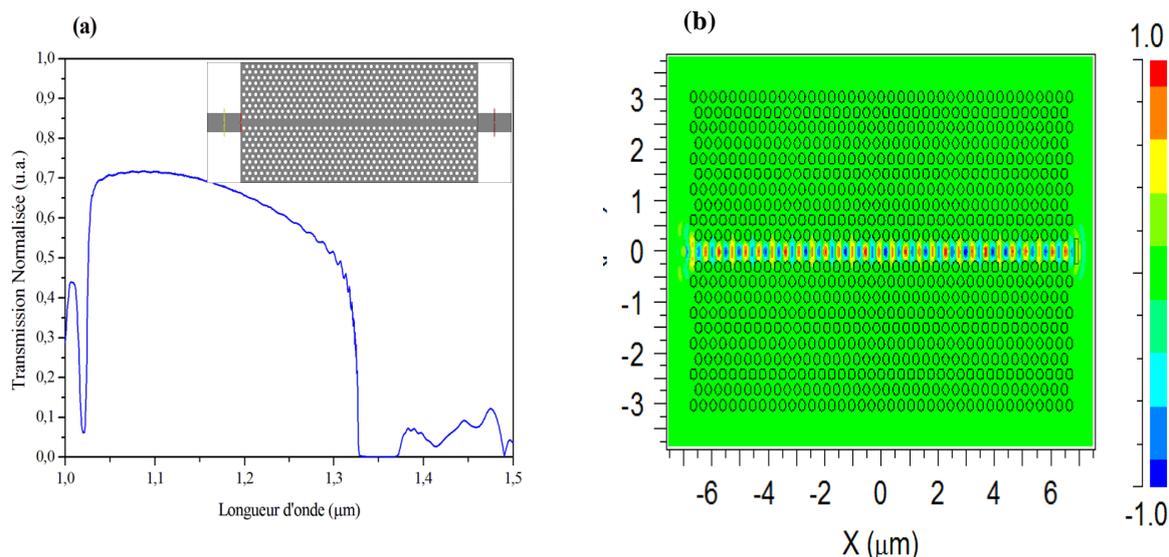


Figure 4.3– (a) Spectre de transmission d'un guide d'onde à cristaux photoniques à une rangée de trous manquante (WI) réalisé dans un cristal photonique triangulaire de trous d'air sur un substrat SOI, (b) Intensité du champ dans le guide WI, pour une polarisation TE.

4.4. Cavité linéique à cristaux photoniques

La réalisation d'une cavité optique nécessite une rupture localisée dans la période du réseau par déplacement, modification ou omission d'un ou plusieurs trous. Les modes électromagnétiques introduits par le défaut sont appelés « modes de défaut ». Cela correspond à une cavité à l'intérieur du cristal photonique. Le confinement du mode dans la cavité est caractérisé par sa fréquence de résonance et son facteur de qualité (Q). De manière générale, nous cherchons à définir une cavité optique avec un grand facteur de qualité, dans un cristal photonique membranaire suspendu sur un substrat silicium-sur-isolant (SOI). Dans ce contexte, nous nous sommes essentiellement focalisés sur l'étude d'une géométrie de maille triangulaire. Dans ce type de maille de trous, les cavités linéiques sont les plus répandues dans la littérature « cavités de type L_2, L_3, \dots ». Par la suite, nous allons étudier la cavité linéique L_2 . Dans cette cavité, le défaut est réalisé par l'omission de deux trous dans la direction ΓK du cristal photonique.

Pour caractériser numériquement le facteur de qualité des modes résonants de la cavité, la réponse spectrale de la structure et les différentes composantes du champ en tout point de l'espace de calcul, nous utilisons un calcul de type FDTD-2D. La simulation est effectuée avec une source optique Gaussien placée au centre de la cavité afin d'exciter l'ensemble des

modes résonants de la structure. Celle-ci permet de vérifier si des modes fortement résonants sont présents ou non dans la cavité, elle sert ainsi à obtenir le spectre de la cavité et vérifier que les résonances calculées sont bien situées dans la bande interdite photonique.

La figure 4.4a présente une coupe horizontale de la structure L_2 , c'est-à-dire la distribution horizontale de l'indice. La cavité linéique L_2 est formée par l'omission de deux trous adjacents dans la direction ΓK du cristal photonique. Le spectre de transmission obtenu est présenté sur la figure 4.4b. La fréquence du mode est déterminée par le pic présent dans le spectre. D'après l'analyse du spectre obtenu, on note l'apparition d'un pic qui présente la position d'un mode résonant pour une longueur d'onde $\lambda_0=1.2706\mu\text{m}$ qui était interdite avant d'enlever les trous. Le facteur Q est défini comme $\lambda_0/\Delta\lambda$, où $\Delta\lambda$ est la largeur à mi-hauteur du pic (FWHM) et λ_0 est la longueur d'onde de résonance. Dans ce cas, l'outil automatisé Q-Finder calcule le facteur Q en utilisant la méthode des différences finies temporelle combinée à l'analyse harmonique rapide « Fast Analyse Harmonique » (FHA). Ce facteur rend compte de la capacité de la cavité à piéger la lumière et représente également une mesure des pertes. À la résonance, le photon subit des réflexions multiples entre les deux miroirs définissant la cavité et ne sort de celle-ci qu'après un certain temps que l'on peut considérer comme la durée de vie du photon dans la cavité. Le mode de la cavité L_2 à une longueur d'onde de résonance de $1.2706\mu\text{m}$ présente un facteur de qualité $Q=10^4$.

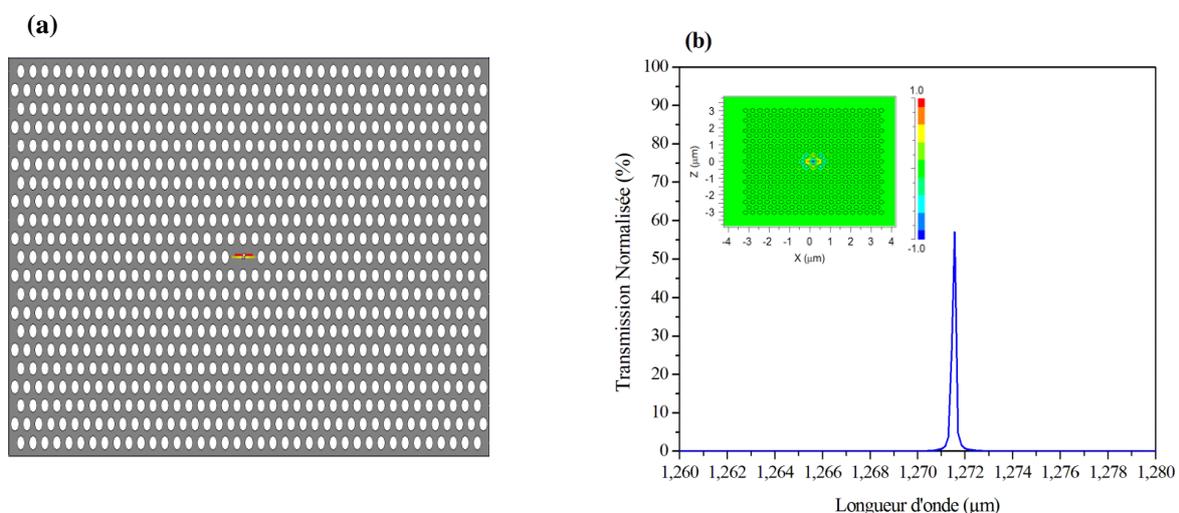


Figure 4.4– (a) Représentation schématique de la cavité L_2 formée par l'omission de deux trous dans la direction ΓK du cristal photonique, (b) Spectre de transmission de la cavité linéique L_2 constituée de deux motifs adjacents dans un réseau triangulaire. En insert : Intensité du champ dans la cavité L_2 pour $\lambda_0 = 1.2644\mu\text{m}$.

4.5. Couplage guide/cavité dans un CP-2D « routeur »

Les travaux de recherche menés sur les cavités 2D à cristaux photoniques ont montré que des modes de facteurs de qualité supérieurs à 10^4 pouvaient être obtenus pour des dimensions de cavité de quelques microns, et que les propriétés modales (Facteur de qualité, fréquences [141, 142]) pouvaient être contrôlées assez finement à partir de la géométrie de ces cavités. Les guides à cristaux photoniques représentent une voie naturelle pour coupler ces cavités à des circuits optiques planaires. Nous avons vu dans le chapitre 1 qu'il existe deux voies de couplage. Dans cette partie, nous allons étudier la première qui consiste à juxtaposer la cavité parallèlement au guide pour aboutir à une interaction latérale des modes de cavité avec les modes du guide. Ce couplage permet d'extraire une ou plusieurs fréquences se propageant dans le guide. La majorité des travaux entrepris dans ce cas restent numériques [143-145] et peu d'études expérimentales ont mis en évidence le couplage entre une cavité et un guide réalisés dans le même cristal photonique 2D. Cette approche peut également être utilisée pour coupler une cavité vers un guide d'onde ou, au contraire, pour réaliser des fonctions de détection résonnante.

Le cristal photonique de base est le même que celui étudié précédemment : c'est un cristal triangulaire de période $a=0.53\mu\text{m}$ avec le même facteur de remplissage en air. La structure sur laquelle repose cette étude est représentée sur la figure 4.5. Il s'agit d'un guide W1 correspondant à l'omission d'une rangée des pores de $0.112\mu\text{m}$ de rayon, associée à une cavité linéique (L_2). Cette dernière est aussi formée par l'omission de deux trous adjacents dans la direction ΓK du cristal photonique. Nous disposons également d'une cavité, produite sur le même échantillon, et présentant donc des paramètres très proches de ceux du système couplé. La génération de la lumière se fera par conséquent à l'entrée du guide.

Les simulations sont effectuées par un code basé sur la méthode FDTD (Finite Difference Time Domain) qui présente, en optique, une meilleure convergence spatiale. C'est une approche numérique permettant la résolution des équations différentielles dans le domaine temporel. Afin d'utiliser cette méthode pour étudier un cristal photonique 2D, un domaine de calcul (cellule de Yee à deux dimensions) est défini et discrétisé avec un maillage spatial $\Delta x=\Delta y=a/20$. où a est le paramètre de maille, ce qui assure un nombre suffisant de points pour une meilleure convergence spatiale des calculs. L'espace temporel est quant à lui discrétisé avec un pas Δt .

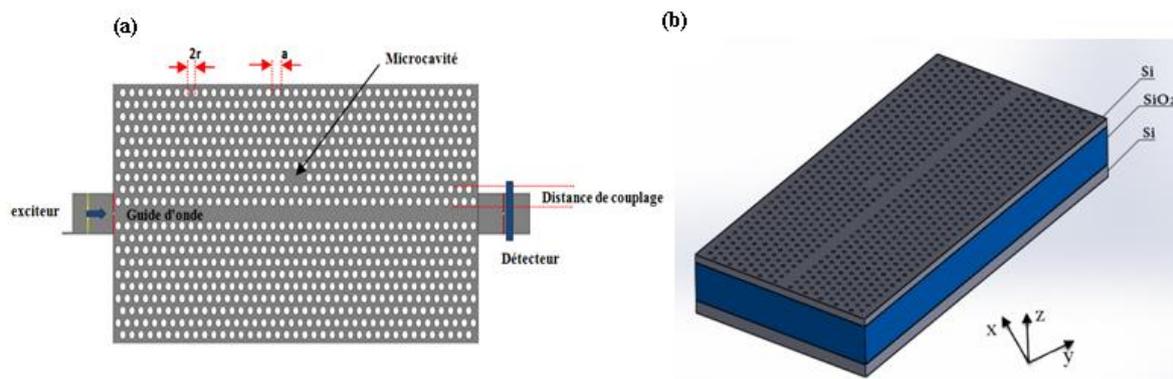


Figure 4.5– (a) Vue de dessus du système couplé guide-cavité, (b) Représentation schématique d'un guide couplé à une cavité optique à CP planaire en silicium (Si) suspendue sur un substrat silicium sur isolant (SOI).

Pour décrire les effets du couplage, il est cependant plus aisé de considérer le guide comme perturbation de la cavité. En approchant un guide d'une cavité de facteur de qualité Q , on permet aux parties évanescentes des champs du guide et de la cavité de se coupler. Le facteur de qualité Q de la cavité diminue à cause des pertes dues au couplage dans le guide. Lorsque le guide est "loin" de la cavité, le mode propagé dans le guide ne se "voit" pas. La cavité se comporte comme une cavité seule, et le signal propagé dans le guide ne subit pas son influence. Dans le cas opposé où le guide est infiniment proche de la cavité, son influence sur la cavité est très importante et dégrade complètement le facteur Q de la structure. La transmission à travers le guide est encore une fois totale, la cavité n'ayant plus la possibilité de piéger la lumière. Entre ces deux extrêmes, le couplage entre le guide et la cavité entraîne une diminution de la transmission du filtre.

4.5.1. Influence de la distance de couplage

Dans la mesure où notre objectif est de s'orienter vers la détection, il est préférable d'optimiser la distance de couplage qui est le nombre de rangées de trous entre le guide d'onde et la cavité, afin d'acquérir le facteur de qualité et la transmission les plus élevés. Le nombre de rangées entre le guide et la cavité est choisi peut être égal à 1, 2, 3 et 4. La figure 4.6 présente l'influence du nombre de rangées entre la cavité et le guide sur la longueur d'onde et la transmission du mode résonant à la sortie du guide. Le creux présent dans les spectres de transmission de cette figure représente l'extraction sélective de la lumière guidée. En

augmentant cette distance, la transmission diminue mais le facteur de qualité augmente, ceux ci est due aux faible interaction lumière/matière. En revanche, lorsque nous réduisons le nombre de rangées de trous entre le guide d'onde et la cavité, l'interaction de la lumière et le matériau est accrue, ce qui entraîne une augmentation de la transmission et une diminution du facteur de qualité. A partir de la figure 4.7, on peut remarquer que pour deux rangées de trous d'air entre le guide et la cavité, le facteur Q et l'efficacité de transmission sont relativement élevés, nous avons donc choisi cette configuration comme résultat optimal.

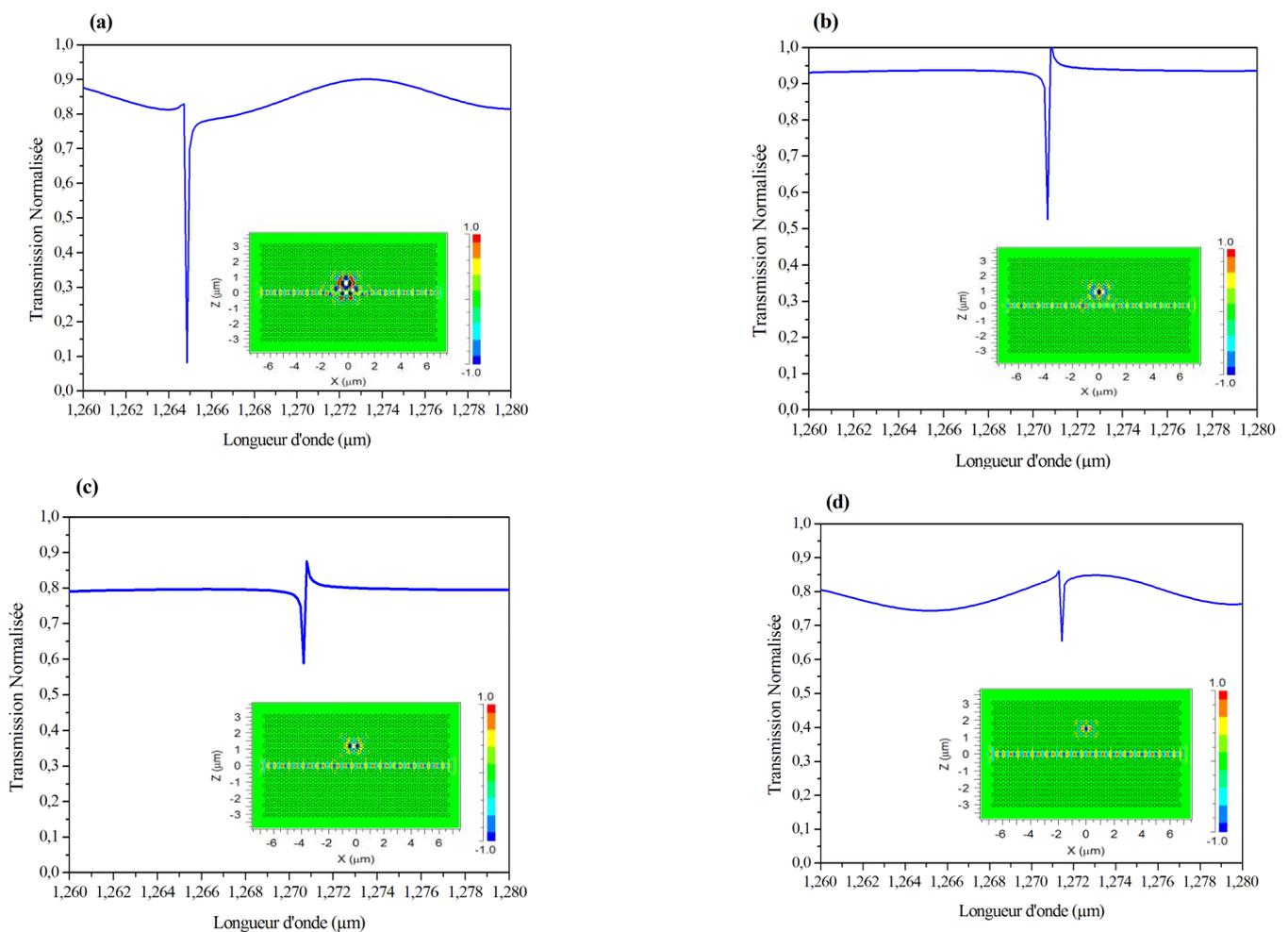


Figure 4.6– Spectre de transmission à la sortie du guide. La cavité et le guide sont séparés par : (a) Une rangée de trous (b) deux rangées de trous (ligne rouge), (c) Trois rangées de trous et (d) quatre rangées de trous.

