REPUBLIQUE ALGERIENNE DEMOCRATIQUE ET POPULAIRE MINISTERE DE L'ENSEIGNEMENT SUPERIEUR ET DE LA RECHERCHE SCIENTIFIQUE UNIVERSITE MOHAMED SEDDIK BEN YAHIA – JIJEL FACULTE DES SCIENCES ET DE LA TECHNOLOGIE

N° d'ordre :.....

Série :....

Thèse

Présentée au

DEPARTEMENT D'ELECTRONIQUE

Pour l'Obtention du Diplôme de

DOCTORAT EN SCIENCES EN ELECTRONIQUE

Présentée par

AMIROUCHE Amel

Intitulée

Contribution à l'étude des microcavités à base des cristaux photoniques

Soutenue le 28/09/2017

DEVANT LE JURY :

Président: Mr. K. KEMIHRapporteur: Mr. H. BOURIDAHExaminateur: Mr. R.MAHAMDIExaminateur: Mr. F. DJEFFAL

Prof. Univ. Jijel Prof. Univ. Jijel Prof. Univ. Batna Prof. Univ. Batna

REMERCIEMMENTS

REMERCIEMENTS

Mes remerciements vont tous à Dieu tout puissant pour la volonté, la santé et la patience qu'il m'a donné pour terminer ce travail.

Ce travail a été réalisé sous la direction de Monsieur Bouridah Hachemi, Professeur à l'université de Jijel. Je veux lui exprimer mes sincères remerciements pour ses orientations, pour ses conseils et spécialement pour sa patience et sa grande gentillesse tout au long de la réalisation de cette thèse. Je lui adresse mes sincères respects pour sa compétence scientifique et son esprit critique.

Je tiens à remercier très vivement Monsieur Beghoul Mahmoud Riad, Maitre de conférences B à l'université de Jijel, pour m'avoir accordé sa confiance et encadré tout le long de ce travail. Je lui exprime toute ma gratitude et tout mon estime.

Je tiens à remercier les membres de jury pour m'avoir honoré en acceptant de juger mon travail. Merci à Monsieur Kemih Karim, Professeur à l'université de Jijel, d'avoir accepté la présidence du Jury de cette thèse. Merci également à Monsieur Mahamdi Ramdane, Professeur à l'université de Batna, et à Monsieur Djeffal Faysal, Professeur à l'université de Batna, d'avoir accepté d'être examinateurs de ma thèse.

Je remercie toutes les personnes qui m'ont aidé de près ou de loin même par un simple mot d'encouragement.

Enfin, j'adresse, à mes parents et à ma famille, des remerciements particulièrement chaleureux pour m'avoir encouragé, compris, soutenu et réconforté.

TABLE DES MATIERES

TABLE DES MATIERES

Remerciements	I
Table des matières	II
Liste des figures	VI
Liste des tableaux	XII
INTRODUCTION GENERALE	01

Chapitre I: Etat de l'art sur les cristaux photoniques

1. Introduction 0	8
2. Les cristaux photoniques 0	8
3. Propriétés des cristaux photoniques 1	0
3.1 Généralités 1	0
3.2 Les differentes structures periodiques 1	2
3.2.1 Structures périodiques unidimensionnelles (1D)1	2
3.2.2 Structures périodiques bidimensionnelles (2D)1	3
3.2.3 Structures périodiques tridimensionnelles (3D)1	4
3.3 Propriétés des cristaux photoniques bidimensionnels 1	5
3.3.1 Réseaux directs, Réciproques et zones de Brillouin du cristal photonique 2D 1	5
3.3.2 Diagrammes de bandes des cristaux photoniques bidimensionnels 1	7
3.4 Quelques applications des cristaux photoniques 1	9
3.4.1 Défauts ponctuels 2	0
3.4.2 Défauts linéaires 2	1
3.5 Cavités à cristaux photoniques 2	3
3.6 Matériaux pour la photonique 2	9
3.6.1 Les semi-conducteurs III-V 2	9
3.6.2 Les semi-conducteurs IV-IV 3	0
3.6.3 Les diélectriques 3	0
3.6.4 Les polymèrs	1

3.6.5 Le Diamant et le Graphène	31
3.7 Méthodes de fabrication de cristaux photoniques	32
3.7.1 Le micro-usinage	32
3.7.2 Auto-assemblage colloïdal	33
3.7.3 La photolithographie	33
3.7.4 L'écriture directe au laser (Direct Laser writing DLW)	35
4. Conclusion	36
Références bibliographiques du chapitre	37
Chapitre II: Méthodes et outils numériques de simulation des cristaux photoniques	
1. Introduction	44
2. Outils numériques	44
2.1 Equations de Maxwell	45
2.2 Méthode des éléments finis (FEM)	46
2.3 Méthode des matrices de transfert	47
2.4 Méthode des modes couplés	47
2.5 Méthode des volumes finis (FIT)	48
2.6 Méthode des ondes planes (PWE)	48
2.6.1 Théorème de Floquet-Bloch	48 51
2.7 Méthode des différences finies dans le domaine temporel FDTD	52

2.7.1 Discrétisation des équations de Maxwell	53
2.7.2 La FDTD dans le cas des cristaux photoniques 2D	55
2.7.3 Les conditions aux limites	57
2.7.4 Architecture informatique du code FDTD	58
3. Logiciel de simulation OptiFDTD	59
4. Conclusion	.61
Références bibliographiques du chapitre	.63

Chapitre III: Etude des potentialités des cristaux photoniques 2D en optique intégrée

1. Introduction	65
2. Modélisation des structures à base des cristaux photoniques	65
2.1 Modélisation des structures à cristaux photoniques carrées	66
2.1.1 Calcul du rapport r/a	66
2.1.1.a Modélisation des structures photoniques dans le domaine de	
télécommunication λ =1550 nm	67
$_{\rm 2.1.2.b}$ Modélisation des structures photoniques dans le domaine du visible $\lambda {=} 520$ nm .	69
2.1.2 Modélisation des structures de bandes photoniques	72
2.1.1.a Cas des structures photoniques dans le domaine de télécommunication λ =1550	70
1111	75
	15
2.2. Modélisation des structures à cristaux photoniques triangulaires	77
2.2.1 Cas des structures à cristaux photoniques dans le domaine de télécommunication.	.78
2.2.2 Cas des structures à cristaux photoniques dans le domaine du visible	82
3. Modélisation des structures triangulaires avec défauts	86
3.1 Structures triangulaires avec défauts ponctuels	.87
3.1.1 Modélisation des cavités dans le domaine de télécommunication	.87
3.1.2 Modélisation des cavités dans le domaine du visible	88
3.2 Structures triangulaires avec défauts linéaires	90
3.2.1 Modélisation des structures photoniques avec défauts linéaires de type L_3	90
3.2.2 Modélisation des structures photoniques avec défauts linéaires de type W_1	93
4. Réponses spectrales des structures photoniques avec défauts	95
4.1 Réponses spectrales des structures photoniques à 1550 nm	95
4.2 Réponses spectrales des structures photoniques à 520 nm	96
5. Conclusion	98
Références bibliographiques du chapitre	.99

	Chapitre IV: Modélisation des cavités à cristaux photoniques : Application au GaN	
1.	Introduction	101

2. Le Nitrure de Gallium	101
2.1 Généralités	101
2.2 Propriétés physiques du GaN	102
2.3 Propriétés structurales	103
2.4 Propriétés optiques	104
3. Approche numérique	106
4. Etude de la cavité à cristaux photoniques bidimensionnels	107
4.1 Modélisation des structures de bandes photoniques	109
4.1.1 Calcul du rapport r/a et choix de la structure	109
4.1.2 Calcul de diagramme de bandes d'une structure triangulaire	112
4.1.3 Calcul de la structure de bandes de la cavité hexagonale H ₁	113
4.2 Calcul de la distribution du champ dans la cavité Hexagonale	115
4.3 Calcul de la réponse spectrale de la cavité	118
5. Etude des cavités modifiées	119
5.1 Première approche : cavité modifiée	119
5.2 Deuxième approche : cavité à trous décalés	121
5.3 Troisième approche : cavité L_3	122
5.4 Quatrième approche	124
6. Conclusion	125
Références bibliographiques du chapitre	127
CONCLUSION GENERALE	129

LISTE DES FIGURES

LISTE DES FIGURES

Chapitre I

Figure 1.1. Structures photoniques dans la nature. (a) les yeux d'un papillon. (b) l'image MEB de l'œil de papillon [6], qui est constitué d'une matrice de motif hexagonal de bosses. Cette structure permet à l'oeil d'un papillon du piéger la lumière à des angles différents. (C) et (d) représentent les pétales et son image MEB. La couleur irisée du pétale est produite par une structure régulière striure qui joue un rôle en tant que réseau de diffraction. (e) et (f) illustrent une pierre précieuse et l'image MEB obtenue à partir de la Figure 1.2. Exemples de représentations schématiques de cristaux photoniques unidimensionnels (1D), bidimensionnels (2D) et tridimensionnels (3D). 10 Figure 1.3. Structure cristalline formée d'un réseau et d'un motif élémentaire 11 Figure 1.4. Réseaux direct (a) et réciproque (b) d'un réseau oblique...... 12 Figure 1.5. (a) Structure photonique 1D. (b) Exemple d'un réseau de Bragg réalisé sur un substrat de Niobate de Lithium avec une période de 1058 nm12 Figure 1.6 . (a) Cristal photonique 2D. (b) Matrice de trous d'air réalisée sur un substrat de Niobate de Lithium avec une période a = 825 nm et un rayon r = 206 nm 13 Figure 1.8. Exemples de structures 3D: structure cubique (a), Structure « Tas de bois » obtenue en déposant par couches successives des rubans de silicium polycristallin dans des tranchées de silice. Après avoir bâti la structure, la silice est retirée pour obtenir un cristal photonique 3D Si/air (b), structure de type opale (c), structure diamant également appelée structure « CFC (Cubique à Face Centrée) » (d), Yablonovite (e)...... 14 Figure 1.9. De gauche a droite : représentation du réseau direct, réseau réciproque et représentation de la première zone de Brillouin avec la zone de Brillouin irréductible du réseau carré (a) et du réseau triangulaire (b) 16 Figure 1.10 . Représentation des polarisations TE et TM dans un CP 2D 18 Figure 1.11. Diagramme de bande des structures à cristaux photoniques 2D crées par des trous d'air (r = 0.3a; $n_1 = \sqrt{\epsilon_1} = 1$) dans le silicium (Si) ($n_2 = \sqrt{\epsilon_2} = 3.45$) calculé par

Figure 1.20. (a) Représentation de super-L₃ NPC. Les positions des cinq trous les plus proches sont décalées vers l'extérieur le long de la direction x par des dimensions désignées par S₁, S₂, S₃, S₄, S₅. (B) image MEB de dessus de super- L₃ NCP fabriquée.... 30

Figure 1.21. Image MEB d'une cavité SHD à cristaux photoniques à base de LiNbO3	1
fabriqués par fraisage FIB (structure triangulaire de 5 $ imes$ 5 trous d'un diamètre de 130 nm	
et d'un trou central de diamètre d=110 nm)	31
Figure 1.22. La technique de fabrication des CPs micro-usinage	32
Figure 1.23. Fabrication des CPs par Auto-assemblage colloïdal	33
Figure 1.24. (a) Schéma d'une structure du masque GDS avec le cristal photonique, ses	
guides d'accès et leurs "tapers" [76], (b) lithographie par interférence	34
Figure 1.25. Le procédé de fabrication des CPs écriture laser directe DWL	35
Figure 1.26. Le développement des cavités photoniques durant les dernières années avec	
la croissance des facteurs de qualité	35

Chapitre II

Figure. 2.1 . Maillage triangulaire adaptatif	47
Figure. 2.2. Défaut de la structure à CP, de sa cellule unitaire et des vecteurs du réseau	51
Figure.2.3. Cellule élémentaire de Yee	55
Figure. 2.4. Architecture du code FDTD sur PC	58
Figure.2.5. Procédure de simulation dans OptiFDTD	60
Figure.2.6. Etapes de création d'un concepteur de disposition	61

Chapitre III

66
67
68
69
70

Figure 3.6. Évolution de la largeur de bande interdite d'une structure carrée de taille 7 x 7 en mode TM dans les cinq matériaux étudiés à la longueur d'onde 520 nm	1
Figure 3.7. Évolution de la largeur de bande interdite d'une structure carrée de taille 9 x 9en mode TM et TE dans les cinq matériaux étudiés à la longueur d'onde 520 nm	1
Figure 3.8. Figure 3.8. Réseau carré de trous d'air de dimensions 9 x 9	2
Figure 3.9. Figure 3.9. Diagramme de bandes de la structure carrée 9 x 9 dans le silicium en mode TM (a) et en mode TE (b) pour un rayon de trous r/a=0.44	3
Figure 3.10. Figure 3.10. Variation de la largeur de bande interdite photonique en fonction de la permittivité diélectrique du matériau pour les structures photoniques carrées	5
Figure 3.11. Figure 3.11. Diagramme de bande de la structure carrée 9 x 9 dans le silicium en mode TM (a) et en mode TE (b)	6
Figure 3.12. Figure 3.12. Réseau triangulaire de trous d'air gravés dans un matériau 78	3
Figure 3.13. Figure 3.13. Évolution de la largeur de bande interdite d'une structure triangulaire de taille 5 x 5 en mode TM (a) et TE (b)	3
Figure 3.14. Réseau triangulaire de trous d'air de dimensions 9 x 9	3
Figure 3.15.Évolution de la largeur de bande interdite d'une structure triangulaire de taille 9 x 9 en mode TM (a) et TE (b) pour différents matériaux	9
Figure 3.16. Réseau triangulaire de trous d'air de dimensions 9 x 9 80	C
Figure 3.17. Structure de bandes d'une structure triangulaire 9 x 9de trous d'air de rayon r = 0.41 a en mode TM et r = 0.35 a en mode TE dans le silicium	C
Figure 3.18. Variation de la largeur de bande interdite photonique en fonction de la permittivité diélectrique du matériau pour les structures photoniques triangulaires à la longueur d'onde 1550 nm	2
Figure 3.19. Évolution de la largeur de bande interdite d'une structure triangulaire en mode TM et TE dans différents matériaux de taille 5 x 5 (a, b), de taille 7 x 7 (c, d) et de taille 9 x 9 (e, f)	3
Figure 3.20. Structure de bandes d'une structure triangulaire 9 x 9 de trous d'air dans le silicium en polarisation TM (a) et en polarisation TE (b)	4
Figure 3.21. Cavité hexagonale de type H ₁ créée dans un réseau triangulaire de trous d'air de dimensions 9 x 9	7
Figure 3.22. Structure de bandes d'une cavité H ₁ dans le silicium en mode TM (a) et TE (b)	8

Figure 3.23. Structure de bandes d'une cavité H ₁ dans le silicium en mode TM (a) et TE (b) à la longueur d'onde 520 nm
Figure 3.24. Cavité linéaire de type L_3 créée dans un réseau triangulaire de trous d'air de dimensions 9 x 9
Figure 3.25. Structure de bandes d'une cavité L ₃ dans le silicium en mode TM (a) et TE (b) à la longueur d'onde 1550 nm91
Figure 3.26. Structure de bandes d'une cavité L_3 dans le silicium à la longueur d'onde 520 nm en mode TM (a) et TE (b)
Figure 3.27. Guide photonique de type W_1 créé dans un réseau triangulaire de trous d'air de dimensions 9 x 9
Figure 3.28.Structures de bandes d'un guide à CP W ₁ dans le silicium en mode TM (a) et en mode TE(b) à la longueur d'onde 1550 nm, structures de bandes d'un guide à CP W1dans le silicium en mode TM (c) et en mode TE(d) à la longueur d'onde 520 nm94
Figure 3.29. Distribution du champ à l'intérieur des cavités H_1 (a) et L_3 (b), Spectres de transmission des cavités H_1 (c) et L_3 (d)
Figure 3.30. Distribution du champ électromagnétique dans une structure photonique de type W1 dans le silicium en mode TM à la longueur d'onde 1550 nm
Figure 3.31. Spectres de transmission des cavités H_1 (a) et L_3 (b), distribution du champ à l'intérieur de guide photonique W_1

Chapitre IV

Figure 4.1. Structure de bande de GaN en phase Wurtzite102
Figure 4.2 . Les différentes structures de GaN : de type (a) wurtzite (Structure cristalline
des composés III-N), (b) Zinc-Blende 103
Figure 4.3. Variation des deux indices ordinaire (courbe rouge) et extraordinaire (courbe
noir) du GaN en fonction de la longueur d'onde105
Figure 4.4. Structures à cristaux photoniques : réseau carré sans défaut de dimensions X
x Y (a), réseau triangulaire bidimensionnel de dimensions X x Y (b), cavité carrée créée
en enlevant le trou central de la structure carrée (c), cavité hexagonale créée en enlevant
le trou central de la structure triangulaire (d) 108
Figure 4.5. Variation de la largeur de bande interdite en fonction du rapport r/a des
réseaux carré (a) et triangulaire (b) de trous d'air dans le nitrure de gallium (GaN) pour les
modes TM et TE 110

Figure 4.6. Diagramme de bande photonique des structures carrée et triangulaires 2D 111

Figure 4.7. Variation de la largeur de bande interdite en fonction du rapport r/a du réseau triangulaire 7 x 7 de trous d'air dans le nitrure de gallium (GaN) pour les modes TM et TE. 112

Figure 4.8. Réseau triangulaire bidimensionnel 7 x 7 (a), diagramme de bande photonique du réseau triangulaire de trous d'air cylindriques avec un rayon r = 0,35a dans le GaN 113

Figure 4.11. Amplitude du champ électrique E_z en fonction du pas temporel, où timestep = $t/\Delta t$ et $\Delta t = 4.478 \times 10^{-17}$ (a), la courbe similaire à (a) obtenue par le logiciel OptiFDTD en présence de l'excitation et après suppression de l'excitation (b)...... 117

Figure 4.14. Spectre de transmission de la cavité à défaut ponctuel avec rayon des trous d'air adjacents réduit à r '= 0.15a(a), Facteurs de qualité en fonction du rapport r/a(b)..... 120

Figure 4.18. Structure de la cavité à cristaux photoniques avec trois défauts dans la direction latérale (défaut linéaire) (avec r = 0.35a, r '= 0.15a et d = 454.5nm). 124 Figure 4.19. Le spectre de transmission de la cavité L_3 avec les trous d'air adjacents réduit à r' = 0.15a et décalé à d = 454.5nm 125

LISTE DES TABLEAUX

LISTE DES TABLEAUX

Tableau 1.1. Propriétés élémentaires des réseaux carré et triangulaire. 17
Tableau 2.1. Les méthodes les plus utilisées pour la simulation des cristaux photoniques 44
Tableau 3.1.Tableau récapitulatif des dimensions des structures carrées de dimensions 9 x 9 simulées dans différents matériaux en modes TM et TE
Tableau 3.2. Dimensions des structures carrées de tailles 9 x 9 dans les différentsmatériaux en modes TM et TE à la longueur d'onde 520 nm.77
Tableau 3.3.Tableau récapitulatif des dimensions des structures triangulaires simuléespour le réseau 9 x 9 en modes TM et TE dans différents matériaux81
Tableau 3.4. Dimensions des structures triangulaires de taille 9 x 9 dans le silicium en modes TM et TE à la longueur d'onde 520
Tableau 4.1. Paramètres de maille a et c des composés III-N en phase Wurtzite 104
Tableau 4.2. Indice de réfraction du GaN 106
Tableau 4.3. Paramètres géométriques de la structure triangulaire de dimensions 7 x 7 112

INTRODUCTION GENERALE

Introduction générale

L'homme fait usage de la lumière depuis des millénaires. Elle suscite ces dernières décennies, un vif intérêt chez les scientifiques pour le développement de nouvelles technologies. Dans ce contexte, de nombreux matériaux sont aujourd'hui élaborés pour produire de la lumière ou pour modifier son trajet comme dans le cas des vitrages appelés « Day Lighting » qui réorientent la lumière naturelle à l'intérieur des bâtiments pour plus de confort.

Contrôler la propagation de la lumière est l'objectif de la photonique. Les matériaux artificiellement structurés qui sont les cristaux photoniques permettent de répondre à ce besoin. Ceux-ci sont couramment utilisés pour leurs propriétés dispersives.

Les cristaux photoniques (CPs) ou matériaux à bandes interdites photoniques (BIP) ont été proposés en 1987 par E. Yablonovitch comme analogues pour l'optique intégrée des semi-conducteurs [1]. Les cristaux photoniques sont des structures artificielles dont l'indice diélectrique varie périodiquement à l'échelle de la longueur d'onde dans une ou plusieurs directions de l'espace [2]. Selon le nombre de directions, ces structures sont désignées par l'appellation de cristaux photoniques à une, deux ou trois dimensions. La périodicité de l'indice diélectrique joue le même rôle pour les photons que la périodicité du potentiel ionique dans un cristal pour les électrons. De même qu'il existe des bandes permises et des bandes interdites pour les électrons, il apparait des bandes interdites pour les photons dans les cristaux photoniques. A l'origine, ces derniers ont été proposés pour inhiber l'émission spontanée par annulation de la densité d'états dans la bande interdite photonique [3,4].

En fonction de ces propriétés uniques, les cristaux photoniques peuvent être utilisés pour produire de nouveaux types de dispositifs optoélectroniques, notamment des diodes électroluminescentes et des lasers à cristal photonique [5-7], des capteurs et des guides d'ondes optiques [8,9]. Plus particulièrement, les CPs bidimensionnels jouent un rôle important dans la conception des dispositifs photoniques en raison du calcul précis de la largeur de bande interdite, un confinement efficace de la lumière et une structure simple et facile à fabriquer [10]. D'autre part, lorsqu'un défaut ponctuel est introduit dans un cristal photonique CP par perturbation de la périodicité du cristal, un canal d'émission peut être généré dans la bande interdite photonique BIP. Un tel défaut ponctuel est appelé une **« cavité photonique »** [11].

Les cavités optiques dans les cristaux photoniques ont alors suscité un très vif intérêt au sein de la communauté scientifique pour devenir, à la fin du siècle dernier, l'un des sujets

de recherche les plus actifs toutes disciplines confondues à cause de leurs capacité à confiner la lumière dans des petites volumes pendant de longues durées [12,13, 14, 15]. Les progrès théoriques et expérimentaux ont été spectaculaires. En modifiant les paramètres des cavités, des caractéristiques d'émission de lumière spécifiques pourraient être acquises et utilisées dans de nombreuses applications telles que: les lasers de seuil ultra-bas et les circuits intégrés photoniques [5-8].

D'un point de vue matériaux utilisés pour la construction de CPs, nous pouvons citer l'arséniure de gallium (GaAs), le silicium Si et le dioxyde de titane (TiO₂) caractérisés par un indice de réfraction relativement élevé et une technologie de fabrication suffisamment développée [16, 17]. Cependant, l'intérêt résulte dans la possibilité de produire une nouvelle génération de dispositifs optoélectroniques tels que les diodes électroluminescentes bleues, vertes et blanches, ainsi que les lasers bleus [18]. En raison des propriétés limitées des structures à base de GaAs, de Si et de TiO₂ [19], l'attention a été orientée vers d'autres matériaux, en particulier ceux qui sont à base de nitrure tel que le nitrure de gallium (GaN) présentant le matériau de base des cavités étudiées dans le cadre de ce travail.

Ces dernières années, le GaN et ses alliages ternaires et quaternaires sont largement reconnus pour leurs nouveaux dispositifs optoélectroniques en raison de leur grande énergie de liaison (~ 26 mV pour le GaN) et de leur force d'oscillation élevée [20, 21]. En outre, le GaN est transparent dans la gamme visible en raison de son gap proche de l'ultra-violet, ce qui le rend un concurrent idéal pour les systèmes nano et micro-optoélectro-mécaniques basés sur la fluorescence [20, 21]. De plus, ce matériau est le plus attractif pour une large gamme d'applications, à savoir les dispositifs électroniques à haute puissance et à haute température, tels que les diodes électroluminescentes (LEDs) à haute luminosité bleues-vertes et ultraviolettes (UV), les diodes laser (LDs) et les détecteurs [22, 23]. Malgré tous ces avantages, le développement des CPs à base de GaN n'a été observé que depuis une décennie [24-26]. Ceci peut être attribué à certaines difficultés d'ordre technologiques.

En effet, à partir de la cavité à CP sur membrane GaN et des structures à CP avec puits quantiques Nitrure de gallium-indium InGaN / GaN, des émissions laser par excitation optique ont pu être observées [23]. Cependant, le facteur de qualité du CP laser à la longueur d'onde bleue-violette n'est pas assez élevé en raison des pertes optiques dues à la limite d'épaisseur de la membrane ou à la déformation de la structure qui provient des défauts de fabrication [27]. En effet, pour améliorer la précision de fabrication, de nombreuses études expérimentales ont été lancées pour optimiser les cavités résonantes

dans le but d'augmenter le facteur de qualité Q. Ainsi, le facteur de qualité des CPs laser dans le GaN a été rapporté à 168-5300 [23, 28]. De plus, des cavités à CPs ont été fabriquées à des longueurs d'onde bleu-violet dans le système InGaN / GaN avec Q allant jusqu'à 5200 à une longueur d'onde de 420 nm pour les cavités L₇ (cavité obtenue en omettant sept trous centrales dans la direction latérale) dans un CP membranaire [29]. Une autre étude a révélé que les valeurs Q des cavités à CP avec défauts H₂ (cavité hexagonale créée par omission de deux lignes de trous dans une structure triangulaire) et L₇ à base de GaN étaient estimées à 4,3 × 10³ et 2 × 10³ respectivement [30]. Dans son étude, Yu-Chieh Cheng [27] a montré que le facteur de qualité Q de la cavité à CPs avec une double hétérostructure dans le substrat GaN tend vers 9095 à la longueur d'onde 362 nm. Dans une étude très récente [31], il a été établi que les cavités nanobeam à cristaux photoniques à faible longueur d'onde du nitrure III sur du silicium incluant un seul puits quantique InGaN sont caractérisées par des facteurs de qualité Q expérimentaux supérieurs à 14 000.

Ce travail de thèse s'inscrit dans le cadre de l'étude et la conception des microcavités à base des cristaux photoniques pour une éventuelle émission dans le bleu.

Ce mémoire s'articulera autour de quatre grands axes:

Dans le premier chapitre, un panorama sur les structures à base de cristaux photoniques selon leurs dimensionnalités est présenté. Une attention particulière sera portée sur les cristaux photoniques bidimensionnels représentant la structure de base à étudier le long de ce travail. Nous exposerons entre autre, les diverses applications des cristaux photoniques dans le guidage et l'extraction de la lumière. Enfin, nous présentons les matériaux et les techniques de fabrication utilisés dans le domaine de la photonique.

Le deuxième chapitre de ce manuscrit est consacré à la présentation des rappels concernant les outils de simulation des cristaux photoniques. Nous exposons dans un premier temps, le principe de propagation des ondes électromagnétiques, fondé sur les équations de Maxwell. Nous consacrons une large partie de ce deuxième chapitre à l'étude des deux méthodes de résolution numérique des équations de Maxwell que nous avons d'ailleurs, exploité pour la réalisation de ce travail, en l'occurrence la méthode des ondes planes PWE basée sur une résolution fréquentielle des équations de Maxwell, et la méthode des différences finies dans le domaine temporel FDTD (Finite Difference Time Domain), basée sur la résolution en temps et en espace des équations différentielles de Maxwell. En effet, le passage en revue et le développement de ces méthodes numériques, va nous permettre d'aborder la modélisation des structures à base des

cristaux photoniques tout en étudiant les différentes propriétés optiques relatives aux structures de bandes photoniques et aux spectres de transmission.

Nous abordons dans le troisième chapitre la modélisation des structures à base des cristaux photoniques bidimensionnels afin de dégager les potentialités de ces structures pour des applications en optique intégrée. Au cours de ce chapitre, nous présenterons les structures de bandes des différentes structures à base des cristaux photoniques pour différents matériaux. Le chapitre se poursuit en étudiant l'impact de l'introduction des défauts ponctuels et des défauts linéaires dans les structures parfaitement périodiques sur les bandes interdites photoniques. Ceci permettra, par le biais de la modélisation d'associer le guidage ou l'extraction de la lumière à un cristal photonique selon d'une part la nature du matériau de base le constituant, et le type de défaut introduit dans la structure d'autre part. Cette étude sera menée en fonction de l'application visée à travers la longueur d'onde considerée.

Nous développerons, dans le dernier chapitre, une étude portant sur la conception des cavités à base de cristaux photoniques bidimensionnels dans le nitrure de gallium GaN pour une éventuelle émission dans le bleu par utilisation de la méthode des ondes planes (PWE) et la méthode des différences finies dans le domaine temporel (FDTD).

Dans un premier temps, nous nous intéressons au calcul des diagrammes de bandes des différentes structures à cristaux photoniques en géométries carrée et triangulaire en dégageant la structure caractérisée par la plus large bande interdite. Ceci sera suivi par une étude détaillée d'une cavité hexagonale H₁ dans le nitrure de gallium tout en tenant compte des différentes propriétés optiques relatives aux structures de bandes et aux spectres de transmission.

Dans la dernière partie de ce chapitre, en tenant compte des résultats de la partie précédente, l'accent est mis sur la modélisation d'une variété de cavités photoniques à base du GaN dans le but d'aboutir à la conception d'une cavité avec un facteur de qualité optimal et émettant dans le bleu. Cet objectif est rendu possible en traitant plusieurs approches par l'ajustement minutieux de plusieurs paramètres relatifs au design de la cavité.

Le long de ce chapitre, nous soutenons la pertinence des résultats obtenus par la comparaison à des simulations numériques obtenues par le logiciel de simulation OptiFDTD.

Nous terminerons ce travail de thèse par une conclusion générale et des perspectives.

Références bibliographiques

[1] E. Yablonovitch, Inhibited spontaneous emission in solid-state physics and electronics, Phys. Rev. Lett. 58 (1987) 2059–2062.

[2] J.D. Joannopouls, R.D. Meade, J.N. Winn, Photonic Crystal Molding the Flow of Light, Princeton University Press, Princeton, (1995).

[3] T.F. Krauss, R.M. De La Rue, Photonic crystals in the optical regime – past, present and future, Prog. Quant. Electron. 23 (1999) 51–96.

