

الجمهورية الجزائرية الديمقراطية الشعبية
REPUBLIQUE ALGERIENNE DEMOCRATIQUE ET POPULAIRE
وزارة التعليم العالي و البحث العلمي
Ministère de l'Enseignement Supérieur et de la Recherche Scientifique
– جامعة أبي بكر بلقايد – تلمسان –
Université Aboubakr Belkaïd – Tlemcen –
Faculté de TECHNOLOGIE



MEMOIRE

Présenté pour l'obtention du **diplôme** de **MASTER**

En : Télécommunications

Spécialité : Technologie des Systèmes de Télécommunications

Par :

BERRICHI Sabrina

BENYOUB Imane

Sujet

Etude et conception d'un filtre en Anneau pour les systèmes très hauts débits

Soutenu publiquement, le 04/07/2019, devant le jury composé de :

Mme L. BENSEDDIK	Maitre assistante (A)	Univ. Tlemcen	Présidente
Mme H. BADAOU	Maitre de conférences (A)	Univ. Tlemcen	Encadrante
Mr M. ABRI	Professeur	Univ. Tlemcen	Co-Encadrant
Mme F. LALLAM	Maitre de conférences (A)	Univ. Tlemcen	Examinatrice

Dédicace :

Nous dédions ce modeste travail à :

Nos très chères parents qui ont toujours sacrifié pour nous voir réussir,
que dieu leurs procure la bonne santé et la longue vie.

Nos chères sœurs, frères, nos grandes mères et toutes nos familles
Benyoub et Berrichi avec tous nos sentiments de respects, d'amours, de
gratitudes et de reconnaissances.

Nos amis pour leurs encouragements permanents, et leur soutien
moral .

Aux personnes dont nous avons bien aimé leur présence dans ce jour ;
chacun à son nom.

Sabrina et Imane.

Remerciements :

Nous remercions Allah le tout puissant qui nous a donné durant toutes ces années, la santé, le courage et la foi en nous même pour pouvoir avancer et mener nos études à leurs termes.

Nous adressons nos sincères remerciements à nos encadreurs :

Madame ABRI Née BADAoui Hadjira Maître de conférence classe A à l'université Abou-Bekr Belkaid et Mr. ABRI, Professeur à l'Université Abou Bekr Belkaid Tlemcen, pour le sujet qu'il nous a proposé, ses soutiens, ses précieux conseils et ses critiques positives.

Nous voudrions également exprimer nos remerciements à Mme L. BENSEDDIK, Maître assistante Classe A à l'Université Abou Bekr Belkaid de Tlemcen et Melle F. LALLAM Maître de conférence Classe B à l'Université Abou Bekr Belkaid Tlemcen qui nous avons fait l'honneur de juger ce travail.

A la fin, nous exprimons également notre gratitude à tous les professeurs enseignants qui ont collaboré notre formation depuis notre premier cycle d'étude jusqu'à la fin de notre cycle universitaire. Sans oublier toutes les personnes ayant participé de près ou de loin à la réalisation de ce projet.

Dédicaces.....	i
Remerciements.....	ii
Résumé.....	vi
Abstract.....	vii
Résumé en arabe.....	vii
Liste des abréviations.....	ix
Liste des figures.....	xv
Introduction Générale.....	1

Chapitre I : Généralités sur les cristaux photoniques

I. 1. Introduction.....	4
I. 2. Définition.....	5
I. 3. Les cristaux photoniques dans la nature.....	5
I. 3. 1. Souris de mer « Aphrodite ».....	6
I. 3. 2. Oiseaux et paons.....	6
I.3. 3. Opales naturelles.....	7
I. 4. Les cristaux photoniques artificiels.....	8
I. 4. 1. Les cristaux photoniques unidimensionnels.....	8
I. 4. 2. Les cristaux photoniques bidimensionnels.....	8
I. 4. 3. Les cristaux photoniques tridimensionnels.....	9
I. 4. 3. 1. La structure « Tas de bois ».....	10
I. 4. 3. 2. La structure « Diamant ».....	10
I. 5. Caractéristiques géométriques et physiques des cristaux photoniques.....	10
a) Le contraste d'indice δ	11
b) Les périodes.....	11
c) Le facteur de remplissage.....	11
c-1) La zone de Brillouin.....	13
I. 6. Les Equations de Maxwell.....	14
a) Dans le vide.....	14
b) Dans un milieu.....	15

I. 7. Méthode des ondes planes PWE.....	18
I. 7. 1. Diagramme de dispersion.....	19
I. 7. 2. Carte de bande.....	20
I. 8. Défauts dans les cristaux photoniques.....	22
I. 8. 1. Les défauts ponctuels	22
I. 8. 2. Les défauts étendus.....	23
a) Dimensions des motifs élémentaires.....	23
b) Distance entre les motifs élémentaires.....	23
c) Valeur de la permittivité relative des motifs élémentaires	24
d) défauts par vacuité.....	24
I. 9. Applications des cristaux photoniques	25
I. 9. 1. Cavité résonnante.....	25
I. 9. 2. Guide d'onde.....	27
I. 9. 3. Phénomène de superprisme.....	28
I. 9. 4. Guide d'onde Filtre add / drop.....	28
I. 9. 5. Guide d'onde Démultiplexeur.....	29
I. 10. Conclusion.....	31

Chapitre II : Le couplage dans les cristaux photoniques

II. 1. Introduction	32
II. 2. Principe de couplage entre un guide à cristal et guide à cavité couplée	32
II. 2. 1. Guide à cavité couplée.....	32
II. 2. 2. Principe de fonctionnement	33
II. 2. 3. Technique de couplage utilisée.....	34
II. 3. Filtre Fabry Perot	35
II. 4. Applications des filtres à bases des résonateurs.....	35
II. 4. 1. Définition d'un résonateur.....	35
II. 4. 2. Application.....	36
II. 5. Conclusion.....	42