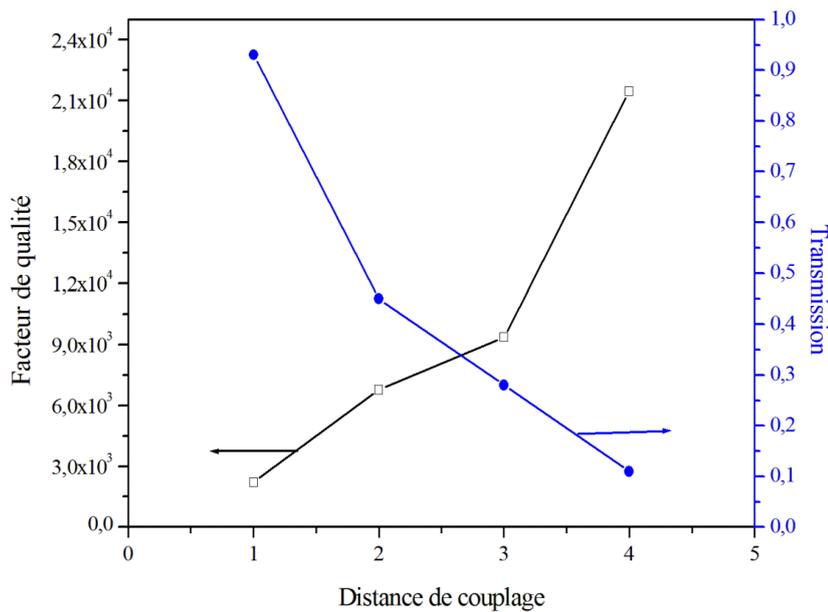


Figure 4.7– Facteur de qualité et transmission en fonction de la distance de couplage.

4.5.2. Excitation de la cavité

Nous avons présenté dans la partie précédente le spectre de transmission de la cavité non couplée (pas de guide W1 juxtaposé) lorsque celle-ci est excitée directement par la source gaussienne (Fig. 4.4). Nous avons confirmé avec des simulations FDTD la présence d'un pic de résonance $\lambda_0=1.2706\mu\text{m}$ avec un facteur de qualité allant jusqu'à 10^4 . Des mesures similaires ont été réalisées sur la structure associant le guide à la cavité. Le spectre obtenu est présenté à la figure 4.8, en comparaison avec le spectre de la cavité seule. On retrouve un spectre présentant les mêmes composantes, mais décalée vers les basses longueurs d'onde. Le pic de la cavité couplée peut facilement être associé au pic de la cavité seule. Le décalage spectral va dans le sens du « dé-confinement » des modes de la cavité et est un signe du couplage guide-cavité. Il est toutefois délicat de comparer ici de manière quantitative les intensités des pics, très sensibles au positionnement d'excitation et de la détection. Les largeurs à mi-hauteur des pics obtenus ne varient quasiment pas de la structure couplée à la structure non couplée.

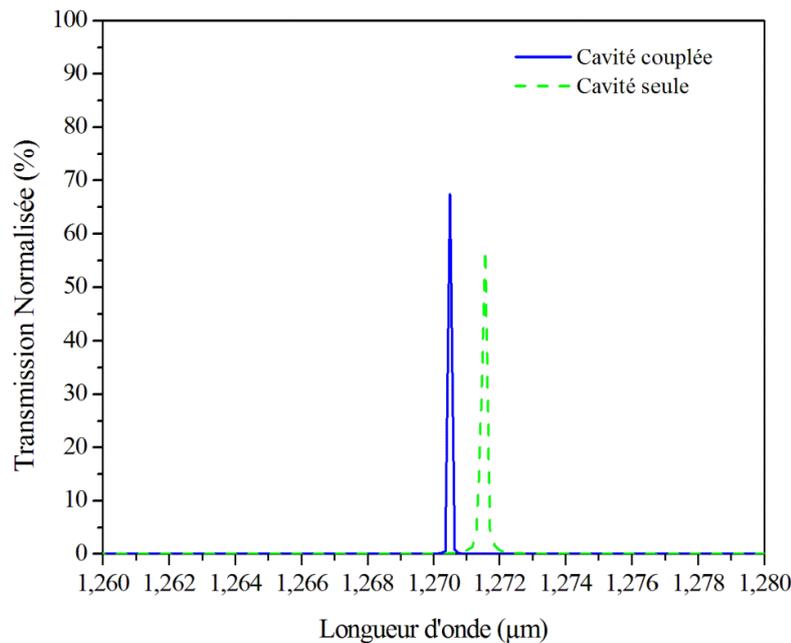


Figure 4.8– Spectre de transmission de la cavité couplée comparé avec celui de la cavité non couplée. l'excitation est effectuée dans la cavité.

4.5.3. Excitation du guide couplé

Dans cette partie, la source optique gaussienne est focalisée à l'entrée du guide et permet d'exciter majoritairement les modes du guide. Sur la figure 4.9, nous avons reporté les spectres de transmission associés au système couplé, la génération de la lumière se fera à l'entrée de guide. Dans ce cas la cavité et le guide sont séparés par 2 rangées de trous. Nous constatons l'existence d'un mode de cavité à 1,2706 μm . L'apparition de ce mode de cavité, ne peut provenir que du transfert d'une partie de la lumière guidée vers la cavité. Dans le même temps, l'analyse spectrale du signal transmis à travers le guide, fait apparaître un creux de transmission qui coïncide spectralement avec le mode de cavité (Fig. 4.9).

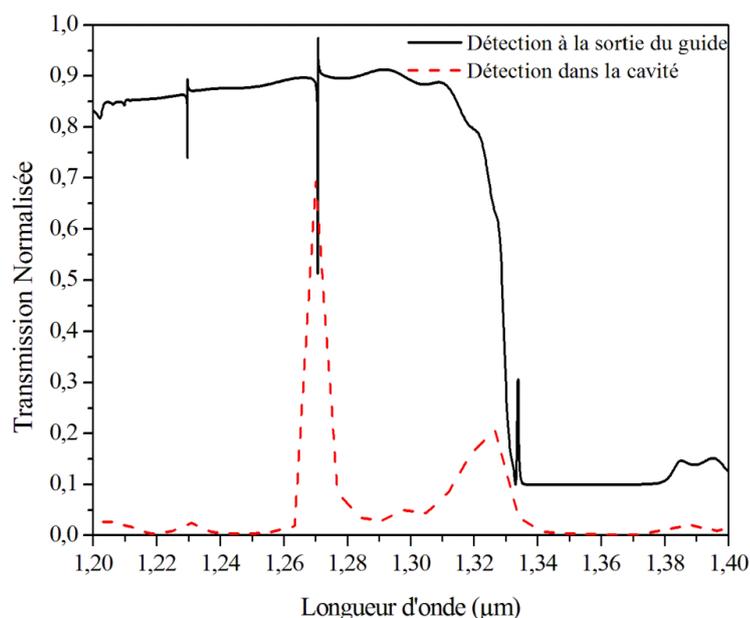


Figure 4.9– Spectre de transmission du guide et de la cavité lorsque l'excitation est localisé à l'entrée du guide.

4.5.4. Application à la réalisation d'un biocapteur

Les biocapteurs ont connu un essor considérable ces dernières années en raison de leur faible coût et de leur portabilité. Parmi les différentes techniques de biodétection, la détection optique qui offre un attrait de mesure en temps réel avec une grande sensibilité et une faible limite de détection. 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 la cible (biomolécule) à détecter. Comme nous l'avons évoqué dans le chapitre 2, l'application des cristaux photoniques planaires en tant que capteurs optiques constitue un domaine de recherche qui semble être très prometteur en raison de leur extrême miniaturisation et de la possibilité de les intégrer dans les circuits photoniques. Cependant, pour améliorer les performances de ces capteurs, nous devons concevoir un couplage guide/cavité de grand facteur de qualité. Pour ce couplage optimisé, les pics apparaissant dans les courbes de transmission doivent être bien isolés les uns des autres afin de permettre leur variation en fonction de la nature des biomolécules. La réalisation de capteurs optiques à détection dans les longueurs d'onde visible et infrarouge s'avèrerait très intéressante, car d'usage plus courant dans le domaine de la biologie. Pour cela, le couplage guide/cavité optique à CPs membranaire sur substrat SOI semblent être la technologie actuelle de référence

en termes de biocapteurs photoniques. Dans cette thèse, des couplages guide/cavité optiques à CPs ont été optimisées pour des applications de détection.

Avant de s'intéresser à l'évolution des sensibilités, la variation du facteur de qualité des modes fondamentaux de la cavité en fonction de sa position par rapport au guide d'onde a d'abord été abordée. D'après les résultats obtenus, la structure optimisée constitue une plateforme prometteuse pour des applications de détection, car elle présente un facteur de qualité relativement élevé, ce qui signifie que dans les capteurs à base de ces structures optimisées, la lumière est confinée dans des volumes très faibles ce qui permet une interaction intense entre la lumière et les espèces à détecter.

Dans cette partie, l'analyse de la structure définie précédemment pour des applications de biodétection basées sur le mécanisme de la liaison à un seul trou est démontrée. La présence d'espèces à détecter (les molécules d'ADN) à l'intérieur d'un trou sélectionné, implique le changement d'indice de réfraction de ce trou. La modification de l'indice de réfraction de ce dernier a une influence sur l'indice de réfraction effectif du cristal photonique membranaire et de la bande interdite photonique de la structure due à la variation du contraste d'indice entre le semi-conducteur et les trous. Ces deux effets conduisent à un décalage de la longueur d'onde de résonance dans la même direction.

Dans le présent capteur, huit trous d'air situés autour de la microcavité (confinement optimal) sont désignés en tant que trous de détection. Les positions de ces trous sont indiquées sur la figure 4.10 par L_1 – L_8 . L'indice de réfraction des trous sélectionnés varie de $n = 1$ (air) à $n = 1,45$ (biomolécule d'ADN). Le décalage en longueur d'onde de résonance, et le facteur de qualité du creux résonnant de chaque trou de détection individuel de L_1 jusqu'à L_8 sont indiqués dans le tableau 1. D'après les résultats, on constate que les quatre positions des longueurs d'onde de résonance L_1 , L_2 , L_3 et L_4 ont des valeurs qui sont approximativement les mêmes que les positions L_5 , L_8 , L_7 et L_6 respectivement en raison de la symétrie. Les résultats montrent que les trous les plus sensibles sont relatifs à L_1 et L_5 (le champ électromagnétique est le plus intense), tandis que le plus grand décalage de longueur d'onde est de 5,1 nm dans le cas L_5 .

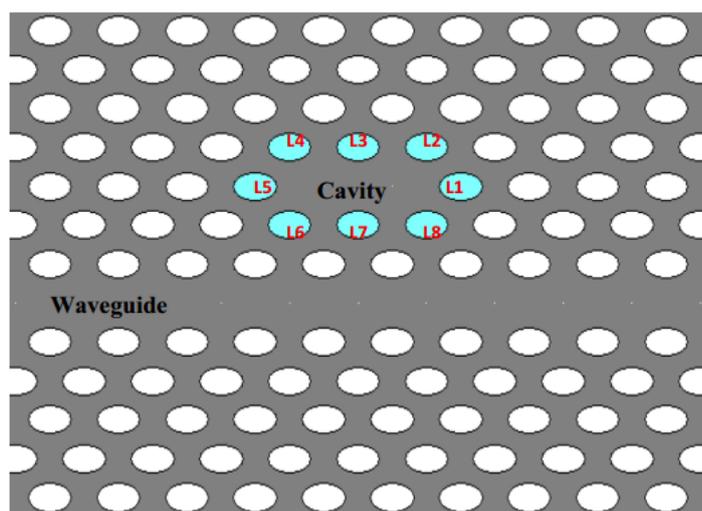


Figure 4.10– Représentation schématique du système couplé guide-cavité. Différentes positions des trous de détection notées de L_1 à L_8 .

Trous de détection		Longueur d'onde de résonance(um)	Décalage en longueur d'onde(nm)	Facteur de qualité (Q)
n=1	REF	1.2706	-	6776
n=1.45	L ₁	1.2755	4.9	6670
	L ₂	1.2740	3.2	6170
	L ₃	1.2737	3.5	6111
	L ₄	1.2743	3.7	6114
	L ₅	1.2757	5.1	6679
	L ₆	1.2744	3.8	6115
	L ₇	1.2737	3.5	6111
	L ₈	1.2741	3.1	6172

Tableau 4.1– Décalage en longueur d'onde de résonance et facteur de qualité pour les différents trous de détection de la cavité à cristaux photoniques.

Le spectre de transmission pour L_5 , L_6 , L_7 et L_8 avec un IR de $n = 1,45$ (ADN) par rapport à l'état de référence $n=1$ (c'est-à-dire aucune espèce n'est liée) est représenté sur la figure 4.11a. La relation entre le décalage en longueur d'onde et la variation d'indice de réfraction de 1,33 (l'eau déionisée) à 1,45 (molécules d'ADN) avec un incrément de 0,02 est montrée pour les quatre trous; L_5 , L_6 , L_7 et L_8 . Les résultats sont sur la figure 4.11b. Les pentes des lignes dans cette figure montrent l'évaluation de la sensibilité. On peut conclure que la sensibilité et la linéarité de L_5 sont plus grandes que celles des L_6 , L_7 et L_8 .

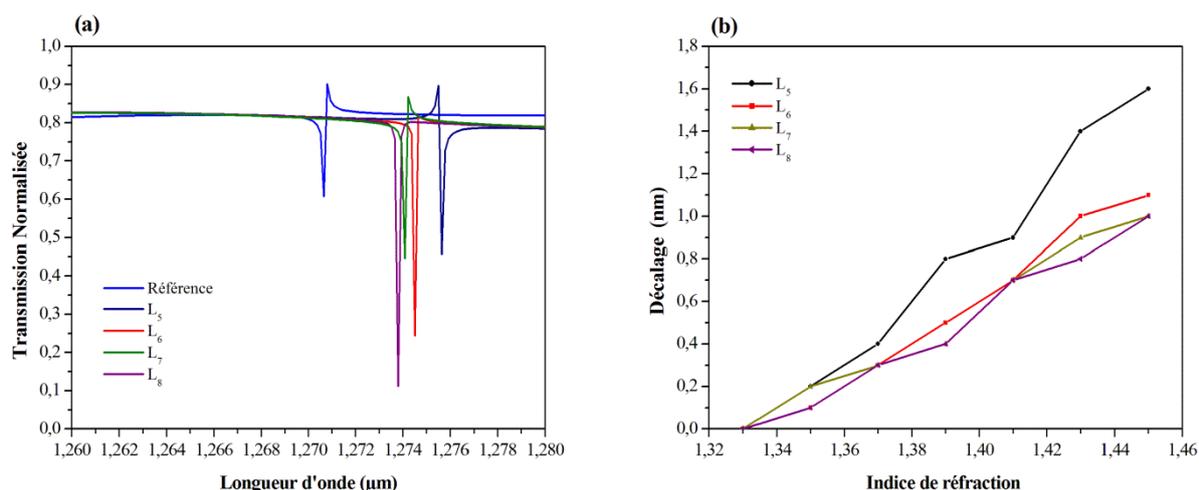


Figure 4.11– (a) Spectre de transmission calculé par la méthode FDTD d'un cristal photonique triangulaire dans la direction ΓM pour les indices de réfraction des trous de détection L_5 , L_6 , L_7 et L_8 $n=1$ (air), $n=1.45$ (molécules d'ADN), (b) Décalage en longueur d'onde de résonance ($\Delta\lambda$) en fonction du changement d'indice de réfraction de $n=1,33$ (l'eau déionisée)- $1,45$ (molécules d'ADN) pour les quatre trous de détection L_5 , L_6 , L_7 et L_8 .

Pour calculer la sensibilité du biocapteur, la densité d'ADN à l'intérieur du trou de détection est considérée. L'indice de réfraction de 1,45 dans chaque trou de détection signifie que ce trou est entièrement rempli par des molécules d'ADN. La densité moyenne des molécules d'ADN est $0,15 \text{ pg}/\mu\text{m}^3$ [146], le poids dérivé des molécules d'ADN à l'intérieur d'un trou de détection est d'environ 1,5 fg. Si nous définissons la sensibilité comme le rapport du décalage de la longueur d'onde au poids de la biomolécule en unités de fentogrammes, un décalage de 5,1nm est calculé correspondant à une sensibilité de 3,4nm/fg. La résolution fournie par la plupart des outils de mesures commerciaux est de 0,1nm, le poids de la biomolécule minimum détectable dans le trou de détection L_5 , pour un guide d'onde couplé à la microcavité est de 0,029 fg.

4.5.4.1. Caractéristiques de détection par changement global d'indice de réfraction

Dans la section précédente, un calcul de la sensibilité de la structure optimisée peut se faire en mesurant le décalage en longueur d'onde de résonance en fonction du changement local d'indice de réfraction. Pour estimer la fonctionnalité de la structure dans des applications de détection par changement globale d'indice de réfraction, l'IR de tout les pores de la structure est modifié. Grâce à la conception optimisée de l'étude précédente relative à l'utilisation du guide couplé à la microcavité en tant que biocapteur IR dans la section

précédente, il est évident de noter que cette structure peut être aisément utilisée comme capteur optofluidique. Pour démontrer sa capacité pour cette détection, il a été supposé que les trous du capteur étaient initialement remplis d'eau déionisée ($n = 1,33$). Ensuite, l'indice de réfraction a été modifié avec un incrément de 0,02 jusqu'à $n = 1,45$ (molécules d'ADN). Pour une compréhension quantitative de la réponse du guide d'onde à CP couplé à la microcavités optimisée aux variations global de l'indice de réfraction de l'environnement, les composantes du champ électrique de cette structure optimisée ont été calculées en utilisant la méthode FDTD-2D. L'équation 2.1 est employée pour calculer des perturbations dans la fonction diélectrique pour différents indices de réfraction. La figure 4.12a montre les spectres de transmission du guide d'onde à CP couplé à la microcavité lorsque l'indice de réfraction de tous les trous est modifié. On observe que la longueur d'onde de résonance se déplace avec la variation d'indice de réfraction. De même, le décalage en longueur d'onde de résonance en fonction des variations de RI est illustré sur la figure 4.12b. On remarque une dépendance linéaire du décalage $\Delta\lambda$ aux variations de l'indice de réfraction.

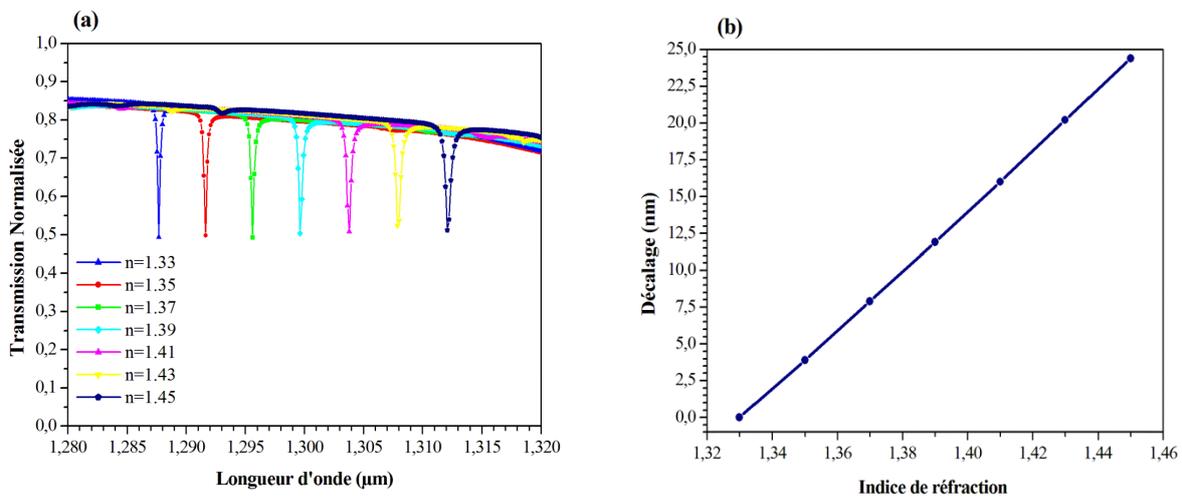


Figure 4.12– (a) Spectre de transmission calculé par la méthode FDTD d'un cristal photonique triangulaire dans la direction ΓM pour les indices de réfraction des trous de $n=1,33$ (l'eau déionisée), $n=1,45$ (molécules d'ADN), (b) Décalage en longueur d'onde de résonance ($\Delta\lambda$) en fonction du changement d'indice de réfraction de $n=1,33$ (l'eau déionisée)- $1,45$ (molécules d'ADN).