[4] H.Y. Ryu, H.G. Park, Y.H. Lee, Two-dimensional photonic crystal semiconductor lasers: computational design, fabrication, and characterization, IEEE J. Sel. Top.Quant. Electron. 8 (2002) 891–908.

[5] C.F. Lai, H.C. Kuo, P. Yu, T.C. Lu, C.H. Chao, H.H. Yen, W.Y. Yeh, Highly-directional emission patterns based on near single guided mode extraction from GaN-based ultrathin microcavity light-emitting diodes with photonic crystals, Appl.Phys. Lett. 97 (2010) 13108.

[6] T.T. Wu, C.C. Chen, T.C. Lu, Effects of lattice types on GaN-based photonic crystal surface-emitting lasers, IEEE J. Select. Top. Quantum Electron.21 (2015)1700106.

[7] T.T. Wu, P.S. Weng, Y.J. Hou, T.C. Lu, GaN-based photonic crystal surface emit-ting lasers with central defects, Appl. Phys. Lett. 99 (2011) 221105.

[8] A. Zakrzewski, S. Patela, Investigation of the laser acetylene sensor based on twodimensional photonic crystal, Sensors and Actuators A: Physical, 256 (2017) 51–58

[9] S. Li, Y.Y. Lu, Efficient method for computing leaky modes in two-dimensional photonic crystal waveguides, J. Light wave Technol. 28 (2010) 978.

[10] M.B. Yan, Z.T. Fu, C.L. Xu, Study on maximum band gap of two-dimensional photonic crystal with elliptical holes, Optik 124 (2013) 5972–5975.

[11] S. Noda, M. Fujita, T. Asano, Spontaneous-emission control by photonic crystalsand nanocavities, Nat. Photon. 1 (2007) 449–458.

[12] Y. Lai, S. Pirotta, G. Urbinati, D. Gerace, M. Minkov, V. Savona, A. Badolato, M. Galli, Genetically designed L_3 photonic crystal nanocavities with measured quality factor exceeding one million, Appl. Phys. Lett, 104 (2014) 241101.

[13] Y. Zhanga, Y.Zhaoa, R.Lva, A review for optical sensors based on photonic crystal cavities, Sensors and Actuators A, 233 (2015) 374-389.

[14] L. O'Faolain, Photonic crystal cavities for optical interconnects, Optical Interconnects for Data Centers, (2017) 121–156

[15] J.Lua, H.Rena, S.Guoa, Z.Wua, Y.Qina, W. Hub, C. Jiangb, Wavelength routers with low crosstalk using photonic crystal point defect micro-cavities, Optik - International Journal for Light and Electron Optics, 127 (2016) 3235–3242

[16] A. Mekis, et al., High transmission through sharp bends in photonic crystal waveguides, Phys. Rev. Lett. 77 (1996) 3787–3790.

[17] X. Wang, M. Fujimaki, K. Awazu, Photonic crystal structures in titanium dioxide (TiO2) and their optimal design, Opt. Express 13 (2005) 1486–1497.

[18] D. Néel, et al., AIN photonic crystal nanocavities realized by epitaxial conformal growth on nanopatterned silicon substrate, App. Phys. Lett. 98 (2011) 261106.

[19] M. Guriolia, M. Zamfirescua, F. Stokker-Cheregia, A. Vinattieria, I.R. Sellersb, F. Semondb, M. Lerouxb, J. Massiesb, Polariton emission in GaN microcavities, Superlattices Microstruct. 41 (2007) 284–288.

[20] T.T. Wu, H.W. Chen, Y.P. Lan, T.C. Lu, S.C. Wang, Suspended GaN-based bandedge type photonic crystal nanobeam cavities, OSA, Opt. Express 22 (2014) 2317–2323.

[21] N. Vico Triviño, G. Rossbach, U. Dharanipathy, J. Levrat, A. Castiglia, J.-F. Carlin, K.A. Atlasov, R. Butte'ı, R. Houdre'ı, N. Grandjean, High quality factor two dimen-sional GaN photonic crystal cavity membranes grown on silicon substrate, Appl. Phys. Lett. 100 (2012) 071103.

[22] H.El Ghazi, A.Jorio, Relaxation time and impurity effects on line around nonlinear refractive index changes in (In,Ga) N–GaN spherical QD, Physica B . 450 (2014) 21–24.

[23] Y.S.Choi, K.Hennessy, R. Sharma, E. Haberer, Y.Gao, S.P. DenBaars, S.Nakamura,E.L. Hu,C.Meier, GaN blue photonic crystal membrane nanocavities, App. Phys. Lett. 87(2005) 243101.

[24] T.N. Oder, J. Shakya, J.Y. Lin, H.X. Jiang, III-nitride photonic crystals, Appl. Phys. Lett. 83 (2003) 1231.

[25] Y.C. Shin, D.H. Kim, E.H. Kim, J.M. Park, K.M. Ho, K. Constant, Q.J.H. Choe, H. Park, H.Y. Ryu, J.H. Baek, T. Jung, T.G. Kim, High efficiency GaN light-emitting diodes with two dimensional photonic crystal structures of deep-hole square lattices, IEEE J. Quantum Electron. 46 (2010) 116–120.

[26] M. Arita, S. Ishida, S. Kako, S. Iwamoto, Y. Arakawa, AlN air-bridge photonic crystal nanocavities demonstrating high quality factor, Appl. Phys. Lett. 91 (2007) 051106.

[27] Y.C. Cheng, D.P. Cai, C.C. Chen, C.H. Chan, C.C. Lee, Y.L. Tsai, Photonic crystal cavity with double heterostructure in GaN Bulk, IEEE Photon. J. 5 (2013)1943–2655.

[28] B.S. Song, S. Noda, T. Asano, Y. Akahane, Ultra-high-Q photonic doubleheterostructure nanocavity, Nat. Mater. 4 (2005) 207–210.

[29] N. Vico Trivino, G. Rossbach, U. Dharanipathy, J. Levrat, A. Castiglia, J-F. Carlin, KA. Atlasov, R. Butté, R. Houdré, N. Grandjean, High quality factor two dimensional GaN photonic crystal cavity membranes grown on silicon substrate, Appl. Phys. Lett. 100 (2012) 071103.

[30] T.S. Kao, T.T. Wu, C.W. Tsao, J.H. Lin, D.W. Lin, S.J. Huang, T.C. Lu, H.C. Kuo, S.C.Wang, Y.K. Su, Light emission characteristics of nonpolar a-plane GaN-based photonic crystal defect cavities, Proc. SPIE 9372 (2015) 93720.

[31] N.V. Trivi[~]no, R. Butté, J.F. Carlin, N. Grandjean, Continuous wave blue lasing in III Nitride nanobeam cavity on silicon, Nano Lett 15 (2015) 1259–1263.

CHAPITRE I : ETAT DE L'ART SUR LES CRISTAUX PHOTONIQUES

1. Introduction

Dans ce chapitre, les notions principales qui seront abordées dans cette thèse sont définies. En effet, nous introduisons dans une première partie la notion d'un cristal photonique, la théorie des cristaux photoniques et les diagrammes de bandes, ceci permettra de comprendre le fonctionnement de ces structures. Nous nous intéressons par le suite aux applications des cristaux photoniques et des cavités à cristaux photoniques. La seconde partie s'intéresse aux matériaux et aux techniques de fabrication utilisés dans le domaine de la photonique.

2. Les cristaux photoniques

A l'instar d'un cristal semi-conducteur qui, à travers un potentiel périodique, altère le déplacement des électrons, un cristal photonique (CP) est une structure périodique de matériaux diélectriques qui modifie la propagation des ondes électromagnétiques. A l'intérieur d'une telle structure, il existe pour les photons des bandes photoniques d'énergies permises, ainsi que des bandes d'énergies où la propagation de la lumière n'est pas possible. On appelle ces dernières bandes interdites photoniques BIP.

La propriété de bande interdite photonique ou « gap » a été initialement mise en évidence par Lord Rayleigh en 1887 dans les structures de type miroir de Bragg. La généralisation du concept à deux et trois dimensions a été initiée en 1987 par Roland Zengerle [1], Eli Yablonovitch [2] et Sajeev John [3] dans le but de contrôler l'émission spontanée de la lumière. Depuis ce temps, les études sur les CPs sont devenues un thème de recherche en continuelle croissance.

Notons qu'il existe des cristaux photoniques naturels. La figure 1.1, montre des exemples sur ces structures. Certains insectes et des oiseaux affichent de belles couleurs qui ne viennent pas de pigmentation, mais en raison de structures photoniques, par exemple, les yeux de papillon se composent d'un réseau hexagonal de bosses à l'échelle nanométrique. Cette structure permet aux yeux de la teigne reflétant très peu de lumière la nuit et donc non seulement augmente le sens de la vue de la teigne, mais diminue également leur détection par des prédateurs nocturnes [4]. La figure 1.1 (a) montre les yeux d'un papillon, et la figure 1.1 (b) les amplifie par un microscope électronique à balayage. Les structures photoniques naturelles apparaissent non seulement chez les animaux, mais aussi dans les plantes. Dans la flore, les structures photoniques sont développées pour manipuler la lumière sur l'échelle de la longueur d'onde et produire des couleurs irisées et frappant dans les feuilles, les fleurs et les fruits. Par exemple, la fleur pietsnot (pietsnot flower) crée des stries régulières sur la surface des pétales. Elles ont un

rôle en tant que réseaux de diffraction (ou structure photonique unidimensionnelle) et la cause des couleurs iridescentes de pietsnot, comme illustré sur les figures 1.1 (c) et (d). En outre, les pierres précieuses naturelles aux couleurs irisées, représentées dans les figures 1.1 (e) et (f), sont également des structures photoniques [5].





Les cristaux photoniques peuvent être regroupés en trois principales catégories, selon le nombre de directions dans lesquelles il y a périodicité de la constante diélectrique. Cette périodicité peut exister selon une, deux ou trois directions de l'espace (Figure 1.2). On parle alors de cristaux photoniques unidimensionnels (1D), bidimensionnels (2D) et tridimensionnels (3D).



Figure 1.2. Exemples de représentations schématiques de cristaux photoniques unidimensionnels

(1D), bidimensionnels (2D) et tridimensionnels (3D).

3. Propriétés des cristaux photoniques

3.1 Généralités

Avant d'aborder les propriétés des cristaux photoniques, rappelons quelques notions de physique qui seront utilisées dans ce travail. Comme nous expliquons précédemment, un cristal photonique est un milieu dont la constante diélectrique varie périodiquement selon une, deux, ou trois dimensions. Ce milieu est semblable à un milieu cristallin au sein duquel il y a arrangement régulier et symétrique des atomes (Figure 1.2). Une organisation cristalline est constituée par un réseau auquel s'associe une base appelée motif.

Explicitons quelques notions qui seront utilisées dans la suite du chapitre.

• Réseau périodique

Un réseau périodique à trois dimensions est représenté par trois vecteurs fondamentaux de translation $\vec{a}, \vec{b} et \vec{c}$ qui définissent des nœuds. Si \vec{r} est le vecteur position d'un nœud de ce réseau, l'ensemble des autres nœuds est repéré par le vecteur $\vec{r'}$ tel que :

$$\vec{r'} = \vec{r} + u\vec{a} + v\vec{b} + w\vec{c} \tag{1.1}$$

avec u, v et w des entiers. L'ensemble des points $\vec{r'}$ obtenu pour tous les entiers u, v et w définit le réseau direct.

• Motif

Un motif élémentaire se positionne sur chaque nœud du réseau pour constituer le cristal. Ce motif peut présenter des formes ou des volumes plus ou moins complexes (figure 1.3). L'association motif-réseau est caractéristique de l'état cristallin.



Figure 1.3. Structure cristalline formée d'un réseau et d'un motif élémentaire.

• Réseau réciproque

A toute structure cristalline sont associés deux réseaux : réseau direct et réseau réciproque. Les axes dans le réseau réciproque sont les normales aux plans principaux du réseau cristallin. Si les vecteurs de base du réseau direct sont $\vec{a}, \vec{b} et \vec{c}$, les vecteurs de base du réseau direct sont $\vec{a}, \vec{b} et \vec{c}$, les vecteurs de base du réseau réciproque correspondant $\vec{A}, \vec{B} et \vec{C}$ sont définis tels que [9] :

$$\vec{A} = 2\pi \frac{\vec{b} \wedge \vec{c}}{\vec{a}(\vec{b} \wedge \vec{c})}, \quad \vec{B} = 2\pi \frac{\vec{c} \wedge \vec{a}}{\vec{a}(\vec{b} \wedge \vec{c})} \quad \text{et} \quad \vec{C} = 2\pi \frac{\vec{a} \wedge \vec{b}}{\vec{a}(\vec{b} \wedge \vec{c})} \tag{1.2}$$

A titre d'exemple, la figure 1.4 illustre les vecteurs de base du réseau réciproque dans le cas d'un réseau de bravais oblique à deux dimensions.

• Zone de Brillouin

Comme nous l'avons vu précédemment, \vec{A}, \vec{B} et \vec{C} définissent une maille élémentaire du réseau réciproque. En physique du solide, il est plus pratique d'utiliser une autre maille élémentaire appelée maille de Wigner-Seitz, celle-ci est définie comme le volume délimité par les plans médiateurs des plus petits vecteurs du réseau. Dans l'espace réciproque, la maille de Weigner-Seitz est appelée première zone de Brillouin, dans laquelle l'état électromagnétique sera défini.



Figure 1.4. Réseaux direct (a) et réciproque (b) d'un réseau oblique.

3.2 Les différentes structures périodiques

3.2.1 Structures périodiques unidimensionnelles (1D)

Les structures 1D sont les plus anciennes, elles ont étés déjà longuement étudiées et utilisées comme miroirs diélectriques ou filtres optiques. La figure 1.5 montre qu'elles consistent en une alternance de plans diélectriques d'épaisseur $\lambda/4$ où λ représente la longueur d'onde du rayonnement guidé et ayant des constantes diélectriques ε différentes. Les bandes interdites de cette structure, appelée également miroir de Bragg, sont sensibles à l'angle d'incidence de l'onde. Ainsi pour obtenir un contrôle des bandes interdites quel que soit l'angle d'incidence, il faut étendre la périodicité de la structure à 2 voire 3 dimensions.



Figure 1.5. (a) Structure photonique 1D. (b) Exemple d'un réseau de Bragg réalisé sur un substrat de Niobate de Lithium avec une période de 1058 nm [10]

3.2.2 Structures périodiques bidimensionnelles (2D)

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.



Figure 1.6. (a) Cristal photonique 2D. (b) Matrice de trous d'air réalisée sur un substrat de Niobate de Lithium avec une période a = 825 nm et un rayon r = 206 nm [10]

Les CPs 2D se regroupent principalement suivant trois familles qui sont les réseaux carré, triangulaire et hexagonal (honeycomb) (voir figure 1.7).



Figure 1.7. Structures 2D : a) Structure carrée, (b) triangulaire et (c) hexagonale

Les propriétés optiques des structures bidimensionnelles sont fortement dépendantes de la polarisation de l'onde électromagnétique. Il existe plusieurs façons de réaliser ces structures bidimensionnelles. Par exemple, on peut placer des tiges diélectriques dans l'air ou encore dans un autre diélectrique. Afin d'ouvrir des bandes interdites larges, il faut un contraste d'indice (différence entre les indices du milieu et des tiges) suffisamment grand [11]. Un BIP bidimensionnel peut aussi être constitué d'un ensemble de trous percés dans un diélectrique.

Un CP 2D parfait est donc un cristal périodique dans le plan (Oxy) et infiniment long dans la direction (Oz).

3.2.3 Structures périodiques tridimensionnelles (3D)

Les structures périodiques tridimensionnelles sont des structures dont la constante diélectrique est périodique dans les trois directions de l'espace. Elles ont été les deuxièmes à être réalisées par Yablonovitch après les réseaux de Bragg. Son but était d'obtenir une bande interdite pour toutes les directions de l'espace afin d'inhiber l'émission spontanée de la lumière [2]. Il existe un grand nombre de structures possibles. Mais seulement quelques-unes présentent une bande photonique interdite complète. Auguste Bravais a établi un classement de différentes familles de cristaux. Il a montré que les cristaux peuvent se répartir en sept types de mailles (7 systèmes cristallins) et 14 types de réseaux (réseaux de Bravais).



Figure 1.8. Exemples de structures 3D: structure cubique (a), Structure « Tas de bois » obtenue en déposant par couches successives des rubans de silicium polycristallin dans des tranchées de silice. Après avoir bâti la structure, la silice est retirée pour obtenir un cristal photonique 3D Si/air [12] (b), structure de type opale [13] (c), structure diamant également appelée structure « CFC (Cubique à Face Centrée) » [14] (d), Yablonovite (e).

Les cristaux photoniques tridimensionnels permettent un contrôle de la lumière dans toutes les directions de l'espace et c'est ce qui en fait leur principal intérêt. Cependant, leurs méthodes de fabrication restent très délicates et ce, malgré des avancées remarquables. Elles sont de plus, incompatibles actuellement avec les techniques de fabrication de la microélectronique en technologie planaire. Il paraît encore difficile d'envisager leur intégration en tant que composants dans des circuits photoniques intégrés. C'est pourquoi nous ne nous attarderons pas sur ce type de cristaux photoniques.

En revanche, les cristaux photoniques bidimensionnels ont connu un développement considérable. Leurs propriétés de dispersion, leurs procédés de fabrication compatibles avec les technologies issues de la microélectronique, la possibilité d'intégration hétérogène de matériaux passifs ou actifs, rendent ces structures tout à fait intéressantes pour la réalisation de composants pour les circuits photoniques intégrés. Dans toute la suite de ce travail, nous nous focaliserons sur ce type de cristaux photoniques.

3.3 Propriétés des cristaux photoniques bidimensionnels

3.3.1 Réseaux directs, Réciproques et zones de Brillouin du cristal photonique 2D Le réseau réciproque d'un cristal photonique a la même dimension que son réseau direct et est défini par ce dernier avec la relation qui suit (cas 2D):

$$\vec{a}_i.\vec{b}_i = 2\pi\delta_{ij} \tag{1.3}$$

 $\forall i, j \in [1, 2, \dots, N]$ avec δ_{ij} symbole de Kronecker.

Les vecteurs \vec{a}_i et \vec{b}_i sont les vecteurs respectifs des réseaux direct et réciproque.

La première zone de Brillouin d'un cristal photonique 2D s'obtient en menant les médiatrices des segments joignant l'origine du réseau réciproque aux nœuds du réseau les plus proches. Les points à l'intérieur de la zone de Brillouin sont ainsi les points les plus proches de l'origine que de tout autre nœud du réseau. On distingue différents réseaux de base, parmi eux : le réseau carré qui est le réseau le plus simple et le réseau triangulaire qui est celui de la plus haute symétrie.

Sur la figure 1.9 nous avons présenté la première zone de Brillouin délimitée par le carré (LMNO) dans le cas d'un cristal photonique 2D de maille carrée (Figure 1.9a). La première zone de Brillouin est délimitée par l'hexagone (ABKCDE) dans le cas d'un cristal photonique de maille triangulaire (Figure 1.9 b). 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 , *X et M* dans le cas d'un réseau carré et par les points Γ , *M et K* dans le cas d'un réseau triangulaire (figure 1.9).



Figure 1.9. De gauche à droite : représentation du réseau direct, réseau réciproque et représentation de la première zone de Brillouin avec la zone de Brillouin irréductible du réseau carré (a) et du réseau triangulaire (b).

L'ensemble de la première zone de Brillouin peut alors être reconstruit par symétrie de rotation.

Les points de haute symétrie sont définis comme suit :

- Maille Carrée : $\Gamma = (0,0), X = \left(\frac{\pi}{a}, 0\right) et M = \left(\frac{\pi}{a}, \frac{\pi}{a}\right).$
- Maille triangulaire : $\Gamma = (0, 0), K = \left(\frac{4\pi}{3a}, 0\right) et M = \left(\frac{\pi}{a}, \frac{\pi}{\sqrt{3a}}\right)$

Le tableau 1.1 présente les valeurs des vecteurs directs, réciproques et facteurs de remplissage de chaque type de réseau. Le facteur de remplissage f d'un réseau bidimensionnel est le rapport de l'aire du motif (ici un cercle) sur l'aire totale de la cellule élémentaire (zone de Brillouin) du réseau considéré.

	Réseau carré	Réseau triangulaire
	$a_1 = a(1,0);$	$a_1 = a(1,0);$
Vecteurs directs	$a_2 = a(0,1)$	$a_2 = a\left(\frac{1}{2}, \frac{\sqrt{3}}{2}\right)$
	$b_1 = \frac{2\pi}{a}(1,0);$	$b_1 = \frac{2\pi}{a} \left(1, -\frac{1}{3}\sqrt{3} \right)$;
Vecteurs réciproques	$b_2 = \frac{2\pi}{a}(0,1)$	$b_2 = \frac{2\pi}{a} \left(0, \frac{2}{3}\sqrt{3} \right)$
Facteurs de remplissage f	$\frac{r^2}{\pi r^2}$ $\frac{2\pi r^2}{r^2}$	
	a^2	$\sqrt{3}a^2$

Tableau 1.1	Propriétés	élémentaires	des	réseaux	carré et	triangulaire
	TTOPHELES	elementaries	ues	reseaux	cane et	ulanyulane

3.3.2 Diagrammes de bandes des cristaux photoniques bidimensionnels

L'absence de modes propagatifs des ondes électromagnétiques dans les cristaux photoniques, dans une plage de fréquences ou de longueurs d'onde, est qualifiée de bande interdite photonique (BIP). Cette modélisation conduit à parler de bandes d'énergie ou de structure de bandes. Elle synthétise l'ensemble des diagrammes de dispersion w(k) du cristal photonique [15]. La complexité du diagramme dépend de la dimension du cristal considéré (1D, 2D ou 3D).

L'étude des cristaux photoniques est régie par le théorème de Bloch-Floquet de telle sorte que le comportement des ondes se propageant dans un milieu périodique est régulé par une fonction d'enveloppe périodique multipliée par une onde plane. Les solutions de cette équation sont les valeurs propres $w(\vec{k})$ et les vecteurs propres \vec{k} . Les valeurs propres $w(\vec{k})$ sont des fonctions continues de \vec{k} et forment des bandes discrètes d'une structure de bande ou d'un diagramme de dispersion de la structure cristalline photonique.

La structure de bande ou le diagramme de dispersion d'un réseau cristallin photonique est la représentation graphique de la fréquence (valeurs propres) en fonction du vecteur d'onde (vecteurs propres). Cette relation dépend à la fois des paramètres de maille et de la polarisation de la lumière. Dans le système bidimensionnel, les champs électromagnétiques peuvent être divisés en deux polarisations indépendantes: le mode électrique transversal (TE), dans lequel le champ électrique est dans le plan de la périodicité et le champ magnétique est perpendiculaire à ce plan, et le mode magnétique transversal (TM) où le champ magnétique est dans le plan de la périodicité et le champ électrique est perpendiculaire. Les structures de bandes des polarisations TE et TM
peuvent être complètement différentes [16]. En particulier, des bandes interdites valables pour une polarisation ne le sont pas forcément pour l'autre. Chaque polarisation a donc sa propre bande interdite, il peut arriver que leurs bandes interdites aient une zone commune: cette bande interdite est alors appelée bande interdite complète (ou absolue) [16].



Figure 1.10. Représentation des polarisations TE et TM dans un CP 2D

Ainsi, En raison de la graduation-invariance des équations de Maxwell, les fréquences ω sont conventionnellement données par $2\pi c/a$ comme une valeur normalisée, qui est équivalente à a/λ et les deux composantes de vecteur d'onde $\vec{k}(k_x, k_y)$ sont données par [17] :

$$w_{normalized} = \frac{a}{2\pi C} w = \frac{a}{\lambda}$$
 (1.4)

$$\vec{k}_{normalized} = \frac{a}{2\pi} \vec{k} \tag{1.5}$$

Où *a* est la constante de réseau cristallin et *C* la vitesse de la lumière dans le vide.

La structure de bande d'un réseau cristallin photonique est généralement tracée le long des directions principales qui sont le long des limites globales de la première zone de Brillouin. Cependant, à cause de la symétrie des cristaux photoniques, il suffit de considérer que la variation du vecteur d'onde \vec{k} le long des limites de la zone de Brillouin irréductible.

La Figure.1.11 montre le diagramme des bandes du réseau carré et triangulaire pour les deux polarisations TE (ligne rouge) et TM (ligne bleu en pointillés) le long de la direction principale $\Gamma - X - M - \Gamma$ pour le réseau carré, et $\Gamma - M - K - \Gamma$ pour le réseau triangulaire, respectivement.



Figure 1.11. Diagramme de bande des structures à cristaux photoniques 2D crées par des trous d'air (r = 0.3a; $n_1 = \sqrt{\varepsilon_1} = 1$) dans le silicium (Si) ($n_2 = \sqrt{\varepsilon_2} = 3.45$) calculé par la méthode des ondes planes pour les deux polarisations TE (ligne rouge) et TM (ligne bleu) pour le réseau (a) carré et le réseau (b) triangulaire [17].

La structure considérée contient un réseau cristallin photonique constitué de trous d'air (Indice de réfraction : $n_{air} = \sqrt{\varepsilon_1} = 1$) Incorporé dans le silicium $(n_{si} = \sqrt{\varepsilon_2} = 3.45)$. Le rayon de trou pour les deux cas est : r = 0.3a. Comme on peut le voir sur la figure, il existe une bande interdite pour le mode TE dans le cas du réseau triangulaire et il n'y a pas de bande interdite pour le cas du réseau carré. À l'intérieur du BIP, la lumière est interdit de se propager.

3.4 Quelques applications des cristaux photoniques

Jusqu'à maintenant nous nous sommes intéressés à un cristal photonique parfaitement périodique. Cependant, les applications des structures PhC peuvent être étendues lorsque les défauts sont introduits. Les défauts sont rapportés à la violation de la symétrie dans les structures à cristaux photoniques, par exemple, en omettant un site de réseau ou en perturbant les positions et les tailles du site. En créant des défauts dans les structures à CPs, les modes localisés (fréquence de propagation permise) peuvent être obtenus à l'intérieur de la bande interdite photonique BIP. Avec les défauts appropriés, il est possible de localiser la lumière, d'altérer la densité des états optiques et de contrôler la propagation de la lumière aux longueurs d'onde souhaitées [11]. Egalement, la réalisation des circuits photoniques miniatures à différentes fonctions, comme un filtre d'extraction à cristal photonique, est possible en introduisant simultanément des défauts linéaires et des défauts ponctuels [18-20]. Les cristaux photoniques peuvent également être utilisés dans des dispositifs optiques novateurs comme les diodes laser à faible seuil [21], les guides d'ondes à faibles pertes [22, 23-25], les prismes [26] ainsi que les circuits optiques intégrés [27].

En ce qui concerne les cristaux photoniques à deux dimensions qui nous intéressent plus particulièrement dans ce travail, on peut considérer plusieurs types de défauts. Parmi les défauts possibles dans les CPs, on peut faire la distinction entre les défauts ponctuels qui se comporte comme des micro-résonateurs [28-30], et les défauts linéaires permettant de réaliser un guidage diffractif des ondes [31-33].

3.4.1 Défauts ponctuels

La création des défauts ponctuels s'effectue, soit, par une modification locale de la constante diélectrique ou un changement de taille d'un motif du cristal (défauts de substitution), soit par le déplacement d'un de ces motifs (défaut interstitiels) ou encore par le retrait d'un motif, ce qui créer une lacune dans le cristal (défaut lacunaire) (Figure.1.12). Cela correspond à une microcavité à l'intérieur du cristal photonique. Pour les cristaux photoniques constitués de trous d'air dans un matériau diélectrique, ces trous peuvent être modifiés géométriquement. La présence d'un défaut ponctuel peut conduire à l'existence de niveaux discrets d'énergie dans une ou plusieurs bandes interdites à la fois. Les modes électromagnétiques introduits par le défaut sont appelés modes de défaut. C'est un mode dont la fréquence peut se situer dans la bande interdite et qui est localisé autour du site du défaut. Les caractéristiques de ces défauts ont été étudiées par plusieurs équipes [34, 35]. Ces deux derniers ont été parmi les premiers dès 1991 à calculer les fréquences des modes de défauts dans un cristal photonique de réseau carré. La transmission de ces structures a été étudiée par [36, 37, 38]. Joannopoulos et al ont montré théoriquement que les propriétés des modes de défauts peuvent être contrôlées en modifiant la taille et le type de défauts.



Retrait d'un cylindre

Modification de la constante diélectrique

Figure1.12. Exemples de défauts ponctuels dans un cristal photonique composé de tiges diélectriques

3.4.2. Défauts linéaires

Les défauts linéaires, appelés aussi défauts étendus, sont obtenus en modifiant les cylindres ou les trous du réseau cristallin sur plusieurs sites voisins. Ces défauts permettent de réaliser un guidage diffractif des ondes. Il existe trois types de défauts étendus, défauts 1D, 2D ou 3D. Ils ne peuvent être obtenus que dans les cristaux de dimensions au moins équivalentes. Les défauts étendus de dimension 1D peuvent servir de guides d'ondes ou de cavités lasers. Ils sont certainement ceux qui ont suscité le plus grand nombre d'études [35, 11]. Les défauts 2D et 3D constitués d'une suite de guides 1D orientés dans des directions différentes de façon à véhiculer la lumière sur tous les chemins optiques possibles à l'intérieur du cristal. Les modes électromagnétiques associés aux guides d'onde sont des modes confinés dans le guide et qui peuvent se propager le long du défaut linéique. Les réalisations expérimentales ont été effectuées par [39,40] sur le type 1D.

La figure 1.13 résume les travaux réalisés par Notomi *et al* [41]. La figure 1.13 (d) montre visiblement l'effet de l'introduction d'un défaut linéaire dans un cristal photonique 2D. Effectivement, un mode de propagation unique qui présente deux seuils distincts apparaît dans la BIP. Les auteurs ont souligné que la vitesse de propagation à l'intérieur de ces guides d'ondes est deux fois inférieure à celle dans l'air. Ces résultats mettent en évidence que des guides d'ondes optimisés peuvent être conçus en modifiant les paramètres géométriques de la structure 2D. On pourra ainsi insérer des courbures dans le guide d'ondes sans introduire des pertes importantes (figure 1.14).