Chapitre III : Filtres en anneaux : Résultats et discussions

III. 1. Introduction.....	43
III. 2. Etude des structures bidimensionnelles sans défaut	43
III. 2. 1. Structure carrée sans défaut	43
III. 3. Etude des structures bidimensionnelles avec défaut	45

III. 3. 1. Conception du guide mono-rangée $W_1^k A$	45
III. 3. 1. 1. Guide $W_1^k A$ en structure carrée	45
III. 3. 1. 2. Simulation des filtres en anneaux.....	47
III. 3. 1. 2. 1. Simulation un seul anneau.....	47
III. 3. 1. 2. 2. Simulation de deux anneaux.....	51
III. 3. 1. 2. 3. Simulation de trois anneaux.....	54
III. 3. 1. 2. 4. Simulation de quatre anneaux.....	55
III. 4. Conclusion.....	57
Conclusion générale.....	58
Références bibliographiques.....	60

Résumé :

Les cristaux photoniques sont des structures dont l'indice diélectrique varie périodiquement selon une ou plusieurs directions de l'espace. Dans ces derniers apparaissent des bandes d'énergie interdites pour le champ électromagnétique, interdisant la propagation de la lumière dans certaines directions et pour certaines énergies. Ces caractéristiques confèrent aux cristaux photoniques ayant des propriétés attrayantes quant à de nombreuses applications en optique intégrée.

Dans ce mémoire, nous essayons de faire l'étude des structures cristallines à maille carrée, sans et avec défauts, notamment aux guides mono-rangées W_1^kA et celle des filtres sélectifs en longueur d'onde.

Les performances de ces structures en termes de transmission et de réflexion seront effectuées et analysées avec Logiciel Comsol Multi Physics.

Mots clés : Optique intégrée, Cristaux photoniques bidimensionnels, BIP, Zone de Brillouin, la méthode des ondes planes (PWE), Les filtres, comsol, W_1^kA .

Abstract:

Photonic crystals are structures whose dielectric index varies periodically in one or more directions of space. In the latter appear banned energy bands for the electromagnetic field, prohibiting the propagation of light in certain directions and for certain energies. These features confer photonic crystals with attractive properties for many applications in integrated optics.

In this thesis, we try to study the square structures, without and with defects, in particular to the single-row guides W_1^kA and that of the selective filters in wavelength.

The performance of these structures in terms of transmission and reflection will be performed and analyzed with Comsol Physics Software.

Keywords: Integrated Optics, photonic crystals (2D), gap, Brillouin Zone, the plane Wave Method (PWE), the Filters, W_1^kA , comsol.

ملخص:

البلورات الضوئية هي هياكل يتنوع مؤشر العزل الكهربائي بشكل دوري في اتجاه واحد أو أكثر من الفضاء. في الأخير تظهر عصابات الطاقة المحظورة للحقل الكهرومغناطيسي ، و التي تحظر انتشار الضوء في اتجاهات معينة ، و طاقات معينة. هذه المميزات تمنح البلورات الضوئية ذات الخصائص الجذابة للعديد من التطبيقات في مجال البصريات المتكاملة.

في هذه المذكرة نحاول دراسة الهياكل المربعة بدون عيوب لاسيما أدلة الصف الواحد ، و المرشحات الانتقائية بطول الموجة.

سيتم تنفيذ أداء الهياكل من حيث الإرسال ، و التفكير ، و تحليلها باستخدام برنامج الفيزياء Comsol .

الكلمات المفتاحية:

البلورات الفوتونية ثنائية الأبعاد ، البصريات المتكاملة ، PWE ، Comsol ، $W_1^k A$ ، منطقة Brillouin ، المرشحات

Liste des Abréviations :

λ : Longueur d'onde.

a : Période du cristal photonique.

r : Rayon du cristal photonique.

f : Facteur de remplissage.

n : Indice de réfraction.

→

\mathbf{K} : Vecteur d'onde.

V_g : Vitesse de groupe.

c : Célérité de la lumière dans le vide.

ϵ : Permittivité diélectrique.

μ : Perméabilité magnétique.

BIP : Bande Interdite Photonique.

CP : Cristal Photonique.

CCWG: Coupled Cavities Wave Guide.

CROW: Coupled Resonator Optical Waveguide.

MEB : Microscope Electronique à Balayage.

PBG : Photonic Band Gap.

PhC : Photonic Crystal.

PML : Perfectly Matched Layer.

PWE : Plane Wave Expansion.

TE : Transverse Electric.

TM : Transverse Magnetic.

$W_1^k A$: guides d'ondes mono-rangées.

WDM: Wavelength division multiplexing.