En exploitant les décalages en longueurs d'onde calculées par la méthode de perturbation, l'efficacité des guides cavités couplés est aussi évaluée quantitativement par le calcul de la sensibilité $S = \Delta\lambda / \Delta n$ (exprimée en nm/RIU). Cette définition de sensibilité est la plus courante dans la littérature dans le domaine d'application des CPs à la détection. C'est

pourquoi celle-ci a été choisie pour caractériser notre structure qui a été optimisée dans le but de pouvoir effectuer une comparaison avec l'état de l'art sur le sujet. À partir des résultats de la simulation présentés sur la figure 4.12, la sensibilité du capteur proposé est $S = 210 \text{ nm} / \text{RIU}$. De plus, des meilleures performances du capteur nécessitent également une faible limite de détection (DL) définie par : $DL = \lambda_0 / 10 \cdot Q \cdot S$ (exprimé en RIU^{-1}) [6, 10, 117, 147-149]. Cette limite de détection dépend à la fois de la sensibilité, la fréquence de résonance et le facteur de qualité. Elle évolue linéairement avec le facteur Q . Un facteur élevé permet d'améliorer la résolution de la longueur d'onde de résonance, et par conséquent l'amélioration des performances des capteurs optiques [149, 150]. On en déduit en fonction des résultats ci-dessus, que la limite de détection calculée du biocapteur proposé est environ $8.92 \cdot 10^{-5} \text{ RIU}^{-1}$.

4.5.4.2. Conception d'un biocapteur multicanal à cristal photonique

Contrairement à d'autres structures qui peuvent être utilisées pour détecter des biomolécules avec un indice de réfraction spécifique à un certain moment, le biocapteur proposé dans cette partie peut être utilisé pour détecter trois variations d'indices de réfraction sur la même plateforme. En créant une nouvelle structure de cavité résonnante, nous pouvons obtenir une nouvelle longueur d'onde de résonance en déplaçant et en optimisant le rayon des trous du défaut. Dans notre conception d'un biocapteur multicanal, les trous L_1 et L_5 situés aux 2 extrémités de la cavité ont été déplacés symétriquement dans la direction représentée sur la figure 4.13a.

Les spectres de transmission avec des déplacements allant de $s_x = 0,1a$ à $s_x = 0,35a$ sont représentés sur la figure 4.13b. Après avoir déplacé les trous L_1 et L_5 , la longueur d'onde de résonance de la cavité est décalée vers les hautes longueurs d'onde, en raison de l'élargissement du matériau diélectrique dans la région de la cavité. Nous avons utilisé cette fonctionnalité pour concevoir un biocapteur multicanal. La figure 4.13c montre l'influence de ce déplacement sur la longueur d'onde et le facteur de qualité du mode de la cavité. Deux déplacements de trou d'air de $s_x = 0,15a$ et $s_x = 0,20a$ donnent une conception optimale à $1,2995\mu\text{m}$ et $1,2998\mu\text{m}$ avec des facteurs de qualité de 6119 et 6233, respectivement.

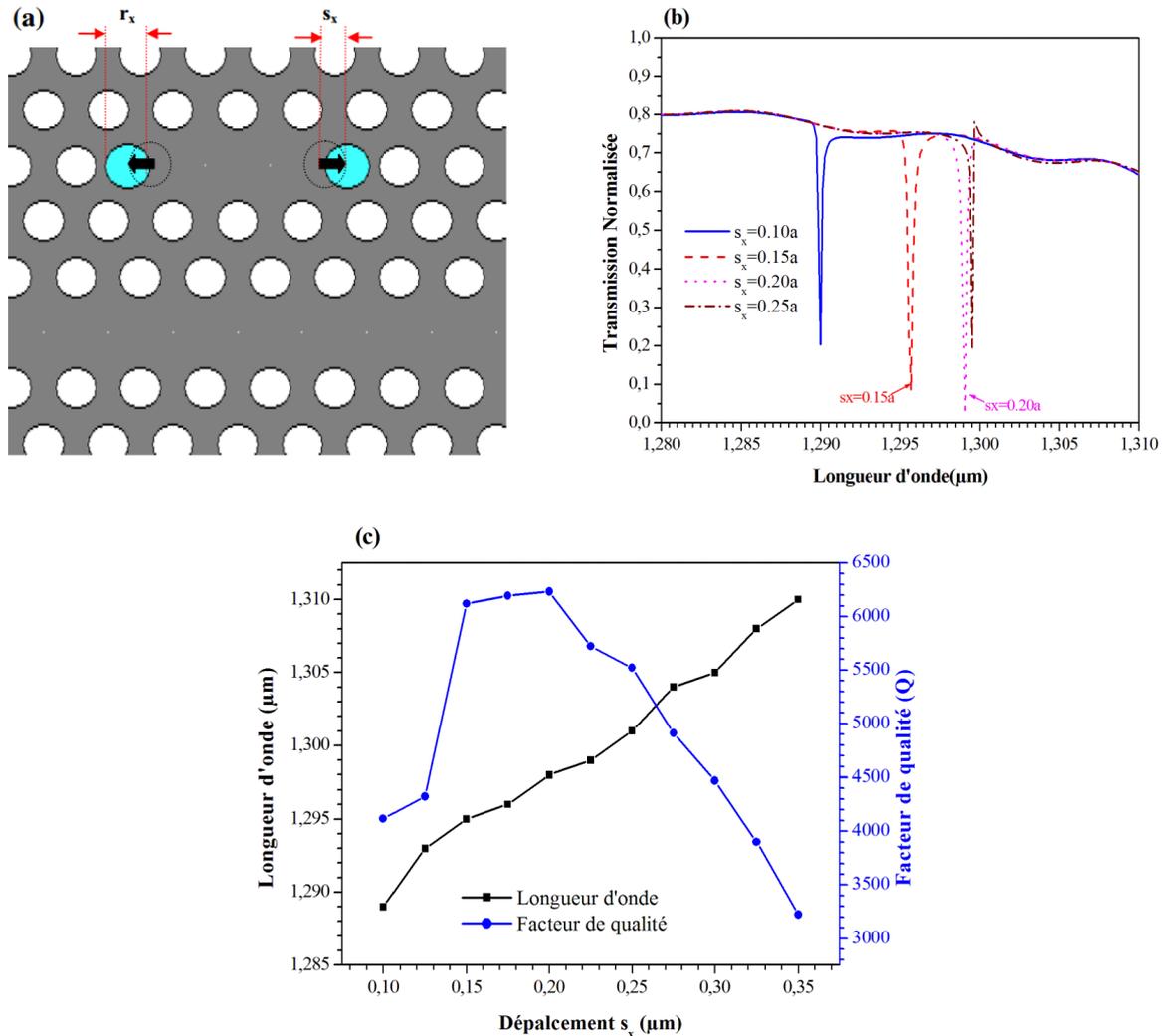


Figure 4.13– (a) Représentation de la cavité L_2 . Les pointillés indiquent l'emplacement initial des trous des deux extrémités et la flèche noire le sens du déplacement des trous concernés, (b) Spectres de transmission pour différents déplacement allant de $s_x = 0.1a$ à $s_x = 0,35a$, (c) Influence du déplacement des trous L_1 et L_5 sur la longueur d'onde et le facteur de qualité du mode de la cavité L_2 .

D'après les spectres de transmission, on remarque que les longueurs d'onde de résonance sont très étroites et les intervalles ne sont pas assez large. Afin de surmonter cette limitation, nous avons augmenté le rayon r_x des trous L_1 et L_5 de $0.30a$ à $0.40a$ tout en conservons les valeurs optimales de $s_x = 0.15a$ et $s_x = 0.20a$, ce qui peut mieux optimiser le facteur Q de la cavité. Le calcul pour les facteurs de qualité et les longueurs d'onde de résonance en fonction de la variation du rayon des trous r_x est représenté sur la figure 4.14a et la figure 4.14b, respectivement. D'après ces deux figures, on voit clairement que le rayon des trous $r_x = 0,35a$ donne une conception optimale basée sur $s_x = 0,15a$ avec un facteur Q de 9283, et le rayon $r_x = 0,34a$ donne une conception optimale basée sur $s_x = 0,20a$ avec un facteur Q de 9321.

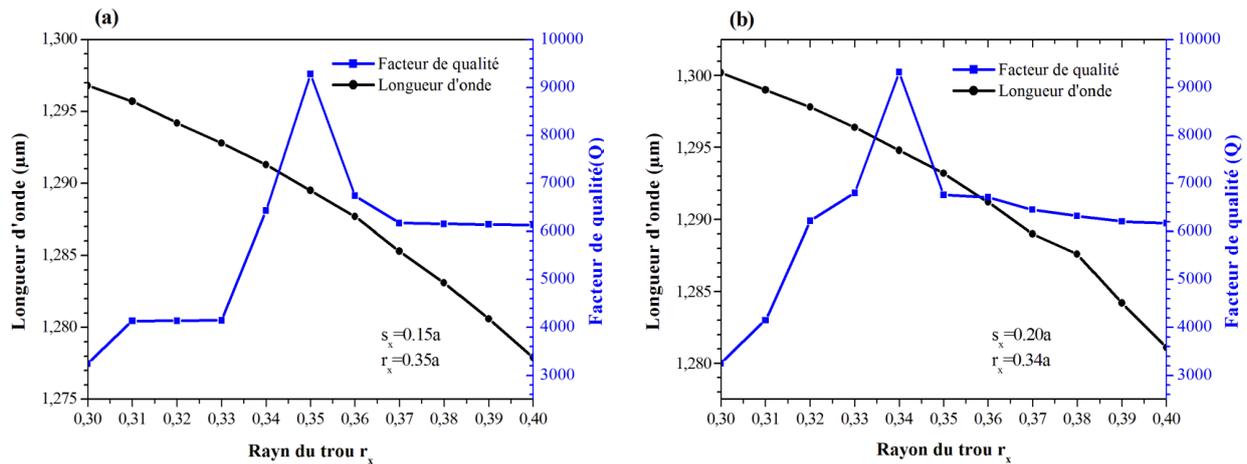


Figure 4.14– Influence de la variation du rayon r_x des trous L_1 et L_5 sur la longueur d'onde et le facteur de qualité du mode résonant de la cavité pour un déplacement (a) $s_x=0.15a$, (b) $s_x=0.20a$.

La structure optimale du biocapteur à cristal photonique multicanal est représentée sur la figure 4.15a. Ce biocapteur est réalisé en modifiant deux parties: D'abord, une rangée de trous est supprimée pour créer le guide d'onde principal qui est utilisé pour appliquer une impulsion gaussienne, en détectant les modes de résonance de chaque cavité, et en calculant la transmission de sortie. Ensuite, trois cavités ont été créées différemment en supprimant, déplaçant et modifiant certains trous (L_1 et L_5) pour créer de nouveaux canaux. Les paramètres spécifiques de chaque microcavité résonnante sont les suivants : L_2 -cavité1 : $s_x = 0a$, $r_x = 0.32a$; L_2 -cavité2 : $s_x = 0.15a$, $r_x = 0.35a$; L_2 -cavité3 : $s_x = 0.20a$, $r_x = 0.34a$. Avec la méthode FDTD-2D, la figure 4.15b illustre les spectres de transmission de sortie typiques pour les trois microcavités optimales. Pour les canaux 1, 2 et 3, les longueurs d'onde de résonance obtenues sont $\lambda_1 = 1.3028 \mu\text{m}$, $\lambda_2 = 1.3174 \mu\text{m}$ et $\lambda_3 = 1.3229 \mu\text{m}$, respectivement. Il est évident que la structure présente trois creux résonants étroits dans le spectre de transmission de sortie, qui sont dus à la création de trois cavités résonantes couplées au guide d'onde. Les facteurs de qualité pour les canaux 1, 2 et 3 sont 6523, 9283 et 9321, respectivement.

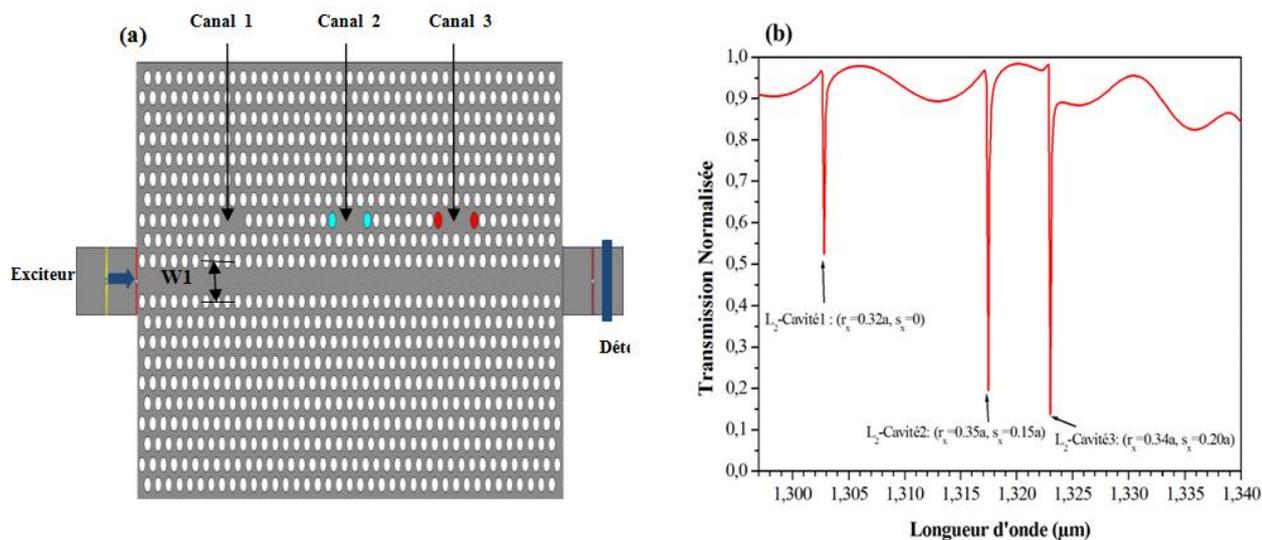


Figure 4.15– (a) Structure optimale, (b) Spectre de transmission du biocapteur multicanal à CP.

Pour vérifier les performances du biocapteur multicanal, chaque canal est soumis indépendamment aux changements d'indice de réfraction. Lorsque l'IR des trous augmente, le mode résonant se déplace vers les hautes longueurs d'onde. Afin de valider la méthode de fonctionnement du biocapteur conçu, nous montrons les effets du changement d'IR de 1,33 (l'eau déionisée) à 1,371 (Acetic acid) pour chaque canal indépendamment. La figure 4.16a illustre les spectres de transmission du biocapteur multicanal à CP lorsque la zone de détection d'un canal est sous les changements d'indice de réfraction et les autres ne le sont pas. Par conséquent, le changement de l'indice de réfraction implique le décalage de la longueur d'onde de résonance et confirme l'identification de l'analyte. Ce décalage en longueur d'onde se produit uniquement avec les capteurs fonctionnels alors que les autres restent complètement inchangés. La figure 4.16b montre le décalage de la longueur d'onde de résonance de chaque capteur en fonction des variations d'indice de réfraction, la ligne continue rouge représente l'ajustement linéaire associé. D'après ces résultats, les sensibilités calculées des trois capteurs sont $S_1 = 132 \text{ nm / RIU}$, $S_2 = 124 \text{ nm / RIU}$, $S_3 = 97 \text{ nm / RIU}$, respectivement.

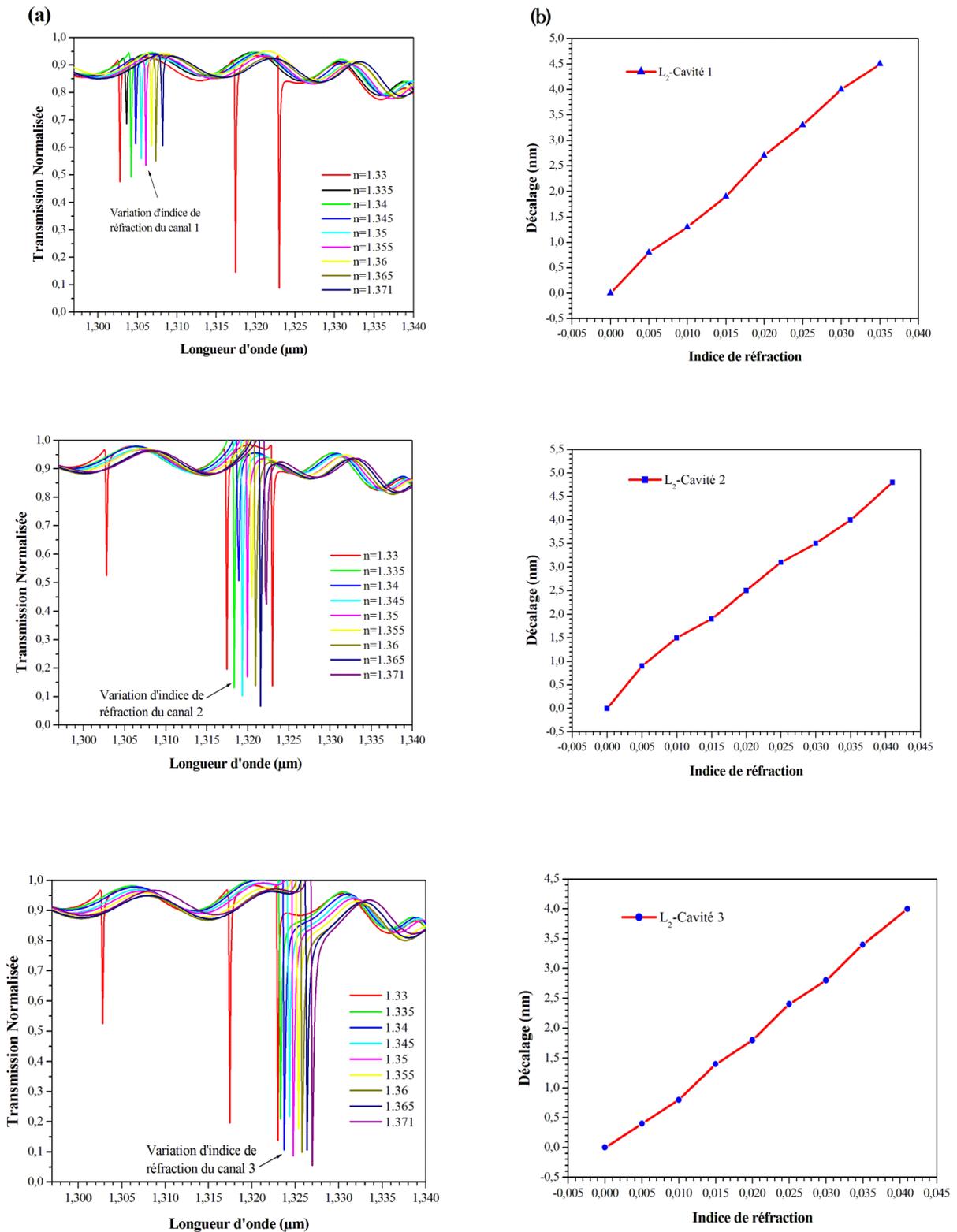


Figure 4.16– (a) Les spectres de transmission des trois cavités (L_2 -cavité1, L_2 -cavité2, L_2 -cavité3) lorsque la zone de détection d'un capteur est sous des variations d'indice de réfraction et les autres ne le sont pas, (b) Le décalage de la longueur d'onde résonnante en fonction de l'augmentation de l'IR dans la zone de détection.