21



Longueur d'onde (µm)

Figure 1.13. Représentation schématique d'un cristal photonique 2D formé de trous cylindriques d'air dans une couche de Si où un défaut linéaire est introduit, (b) Image MEB de cette structure. Transmittance en fonction de la longueur d'onde d'un cristal photonique 2D sans défaut linéaire (c) et ayant un défaut linéaire de longueur l_d et de largeur w_d, $w = \sqrt{3}a$, (d) [41].

La figure 1.14 montre une photographie MEB d'un guide à cristal photonique de type W_1 dans le LiNbO₃ obtenu par lithographie électronique sur la face z- du LiNbO₃. Deux types de réseaux ont été présentés : un réseau triangulaire de période a=810 nm et de diamètre d= 360 nm, et un réseau carré de période a = 800 nm et de diamètre d= 360 nm.



Figure 1.14. Photos MEB d'un guide à cristal photonique de type W₁ dans le LiNbO₃ fabriqué par lithographie électronique. (a) maille triangulaire, (b) maille carrée. [42]

Un attrait majeur de ces structures photoniques 2D avec défaut repose sur la réalisation des nanocavités optiques avec un grand facteur de qualité et des petits volumes de mode. Ces cavités optiques à base de cristaux photoniques ont comme appellation : les cavités photoniques. Dans la section suivante, nous décrirons les différents types et propriétés des cavités photoniques.

3.5 Cavités à cristaux photoniques

Les cristaux photoniques sont d'excellents candidats pour la fabrication de cavités optiques résonantes performantes. En général, les cavités optiques sont créées en réfléchissant une partie de la lumière de facon cyclique entre deux miroirs ou deux dioptres proches l'un de l'autre. Les cavités à cristaux photoniques ont des applications variées en optique intégrée : elles permettent de réaliser des filtres [43], des commutateurs [44], des dispositifs à retard [45], des modulateurs électro-optiques [46], des détecteurs [47], des nano-lasers [48], ou encore des capteurs ultrasensibles [49]. Elles sont basées sur l'insertion contrôlée de défauts dans le maillage du cristal photonique lors de sa fabrication. Les géométries bidimensionnelles possibles sont quasi infinies et peuvent aller de la modification de la taille ou de l'indice d'un seul motif du cristal à des défauts plus étendus comme le retrait de rangées entières de motifs. On peut pour cela créer un défaut localisé de plusieurs manières : en enlevant un ou plusieurs trous au réseau, en modulant localement un défaut linéique, ou encore en utilisant des hétéro-structures formées par une modification locale de la période du réseau. Par ce biais, la lumière avec des longueurs d'onde comprises dans la BIP, peut exister à l'intérieur du défaut sous la forme de modes de cavités obtenus par réflexion au niveau du CP et être le support d'un champ électromagnétique propagatif pour ces longueurs d'onde.

Il existe plusieurs types de cavités et leur nomination dépend de la modification apportée à la périodicité du cristal photonique. La cavité la plus simple à étudier est celle obtenue en modifiant le rayon d'un seul trou et qui est connue dans la littérature sous l'appellation « cavité avec un seul défaut » ou SHD pour « single hole defect ». Les cavités obtenues en omettant un certain nombre de trous du réseau périodique triangulaire sont connues sous l'appellation « cavités photonique de type H_n », où n est le nombre de rangées manquantes par côté de l'hexagone et les cavités obtenues en omettant un certain nombre de trous du réseau périodique carré sont connues sous l'appellation « cavités photonique de type S_n », où n est le nombre de rangées manquantes par côté du carré. On peut également former des cavités à partir d'un défaut linéaire de n trous absents appelé « cavité photonique de type L_n ». Dans le cas d'une cavité de type SHD ou H₁, un

23

seul mode de résonance apparaît dans la bande interdite photonique. La figure 1.15 illustre le cas de sept types de cavités, où (a) correspond à une cavité de type SHD réalisée sur substrat de silicium (SOI), (b) représente une cavité de type L₄ obtenue en enlevant 4 trous consécutifs de la même ligne [50-52], (c) et (d) représentent, respectivement, une cavité de type H₀ [53, 54] et cavité à mode interdit (mode-gap cavity) [55], (e) cavité anneau [56,57], (f) cavité couplée à l'épaule [58,59], (g) représente une hétéro structure connue sous le nom de cavité de Noda [60].







Les cavités optiques sont caractérisées par leur longueur d'onde de résonance λ_0 ainsi que par leur facteur de qualité Q et le volume de mode V. Le facteur de qualité étant un moyen de mesurer l'efficacité avec laquelle une cavité est capable de garder la lumière

confinée. Par définition, le confinement d'un mode dans la cavité à une pulsation ω_0 correspond au taux de pertes mesuré lors d'une oscillation du champ à cette même fréquence. En principe, le facteur de qualité se définit comme le rapport entre l'énergie stockée U dans la cavité sur la puissance P perdue par cycle multiplié par la fréquence de résonance ω_0 :

$$Q = \omega_0 \frac{U}{P} \tag{1.6}$$

Cette équation a pour conséquence que l'énergie stockée décroît exponentiellement avec le temps, avec un temps caractéristique $\tau = Q/\omega_0$. Cela signifie que la mesure du facteur de qualité donne accès au temps de vie des photons dans la cavité. En se plaçant dans le domaine fréquentiel, on peut définir le facteur de qualité à partir des équations de Maxwell complexes, le mode propre de la cavité étant solution de :

$$\nabla \times E = i\overline{\omega}H \tag{1.7}$$

$$\nabla \times H = -i\overline{\omega}\varepsilon(r)E\tag{1.8}$$

Puisque le triplet $(E, H, \overline{\omega})$ est solution des équations de Maxwell, $(E^*, H^*, \overline{\omega}^*)$ l'est aussi, car la permittivité et la perméabilité sont réelles. En appliquant alors la formule de Green-Ostrogradsky au vecteur $E \times H^* + E^* \times H$ à travers une surface Σ délimitant un volume V, on obtient :

$$\iint_{\Sigma} (E \times H^* + E^* \times H) ds = i(\overline{\omega} - \overline{\omega}^*) \iiint_{V} (\varepsilon |E|^2 + \mu |H|^2) dV$$
(1.9)

Ce résultat provient du théorème de réciprocité de Lorentz. La surface d'intégration peut être choisie arbitrairement, par exemple une surface Σ_1 entourant la cavité ou une surface ouverte Σ_2 située à l'extérieur de la cavité (figure 1.16). En introduisant le flux de vecteur de Poynting P à travers la surface fermée Σ_2 :

$$P = \frac{1}{2} \iint_{\Sigma} Re\{E \times H^*\} dS$$
(1.10)

et la densité d'énergie électromagnétique U moyennée dans le temps au sein du volume V :

$$U = \frac{1}{4} \iiint_{V} (\varepsilon |E|^{2} + \mu |H|^{2}) dV$$
(1.11)



Figure 1.16. Représentation schématique d'une cavité et du système ouvert formé par le résonateur, ainsi que les surfaces Σ_1 et Σ_2 servant au calcul du facteur de qualité Q [61].

on peut alors réécrire 1.10 sous la forme :

$$P = -2Im\{\overline{\omega}\}U\tag{1.12}$$

ce qui d'après 1.6 nous permet de déduire facilement le facteur de qualité Q à partir de $\overline{\omega}$:

$$Q = \frac{Re\{\overline{\omega}\}}{-2Im\{\overline{\omega}\}}U$$
(1.13)

Cette formule montre qu'une oscillation amortie à une fréquence réelle ω_0 et de temps caractéristique $\tau = Q/\omega_0$ est équivalente à une oscillation de fréquence complexe $\overline{\omega} = \omega_0 - i\omega_0/2Q$. Les équations précédentes nous permettent d'écrire l'évolution temporelle du champ électrique dans la cavité :

$$E(t) = E_0 \frac{Re\{\overline{\omega}\}}{-2Im\{\overline{\omega}\}} U$$
(1.14)

Le confinement modal pouvant être caractérisé au choix dans le domaine temporel ou fréquentiel, la transformée de Fourier nous permet de passer de l'un à l'autre et d'obtenir ainsi l'expression du champ électrique dans l'espace fréquentiel suivant :

$$E(\omega) = \frac{E_0}{\frac{\omega_0}{2Q} + i(\omega - \omega_0)}$$
(1.15)

Le calcul de la structure de bande dans le cas de présence de défauts dans un cristal photonique sera explicité dans le chapitre 2. La figure illustre un exemple d'une structure de bande d'une cavité de type H_1 où le mode de cavité apparaît dans la BIP.



Figure 1.17. Diagramme de bande pour une cavité de type H_1 sur un substrat de Niobate de lithium avec r/a=0.4, où l'on montre aussi la distribution des champs E_x et H_z au point de symétrie et pour une polarisation TM [10].

La représentation fréquentielle du champ se présente donc sous la forme d'une lorentzienne centrée à ω_0 et de largeur spectrale à mi-hauteur $\Delta \omega$ (FWHM pour Full Width Half-Maximum) (figure 1.18)



Figure 1.18. Profil d'intensité d'une Lorentzienne décrite par le spectre d'une cavité centré en ω_0

Cette Lorentzienne permet une évaluation directe du facteur de qualité à partir du diagramme de transmission :

$$Q = \frac{\omega_0}{\Delta \omega} = \frac{\lambda_0}{\Delta \lambda} \tag{1.16}$$

Dans le spectre en transmission ou en réflexion du CP, ce mode de défaut se traduit par l'apparition d'un pic fin dans la coupure de bande interdite comme représenté sur la figure 1.19.



Figure 1.19. Illustration de la résonance d'une cavité à CPh réalisée en GaN sur un spectre en transmission. Le CP se comporte comme un guide d'onde pour des longueurs d'ondes inférieures à 1570 nm et supérieures à 1595 nm. Entre deux, le CPh agit comme un miroir du fait de l'existence d'une bande interdite photonique. La résonance à 1574.8 nm, représentée en insert, présente ici un facteur de qualité de 34000 [62]

L'autre paramètre essentiel au confinement de la lumière est le volume modal de la cavité, autrement dit le volume occupé par le mode résonnant dans la cavité. Il caractérise le confinement spatial de la lumière au sein de la cavité (Il correspond au volume effectif occupé par le champ dans cavité). Par définition, le volume modal est le rapport de la distribution de champ dans l'espace sur le maximum de l'énergie électrique, soit :

$$V = \frac{\iiint \varepsilon(r) |E(r)|^2 d^3 r}{max(\varepsilon(r)|E(r)|^2)}$$
(1.17)

où $\varepsilon(r)$ désigne la fonction diélectrique du matériau et E(r) le champ électrique. Le volume modal est très souvent exprimé en unité de $(\lambda/n)^3$.

Dans le cas idéal d'un cristal photonique sans perte, la durée de vie des photons, et par conséquent le Q seraient quasi-infinis. Ceci correspondrait à une résonance infiniment fine. Dans le cas réel, des pertes existent et sont à prendre en compte dans la valeur finale du facteur de qualité. Soit :

$$\frac{1}{Q} = \frac{1}{Q_{int}} + \frac{1}{Q_{diff}} + \frac{1}{Q_{att}}$$
(1.18)

Le premier terme correspond aux pertes dues à la diffraction de l'onde à la surface du résonateur. Il s'agit là de pertes intrinsèques à la cavité dont la valeur ne dépend que de la taille du résonateur et de la résonance considérée. Le second terme provient de la diffusion par les irrégularités de surface du résonateur, c'est-à-dire sa rugosité. Enfin, le dernier terme représente les pertes lors de la propagation dues au fait que les matériaux utilisés ne sont pas totalement transparents et qu'il existe une absorption résiduelle.

3.6 Matériaux pour la photonique

Bien que les CPs aient trouvé des applications répandues dans de nombreux domaines, la réalisation de telles structures photoniques à l'échelle nanométrique reste un grand défi. Le premier défi concerne le choix du matériau, qui doit présenter un contraste diélectrique élevé afin d'obtenir une BIP complete. Le second concerne le procédé de fabrication, qui devrait permettre d'obtenir une caractéristique structurelle contrôlable et fine, comme des techniques lithographiques à haute résolution.

- Les matériaux sont généralement nécessaires pour :
 - être transparents sur toute la gamme de fréquence des CPs;

 - pouvoir coupler à des matières actives;
 - être pertinent et facilement adapté à la méthode de fabrication choisie.

La réalisation de cristaux photoniques nécessite des matériaux qui doivent être transparents dans la gamme spectrale sur laquelle ils sont étudiés et doivent avoir une permittivité diélectrique la plus grande possible pour confiner fortement le champ. De ce fait les semi-conducteurs sont des matériaux de choix. Actuellement, la majorité des dispositifs à base de cristaux photoniques sont des cristaux 1D et 2D fabriqués dans des matériaux permettant un fort contraste d'indice puisqu'ils permettent d'obtenir de grandes bandes interdites.

3.6.1 Les semi-conducteurs III-V

Les semiconducteurs, dès le début, ont attiré l'attention des chercheurs pour la mise en œuvre des microcavités photoniques car ils offraient à la fois la possibilité d'obtenir un fort contrast d'indice, et etre transparent dans le domaine du visible ou du proche infrarouge. Les plus utilisés sont des semiconducteurs III-V. Parmi les semi-conducteurs III-V utilisés, l'InP, le GaAs et le GaN sont les plus répandus car ils présentent de bonnes propriétés optiques suite à un gap électronique direct, mais leur principal inconvénient reste leur couts. La littérature montre de nombreuses méthodes de fabrication de réseaux périodiques sur semiconducteurs (lithographie X , RIE (Reactive Ion Etching) , MBE

(Molecular Beam Epitaxy) pour les structures bidimensionnelles et MOCVD (Metal Organic Chemical Vapor Deposition), HVPE (Hybride Vapor Phase Epitaxy) pour les structures unidimensionnelles.

3.6.2 Les semi-conducteurs IV-IV

Les semiconducteurs de type IV-IV (Silicium) sont, quand à eux, moins couteux et mieux maitrisés en terme de technologie suite au progrès de la microélectronique. en effet, La technologie Si est extrêmement bien contrôlée et compatible avec des applications intégrées CMOS pour l'électronique.

Une nanocavité L₃ (NCP) a été Fabriquée dans une membrane de silicium présente un facteur de qualité $Q \sim 10^6$ et un très petit volume modal [63].



Figure 1.20. (a) Représentation de super-L₃ NPC. Les positions des cinq trous les plus proches sont décalées vers l'extérieur le long de la direction x par des dimensions désignées par S₁, S₂, S₃, S₄, S₅. (B) image MEB de dessus de super- L₃ NCP fabriquée [63].

à l'inverse des semiconducteurs III-V, les semiconducteurs de type IV-IV présentent un gap électronique indirect conduisant ainsi à des propriétés médiocres d'émission de la lumière.

3.6.3 Les diélectriques

Un regain d'intérêt est porté à la réalisation de CPs ayant un plus faible contraste d'indice, tels que les matériaux diélectriques comme Si_3N_4 , TiO_2 ou SiO_2 . Certes, leur bande interdite est étroite, mais la faible différence d'indice avec le milieu environnant permet de limiter les pertes par diffusion due aux rugosités de surface. Le niobate de lithium est parmi les matériaux optiques les plus importants de par ses propriétés et de ses applications en optique intégrée. des microcavités photoniques à base de niobate de lithium ont été fabriquées par [64].



Figure 1.21. Image MEB d'une cavité SHD à cristaux photoniques à base de $LiNbO_3$ fabriqués par fraisage FIB (structure triangulaire de 5 × 5 trous d'un diamètre de 130 nm et d'un trou central de diamètre d=110 nm) [64].

3.6.4 Les polymèrs

Pour avoir une bande interdite complète, les CPs sont généralement faits de matériaux à indice de réfraction élevé qui nécessitent une technique de fabrication complexe et coûteuse. Alors que le CP à base de polymère ne possède pas une BIP complete en raison du faible indice de réfraction, mais il pourrait être utilisé dans de nombreuses applications en raison de faible coût de fabrication, de traitement et usinage facile [65]. En outre, il est facile d'affiner leur propriétés optiques par voie optique ou électrique. Des structures photoniques sur des guides d'ondes polymères ont été réalisées avec des trous de diamètre 300 nm et période de 500 nm et une profondeur de 4 μ m [66]. D'autres travaux sur les polymères ont permis de réaliser des structures avec une période de 430 nm et des diamètres de 190 nm [67] à la longueur d'onde télécoms de 1.55 μ m.

3.6.5 Le Diamant et le Graphène

De part ses excellentes propriétés optiques, de plus en plus de groupes de recherche s'intéressent aux potentialités qu'offre le diamant en photonique, notamment du fait de son indice de réfraction élevé, son grand gap et sa transparence. Les recherches menées depuis quelques années sur les dessins de cavités pour l'amélioration des facteurs de qualité montrent le fort potentiel d'utilisation du diamant pour la réalisation de cristaux photoniques [68]. Des cavités à CPh en diamant monocristallin à une dimension [69] et deux dimensions ont été réalisées [69, 70]. Des facteurs de qualité expérimentaux jusqu'à 10000 ont pu être mesurés avec ces cavités [71].

Le graphène, une feuille de carbone bidimensionnelle, est utile non seulement dans les appareils électroniques, mais aussi en photonique et optoélectronique qui combinent les propriétés optiques et électroniques. Des cavités à cristaux photoniques 1D à base du graphène ont été réalisées [72].

3.7 Méthodes de fabrication de cristaux photoniques

Les techniques de fabrication de cristaux photoniques devraient:

- être capables de fabriquer des CPs 1D, 2D et 3D ;
- être rapide, peu compliquée et peu coûteuse;
- être capable d'engendrer des défauts arbitraires à des positions précises et arbitraires à l'intérieur du cristal;
- ne pas détruire ou endommager les matériaux utilisés.

Selon les matériaux et les applications, différentes techniques ont été identifiées pour la fabrication des CPs. Il convient de mentionner quelques techniques puissantes, telles que le micro-usinage, l'auto-assemblage colloïdal, la photolithographie et l'écriture laser directe.

3.7.1 Le micro-usinage

Le micro-usinage est une technologie de base pour la fabrication de micro-composants de taille dans la gamme de 1-500 micromètres. Cette approche a permis la fabrication de CP dans le domaine proche IR à partir de semi-conducteurs à indice de réfraction élevé. Le micro-usinage peut se faire par combinaison de différentes techniques (photolithographie, gravure, LIGA, ablation laser, micro-usinage mécanique). Par exemple, Lin et al ont créé un système dite "microprocesseur" [73] (voir figure 1.22). Dans cette technique, le réseau périodique s'accumule en déposant des lignes de silicium polycristallin dans des tranchées de SiO₂ de taille micronique dans des couches successives. Une fois la structure est construite, le SiO₂ est enlevé avec HF, laissant un CP de type silicium-air. Noda et al Ont produit certains types de CPs en GaAs en utilisant–un concept de structuration similaire [74]. Ces CPs sont créés en alignant, empilant et fusionnant soigneusement des plaquettes de GaAs préfabriquées.



Figure 1.22. La technique de fabrication des CPs micro-usinage [73]

3.7.2 Auto-assemblage colloïdal

Auto-assemblage colloïdal ou auto-assemblage de microsphères ou de nanosphères colloïdales est une technique de fabrication parallèle basée sur le dépôt chimique. Les structures fabriquées par cette technique consiste en microsphères colloïdales à faible indice de réfraction, qui sont auto-organisées dans des cristaux proches (cfc) par des forces de surface. Ces cristaux peuvent être remplis avec un matériau à indice élevé, les sphères d'origine sont dissoutes pour former des cristaux d'opale inverse avec une BIP complète [75]. Un exemple typique de ces sous-microstructures peut être vu dans la figure 1,23, où un milliard de microsphères de SiO₂ d'environ 250 nm de diamètre sont disposés dans un cristal cfc.



Figure 1.23 . Fabrication des CPs par Auto-assemblage colloïdal [75].

3.7.3 La photolithographie

Il existe quatre principaux procédés de lithographie : lithographie optique ; lithographie en champ proche ; lithographie par rayons X et lithographie par faisceau d'électron. Il existe d'autres méthodes moins connues comme la lithographie par interférence laser [76].

• La lithographie optique

C'est la méthode la plus répandue. Elle consiste en l'application d'une résine telle que du PMMA (Poly Méthacrylate de Méthyle) constituée de composants photosensibles sur un wafer de Silicium. Après projection d'un masque sur la surface, l'échantillon est exposé à la lumière ultra-violette (UV) dont l'intensité nécessaire augmente avec la complexité des motifs à réaliser. Cette étape conduit au renforcement de la partie exposée de la résine ou à sa fragilisation lorsque l'ensemble est plongé dans un révélateur comme l'alcool isopropylique. Cette méthode est très adaptée pour de grandes surfaces mais est limitée pour des motifs de petites échelles ou complexes.

• La méthode de lithographie en champ proche

Elle permet au contraire de texturer à l'échelle de la molécule mais elle est très lente et adaptée pour des petites surfaces uniquement.

• La lithographie par rayons X

A partir d'un premier masque réalisé à l'aide d'un canon à électrons, le motif en deux dimensions des microstructures est dupliqué par lithographie au rayons X sur une couche de polymides photosensibles. L'épaisseur et le matériau du masque ainsi que la largeur des microstructures déterminent l'épaisseur maximale de la couche de polymides. Le motif est ensuite développé chimiquement pour pouvoir passer à l'étape suivante.

• La technique de lithographie par faisceau d'électron

Cette technique ne requiert pas de masque comme la première. Elle consiste en la gravure d'une résine sensible pixel par pixel.

Il va de soi que la fabrication des cristaux photoniques doit être la plus précise possible si on veut que les structures se comportent de la manière prévue par nos simulations. Par exemple, pour un guide W₁, une erreur de quelques nanomètres sur la position de certains des trous de la première rangée du cristal photonique lors de la lithographie peut créer involontairement une nanocavité au sein du guide d'onde, et modifier ainsi fortement son comportement. Un trou légèrement plus grand ou plus petit que les autres au sein du cristal photonique peut de la même façon créer une nanocavité. La très petite taille des trous du cristal photonique, de l'ordre de 100 nanomètres de rayon, va amplifier l'importance de ces défauts et rendre les cristaux photoniques plus difficiles à fabriquer. Pour ces raisons, la lithographie électronique est la méthode de choix pour la fabrication des cristaux photoniques, en raison de sa grande précision.



Figure 1.24 . (a) Schéma d'une structure du masque GDS avec le cristal photonique, ses guides d'accès et leurs "tapers" [77], (b) lithographie par interférence [76].

3.7.4 L'écriture directe au laser (Direct Laser writing DLW)

Cette technique est basée sur la polymérisation à deux photons d'un matériau photosensible. Elle a émergée comme une technique pour la fabrication rapide, pas cher et flexible de nanostructures pour des applications photoniques. Par exemple, Hiroaki Misawa et al ont démontré la fabrication d'un CP spirale 3D comme le montre la figure 1.25 [78].



Figure 1.25. Le procédé de fabrication des CPs écriture laser directe DWL [78].

La figure 1.26 illustre le développement des cavités photoniques selon leurs facteurs de qualité durant les dix dernières années.



Figure 1.26. Le développement des cavités photoniques durant les dix dernières années avec la croissance des facteurs de qualité [43, 62, 63, 69, 70].

4. Conclusion

Au cours de ce chapitre, nous avons présenté les cristaux photoniques, tout d'abord d'un point de vue théorique, en définissant ces structures et les types de cristaux photoniques, en partant du concept bien connu de cristal photonique unidimensionnel et en le généralisant à deux dimensions puis à trois dimensions. Il s'avère que le choix des cristaux photoniques à deux dimensions est lié à leur relative facilitée de fabrication comparée aux cristaux photoniques 3D et à leur plus grande compatibilité avec l'optique intégrée et l'optoélectronique. Nous avons rappelé les phénomènes physiques clés qui régissent les bases théoriques des cristaux photoniques bidimensionnels. Des exemples d'application des cristaux photoniques 2D ont été présentés au travers des défauts structurels : microcavités par insertion de défauts localisés et guides d'onde à cristal photonique (PCW) par insertion des défauts linéaires. Nous avons également décrit les différentes caractéristiques des cavités à base des cristaux photoniques.

Enfin, les différents matériaux utilisés en photoniques et les différents procédés de fabrication de ces cristaux photoniques ont été présentés de manière succincte.

A travers cette recherche bibliographique, il apparaît claire que le phénomène de guidage et d'extraction de la lumière à travers les cristaux photoniques, est fortement lié d'une part à la nature du matériau de base, et d'autre part à un ensemble de paramètres géométriques ajustables selon l'application visée.

Références bibliographiques du chapitre

[1] R. Zengerle, Light propagation in singly and doubly periodic planar waveguides, Journal of Modern Optics, 34 (1987) 1589-1617.

[2] E. Yablonovitch, Inhibited spontaneous emission in solid-state physics and electronics, Phys. Rev. Lett., 58 (1987) 2059-2062.

[3] S. John, Strong localization of photons in certain disordered dielectric superlattices, Phys. Rev. Lett, 58 (1987) 2486-2489.

[4] Cas Smith. http://www.terrapinbrightgreen.com/blog/2014/06/biomimicryphotonics/.

[5] A. Blaaderen. Opals in a new light. Science, (1998) 282-887.

[6] Dario Borghino. http://www.gizmag.com/moth-eye-biomimicry-safer-xrays/ 23206/.

[7] http://steiner.bss.phy.cam.ac.uk/people/copy-of-projects/photonicstructures.

[8] J. V. Sanders. Color of precious opals. Nature, 204 (1964) 1151-1153.

[9] M. Roussey, M.P. Bernal, N. Courjal, F. I. Baida, Experimental and theoretical characterization of a lithium niobate photonic crystal, Appl. Phys. Lett. 87 (2005) 241101.

[10] Jean Dahdah, Etude théorique et expérimentale de cavités photoniques en Niobate de lithium - Application à la détection de gaz, Optique / photonique. Université de Franche-Comté, (2010).

[11] Joannopoulos, S.G.Johnson, R. D. Meade, J. N. Win, Photonic Crystal : Molding the Flow of Light, Princeton Univ. Press, (1995).

[12] S.Y. Lin, J.G. Fleming, D.L. Hetherington, B.K. Smith, R. Biswasa, K.M. Ho, M.N. Sigalas, W. Zubrzycki, S.R. Kurtz, J. Bur. A three-dimensional photonic crystal operating at infrared wavelengths. Nature, 394(1998)251-253,.

[13] Yurii A. Vlasov, Xiang-Zheng Bo, James C. Sturm, David J. Norris, On-chip natural assembly of silicon photonic bandgap crystals. Nature, 414 (2001) 289-293.

[14] Soumia Massaoudi, Étude théorique et expérimentale des matériaux à bandes interdites photoniques bidimensionnels (BIP 2D) en micro-ondes : application à l'ultraréfraction. PhD thesis, Université Paris XI Orsay, (2005).

[15] Jean-Michel Lourtioz, Henri Benisty, Vincent Berger, Jean-Michel Gérard, Daniel Maystre, AlexeiTchelnokov, Les cristaux photoniques ou la lumière en cage, Hermes science publications édition, (2003).

[16] D. Joannopoulos, R. D. Meade, J. N. Winn, Photonic Crystals- Modeling the flow of light, Second Edition, Princeton, New-York, (2008).

[17] Khanh Van Do, Contribution to the exploration of dispersive and polarization properties of graded photonic crystal structures, Université Paris Sud-Paris XI (2012).

[18] Y. Akahane, et al., Investigation of high-Q channel drop filters using donor-type defects in two-dimensional photonic crystal slabs, Applied Physics Letters, 83 (2003) 1512-1514.

[19] H. Takano, et al., Highly efficient multi-channel drop filter in a two-dimensional hetero photonic crystal. Optics Express, 14 (2006) 3491-3496.

[20] M. Okano, et al., Coupling between a point-defect cavity and a line-defect waveguide in three-dimensional photonic crystal, Physical Review B,68 (2003) 235110.

[21] K. Nozaki, et al., Room temperature continuous wave operation and controlled spontaneous emission in ultra small photonic crystal nanolaser. Optics Express, 15 (2007) 7506-7514.

[22] A. Mekis, et al., High transmission through sharp bends in photonic crystal waveguides. Physical Review Letters,77 (1996) 3787-3790.

[23] J. Smajic, et al., Design and optimization of an achromatic photonic crystal bend. Opt.

Express, 11 (2003) 1378-1384.

[24] R. Espinola, et al., A study of high-index-contrast 90 degree waveguide bend structures. Optics Express, 8 (2001) 517-528.

[25] S.G. Johnson, et al., Guided modes in photonic crystal slabs. Physical Review B,60 (1999) 5751-5758.

[26] H. Kosaka, et al., Superprism phenomena in photonic crystals. Physical Review B, 58 (1998) R10096-R10099.

[27] S. Noda, et al., Full three-dimensional photonic bandgap crystals at near-infrared wavelengths. Science, 289 (2000) 604-606.

[28] A. M. Yacomotti, F. Raineri, C. Cojocaru, P. Monnier, J. A. Levenson, R. Raj, No-nadiabatic dynamics of the electromagnetic field and charge carriers in high-Q photonic crystal resonators, Phys. Rev. Lett., 96 (2006) 093901.

[29] F. Raineri, G. Vecchi, A. M. Yacomotti, C. Seassal, P. Viktorovitch, R. Raj, A. Levenson, Doubly resonant photonic crystal for efficient laser operation : Pumping and lasing at low group velocity photonic modes, Appl. Phys. Lett, 86 (2005) 011116.

[30] P. E. Barclay, K. Srinivasan, O. Painter, Nonlinear response of silicon photonic crystal microresonators excited via an integrated waveguide and fiber taper, Optics Express, 13 (2005) 801.

[31] X. Letartre, C. Seassal, C. Grillet, P. Rojo-Romeo, P. Victorovitch, M. Le Vassord'Yerville, D. Cassagne, C. Jouanin, Group velocity and propagation losses measurement in a single-line photonic crystal waveguide on InP membranes, Appl. Phys. Lett.,79 (2001) 2312-2314.