Liste des Figures

Chapitre I

- Figure I. 1.** Représentation schématique des cristaux photoniques unidimensionnels (1D), bidimensionnels (2D), et tridimensionnels (3D)..... 5
- Figure I. 2.** (a) photographie d'une souris de mer. (b) Coupe d'une épine observée en microscopie électronique à transmission..... 6
- Figure I. 3.** (a): Plume de paon. (b): Agrandissement de la plume au microscope montrant la structure des barbules ou chaque barbule est divisée en une série de cuvettes. (c): L'encadré de droite est une image prise au microscope électronique : La structure cristal photonique 2D. 7
- Figure I. 4.** Image en microscope électronique d'une opale naturelle constituée d'un réseau quasi-périodique de billes de silice. 7
- Figure I. 5.** Structure périodique unidimensionnelle..... 8
- Figure I. 6.** Structure périodique 2D connectée. 8
- Figure I. 7.** Structure périodique 2D déconnectée..... 9
- Figure I. 8.** Représentation schématique de la Yablonovite, structure tridimensionnel pour les micro ondes fabriquée en 1993 par Yablonovitch en perçant des trous selon trois angles azimutaux séparés de 120° , et faisant un angle de 35° par rapport à la normale. 9
- Figure I. 9.** Structure Tas de bois obtenu en déposant par couches successives des rubans de silicium poly-cristallin dans des tranchées de silice. Après avoir bâti, la silice est retirée pour obtenir un cristal photonique tridimensionnel Si/air. 10
- Figure I. 10.** Exemple de cristal photonique tridimensionnel composé de sphères diélectriques dont la géométrie suit celle de la structure du diamant..... 10
- Figure I. 11.** Un cristal photonique unidimensionnel..... 11
- Figure I. 12.** Réseau carré. 12
- Figure I. 13.** Réseau triangulaire 12
- Figure I. 14.** Structure graphite 12
- Figure I. 15.** Structure Nitrure de Bore.....13
- Figure I. 16.** Construction de la zone de Brillouin pour un cristal photonique de réseau triangulaire, et représentation des points de hautes symétries de la zone de Brillouin irréductible (Γ , M, K).....13
- Figure I. 17.** Schéma représentant le passage du réseau réel vers le réseau réciproque avec la première zone de Brillouin associée pour un cristal photonique des mailles carrée et triangulaire.....14
- Figure I. 18.** Exemple de définition d'une supercellule dans le cas d'un défaut linéaire. 19
- Figure I. 19.** Représentation des deux modes de polarisation TE et TM pour les cristaux photoniques bidimensionnels, propagation selon x, le mode TE où $k_y = 0$, $H_z \neq 0$, $E_y = 0$, et le mode TM où $k_y = 0$, $E_z \neq 0$, $H_y = 0$ 19
- Figure I. 20.** Diagramme de dispersion d'un réseau triangulaire de trous d'air dans du silicium pour les polarisations TE et TM. La bande interdite pour la polarisation TM est en flèche bleu et la bande interdite pour la polarisation TE est en flèche rouge. Seule la zone comprise entre les deux modes allant de la fréquence 0.42 à 0.51, présente la bande interdite complète. 20
- Figure I. 21.** Cartes des bandes interdites pour les deux polarisations dans le cas d'un cristal photonique de trous d'air dans une matrice de constante diélectrique $\epsilon_r = 10,5$: (a) réseau

triangulaire, (b) réseau carré. Le recouvrement entre les deux polarisations ne se fait que pour des valeurs élevées de r/a	21
Figure I. 22. Premières bandes interdites TE des cristaux photoniques bidimensionnels avec des contrastes d'indices différents : (a) réseau triangulaire, (b) réseau carré	22
Figure I. 23. Défauts ponctuels : (a) Défaut lacunaire, (b) et (c) Défauts de substitutions.....	23
Figure I. 24. Défaut de dimension du motif élémentaire	23
Figure I. 25. Défaut de distance entre motifs élémentaires.....	23
Figure I. 26. Défaut sur la permittivité relative.....	24
Figure I. 27. Défaut par vacuité (c'est le défaut le plus utilisé).	24
Figure I. 28. Images MEB des cavités de type H2 (a), et de type L3 (b) fabriquées dans la salle blanche de l'IEF [48]	25
Figure I. 29. Exemple d'ingénierie de défauts. Dans ce cas, il s'agit d'une cavité H1 modifiée: les six trous adjacents au défaut sont réduits de manière à faire rentrer progressivement des modes avec des symétries différentes dans la bande interdite photonique [49,50]	26
Figure I. 30. Distribution de la composante Hz du champ magnétique pour les différents modes de cavité.	26
Figure I. 31. (a) Guide réfractif : modèles de rayons en zig-zag avec réflexions totales et ondes évanescentes (b) guidage par bande interdite photonique	27
Figure I. 32. (a) Guide d'onde, (b) Guide d'onde à courbures extrêmes.....	27
Figure I. 33. Guide d'onde de la structure GaAs dans l'air à motif carré montrant la distribution du champ Ey autour du défaut en polarisation (a) Rectiligne (b) Courbures à 90°.	27
Figure I. 34. Représentation du phénomène de superprisme et de sa sensibilité aux longueurs d'ondes : (a) propagation de la lumière dans un cristal conventionnel silicium avec une lumière incidente dont la longueur d'onde varie entre 0.99 et 1 μ m. La lumière incidente est polarisée TM et inclinée de 15° par rapport à la normale de la tranche du cristal, (b) trajet de la lumière dans un cristal photonique dans les mêmes conditions. Une importante déviation (50°)est observée pour une variation de longueur d'onde de 1 % [54]	28
Figure I. 35. (a) Représentation d'un filtre add / drop (b) Principe de fonctionnement.....	29
Figure I. 36. Exemple de réalisation expérimentale d'un filtre add-drop constitué de deux guides d'onde diffractifs et d'une cavité linéique dans un cristal photonique membranaire. Un peu plus de 80% de la puissance se propageant dans le guide d'onde bus a été transférée dans le guide d'onde drop, vers l'avant, autour de 1.537 μ m.....	29
Figure I. 37. Principe de démultiplexeur spectrographe : le guide CP de largeur proche de «W3 » couple le mode fondamental au mode d'ordre supérieur uniquement dans la section où la diffraction de Bragg entre les deux modes est autorisée. Ce mode est ensuite extrait latéralement à travers les trois rangées de trous	30
Figure I. 38. illustration de l'utilisation de la mini-stop band : (a) relation de dispersion locale, le mode fondamental étant le plus raide, le mode d'ordre supérieur le moins raide ; (b) schéma du couplage de mode dans le guide W3, (c) superposition des relations de dispersion pour des guides dont la largeur est modifiée de 0.1 rangée en plus ou moins comparé à W3. On voit que ce changement de largeur de 40 nm, dans un cas typique, conduit à des mini-stop band bien séparées.....	30