En comparaison avec d'autres biocapteurs à cristaux photoniques de la littérature, notre biocapteur présente de meilleures performances. Comme le montre le tableau 4.2, le biocapteur proposé présente la sensibilité et le facteur de qualité les plus élevés.

Références	type du biocapteur	Sensibilité (nm/fg)	Sensibilité (nm/RIU)	Facteur de qualité
Olyae and Najafgholinezhad (2013)[151]	Nanocavité à CP	2.26nm/fg	170nm/RIU	4000
Hsiao and Lee (2010)[152]	Resonateur en anneaux à CP	0.65nm/fg	-	3200
Yang et al. (2014)[153]	Capteur multicanal à CP	-	100nm/RIU	2000
Iftekhar and Mamun (2013)[115]	Guide d'onde à CP	1.55nm/fg	-	-
Pan et al. (2015)[154]	Capteur multiport à CP	-	100nm/RIU	-
Notre travail	Couplage guide/cavités à CP	3.4nm/fg	210nm/RIU	6776

Tableau 4.2– Comparaison du biocapteur proposé avec ceux de la littérature.

4.6. Couplage guide/cavité dans un CP-2D «Fabry-Perot»

Dans cette section, la structure du cristal photonique est considérée sur un substrat SOI, elle est constituée d'un réseau triangulaire de trous d'air, gravés dans une membrane de silicium ($n=3,45$) d'une épaisseur $h=306\text{nm}$, sur une couche de dioxyde de silicium SiO_2 d'une épaisseur de 1500 nm . Le rayon des trous d'air est $r=0,39a$ où a est le paramètre de maille ($a = 510\text{ nm}$). La couche de SiO_2 à faible indice située sous la membrane de Si à haut indice permet de confiner la lumière dans la cavité, évitant les pertes optiques dans le substrat inférieur, le confinement de la lumière dans le sens vertical est alors assuré par la réflexion interne totale. Afin de simplifier les efforts nécessaires pour les calculs 3D complets, le cristal photonique est remplacé par un système 2D, l'indice effectif n_{eff} pour le mode TE à une longueur d'onde de 1550 nm est de 2.825 ($\epsilon=7.982$). Pour les simulations numériques suivantes, nous avons appliqué l'approche par indice effectif [155] avec une combinaison des méthodes 2D-PWE et 2D-FDTD du logiciel RSoft.

Les paramètres du réseau triangulaire de trous d'air sont choisis pour ouvrir une large bande interdite, afin d'avoir une large plage de détection aux alentours de la gamme de longueur d'onde souhaitée. Les propriétés de dispersion de la structure sont analysées en utilisant la méthode 2D-PWE du logiciel BandSOLVE. Pour la polarisation TE, la bande interdite photonique (PBG) s'étend de $\omega_1 = 0,2905 (a/\lambda)$ à $\omega_2 = 0,4288 (a/\lambda)$ correspondant à la large gamme de longueurs d'onde de $1189.1\text{--}1755.7\text{ nm}$ (Fig. 4.17). Par conséquent, la

gamme de longueurs d'onde de travail efficace est largement suffisante pour répondre à la demande de détection où le mode de résonance produit un grand décalage de longueur d'onde.

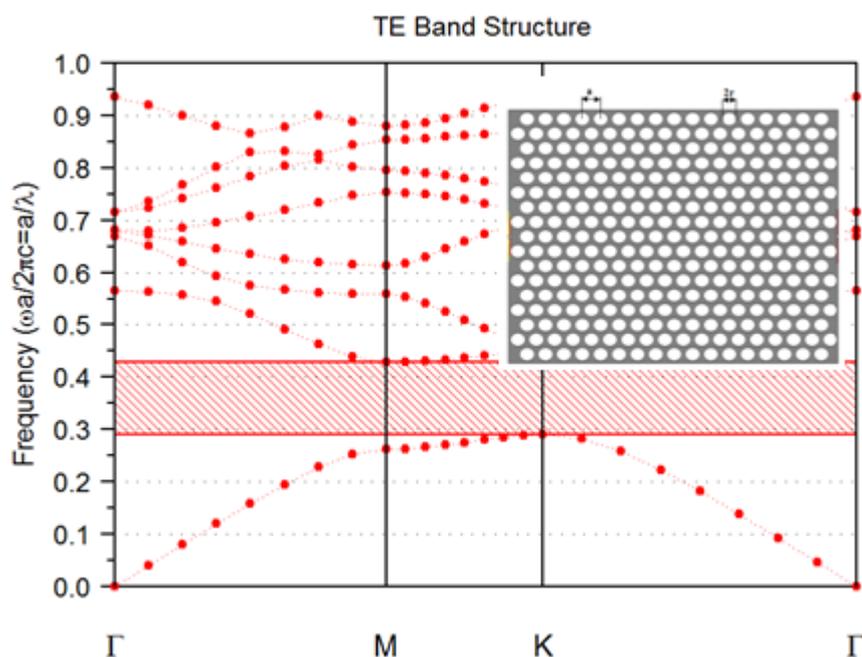


Figure 4.17– Diagramme de dispersion d'un réseau triangulaire de trous d'air, perpendiculairement au substrat SOI avec $a=510\text{nm}$, $r=198.9\text{nm}$.

La structure étudiée comprend deux guides d'onde et une cavité composée de deux motifs suivant la direction du ΓK du guide (Fig. 4.18). Les deux guides d'ondes sont obtenus en omettant une rangée de trous d'air dans la direction x , ils sont utilisés pour coupler la lumière à l'entrée et à la sortie de la cavité. La cavité conçue consiste en deux trous en forme d'anneau gravés dans la couche de Si et séparé des guides d'ondes d'entrée et de sortie par trois trous pour former les miroirs. L'anneau est défini par ses rayons intérieur et extérieur (R_{int}) et (R_{out}). Il est essentiel de noter que la configuration des trous en forme d'anneau offre non seulement plus de flexibilité en terme de conception de nouvelles structures par rapport aux structures circulaires, mais améliore également le confinement du champ optique et donc les interactions lumière-matière dans la zone de matériau diélectrique [82, 156]. L'excitation est réalisée à l'entrée du guide. La lumière d'excitation (un mode du guide d'onde) se propage dans le guide 1 et se couple au guide d'ondes 2 à travers la microcavité. La détection est réalisée en sortie du guide d'onde 2. Le cristal est éclairé par une onde gaussienne sous incidence normale avec une polarisation TE. La structure d'étude fait 17 rangées de long et 17 rangées de large de part et d'autre du défaut et le pas d'échantillonnage temporel respectant le

critère de stabilité est $\Delta t=0.01$. Le temps de calcul s'étale jusqu'à 40000 itérations temporelles.

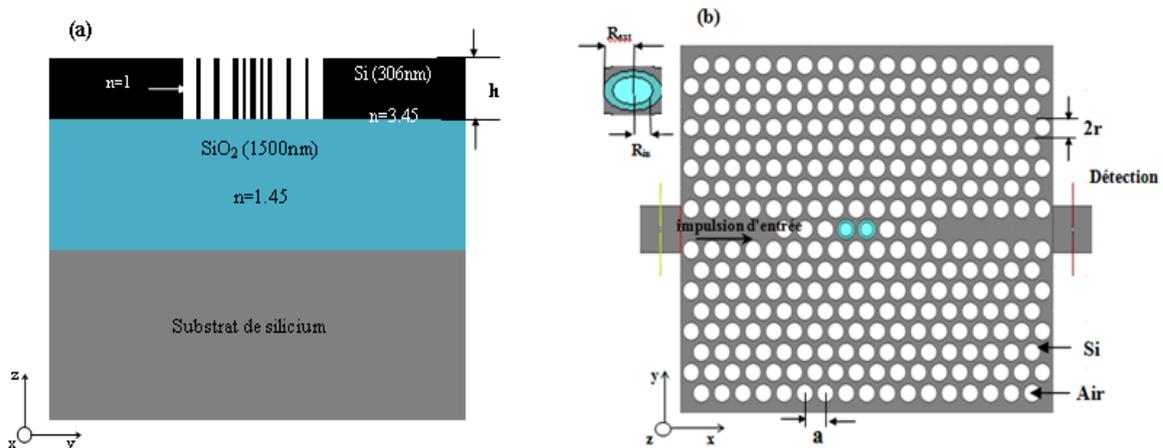


Figure 4.18– (a) Présentation schématique en coupe latérale de la structure proposée sur un substrat SOI, (b) Cavité à cristal photonique en forme d'anneau, couplée à des guides d'ondes d'entrée et de sortie.

4.6.1. Influence de la taille de la cavité

Dans l'objectif d'optimiser la taille de la cavité et d'améliorer son couplage avec le guide d'onde, nous cherchons à connaître l'effet du changement de cette dernière sur le facteur de qualité, la transmission et la longueur d'onde de résonance. Ce facteur de qualité rend compte de la capacité de la cavité à piéger la lumière et représente la mesure des pertes. La figure 4.19a représente l'évaluation du facteur de qualité et la transmission en fonction de la longueur de la cavité. Des calculs FDTD 2D montrent qu'un taux de couplage (transmission) de l'ordre de 66%, et un facteur de qualité élevé d'environ 2032 pour un mode résonant situé à $\lambda_0=1.3267\mu\text{m}$, sont obtenus pour une cavité en anneaux composée de seulement 2 motifs ($M=2$). Ce type de cavité est donc très bien adapté à un couplage avec des guides de largeurs similaires. Elle peut donc être utilisée avantageusement comme filtre, mais aussi comme cavité active [157] (source laser ou détecteur résonant). Il est clair sur la figure 4.19b que lorsque la longueur de la cavité augmente, la longueur d'onde de résonance se décale vers le rouge. L'augmentation de l'indice effectif de la cavité est l'origine physique de ce décalage.

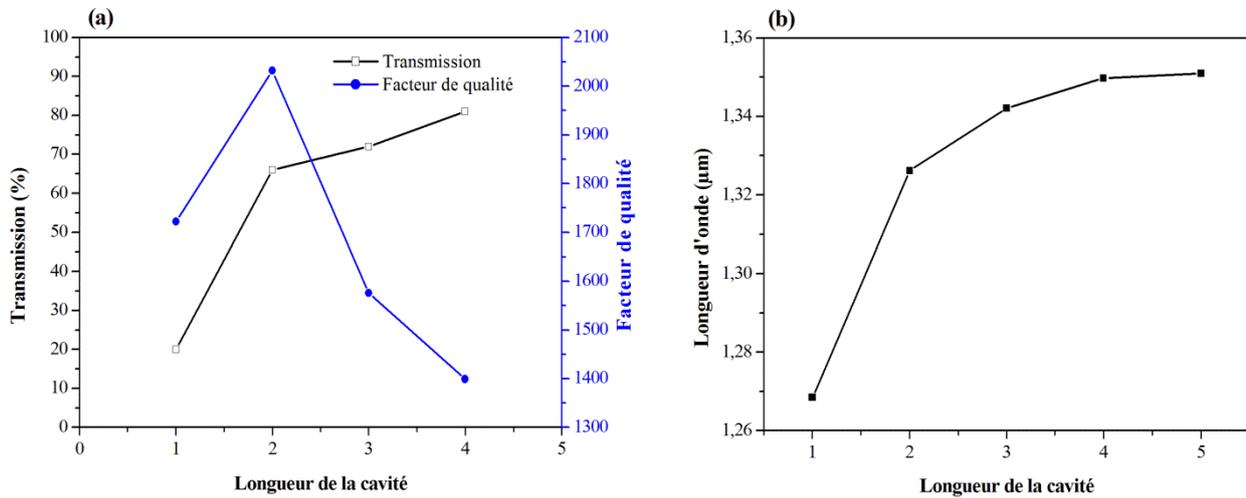


Figure 4.19– (a) Facteur de qualité, transmission en fonction de la longueur de la cavité, (b) Longueur d'onde de résonance en fonction de la longueur de la cavité.

4.6.2. Influence de la forme de la cavité

Dans la mesure où notre objectif est de s'orienter vers la détection, il est important d'optimiser la largeur des trous en forme d'anneau en ajustant le rayon intérieur (R_{in}). Nous avons fixé la valeur du rayon extérieur (R_{out}) à $0.46a$ et le rayon intérieur (R_{in}) varie de $0.245a$ à $0.305a$ à avec un pas de $0.01a$. La figure 4.20 montre la sensibilité pour différents valeurs de R_{in} en fonction du changement d'indice de réfraction. On peut noter que lorsqu'on augmente la valeur de R_{in} qui correspond à la diminution de la zone de détection, le chevauchement entre les modes optiques et la cible de détection diminue progressivement, ce qui affecte négativement la sensibilité. On voit clairement que la valeur maximale de la sensibilité est de $373\text{nm}/\text{RIU}$, qui apparaît à $R_{in} = 0,265a$ au mode de résonance situé à $1303,8 \text{ nm}$.

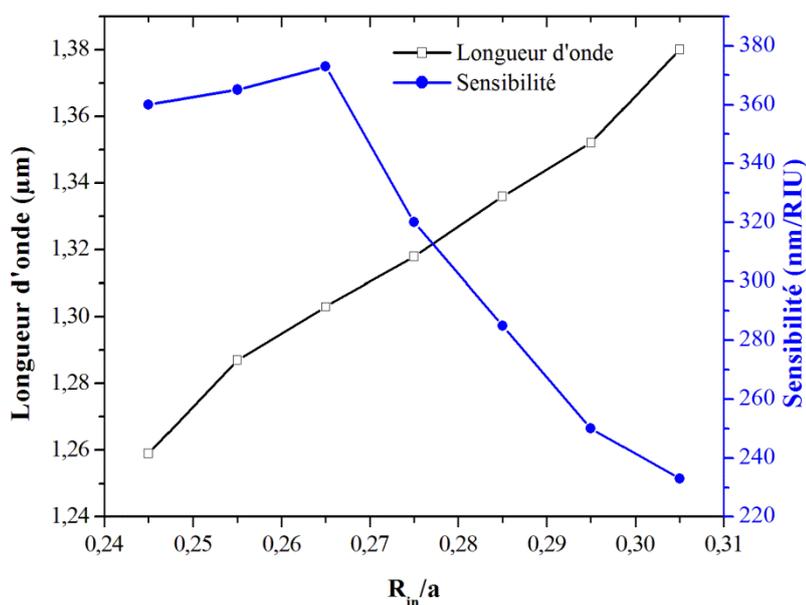


Figure 4.20– Sensibilité et longueur d'onde de résonance en fonction de la variation du rayon intérieur R_{in} de $0.245a$ à $0.305a$.

4.6.3. Influence du nombre de trous autour de la cavité

Dans cette partie, nous avons étudié l'influence de la longueur du guide à CP sur le facteur de qualité et la transmission du mode résonant. Pour cela, nous devons ajuster sur le nombre de trous d'air autour de la cavité afin d'améliorer la réflectivité des miroirs de la cavité. On sait que le facteur de qualité est proportionnel à $1/(1-R)$ où R est la réflexion du miroir. Pour obtenir un bon facteur de qualité, il faut augmenter le nombre de trous du miroir et la transmission diminue. Dans ces conditions, la réflexion n'est plus limitée que par les pertes. La figure 4.21 montre l'évolution de la transmission et le facteur de qualité de la structure lorsque le nombre de trous d'air latéraux autour de la cavité est de 1, 2, 3 et 4. La première remarque est que la transmission augmente, passe par un maximum et diminue quand on augmente le nombre de trous autour de la cavité. On remarque ainsi que le facteur de qualité du mode résonant augmente exponentiellement avec le nombre des trous situés aux contours de la cavité. Par conséquent, pour trois trous latéraux la transmission et le facteur Q sont relativement élevée, par conséquent, nous avons choisi trois trous latéraux ($N=3$) autour de la cavité comme résultat optimal.

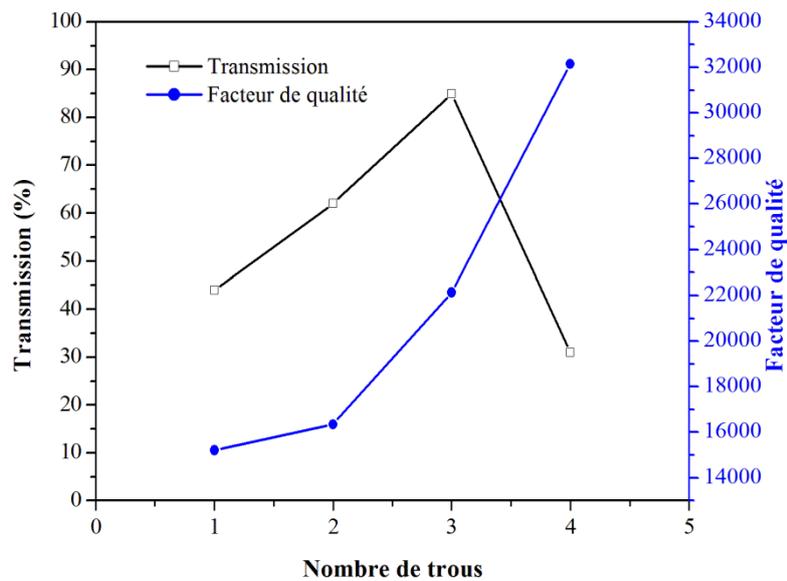


Figure 4.21– Transmission et facteur de qualité en fonction du nombre de trous d'air autour de la cavité.