[32] D. Labilloy, H. Benisty, C. Weisbuch, T. F. Krauss, R. Houdr'e, U. Oesterle, Use of guided spontaneous emission of a semiconductor to probe the optical properties of twodimensional photonic crystals, Appl. Phys. Lett., 71 (1997) 738-740.

[33] C. Jamois, R. Wehrspohn, L. C. Andreani, C. Hermann, O. Hess, U. Gosele, Siliconbased two-dimensional photonic crystal waveguides, Photonics and Nanostructures -Fundamentals and Applications, 1 (2003) 1-13.

[34] E. Yablonivitch, T. J. Gmitter, K. M. Leung, Photonic Band Structure : The Facecentred-Cubic Case Employing Non spherical Atoms, Phy. Rev. Lett.,67 (1991) 2295-2298.

[35] R. D. Meade, Karl D. Brommer, Andrew M. R, J. D. Joannopoulos, Photonic bound states in periodic dielectric materials, Phs. Rev. B, 44 (1991) 13772-13774.

[36] M. Sigalas, C. M. Soukoulis, E. N. Economou, C. T. Chan, K. M. Ho, Photonic band gaps and defects in two dimensions: Studies of the transmission coefficient, Phys. Rev. B, 48 (1993) 14121.

[37] F. Gadot, Modelisation et caractérisation expérimentale de matériaux à Bandes Interdites Photoniques (BIP) en Micro-Ondes, thèse de Doctorat, Univ. De Paris sud, Janvier(1999)

[38] K. Sakoda, Optical Properties Of Photonic Crystals Manual, Springer, (2001)

[39] M. Loncar, D. Nedeljkovic, T. Doll, J. Vuckovic, A. Scherer, T. P. Pearsall, waveguiding in planar photonic crystals, Appl. Phys. Lett. 77 (2000) 1973.

[40] M. Tokushama, H. Kedosaka, A. Tomita, H. yamada, Light wave propagation throught a 120° sharply bent single-line-defect photonic crystal waveguide, Appl. Phys. Lett. 76 (2000) 952

[41] M. Notomi, et al., Extremely large group-velocity dispersion of line-defect waveguides

in photonic crystal slabs. Physical Review Letters, 87 (2001) 253902-253904.

[42] M.R. BEGHOUL, Contribution à la réalisation de fonctions optoélectroniques à base de cristaux photoniques pour les télécommunications, Université Mentouri – Constantine, (2008).

[43] [7] M. Arjmand, R. Talebzadeh, Optical filter based on photonic crystal resonant cavity, Optoelectron. Adv. Mater. Rapid Commun. 9 (2015) 32-35.

[44] K. Fasihi, High-contrast all-optical controllable switching and routing in nonlinear photonic crystals, J. Lightwave Technol. 32 (2014) 3126-3131.

[45] C.Y. Lin, H. Subbaraman, A. Hosseini, et al., Silicon nano membrane based photonic crystal waveguide array for wavelength-tunable true-time-delay lines, Appl. Phys. Lett. 101 (2012) 051101 (1–4).

[46] Y. Gao, R.J. Shiue, X. Gan, et al., High-speed electro-optic modulator integrated with graphene-boron nitride heterostructure and photonic crystal nanocavity, Nano Lett. 15 (2015) 2001–2005.

[47] T. Tanabe, H. Sumikura, H. Taniyama, A. Shinya, M. Notomi, All-silicon sub-Gb/s telecom detector with low dark current and high quantum e_ciency on chip, Applied Physics Letters 96 (2010) 101103. 24, 50

[48] O. Painter, R. K. Lee, A. Scherer, A. Yariv, J. D. O'Brien, P. D. Dapkus, I. Kim, Twodimensional photonic band-gap defect mode laser, Science 284, 1819 (1999).

[49] Ya-nan Zhanga, Yong Zhaoa, Ri-qingLva, A review for optical sensors based on photonic crystal cavities, Sensors and Actuators A, 233 (2015) 374–389.

[50]Y. Akahane, T. Asano, B.S. Song, et al., High-Q photonic nanocavity in a two dimensional photonic crystal, Nature, 425 (2003) 944-947.

40

[51] Y. Zhang, D. Li, C. Zeng, et al., Silicon optical diode based on cascaded photonic crystal cavities, Opt. Lett. 39 (2014) 1370-1373.

[52] A. Majumdar, J. Kim, J. Vuckovic, et al., Electrical control of silicon photonic crystal cavity by graphene, Nano Lett. 13 (2013) 515-518.

[53] D. Yang, H. Tian, Y. Ji, Nanoscale low crosstalk photonic crystal integrated sensor array, IEEE Photonics J. 6 (2014) 4200107 (1–7).

[54] Y. Fu, Y. Lee, S. Lin, Design and demonstration of high quality-factor H1-cavity in two-dimensional photonic crystal, Opt. Lett. 38 (2013) 4915-4918.

[55] C. Caer, X. Le Roux, E. Cassan, High-Q silicon-on-insulator slot photonic crystal cavity infiltrated by a liquid, Appl. Phys. Lett. 103 (2013) 251106 (1–4).

[56] B. Li, C. Lee, NEMS diaphragm sensors integrated with triple-nano-ring resonator, Sens. Actuators, A: Phys. 172 (2011) 61-68.

[57] D. Wang, Z. Yu, Y. Liu, et al., Ultra small modal volume and high Q factor optimization of a photonic crystal slab cavity, J. Opt. 15 (2013) 125102 (1–7).

[58] Y. Yang, D. Yang, H. Tian, et al., Photonic crystal stress sensor with high sensitivity in double directions based on shoulder-coupled aslant nanocavity, Sens. Actuators, A: Phys. 193 (2013) 149-154.

[59] Y. Zhang, Y. Zhao, D. Wu, et al., Fiber loop ring-down refractive index sensor based on high-Q photonic crystal cavity, IEEE Sens. J. 14 (2014) 1878-1885.

[60] Susumu Noda, Masayuki Fujita, Takashi Asano, Spontaneous-emission control by photonic crystals and nanocavities, nature photonics, 1 (2007).

[61] P. Lalanne, C. Sauvan, J.P.Hugonin, Photon confinement in photonic crystal nanocavities, Laser & Photonics Review 2 (6), (2008) 514-526.

[62] I. Roland, Y. Zeng, Z. Han, X. Checoury, C. Blin, M. El Kurdi, A. Ghrib, S. Sauvage,
B. Gayral, C. Brimont, T. Guillet, F. Semond, P. Boucaud, Near-infrared gallium nitride two-dimensional photonic crystal platform on silicon. Applied Physics Letters, 105 (2014) 011104.

[63] Y. Lai, S. Pirotta, G. Urbinati, D. Gerace, M. Minkov, V. Savona, A. Badolato, M. Galli, Genetically designed L3 photonic crystal nanocavities with measured quality factor exceeding one million, Applied Physics Letters, 104 (2014) 241101.

[64] N. Courjal. M. P. Bernal, G. Ulliac, J. Dahdah, S. Benchabane, J-M. Merolla, LiNbO3 acousto-optical and electro-optical micromodulator, Journal of the European Optical Society - Rapid Publications 4 (2009) 09018.

[65] G. V. Freymann, A. Ledermann, M. Thiel, I. Staude, S. Essig, K. Busch, M. Wegener, Three-dimensional nanostructures for photonics. Adv. Funct. Mater, 20 (2010) 1038-1052.

[66] U.Huebner, R. Boucher, W. Morgenroth, M. Schmidt, M. Eich, Fabrication of photonic crystal structures in polymer waveguide material, Microelectronic Engineering, 83 (2006) 1138-1141.

[67] J.Teyssier, Réalisation de guides d'ondes pour l'optique non-linéaire. Développement de nanocomposites inorganiques, thèse de doctorat, UFR Ecole Supérieure d'Ingénieurs d'Annecy, (2004).

[68] I.Bayn, J. Salzman, High-Q photonic crystal nanocavities on diamond for quantum electrodynamics, The European physical journal applied physics, 37 (2007) 19-24.

[69] J. Riedrich-Möller, L. Kipfstuhl, C. Hepp, E. Neu, C. Pauly, F. Mücklich, A. Baur, M. Wandt, S.Wolff, M. Fischer, S. Gsell, M. Schreck, and C. Becher. One- and two dimensional photonic crystal microcavities in single crystal diamond. Nature nanotechnology, 7 (2012) 69-74.

[70] J C. Lee, A P. Magyar, D O. Bracher, I. Aharonovich, E L. Hu, Fabrication of thin diamond membranes for photonic applications, Diamond and Related Materials, 33 (2013) 45-48.

[71] M. Burek, Y. Chu, M. Liddy, P. Patel, J. Rochman, M. Lukin, M. Loncar. High-q optical nanocavities in bulk single-crystal diamond. Optical Society of America, (2014).

[72] L. Bian, P. Liu, G. Li, Y. Chen, H. Liu, C. Liu, Multi-mode absorption in multi-cavity photonic crystal with two graphene monolayers, Superlattices and Microstructures, In Press.

[73] S. Y. Lin, J. G. Fleming, D. L. Hetherington, B. K. Smith, R. Biswas, K. M. Ho, M. M. Sigalas, W. Zubrzycki, S. R. Kurtz, J. Bur, A three-dimensional photonic crystal operating at infrared wavelengths, Nature, 394 (1998) 251-253.

[74] S. Noda, K. Tomoda, N. Yamamoto, A. Chutinan, Full three-dimensional photonic band gap crystals at near-infrared wavelengths, Science, 289 (2000) 604-606.

[75] G. I. Waterhouse, M. R. Waterland, Opal and inverse opal photonic crystals: Fabrication and characterization, Polyhedron, 26 (2007) 356-368. Modern Inorganic Chemistry in Australia and New Zealand.

[76] T. Nguyen, Q. Nguyen, J. Zyss, I. Ledoux-Rak, N. Lai, Optimization of thickness and uniformity of photonic structures fabricated by interference lithography, Appl Phys A,111 (2013) 297-302.

[77] Z. Han, Vers le laser Raman à cristal photonique en filière silicium. PhD thesis, Université Paris Sud XI, (2010).

[78] K. K. Seet, V. Mizeikis, S. Juodkazis, H. Misawa, Three-dimensional horizontal circular spiral photonic crystals with stop gaps below 1 μm, Appl.Phys. Lett, 88 (2006) 221101.

CHAPITRE II : METHODES ET OUTILS NUMERIQUES DE SIMULATION DES CRISTAUX PHOTONIQUES

Chapitre II Méthodes et outils numériques de simulation des cristaux photoniques

1. Introduction

Dans ce chapitre, les différents outils de simulations numériques utilisés pour l'étude des structures à cristaux photoniques 2D sont décrits. En fait, pour modéliser ces structures, nous nous sommes appuyés sur deux outils de calculs adaptés à l'étude des cristaux photoniques. Le premier outil utilise la méthode de décomposition en ondes planes du champ électromagnétique (PWE), quant au second, il se sert de la méthode FDTD (Finite Difference Time Domain). Cette méthode nécessite une discrétisation spatiale et temporelle des coordonnées.

2. Outils numériques

Parmi les modèles théoriques traitant les cristaux photoniques, on peut d'abord distinguer deux catégories : les cristaux de taille finie et les cristaux de taille infinie. On peut par la suite considérer la dimensionnalité des cristaux étudiés (1D, 2D ou 3D). Les principales approches de calcul, basées sur la résolution des équations de Maxwell, utilisées pour les cristaux finis sont les méthodes des matrices de transfert [1], les théories de la diffraction par les réseaux [2] et les différences finies dans le domaine temporel (Finite Difference Time Domain, FDTD) [3]. Le calcul de structures infinies est généralement basé sur une méthode de décomposition du champ en ondes planes (Plane Wave Expansion, PWE) [4,5]. Ces méthodes nous permettent de tracer la réflexion, la transmission et le diagramme de rayonnement et la structure de bande du CP.

Tableau 2.1 : Les méthodes les plus utilisées pour la simulation des cristaux photoniques



Chapitre II Méthodes et outils numériques de simulation des cristaux photoniques

Dans le cadre de cette thèse, nous avons utilisé les méthodes PWE et FDTD qui seront présentées en détail dans la suite de ce chapitre.

Nous allons commencer par décrire les équations de Maxwell sur lesquelles sont basées ces deux méthodes de calcul utilisées.

2.1 Equations de Maxwell

La propagation de la lumière dans les cristaux photoniques est régie par les équations de Maxwell. Les équations de Maxwell en U.S.I (Unités du Système International) sont :

• Loi de Gauss pour le champ électrique :

$$div\,\overline{D}(\vec{r},t) = \rho \tag{2.1}$$

• Loi de Gauss pour le champ magnétique :

$$div\,\vec{B}(\vec{r},t) = 0\tag{2.2}$$

• Loi de Faraday :

$$\overrightarrow{rot}\vec{E}(\vec{r},t) = -\frac{\partial}{\partial t}\vec{B}(\vec{r},t)$$
(2.3)

• Loi d'Ampère :

$$\overrightarrow{rot}\vec{H}(\vec{r},t) = \frac{\partial}{\partial t}\vec{D}(\vec{r},t) + J(\vec{r},t)$$
(2.4)

Dans ces équations, $\vec{E}(\vec{r},t)$ et $\vec{H}(\vec{r},t)$ sont les champs électriques et magnétiques, le champ de déplacement est noté $\vec{D}(\vec{r},t) = \varepsilon \vec{E}(\vec{r},t) = \varepsilon_0 \varepsilon(\vec{r}) \vec{E}(\vec{r},t)$, le champ d'induction magnétique est noté $\vec{B}(\vec{r},t) = \mu \vec{H}(\vec{r},t) = \mu_0 \vec{H}(\vec{r},t)$. $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7} H/m$ est la perméabilité magnétique du vide, ρ et $J(\vec{r},t)$ la densité de charge et la densité de courant, r et t les coordonnées d'espace et de temps.

Dans le cas d'un cristal photonique simple sans charges électriques extérieures, on peut noter $\rho = 0$ et $j(\vec{r}, t) = 0$.

On cherche une solution harmonique pour laquelle le champ électrique et le champ magnétiquesont des champs oscillants sinusoïdaux dont l'amplitude est indépendante du tempst. $\vec{E}(\vec{r},t)$ et $\vec{H}(\vec{r},t)$ s'écrivent alors sous la forme :

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

$$\vec{H}(\vec{r},t) = \vec{H}(\vec{r})e^{-i\omega t}$$
(2.5)

A partir des dernières équations, on retrouve les équations de propagation pour le champ électrique $\vec{E}(\vec{r})$ et le champ magnétique $\vec{H}(\vec{r})$:

$$\frac{1}{\varepsilon(\vec{r})}\vec{\nabla} \times \left(\vec{\nabla} \times \vec{E}(\vec{r},t)\right) = -\frac{1}{c^2}\frac{\partial^2}{\partial t^2}\vec{E}(\vec{r},t)$$
(2.6)

$$\vec{\nabla} \times \left(\frac{1}{\varepsilon(\vec{r})} \vec{\nabla} \times \vec{H}(\vec{r}, t)\right) = -\frac{1}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \vec{H}(\vec{r}, t)$$
(2.7)

L'équation (2.6) devient :

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

Que l'on peut également écrire de la façon suivante :

$$\Theta_E \vec{E}(\vec{r}) = \frac{\omega^2}{c^2} \vec{E}(\vec{r})$$
(2.9)

avec $c = \frac{1}{\sqrt{\varepsilon_0 \mu_0}}$ et $\Theta_E = \frac{1}{\varepsilon(\vec{r})} \nabla \times (\nabla \times l' op \acute{e}rateur de champ agissant sur E)$

De façon similaire, le champ magnétique $\vec{H}(\vec{r})$ doit être en mesure de satisfaire la relation :

$$\Theta_H \vec{H}(\vec{r}) = \frac{\omega^2}{c^2} \vec{H}(\vec{r})$$
(2.10)

où : $\Theta_H = \nabla \times \left(\frac{1}{\varepsilon(\vec{r})} \nabla \times l' op \acute{e}rateur de champ agissant sur H\right)$

2.2 Méthode des éléments finis (FEM : Finite Element Method)

La méthode des éléments finis est très populaire en mécanique et en génie civil. Elle a été développée initialement dans les années 40, pour résoudre des problèmes de mécanique de structures. Quelques années plus tard, elle a été appliquée à l'électromagnétisme.C'est une méthode utiliséepour obtenir la réponse fréquentielle d'un système [6], elle donne la solution exacte des équations de Maxwell par la résolutiond'équations aux dérivées partielles.

La FEM permet de résoudre un problème en divisant l'espaceen plusieurs sousrégions.Pour des géométries planes, on utilise le plus souvent des triangles comme éléments de base. Pour des problèmes tridimensionnels, ce sont des tétraèdres la plupart du temps. Ces éléments bi- et tridimensionnels sont très utilisés parce qu'ils permettent de réaliser desmaillages à pas variable (figure 2.1). Le maillage s'adapte aux structures courbes. Cette méthode est largement utilisée pour étudier les cristaux photoniques. Elle

Chapitre II Méthodes et outils numériques de simulation des cristaux photoniques

permet d'avoir accès aux coefficients de réflexion et de transmission du BIP, à des cartes de champ et aux diagrammes de rayonnements. Les difficultés rencontrées avec cette méthode, sont les problèmes d'espace mémoire et de temps de calcul pour des structures plus complexes.



Figure. 2.1. Maillage triangulaire adaptatif

2.3 Méthode des matrices de transfert (TMM : Transfert Matrix Method)

La méthode des matrices de transfert permet de calculer les coefficients de réflexion et de transmission pour les cristaux photoniques de taille finie. Ces matériaux peuvent être parfaits ou dopés [7]. Elle peut être utilisée pour le calcul de structure de bande pour un cristal parfait. Elle a été adaptée au cas des cristaux photoniques par Pendry au début des années 90 et par Reynolds [8] dans les deux dernières années. En fait, elle permet d'exprimer le champ électromagnétique sur une couche en fonction du champ sur la couche précédente. L'évolution du champ dans le cristal est alors calculée de couche en couche, ce qui permet d'obtenir les coefficients de transmission et de réflexion.

2.4 Méthode des modes couplés

La théorie des modes couplés a été mise en place par Yariv en 1991 [9] pour les CPs unidimensionnels. Elle utilise les mêmes principes que la théorie des électrons quasilibres. Elle est appelée aussi méthode des perturbations. La variation périodique de la permittivité du CP est considérée comme une perturbation. Cette méthode permet la simulation de la propagation de l'onde guidée. Elle permet également d'évaluer l'influence des paramètres géométriques (pas du réseau, dimension de la structure ...) sur la transmission et la réflexion. L'intérêt de cette méthode est l'étude de la propagation de la

Chapitre II Méthodes et outils numériques de simulation des cristaux photoniques

lumière dans les hétérostructures [10] et les structures à guides combinées aux cristaux photoniques (CPs 2.5D).

2.5 Méthode des volumes finis (FIT : Finite Integration Theory)

La méthode des volumes finis intègre, sur des volumes élémentaires de forme simple, les équations écrites sous forme de lois de conservation. Elle fournit ainsi de manière naturelle des approximations discrètes conservatives. Elle est adaptée pour les équations de conservation de la masse, de la quantité de mouvement, de l'énergie. Sa mise en œuvre est simple si les volumes élémentaires sont des rectangles. Cependant, elle peut être utilisée sur des volumes élémentaires de forme quelconque. En 1977, Weiland propose un schéma de discrétisation spatial pour les équations intégrales de Maxwell [11]. Ce schéma appelé Finite Integration Theory (FIT) peut être appliqué à de nombreux problèmes d'électromagnétisme, de la statique aux hautes fréquences, dans le domaine temporel et fréquentiel. Les cristaux photoniques infinis et finis peuvent être simulés par cette méthode.

2.6 Méthode des ondes planes (PWE : Plane Wave Expansion)

La méthode des ondes planes (Plane Wave expansion Method PWM) est souvent utilisée pour la modélisation des cristaux photoniques car elle peut donner des résultats précis et fiables. Elle consiste à décomposer le champ électromagnétique sur une base d'ondes planes. La résolution des équations de Maxwell se transforme alors en un problème de résolution d'équations aux valeurs propres. Cette méthode est utilisée pour le calcul de diagramme de bande ou relation de dispersion de structure périodique [12]. Elle permet aussi de calculer et d'avoir accès aux modes électromagnétiques présents dans la structure.

2.6.1 Théorème de Floquet-Bloch

Dans un cristal photonique, la périodicité de la constante diélectrique permetd'établir la relation suivante :

$$\varepsilon(\vec{r} + \vec{R}) = \varepsilon(\vec{r}) \tag{2.11}$$

avec \vec{R} vecteur du réseau réel et peut être représenté par :

$$\vec{R} = l\vec{a_1} + m\vec{a_2} + n\vec{a_3} \tag{2.12}$$

où $\vec{a_i}$ (i = 1,2 ou 3) sont les vecteurs élémentaires du réseau direct du CP. I, m et n sont des entiers indiquant la position du motif dans le repère (a_1, a_2, a_3). Puisque la périodicité

présente une périodicité spatiale, on peut développer $\varepsilon^{-1}(\vec{r})$ en série de Fourier. Pour cela, on introduit les vecteurs du réseau réciproque, $\vec{b_l}$ qui sont directement liés au vecteur d'onde \vec{k} et jouent un rôle essentiel dans la théorie de la PWE [13, 14, 15].

Chaque vecteur de l'espace périodique peut être exprimé de la façon suivante :

$$\vec{G} = h_1 \overrightarrow{b_1} + h_2 \overrightarrow{b_2} + h_3 \overrightarrow{b_3}$$
(2.13)

Avec h_1 , h_2 et h_3 sont des entiers. $\varepsilon^{-1}(\vec{r})$ s'écrit :

$$\frac{1}{\varepsilon(\vec{r})} = \sum_{\vec{G}} \varepsilon^{-1}(\vec{G}) exp(i\vec{G}\vec{r})$$
(2.14)

D'après le théorème de Bloch, le champ électromagnétique peut être développé en ondes planes comme suit :

$$\vec{H}(\vec{r}) = \sum_{\vec{G}_{l},\vec{N}} \vec{H}(\vec{G}_{l}) \cdot \hat{e}_{N} \cdot exp\left(\left(i\vec{k} + \vec{G}_{l}\right) \cdot \vec{r}\right)$$
(2.15)

N=1 ou 2, \hat{e}_1 , \hat{e}_2 étant les vecteurs unitaires perpendiculaires aux vecteurs $(\vec{k} + \vec{G}_1)$.

En injectant (2.14) et (2.15) dans (2.10), on arrive à l'équation matricielle suivante :

$$\sum_{\overrightarrow{G'}} \left| \vec{k} + \vec{G} \right| \left| \vec{k} + \overrightarrow{G'} \right| \varepsilon^{-1} \left(\vec{G} - \overrightarrow{G'} \right) \begin{pmatrix} \widehat{e_2} \cdot \widehat{e_2'} & -\widehat{e_2} \cdot \widehat{e_1'} \\ -\widehat{e_1} \cdot \widehat{e_2'} & \widehat{e_1} \cdot \widehat{e_1'} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} h_1' \\ h_2' \end{pmatrix} = \frac{\omega^2}{c^2} \begin{pmatrix} h_1 \\ h_2 \end{pmatrix}$$
(2.16)

La résolution de (2.16) peut se faire en utilisant la méthode de diagonalisation. Pour différentes valeur du vecteur d'onde \vec{k} , on peut obtenir une série de fréquences propres $\omega_{\vec{k},n}$ (valeurs propres de la matrice) qui va constituer la structure de bande photonique en choisissant le nombre adéquat de bandes souhaité n [16]. Pour les structures 2D, on considère que la constante diélectrique est invariante selon la direction z dans le cas d'une propagation dans le plan xy, $k_z = 0$, $e_2 = e_z$ et e_1 est toujours dans le plan xy, on a alors les deux polarisations h_1 et h_2 qui sont indépendantes.Tant que h_1 est dans le plan xy, h_2 est suivant z, alors h_1 correspond au mode TE et h_2 au mode TM, et l'équation (2.16) se décompose en modes TE et TM comme suit :

Chapitre II

• Mode TE :

$$\sum_{\overrightarrow{G'}} \left| \vec{k} + \vec{G} \right| \left| \vec{k} + \overrightarrow{G'} \right| \varepsilon^{-1} \left(\vec{G} - \overrightarrow{G'} \right) h_1(\overrightarrow{G'}) = \frac{\omega^2}{c^2} h_1(\vec{G})$$
(2.17)

• Mode TM :

$$\sum_{\overrightarrow{G'}} \left| \vec{k} + \vec{G} \right| \left| \vec{k} + \overrightarrow{G'} \right| \varepsilon^{-1} \left(\vec{G} - \overrightarrow{G'} \right) h_2 \left(\overrightarrow{G'} \right) = \frac{\omega^2}{c^2} h_2 \left(\vec{G} \right)$$
(2.18)

Toutefois, par comparaison avec la physique du solide, on montre qu'en tenant compte des symétries du cristal, on peut limiter l'étude aux vecteurs \vec{k} situés sur une zone restreinte, appelée première zone de Brillouin. Un système d'équations aux valeurs propres est alors a résoudre où ω est valeur propre.

La relation $\omega(k)$ entre la pulsation ω et le vecteur d'onde \vec{k} d'une onde monochromatique est la relation de dispersion du cristal. C'est une relation qui est spécifique au milieu dans lequel se propage l'onde et offre des informations sur la propagation de la lumière. L'ensemble des solutions discrètes de ω donne la structure de bande $\omega_i(k)$ du cristal photonique, ou l'entier i désigne le numéro de bande considérée.

Comme précédemment évoqué, il n'est pas nécessaire d'établir les relations $\omega(k)$ sur tout l'espace des \vec{k} , mais seulement sur un espace restreint appelé zone de Brillouin irréductible. De manière générale, quand les vecteurs d'onde \vec{k} décrivent la première zone de Brillouin, les fréquences (ou bandes) $\omega_i(k)$ recouvrent le spectre entier d'énergie.

Néanmoins, dans certaines configurations, il existe des intervalles d'énergie où aucune bande $\omega_i(k)$ n'est accessible : il s'agit des bandes interdites aux photons.

En pratique, on définit la structure d'un réseau périodique par une cellule de base et l'on répète cette cellule suivant les directions voulues pour former un cristal photonique parfait exempts de défauts de périodicité qui couvre l'espace entier. Dans le cas du cristal infini avec défauts (ponctuel ou linéaire), le calcul par la méthode des ondes planes est possible en introduisant la périodicité brisée par le défaut lui-même. En effet, on place le défaut au centre d'une cellule de dimension plus grande que celle de base comprenant plusieurs rangées du cristal, cette cellule est appelée supercellule (cas des cavités ou guides d'onde).

Chapitre II Méthodes et outils numériques de simulation des cristaux photoniques

2.6.2 Calcul de la structure de bande des cristaux photoniques avec défauts : Méthode de la supercellule [17,18]

Les propriétés optiques des structures à cristaux photoniques avec défauts diffèrent de celles de cristaux photoniques purs. Si on introduit une rupture locale de la périodicité cristalline, il en résulte l'introduction des niveaux d'énergie localisés dans la bande interdite photonique.

Nous allons maintenant étudier ce phénomène en détail et utiliser la méthode pour calculer le diagramme de bande de la structure à cristaux photoniques avec défaut. Nous extrayons du cristal photonique la zone avec défaut. La zone peut être de cinq ou six éléments dans chaque dimension. Ensuite, nous progressons cette zone dans toutes les directions et obtenons une nouvelle structure où la zone sélectionnée forme une nouvelle cellule unitaire du cristal photonique. Les vecteurs du réseau correspondants sont également modifiés. Après cela, nous calculons la structure de bande du CP avec une nouvelle cellule unitaire comme nous l'avons fait pour une structure strictement périodique.



Figure. 2.2. Défaut de la structure à cristaux photoniques, de sa cellule unitaire et des vecteurs du réseau

La procédure de calcul est donc la suivante:

Chapitre II Méthodes et outils numériques de simulation des cristaux photoniques

- Déterminez la cellule unitaire du défaut. Dans notre cas, la cellule unitaire doit être suffisamment grande pour isoler les défauts progressés de l'interaction les uns avec les autres. Pour cela, nous devrions prendre la cellule unitaire comprenant au moins cinq ou six éléments photoniques comme montré à la Figure 2.2. D'autre part, la cellule unitaire ne doit pas être trop grande pour réduire le temps de calcul.
- La gamme des vecteurs d'onde est encore limitée par la zone de Brillouin.
- Définir l'ensemble des vecteurs du réseau réciproque. Etant donné que la cellule unitaire possède un profil d'indice de réfraction complexe et qu'elle présente des éléments relativement petits par rapport à la taille de la cellule unitaire, le nombre de vecteurs du réseau réciproque doit être plus important que pour une structure strictement périodique. Ceci permet de prendre en compte plus d'harmoniques avec des fréquences plus élevées pour reproduire en détail le profil d'indice de réfraction.
- Créer l'opérateur différentiel matriciel pour chaque valeur de vecteur d'onde à l'intérieur d'un ensemble défini et calculer ses valeurs propres. Cette étape est similaire à celle pour un cristal photonique strictement périodique.

2.7 Méthode des différences finies dans le domaine temporel FDTD

La méthode des différences finies dans le domaine temporel (FDTD), proposée pour la première fois par K.S. Yee en 1966 [19], a été largement utilisée dans les calculs électromagnétiques. Cette méthode repose sur la résolution dans le domaine temporel, des équations de Maxwell discrétisées spatialement et temporellement. Ensuite, la méthode FDTD a été appliquée aux cristaux photoniques. Le calcul de toutes les composantes de champs à tous les instants et sur tout le domaine de calcul permet d'obtenir, entre autre à l'aide de la transformée de Fourier, des informations telles que le spectre en fréquences en plusieurs points de la structure, une cartographie du champ électrique ou magnétique à l'intérieur du cristal, etc. Cette méthode est adaptée à l'étude d'un défaut ou d'une cavité. Cette méthode permet l'étude de réseaux de taille finie grâce aux conditions aux limites absorbantes ou bien de réseau infini en utilisant les conditions de mur magnétique ou de mur électrique [20].