Chapitre II

Figure II. 1. Guide à cavités couplées réalisé dans un cristal photonique bidimensionnel.....	32
--	----

Figure II. 2. Principe de guidage dans les guides à cavités couplées.....	33
Figure II. 3. Couplage entre guide à cristal photonique et guide à cavités couplées via un taper formé par la variation progressive du rayon des tiges situées entre les cavités	34
Figure II. 4. Dispositif associant guide et cavité d'un même cristal photonique bidimensionnel [3].....	35
Figure II. 5. Topologie d'un filtre à résonateurs couplés en série	37
Figure II. 6. Topologie d'un filtre à résonateurs couplés en parallèle	38
Figure II. 7. Layout d'un filtre à résonateurs en U couplés	39
Figure II. 8. Layout d'un filtre à couplage croisé entre résonateurs	39
Figure II. 9. Layout d'un filtre combine	40
Figure II. 10. Layout d'un filtre à résonateurs interdigités	41
Figure II. 11. Résonateurs dual-mode en microruban (a) disque (b) patch carré (c) anneau circulaire (d) cadre carré	41
Figure II. 12 : Spectres de réflexion normalisés obtenus la méthode FDTD-2D de la simulation de la structure illustrée à la figure II. 10.....	41
Figure II. 13: La distribution du champ magnétique Hz du filtre excité en mode TE, après 30000 itérations : (a) quatre cavités couplées sont utilisées en employant quatre trous d'air, (b) six cavités couplées sont utilisées en employant six trous d'air, (c) trois cavités couplées sont utilisées en employant quatre trous.....	42

Chapitre III

Figure III. 1. Structure carrée sans défaut. $a=0.6 \mu\text{m}$, $k=r/a=0.167$	44
Figure III. 2. La réponse spectrale en transmission	44
Figure III. 3. Répartition du champ électrique Ez du guide mono-rangée W_1^k A excité en mode TE	45
Figure III. 4. Structure CP-2D du guide W_1^k A mono-rangée.....	46
Figure III. 5. La réponse spectrale en transmission d'un guide W_1^k A mono-rangée.	46
Figure III. 6. Répartition du champ électrique Ez du guide mono-rangée W_1^k A excité en mode TE	47
Figure III. 7. Structure carrée à un seul anneau	47
Figure III. 8. a) Représentation de la réponse spectrale en transmission dans la bande [1.2-1.8] μm ; (b) Représentation de la réponse spectrale en transmission dans la bande [1.48-1.5] μm	48
Figure III. 9. La réponse spectrale après re-dimensionnement.....	48
Figure III. 10. Répartition du champ électrique Ez	48
Figure III. 11. Structure carrée avec un seul anneau	49
Figure III. 12. (a) Représentation de la réponse spectrale en transmission dans la bande [1.4-1.6] μm ; (b) Représentation de la réponse spectrale en transmission dans la bande [1.492-1.5] μm	49
Figure III. 13. La réponse spectrale après re-dimensionnement.....	49
Figure III. 14. Répartition du champ électrique Ez	50
Figure III. 15. Structure carrée à un seul anneau	50
Figure III. 16. La réponse spectrale en transmission	50
Figure III. 17. la répartition de champ électrique E_z	51
Figure III. 18. Structure carrée à deux anneaux et trois ports.....	51
Figure III. 19. La réponse spectrale en transmission	52
Figure III. 20. la répartition de champ électrique E_z	52

Figure III. 21. Structure carrée à deux anneaux et trois ports..... 52

Figure III. 22. La réponse spectrale en transmission 53

Figure III. 23. La répartition de champ électrique E_z 53

Figure III. 24. Structure carrée à trois anneaux et quatre ports 53

Figure III. 25. La réponse spectrale en transmission 54

Figure III. 26. la répartition de champ électrique E_z 54

Figure III. 27. Structure carrée à quatre anneaux et trois ports 54

Figure III. 28. La réponse spectrale en transmission 55

Figure III. 29. la répartition de champ électrique E_z 55

Figure III. 30. Structure carrée à quatre anneaux et quatre ports 56

Figure III. 31. La réponse spectrale en transmission 56

Introduction Générale :

Le marché des transmissions de données demande depuis quelques années des débits tels que la voie de transmission optique est devenue la voie majeure. Le développement des fibres optiques a constitué le premier maillon essentiel à la mise en place de cette technologie de routage de l'information. L'information est aujourd'hui transmise sur de nombreuses fréquences et des composants optiques sont indispensables en sortie de fibre pour gérer notamment les opérations de multiplexage/démultiplexage. Ces circuits optiques existent mais sont de l'ordre du centimètre : ils restent donc encombrants, et donc peu favorables à une production de masse. Parallèlement à cette problématique liée au développement de l'Internet, les interconnexions électriques entre puces commencent à être si proches les unes des autres que leurs performances pourraient en être limitées. Réaliser des interconnexions optiques peut être une solution à condition que les tailles de ces composants soient du même ordre que celles des composants microélectroniques actuels.

La microélectronique a envahi notre vie de tous les jours et la plupart des appareils autour de nous contiennent au moins une puce électronique. Des fonctions optiques ont également pu être développées avec des matériaux semi-conducteurs, comme l'émission et la détection de la lumière, ouvrant ainsi la voie de l'optoélectronique. Les diodes électroluminescentes, les diodes lasers et les capteurs CCD (Coupled Charge Device) peuvent ici être cités.