4.6.4. Structure optimisée

Une conception optimisée d'un couplage série entre un guide d'onde $W1^K A$ et une cavité en anneaux à CP, est décrite en figure 4.18b. On note que la taille optimale de la cavité en anneaux est deux motifs ($M=2$), les rayons intérieur et extérieur de cette cavité sont $R_{in}=0.265a$ et $R_{out}=0.46a$, ainsi que le nombre de trous autour de la cavité est de $N=3$ trous. Les caractéristiques de la transmission sont simulées en utilisant la méthode FDTD 2D. Des conditions absorbantes PML sont appliquées dans les calculs pour assurer une rétro réflexion dans la limite de la région analysée. Un capteur est placé à la fin du guide d'ondes de sortie pour mesurer le signal transmis. La figure 4.22a représente la réponse spectrale de la cavité optimisée. Ce type de cavité est très bien adapté à un couplage avec des guides de largeurs similaires. Un pic étroit apparaît à l'intérieur de la bande interdite en polarisation TE du CP qui représente la position d'un mode résonant pour une longueur d'onde $\lambda_0=1.3186\mu m$. Le facteur de qualité est le rapport entre la longueur d'onde de résonance et la pleine largeur à mi-hauteur (FWHM). Ce dernier révèle environ $2,89 \times 10^4$. La figure 4.22b montre le profil de propagation de la lumière à travers la cavité dans le plan x-y, on voit clairement que le champ optique est bien confiné dans la zone de la cavité. Il en résulte que la cavité est très sensible

aux variations de l'indice de réfraction dues à la durée de vie des photons et au grand degré d'interaction lumière/matière.

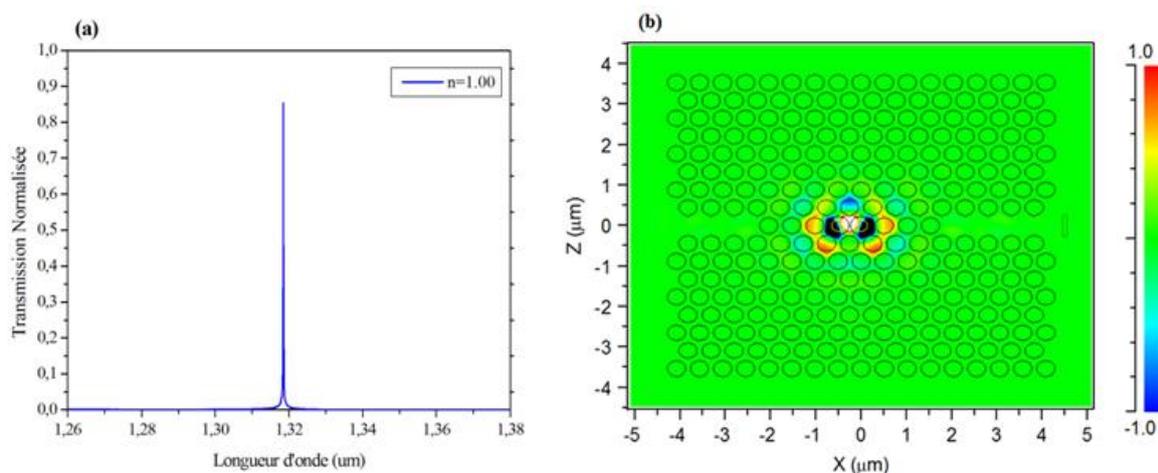


Figure 4.22– (a) Spectre de transmission du système couplé en polarisation TE, (b) Intensité du champ à la longueur d'onde $\lambda=1.3186\mu\text{m}$.

4.6.5. Application à la réalisation d'un capteur de température

Les propriétés du mode résonant d'une cavité en anneaux couplée à un guide d'onde à CPs sont influencées par la température du milieu environnant. Donc, pour éviter les variations indésirables de température, des capteurs optiques de température sont indispensables dans les circuits photoniques intégrés. Dans cette section, une autre application de la structure optimisée précédemment est la réalisation d'un capteur de température. L'un des paramètres caractéristique qui permettant d'évaluer les performances de la cavité en anneaux optimisée est le décalage de sa longueur d'onde de résonance en fonction du changement de la température.

4.6.5.1. Évaluation des caractéristiques de biodétection

Afin d'estimer la fonctionnalité de la structure, une analyse de détection est réalisée en supposant l'infiltration locale d'eau déionisée dans la zone de détection de la cavité, cela correspond au changement d'indice de réfraction (RI) des trous en forme d'anneaux de 1 (air) à 1.33 (l'eau déionisée). Le spectre de transmission est représenté sur la figure 4.23. Lorsque les deux anneaux d'air sont remplis d'eau déionisée ($n=1.33$), la longueur d'onde de résonance se déplacera en conséquence avec la variation d'indice de réfraction, ce qui confirme

l'identification de l'analyte. Un shift $\Delta\lambda$ de 123.2nm est calculé pour une variation d'indice Δn de 0.33 RIU correspond à une sensibilité de 373nm/RIU.

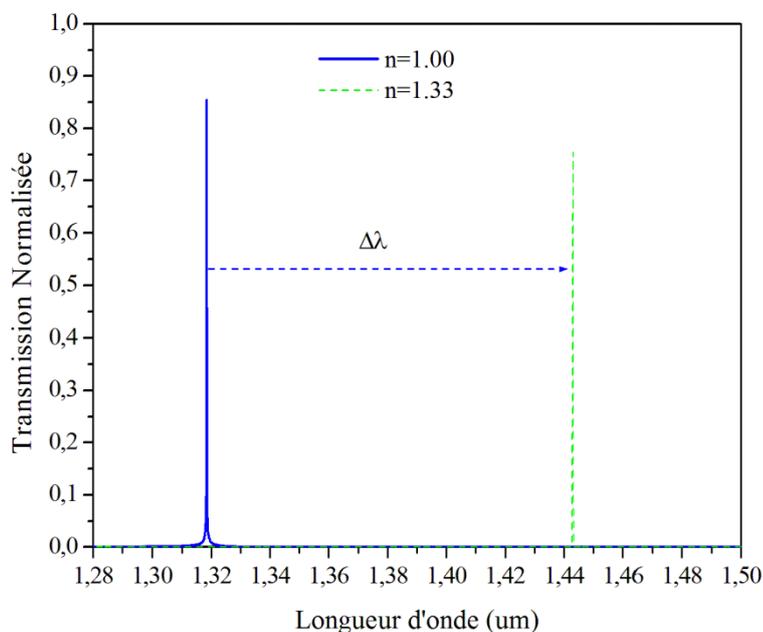


Figure 4.23– Le décalage de longueur d'onde de résonance ($\Delta\lambda$) en fonction de l'infiltration d'eau dans la zone de détection de la cavité pour $R_m = 0.265a$

4.6.5.2. Optimisation du nombre de trous fonctionnels

Il est important de noter que l'amplitude du décalage de la longueur d'onde de résonance dépend de la combinaison de nombreux facteurs, tels que le nombre de trous fonctionnels et le changement d'indice de réfraction effectif. Nous supposons que les trous annulaires (défauts) et les trous environnants sont complètement remplis avec l'analyte (eau). Lorsque l'événement de détection se produit, l'indice de réfraction change en raison des cibles de détection infiltrées dans les trous d'air autour de la cavité résonnante. Pour étudier la dépendance de la sensibilité au nombre de trous fonctionnels, nous avons changé ce nombre (N) autour de la cavité résonnante dans le biocapteur à CP illustré sur la figure 4.24 (indiqué par les trous circulaires bleus).

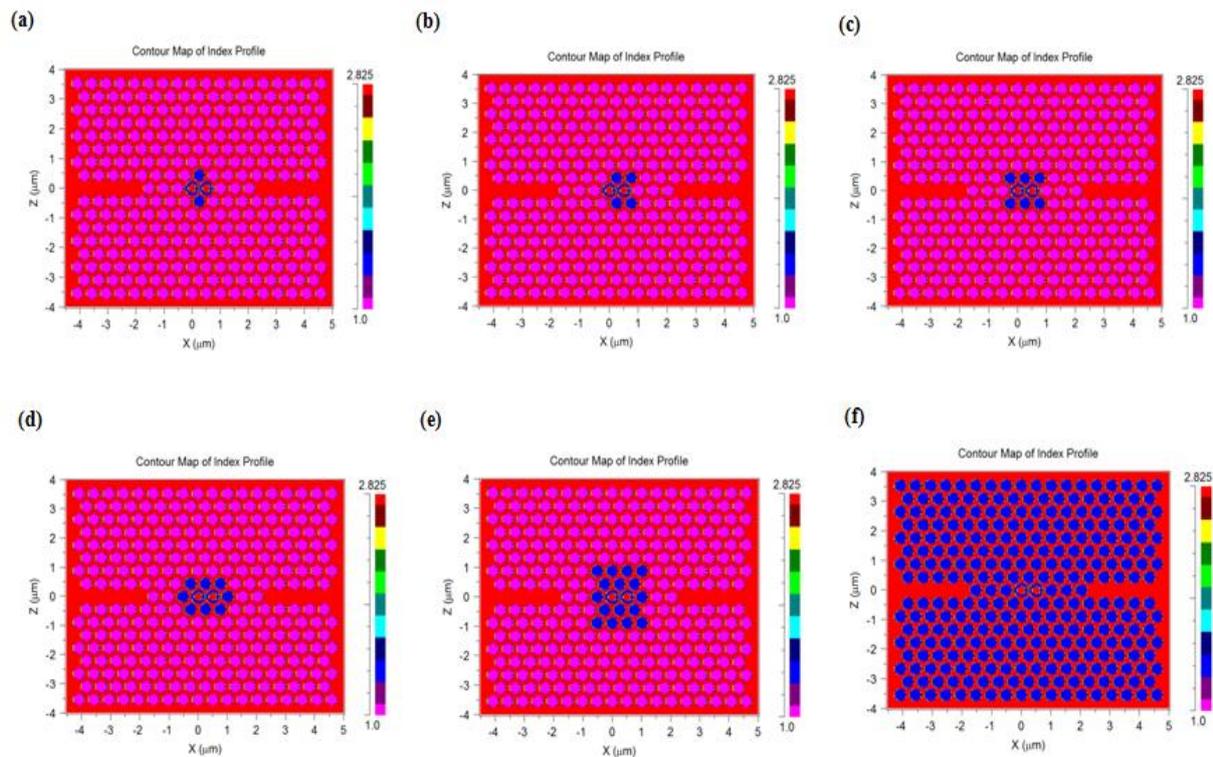


Figure 4.24– Représentation schématique de la structure du biocapteur indiquant le nombre de trous fonctionnels autour de la cavité résonnante, (a) 2 trous fonctionnels, (b) 4 trous fonctionnels, (c) 6 trous fonctionnels, (d) 8 trous fonctionnels, (e) 16 trous fonctionnels, (f) tous les trous d'air sont utilisés comme trous fonctionnels.

Les spectres de transmission correspondant aux différents trous fonctionnels (N) sont représentés sur la figure 4.25a. D'après cette figure, on voit que, le décalage de la longueur d'onde de résonance devient plus large lorsque le nombre de trous fonctionnels augmente. Ceci est dû au changement de l'indice effectif entre les trous infiltrés et la membrane semi-conductrice[158]. La valeur de la sensibilité la plus élevée est de 613 nm/RIU, est obtenue pour l'infiltration totale, où tous les trous d'air autour de la cavité sont infiltrés. Cependant, le facteur Q correspondant et l'efficacité de la transmission (Montrés par le spectre gris de la figure 4.25a prennent leurs valeurs les plus faibles, ce qui explique le choix de l'infiltration locale au lieu du remplissage total. L'évolution du facteur Q et la sensibilité en fonction de la variation du nombre de trous fonctionnels (N) correspondant aux différents cas d'infiltration locale sont représentés sur la figure 4.25b. Cette figure indique que la sensibilité augmente, alors que le facteur Q diminue en variant le nombre de trous fonctionnels. Par conséquent, il est nécessaire de choisir un compromis entre le facteur Q et la sensibilité. En conséquence, le facteur Q optimal est de 2.67×10^5 et la sensibilité améliorée de 464 nm / RIU pour N=6.

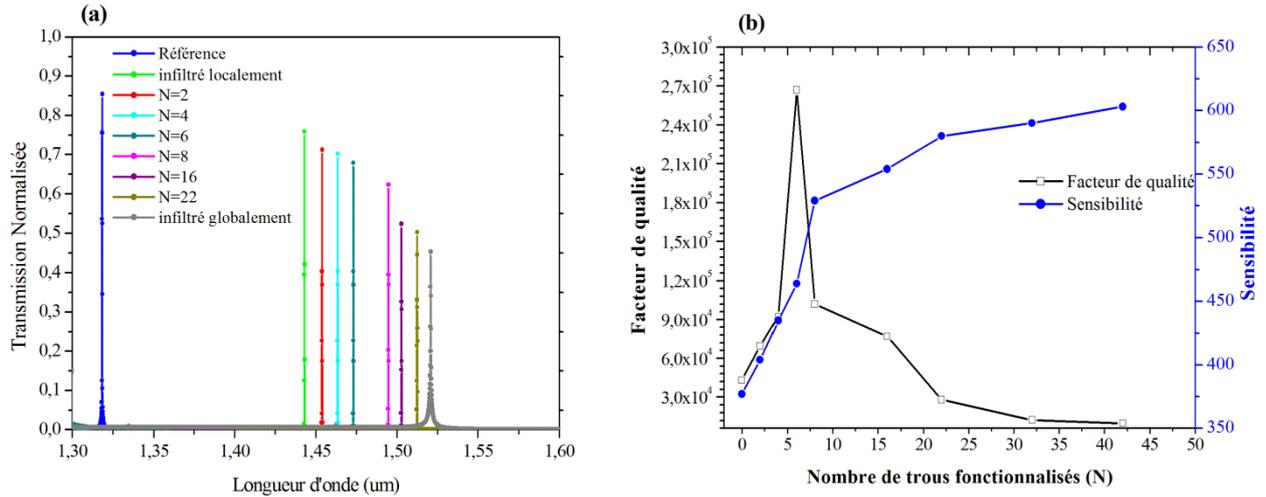


Figure 4.25– (a) Spectres de transmission avec différent nombre de trous fonctionnels (N), (b) L'évolution du facteur de qualité et de la sensibilité en fonction du nombre de trous fonctionnels (N).

4.6.5.3. Évaluation de la dépendance à la température de la structure

L'eau est le composant principal du liquide interstitiel, du plasma du sang, du liquide intermoléculaire, etc. La connaissance des propriétés optiques de l'eau est très importante pour la résolution des problèmes de l'optique biomédicale. Comme l'indice de réfraction de l'eau dépend de la température, dans cette partie nous avons essayé d'étudier la dépendance en température des molécules d'eau pour la structure optimale ci-dessus (Figure 4.24c). D'après les recherches effectuées précédemment, la dépendance en longueur d'onde de l'eau dans la gamme spectrale visible et proche infrarouge pour la température de 20°C est obtenue selon l'équation 4.1, mais la température du liquide interstitiel est d'environ 37°C[159]:

$$n(\lambda) = 1.3199 + \frac{6878}{\lambda^2} - \frac{1.132 \times 10^9}{\lambda^4} + \frac{1.11 \times 10^{14}}{\lambda^6} \quad 4.1$$

Où λ est la longueur d'onde de résonance en unité nm.

Le but de cette étude est de trouver l'indice de réfraction de l'eau en fonction de la température et de la longueur d'onde. Pour cela, nous avons utilisé la formule de Cauchy avec des coefficients dépendant de la température (équation 4.2). Les coefficients de Cauchy approchés sont présentés dans les équations 4.3–4.6 [40]:

$$n(\lambda, T) = A(T) + \frac{B(T)}{\lambda^2} - \frac{C(T)}{\lambda^4} + \frac{D(T)}{\lambda^6} \quad 4.2$$

$$A(T) = 1.3208 - 1.2325 \times 10^{-5}T - 1.8674 \times 10^{-6}T^2 + 5.0233 \times 10^{-9}T^3 \quad 4.3$$

$$B(T) = 5208.2413 - 0.5179T - 2.284 \times 10^{-2}T^2 + 6.9608 \times 10^{-5}T^3 \quad \mathbf{4.4}$$

$$C(T) = 2.551 \times 10^8 - 18341.336T - 917.2319T^2 + 2.7729T^3 \quad \mathbf{4.5}$$

$$D(T) = 9.3495 + 1.7855 \times 10^{-3}T + 3.6733 \times 10^{-5}T^2 - 1.2932 \times 10^{-7}T^3 \quad \mathbf{4.6}$$

La variation de l'indice de réfraction des molécules d'eau pour différentes températures (entre 20°C et 40°C) est illustrée sur la figure 4.26a. On peut noter qu'en augmentant la température, l'indice de réfraction des molécules d'eau diminue, par conséquent, la longueur d'onde de résonance varie. Selon les résultats représentés sur la figure 4.26a, il existe un coefficient thermo-optique négatif pour le résonateur à cavité. L'évolution de la longueur d'onde de résonance par rapport à la variation de la température est représentée sur la figure 4.26b. On voit clairement que le décalage de la longueur d'onde de résonance est obtenu même pour les plus faibles variations d'indice de réfraction des molécules d'eau. Les résultats de la simulation sont illustrés dans le tableau 4.3.

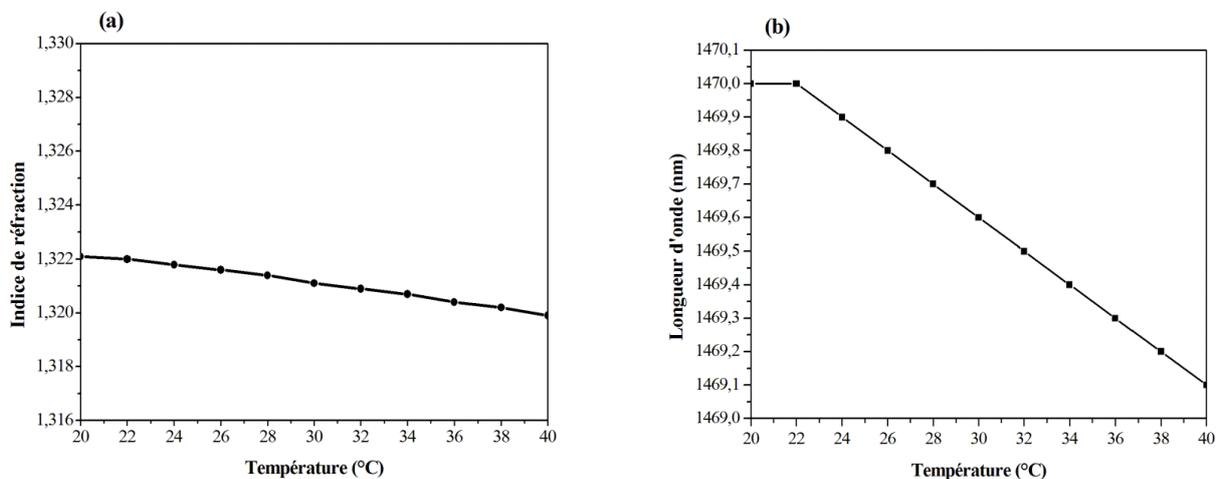


Figure 4.26– (a) Le changement de l'indice de réfraction en fonction de la variation de la température entre 20°C et 40°C, (b) L'évolution de la longueur d'onde de résonance en fonction de la variation de la température.