Ainsi, la méthode FDTD permet de trouver la distribution de champ en résolvant le système des équations de Maxwell. La solution est basée sur les données suivantes:

- Fonction de distribution de la permittivité qui détermine les conditions de propagation du rayonnement.
- Conditions initiales qui constituent des paramètres de rayonnement tels que la longueur d'onde, l'amplitude et la phase initiale.
Conditions aux limites qui déterminent le comportement du rayonnement à la frontière de la région de calcul. Après avoir réglé toutes ces conditions, la distribution de champ est calculée pas à pas à partir de la source de rayonnement.

Dans cette partie, nous exposerons les principes de la méthode FDTD.

2.7.1 Discrétisation des équations de Maxwell

Les équations de Maxwell pour un milieu sans dispersion, absorption ou génération de lumière sont données par:

$$\nabla \times E(\vec{r}, t) = -\frac{1}{c} \frac{\partial B(\vec{r}, t)}{\partial t}$$

$$\nabla \times H(\vec{r}, t) = \frac{1}{c} \frac{\partial D(\vec{r}, t)}{\partial t}$$
(2.19)

Ces deux équations s'écrivent, en coordonnées cartésiennes, sous la forme de six équations scalaires. Chaque équation correspond à une direction:

$$\frac{\partial E_z}{\partial y} - \frac{\partial E_y}{\partial z} = -\frac{1}{c} \frac{\partial B_x}{\partial t}$$
(2.20)

$$\frac{\partial E_x}{\partial z} - \frac{\partial E_z}{\partial x} = -\frac{1}{c} \frac{\partial B_y}{\partial t}$$
(2.21)

$$\frac{\partial E_y}{\partial x} - \frac{\partial E_x}{\partial y} = -\frac{1}{c} \frac{\partial B_z}{\partial t}$$
(2.22)

$$\frac{\partial H_z}{\partial y} - \frac{\partial H_y}{\partial z} = \frac{1}{c} \frac{\partial D_x}{\partial t}$$
(2.23)

$$\frac{\partial H_x}{\partial z} - \frac{\partial H_z}{\partial x} = \frac{1}{c} \frac{\partial D_y}{\partial t}$$
(2.24)

$$\frac{\partial H_y}{\partial x} - \frac{\partial H_x}{\partial y} = \frac{1}{c} \frac{\partial D_z}{\partial t}$$
(2.25)

Les équations (2.20), (2.21) et (2.25) correspondent à la polarisation $TE(E_z, H_x, H_y)$, et les équations (2.22), (2.23) et (2.24) correspondent à la polarisation $TM(H_z, E_x, E_y)$.

Le principe principal de la méthode FDTD est la discrétisation de l'espace, c'est-à-dire le remplacement de toutes les dérivées partielles par des différences $\frac{\partial}{\partial x} \approx \frac{\Delta}{\Delta x}, \ \frac{\partial}{\partial y} \approx \frac{\Delta}{\Delta y}, \ \frac{\partial}{\partial z} \approx \frac{\Delta}{\Delta z}$.Ces équations peuvent être discrétisées dans le temps et dans l'espace (figure 2.2), c'est la base de l'algorithme de Yee [19] qui s'appuie sur la méthode dite« saute-mouton » : les composantes de champ électrique sont calculées à un instant t, puis

cesont les composantes de champ magnétiques qui sont calculées, puis de nouveau les composantesde champ électrique etc. Les équations qui suivent représentent les équations de basede la méthode FDTD dans un repère que l'on suppose cartésien.

$$H_{x(i,j,k)}^{n+1/2} = H_{x(i,j,k)}^{n-1/2} + \frac{c\Delta t}{\mu\Delta z} \left(E_{y(i,j,k+1/2)}^n - E_{y(i,j,k-1/2)}^n \right) \\ - \frac{c\Delta t}{\mu\Delta y} \left(E_{z(i,j+1/2,k)}^n - E_{z(i,j-1/2,k)}^n \right)$$
(2.26)

$$H_{y(i,j,k)}^{n+1/2} = H_{y(i,j,k)}^{n-1/2} + \frac{c\Delta t}{\mu\Delta x} \left(E_{z(i+1/2,j,k)}^n - E_{z(i-1/2,j,k)}^n \right) - \frac{c\Delta t}{\mu\Delta z} \left(E_{x(i,j,k+1/2)}^n - E_{x(i,j,k-1/2)}^n \right)$$
(2.27)

.

$$H_{z(i,j,k)}^{n+1/2} = H_{z(i,j,k)}^{n-1/2} + \frac{c\Delta t}{\mu\Delta y} \left(E_{x(i,j+1/2,k)}^{n} - E_{x(i,j-1/2,k)}^{n} \right) - \frac{c\Delta t}{\mu\Delta x} \left(E_{y(i+1/2,j,k)}^{n} - E_{y(i-1/2,j,k)}^{n} \right)$$
(2.28)

$$E_{x(i,j,k)}^{n+1} = H_{x(i,j,k)}^{n} + \frac{c\Delta t}{\varepsilon\Delta y} \Big(H_{z(i,j+1/2,k)}^{n+1/2} - H_{z(i,j-1/2,k)}^{n+1/2} \Big) - \frac{c\Delta t}{\varepsilon\Delta z} \Big(H_{y(i,j,k+1/2)}^{n+1/2} - H_{y(i,j,k-1/2)}^{n+1/2} \Big)$$
(2.29)

$$E_{y(i,j,k)}^{n+1} = E_{y(i,j,k)}^{n} + \frac{c\Delta t}{\varepsilon\Delta z} \left(H_{x(i,j,k+1/2)}^{n+1/2} - H_{x(i,j,k-1/2)}^{n+1/2} \right) - \frac{c\Delta t}{\varepsilon\Delta x} \left(H_{z(i+1/2,j,k)}^{n+1/2} - H_{z(i-1/2,j,k)}^{n+1/2} \right)$$
(2.30)

$$E_{z(i,j,k)}^{n+1} = E_{z(i,j,k)}^{n} + \frac{c\Delta t}{\varepsilon\Delta x} \left(H_{y(i+1/2,j,k)}^{n+1/2} - H_{y(i-1/2,j,k)}^{n+1/2} \right) - \frac{c\Delta t}{\varepsilon\Delta y} \left(H_{x(i,j+1/2,k)}^{n+1/2} - H_{x(i,j-1/2,k)}^{n+1/2} \right)$$
(2.31)

Ces expressions indiquent que les valeurs de l'intensité du champ magnétique sont prises avec un décalage temporel en fonction du champ électrique.

n représente l'itération courante, Δx , Δy *et* Δz sont respectivement les pas spatiaux dans les directions \vec{x} , \vec{y} *et* \vec{z} . (*i*, *j*, *k*) sont des entiers naturels qui jouent le rôle de pointeurs des cellules. Cette opération, effectuée en chaque nœud de la grille FDTD ($\forall i, j, k$), est répétée à chaque instant d'échantillonnage temporel pour chacune des six composantes du champ électromagnétique.



Figure.2.3. Cellule élémentaire de Yee

Pour garantir la stabilité numérique du calcul, il convient de respecterla condition qui lie les pas spatiaux dans les 3 directions au pas temporel Δt (la condition de Courant-Friedrichs - Lewy (CFL) dans le vide).

$$\Delta t \le \frac{1}{c\sqrt{\frac{1}{\Delta x^2} + \frac{1}{\Delta y^2} + \frac{1}{\Delta z^2}}}$$
(2.32)

Cette relation traduit le fait que le pas temporel doit être suffisant pour décrire la propagation d'un nœud à l'autre.

2.7.2 La FDTD dans le cas des cristaux photoniques 2D

Dans le cas des CPs 2D, le problème est divisé en deux cas indépendants, la polarisation TE et la polarisation TM.

✓ la polarisation dite « Transverse Magnétique » (TM), regroupant les composantes de

 ✓ la polarisation dite « Transverse Électrique » (TE), regroupant les composantes de champs E_x, E_y et H_z, les autres composantes étant nulles.

Les équations précédentes se simplifient.

Pour la polarisation TM, nous avons :

$$H_{x(i,j)}^{n+1/2} = H_{x(i,j)}^{n-1/2} - \frac{c\Delta t}{\mu\Delta y} \left(E_{z(i,j+1/2)}^n - E_{z(i,j-1/2)}^n \right)$$
(2.33)

$$H_{y(i,j)}^{n+1/2} = H_{y(i,j)}^{n-1/2} + \frac{c\Delta t}{\mu\Delta x} \left(E_{z(i+1/2,j)}^n - E_{z(i-1/2,j)}^n \right)$$
(2.34)

$$E_{z(i,j)}^{n+1} = E_{z(i,j)}^{n} + \frac{c\Delta t}{\varepsilon\Delta x} \left(H_{y(i+1/2,j)}^{n+1/2} - H_{y(i-1/2,j)}^{n+1/2} \right) - \frac{c\Delta t}{\varepsilon\Delta y} \left(H_{x(i,j+1/2)}^{n+1/2} - H_{x(i,j-1/2)}^{n+1/2} \right)$$
(2.35)

Pour la polarisation TE, nous avons :

$$H_{z(i,j)}^{n+1/2} = H_{z(i,j)}^{n-1/2} + \frac{c\Delta t}{\mu\Delta y} \left(E_{x(i,j+1/2)}^n - E_{x(i,j-1/2)}^n \right) - \frac{c\Delta t}{\mu\Delta x} \left(E_{y(i+1/2,j)}^n - E_{y(i-1/2,j)}^n \right)$$
(2.36)

$$E_{x(i,j)}^{n+1} = H_{x(i,j)}^{n} + \frac{c\Delta t}{\epsilon\Delta y} \left(H_{z(i,j+1/2)}^{n+1/2} - H_{z(i,j-1/2)}^{n+1/2} \right)$$
(2.37)

$$E_{y(i,j)}^{n+1} = E_{y(i,j)}^n - \frac{c\Delta t}{\varepsilon\Delta x} \left(H_{z(i+1/2,j)}^{n+1/2} - H_{z(i-1/2,j)}^{n+1/2} \right)$$
(2.38)

La condition de stabilité se simplifie également :

$$\Delta t \le \frac{1}{c\sqrt{\frac{1}{\Delta x^2} + \frac{1}{\Delta y^2}}}$$
(2.39)

A la fin de la simulation, la transformée de Fourier des composantes des champs électrique et magnétique est calculée. Le calcul du vecteur de Poynting permet de déterminer le flux d'énergie et ensuite de calculer les coefficients de transmission et de réflexion de la structure.

2.7.3 Les conditions aux limites

Il est impossible d'étendre indéfiniment le domaine de discrétisation spatial, donc il est nécessaire de le limiter, en périphérie de ce domaine les équations (2.33 - 2.38) ne sont pas valables, les champs situés en périphérie de ce domaine ne peuvent ainsi être calculés avec les équations classiques FDTD.

La solution consiste à diviser le domaine de discrétisation en deux parties : une zone de champ total localisée au centre et une zone de champ diffracté à ses bords. Les composantes des champs seront donc égales soit à celles du champ total au centre, soit à celles du champ diffracté aux bords où des réflexions non physiques apparaissent et perturbent fortement le calcul. Pour résoudre ce problème, on ajoute une zone d'absorption capable d'absorber progressivement le champ diffracté sans engendrer de phénomènes de réflexion du champ. Les conditions aux limites absorbantes (ABCs) et efficaces ont provoqué des recherches subtiles de la méthode FDTD. Plusieurs méthodes existent avec des philosophies différentes. Les conditions PML « Perfectly Matched Layers» [21] peuvent être appliquées aux bords du domaine et qui sont particulièrement intéressantes pour la modélisation des cristaux photoniques. La méthode PML semble s'affirmer aujourd'hui comme la plus efficace et performante parmi les autres méthodes. L'efficacité de cette méthode est remarquable puisque l'épaisseur de la zone d'absorption peut être souvent limitée à cinq pas de discrétisation spatiale et l'amplitude du champ réfléchit aux bords est de l'ordre de 10⁻⁵, sur une large gamme d'incidences et de fréquences. Cette méthode est à base de la condition d'adaptation d'impédance de deux ondes à l'interface entre deux milieux de même indice mais dont l'un est absorbant (présentant une conductivité électrique σ et magnétique σ^* non nulle).

Dans le vide, cette condition s'exprime $\sigma/\epsilon_0 = \sigma^*/\mu_0$, où ϵ_0 désigne la permittivité du vide et μ_0 sa permittivité magnétique. Pour limiter la réflexion en bord de domaine, l'épaisseur de la couche absorbante doit être choisie aussi grande que possible. Grossièrement, on peut dire que l'onde est absorbée en totalité à l'interface entre les deux milieux sans engendrer de réflexion parasite. Cette adaptation d'impédance est possible pour une onde incidente normale, dès qu'on s'écarte de la normaleune réflexion à l'interface entre les deux milieux réapparaît et perturbe le calcul.

Bérenger a proposé une astuce qui consiste à rendre le milieu absorbant et artificiellement biaxe [21]. L'absorption n'est alors choisie non nulle que suivant l'axe normal à l'interface entre les deux milieux. A l'interface, l'onde plane incidente est décomposée fictivement en deux ondes :

57

(a) une onde à incidence normale, ne subissant pas de réflexion à l'interface entre le milieu non absorbant et le milieu absorbant.

(b) une onde à incidence rasante ne subit aucune réflexion.

L'addition des conditions aux limites tout autour du domaine de calcul de type PML a l'effet d'absorber toute onde incidente arrivant avec une incidence quelconque sans engendrer de réflexion parasite. L'épaisseur de la couche PML doit être choisie aussi grande que possible pour absorber l'onde incidente sans trop augmenter le temps de calcul.

2.7.4 Architecture informatique du code FDTD

Le code FDTD repose sur une architecture un peu particulière (figure 2.4). Le code FDTD en lui-même est écrit en Matlab. Les parties visualisation du champ et définition des paramètres de la simulation sont réalisées sur un micro-ordinateur.



Figure. 2.4. Architecture du code FDTD sur ordinateur

3. Logiciel de simulation OptiFDTD

OptiFDTD est un logiciel puissant permet de concevoir, d'analyser et de tester les composants photoniques passifs et non linéaires modernes pour la propagation de l'onde, la diffusion, la réflexion, diffraction, polarisation et les phénomènes non linéaire. Le noyau du programme OptiFDTD est basé sur la méthode des différences finies dans le domaine temporel FDTD [22, 23] et la condition aux limites : couche uniaxiale parfaitement adaptée (UPML). L'algorithme permet de résoudre à la fois les champs magnétiques et électriques dans les domaines temporels et spatiaux. OptiFDTD améliore considérablement la productivité des ingénieurs de conception en réduisant le temps d'accès au marché. Ceci, avec l'intégration avec d'autres logiciels Optiwave.

OptiFDTD se présente sous 4 principales applications :

1. Le concepteur de disposition (Layout Designer): C'est ici qu'on peut définir les paramètres de la structure et de la simulation.

2. Concepteur de profil (Profile Designer): Permet de définir les matériaux et les profils utilisés dans la simulation.

3. Simulateur (Simulator): Ce programme charge le fichier concepteur et effectue la simulation. Le simulateur est démarré à partir du concepteur de disposition.

4. Analyseur (Analyzer): Ce programme est utilisé pour afficher les résultats et effectuer un post traitement. Dès que la simulation est effectuée, le simulateur demande si on souhaite ouvrir l'analyseur.

La Procédure de simulation dans OptiFDTD est résumée dans l'organigramme de la figure 2.5.

Pour lancer un projet dans le simulateur OptiFDTD, la première étape consiste à ouvrir le concepteur de disposition (Layout designer).



Figure.2.5. Procédure de simulation dans OptiFDTD

La figure 2.6 est un diagramme qui illustre les principales étapes de création d'un concepteur de disposition.



Figure.2.6. Etapes de création d'un concepteur de disposition

4. Conclusion

Au cours de ce chapitre, nous avons abordé le développement des équations de Maxwell dans le vide et l'équation d'onde qui en découle. Les différents outils de simulation numérique utilisés pour l'étude des cristaux photoniques ont été présentés.L'ensemble des méthodes numériques nécessaires aux différents calculs que nous avons eu à mener au cours de cette thèse sont abordées, à savoir la méthode des ondes planes (PWE) et la méthode FDTD.

Notons que la méthode des ondes planes calcule seulement la structure de bande. La PWE est la méthode la plus utilisée dans le domaine des cristaux photoniques, elle est utilisée pour les cristaux photoniques parfaits et les cristaux photoniques avec défauts (méthode de la supercellule).

La FDTD est l'une des méthodes les plus utilisée pour modéliser les CPs. Grâce à sa formulation, elle converge rapidement vers un résultat assez précis, sans un maillage excessif. Lorsque nous désirons des résultats très précis, le maillage devient très lourd.

La méthode FDTD est adaptée à l'étude des cristaux photoniques avec défauts (cavités), elle permet de suivre l'évolution de la distribution de champ d'une structure à CP et de calculer le spectre de transmission en plusieurs points de la structure.

Références bibliographiques du chapitre

[1] D. M. Whittaker et I. S. Culshaw, Scattering-matrix treatment of patterned multilayerphotonic structures, Phys. Rev. B, 60 (1999) 2610.

[2] P. Dansaset N. Paraire, Fast modeling of photonic bandgap structures by use of adiffraction-grating approach, J. Opt. Soc. Am. A, 15 (1998) 1586–1598.

[3] H. Azariniaet A. Tavakoli, Finite difference time domain analysis of a photonic crystal, Physica B, 370 (2005) 223–227.

[4] S. G. Johnson et J. D. Joannopoulos, Block-iterative frequency-domain methods for Maxwell's equations in a planewave basis, Optics Express, 8 (2001) 173.

[5] M. Dems, R. Kotynski, et K. Panajotov, Plane wave admittance method, Optics Express, 13 (2005) 3196.

[6] Zienkiewicz, O. C., Taylor, R. L. & Zhu, J. Z. The Finite Element Method: Its Basis and Fundamentals: Its Basis and Fundamentals, Elsevier Science, (2005).

[7] J. B. Pendry, Calculating Photonic Band Structure, J. Phys: Condens Matter, 8 (1996) 1085.

[8] A. L. Reynolds, Translight Software Manual, University of Glasgow (2000).

[9] A. Yariv and P. Yeh, Optical Waves in Crystals, Wiley, 75 (2003).

[10] B. Lombardet, Etude et réalisation de cristaux photoniques pour l'optique intégrée', thèse doctorat en sciences, Ecole Polytechnique Fédérale de Lausanne, (2005).

[11] T. Weiland, A Discretization Method for the Solution of Maxwell's Equations for Six-Component Fields, Electronics and Communication 31 (1977) 97.

[12] S. G. Johnson, S. Fan, P. R. Villeneuve, J. D. Joannopoulos, et L. A.Kolodziejski, Guided modes in photonic crystal slabs, Phys. Rev. B, 60 (1999) 5751–5758.

[13] D. Qian, Z. Shi, Using PWE/FE method to calculate the band structures of the semiinfinite beam-like PCs: Periodic in *z*-direction and finite in x-y plane, Physics Letters A, 381 (2017) 1516–1524.

[14] S. Yang, M. Li, Band gap of two-dimensional fiber-air photonic crystals, Physica B: Condensed Matter, 487 (2016) 31–36.

[15] J. Maa, Z-G. Wanga, X-J. Liub, S-Q. Zhangb, Y. Liangb, X-Y. Wu, Photonic band gaps structure properties of two-dimensional function photonic crystals, Physica E: Low-dimensional Systems and Nanostructures, 89 (2017) 61–66.

[16] K. Sakoda, Optical properties of photonic crystals, G. Springer- Verlag, Ed. Springer , 2001.

[17] Wang Zhi, Ren Guobin, Lou Shuqin, and Jian Shuisheng, Supercell lattice method for photonic crystal fibers, 11 (2003) 980-991.

[18] S. Kim, T In. Kwon, Convergence of the supercell method for computation of defect modes in one-dimensional photonic crystals, Applied Mathematics Letters, 49 (2015) 159-165.

[19] Kane S. Yee. Numerical solution of initial boundary value problems involving maxwell's equations in isotropic media, IEEE Trans. Antennas and Propagation, (1966) 302–307.

[20] T. Briallat, Définition, réalisation et caractérisation de matériaux à Bandes photoniques Interdites reconfigurables en Micro-ondes, thèse de Doctorat, Univ. de Paris X, décembre 2000.

[21] J. P. Berenger, A perfectly matched layer for the absorption of electromagnetic waves, J.Computational. Physics, 114 (1994).

[22] H. Yanga, Z K. Yangb, D. Xua, A. Lia, X. You, Analysis on the efficiency of parallel FDTD method and its application in two-dimensional photonic crystal, Optik - International Journal for Light and Electron Optics, 125 (2014) 1243–1247.

[23] K.Saitoa, T. Tanabeb, Y. Oyamaa, Numerical analysis of second harmonic generation for THz-wave in a photonic crystal waveguide using a nonlinear FDTD algorithm, Optics Communications, 365 (2016) 164–167. CHAPITRE III : ETUDE DES POTENTIALITES DES CRISTAUX PHOTONIQUES 2D EN OPTIQUE INTEGREE

1. Introduction

Les potentialités des cristaux photoniques 2D en optique intégrée résident en l'apparition d'un mode de cavité et un ou des modes guidés dans la bande interdite photonique d'une structure présentant un défaut ponctuel ou un défaut linéaire. Ceci nécessite dans un premier lieu, l'existence des bandes interdites photoniques pour les deux modes de polarisation, transverse électrique TE et transverse magnétique TM.

Ce présent chapitre est consacré à la modélisation des différentes structures à base des cristaux photoniques parfaitement périodique et des structures avec défauts. Dans ce contexte, notre démarche consiste à déterminer tout d'abord les bandes interdites des différentes structures afin d'identifier les paramètres susceptibles de confiner les ondes. Nous optons à travers cette étude à :

- Obtenir des bandes interdites dans les structures bidimensionnelles.
- Retenir l'influence de la nature du matériau (permittivité diélectrique) sur l'obtention des bandes interdites photoniques pour le guidage et l'extraction de la lumière.
- Déduire l'impact des différentes polarisations (transverse électrique TE et transverse magnétique TM) sur les bandes interdites.

Notre démarche consiste ensuite à rechercher les modes de défauts. A partir des paramètres permettant l'obtention des bandes interdites, (condition essentielle au confinement d'une onde optique), les modes de défauts sont calculés par la méthode des supercellules [1,2] pour des structures bidimensionnelles dans plusieurs types de matériaux.

L'ensemble des travaux présentés dans ce chapitre s'appuie sur la méthode de décomposition en onde planes (PWE) [3, 4, 5] et la méthode des différences finies dans le domaine temporel FDTD [6, 7].

2. Modélisation des structures à base des cristaux photoniques

La modélisation des cristaux photoniques consiste à déterminer les paramètres géométriques permettant le confinement de la lumière. Dans ce qui suit, nous présentons l'évolution des bandes interdites pour différents matériaux pour une structure bidimensionnelle. L'impact du rayon des trous et des différents réseaux déterminent l'existence, la localisation et la largeur des bandes interdites. Outre les paramètres géométriques, nous nous intéressons aussi aux polarisations TE et TM des structures.

Afin d'étudier les potentialités des cristaux photoniques en optique intégrée, nous devons définir l'aptitude de certains matériaux couramment utilisés en photonique, à émettre ou à guider la lumière en fonction de la gamme de longueurs d'ondes. Nous nous intéressons aux longueurs d'ondes largement utilisées dans les télécommunications ($\lambda = 1550 nm$) et les différents domaines d'application dans le visible ($\lambda = 520 nm$).

L'étude présentée dans ce chapitre a été effectuée pour différents matériaux à savoir : le phosphure d'indium InP, l'arséniure de gallium GaAs, le silicium Si, le niobate de lithium LiNbO₃ et l'oxyde de zinc ZnO.

Nous proposons dans cette partie, l'étude de deux types de structures à cristaux photoniques bidimensionnelles (réseau carré et triangulaire) dans le but de déterminer l'influence du type de réseau sur l'obtention des bandes interdites photoniques BIP.

2.1. Modélisation des structures à cristaux photoniques carrées

2.1.1 Calcul du rapport r/a

Une étude détaillée a été effectuée sur l'évolution des bandes interdites en fonction de la structure photonique modélisée en faisant varier le rapport du rayon des trous sur la période des motifs du cristal photonique (r/a) pour différentes dimensions des cellules. Nous avons développé un code MATLAB basé sur la méthode des ondes planes (PWE) pour optimiser les largeurs de bandes interdites (TE et TM) par rapport à la valeur r/a. Ce rapport peut varier théoriquement de 0 à 0,5. La valeur r/a = 0,5 n'est cependant pas significative. Un rapport r/a élevé risque d'induire des problèmes technologiques. En effet, plus le rapport r/a est important, plus les trous d'air risquent de se chevaucher à cause des imprécisions de réalisation de composants à ces dimensions (figure 3.1). De plus, les conditions de guidage de la lumière ne sont pas optimales car la lumière est guidée dans l'air.



Figure 3.1. Réseau carré de trous d'air adjacents r/a=0,5

Nous nous sommes appuyés dans cette étape sur des structures à cristaux photoniques bidimensionnelles exempts de défauts. Les calculs ont été effectués en faisant varier le vecteur d'onde suivant les directions de haute symétrie de la première zone de Brillouin. Dans le cas du réseau carré, les directions sont ГХ et ГМ.

a. Modélisation des structures photoniques dans le domaine de télécommunication : $\lambda = 1550 nm$.

Pour déterminer la structure optimale, nous nous sommes intéressés aux dimensions des structures. Ainsi, des structures à cristaux photoniques de dimensions 5 x 5, 7 x 7 et 9 x 9 sont étudiées.

• Structure carrée de taille 5 x 5

La figure 3.2 représente l'évolution de la largeur de bande interdite en fonction du rapport r/a d'une maille carrée (de dimension 5 x 5) de trous d'air cylindriques réalisée dans différents matériaux (InP, GaAs, Si, LiNbO₃ et le ZnO) en mode TM et TE, respectivement.

Nous remarquons sur la figure 3.2, l'apparition des bandes interdites photoniques dans tous types de matériaux utilisés et pour les deux modes de polarisation. Ainsi, les bandes interdites obtenues en mode TM sont plus large par rapport à ceux obtenues en mode TE.

Les résultats montrent que les plus larges bandes interdites d'une structure carrée de dimensions 5 x 5 sont obtenues dans le silicium Si (n = 3.47) et l'arséniure de gallium GaAs (n = 3.37), pour les deux modes de polarisation TM et TE.



Figure 3.2. Évolution de la largeur de bande interdite d'une structure carrée de taille 5 x 5 en mode TM (a) et en mode TE (b) dans différents matériaux (InP, GaAs, Si, LiNbO₃ et ZnO) [8-11]

• Structure carrée de taille 7 x 7

La figure 3.3 montre la variation de la largeur de bande en fonction du rapport r/a pour une structure carrée de taille 7 x 7 réalisée dans différents matériaux (InP, GaAs, Si, LiNbO₃ et ZnO) en mode transverse magnétique TM. On observe l'apparition des bandes interdites photoniques dans tous les matériaux utilisés.

Les résultats de simulation montrent que dans le cas de la structure carrée, de dimensions 7 x 7 et dans les cinq matériaux, les bandes interdites photoniques n'existent pas pour le mode transverse électrique TE.



Figure 3.3. Évolution de la largeur de bande interdite d'une structure carrée de taille 7 x 7 en mode TM dans les cinq matériaux étudiés

Structure carrée de taille 9 x 9

Une étude similaire a été réalisée pour le réseau carré de taille 9 x 9. La figure 3.4 montre l'évolution des bandes interdites photoniques en fonction du rapport *r/a* d'une maille carrée de dimensions 9 x 9 réalisée dans différents matériaux en mode TM (figure 3.4 (a)) et TE (figure 3.4 (b)). Les résultats montrent la présence des larges BIP pour les deux modes de polarisation. Cela signifie que cette structure présente une bande interdite photonique complète.





Les résultats de simulation montrent que les largeurs de bandes interdites obtenues pour les structures réalisées dans le silicium, l'arséniure de galium et le phosphore d'indium sont très proches.

Notre objectif est d'aboutir à une structure à base de cristaux photoniques permettant l'obtention d'une large bande interdite photonique pour les deux modes de polarisations TM et TE qui est clairement satisfaite par la structure de taille 9 x 9. Nous avons donc opté pour une structure carrée de dimensions 9 x 9 de trous d'air cylindriques.

b. Modélisation des structures photoniques dans le domaine du visible : $\lambda = 520 \ nm$

Nous décrivons dans cette partie l'étude des structures photoniques dans les différents matériaux analysés précédemment à la longueur d'onde $\lambda = 520 nm$. Nous reprenons la même démarche que précédemment : nous présentons une étude des structures parfaitement périodiques, où l'impact des dimensions de réseau et de la polarisation est pris en compte. Pour cela, on reporte les bandes interdites de ces structures à cristaux photoniques carrées.

Nous avons considéré les deux modes de polarisation TE et TM, et le calcul des BIP a été réalisé sur 121 bandes d'énergie afin de chercher toutes les bandes interdites possibles.

De la même manière que précédemment, nous nous sommes intéressés à différentes structures carrées de dimensions 5 x 5, 7 x 7 et 9 x 9.

Dans un premier lieu, nous avons étudié l'évolution de la fréquence normalisée (figure 3.5), pour une structure à maille carrée 5 x 5 de trous d'air dans les cinq matériaux en question en mode TM et en mode TE. Le premier paramètre à fixer est le rapport r/a =

0.32 en mode TM (r/a = 0.47 en mode TE), cette valeur correspond à la plus large bande interdite obtenue pour une structure carrée réalisée dans le silicium (d'indice de réfraction n = 4.2). La figure montre que les deux polarisations TE et TM permettent d'obtenir une bande interdite photonique. Ainsi, La bande interdite obtenue en mode TM est plus large que celle obtenue en mode TE.



Figure 3.5. Évolution de la largeur de bande interdite d'une structure carrée de taille 5 x 5 en mode TM (a) et en mode TE (b) dans différents matériaux (InP, GaAs, Si, LiNbO₃ et ZnO).

Les résultats de simulation montrent que les largeurs de bandes interdites obtenues pour les structures réalisées dans le silicium et l'arséniure de galium sont très proches.