La lumière s'avère être un très bon vecteur du fait de son insensibilité aux perturbations électromagnétiques et de sa haute fréquence, permettant d'envisager de hauts débits de transmission dans le domaine de télécommunication optique.

Parmi les solutions envisagées aujourd'hui, une voie intéressante serait de fabriquer des dispositifs photoniques (guide d'onde, filtre sélectif, multiplexeur ...) en silicium car ils seraient complètement compatibles avec les filières de la microélectronique. Cette solution permettrait, à terme, une avancée significative de la microélectronique, mais elle est très prospective et nécessite une étude fondamentale des mécanismes optiques mis en jeu dans ces micro- ou nanostructures.

Les photons sont apparus donc comme des vecteurs d'information performants. C'est dans ce contexte qu'Eli Yablonovitch suggéra, dans un article fondateur daté de 1987, d'étendre les concepts de structure de bandes et de bande interdite. En structurant

artificiellement la matière, il est possible de contrôler la lumière. Yablonovitch souhaitait initialement appliquer cette idée au problème du contrôle de l'émission spontanée, mais rapidement le caractère plus général de ce concept est apparu : les cristaux photoniques (CPs) étaient nés.

Dans ce contexte, les cristaux photoniques, imaginés en 1987 par E. Yablonovitch et S. John, pourraient jouer un rôle important. Ces matériaux diélectriques, généralement artificiels, présentent une distribution périodique de l'indice optique à l'échelle de la longueur d'onde dans une ou plusieurs directions de l'espace. Ces nouveaux « matériaux » pour l'optique peuvent par exemple interdire la propagation de la lumière dans certaines directions et pour des énergies comprises dans ce que l'on appelle une bande interdite photonique (ou un gap photonique). Aussi, ils permettent d'envisager la réalisation de dispositifs nanométriques pour la manipulation de la lumière. Des comportements nouveaux apparaissent, se différenciant nettement de ceux de l'optique traditionnelle.

Ce travail s'appuie sur l'étude des dispositifs de guidage, de répartition et de filtrage réalisés à partir de ce type de cristaux, aux longueurs d'ondes des télécommunications par fibres optiques[16].

Le premier chapitre est une description générale des cristaux photoniques. Nous donnerons des concepts sur les cristaux photoniques, leurs caractéristiques géométriques et physiques, les différentes familles et nous étudierons les notions de bande interdite photonique et la carte des bandes. Nous aborderons par la suite les techniques de modélisation et les principes de défaut ponctuels et étendus qui existent aux niveaux des CPs. Nous achèverons ce chapitre par quelques applications de cristaux photoniques bidimensionnels[28].

Dans le second chapitre nous présentons le couplage dans les cristaux photoniques bidimensionnels. nous présentons les différentes stratégies de conception que nous avons exploitées pour améliorer les performances des différents filtres résonnants.

Dans le troisième chapitre, une attention particulière sera portée sur les cristaux photoniques 2D planaires gravés sur GaAs qui servira de support aux études de cette thèse. En premier temps nous commençons par les structures sans défaut à mailles carrées. Les réponses spectrales en transmission et ainsi que la répartition du champ seront présentées et discutées. Nous étendons cette étude à la conception des guides d'ondes mono-rangée W_1^kA , suivies par une analyse de leurs diagrammes de bande[15].

Ce mémoire se terminera par une conclusion générale.

Afin que le lecteur puisse bien s'en servir de ce document, une référence bibliographique et une annexe seront rajoutées à la fin de ce mémoire.

CHAPITRE I :

Généralités sur les cristaux photoniques

I. 1. Introduction :

Depuis une décennie, une communauté de chercheurs rassemblant opticiens, physiciens et chimistes s'est fixé l'objectif ambitieux de réaliser un matériau qui serait, pour les photons, l'analogie de ce qu'est un cristal semi-conducteur pour les électrons.

Cette nouvelle classe de matériaux a suscité un très vif intérêt dans le monde de la recherche et ceci dans plusieurs secteurs de la physique et de la chimie. Il s'agit des structures périodiques diélectriques ou métalliques, rencontrées sous les appellations « cristaux photoniques » ou « matériaux à bandes interdites photoniques », qui présentent des états photoniques structurés en bande interdites et passantes.

En effet, dans un cristal semi-conducteur la périodicité atomique empêche les électrons de prendre n'importe quelle valeur d'énergie; elle doit appartenir à certaines gammes d'énergies séparées par des « bandes d'énergies interdites ». Ces sont encore appelées bandes interdites électroniques (électronique band gap). Tout l'intérêt des semi-conducteurs découle de l'existence de cette zone.

E. Yablonovitch démontra [1], dans le but de contrôler directement l'émission de lumière, la possibilité théorique de fabriquer dans des matériaux diélectriques, des structures qui possèdent une périodicité semblable à celles des cristaux atomiques. Dans ces structures, les bandes interdites ne concerneraient plus les électrons mais les photons. C'est ainsi que les concepts de Bande Interdite Photonique (BIP), « en anglais: Photonique Band Gap (PBG) » sont apparus dans les cristaux photoniques (CP).

Ces derniers existent dans la nature à l'état minéral et biologique. Les opales sont des minéraux composés d'arrangements de sphères de silice hydratée et l'origine de la coloration de nombreuses espèces animales et végétales provient aussi de motifs périodiques. Toutefois, les cristaux photoniques qui constituent un domaine de recherche très dynamique sont souvent le résultat de synthèses artificielles.