Température	Indice de réfraction	Longueur d'onde (nm)
20	1.3221	1470.0
22	1.3220	1470.0
24	1.3218	1469.9
26	1.3216	1469.8
28	1.3214	1469.7
30	1.3211	1469.6
32	1.3209	1469.5
34	1.3207	1469.4
36	1.3204	1469.3
38	1.3202	1469.2
40	1.3199	1469.1

Tableau 4.3– L'indice de réfraction des molécules d'eau et la longueur d'onde de résonance (λ) en fonction de différentes températures.

La figure 4.27 représente le pic des spectres de transmission en fonction de la température. On peut voir que la longueur d'onde de résonance se décale lorsque la température augmente. La sensibilité à la température est définie comme $\Delta\lambda / \Delta T$ (nm/°C), nous obtenons une sensibilité de -0,045nm/°C pour une plage de température de mesure comprise entre 20°C et 40°C. Cette dépendance confirme la stabilisation de la température de la structure qui possède seulement un décalage de longueur d'onde de 0,9nm dans la plage de température mentionnée. 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 étudiée dans ce manuscrit (taille ,rayon et nombre de trous d'air aux contours de défaut) influent de façon importante sur le facteur de qualité du mode, et un ajustement précis de ces paramètres permet d'avoir des facteurs de qualité importants. Pour ces raisons, on peut 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 de défaut de semi-conducteur rend plus sensible les photons à la variation de la température.

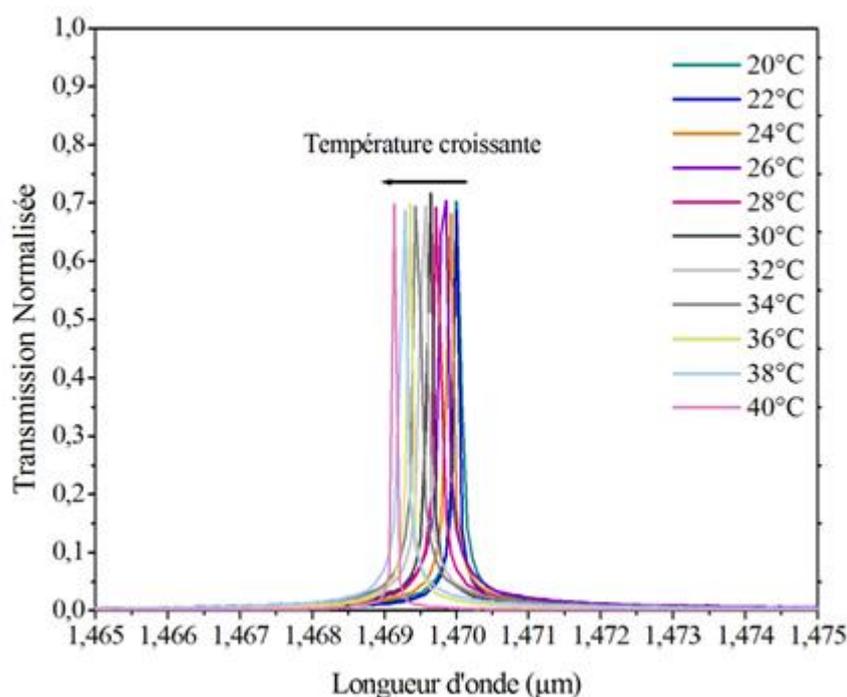


Figure 4.27– Les spectres de transmission du biocapteur optimal en fonction de la variation de la température entre 20°C et 40°C.

Le tableau 4.4 présente les comparaisons entre la cavité en anneaux à base de biocapteur proposée et plusieurs biocapteurs à CPs précédemment rapportés. Les valeurs de la sensibilité et du facteur Q de ces conceptions sont également résumés. Comme le montre le tableau 2, le biocapteur proposé présente une sensibilité significativement plus élevée en raison de l'amélioration de l'interaction lumière-matière dans la zone de détection. Les résultats précédents on déduit que le biocapteur proposé est prometteur pour effectuer la détection multiplexée élevée sans étiquette pour les applications en biodétection.

Références	type du biocapteur	Sensibilité (nm/°C)	Sensibilité (nm/RIU)	Facteur de qualité
[160]	Microcavité à CPs	24 pm/°C	-	-
[15]	Résonateur en anneaux à CPs	-	160nm/RIU	11477.3
[12]	Microcavité couplée avec un guide d'onde à CPs	-	330nm/RIU	-
[14]	Resonateur à base de micro-cavité	0.0142 nm/°C	141.67nm/fg	15.000
[161]	Nanocavité à CPs	-	272.43nm/RIU	3000
Notre travail	Cavité en anneaux à CPs	0.045nm/°C	464nm/RIU	2.67x10 ⁵

Tableau 4.4– Comparaison du biocapteur proposé avec d'autres conceptions similaires (littérature).

4.7. Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons étudié deux voies de couplage guide/cavité optique à base des cristaux photoniques planaires pour des applications en biodétection. La première partie consiste à étudier le couplage parallèle entre une cavité linéique (L_2) est un guide d'onde ($W1$), pour aboutir à une interaction latérale des modes de cavité avec les modes du guide. Ce couplage permet d'extraire une ou plusieurs fréquences se propageant dans le guide. Afin d'améliorer les caractéristiques les plus importantes dans les applications de détection biomoléculaire (molécules d'ADN), nous avons optimisé la distance de couplage qui est le nombre de rangées de trous entre le guide d'onde et la cavité. Nous avons également étudié l'idée de plusieurs capteurs dans une seule plate-forme, en prouvant que chaque capteur peut agir indépendamment sans pertes ainsi que les paramètres qui permettent l'amélioration des caractéristiques majeurs des capteurs qui sont la sensibilité et la limite de détection. La méthode des faibles perturbations de la constante diélectrique est utilisée pour la caractérisation des sensibilités de ces structures.

La deuxième partie de ce chapitre est consacrée à l'étude d'une autre voie de couplage. Cette voie comprend deux tronçons de guides $W1$ entre lesquels a été disposée une cavité en anneaux composée de deux motifs ($s=2$) suivant la direction ΓK du guide d'onde. La plupart des longueurs d'onde guidées seront réfléchies à cette extrémité, sauf quelques unes, qui seront couplées à la cavité. L'étude était essentiellement basée sur la modification géométrique de la structure, où nous avons employé la technologie des anneaux. Cette dernière a permis l'amélioration du confinement optique au sein de la cavité elle-même. Pour obtenir une sensibilité et un facteur de qualité élevé, nous avons optimisé les différents paramètres structurels, après l'optimisation de la structure, nous étudions l'application de cette dernière comme capteur de température. L'évolution de la sensibilité en fonction du changement de la température d'eau est calculée : une augmentation de la température mène à une variation d'indice de réfraction de l'eau ce qui implique un décalage de la longueur d'onde de résonance. Les propriétés de ces structures ont été étudiées par simulations en utilisant les logiciels commerciaux Fullwave et Crystalwave qui exploitent la méthode des différences finies dans le domaine temporel à deux dimensions. D'après les résultats obtenus, les structures proposées constituent une plateforme prometteuse pour des applications de détection. Cependant, il existe toujours quelques limitations à l'obtention de meilleures performances générales. Les performances de détection sont également encore à améliorer,

notamment du point de vue de l'absorption non spécifique inhérente à la plupart des matériaux, et plus particulièrement le silicium qui est le plus utilisé.

Conclusion générale

Conclusion générale :

Depuis une dizaine d'années, les études menées sur l'utilisation des cristaux photoniques en tant que biocapteurs à lecture optique, ont ouvert de nombreuses perspectives dans le domaine de la médecine. Dans ce contexte, le silicium est un candidat idéal désigné comme matériau support pour la réalisation de ces biocapteurs optiques.

Nous avons consacré ce travail de thèse à l'étude et la conception de nouvelles structures de couplage entre le guide d'onde et la cavité optiques à base de cristaux photoniques planaires, réalisées sur substrat de type silicium-sur-isolant (SOI). Nous avons modélisé ces structures pour des applications à la biodétection en agissant sur les paramètres permettant d'obtenir les meilleures performances, c'est-à-dire, de forts facteurs de qualité et une grande sensibilité à l'indice optique de l'environnement extérieur. Les calculs ont été effectués en utilisant la méthode des différences finies dans le domaine spatial et temporel (FDTD). Cette technique de résolution des équations a fait ses preuves dans l'étude des cristaux photoniques. Elle permet de calculer, pour des structures artificielles périodiques à une, deux ou trois dimensions, des courbes de transmission et des cartographies de champ. Leur principe consiste à discrétiser dans le domaine spatial et temporel les équations de Maxwell décrivant la propagation d'une onde électromagnétique.

Dans la première partie de ce travail, nous avons étudié le couplage parallèle entre une cavité résonante et un guide d'onde (W1). En premier lieu, les paramètres du réseau triangulaire sont soigneusement sélectionnés pour avoir une détection dans la gamme de fréquence souhaitée. Dans l'objectif d'améliorer le couplage entre le guide et la cavité résonante, la cavité ponctuelle étudiée dans la littérature est remplacée par une cavité linéaire L_2 , orientée suivant l'axe du guide. Cette cavité présente des caractéristiques naturellement proches du guide lui-même (profil de champ, constantes de propagation). Des calculs FDTD 2D montrent qu'un taux de transmission d'une cavité linéaire composée de seulement 2 motifs est deux fois plus grand qu'une cavité mono défaut. Ce type de cavité linéaire est donc très bien adapté à un couplage avec des guides de largeurs similaires, que ce soit sur ou hors l'axe. Le couplage « latéral » entre ce type de cavités linéaires et un guide de type W1 doit également être efficace. Dans la mesure où notre objectif est de s'orienter vers la détection, nous avons optimisé la distance de couplage qui est le nombre de rangées de trous entre le guide d'onde et la cavité, afin d'acquiescer le facteur de qualité et la transmission les plus élevés. L'analyse spectrale du signal transmis à travers le guide, fait apparaître un creux de transmission qui coïncide spectralement avec le mode de cavité.

Conclusion générale

Compte-tenu de la nouveauté de l'utilisation des guides/cavités couplés à CPs pour la réalisation des biocapteurs optiques, nous nous sommes intéressés à la faisabilité de l'utilisation de la structure optimisée comme biocapteur (molécules d'ADN) dans l'infrarouge. 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 la résonance et la sensibilité de la structure à étudier. L'analyse de la structure définie précédemment pour des applications en biodétection est basée sur le mécanisme de la liaison à un seul trou. La présence d'espèces à détecter (les molécules d'ADN) à l'intérieur d'un trou sélectionné, implique le changement d'indice de réfraction de ce trou. La modification de cet indice a une influence sur l'indice de réfraction effectif du cristal photonique membranaire et de la bande interdite photonique de la structure, due à la variation du contraste d'indice entre le semi-conducteur et les trous. Ces deux effets conduisent à un décalage de la longueur d'onde de résonance dans la même direction. L'indice de réfraction des trous sélectionnés varie de $n = 1$ (air) à $n = 1,45$ (biomolécule d'ADN), un décalage de la longueur d'onde de 5.1nm est calculé correspondant à une sensibilité de 3,4nm/fg avec un poids de la biomolécule minimum détectable dans le trou de détection de 0.029 fg.

Par la suite, nous avons estimé la fonctionnalité de la structure dans des applications de détection par changement globale d'indice de réfraction, l'IR de tous les pores de la structure est modifié. On a supposé que les trous du capteur étaient initialement remplis d'eau déionisée $n = 1,33$ (capteur optofluidique), ensuite l'indice de réfraction a été modifié avec un incrément de 0,02 jusqu'à $n = 1,45$ (molécules d'ADN). Les simulations ont montré une sensibilité de 210 nm/RIU et une limite de détection de l'ordre de $8.92 \cdot 10^{-5}$ RIU⁻¹. Finalement, trois cavités ont été créées différemment en supprimant, déplaçant et modifiant certains trous pour créer de nouveaux canaux. Pour vérifier les performances du biocapteur multicanal, chaque canal est soumis indépendamment aux changements d'indice de réfraction. Lorsque l'IR des trous augmente, le mode résonant se déplace vers les hautes longueurs d'onde. Afin de valider la méthode de fonctionnement du biocapteur conçu, nous montrons les effets du changement d'IR de 1,33 (l'eau déionisée) à 1,371 (Acetic acid) pour chaque canal indépendamment. D'après les résultats, les sensibilités calculées des trois capteurs sont $S_1 = 132$ nm / RIU, $S_2 = 124$ nm / RIU, $S_3 = 97$ nm / RIU, respectivement.

Dans la deuxième partie du manuscrit, nous avons proposé une nouvelle structure à base d'un couplage entre deux guides d'onde W1 et une cavité en anneau suivant la direction ΓK du guide d'onde. La plupart des longueurs d'onde guidées seront réfléchies à cette extrémité, sauf quelques unes, qui seront couplées à la cavité. L'étude était essentiellement basée sur la

Conclusion générale

modification géométrique de la structure, où nous avons employé la technologie des anneaux. Cette dernière a permis l'amélioration du confinement optique au sein de la cavité elle-même. Pour obtenir une sensibilité et un facteur de qualité élevé, nous avons optimisé les différents paramètres structurels. En effet, notre première modification a porté sur l'optimisation de la région sensible (la cavité), nous avons étudié l'évolution du facteur de qualité, la longueur d'onde de résonance et la sensibilité de la cavité en fonction de la taille et la forme de cette dernière. La méthode FDTD peut être exploitée pour déterminer la transmission et le facteur de qualité. Aussi, la longueur des deux guides d'onde est optimisée pour atteindre les valeurs élevées de la transmission et la sensibilité simultanément, donc le nombre de trous entre la cavité et les guides d'onde peut être égal à 1,2,3 et 4. Après l'optimisation de la structure, nous avons étudié l'application de cette dernière comme capteur de température, comme l'indice de réfraction de l'eau dépend de la température, nous avons tenté d'étudier la dépendance en température des molécules d'eau pour la structure optimale. L'évolution de la sensibilité en fonction du changement de la température d'eau est calculée : une augmentation de la température mène à une variation de l'indice de réfraction de l'eau ce qui implique un décalage de la longueur d'onde de résonance. La sensibilité de ce capteur atteint la valeur de $-0,045\text{nm}/^\circ\text{C}$ pour une plage de température de mesure comprise entre 20°C et 40°C .

Bibliographie

- [1] E. Yablonovitch, "Photonic band-gap structures," *JOSA B*, vol. 10, pp. 283-295, 1993.
- [2] J. Joannopoulos, S. Johnson, J. Winn, and R. Meade, "Photonic Crystals: Molding the Flow of Light 2nd edn Princeton Univ," ed: Press, 2008.
- [3] W. Suh, M. Yanik, O. Solgaard, and S. Fan, "Displacement-sensitive photonic crystal structures based on guided resonance in photonic crystal slabs," *Applied physics letters*, vol. 82, pp. 1999-2001, 2003.
- [4] C. Blin, "Développement de cristaux photoniques en diamant: modélisation, technologie et application à la biodétection," Université Pierre et Marie Curie-Paris VI, 2015.
- [5] H. Kurt and D. Citrin, "Photonic crystals for biochemical sensing in the terahertz region," *Applied Physics Letters*, vol. 87, p. 041108, 2005.
- [6] M. Lončar, A. Scherer, and Y. Qiu, "Photonic crystal laser sources for chemical detection," *Applied Physics Letters*, vol. 82, pp. 4648-4650, 2003.
- [7] N. Skivesen, A. Têtu, M. Kristensen, J. Kjems, L. H. Frandsen, and P. I. Borel, "Photonic-crystal waveguide biosensor," *Optics Express*, vol. 15, pp. 3169-3176, 2007.
- [8] H. S. Dutta and S. Pal, "Design of a highly sensitive photonic crystal waveguide platform for refractive index based biosensing," *Optical and Quantum Electronics*, vol. 45, pp. 907-917, 2013.
- [9] J. Topol'anČik, P. Bhattacharya, J. Sabarinathan, and P.-C. Yu, "Fluid detection with photonic crystal-based multichannel waveguides," *Applied physics letters*, vol. 82, pp. 1143-1145, 2003.
- [10] 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, pp. 20023-20034, 2011.
- [11] L. Huang, H. Tian, J. Zhou, and Y. Ji, "Design low crosstalk ring-slot array structure for label-free multiplexed sensing," *Sensors*, vol. 14, pp. 15658-15668, 2014.
- [12] 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, pp. 1725-1731, 2008.
- [13] L. A. Shiraamin, R. Kheradmand, and A. Abbasi, "High-sensitive double-hole defect refractive index sensor based on 2-D photonic crystal," *IEEE Sensors journal*, vol. 13, pp. 1483-1486, 2013.
- [14] S. Najafgholinezhad and S. Olyaei, "A photonic crystal biosensor with temperature dependency investigation of micro-cavity resonator," *Optik-International Journal for Light and Electron Optics*, vol. 125, pp. 6562-6565, 2014.
- [15] L. Huang, H. Tian, J. Zhou, Q. Liu, P. Zhang, and Y. Ji, "Label-free optical sensor by designing a high-Q photonic crystal ring-slot structure," *Optics Communications*, vol. 335, pp. 73-77, 2015.
- [16] E. Yablonovitch, "Photonic band-gap crystals," *Journal of Physics: Condensed Matter*, vol. 5, p. 2443, 1993.
- [17] J. D. Joannopoulos, S. G. Johnson, J. N. Winn, and R. D. Meade, *Photonic crystals: molding the flow of light*: Princeton university press, 2011.
- [18] M. Lončar, D. Nedeljković, T. P. Pearsall, J. Vučković, A. Scherer, S. Kuchinsky, *et al.*, "Experimental and theoretical confirmation of Bloch-mode light propagation in planar photonic crystal waveguides," *Applied physics letters*, vol. 80, pp. 1689-1691, 2002.