La figure 3.6 représente la variation de la largeur de bandes interdites photoniques en fonction du rapport r/a pour une structure carrée de dimensions 7 x 7 réalisée dans différents matériaux en mode TM. Les résultats de simulation montrent la présence des bandes interdites photoniques en mode TM seulement. Ainsi, la plus large bande interdite est obtenue pour un rapport r/a important (r/a = 0.47).





Figure 3.6. Évolution de la largeur de bande interdite d'une structure carrée de taille 7 x 7 en mode TM dans les cinq matériaux étudiés à la longueur d'onde 520 nm.

L'évolution des largeurs de bandes interdites des structures carrées de dimensions 9 x 9 en mode TM et TE est illustrée sur la figure 3.7.

La figure montre l'existence des bandes interdites photoniques pour la structure de dimensions 9 x 9 pour les deux modes de polarisation et dans tous les matériaux testés. La plus large bande interdite est obtenue pour un rapport r/a = 0.47 en mode TM et en mode TE.



Figure 3.7. Évolution de la largeur de bande interdite d'une structure carrée de taille 9 x 9 en mode TM et TE dans les cinq matériaux étudiés à la longueur d'onde 520 nm.

Le silicium Si (n = 4.2) [8] et l'arséniure de galium GaAs (n = 4.18) [9] présentent les plus larges bandes interdites pour toutes les dimensions des structures.

Les bandes interdites obtenues pour les structures à cristaux photoniques de dimensions 9 x 9 sont plus larges que les BIP obtenues pour les autres structures de dimensions plus petites.

Rappelons que notre but essentiel est d'aboutir à une structure à base de cristaux photoniques permettant l'obtention d'une large bande interdite photonique pour les deux modes de polarisations TM et TE qui est satisfaite par la structure de taille 9 x 9. Par conséquent, notre choix est porté sur la structure carrée de taille 9 x 9.

2.1.2 Modélisation des structures de bandes photoniques

Les diagrammes de bandes d'un cristal photonique nous permettent une prédiction des propriétés d'une structure finie à partir de la connaissance des propriétés d'une structure infinie.

La méthode PWE avec 121 ondes planes a été réalisée pour construire des courbes de dispersion le long de la zone de Brillouin dans les directions ГХ et ГМ.



La figure 3.8 illustre la structure photonique carrée de dimensions 9 x 9.

Figure 3.8. Réseau carré de trous d'air de dimensions 9 x 9

a. Cas des structures photoniques dans le domaine de télécommunication : $\lambda = 1550 nm$

Rappelons que les structures photoniques réalisées dans le Si et le GaAs présentent des largeurs de bandes interdites photoniques très proches pour le même rapport r/a (r/a = 0.44) et afin de calculer les dimensions de la structure photonique en configuration carrée de dimensions 9 x 9, nous avons choisi une structure photonique réalisée dans le silicium.

Le diagramme de bandes pour un réseau carré 9 x 9 dans le silicium est représenté sur la figure 3.9 pour les deux modes de polarisation. Ce diagramme présente une large bande interdite photonique (BIP), en mode TM, située entre la bande 118 et la bande 117.

La structure de bande nous donne un rapport a/λ , situé au milieu de la plus large BIP.

$$\frac{a}{\lambda} = \left(\frac{\min(bande\ (118)) + \max(bande\ (117))}{2}\right) = \frac{0.6107 + 0.3639}{2} = 0.4878$$

La période du réseau doit être, pour obtenir une bande interdite à la longueur d'onde $\lambda = 1550 nm$: $a = 0.4878 \times 1550 \times 10^{-9} m$ soit 755 nm, ce qui implique un motif de rayon $r = 0.44 \times 755 \times 10^{-9} m$ soit 332 nm.



Figure 3.9. Diagramme de bandes de la structure carrée 9 x 9 dans le silicium en mode TM (a) et en mode TE (b) pour un rayon de trous r/a=0.44

Dans le cas d'une structure carrée en polarisation TM on note l'apparition de deux bandes interdites photoniques, la première BIP pour la fréquence $\omega a/2\pi c$ comprise entre 0.238 et 0.275 et la deuxième comprise entre les fréquences 0.363 et 0.61. La première bande est dite partielle car elle n'existe pas dans le cas de la polarisation TE, tandis que la deuxième BIP est dite complète commune aux deux polarisations TE et TM.

Le tableau 3.1 expose les dimensions des structures carrées de taille 9 x 9 calculées en mode TM et en mode TE dans différents matériaux (Si, InP, GaAs, LiNbO₃ et ZnO) à la longueur d'onde 1550 nm.

				Paramètres de la	
Matériaux	Mode de polarisation	Largeur de la BIP	Fréquence	structure	
			centrale	$a = f \times 1$	
utilisés			$a/\lambda = f_0$	$u = J_0 \times \lambda$	r(um)
			, ,,,	(µm)	. ()
		0.246			
	Mode TM	0.2 10	0.487	0.755	0.332
Silicium (Si)		0.037			
	Mode TE 0.120		0.401	0.622	0.273
		0.120 0.401		01022	0127.0
		0.235	0 500	0.787	0.346
Phosphore	Mode I M	0.037	0.508		
d'indium (InP)					
	Mode TE	0.109	0.422	0.654	0.287
		0.243			
Arséniure de	Mode TM		0.494	0.766	0.337
galium (GaAs)		0.037			
3 ()	Mode TE	0.116	0.408	0.632	0.278
Niobate de	Mode TM	0.168	0.56	0.867	0.355
lithium (LiNbO ₃)	Mode TE	0.064	0.48	0.744	0.305
Oxyde de zinc	Mode TM	0.15	0.581	0.9	0.37
(ZnO)	Mode TE	0.048	0.495	0.77	0.292

Tableau 3.1.Tableau récapitulatif des dimensions des structures carrées de dimensions 9 x 9 simulées dans différents matériaux en modes TM et TE.

Dans les deux cas de polarisation, que ce soit TE ou TM, les structures de bandes présentent des larges bandes interdites.

On note l'impact de mode de polarisation sur les BIP. Les diagrammes de dispersions présentent des bandes TM plus larges que les bandes TE. Ceci peut s'interpréter par le fait que, le champ électrique des modes TM se trouvant dans le plan structuré est plus influencé par les discontinuités de la permittivité diélectrique aux interfaces air/matériau. Tandis que le champ électrique des modes TE, parallèle aux interfaces, y est moins sensible [12].

A partir de ce tableau, nous pouvons tracer la courbe de la variation de la largeur de bande interdite photonique en fonction de la nature de matériau (permittivité diélectrique) pour les modes transverse magnétique TM et transverse électrique TE (figure 3.10).



Nature du matériau



On remarque une augmentation de la largeur des bandes interdites avec l'augmentation de l'indice de réfraction, en mode transverse magnétique et en mode transverse électrique. Une large BIP est observée pour le silicium caractérisé par l'indice de réfraction le plus élevé.

b. Cas des structures photoniques dans le domaine du visible : $\lambda = 520 \ nm$

La figure 3.11 représente la structure de bandes d'un réseau carré de taille 9 x 9 de trous d'air dans le silicium en mode TM (figure 3.11 (a)) et en mode TE (figure 3.11 (b)).

Chapitre III Etude des potentialités des cristaux photoniques 2D en optique intégrée La figure 3.11 (a) montre l'existence de deux bandes interdites. La première de largeur $\Delta \omega = 0.052$ située entre les fréquences 0.222 < f < 0.275 et la deuxième, de largeur $\Delta \omega = 0.274$, située entre les fréquences les plus hautes 0.36 < f < 0.635, pour le rapport r/a = 0.47. Une bande plus fine existe, de largeur $\Delta \omega = 0.05$ située entre les fréquences: 0.222 < f < 0.275, en polarisation transverse électrique (figure 3.11 (b)).



Figure 3.11. Diagramme de bande de la structure carrée 9 x 9 dans le silicium en mode TM (a) et en mode TE (b)

Ces diagrammes nous ont permis de déduire les paramètres géométriques du réseau carré réalisée dans différents matériaux à la longueur d'onde 520 nm.

Tableau 3.2. Dimensions des structures carrées de tailles 9 x 9 dans les différents matériaux en modes TM et TE à la longueur d'onde 520 nm

				Paramètres de la	
Matériaux utilisés	Mode de		Fréquence	structure	
		Largeur de la BIP	centrale		[
	polarisation		$a/\lambda = f_0$	$a = f_0 \times \lambda$	r(um)
				(µm)	. (1010)
		0.074			
	Mode TM	0.274	0 498	0.259	0.121
Silicium (Si)		0.052	0.100	0.200	0.121
	Mode TE	0.138	0.401	0.208	0.098
		0.256			
Phosphore	Mode TM		0.521	0.271	0.127
d'indium (InP)		0.052			
	Mode TF	0.127	0.385	0.20	0.088
		0	01000	0120	0.000
		0.273			
Arséniure de	Mode TM	0.052	0.498	0.258	0.121
galium (GaAs)		0.002			
	Mode TE	0.138	0.401	0.208	0.098
		0.470	0.549	0.005	0.110
Niobate de	IVIOUE TIVI			0.285	0.116
lithium (LiNbO ₃)	Mode TE	0.071	0.466	0.242	0.1
Oxyde de zinc	Mode TM	0.16	0.568	0.295	0.121
(ZnO)	Mode TE	0.05	0.479	0.249	0.094

2.2 Modélisation des structures à cristaux photoniques triangulaires

Pour tester l'effet du type de réseau sur la structure de bande, les calculs précédents sont repris en remplaçant la maille carrée par une maille triangulaire (figure 3.12).



Figure 3.12. Réseau triangulaire de trous d'air gravés dans un matériau.

2.2.1 Cas des structures à cristaux photoniques dans le domaine de télécommunication

L'évolution de la largeur de bande avec le rapport r/a d'un réseau triangulaire de taille 5 x 5, en mode TM et TE est représentée sur la figure 3.13 (a) et 3.13 (b). Ces courbes montrent l'existence des bandes interdites photoniques pour tous types de matériaux et pour les deux modes de polarisation. Les rapports calculés permettent de tracer les structures de bandes interdites. La variation du vecteur d'onde lors du calcul des courbes de dispersion pour la structure triangulaire le long de la zone de Brillouin est suivant les directions ГK et ГМ.



Figure 3.13. Évolution de la largeur de bande interdite d'une structure triangulaire de taille 5 x 5 en mode TM (a) et TE (b)

Une étude similaire a été réalisée pour les réseaux triangulaires de tailles plus grandes. Les figures 3.14 et 3.15 représentent la variation des largeurs de bandes interdites en fonction du rapport r/a d'une structure triangulaire de taille 7 x 7 et de taille 9 x 9, respectivement. Les résultats obtenus montrent l'existence d'une BIP (dans les deux

modes TM et TE) pour la structure de dimensions 7 x 7 dans tous types de matériaux, de même pour la structure de dimensions 9 x 9, on obtient une BIP (en mode TM et en mode TE).



Figure 3.14. Évolution de la largeur de bande interdite d'une structure triangulaire de taille 7 x 7 en mode TM (a) et TE (b) pour différents matériaux



Figure 3.15.Évolution de la largeur de bande interdite d'une structure triangulaire de taille 9 x 9 en mode TM (a) et TE (b) pour différents matériaux

Notons que pour la structure 9 x 9, les courbes d'évolution présentent un maximum pour le rapport r/a = 0.41 en mode TM et le rapport r/a = 0.35 en mode TE dans le Si, InP et GaAs, à l'exception des structures dans le LiNbO₃ et dans le ZnO qui présentent des BIP relativement étroites pour les deux modes TM et TE pour les rapports r/a = 0.32 et 0.29, respectivement. Afin de tracer la structure de bandes interdites et d'on déduire les

paramètres géométriques du réseau, nous avons choisi la structure triangulaire de taille 9 x 9 réalisée dans le silicium (figure 3.16).



Figure 3.16. Réseau triangulaire de trous d'air de dimensions 9 x 9

Les figures 3.17 (a) et 3.17 (b) illustrent les diagrammes de bandes correspondants aux polarisations TM et TE respectivement, obtenues par la méthode PWE d'un réseau triangulaire, de taille 9 x 9, de trous d'air cylindriques dans le silicium. On remarque sur la figure 3.17 (a) correspondante à la polarisation TM, l'existence d'une large bande interdite pour la fréquence $\omega a/2\pi c$ comprise entre 0.61 et 0.477. Dans le cas d'une structure triangulaire en polarisation TE (figure 3.17 (b)), on note l'apparition d'une bande interdite photonique pour la fréquence $\omega a/2\pi c$ comprise entre 0.39 et 0.452.



Figure 3.17. Structure de bandes d'une structure triangulaire 9 x 9de trous d'air de rayon r = 0.41 a en mode TM et r = 0.35 a en mode TE dans le silicium

Le tableau 3.4 regroupe les différents calculs réalisés pour un réseau triangulaire de dimensions 9 x 9 dans différents matériaux. L'étude réalisée, nous a permis de déterminer les différentes dimensions des structures.

Tableau 3.3. Tableau récapitulatif des dimensions des structures triangulaires simule	ées pour le
réseau 9 x 9 en modes TM et TE dans différents matériaux.	

Matériaux utilisés	Mode de polarisation	l argeur de la	Fréquence	Paramètres de la structure	
		BIP	larisation BIP $a/\lambda = f_0$	centrale $a/\lambda = f_0$	$a = f_0 \times \lambda$ (μm)
Silicium (Si)	Mode TM	0.133	0.544	0.843	0.345
	Mode TE	0.062	0.421	0.653	0.228
Phosphore d'indium (InP)	Mode TM	0.122	0.524	0.812	0.308
	Mode TE	0.06	0.454	0.704	0.246
Arséniure de galium (GaAs)	Mode TM	0.129	0.554	0.860	0.352
	Mode TE	0.061	0.432	0.67	0.234
Niobate de lithium (LiNbO ₃)	Mode TM	0.077	0.6	0.93	0.297
	Mode TE	0.049	0.542	0.841	0.243
Oxyde de	Mode TM	0.067	0.643	0.996	0.318
zinc (ZnO)	Mode TE	0.044	0.587	0.909	0.236

A partir de ce tableau, nous pouvons tracer la courbe de la variation de la largeur de bande interdite photonique en fonction de la nature de matériau (permittivité diélectrique) pour les modes transverse magnétique TM et transverse électrique TE (figure 3.18).

On remarque une augmentation de la largeur des bandes interdites avec l'augmentation de la permittivité électrique, en mode transverse magnétique et en mode transverse électrique. Une large BIP est observée pour le silicium caractérisé par l'indice de réfraction le plus élevé.



Figure 3.18. Variation de la largeur de bande interdite photonique en fonction de la permittivité diélectrique du matériau pour les structures photoniques triangulaires à la longueur d'onde 1550 nm.

2.2.2 Cas des structures à cristaux photoniques dans le domaine du visible

De la même manière que précédemment, nous avons étudié l'évolution des bandes interdites photoniques des structures en configuration triangulaire à la longueur d'onde 520 nm.

La figure 3.19 montre l'évolution de la largeur des différentes bandes interdites en mode TM et TE pour différentes dimensions des structures.

Ces bandes suivent la même tendance d'évolution en fonction du rapport r/a que ceux des réseaux carrés. Les résultats montrent l'existence d'une bande interdite photonique pour le réseau triangulaire en mode TM et en mode TE dans les structures 5×5 , 7×7 et 9 x 9. Cela signifie que ces structures triangulaires présentent une bande interdite photonique complète. Ainsi, la meilleure structure est de dimensions 9 x 9 car elle présente la plus large bande interdite. En effet, nous avons opté pour une structure de taille 9 x 9, le rapport entre le rayon des trous r et le paramètre de maille a, qui donne la plus large bande interdite, est r / a = 0.41 en mode TM et r/a = 0.38 en mode TE pour les structures réalisées dans le Si, InP et le GaAs. Un rapport r/a = 0.32 en mode TM et un autre égale 0.29 en mode TE est calculé pour les structures réalisées dans le LiNbO₃ et le ZnO.



Figure 3.19. Évolution de la largeur de bande interdite d'une structure triangulaire en mode TM et TE dans différents matériaux de taille 5 x 5 (a, b), de taille 7 x 7 (c, d) et de taille 9 x 9 (e, f)

La figure 3.20 illustre les diagrammes de bandes correspondants aux polarisations TM (figure 3.20 (a)) et TE (figure 3.20 (b)), obtenus par la méthode PWE, d'une structure photonique triangulaire de trous d'air dans le silicium.

La figure 3.20 (a) montre deux bandes interdites photoniques, la plus large avec une largeur normalisée de $\Delta w = 0.151$ (a/ λ) située entre les fréquences normalisées 0,405 et 0,556 et présentée par la zone hachurée de la figure. La deuxième, plus étroite de largeur 0.01. Dans le cas de la polarisation TE, on note l'apparition d'une BIP de largeur 0.064 située entre les fréquences normalisées 0.366 et 0.43 (figure 3.20 (b)). Cela signifie que la structure triangulaire de taille 9 x 9 réalisée dans le silicium présente une bande interdite photonique complète.



Figure 3.20. Structure de bandes d'une structure triangulaire 9 x 9 de trous d'air dans le silicium en polarisation TM (a) et en polarisation TE (b).

Notons que, pour avoir les deux modes de polarisation dans une même structure, nous pouvons opter pour les dimensions du tableau 3.4. Un compromis doit être fait entre le facteur de remplissage et la largeur de la bande pour les deux modes TE et TM afin d'obtenir une bande totale sur un même composant.

Tableau 3.4. Dimensions des structures triangulaires de taille 9 x 9 dans le silicium en modes TM et TE à la longueur d'onde 520

Structure	Largeur de la BIP	Fréquence	Paramètres de la	
triangulaire		centrale	structure	
		$a/\lambda = f_0$	$a = f_0 \times \lambda \ (\mu m)$	r(µm)
Mode TM	0.151	0.481	0.25	0.102
	0.012			
Mode TE	0.064	0.4	0.207	0.078

✓ Discussions

Ces résultats permettent d'avoir une vue d'ensemble sur l'évolution des bandes interdites photoniques, pour tous les réseaux, toutes les polarisations, tous types de matériau et pour toutes les dimensions des réseaux. On peut résumer l'ensemble des conclusions tirées jusqu'ici dans les points suivants :

- Présence des BIP pour tous types de matériaux.
- Le réseau carré présente des bandes interdites pour toutes les dimensions à l'exception du réseau de taille 7 x 7 qui présente une BIP en mode TM seulement. Le réseau triangulaire présente des bandes interdites complètes pour toutes les polarisations.
- Le réseau carré présente des larges bandes interdites pour des facteurs de remplissages (rapports r/a) élevés, de l'ordre de 0.44 dans le domaine télécom et de l'ordre de 0.47 dans le domaine du visible. Cependant, un facteur de remplissage important risque d'induire des problèmes technologiques. En effet, plus le facteur de remplissage est grand, et plus les motifs risquent de se chevaucher à cause des imprécisions de réalisation de composants à ces dimensions. Pour relâcher ces contraintes technologiques de fabrication il est nécessaire de conserver un facteur de remplissage modéré.
- Les largeurs de bandes interdites photoniques augmentent en fonction de la permittivité diélectrique du matériau. Ainsi, les structures photoniques réalisées dans le silicium, caractérisé par une permittivité diélectrique élevée, présentent les larges bandes interdites dans les deux domaines d'application.
- Les bandes interdites photoniques en polarisation TM, sont les plus larges.
- Les structures triangulaires de tailles 9 x 9 présentent les larges bandes interdites.
- Les structures réalisées dans les deux domaines d'application présentent des bandes interdites photoniques.

On recherchera donc d'une part, à utiliser des matériaux à bande interdite large et d'autre part, à concevoir des cavités dont la fréquence de résonance est située dans la bande interdite photonique.

Afin d'obtenir des bandes interdites complètes, suffisamment larges et favorables au confinement optique dans une cavité, seules les structures à cristaux photoniques réalisées dans le silicium et ayant une dimension 9 x 9 sont exploitables.

3. Modélisation des structures triangulaires avec défauts

L'obtention des bandes interdites est une condition essentielle au confinement des ondes optiques dans les cristaux photoniques : le confinement d'une onde dans un défaut de la structure en dépend. Aussi, l'ensemble des résultats établis précédemment est largement repris afin de choisir les paramètres géométriques des réseaux pour l'étude du confinement des ondes dans un cristal photonique : la recherche de modes de défauts.

On présente dans cette partie les modes de défauts calculés par la méthode de la supercellule. Ces calculs sont effectués pour un réseau triangulaire de dimensions 9 x 9 dans le silicium (pour deux longueur d'ondes différentes) pour déterminer l'influence de la nature du matériau sur le guidage et l'extraction de la lumière. Ainsi, l'impact des polarisations sur les modes de défauts est discuté.

Les modes de défaut sont dans la bande interdite photonique. Le calcul du diagramme de dispersion permet ainsi « d'extraire » les modes de résonnance de la cavité. Lorsqu'un mode est bien confiné dans la cavité, sa pulsation de résonance est bien déterminée. Elle n'est pas fonction du vecteur d'onde. Les modes de cavité sont alors représentés dans le diagramme de bandes par des lignes horizontales. En effet, par définition un mode confiné ne subit pas de translation, la notion de vecteur d'onde n'existe pas. En revanche si, les cavités sont trop proches et que le couplage entre-elles ne peut pas être négligé, le champ pourra se propager de proche en proche entre les cavités.

Dans un premier temps, nous allons nous intéresser aux différentes possibilités pour créer des modes de défauts, puis nous représenterons les spectres de transmissions des différentes structures analysées.

3.1 Structures triangulaires avec défauts ponctuels

La figure 3.21 illustre une cavité hexagonale de type H_1 formée on omettant un trou au centre d'une structure triangulaire de dimension 9 x 9.



Figure 3.21. Cavité hexagonale de type H₁ créée dans un réseau triangulaire de trous d'air de dimensions 9 x 9

3.1.1 Modélisation des cavités dans le domaine de télécommunication

Nous présentons ici l'étude des modes confinés d'une cavité H_1 formée par une lacune dans une structure périodique de trous d'air gravés dans le silicium. Nous choisissons en fonction des structures des bandes, calculées dans les paragraphes précédents, le réseau triangulaire de taille 9 x 9. Pour ce réseau nous considérons un rayon de trous r/a= 0, 41 en mode TM et r/a = 0.35 en mode TE.

La figure 3.22 illustre les diagrammes de bandes d'une cavité hexagonal H_1 en mode TM (figure 3.22 (a)) et en mode TE (figure 3.22 (b)).

Notons que, la structure de bandes est obtenue par la méthode de supercellule décrite dans le deuxième chapitre de cette thèse pour une dimension 9 x 9.

La figure 3.22 (a) montre l'apparition d'un mode de défaut dans la bande interdite photonique à la fréquence $\frac{a}{\lambda_r} = 0.586$. Cette fréquence correspond à la fréquence de résonance de la cavité. Ce résultat montre la possibilité d'extraire la lumière et la réalisation d'une cavité émettant à la longueur d'onde de résonnance. Le confinement du mode de cavité est moins prononcé dans le cas de la polarisation TE (figure 3.22 (b)).


Figure 3.22. Structure de bandes d'une cavité H₁dans le silicium en mode TM (a) et TE (b)

3.1.2. Modélisation des cavités dans le domaine du visible

En vue de l'extraction de la lumière pour plusieurs longueurs d'ondes, nous avons recours à des cavités photoniques réalisées dans le silicium (à la longueur d'onde 520 nm) en configuration triangulaire de dimensions 9 x 9.

La figure 3.23 montre la structure de bandes de la cavité H_1 étudiée pour les deux polarisations TM et TE. Ces structures de bandes sont obtenues pour les rapports r/a = 0.41 en mode TM et r/a = 0.38 en mode TE.

Nous observons sur le diagramme de bandes en mode TM la présence d'un mode de défaut situé dans la première bande interdite photonique à la fréquence $\frac{a}{\lambda} = 0.381$ et un autre mode situé dans la deuxième bande interdite à la fréquence 0.526. A partir de la figure 3.23 (b), on peut conclure que le mode de cavité est moins confiné en polarisation TE. Ceci est dû à la largeur du BIP étroite obtenue en mode TE.



Figure 3.23. Structure de bandes d'une cavité H₁dans le silicium en mode TM (a) et TE (b) à la longueur d'onde 520 nm

Les résultats de simulation montrent que les défauts ponctuels créent une bande permise à l'intérieur de la bande interdite photonique. Ainsi, les résultats montrent des modes plus confinés en polarisation TM qu'en polarisation TE. La polarisation TM est plus adaptée au confinement d'une onde optique, d'où la possibilité d'extraire la lumière et de concevoir des cavités émettant à la longueur d'onde de résonnance.

3.2 Structures triangulaires avec défauts linéaires

Cette partie est consacrée à l'étude des structures présentant des défauts linéaires. Les deux types de structures étudiées consistent en des structures avec défauts ayant un ou plusieurs modes de résonnance.

3.2.1 Modélisation des structures photoniques avec défauts linéaires de type L₃

La cavité linéaire de type L_3 est obtenue en omettant trois trous centraux dans la direction horizontale d'une structure triangulaire de dimension 9 x 9, la structure modélisée est représentée dans la figure 3.24.



Figure 3.24. Cavité linéaire de type L₃ créée dans un réseau triangulaire de trous d'air de dimensions 9 x 9

• Structure photonique à 1550 nm

De la même manière que précédemment, nous avons étudié la structure des bandes interdites photoniques des structures en configuration triangulaire dans le silicium. Les résultats de simulation par la méthode de supercellules sont représentés sur la figure 3.25.

On observe l'apparition de deux modes d'énergie, l'un en polarisation TM et l'autre en polarisation TE (lignes bleues dans les zones hachurées des diagrammes de bandes). Ces modes d'énergie se trouvent plus confinés dans les bandes interdites photoniques par rapport aux modes obtenus dans les cavités de type H₁.



Figure 3.25. Structure de bandes d'une cavité L_3 dans le silicium en mode TM (a) et TE (b) à la longueur d'onde 1550 nm.

Les résultats montrent la possibilité d'extraire la lumière et la conception d'une cavité pour l'émission en mode TM et TE à la longueur d'onde souhaitable (dans ce cas la longueur d'onde de résonnance est $\lambda_r = 1550 nm$).

Structures photoniques à la longueur d'onde 520 nm

0,20

0,15

0,10

0,05

0,00

Г

La structure de bandes d'une cavité L₃ réalisée dans le silicium à la longueur d'onde $\lambda = 520 \ nm$ est illustrée sur la figure 3.26. La figure montre l'existence des modes de cavité dégénérés dans les bandes interdites en mode TM (figure 3.26 (a)) et en mode TE (figure 3.26 (b)). Ces modes d'énergie se trouvent à la fréquence de résonance de la cavité ($\lambda_r \sim 520 nm$).





М

Г

Figure 3.26. Structure de bandes d'une cavité L₃ dans le silicium à la longueur d'onde 520 nm en mode TM (a) et TE (b)

K

Les résultats obtenus pour les cavités de types L_3 présentent une amélioration par rapport à ceux obtenus pour la cavité de type H_1 . Ainsi, l'extraction de la lumière à partir d'une cavité photonique nécessite des tailles plus grandes pour s'assurer d'un confinement suffisant.

3.2.2. Modélisation des structures photoniques avec défauts linéaires de type W1

Nous avons réalisé des simulations sur une structure de type W_1 à motif triangulaire. Ce type de structure est appelé guide photonique obtenu par suppression d'une rangé de trous d'air au centre de la structure triangulaire étudiée (figure 3.27).



Figure 3.27. Guide photonique de type W₁ créé dans un réseau triangulaire de trous d'air de dimensions 9 x 9

Les structures de bandes interdites sont calculées par la méthode des ondes plane pour les deux modes de polarisation et dans les deux longueurs d'ondes considérées.

Les résultats obtenus sont rapportés sur la figure 3.28. On constate qu'à l'intérieur des bandes interdites, il y a apparition de plusieurs fréquences permises (modes de propagation) qui présentent une transmission sélective ou un guidage sur une large gamme de fréquences. Les bandes d'énergie permises sont représentées par des lignes bleues dans les bandes interdites des structures modélisées.



Figure 3.28.Structures de bandes d'un guide à CP W₁dans le silicium en mode TM (a) et en mode TE(b) à la longueur d'onde 1550 nm, structures de bandes d'un guide à CP W₁dans le silicium en mode TM (c) et en mode TE(d) à la longueur d'onde 520 nm

Les guides photoniques ainsi obtenus permettent de transmettre la lumière en mode transverse magnétique et en mode transverse électrique.

4. Réponses spectrales des structures photoniques avec défauts

Le calcul des spectres d'émission des différentes structures analysées dans la partie précédente est réalisé par la méthode des différences finies dans le domaine temporel FDTD [6,7].

4.1 Réponses spectrales des structures photoniques à 1550 nm

La propagation de l'onde électromagnétique à l'intérieur de la cavité H₁, créée dans une structure photonique triangulaire dans le silicium, en mode TM est illustrée sur la figure 3.29 (a). L'onde électromagnétique se trouve confinée au centre de la cavité. Ce confinement provoque l'apparition d'un pic de transmission à la longueur d'onde de résonnance ($\lambda_r = 1551 \text{ nm}$) (figure 3.29 (c)).





Figure 3.29. Distribution du champ à l'intérieur des cavités H_1 (a) et L_3 (b), Spectres de transmission des cavités H_1 (c) et L_3 (d)

Le spectre d'émission de la cavité linéaire de type L_3 est représenté sur la figure 3.29 (d). On observe une émission de la lumière à 1553 nm qui représente le mode résonant dans la cavité étudiée. On remarque que ce mode est obtenu dans la bande interdite photonique précédemment calculée par la méthode PWE.

La figure 3.30 représente la distribution du champ à l'intérieur de la structure à cristaux photoniques de type W₁ dans le silicium calculée par la méthode FDTD. Le résultat de simulation montre un guidage sélectif de l'onde électromagnétique dans la zone de défaut.



Figure 3.30. Distribution du champ électromagnétique dans une structure photonique de type W_1 dans le silicium en mode TM à la longueur d'onde 1550 nm

4.2 Réponses spectrales des structures photoniques à 520 nm

Une étude similaire a été faite pour les structures photoniques réalisées dans le silicium à la longueur d'onde 520 nm. Les spectres de transmission de la cavité H_1 et de la cavité L_3 et la cartographie du champ d'un guide photonique de type W_1 sont rapportés sur la figure 3.31.