Les progrès récents dans les techniques et les méthodes de fabrication des cristaux photoniques permettent de réaliser des structures à l'échelle du nanomètre qui contrôlent la lumière visible et infrarouge et permettent ainsi d'envisager de nombreuses applications potentielles révolutionnaires.

Dans ce premier chapitre, nous proposons les principes de base des cristaux photoniques en régime optique linéaire, afin de comprendre le mécanisme de propagation de la lumière dans ce type de structures.

I. 2. Définition :

Les cristaux photoniques sont des matériaux dont l'indice de réfraction est modulé périodiquement selon une ou plusieurs dimensions de l'espace (Figure I.1) [1-2]

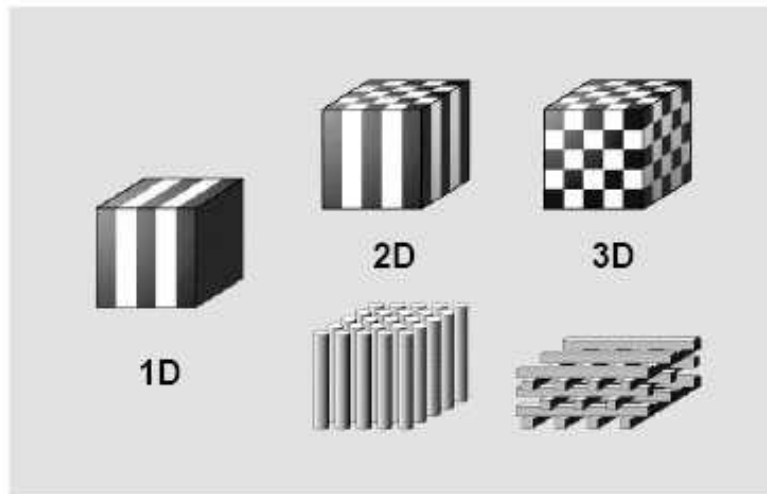


Figure I. 1 : Représentation schématique des cristaux photoniques unidimensionnels (1D), bidimensionnels (2D), et tridimensionnels (3D).

Ces structures peuvent être obtenues par un arrangement périodique de deux matériaux différents. Leur forme la plus simple est une structure périodique à une dimension composée d'un empilement de couches également appelé « miroir de Bragg ». La généralisation de ce concept peut être étendue en deux et à trois dimensions. Autrement dit, ces matériaux ont la capacité d'inhiber la propagation de la lumière dans certaines directions pour une gamme de fréquences bien déterminée appelée : la bande interdite photonique (BIP). Cette particularité optique intervient lorsque la longueur de maille du cristal est du même ordre de grandeur que la longueur d'onde de la lumière dans le milieu.

La propriété de « gap » ou « bande interdite » a été initialement montrée 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 Zengerle [3], Yablonovitch [4] et John [5] dans le but de contrôler l'émission spontanée de la lumière.

I. 3. Les cristaux photoniques dans la nature :

En réalité, les cristaux photoniques artificiels ont été artificiellement inspirés de la nature. Donc, il existe des structures naturelles qui peuvent avoir des propriétés ayant les mêmes caractéristiques que les cristaux photoniques artificiels. En effet les colorations vives de

certaines espèces sont parfois dues à la présence de structures très complexes, à caractère périodique.

I. 3. 1. Souris de mer « Aphrodite » :

Des scientifiques australiens et britanniques des universités de Sydney et d'Oxford ont trouvé un ver marin possédant des épines qui constituent des cristaux photoniques plus efficaces que ceux fabriqués par l'homme jusqu'à présent [6]. Cet animal au nom charmant : Aphrodita est appelé « souris de mer » de l'anglais « seamouse » (figure I. 2. (a)).

Cet animal est partiellement recouvert d'épines irisées, elles-mêmes constituées par un arrangement périodique de cylindres creux (figure I. 2. (b)). Chaque cylindre ayant un diamètre de l'ordre de la longueur d'onde de la lumière visible. Cette dernière est diffractée par le réseau organisé de cylindres.

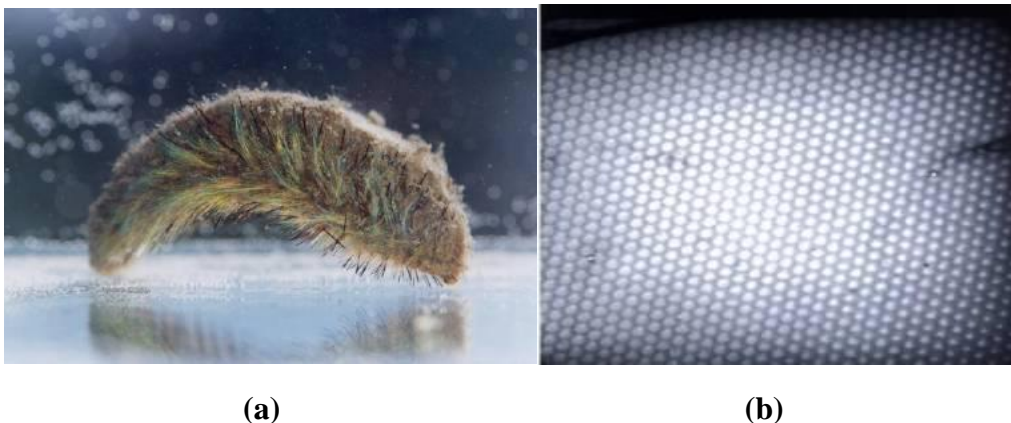


Figure I. 2 : (a) photographie d'une souris de mer. (b) Coupe d'une épine observée en microscopie électronique à transmission.