BIBLIOGRAPHIE

- [19] T. Yoshie, J. Vučković, A. Scherer, H. Chen, and D. Deppe, "High quality two-dimensional photonic crystal slab cavities," *Applied Physics Letters*, vol. 79, pp. 4289-4291, 2001.
- [20] J. Zi, X. Yu, Y. Li, X. Hu, C. Xu, X. Wang, *et al.*, "Coloration strategies in peacock feathers," *Proceedings of the National Academy of Sciences*, vol. 100, pp. 12576-12578, 2003.
- [21] C. Kittel and C.-y. Fong, *Quantum theory of solids* vol. 3: Wiley New York, 1963.
- [22] D. Gérard, "Etude en champ proche et en champ lointain de composants périodiquement nanostructurés: cristaux photoniques et tamis à photons," Université de Bourgogne, 2004.
- [23] S. Noda, A. Chutinan, and M. Imada, "Trapping and emission of photons by a single defect in a photonic bandgap structure," *nature*, vol. 407, pp. 608-610, 2000.
- [24] C.-S. Kee, S.-P. Han, K. B. Yoon, C.-G. Choi, H. K. Sung, S. S. Oh, *et al.*, "Photonic band gaps and defect modes of polymer photonic crystal slabs," *Applied Physics Letters*, vol. 86, p. 051101, 2005.
- [25] T. Baba, D. Sano, K. Nozaki, K. Inoshita, Y. Kuroki, and F. Koyama, "Observation of fast spontaneous emission decay in GaInAsP photonic crystal point defect nanocavity at room temperature," *Applied physics letters*, vol. 85, pp. 3989-3991, 2004.
- [26] E. Yablonovitch, T. Gmitter, R. Meade, A. Rappe, K. Brommer, and J. Joannopoulos, "Donor and acceptor modes in photonic band structure," *Physical Review Letters*, vol. 67, p. 3380, 1991.
- [27] M. Plihal and A. Maradudin, "Photonic band structure of two-dimensional systems: The triangular lattice," *Physical Review B*, vol. 44, p. 8565, 1991.
- [28] A. Shinya, M. Notomi, I. Yokohama, C. Takahashi, J.-I. Takahashi, and T. Tamamura, "Two-dimensional Si photonic crystals on oxide using SOI substrate," *Optical and quantum electronics*, vol. 34, pp. 113-121, 2002.
- [29] M. Ortsiefer, S. Baydar, K. Windhorn, G. Bohm, J. Roskopf, R. Shau, *et al.*, "2.5-mW single-mode operation of 1.55- μm buried tunnel junction VCSELs," *IEEE photonics technology letters*, vol. 17, pp. 1596-1598, 2005.
- [30] B. Wild, "Etude expérimentale des propriétés optiques des cristaux photoniques bidimensionnels et de leur accordabilité," 2006.
- [31] B. Lombardet, "Etude et réalisation de cristaux photoniques pour l'optique intégrée," 2005.
- [32] Y. Merle, "Etude de la dispersion électromagnétique dans les matériaux diélectriques bidimensionnels," Limoges, 2003.
- [33] D. Felbacq and E. Centeno, "Theory of diffraction for 2D photonic crystals with a boundary," *Optics communications*, vol. 199, pp. 39-45, 2001.
- [34] M. Zelsmann, "Cristaux photoniques en silicium sur isolant pour le guidage, le filtrage, l'émission et l'extraction de lumière," Université Joseph-Fourier-Grenoble I, 2003.
- [35] P. Yeh, "Electromagnetic propagation in birefringent layered media," *JOSA*, vol. 69, pp. 742-756, 1979.
- [36] K. Ho, C. T. Chan, and C. M. Soukoulis, "Existence of a photonic gap in periodic dielectric structures," *Physical Review Letters*, vol. 65, p. 3152, 1990.
- [37] S.-y. Lin, J. Fleming, D. Hetherington, B. Smith, R. Biswas, K. Ho, *et al.*, "A three-dimensional photonic crystal operating at infrared wavelengths," *Nature*, vol. 394, pp. 251-253, 1998.
- [38] J. D. Joannopoulos, "Photonics: Self-assembly lights up," *Nature*, vol. 414, pp. 257-258, 2001.

BIBLIOGRAPHIE

- [39] 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, pp. 289-293, 2001.
- [40] P. Lodahl, A. F. Van Driel, I. S. Nikolaev, A. Irman, K. Overgaag, D. Vanmaekelbergh, *et al.*, "Controlling the dynamics of spontaneous emission from quantum dots by photonic crystals," *Nature*, vol. 430, pp. 654-657, 2004.
- [41] J. Torres, "Exaltation de la génération de second harmonique dans les cristaux photoniques planaires à bases de nitrures," Université Montpellier II-Sciences et Techniques du Languedoc, 2004.
- [42] O. Painter, J. Vučković, and A. Scherer, "Defect modes of a two-dimensional photonic crystal in an optically thin dielectric slab," *JOSA B*, vol. 16, pp. 275-285, 1999.
- [43] O. Painter, R. Lee, A. Scherer, A. Yariv, J. O'Brien, P. Dapkus, *et al.*, "Two-dimensional photonic band-gap defect mode laser," *Science*, vol. 284, pp. 1819-1821, 1999.
- [44] N. Kawai, K. Inoue, N. Carlsson, N. Ikeda, Y. Sugimoto, K. Asakawa, *et al.*, "Confined band gap in an air-bridge type of two-dimensional AlGaAs photonic crystal," *Physical review letters*, vol. 86, p. 2289, 2001.
- [45] E. Chow, S. Lin, S. Johnson, P. Villeneuve, J. Joannopoulos, J. R. Wendt, *et al.*, "Three-dimensional control of light in a two-dimensional photonic crystal slab," *Nature*, vol. 407, pp. 983-986, 2000.
- [46] 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, p. 5751, 1999.
- [47] Z. Zhang and S. Satpathy, "Electromagnetic wave propagation in periodic structures: Bloch wave solution of Maxwell's equations," *Physical review letters*, vol. 65, p. 2650, 1990.
- [48] J. Foresi, P. R. Villeneuve, J. Ferrera, E. Thoen, G. Steinmeyer, S. Fan, *et al.*, "Photonic-bandgap microcavities in optical waveguides," *nature*, vol. 390, pp. 143-145, 1997.
- [49] D. Labilloy, H. Benisty, C. Weisbuch, T. Krauss, V. Bardinal, and U. Oesterle, "Demonstration of cavity mode between two-dimensional photonic-crystal mirrors," *Electronics Letters*, vol. 33, pp. 1978-1980, 1997.
- [50] A. Scherer, O. Painter, B. d'Urso, R. Lee, and A. Yariv, "InGaAsP photonic band gap crystal membrane microresonators," *Journal of Vacuum Science & Technology B: Microelectronics and Nanometer Structures Processing, Measurement, and Phenomena*, vol. 16, pp. 3906-3910, 1998.
- [51] C. Sauvan, P. Lalanne, and J.-P. Hugonin, "Photonics: Tuning holes in photonic-crystal nanocavities," *Nature*, vol. 429, 2004.
- [52] Y. Akahane, T. Asano, B.-S. Song, and S. Noda, "Fine-tuned high-Q photonic-crystal nanocavity," *Optics Express*, vol. 13, pp. 1202-1214, 2005.
- [53] B.-S. Song, S. Noda, T. Asano, and Y. Akahane, "Ultra-high-Q photonic double-heterostructure nanocavity," *Nature materials*, vol. 4, pp. 207-210, 2005.
- [54] E. Weidner, S. Combrié, N.-V.-Q. Tran, A. De Rossi, J. Nagle, S. Cassette, *et al.*, "Achievement of ultrahigh quality factors in GaAs photonic crystal membrane nanocavity," *Applied Physics Letters*, vol. 89, p. 221104, 2006.
- [55] 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, pp. 11916-11921, 2011.
- [56] B.-S. Song, S.-W. Jeon, and S. Noda, "Symmetrically glass-clad photonic crystal nanocavities with ultrahigh quality factors," *Optics letters*, vol. 36, pp. 91-93, 2011.

- [57] 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, pp. 1532-1539, 2008.
- [58] 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, p. 041112, 2006.
- [59] S. Combrié, 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, pp. 1908-1910, 2008.
- [60] 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, pp. 49-52, 2007.
- [61] B. Ellis, M. A. Mayer, G. Shambat, T. Sarmiento, J. Harris, E. E. Haller, *et al.*, "Ultralow-threshold electrically pumped quantum-dot photonic-crystal nanocavity laser," *Nature Photonics*, vol. 5, pp. 297-300, 2011.
- [62] K. Hennessy, A. Badolato, M. Winger, D. Gerace, M. Atatüre, S. Gulde, *et al.*, "Quantum nature of a strongly coupled single quantum dot–cavity system," *Nature*, vol. 445, pp. 896-899, 2007.
- [63] R. D. Meade, A. Devenyi, J. Joannopoulos, O. Alerhand, D. Smith, and K. Kash, "Novel applications of photonic band gap materials: Low-loss bends and high Q cavities," *Journal of applied physics*, vol. 75, pp. 4753-4755, 1994.
- [64] Y. Desières, "Conception et études optiques de composants micro-photoniques sur matériaux III-V à base de structures à bande interdite de photon," Villeurbanne, INSA, 2001.
- [65] M. Tokushima, H. Kosaka, A. Tomita, and H. Yamada, "Lightwave propagation through a 120 sharply bent single-line-defect photonic crystal waveguide," *Applied physics letters*, vol. 76, pp. 952-954, 2000.
- [66] S.-Y. Lin, E. Chow, S. Johnson, and J. Joannopoulos, "Demonstration of highly efficient waveguiding in a photonic crystal slab at the 1.5- μm wavelength," *Optics letters*, vol. 25, pp. 1297-1299, 2000.
- [67] A. Talneau, L. Le Gouezigou, N. Bouadma, M. Kafesaki, C. Soukoulis, and M. Agio, "Photonic-crystal ultrashort bends with improved transmission and low reflection at 1.55 μm ," *Applied Physics Letters*, vol. 80, pp. 547-549, 2002.
- [68] A. Sharkawy, S. Shi, and D. W. Prather, "Heterostructure photonic crystals: theory and applications," *Applied optics*, vol. 41, pp. 7245-7253, 2002.
- [69] H. Benisty, D. Labilloy, C. Weisbuch, C. Smith, T. Krauss, D. Cassagne, *et al.*, "Radiation losses of waveguide-based two-dimensional photonic crystals: Positive role of the substrate," *Applied Physics Letters*, vol. 76, pp. 532-534, 2000.
- [70] M.-H. Shih, W. Kim, W. Kuang, J. Cao, H. Yukawa, S. Choi, *et al.*, "Two-dimensional photonic crystal Mach–Zehnder interferometers," *Applied physics letters*, vol. 84, pp. 460-462, 2004.
- [71] J. Zimmermann, M. Kamp, A. Forchel, and R. März, "Photonic crystal waveguide directional couplers as wavelength selective optical filters," *Optics communications*, vol. 230, pp. 387-392, 2004.
- [72] A. Chutinan, M. Mochizuki, M. Imada, and S. Noda, "Surface-emitting channel drop filters using single defects in two-dimensional photonic crystal slabs," *Applied Physics Letters*, vol. 79, pp. 2690-2692, 2001.
- [73] A. Sharkawy, S. Shi, D. W. Prather, and R. A. Soref, "Electro-optical switching using coupled photonic crystal waveguides," *Optics Express*, vol. 10, pp. 1048-1059, 2002.

- [74] M. K. Moghaddam, A. R. Attari, and M. M. Mirsalehi, "Improved photonic crystal directional coupler with short length," *Photonics and Nanostructures-Fundamentals and Applications*, vol. 8, pp. 47-53, 2010.
- [75] H. A. Badaoui, M. Feham, and M. Abri, "Double bends and Y-shaped splitter design for integrated optics," *Progress In Electromagnetics Research Letters*, vol. 28, pp. 129-138, 2012.
- [76] H. Takano, B.-S. Song, T. Asano, and S. Noda, "Highly efficient multi-channel drop filter in a two-dimensional hetero photonic crystal," *Optics express*, vol. 14, pp. 3491-3496, 2006.
- [77] A. Benmerkhi, M. Bouchemat, T. Bouchemat, and N. Paraire, "Numerical optimization of high-Q-factor photonic crystal microcavities with a graded air lattice," *JOSA B*, vol. 28, pp. 336-341, 2011.
- [78] M. Y. Tekeste and J. M. Yarrison-Rice, "High efficiency photonic crystal based wavelength demultiplexer," *Optics express*, vol. 14, pp. 7931-7942, 2006.
- [79] A. Rostami, H. A. Banaei, F. Nazari, and A. Bahrami, "An ultra compact photonic crystal wavelength division demultiplexer using resonance cavities in a modified Y-branch structure," *Optik-International Journal For Light And Electron Optics*, vol. 122, pp. 1481-1485, 2011.
- [80] S. Fan, S. G. Johnson, J. Joannopoulos, C. Manolatou, and H. Haus, "Waveguide branches in photonic crystals," *JOSA B*, vol. 18, pp. 162-165, 2001.
- [81] A. Ghaffari, F. Monifi, M. Djavid, and M. S. Abrishamian, "Analysis of photonic crystal power splitters with different configurations," *Journal of Applied Science*, vol. 8, pp. 1416-1425, 2008.
- [82] F. Bougriou, T. Bouchemat, M. Bouchemat, and N. Paraire, "Optofluidic sensor using two-dimensional photonic crystal waveguides," *The European Physical Journal-Applied Physics*, vol. 62, 2013.
- [83] A. Harhouz and A. Hocini, "Design of high-sensitive biosensor based on cavity-waveguides coupling in 2D photonic crystal," *Journal of Electromagnetic Waves and Applications*, vol. 29, pp. 659-667, 2015.
- [84] A. Alduino and M. Paniccia, "Interconnects: Wiring electronics with light," *Nature Photonics*, vol. 1, pp. 153-155, 2007.
- [85] M. Hochberg and T. Baehr-Jones, "Towards fabless silicon photonics," *Nature Photonics*, vol. 4, pp. 492-494, 2010.
- [86] C. Monat, C. Seassal, X. Letartre, P. Regreny, P. Rojo-Romeo, P. Viktorovitch, *et al.*, "InP-based two-dimensional photonic crystal on silicon: In-plane Bloch mode laser," *Applied Physics Letters*, vol. 81, pp. 5102-5104, 2002.
- [87] G. Asch, *Les capteurs en instrumentation industrielle-7ème édition*: Dunod, 2010.
- [88] A. Collings and F. Caruso, "Biosensors: recent advances," *Reports on Progress in Physics*, vol. 60, p. 1397, 1997.
- [89] C. Chouteau, "Développement d'un biocapteur conductimétrique bi-enzymatique à cellules algales," Villeurbanne, INSA, 2004.
- [90] M. Feinberg, *La validation des méthodes d'analyse: une approche chimométrique de l'assurance qualité au laboratoire*: Masson, 1996.
- [91] M. Dribek, "Étude et réalisation de nanostructures photoniques à base de silicium poreux chimiquement fonctionnalisé en vue d'une application biocapteur," Université Rennes 1, 2010.
- [92] B. T. Cunningham, "Label-free optical biosensors: An introduction," *Label-Free Biosensors: Techniques and Applications*, vol. 1, 2009.
- [93] A. D'AMICO and C. Di Natale, "A contribution on some basic definitions of sensors properties," *IEEE Sensors Journal*, vol. 1, pp. 183-190, 2001.

- [94] K. Matsubara, S. Kawata, and S. Minami, "Multilayer system for a high-precision surface plasmon resonance sensor," *Optics letters*, vol. 15, pp. 75-77, 1990.
- [95] H. Imen, "Etudes physico-chimique de capteurs à base de nanomatériaux pour des applications biomédicales," Université Claude Bernard Lyon, 2009.
- [96] R. Heideman, R. Kooyman, and J. Greve, "Performance of a highly sensitive optical waveguide Mach-Zehnder interferometer immunosensor," *Sensors and Actuators B: Chemical*, vol. 10, pp. 209-217, 1993.
- [97] A. Densmore, M. Vachon, D.-X. Xu, S. Janz, R. Ma, Y.-H. Li, *et al.*, "Silicon photonic wire biosensor array for multiplexed real-time and label-free molecular detection," *Optics letters*, vol. 34, pp. 3598-3600, 2009.
- [98] R. Bernini, G. Testa, L. Zeni, and P. M. Sarro, "Integrated optofluidic Mach-Zehnder interferometer based on liquid core waveguides," *Applied Physics Letters*, vol. 93, p. 011106, 2008.
- [99] F. Prieto, B. Sepulveda, A. Calle, A. Llobera, C. Domínguez, A. Abad, *et al.*, "An integrated optical interferometric nanodevice based on silicon technology for biosensor applications," *Nanotechnology*, vol. 14, p. 907, 2003.
- [100] A. Brandenburg, R. Krauter, C. Künzel, M. Stefan, and H. Schulte, "Interferometric sensor for detection of surface-bound bioreactions," *Applied Optics*, vol. 39, pp. 6396-6405, 2000.
- [101] T. Nagel, E. Ehrentreich-Förster, M. Singh, K. Schmitt, A. Brandenburg, A. Berka, *et al.*, "Direct detection of tuberculosis infection in blood serum using three optical label-free approaches," *Sensors and Actuators B: Chemical*, vol. 129, pp. 934-940, 2008.
- [102] D. Hradetzky, C. Mueller, and H. Reinecke, "Interferometric label-free biomolecular detection system," *Journal of Optics A: Pure and Applied Optics*, vol. 8, p. S360, 2006.
- [103] A. Ymeti, J. S. Kanger, J. Greve, P. V. Lambeck, R. Wijn, and R. G. Heideman, "Realization of a multichannel integrated Young interferometer chemical sensor," *Applied optics*, vol. 42, pp. 5649-5660, 2003.
- [104] A. Ymeti, J. Greve, P. V. Lambeck, T. Wink, S. W. van Hövell, T. A. Beumer, *et al.*, "Fast, ultrasensitive virus detection using a young interferometer sensor," *Nano letters*, vol. 7, pp. 394-397, 2007.
- [105] K. De Vos, I. Bartolozzi, E. Schacht, P. Bienstman, and R. Baets, "Silicon-on-Insulator microring resonator for sensitive and label-free biosensing," *Optics express*, vol. 15, pp. 7610-7615, 2007.
- [106] 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.
- [107] S. Buswell, V. Wright, J. Buriak, V. Van, and S. Evoy, "Specific detection of proteins using photonic crystal waveguides," *Optics express*, vol. 16, pp. 15949-15957, 2008.
- [108] M. Scullion, A. Di Falco, and T. Krauss, "Slotted photonic crystal cavities with integrated microfluidics for biosensing applications," *Biosensors and Bioelectronics*, vol. 27, pp. 101-105, 2011.
- [109] M. Lee and P. M. Fauchet, "Two-dimensional silicon photonic crystal based biosensing platform for protein detection," *Optics express*, vol. 15, pp. 4530-4535, 2007.
- [110] T. Stomeo, M. Grande, A. Quattieri, A. Passaseo, A. Salhi, M. De Vittorio, *et al.*, "Fabrication of force sensors based on two-dimensional photonic crystal technology," *Microelectronic Engineering*, vol. 84, pp. 1450-1453, 2007.
- [111] J. Joannopoulos, R. Meade, and J. Winn, "Photonic Crystals Princeton University Press Princeton," *NJ Google Scholar*, 1995.