Les résultats de simulation présentent des pics de résonances à la longueur d'onde 518 nm (figure 3.31 (a)) et à la longueur d'onde 519 nm (figure 3.31 (b)). Ces pics de résonances sont apparus dans les bandes interdites photoniques des structures analysées par la méthode PWE. Ces courbes montrent bien la faisabilité des structures étudiées pour l'extraction de la lumière verte.

La figure 3.31 (c) montre une propagation de l'onde électromagnétique le long de la zone de défaut de type W₁. Ces résultats sont en concordance avec ceux obtenus par la méthode des ondes planes.



Figure 3.31. Spectres de transmission des cavités H_1 (a) et L_3 (b), distribution du champ à l'intérieur de guide photonique W_1 .

Nous avons montré le long de ce chapitre, la présence de bandes interdites photoniques dans le domaine de télécommunication et dans le domaine du visible pour des structures triangulaires réalisées dans le silicium. Pour un même matériau, nous avons démontré la faisabilité de nos structures pour l'extraction et le guidage de la lumière. Cependant, le challenge actuel réside dans la possibilité de produire une nouvelle génération de dispositifs optoélectroniques tels que les diodes électroluminescentes bleues [13]. En

raison de propriétés limitées des structures à base de ces matériaux, l'attention a été orientée vers un autre matériau en l'occurrence le nitrure de Gallium GaN [14,15], présentant le matériau de base des cavités photoniques étudiées dans le quatrième chapitre de ce manuscrit.

5. Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons modélisé les structures des bandes interdites photonique dans plusieurs matériaux (InP, GaAs, Si, LiNbO₃ et ZnO) pour des structures à cristaux photoniques bidimensionnelles. Elles ont été établies en fonction des paramètres suivants : le domaine d'application, le type de réseau, le mode de polarisation et les dimensions des structures. Cette étude, réalisée par les deux méthodes de simulation décrites dans le chapitre précédent, nous a permis de déduire l'effet des propriétés physiques (permittivité diélectrique) des matériaux sur l'apparition et la largeur des bandes interdites photoniques. On a montré que conformément à l'accroissement de l'indice de réfraction, la largeur des BIP augmente. En outre, nous avons pu définir l'aptitude de certains matériaux couramment utilisés en photonique à émettre et guider la lumière dans le domaine de télécommunication et du visible.

Les simulations réalisées le long de ce chapitre nous ont permis de déduire que parmis les structures étudiées, seules les structures à cristaux photoniques réalisées dans le silicium, de configuration triangulaire, et ayant une dimension 9 x 9 sont exploitables afin d'obtenir des bandes interdites complètes, suffisamment larges et favorables au confinement optique dans une cavité.

Une telle étude est indispensable à la conception d'un dispositif, elle a permis d'établir les modes confinés optiques dans une cavité ponctuelle de type H_1 et dans une structure avec défaut linéaire de type L_3 et W_1 , respectivement. Nous avons pu déterminer l'ensemble des modes confinés en fonction de la longueur d'onde. Ainsi, les résultats de simulations montrent la faisabilité des cristaux photoniques bidimensionnels pour l'extraction et le guidage de la lumière.

98

Références bibliographiques du chapitre

[1] S. Kim. T. I. Kwon, Convergence of the supercell method for computation of defect modes in one-dimensional photonic crystals, Applied Mathematics Letters, 49, (2015), 159-165.

[2] F. Bagci. B. Akaoglu, Influences of supercell termination and lateral row number on the determination of slow light properties of photonic crystal waveguides, Optik - International Journal for Light and Electron Optics, 124, (2013), 4739-4743.

[3] M. Dems, R. Kotynski, et K. Panajotov, Plane wave admittance method, Optics Express, 13, (2005), 3196.

[4] S. Yang, M. Li, Band gap of two-dimensional fiber-air photonic crystals, Physica B: Condensed Matter, 487 (2016) 31–36

[5] D. Qian, Z. Shi, Using PWE/FE method to calculate the band structures of the semiinfinite beam-like PCs: Periodic in *z*-direction and finite in x-y plane, Physics Letters A, 381 (2017) 1516–1524.

[6] K.Saitoa, T. Tanabeb, Y. Oyamaa, Numerical analysis of second harmonic generation for THz-wave in a photonic crystal waveguide using a nonlinear FDTD algorithm, Optics Communications, 365 (2016) 164–167.

[7] H. Yanga, Z K.Yangb, D.Xua, A.Lia, X. You, Analysis on the efficiency of parallel FDTD method and its application in two-dimensional photonic crystal, Optik - International Journal for Light and Electron Optics, 125, (2014), 1243–1247.

[8] D. E. Aspnes and A. A. Studna. Dielectric functions and optical parameters of Si, Ge, GaP, GaAs, GaSb, InP, InAs, and InSb from 1.5 to 6.0 eV, Phys. Rev. 27, (1983)985-1009

[9] T. Skauli, P. S. Kuo, K. L. Vodopyanov, T. J. Pinguet, O. Levi, L. A. Eyres, J. S. Harris,
M. M. Fejer, B. Gerard, L. Becouarn, and E. Lallier. Improved dispersion relations for
GaAs and applications to nonlinear optics, J. Appl. Phys. 94, (2003), 6447-6455

[10] W. L. Bond. Measurement of the refractive indices of several crystals, J. Appl. Phys. 36, (1965), 1674-1677

[11] D. E. Zelmon, D. L. Small, and D. Jundt. Infrared corrected Sellmeier coefficients for congruently grown lithium niobate and 5 mol % magnesium oxide-doped lithium niobate, J. Opt. Soc. Am. 14, (1997), 3319-3322.

[12] Jean-Michel Lourtioz, Henri Benisty, Vincent Berger et Jean-Michel Gérard : Les cristaux photoniques ou la lumière en cage, Hermes Science Publications (2003).

[13] D. Néel, et al., AIN photonic crystal nanocavities realized by epitaxial conformal growth on nanopatterned silicon substrate, App. Phys. Lett. 98 (2011) 261106.

[14] Y.C. Cheng, D.P. Cai, C.C. Chen, C.H. Chan, C.C. Lee, Y.L. Tsai, Photonic crystal cavity with double heterostructure in GaN Bulk, IEEE Photon. J. 5 (2013)1943–2655.

CHAPITRE IV : MODELISATION DES CAVITES A CRISTAUX PHOTONIQUES : APPLICATION AU NITRURE DE GALLIUM

1. Introduction

Dans ce chapitre, nous présentons une nouvelle contribution concernant la modélisation des cavités à cristaux photoniques bidimensionnels (CPs 2D) à base de nitrure de gallium (GaN) dans le but d'extraire la lumière bleue. Cette étude a été mise en œuvre à l'aide de développement de codes MATLAB en se basant sur la méthode des ondes planes (PWE) et la méthode des différences finies dans le domaine temporel (FDTD).

Nous nous intéressons dans un premier temps à la modélisation des structures de bandes des différentes structures à cristaux photoniques en géométries carrée et triangulaire afin de déterminer les paramètres géométriques (taille du réseau, rayon et période) et d'aboutir à une structure caractérisée par une large bande interdite. L'effet de l'insertion d'un défaut ponctuel au centre de la structure à CPs sur le diagramme de bandes photoniques est modélisé dans un but de dégager les différents modes de la cavité.

La deuxième partie de ce chapitre est consacrée à la modélisation d'une variété de cavités photoniques dans le but d'aboutir à la conception d'une cavité émettant dans le bleu et caractérisée par le facteur de qualité le plus élevé.

2. Le Nitrure de Gallium

2.1 Généralités

Au cours de la dernière décennie de nouveaux matériaux semi-conducteurs sont apparus pour répondre aux exigences du domaine de l'avionique, du spatial et de la microélectronique à forte puissance. Parmi ces matériaux, ceux qui sont à base de nitrure tels que le nitrure de gallium (GaN) [1].

Le GaN présente les avantages d'une bande interdite large et directe, d'une grande stabilité chimique et de très bonnes propriétés mécaniques. Ses propriétés physiques intéressantes le rendent non seulement attractif pour les émetteurs bleus, mais également pour l'électronique haute température, haute puissance et haute fréquence. Sa large bande interdite permet également d'envisager son utilisation dans des photo-détecteurs ultraviolets (UV) insensibles au rayonnement visible du soleil.

Les propriétés physico-chimiques du nitrure de gallium en font un matériau intéressant en vue d'applications en opto et microélectronique. C'est un semi-conducteur à large gap (3.4eV) qui émet à des longueurs d'ondes correspondant au bleu, à la limite de l'ultraviolet. De plus, son gap est direct, ce qui augmente la probabilité de transition optique. Le nitrure de gallium, allié avec d'autres nitrures du groupe III (Al, In), présente de nombreuses applications vouées à un grand développement, dont certaines sont déjà

commercialisées [2]. Ce sont les diodes électroluminescentes (LEDs) bleues ou vertes pour l'affichage couleur, la signalisation ou encore UV ou blanches pour l'éclairage, les diodes laser (LDs) bleues ou violettes pour l'impression ou le stockage optique, les détecteurs UV, pour la détection des incendies, l'identification ou le guidage des missiles, ou encore le dosage personnel des UV, et enfin les transistors "haute fréquence, haute puissance" pour les radars fonctionnant à haute température (applications spatiales).

2.2 Propriétés physiques du GaN

Le nitrure de gallium est composé d'un élément des colonnes III (le gallium) et V (l'azote) du tableau de Mendeleïev. Cet alliage binaire appartient à la famille des semi-conducteurs III-V qui comprend notamment l'arséniure de gallium GaAs et le phosphure d'indium InP. Contrairement à ces deux derniers le GaN est un matériau à grand gap (~3,4 eV). Comme dans le cas du GaAs, il est possible de créer des alliages ternaires : en ajoutant de l'indium au matériau binaire GaN on obtient le composé nitrure de gallium-indium InGaN et l'addition d'aluminium conduit au ternaire nitrure d'aluminium-gallium AlGaN. Comme beaucoup de matériaux III-V, le GaN est un semi-conducteur à gap direct (lorsque le minimum de la BC et le maximum de la BV correspondent au même vecteur d'onde), le semiconducteur possède une structure de bande directe, ce qui est le cas des nitrures d'éléments III au niveau de la vallée centrale Γ (Figure 4.1), et est donc très adapté pour les applications optoélectroniques. Les nitrures permettent de couvrir une large gamme en énergie : du très proche infra-rouge (InN avec un gap d'environ 0,7 eV) à l'ultra-violet (AlN avec un gap de 6,2 eV), en passant notamment par le bleu qui est "inaccessible" aux autres semi-conducteurs III-V.



Figure 4.1. Structure de bande de GaN en phase Wurtzite [3].

2.3 Propriétés structurales

Le nitrure de gallium se présente sous deux formes cristallines : les structures de type Wurtzite et Zinc-Blende. Celle de type wurtzite est la plus stable thermodynamiquement. La structure wurtzite est constituée de deux réseaux hexagonaux compacts, l'un avec les atomes de gallium, l'autre avec les atomes d'azote, interpénétrés et décalés l'un par rapport à l'autre d'un vecteur *u* caractéristique de la Wurtzite, qui vaut idéalement 3/8 de *c* (Figure 4.2.a). Le réseau hexagonal compact est caractérisé par ses deux paramètres *c* et *a* dont le rapport vaut théoriquement $\sqrt{8/3}$.Le Tableau 4.1 reporte les valeurs des paramètres de maille pour les composés binaires et ternaires III-N, d'après Ambacher et al [4].

La structure Zinc-Blende est constituée de deux sous réseaux cubiques faces centrées, chacun comprenant un type d'atome, interpénétrés et décalés d'un quart par rapport à la diagonale de la maille. Cette structure est caractérisée par le paramètre de maille a [4].Le paramètre à observer varie entre 4,51 et 4,52Å suivant la méthode de synthèse mise en œuvre. L'arrangement des atomes dans la maille de la structure est représenté dans la figure 4-2b.



Figure 4.2. Les différentes structures de GaN : de type (a) wurtzite (Structure cristalline des composés III-N), (b) Zinc-Blende [5].

Le nitrure de gallium en phase Wurtzite se distingue de son homologue Zinc-Blende à travers une qualité cristalline accrue et la présence d'une polarisation intrinsèque. La qualité cristalline est cruciale pour les applications optoélectroniques, car une corrélation directe peut être faite entre la densité de défauts structuraux, la performance et la durée de vie des dispositifs [6]. Ceci est particulièrement vrai pour les diodes lasers à base de GaN [7, 8].

	Paramètre de maille a	Paramètre de maille c
Composé	(Å)	(Å)
GaN	3.189	5.185
AIN	3.112	4.982
InN	3.538	5.703
Al _x Ga _{1-x} N	a ^{AIN} x + a ^{GaN} (1-x)	c ^{AIN} x + c ^{GaN} (1-x)
In _x AI _{1-x} N	$a^{InN}x + a^{AIN}(1-x)$	$c^{InN}x + c^{AIN}(1-x)$
In _x Ga _{1-x} N	$a^{InN}x + a^{GaN}(1-x)$	$c^{InN}x + c^{GaN}(1-x)$

Tableau 4.1. Paramètres de maille a et c des composés III-N en phase Wurtzite [4]

2.4 Propriétés optiques

La largeur de bande interdite conditionne la longueur d'onde d'émission et d'absorption des dispositifs optoélectroniques. La distinction couramment utilisée entre matériaux à faible et large bande interdite intervient autour de 2 eV ; énergie qui correspond approximativement à la limite de l'émission de lumière dans le rouge. Les matériaux III-V bénéficient d'un avantage décisif sur d'autres familles de composés, la possibilité de former facilement des alliages ternaires voire quaternaires (ex : Aluminium indium gallium phosphore AllnGaP, nitrure de gallium-indium InGaN). Cela permet de moduler la largeur de leur bande interdite en fonction de la composition des alliages. Théoriquement, cette stratégie permet de balayer une gamme spectrale allant du proche infrarouge à l'ultraviolet.

Le nitrure de gallium est biréfringent. La connaissance de son indice de réfraction est importante pour l'élaboration des structures des dispositifs d'optoélectronique. Il a été mesuré par ellipsométrie spectroscopique, réflectivité, transmission ou encore luminescence dans le visible et l'infrarouge. Dans cette région, la partie imaginaire de l'indice de réfraction est négligeable. Il possède donc deux indices de réfraction, un ordinaire (n_o) et l'autre extraordinaire (n_e).

Les équations de Sellmeier [9], données dans (1) et (2), permettent de décrire les variations de l'indice ordinaire (n_o) et celles de l'extraordinaire (n_e) en fonction de la longueur d'onde λ exprimées en micromètre.Le nitrure de gallium est transparent pour les longueurs d'onde allant de 340 nm jusqu'à 10000 µm.

$$n_o^2 = 3.60 + \frac{1.75\lambda^2}{\lambda^2 - 0.256^2} + \frac{4.1\lambda^2}{\lambda^2 - 17.86^2}$$
(1)

$$n_e^2 = 5.35 + \frac{5.08\lambda^2}{\lambda^2 - 18.76^2} \tag{2}$$

L'évolution des indices ordinaire (en rouge) et celle de l'indice extraordinaire du nitrure de gallium (GaN) sont illustrées sur la figure 4.3.



Figure 4.3. Variation des deux indices ordinaire (courbe rouge) et extraordinaire (courbe noir) du GaN en fonction de la longueur d'onde

A la longueur d'onde 460 nm [10], le nitrure de gallium prend les deux valeurs $n_o=2.476$ et $n_e=2.312$ des indices ordinaire et extraordinaire respectivement.

Tableau 4.2. Indice de réfraction du GaN

Indice ordinaire (n_o) (polarisation TE)	Indice extraordinaire (n _e) (polarisation TM)	
Longueur d'onde d'émission $\lambda = 460 \ nm$		
2.476	2.312	

3. Approche numérique

La complexité des géométries d'une cavité rend généralement le calcul analytique très difficile. Par conséquent, une autre approche de calcul numérique devient souhaitable. Dans ce travail, la méthode des ondes planes (PWM) est appliquée dans le domaine fréquentiel, tandis que la méthode des différences finies (FDTD) est utilisée dans le domaine temporel, afin d'étudier d'une manière exhaustive les propriétés des cavités à CPs résonnantes. En effet ces deux méthodes sont explicitement exposées dans le deuxième chapitre.

Nous utilisons la méthode de décomposition en ondes planes (PWE) pour le calcul des diagrammes de bandes des structures parfaites et des cavités.

Dans le domaine temporel, la méthode des différences finies (FDTD) [11, 12, 13] est la méthode la plus couramment utilisée pour l'analyse des cavités à CPs. Cette méthode permet d'accéder aux spectres de transmission et aux facteurs de qualité Q des différentes cavités étudiées. Une attention particulière devrait être accordée aux conditions aux limites comme il a été clairement montré au deuxième chapitre. Dans ce chapitre, nous utilisons la méthode des couches absorbantes parfaitement adaptées (Perfectly Matched Layer) PML pour absorber efficacement les ondes sortantes. En effet, les PMLs [14, 15] produisent moins de réflexions parasites des champs.

L'algorithme FDTD est stable numériquement si la condition suivante est satisfaite,

$$\Delta t \le \frac{1}{c_0 \sqrt{\Delta x^{-2} + \Delta y^{-2}}} \tag{4.1}$$

 Δt est le pas temporel, c₀ est la célérité de lumière, Δx et Δy sont les intervalles entre deux points de grille voisins le long des directions x et y (pas de discrétisation spatial).

Après la satisfaction de toutes ces conditions, la distribution de champ est calculée pas à pas à partir de la source de rayonnement. Dans toutes les simulations, le champ initial a été pris comme une distribution gaussienne au centre de la cavité. Le choix de la distribution gaussienne comme champ initial est dû à sa similitude avec le profil de champ du mode résonant fondamental pour que la convergence soit accélérée.

La formule de la source gaussienne modulée utilisée dans ce travail est donnée par:

$$G(t) = exp\left[-\frac{(t-t_0)^2}{T_0^2}\right] \sin\left(\frac{2\pi c}{\lambda_s}t\right)$$
(4)

Où t₀ et T₀ sont, respectivement, la durée et la largeur temporelle de l'impulsion gaussienne. λ_s est la longueur d'onde centrale.

Afin de comparer et de valider nos résultats, le logiciel OptiFDTD a été utilisé. Le programme de base d'OptiFDTD est basé sur l'algorithme FDTD avec une précision numérique de second ordre et des conditions aux limites (PML). Le simulateur OptiFDTD utilise les conditions aux limites absorbantes PML anisotrope (APML), ou les conditions aux limites absorbantes non fractionnées (Un-split PML) (UPML) [16].

4. Etude de la cavité à cristaux photoniques bidimensionnels

Dans ce qui suit, une variété de cavités photoniques seront modélisées dans un but d'aboutir à une cavité à base de nitrure de gallium GaN caractérisée par le meilleur facteur de qualité et émettant dans le bleu. Cette étude sera menée en développement des codes Matlab pour chaque étape de modélisation. Les résultats sont comparés avec ceux obtenus par utilisation du simulateur OptiFDTD.

Notre but essentiel est d'aboutir à une cavité caractérisée par un spectre de transmission monomode (émission dans le bleu) situé dans la bande interdite du cristal photonique. Ceci nécessitera le passage par plusieurs étapes de calcul, à savoir :

• Calcul des structures de bandes :

Le but recherché à travers cette étape de calcul est la détermination des paramètres géométriques des différentes structures à cristaux photoniques et d'aboutir à une structure caractérisée par une large bande interdite. Ainsi, la recherche des modes de défauts peut être atteinte.

• Calcul de la distribution du champ à l'intérieur de la cavité :

Nous avons calculé la distribution du champ électromagnétique grâce à un code Matlab FDTD-2D. L'intérêt de cette étape est de déterminer le comportement du champ

107

électromagnétique dans la structure à cristaux photoniques et de calculer la réponse spectrale des cavités étudiées.

• Calcul du spectre de transmission :

Le comportement spectral d'une structure est déduit de l'évolution temporel du champ électromagnétique par une transformé de Fourier. Le but de cette étape de calcul est de déterminer la longueur d'onde de résonance et de calculer le facteur de qualité de la cavité.

Les cavités étudiées sont obtenues en omettant un trou central des réseaux carrés et triangulaires dans un semiconducteur (GaN) de tailles 5×5 , 7×7 , 9×9 et 11×11 dans les directions X et Y (figure 4.4). Les numéros 5, 7, 9 et 11 représentent le nombre de trous d'air dans les directions X et Y.



Figure 4.4. Structures à cristaux photoniques : réseau carré sans défaut de dimensions X x Y (a), réseau triangulaire bidimensionnel de dimensions X x Y (b), cavité carrée créée en enlevant le trou central de la structure carrée (c), cavité hexagonale créée en enlevant le trou central de la structure triangulaire (d)

4.1 Modélisation des structures de bandes photoniques

Nous optons à travers cette étape de modélisation à optimiser les paramètres géométriques (rayons des trous r et paramètre de maille a) des structures à cristaux photoniques afin d'obtenir la plus large bande interdite.

Pour calculer les diagrammes de bandes des structures à cristaux photoniques nous avons utilisé la méthode de décomposition en ondes planes (PWE). Plus précisément, nous utilisons la méthode Supercellule qui est appliquée avec succès pour l'étude des défauts ponctuels dans les structures photoniques 2D. La méthode PWE avec 121 ondes planes a été développée pour construire des courbes de dispersion le long de la zone de Brillouin dans les directions ГX et ГM pour les réseaux carrés et dans les directions ГK et ГM pour les réseaux triangulaires.

4.1.1 Calcul du rapport r/a et choix de la structure

Avant de calculer le diagramme de bandes des structures à cristaux photoniques, il convient de s'intéresser au calcul du rapport du rayon des trous sur la période des motifs du cristal photonique (r/a) pour différentes dimensions des cellules.

Dans cette étape de calcul, nous avons utilisé un code MATLAB basé sur la méthode des ondes planes (présentée dans le deuxième chapitre) pour optimiser les largeurs de bandes interdites (pour les modes transverse électrique TE et transverse magnétique TM) par rapport à la valeur r/a, et le calcul des BIP a été réalisé sur 121 bandes afin de chercher toutes les bandes interdites possibles.

La figure 4.5 (a) représente l'évolution de la largeur des bandes interdites de la structure carrée en mode TM et TE pour différentes tailles. La figure montre la présence d'une bande interdite photonique BIP en mode TM seulement à l'exception de la structure carrée 5 x 5 qui présente une BIP importante pour les deux modes TM et TE.

La figure 4.5 (b) montre l'existence d'une bande interdite photonique pour le réseau triangulaire en mode TM et en mode TE dans les structures 5 x 5, 7 x 7 et 9 x 9. Cela signifie que ces structures triangulaires présentent une bande interdite photonique complète.

Bien que la structure carrée 5 x 5 donne une BIP importante, comme mentionné cidessus, elle n'est pas prise en compte dans ce travail car la création d'un défaut ponctuel au centre de cette structure, conduit à de faibles performances (confinement du champ, le mode résonant et le facteur de qualité) par rapport aux structures triangulaires.

109

Notons que la structure triangulaire de taille 11 x 11 en mode TM, présente une bande photonique relativement étroite avec une largeur de 0,0017. Par conséquent, elle n'est pas prise en compte.





Notre objectif est d'obtenir une cavité résonnante monomode qui est clairement satisfaite par la structure triangulaire 7 x 7 plutôt que la structure 9 x 9 qui, en revanche, nous fournit deux modes de cavité. De plus, la cavité 7 x 7 montre un mode de cavité plus prononcé que n'importe quelle autre structure (voir figure 4.6). D'un point de vue performance, elle est caractérisée par le facteur de qualité le plus élevé. Par conséquent, notre choix est porté sur la structure triangulaire de taille 7 x 7.



Figure 4.6. Diagramme de bande photonique des structures carrée et triangulaires 2D

On observe sur la figure 4.7, une bande interdite photonique (BIP) pour la polarisation TM plus large que celle relative au mode TE. Ainsi, toutes les simulations sont effectuées en mode TM.



Figure 4.7. Variation de la largeur de bande interdite en fonction du rapport r/a du réseau triangulaire 7 x 7 de trous d'air dans le nitrure de gallium (GaN) pour les modes TM et TE.

Le rapport entre le rayon des trous r et le paramètre de maille a, qui donne la plus large bande interdite, est r / a = 0,35 pour la configuration triangulaire. Par conséquent, la valeur a = 282 nm pour la structure à CPs triangulaire ainsi choisie correspond à la longueur d'onde λ = 460 nm (émission dans le bleu) [17, 18, 10].

4.1.2 Calcul de diagramme de bandes d'une structure triangulaire

Dans un premier temps, nous considérons une structure triangulaire sans défauts afin de calculer la structure de bandes photoniques. Le cristal photonique se compose de 7 x 7 trous d'air (d'indice de réfraction n = 1) dans les directions X et Y, respectivement. Le substrat diélectrique est constituée de nitrure de gallium (GaN) ayant un indice de réfraction n = 2,312. Nous avons optimisé les paramètres géométriques du réseau triangulaire permettant l'obtention de la plus large bande interdite à savoir, le rayon des trous et le paramètre de maille (tableau 4.3).

	Structure triangulaire
Le rapport r/a	0.35
Le rayon r (nm)	99
Le paramètre de maille a (nm)	282

Tableau 4.3. Paramètres géométriques de la structure triangulaire de dimensions 7 x 7

La figure 4.8 (a) illustre la structure triangulaire à CPs sans défauts. La figure 4.8 (b) représente le diagramme de bandes calculé pour ce réseau triangulaire où des trous d'air cylindriques de rayon r = 0,35a sont réalisés dans le GaN en mode TM. Ce diagramme montre une BIP avec une largeur normalisée de $\Delta w = 0,063$ (a/ λ) située entre les fréquences normalisées 0,58 et 0,64 (440 nm < λ <486 nm) et présentée par la zone hachurée de la figure 4.8 (b). L'obtention d'une large bande interdite est attribuée d'une part à la nature du GaN caractérisé par une permittivité diélectrique importante conduisant à un contraste d'indices important assurant ainsi une large BIP, et d'autre part aux paramètres géométriques de notre structure. La gamme de fréquences correspondante (617.28 THz < f <681.81THz) montre que la structure proposée peut être utilisée dans l'émission de lumière bleue.



Figure 4.8. Réseau triangulaire bidimensionnel 7 x 7 (a), diagramme de bande photonique du réseau triangulaire de trous d'air cylindriques avec un rayon r = 0,35a dans le GaN.

4.1.3 Calcul de la structure de bandes de la cavité hexagonale H1

En omettant un trou au centre de la structure photonique triangulaire parfaite, un défaut est créé et ainsi une cavité hexagonale de type H_1 (figure 4.9.a) est conçue. Pour déterminer les modes de défauts, nous utilisons la méthode Supercellule basée sur la méthode des ondes planes. En effet, en créant un défaut, des fréquences permises (modes de défauts) peuvent apparaître dans la bande interdite photonique.

La figure 4.9(b) montre la structure de bande du réseau triangulaire à cristaux photonique avec un défaut (cavité H₁). Une fréquence permise dans la bande interdite photonique est générée grâce au défaut créé. Comme prévu, et comme dans le cas électronique, certaines positions de bande étendues seront poussées dans les plages de fréquences interdites de la structure diélectrique, et ainsi, deviendront des modes de défauts localisés. Par conséquent, un mode de défaut apparaît approximativement au centre de la BIP. En effet, cette fréquence permise caractérise le mode d'émission de la cavité.



Figure 4.9. Cavité hexagonale H₁ dans un réseau triangulaire bidimensionnel 7 x 7 (a), Diagramme de bandes de la structure triangulaire 7 x 7 (Supercellule) avec un défaut ponctuel(mode de défaut à l'intérieur de la BIP) (b).

4.2 Calcul de la distribution du champ dans la cavité Hexagonale

Dans cette étape, nous modélisons l'évolution en fonction du temps de la distribution du champ électromagnétique dans la structure. Ceci permettra la détermination du confinement de la lumière dans la cavité.

La méthode FDTD est utilisée pour calculer la variation des propriétés optiques de la cavité à cristal photonique, par le code Matlab développé et par le simulateur OptiFDTD avec 524288 pas temporel. La Couche absorbante parfaitement adaptée (PML) est prise comme une condition aux limites absorbante (ABC) autour de la structure.

A partir des simulations FDTD (code Matlab et simulateur OptiFDTD), la fréquence de résonance de la cavité peut être déduite par le biais de la transformée de Fourier des composantes électromagnétiques à l'intérieur de la cavité.

La structure est excitée en polarisation TM. Les pas de discrétisation spatiaux dans les directions x et y sont Δx et Δy . Le maillage FDTD utilisé dans la simulation est, en général, $\lambda/24$ [19]. On prend $\Delta x = \Delta y = \lambda / 24 = 19$ nm. Le temps d'échantillonnage est choisi pour assurer la stabilité numérique de l'algorithme. Le pas temporel pour la structure 2D est déterminé par la limite de courant [20]:

$$\Delta t = \frac{0.95}{c_0 \sqrt{\Delta x^{-2} + \Delta y^{-2}}} = 4.478 \times 10^{-17} s$$

Les paramètres du domaine temporel de l'impulsion gaussienne ont été fixés à $T_0 = 3000$ fs et $t_0 = 9000$ fs afin d'exciter la structure avec un signal de grande largeur de bande et de calculer la transmission sur une large bande spectrale en utilisant la transformé de Fourier rapide, alors que la fréquence centrale est fixée à $f_s = 666,21$ THz ($\lambda_s = 0,46 \mu m$).

La figure 4.10 représente la distribution du champ électrique E_z (mode transverse magnétique) à différentes intervalles de temps soigneusement choisis pour une bonne investigation sur l'évolution du champ électromagnétique dans le temps. Notons que dans le logiciel OptiFDTD, nous imposons les mêmes paramètres utilisés dans le code Matlab développé. Les résultats obtenus montrent que le champ est plus intense dans la zone environnante de la cavité hexagonale en raison de l'interférence cohérente dans la cavité.

Notre code Matlab FDTD est basé sur la condition aux limites : la couche convolutive parfaitement adaptée (CPML).