I. 3. 2. Oiseaux et paons:

Parmi les caractéristiques les plus admirables des oiseaux est leurs couleurs qui leurs permettent d'affirmer leurs identités. Ce sont à la fois les pigments et la structure périodique de leurs plumes qui contribuent à l'absorption et à la diffraction de la lumière. En effet, les pigments absorbent une partie de la lumière solaire et renvoient d'autres couleurs vers l'œil. À ces couleurs pigmentaires s'opposent les couleurs structurales, qui naissent de la diffraction du rayonnement lumineux par les microstructures des plumes. Alors que les couleurs pigmentaires sont stables, les couleurs structurales varient souvent selon l'angle d'incidence de la lumière.

En effet, quand on observe une plume de paon au microscope, on voit que toutes les couleurs naissent dans les barbules des plumes. Les barbules sont des lames étroites faites d'une succession de petites cuvettes séparées par un seuil transversal. Au fond de ces cuvettes se trouvent de minces lamelles parallèles que l'on peut considérer comme des miroirs réfléchissant la lumière incidente.

Le parallèle avec les cristaux photoniques unidimensionnels est alors évident et on peut en déduire que l'intensité de la lumière réfléchie par la plume va dépendre de la longueur d'onde et de l'angle d'observation, d'où la sensation de ruissellement de couleur sur les plumes du paon (figure I. 3).

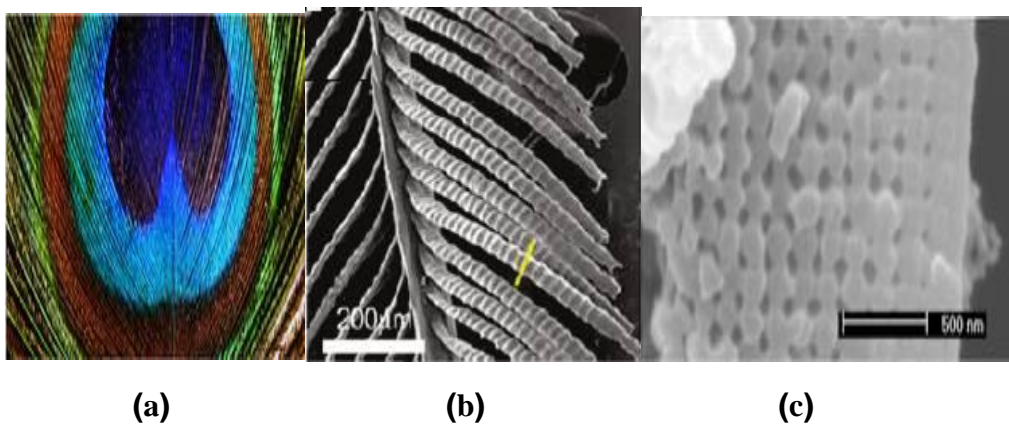


Figure I. 3 : (a): Plume de paon. (b): Agrandissement de la plume au microscope montrant la structure des barbules ou chaque barbule est divisée en une série de cuvettes. (c): L'encadré de droite est une image prise au microscope électronique : La structure cristal photonique 2D.

I. 3. 3. Opales naturelles :

L'opale est un minéral typique d'origine sédimentaire. Elle se forme par dépôt chimique d'eaux très riches en silice et par accumulation de squelettes d'organismes marins.

En effet, c'est un minéral colloïdal amorphe, ou micro cristallin. On la trouve en globules et en croutes de coloris variés toujours magnifiquement iridescents. Elle contient de la silice et de l'oxygène, dans un rapport de un à deux (comme le quartz) ainsi que de l'eau (Figure I. 4).

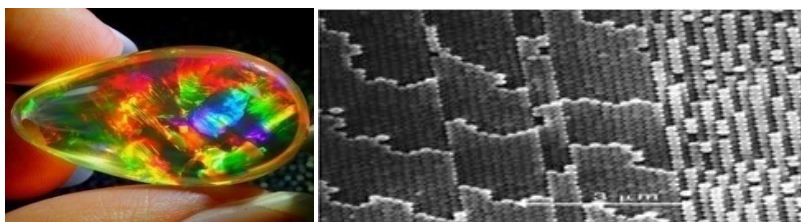


Figure I. 4: Image en microscopie électronique d'une opale naturelle constituée d'un réseau quasi-périodique de billes de silice.

Son étude au microscope électronique a permis de mettre en évidence sa structure. Elle est formée de petites sphères de silice environnées d'espaces vides, équidistants entre eux. Face aux ultraviolets, elle a souvent une fluorescence jaune ou verte. De même, les microbilles de silice peuvent être considérées comme un réseau de diffraction de la lumière incidente. Même si le contraste d'indice entre l'air et la silice ($n=1.5$) est faible, on peut utiliser ce genre de structures avec un contraste d'indice important pour réaliser des structures à bande interdite photonique [7].

I. 4. Les cristaux photoniques artificiels :

I. 4. 1. Les cristaux photoniques unidimensionnels :

Cette structure est le dispositif périodique le plus simple. Il est connu sous le nom de « Miroir de Bragg ». Il consiste en une alternance de couches planes de diélectrique ayant les constantes diélectriques et d'épaisseur $\lambda_g/4$, ou λ_g représente la longueur d'onde guidée dans le matériau (Figure I.5).

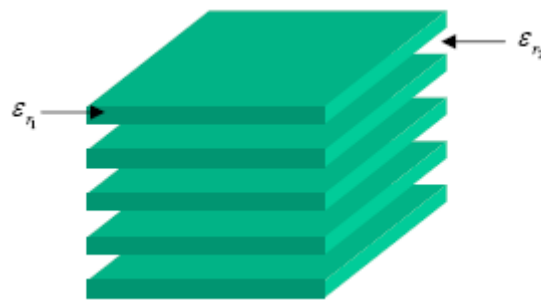


Figure I. 5 : Structure périodique unidimensionnelle.