- [112] N. A. Mortensen, S. Xiao, and J. Pedersen, "Liquid-infiltrated photonic crystals: enhanced light-matter interactions for lab-on-a-chip applications," *Microfluidics and Nanofluidics*, vol. 4, pp. 117-127, 2008.
- [113] S. Xiao and N. A. Mortensen, "Proposal of highly sensitive optofluidic sensors based on dispersive photonic crystal waveguides," *Journal of Optics A: Pure and Applied Optics*, vol. 9, p. S463, 2007.
- [114] Y. Zhao, Y.-N. Zhang, and Q. Wang, "Research advances of photonic crystal gas and liquid sensors," *Sensors and Actuators B: Chemical*, vol. 160, pp. 1288-1297, 2011.
- [115] M. A. Iftekhar and S. Mamun, "Computational study on high sensitive silicon based two dimensional photonic crystal waveguide with circular holes for biochemical sensing," in *Informatics, Electronics & Vision (ICIEV), 2013 International Conference on*, 2013, pp. 1-5.
- [116] F. Bougriou, T. Boumaza, M. Bouchemat, and N. Paraire, "Sensitivity analysis of a photonic crystal waveguide for refraction index sensing," *Physica Scripta*, vol. 2012, p. 014064, 2012.
- [117] 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, pp. 1093-1095, 2004.
- [118] A. Benmerkhi, M. Bouchemat, and T. Bouchemat, "Influence of elliptical shaped holes on the sensitivity and Q factor in 2D photonic crystals sensor," *Photonics and Nanostructures-Fundamentals and Applications*, vol. 20, pp. 7-17, 2016.
- [119] D. Dorfner, T. Hürlimann, T. Zabel, L. H. Frandsen, G. Abstreiter, and J. Finley, "Silicon photonic crystal nanostructures for refractive index sensing," *Applied Physics Letters*, vol. 93, p. 181103, 2008.
- [120] Q. Liu, H. Tian, D. Yang, J. Zhou, Y. Yang, and Y. Ji, "Nanoscale radius-graded photonic crystal sensor arrays using interlaced and symmetrical resonant cavities for biosensing," *Sensors and Actuators A: Physical*, vol. 216, pp. 223-230, 2014.
- [121] K. Leung and Y. Liu, "Photon band structures: The plane-wave method," *Physical Review B*, vol. 41, p. 10188, 1990.
- [122] D. G. L. C. Andreani, "Photonic-crystal slabs with a triangular lattice of triangular holes investigated using a guided-mode expansion method," *Physical Review B*, vol. 73, p. 235114, 2006.
- [123] L. Li, "New formulation of the Fourier modal method for crossed surface-relief gratings," *J. Opt. Soc. Am. A*, vol. 14, pp. 2758-2767, 1997.
- [124] R. C. G. Pelosi, S. Selleri, *Quick Finite Elements for Electromagnetics waves* », Artech House.: Artech House, 2009.
- [125] A. Taflove and S. C. Hagness, *Computational electrodynamics: the finite-difference time-domain method*: Artech house, 2005.
- [126] S. G. Johnson and J. D. Joannopoulos, "Block-iterative frequency-domain methods for Maxwell's equations in a planewave basis," *Optics express*, vol. 8, pp. 173-190, 2001.
- [127] P. R. Villeneuve and M. Piche, "Photonic band gaps in two-dimensional square and hexagonal lattices," *Physical Review B*, vol. 46, p. 4969, 1992.
- [128] K. Yee, "Numerical solution of initial boundary value problems involving Maxwell's equations in isotropic media," *IEEE Trans. Antennas Propag*, 1966.
- [129] A. a. S. C. H. Taflove, *Computational Electrodynamics, the Finite-Difference Time-Domain Method* vol. second edition. Norwood, MA: Artech House, 2005.
- [130] J.-P. Berenger, "A perfectly matched layer for the absorption of electromagnetic waves," *Journal of Computational Physics*, vol. 114, pp. 185 – 200, 1994.
- [131] D. G. RSoft, "The FDTD simulations were carried out with Fullwave commercial software " in *version 6.1, license 16847214*, ed.

- [132] J.-P. Berenger, "Three-dimensional perfectly matched layer for the absorption of electromagnetic waves," *Journal of computational physics*, vol. 127, pp. 363-379, 1996.
- [133] A. Mekis, S. Fan, and J. Joannopoulos, "Absorbing boundary conditions for FDTD simulations of photonic crystal waveguides," *IEEE microwave and guided wave letters*, vol. 9, pp. 502-504, 1999.
- [134] N. Delphine, "Etude en champ proche optique de guides à cristaux photoniques sur SOI," thèse de doctorat, Ecole Centrale de Lyon, 2006.
- [135] W. Bogaerts, R. Baets, P. Dumon, V. Wiaux, S. Beckx, D. Taillaert, *et al.*, "Nanophotonic waveguides in silicon-on-insulator fabricated with CMOS technology," *Journal of Lightwave Technology*, vol. 23, pp. 401-412, 2005.
- [136] G. Celler and S. Cristoloveanu, "Frontiers of silicon-on-insulator," *Journal of Applied Physics*, vol. 93, pp. 4955-4978, 2003.
- [137] P. Kapur and K. C. Saraswat, "Optical interconnects for future high performance integrated circuits," *Physica E: Low-dimensional Systems and Nanostructures*, vol. 16, pp. 620-627, 2003.
- [138] H. Benisty, "Modal analysis of optical guides with two-dimensional photonic band-gap boundaries," *Journal of applied physics*, vol. 79, pp. 7483-7492, 1996.
- [139] R. Coccioli, M. Boroditsky, K. Kim, Y. Rahmat-Samii, and E. Yablonovitch, "Smallest possible electromagnetic mode volume in a dielectric cavity," *IEE Proceedings-Optoelectronics*, vol. 145, pp. 391-397, 1998.
- [140] C. Smith, H. Benisty, S. Olivier, M. Rattier, C. Weisbuch, T. Krauss, *et al.*, "Low-loss channel waveguides with two-dimensional photonic crystal boundaries," *Applied Physics Letters*, vol. 77, pp. 2813-2815, 2000.
- [141] 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, p. S161, 2001.
- [142] O. Painter, A. Husain, A. Scherer, P. Lee, I. Kim, J. O'brien, *et al.*, "Lithographic tuning of a two-dimensional photonic crystal laser array," *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 12, pp. 1126-1128, 2000.
- [143] S. Fan, P. R. Villeneuve, J. D. Joannopoulos, and H. A. Haus, "Channel drop filters in photonic crystals," *Optics express*, vol. 3, pp. 4-11, 1998.
- [144] S. Fan, P. R. Villeneuve, J. D. Joannopoulos, and H. Haus, "Channel drop tunneling through localized states," *Physical Review Letters*, vol. 80, p. 960, 1998.
- [145] C. Manolatou, M. Khan, S. Fan, P. R. Villeneuve, H. Haus, and J. Joannopoulos, "Coupling of modes analysis of resonant channel add-drop filters," *IEEE journal of quantum electronics*, vol. 35, pp. 1322-1331, 1999.
- [146] M. Bennett, J. Heslop-Harrison, J. Smith, and J. Ward, "DNA density in mitotic and meiotic metaphase chromosomes of plants and animals," *Journal of Cell Science*, vol. 63, pp. 173-179, 1983.
- [147] 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, pp. 27930-27937, 2010.
- [148] 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, pp. 1208-1210, 2012.
- [149] 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, p. 041111, 2013.

- [150] 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, pp. 27039-27044, 2012.
- [151] S. Olyaei and S. Najafgholinezhad, "Computational study of a label-free biosensor based on a photonic crystal nanocavity resonator," *Applied optics*, vol. 52, pp. 7206-7213, 2013.
- [152] F.-l. Hsiao and C. Lee, "Computational study of photonic crystals nano-ring resonator for biochemical sensing," *IEEE Sensors Journal*, vol. 10, pp. 1185-1191, 2010.
- [153] D. Yang, H. Tian, and Y. Ji, "Nanoscale low crosstalk photonic crystal integrated sensor array," *IEEE Photonics Journal*, vol. 6, pp. 1-7, 2014.
- [154] P. Zhang, H. Tian, D. Yang, Q. Liu, J. Zhou, L. Huang, *et al.*, "Radius vertical graded nanoscale interlaced-coupled photonic crystal sensors array," *Optics Communications*, vol. 355, pp. 331-336, 2015.
- [155] M. Qiu, "Effective index method for heterostructure-slab-waveguide-based two-dimensional photonic crystals," *Applied physics letters*, vol. 81, pp. 1163-1165, 2002.
- [156] H. S. Dutta, A. K. Goyal, and S. Pal, "Sensitivity enhancement in photonic crystal waveguide platform for refractive index sensing applications," *Journal of Nanophotonics*, vol. 8, p. 083088, 2014.
- [157] C. Jin, Z. Sun, B. Cheng, Z. Li, and D. Zhang, "Microcavities composed of point defects and waveguides in photonic crystals," *Optics communications*, vol. 188, pp. 255-260, 2001.
- [158] M. Lončar and A. Scherer, "Microfabricated optical cavities and photonic crystals," in *Optical microcavities*, ed: World Scientific, 2004, pp. 39-93.
- [159] A. N. Bashkatov and E. A. Genina, "Water refractive index in dependence on temperature and wavelength: a simple approximation," in *Saratov Fall Meeting 2002: Optical Technologies in Biophysics and Medicine IV*, 2003, pp. 393-396.
- [160] A. Hocini and A. Harhouz, "Modeling and analysis of the temperature sensitivity in two-dimensional photonic crystal microcavity," *Journal of Nanophotonics*, vol. 10, p. 016007, 2016.
- [161] S. Olyaei, M. Seifouri, and H. Mohsenirad, "Label-free detection of glycated haemoglobin in human blood using silicon-based photonic crystal nanocavity biosensor," *Journal of Modern Optics*, vol. 63, pp. 1274-1279, 2016.

Liste des Travaux

Production Scientifique

Publications International :

- **D. Benelarbi**, T. Bouchemat, M. Bouchemat, " Study of photonic crystal microcavities coupled with waveguide for biosensing applications", *Opt. Quantum Electron*, **49** ,(2017), 0306-8919.

Doi:10.1007/s11082-017-1182-5.

<https://link.springer.com/article/10.1007/s11082-017-1182-5>

- **D. Benelarbi**, T. Bouchemat, M. Bouchemat, "Design of High-Sensitive Refractive Index Sensor Using a Ring-Shaped Photonic Crystal Waveguide", *Nanoscience and Nanotechnology*, (2016), 105-109.

Doi:10.5923/c.nn.201601.20.

<http://article.sapub.org/10.5923.c.nn.201601.20.html>

Communications:

- **D. Benelarbi**, T. Bouchemat, M. Bouchemat, "Design of highly sensitive photonic crystal nano-half-ring cavity for label-free biosensing", Conférence Internationale d'optique ICO2016. 4-5 Décembre 2016, Université Ferhat Abbas Sétif 1, Institut d'optique et Mécanique de Précision, Sétif, Algérie.

- **D. Benelarbi**, T. Bouchemat, M. Bouchemat, "Study of Photonic Crystal Biosensor using DNA Filled Microcavity in the Sandwiched Waveguide Structure", International Conference on Advanced Nanomaterials. 25-27 July 2016, University of Aveiro, Aveiro-Portugal.

- **D. Benelarbi**, T. Bouchemat, M. Bouchemat, "Design of High-Sensitive Refractive Index Sensor Using a Ring-Shaped Photonic Crystal Waveguide", Applied Nanotechnology and Nanoscience International Conference. November 5-7th 2015 Paris, France.

- **D. Benelarbi**, T. Bouchemat, M. Bouchemat, "Design of biosensor based on microcavities in photonic crystal waveguide", National seminar on Electronics. June 18th 2014, University of Bordj Bou Arreridj, Algeria.

Étude de cristaux photoniques en silicium pour l'application à la biodétection

Directeur de Thèse : **Professeur Touraya BOUCHEMAT**

Résumé :

Ce travail de thèse est dédié à l'étude et conception de nouvelles structures destinées à la détection optique. En effet, le développement de ces dispositifs optiques présente un intérêt croissant et particulier, notamment pour cibler et identifier les espèces biologiques. À cet effet, les composants à base de cristaux photoniques (CPs) ont été largement exploités dans le domaine de la bio détection. Le silicium est un candidat idéal désigné comme matériau de support pour la réalisation de ces dispositifs. Dans ce contexte, de nouvelles techniques de couplage entre guide d'ondes et cavité optiques à base de cristaux photoniques planaires, réalisées sur un substrat de type silicium-sur-isolant (SOI), ont été développées. Pour cela, on procède à la modélisation de ces bio détecteurs, en optimisant leurs paramètres clé tels que le facteur de qualité et la sensibilité à l'indice optique de l'environnement extérieur, à l'aide des logiciels commerciaux Fullwave et Crystalwave qui exploitent la méthode des différences finies dans le domaine temporel à deux dimensions (FDTD-2D). Nous avons étudié en premier lieu le couplage parallèle entre une cavité résonante et un guide d'onde (W1) pour application à la détection de biomolécules d'ADN. L'originalité de cette étude consiste à considérer plusieurs capteurs sur une seule plate-forme, et à démontrer que chaque capteur pouvait détecter une cible indépendamment et sans interaction avec les autres, sans pertes, et ce, en agissant sur les paramètres influant sur les caractéristiques essentielles, nous relevons une sensibilité élevée et une faible limite de détection. Quant à la deuxième géométrie étudiée, elle consiste en une autre voie de couplage, cette dernière comprend deux tronçons de guides W1 entre lesquels a été disposée une cavité en anneaux. Nous avons également optimisé les différents paramètres structurels pour cette configuration, dans le but d'améliorer la sensibilité et le facteur de qualité afin d'obtenir un autre type de capteur performant à savoir le capteur de température. Pour cela, nous considérons l'évolution de la sensibilité en fonction du changement de la température de l'eau, des résultats probants ont été relevés.

Mots clés : cristaux photoniques, silicium, biocapteurs, guide d'onde, cavité, SOI, sensibilité, FDTD-2D.

Study of silicon photonic crystals for biodetection application

Supervisor : **Professor Touraya BOUCHEMAT**

Abstract :

This thesis is dedicated to the study and design of new structures for optical detection. Indeed, the development of these optical devices has a growing and particular interest, particularly for targeting and identifying biological species. For this purpose, the photonic crystal-based components (CPs) have been widely exploited in the field of bio-detection. Silicon is an ideal candidate designated as a support material for the realization of these devices. In this context, new coupling techniques between waveguide and optical cavity based on planar photonic crystals, made on a silicon-on-insulator (SOI) substrate, have been developed. To do this, we are modeling these bio detectors, optimizing their key parameters such as the quality factor and sensitivity to the optical index of the external environment, using commercial software Fullwave and Crystalwave that exploit the finite difference method in the two-dimensional time domain (FDTD-2D). We first studied the parallel coupling between a resonant cavity and a waveguide (W1) for application to the detection of DNA biomolecules. The originality of this study is to consider several sensors on a single platform, and to demonstrate that each sensor could detect a target independently and without interaction with others, without losses, and this, by acting on the parameters influencing the essential characteristics, we note a high sensitivity and a low limit of detection. As for the second geometry studied, it consists of another coupling path, the latter comprises two sections of guides W1 between which has been arranged a ring cavity. We have also optimized the different structural parameters for this configuration, in order to improve the sensitivity and the quality factor in order to obtain another type of high-performance sensor, namely the temperature sensor. For this, we consider the evolution of the sensitivity as a function of the change in the temperature of the water, convincing results were noted.

Keywords : photonic crystals, silicon, biosensors, waveguide, cavity, SOI, sensitivity, FDTD-2D.

دراسة بلورات السيليسيوم الضوئية لتطبيقها على التحوير الحيوي

المشرف : استاذة التعليم العالي تورية بوشماط

ملخص :

هذه الرسالة مخصصة لدراسة وتصميم هياكل جديدة للكشف البصري. في الواقع ، فإن تطوير هذه الأجهزة البصرية لديه اهتمام متزايد وخاصة ، لا سيما لاستهداف وتحديد الأنواع البيولوجية لهذا الغرض ، تم استغلال المكونات المستندة إلى الكريستال الضوئية (CPS) على نطاق واسع في مجال الكشف البيولوجي. يعتبر السيليسيوم مرشحاً مثاليًا تم تعيينه كمادة داعمة لإدراك هذه الأجهزة. في هذا السياق ، تم تطوير تقنيات اقتران جديدة بين الدليل الموجي والتجويف البصري القائم على بلورات فوتونية مستوية ، مصنوعة على ركيزة من نوع السيليسيوم على عازل (SOI). للقيام بذلك ، نقوم بنمذجة هذه المكشفات الحيوية ، وتحسين معالمها الرئيسية مثل عامل الجودة والحساسية للمؤشر الضوئي للبيئة الخارجية ، باستخدام البرمجيات التجارية Fullwave و Crystalwave التي تستغل طريقة الفرق المحدودة في المجال الزمني ثنائي الأبعاد (FDTD-2D). درسنا أول مرة اقتران مواز بين تجويف الرنيني و موجة الموجة (W1) لتطبيقها على الكشف عن الجزيئات الحيوية ADN. تتمثل أصالة هذه الدراسة في النظر في العديد من أجهزة الاستشعار على منصة واحدة ، ولإثبات أن كل مستشعر يمكن أن يكتشف الهدف بشكل مستقل ودون تفاعل مع الآخرين ، دون خسائر ، وهذا ، من خلال العمل على المعلمات المؤثرة على الخصائص الأساسية ، نلاحظ حساسية عالية وحدود منخفضة من الكشف. أما بالنسبة للهندسة الثانية المدروسة ، فهي تتكون من مسار اقتران آخر ، ويضم الأخير قسمين من الأدلة W1 تم ترتيبهما بين تجويف الدائري. لقد قمنا أيضًا بتحسين المعايير الهيكلية المختلفة لهذا التكوين ، من أجل تحسين حساسية وعامل الجودة من أجل الحصول على نوع آخر من أجهزة الاستشعار عالية الأداء ، أي جهاز استشعار درجة الحرارة. لهذا ، فإننا نعتبر تطور الحساسية كدالة للتغيير في درجة حرارة الماء ، وقد لوحظت النتائج المقنعة.

الكلمات المفتاحية : البلورات الضوئية، سيليسيوم، المستشعرات الضوئية، الدليل الموجي، التجويف، SOI الحساسية ، FDTD-2D.

مخبر مكرو أنظمة و اجهزة (LMI)

جامعة الاخوة منتوري ، طريق عين الباي-25017 قسنطينة ، الجزائر