A partir de nos calculs, nous observons clairement que le champ électrique à l'intérieur de la structure est plus focalisé et concentré par rapport aux résultats obtenus par le logiciel OptiFDTD. Ceci est dû à la condition aux limites absorbante CPML utilisée dans notre calcul, qui est plus efficace, plus précise et plus appropriée que la couche uniaxiale parfaitement adaptée (UPML) utilisée par le logiciel OptiFDTD [21]. Plus précisément, les CPML sont utilisées pour minimiser toute réflexion parasite par l'absorption efficace des ondes latérales et des ondes se propageant aux bords de la structure. Ceci permettra un meilleur confinement du champ.



(b)

Figure 4.10. Distribution de champ électrique à la longueur d'onde 460 nm à différents pas temporel obtenues par (a) notre code Matlab, (b) simulateur OptiFDTD.

La variation du champ électromagnétique en fonction du temps $E_z(t)$ au centre de la cavité est illustrée sur la figure4.11. Cette variation est extraite à partir de la distribution de champ pendant 524288 pas temporel.

Les résultats relatifs à notre code Matlab et au simulateur OptiFDTD montrent clairement et sans ambiguïtés que le champ calculé à partir de notre code Matlab est plus confiné que le champ obtenu par le simulateur OptiFDTD. Nous observons sur cette même figure que l'amplitude du champ augmente avec l'accroissement du temps, jusqu'à atteindre une valeur maximale (confinement maximale) à partir de laquelle, une décroissance exponentielle de l'amplitude du champ peut être observée. Nous remarquons aussi que l'amplitude du champ prend la même forme que celle de la source gaussienne modulée utilisée dans ce travail comme source d'excitation. Ceci montre l'existence d'un seul mode (une seule longueur d'onde dans la bande permise).



Figure 4.11. Amplitude du champ électrique E_z en fonction du pas temporel, où *timestep* = $t/\Delta t$ et $\Delta t = 4.478 \times 10^{-17}$ (a), la courbe similaire à (a) obtenue par le logiciel OptiFDTD en présence de l'excitation et après suppression de l'excitation (b).

4.3 Calcul de la réponse spectrale de la cavité

La réponse spectrale de la cavité est calculée en transformant le champ électromagnétique obtenu afin de l'optimiser en domaine fréquentiel par utilisation de la transformée de Fourier discrète (DFT) encore appelée la transformée de Fourier rapide (FFT).

La figure 4.12 représente la transmission normalisée en fonction de la longueur d'onde. A partir des résultats de cette figure la longueur d'onde de résonnance et le facteur de qualité Q de la cavité peuvent être déduits.

Les résultats de la figure 4.12 montrent un mode de résonnance ($\lambda = 459.9 nm$) dans la même gamme de résonance .Cependant, nous pouvons clairement observer à partir du spectre calculé par notre code Matlab une intensité plus importante du pic de résonance avec un confinement plus prononcé, le comparant au spectre calculé à partir de simulateur OptiFDTD. Ceci est dû comme nous l'avons déjà évoqué aux conditions aux limites utilisées dans le code Matlab développé.



Figure 4.12. Spectre de transmission normalisé obtenu par la transformée de Fourier rapide (FFT) du champ électromagnétique calculé par notre code Matlab FDTD 2D (a), spectre de transmission calculé par le simulateur OptiFDTD (b).

Rappelons qu'à partir des spectres calculés, on peut déterminer le facteur de qualité $Q = \lambda / \Delta \lambda$ des modes de cavité, où λ est la longueur d'onde de résonance (λ =

459.9 *nm*) et $\Delta\lambda$ est la largeur du pic à mi-hauteur (FWHM), égale à 0.0113 nm [22]. Dans ce cas nous calculons un facteur de qualité de 40699.

Vu l'état de l'art, une cavité de bonne performances doit avoir un facteur de qualité aux alentours de 10⁶. De ce fait, l'amélioration de la cavité étudiée s'avère nécessaire.

5. Etude des cavités modifiées

Dans la structure à CPs 2D précédente, un trou d'air est omis et une cavité est formée. Nous calculons un facteur de qualité Q de 40699. En effet, le mode résonant est particulièrement sensible à la géométrie des trous les plus proches du défaut. En ajustant ces trous, nous pouvons agir sur la fréquence des modes de résonance et ainsi influencer leurs facteurs de qualité Q.

Nous proposons dans cette étape, l'étude de quatre types de cavités dans un but d'optimiser le maximum le facteur de qualité.

5.1 Première approche : cavité modifiée

La cavité est formée en modifiant la géométrie de six trous adjacents à la cavité (figure 4.13). Ce type de cavité est appelé cavité modifiée (modified cavity).



Figure 4.13. Structure de cavité hexagonale avec le rayon de six trous adjacents modifié, ou r' : le rayon des trous modifiés

La figure 4.14 montre le spectre de transmission et la variation du facteur Q par rapport aux rayons des trous d'air les plus proches au défaut ponctuel calculé par la méthode FDTD 2D. Les rayons des trous d'air adjacents ont été modifiés par rapport à leur taille initiale (cavité précédemment étudiée) estimée à r = 0,35a. Avec la réduction des rayons des trous d'air jusqu'à r'= 0,15a, le champ électrique devient plus concentré dans la zone environnante de la cavité. Il en résulte un plus grand confinement qui conduit à un facteur de qualité plus important Q = 65272. Cependant, ce facteur de qualité reste loin de la valeur souhaitée.



Figure 4.14. Spectre de transmission de la cavité à défaut ponctuel avec rayon des trous d'air adjacents réduit à r '= 0.15a(a), Facteurs de qualité en fonction du rapport r/a(b).

5.2 Deuxième approche : cavité à trous décalés

Dans cette approche, nous procédons, afin d'améliorer le facteur de qualité au déplacement de six trous adjacents au défaut ponctuel vers la gauche, la droite, le haut et vers le bas. La figure 4.15 représente la cavité hexagonale modifiée (shifted cavity). Les distances décalées sont modifiables pour obtenir des résultats plus précis.



Figure 4.15. Structure de cavité hexagonale avec six trous adjacents décalés, où a : paramètre de maille et d : distance de décalage.

Nous observons sur la figure 4.16 que l'augmentation de la distance décalée acquiert plus de confinement de lumière dans la cavité. Ceci conduit à un facteur de qualité plus élevé. Un facteur de qualité maximal, soit Q = 105200, obtenu pour une distance d = 454,5 nm par rapport au défaut central [22].

Malgré l'augmentation notable du facteur de qualité Q, cette valeur reste loin de nos espérances.



Figure 4.16. (a) Le spectre de transmission de la cavité à défaut ponctuel avec la distance des trous d'air adjacents augmentée à d = 454,5 nm, (b) variation du facteur de qualité en fonction de la distance des trous d'air adjacents.

5.3 Troisième approche : cavité L₃

Cette approche consiste à former la cavité, en omettant trois trous centraux dans la direction latérale (création d'un défaut linéaire dans la structure triangulaire). Ce type de cavité est appelé cavité L_3 .
La figure 4.17 représente la structure d'une cavité L_3 , la distribution de champ à l'intérieur de celle-ci en fonction du temps et le spectre de transmission de la structure à cristaux photoniques.

Nous observons sur la figure 4.17 (b) que le champ électromagnétique est confiné dans la zone environnante de la cavité linéaire L_3 . Ce confinement acquiert un spectre de transmission plus étroit dans la gamme de résonnance (figure 4.17.c).



Figure 4.17. Structure de la cavité avec trois trous manquants dans la direction latérale (cavité L₃)
 (a) ; Distribution de champ électrique à l'intérieur de la cavité(b), Spectre de transmission normalisé(c).

À partir du spectre de transmission, on calcul un facteur de qualité Q égal à 187488 dans la structure actuelle qui reste toujours inférieur à 10⁶.

5.4 Quatrième approche

Comme le facteur de qualité Q, augmente de façon exponentielle avec la taille des structures à cristaux photoniques [17], nous avons opté pour une structure plus grande. La structure se compose de 21 x 21 trous d'air dans les directions X et Y, respectivement. Le défaut est créé en remplissant trois trous centraux dans la direction latérale de la structure triangulaire (cavité L_3), en décalant 16 trous adjacents tout en modifiant leurs diamètres (figure 4.18). Les paramètres de la structure ont été choisis sur la base des résultats précédemment obtenus (rayon de trous et paramètre de maille).



Figure 4.18. Structure de la cavité à cristaux photoniques avec trois défauts dans la direction latérale (défaut linéaire) (avec r = 0.35a, r '= 0.15a et d = 454.5nm).

La figure 4.19 illustre le spectre de transmission de la cavité à CPs. Le résultat obtenu montre un confinement plus grand dans la cavité le comparant aux cavités précédemment analysées. Ceci conduit à un facteur de qualité élevé qui atteint la valeur de $Q = 2,32 \times 10^8$ à une longueur d'onde de 460 nm correspondant à la longueur d'onde bleue.

Nous estimons à partir de ces résultats que l'objectif de la conception d'une cavité à cristaux photoniques à base du GaN émettant dans le bleu avec un grand facteur de qualité, est atteint.



Figure 4.19. Le spectre de transmission de la cavité L_3 avec les trous d'air adjacents réduit à r' = 0.15a et décalé à d = 454.5nm [22].

6. Conclusion

Nous nous sommes intéressés dans ce chapitre à l'étude des cavités à cristaux photoniques bidimensionnels à base de nitrure de gallium GaN.

Dans une première partie de ce chapitre, nous avons présenté les structures de bandes interdites photoniques pour des structures bidimensionnelles. Elles ont été établies en fonction des paramètres suivants : type de réseau (carré et triangulaire), la polarisation (mode TE ou mode TM), et la taille du réseau (5×5 , 7×7 , 9×9 et 11×11). Cette étape nous a permis d'accéder aux paramètres géométriques des structures (rayon des trous *r* et paramètre de maille *a*) et d'aboutir à une structure caractérisée par une large bande interdite photonique. Les résultats de simulation ont montré que la structure triangulaire de taille 7 x 7 en mode transverse magnétique TM présente une large bande interdite photonique BIP. En effet, l'omission d'un trou au centre de la structure triangulaire

(création d'une cavité hexagonale H₁), génère un mode de défaut dans la bande interdite photonique, permettant ainsi d'extraire la lumière bleue et d'obtenir des cavités laser.

Dans la deuxième partie de ce chapitre, une étude sur la distribution du champ électromagnétique à l'intérieure de la cavité hexagonale H₁ a été réalisée afin de calculer la réponse spectrale, de déterminer la longueur d'onde de résonance et de calculer le facteur de qualité de la cavité.

La dernière partie de ce chapitre a été consacrée à la modélisation de quatre types de cavités dans le but d'optimiser le maximum le facteur de qualité. Ces cavités sont réalisées en ajustant les trous les plus proches du défaut central. En effet, une cavité de type L₃ (dans une matrice de trous d'air de dimensions 21 x 21) avec 16 trous adjacents modifiés (rayon de trous modifiés r' = 0.15a) et décalés (distance de décalage d = 454.5 nm) présente un confinement optimal le comparant aux confinements relatifs aux autres cavités analysées. Ce confinement conduit à un facteur de qualité Q élevé qui atteint la valeur Q = 2.32×10^8 à la longueur d'onde souhaitée.

En outre, cette structure présente des grandes potentialités pour l'émission de la lumière bleue avec un grand facteur de qualité.

Références bibliographiques du chapitre

[1] D. Shi, S. Feng, Y. Qiao, P. Wenc, The research on temperature distribution of GaNbased blue laser diode, Solid-State Electronics, 109 (2015) 25–28

[2] S. Nakamura, Nobel Lecture: Background story of the invention of efficient blue InGaN light emitting diodes. Reviews of Modern Physics, 87 (2015) 1139-1151.

[3] P. Ziade, C. Palermo, A. Khoury, R. Habchi, M. Rahal, L. Varani, Comparative Analysis of Nitrides Band Structures Calculated by the Empirical Pseudopotential Method, Universal Journal of Materials Science, 2 (2014) 58-72.

[4] O. Ambacher, J. Majewski, C. Miskys, A. Link, M. Hermann, M. Eickhoff, M. Stutzmann, F. Bernardini, V. Fiorentini, V. Tilak, Pyroelectric properties of Al(In)GaN/GaN hetero- and quantum well structures. Journal of Physics: Condensed Matter, 14 (2002) 3399.

[5] S. Rennesson, Développement de nouvelles hétérostructures HEMTs à base de nitrure de gallium pour des applications de puissance en gamme d'ondes millimétriques, Thèse de Doctorat soutenue en 2013, Université de Nice-Sophia Antipolis.

[6] T.Li, M. Mastro, A. Dadgar, III-V Compound Semiconductors: Integration with Silicon-Based Microelectronics, CRC Press, 603 (2010).

[7] K.Motoki, Development of gallium nitride substrates. SEI Tech. Rev, 70 (2010) 28-35.

[8] M.Takeya, T. Mizuno, T. Sasaki, S. Ikeda, T. Fujimoto, Y. Ohfuji, K. Oikawa, Y. Yabuki,
S. Uchida, M. Ikeda, Degradation in AlGaInN lasers, physica status solidi (c), 0 (2003)
2292-2295.

[9] A. S. Barker.Jr, M. Ilegemsn Infrared Lattice Vibrations and Free-Electron Dispersion in GaN, Phys. Rev. B, 7 (1973) 743–750.

[10] N.V. Triviño, R. Butté, J.F. Carlin, N. Grandjean, Continuous wave blue lasing in III Nitride nanobeam cavity on silicon, Nano Lett, 15 (2015) 1259–1263.

[11] K. Sakoda, Optical Properties of Photonic Crystals, Series: Springer Series in Optical Sciences, 80 (2005).

[12] K. Sakoda, Numerical study on localized defect modes in two-dimensional triangular photonic crystals, J. Appl. Phys, 84 (1998) 1210–1214.

127

[13] J. Huh, J. K. Hwang, H. Y. Ryu, Y. H. Lee, Non degenerate monopole mode of single defect two-dimensional triangular photonic band-gap cavity, J. Appl. Phys, 92 (2002) 654–659.

[14] Berenger.J.P, A perfectly matched layer for the absorption of electromagnetic waves, J. Comput. Phys, 114 (1994) 185–200.

[15] A. Lavrinenko, P. I. Borel, L. H. Frandsen, M. Thorhauge, A. Harpøth, M. Kristensen,T. Niemi, and H. M. H. Chong, Comprehensive FDTD modeling of photonic crystal waveguide components, Opt. Express, 12 (2004) 234–248.

[16] www.OptiWave.com

[17] Sh. Ghorbnzadeh, Analysis Quality Factor in Two-Dimensional Photonic Crystal by the FDTD Method, World Applied Sciences Journal, 21 (2013) 1100-1105.

[18] Chang Xiong, Bei Zhang, Xiang Ning Kang, Tao Dai and Guo Yi Zhang, Two dimensional photonic quasi crystal on the surface of GaN-based light emitting diodes, Science China, 54 (2011) 23-27.

[19] Wenbo Sun, GordenVideen, Qiang Fu, Yongxiang Hu, Scattered-field FDTD and PSTD algorithms with CPML absorbing boundary conditions for light scattering by aerosols, J. Quantitative Spectroscopy & Radiative Transfer, 131 (2013) 166–174.

[20] Ming-Bao Yan, Zhen-Tang Fu, Cui-LianXu, Study on maximum band gap of two dimensional photonic crystal with elliptical holes, Optik, 124 (2013) 5972–5975.

[21] D. Pinto \cdot S. S. A. Obayya, 2D Analysis of multimode photonic crystal resonant cavities with the finite volume time domain method Opt Quant Electron, 40 (2008) 875–890.

[22] A. Amirouche, H. Bouridah, M.R. Beghoul, N. Boutaoui, Study of two dimensional photonic crystal nanocavities based on Gallium Nitride (GaN), Optik 127 (2016) 2708–2714.

CONCLUSION GENERALE

Conclusion générale

Par une structuration de l'espace à l'échelle de la longueur d'onde, les cristaux photoniques offrent la possibilité de contrôler efficacement la génération et la propagation de la lumière. Ainsi, l'insertion de défauts localisés dans le cristal crée des niveaux d'énergie permis dans la bande interdite photonique. Cette configuration permet de piéger les photons dans des surfaces très petites induisant des volumes de modes très faibles. Cette particularité des cavités photoniques augmente le temps de vie des photons permettant ainsi une forte interaction lumière-matière. Les dimensions du cristal permettent de réaliser des cavités de petites tailles avec des facteurs de qualité Q importants et c'est notamment ces propriétés qui les rend intéressants pour de nombreuses applications.

Le travail de thèse présenté dans ce manuscrit concerne une contribution à l'étude des microcavités à base des cristaux photoniques. Les travaux ont étés entrepris sur des structures bidimensionnelles. Pour cela nous avons abordé dans un premier temps, l'étude des propriétés des différents types de cristaux photoniques (CPs) 1D, 2D et 3D. L'accent a été mis en particulier sur les structures photoniques 2D qui ont fait l'objet principal de ce travail de recherche. En effet, ces dernières sont capables de contrôler la lumière dans les deux directions de l'espace et présentent, en plus de leur relative facilitée de fabrication les comparant aux CPs 3D, de nombreuses qualités de confinement et de dispersion de la lumière, et sont caractérisées par une large bande interdite. Différentes applications de ces structures ont été brièvement exposées conjointement avec une étude portant un aspect théorique et expérimental concernant les différentes géométries des cristaux photoniques à défauts donnant naissance aux cavités et aux guides d'ondes. Il s'est avéré à travers cet état de l'art que les phénomènes de quidage et d'extraction de la lumière dans l'optique intégrée sont fortement liés à la nature du matériau de base constituant le cristal photonique et à ses paramètres optiques et géométriques.

L'étude théorique et la modélisation des cristaux photonique nécessitent l'utilisation de méthodes spécifiques pouvant décrire les différents phénomènes régissant l'extraction et le guidage de la lumière. Dans ce contexte, nous avons procédé à une exposition détaillée dans la seconde partie de ce travail de recherche, de la méthode des ondes planes (PWE) et de la méthode des différences finies dans le domaine temporel (FDTD). Ces deux méthodes nous ont servi pour le développement des codes MATLAB pour la modélisation des structures en question. Afin de comparer nos résultats de simulation, nous avons opté pour l'utilisation d'un logiciel commercial OptiFDTD adapté

129

spécialement pour les cristaux photoniques. L'avantage de ce logiciel réside dans la facilité de création et de la programmation des structures étudiées.

La méthode des ondes planes est basée sur la résolution des équations de Maxwell en utilisant le théorème de Bloch. Elle nous a permis de déterminer les structures de bandes interdites photoniques. Les cavités photoniques ont été étudiées par la méthode de « Supercellule ». La méthode FDTD est quant à elle basée sur la résolution des équations de Maxwell par la discrétisation de l'espace et du temps. En effet, l'efficacité de ces méthodes de modélisation et de simulation réside en grande partie dans le choix des conditions initiales.

Nous nous sommes intéressés par la suite à une étude numérique portant sur les potentialités des cristaux photoniques bidimensionnels en optique intégrée. Ainsi, l'apport et l'influence du type des structures (carrée et triangulaire), de la nature du matériau de base (InP, GaAs, Si, LiNbO₃ et ZnO) et du mode de polarisation (TE ou TM) sur l'obtention des bandes interdites photoniques pour le guidage et l'extraction de la lumière ont été succinctement menés. Les simulations réalisées nous ont permis de conclure que parmi les cinq matériaux en question, seules les structures à cristaux photoniques réalisées dans le silicium, de configuration triangulaire, et ayant une dimension 9 x 9 sont exploitables pour l'obtention de bandes interdites photoniques complètes, suffisamment larges et favorables au confinement optique dans une structure avec défaut. Ainsi la modélisation des cristaux photoniques avec des défauts ponctuels (cavités hexagonales de type H₁) et d'autres avec des défauts linéaires (cavités de type L₃ et guides photoniques de type W₁) nous a permis la détermination de l'ensemble des modes confinés en fonction de la longueur d'onde.

Dans la dernière partie de cette thèse, nous nous sommes intéressés à la modélisation et à la conception des cavités à cristaux photoniques bidimensionnels à base de nitrure de galium pour l'extraction de la lumière bleue. Notons que ce matériau est à l'état de l'art le plus adapté pour la réalisation de composants émettant dans le bleu. En effet, une étude théorique, réalisée par la méthode PWE a permis de déterminer l'évolution des bandes interdites photoniques en fonction des paramètres optiques et géométriques et de calculer les diagrammes de bandes des différentes structures analysées. Après avoir opté pour la structure optimale qui s'est révélée en mode transverse magnétique, en l'occurrence une structure de configuration triangulaire, de dimensions 7 x 7, avec un rayon de trous r = 0.35a, le mode de cavité (cavité hexagonale H₁) a été calculé par la méthode supercellule. La cavité hexagonale H₁ à base du GaN est en fait étudiée par la méthode des différences finies dans le domaine temporel par utilisation d'une part d'un code

130

Matlab développé et d'autre part par le logiciel de simulation OptiFDTD. Les différentes simulations ont permis de suivre l'évolution de la distribution du champ électromagnétique à l'intérieure de la cavité hexagonale H₁, de calculer la réponse spectrale, de déterminer la longueur d'onde de résonance et de calculer le facteur de qualité de la cavité. Ainsi, les résultats relatifs à notre code Matlab et au simulateur OptiFDTD ont montré clairement que nos calculs sont plus précis que ceux obtenus par le logiciel OptiFDTD, en raison du choix des conditions initiales contrôlant fortement la précision des calculs. Dans un but d'ébaucher sur une cavité caractérisée par un facteur de qualité le plus élevé possible et émettant dans le bleu, une variété de cavités a été modélisée. Ces cavités sont optimisées en ajustant les trous les plus proches du défaut central. En effet, une cavité de type L₃ (dans une matrice de trous d'air de dimensions 21 x 21) avec 16 trous adjacents modifiés (rayon de trous modifiés r' = 0.15a) et décalés (distance de décalage d = 454.5 nm) présente un confinement optimal le comparant aux confinements relatifs aux autres cavités analysées. Ce confinement conduit à un facteur de qualité Q élevé qui atteint la valeur Q = 2.32×10^8 à la longueur d'onde souhaitée.

En perspective, et d'un point de vu expérimental il serait souhaitable de poursuivre ce travail par la fabrication de la cavité conçue. Cela permettra d'effectuer une caractérisation optique complète du composant obtenu. D'un point de vu théorique, il serait intéressant d'aborder les potentialités de l'optique non linéaire pour la réalisation des dispositifs photoniques.

Résumé

Les cavités à base des cristaux photoniques ont suscité un très vif intérêt au sein de la communauté scientifique pour devenir l'un des sujets de recherche les plus récents, à cause de leurs capacité à confiner la lumière dans des petites volumes pendant de longues durées. C'est justement dans ce contexte que s'inscrit le travail de recherche de cette thèse qui aborde par le biais de la modélisation et de la simulation. d'une part les potentialités des cristaux photoniques à base de matériaux usuels de la micro et l'optoélectronique dans l'extraction et le guidage de la lumière, et d'autre part la conception et l'étude d'une variété de microcavités photoniques dans le nitrure de gallium GaN pour l'extraction de la lumière bleue afin d'optimiser le composant caractérisé par le facteur de qualité le plus élevé possible et qui soit compatible avec la technologie photonique. Pour cela des codes MATLAB basés sur des méthodes de simulations (PWE, FDTD) ont été développés avec succès dans un but d'étudier et de mettre en évidence la faisabilité des cristaux photoniques en optique intégrée. Nous avons montré que l'insertion des défauts ponctuels ou des défauts linéaires dans les structures photoniques crée des modes de défauts dans la bande interdite photonique. Cette étude a été menée en considérant plusieurs matériaux et a montré l'aptitude de chaque matériau dans l'émission ou le guidage de la lumière. Tous les résultats relatifs à cette contribution ont permis d'aborder une étude détaillée visant la conception d'une microcavité émettant dans le bleu. Des simulations ont ainsi permis de déterminer les dimensions du réseau nécessaires à l'obtention de cette cavité photonique. La structure ainsi obtenue (cavité hexagonale H1) présente un facteur de gualité de l'ordre de 40699 en longueur d'onde autour de 460 nm. En effet, l'ajustement des trous entourant la cavité hexagonale agit sur la fréguence de résonance des modes de résonance et influence par conséquent le facteur de qualité Q. Après avoir ajuster plusieurs paramètres géométriques de la cavité, les résultats de simulation ont montré qu'une cavité de type L₃, obtenue en omettant 3 trous au centre d'une structure triangulaire de dimensions 21 x 21 et en décalant 16 trous adjacents tout en modifiant leurs diamètres, présente le meilleur confinement qui a conduit à un facteur de qualité élevé atteignant la valeur de 2,32 x 108 à une longueur d'onde de 460 nm caractéristique de la longueur d'onde bleue.

Mots clés : cristaux photoniques, cavités à cristaux photoniques, nitrure de gallium GaN, PWE, FDTD, cavité hexagonale, longueur d'onde de résonance, facteur de qualité.

Abstract

Photonic crystal cavities have attracted considerable interest within the scientific community to become one of the most recent research topics, because of their ability to confine light in small volumes for long periods of time. It is precisely in this context that the research work of this thesis, which involves modeling and simulation, addresses, on the one hand, the potentialities of photonic crystals based on the usual materials of micro and optoelectronics in the extraction and guiding of light, and on the other hand the design and study of a variety of photonic microcavities in gallium nitride GaN for the extraction of blue light in order to optimize the component, characterized by the highest possible quality factor and compatible with photonic technology. For this purpose, MATLAB codes based on simulation methods (PWE, FDTD) have been successfully developed for the purpose of studying and demonstrating the feasibility of photonic crystals in integrated optics. We have shown that the insertion of point defects or linear defects in photonic structures creates defect modes in the photonic band gap. This study was carried out by considering several materials and showed the ability of each material in the emission or guiding of the light. All results related to this contribution have enabled a detailed study to be carried out to design a microcavity emitting in the blue. Simulations have thus made it possible to determine the dimensions of the structure necessary for obtaining this photonic cavity. The structure thus obtained (hexagonal cavity H1) has a quality factor of the order of 40699 in wavelength around 460 nm. Indeed, the adjustment of the holes surrounding the hexagonal cavity acts on the resonance frequency of the resonance modes and consequently influences the quality factor Q. After adjusting several geometrical parameters of the cavity, the simulation results have shown that, a L₃ cavity obtained by omitting 3 holes in the center of a triangular structure of dimensions 21 x 21 and by shifting 16 adjacent holes while modifying their diameters presents the best confinement which has led to a high quality factor reaching value of 2.32 x 10⁸ at a wavelength of 460 nm characteristic of the blue wavelength.

Key words: Photonic crystals, photonic crystal cavities, gallium nitride GaN, PWE, FDTD, hexagonal cavity, resonance wavelength, quality factor.

ملخص

أثارت تجاويف البلورات الفوتونية اهتماما كبيرا في أوساط المجتمع العلمي لتصبح واحدة من موضوعات البحث الأخيرة بسبب قدرتها على حصر الضوء في أحجام صغيرة لفترات طويلة في هذا السياق، تستند هذه الأطروحة على معالجة من خلال النمذجة والمحاكاة، أولا إمكانك البلورات الفوتونية المصنوعة من المواد التقليدية في الإلكترونيك الدقيقة و الضونية في استخراج وقيادة الضوء، وكذلك تصميم ودراسة مجموعة متنوعة من تجاويف البلورات الفوتونية في نيتريد الجاليوم GaN لاستخراج الضوء الأزرق من أجل تحسين عنصر يتميز بأعلى عامل جردة ممكن ومتوافق مع ولكذلك تصميم ودراسة مجموعة متنوعة من تجاويف البلورات الفوتونية في نيتريد الجاليوم GaN لاستخراج الضوء الأزرق من أجل تحسين عنصر يتميز بأعلى عامل جردة ممكن ومتوافق مع التكتولوجيا الضوئية. لهذا تم بنجاح تطوير رموز MATLAB على أساس أسلايب المحاكاة أظهر نا أن إدراج عيوب نقطية أو خطية في البنى الفوتونية يخلق انماط من العيوب في الشريط الفوتوني الدراسة في عدة مواد وأظهر قدرة كل مادة في استخراج او قيادة الضوء . ماعت جميع التناتج في دراسة تفصيلية لتصميم تجاويف باعثة الضوء الأزرق .وقد مكنت عمليات المحاكامة بلذ ساعدت جميع التناتج في دراسة تفصيلية لتصميم تجاويف باعثة الضوء الأزرق .وقد مكنت عمليات المحاكاة من تحدية البدراسة في عدة مواد وأظهر قدرة كل مادة في استخراج او قيادة الضوء . ساعدت جميع التناتج في دراسة تفصيلية لتصميم تجاويف باعثة الضوء الأزرق .وقد مكنت عمليات المحاكاة من تحديد أبعاد الشركة اللازمة الحصول على هذا التجريف الفوتوني .الهيكل المتحصل عليه ساعدت جميع التناتج في دراسة تفصيلية لتصميم تجاويف باعثة الضوء الأزرق .وقد مكنت عمليات المحاكاة من تحديد أبعاد الشركة اللازمة الحصول على هذا التجريف الميكل المتحصل عليه ساعدت جميع التناتج في دراسة تفصيلية لتصميم تجاويف بالعلوا الموجي حوالي 400 نانومتر .تعديل الثقوب المحيطة بلتجويف الساسي إلى على ترد درنين انماط الرنين وبالتلي يؤثر على عوامل وحريتها Qu مع من المار المودسية للتجويف، دا أظهرت نتات موامن وع L3 , تم الحصول عليه عن طريق حفى واسط هكل منائي دو العد 12 ووزلية 16 المور مع تغيير أقطار هم اليد حس أكبر للضوء في التجويف مقارنة بالتجاويف السابق، مالي إلى الم جردة على والتي منه الى والما عرفي وي 2.3 م ووزاحة 16 ثقب مجاور مع تغيير أقطار المرجى الضويف فقارنة بالتجاويف ال

كلمات البحث: البلورات الفوتونية، تجاويف البلورات الفوتونية، نيتريد الجاليوم FDTD ،PWE، GaN، تجويف سداسي, طول موجة الرنين، عامل الجودة.