I. 4. 2. Les cristaux photoniques bidimensionnels :

Les structures périodiques bidimensionnelles [8, 9] sont périodiques suivant deux directions de l'espace et infinies suivant la troisième. Il existe deux types de ces structures :

- Les structures dites « connectées » (Figure I. 6) : les motifs élémentaires d'indice n_1 sont gravés dans la matrice diélectrique l'indice n_2 .

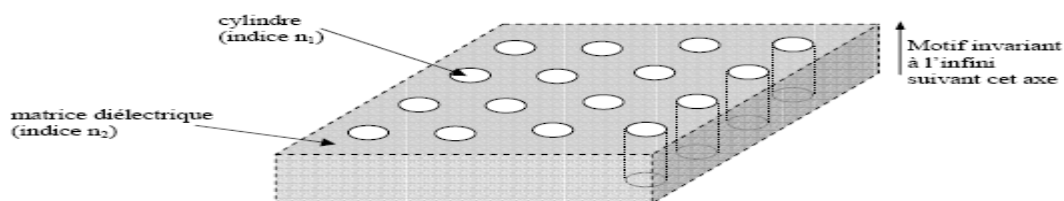


Figure I. 6 : Structure périodique 2D connectée.

• **Les structures dites « déconnectées »** (figure I. 7) : les motifs élémentaires sont d'indice n_1 supérieur à l'indice n_2 de l'espace inter motifs. Elles sont constituées de tiges diélectriques ou métalliques alignées périodiquement dans l'air [10].

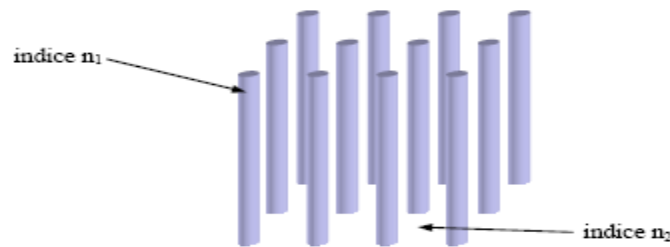


Figure I. 7 : Structure périodique 2D déconnectée.

I. 4. 3. Les cristaux photoniques tridimensionnels :

Dans la partie précédente, il a été montré la possibilité de réaliser une structure qui, dans certaines conditions, présentera des bandes interdites photoniques. Dans le but de pouvoir contrôler ces dernières quelque soit l'angle d'incidence de l'onde électromagnétique, il faut étendre la périodicité de la structure à deux ou trois dimensions Yablonovitch et S.John ont initié et généralisé ce concept au cours de l'année 1987. La motivation principale de S. John était d'utiliser les cristaux photoniques dans le but de modifier la localisation et le contrôle de la lumière. E. Yablonovitch cherchait, quant à lui, à appréhender la densité d'états photoniques, par analogie à la densité d'états électroniques, dans le but de contrôler l'émission spontanée de matériaux intégrés aux cristaux photoniques.

Comme leurs noms l'indiquent, les structures tridimensionnelles sont des structures possédant un constant diélectrique arrangé de manière périodique suivant les trois directions de l'espace. La Yablonovite représentée sur la figure I. 8, est un des premiers cristaux photoniques tridimensionnels fabriqués. Elle a été réalisée en 1993 par E. Yablonovitch en perçant des trous selon trois angles azimutaux séparés de 120° , et faisant un angle de 35° par rapport à la normale. Cette structure permet d'obtenir une maille cubique à faces centrées avec des motifs non sphériques.

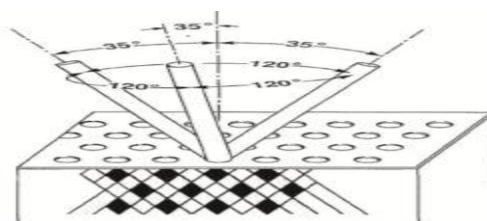


Figure I. 8: Représentation schématique de la Yablonovite, structure tridimensionnel pour les micro ondes fabriquée en 1993 par Yablonovitch en perçant des trous selon trois angles azimutaux séparés de 120° , et faisant un angle de 35° par rapport à la normale.

I. 4. 3. 1. La structure « tas de bois » :

Elle est obtenue en déposant par couches successives des rubans de silicium poly-cristallin dans des tranchées de silice. Après avoir bâti la structure, la silice est gravée pour obtenir un cristal photonique 3D de silicium dans de l'air (Figure I. 9) qui a un contraste d'indice suffisant pour ouvrir une bande interdite photonique.

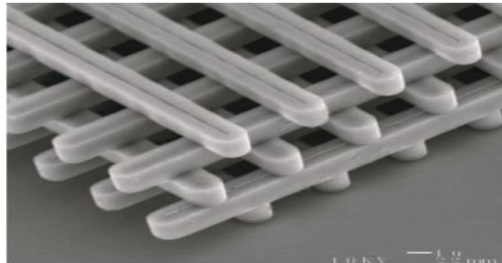


Figure I. 9: Structure Tas de bois obtenu en déposant par couches successives des rubans de silicium poly-cristallin dans des tranchées de silice. Après avoir bâti, la silice est retirée pour obtenir un cristal photonique tridimensionnel Si/air.

I. 4. 3. 2. La structure « diamants » :

Les matériaux de telles structures sont agencés selon le système cristallin du diamant pour l'obtention d'une bande interdite complète. Ces dernières s'inspirent fortement de la géométrie de la structure du diamant (face cubique centrée) représentée sur la figure I. 10. La symétrie cubique à face centrée possède deux atomes par maille et permet l'ouverture d'une bande interdite complète.

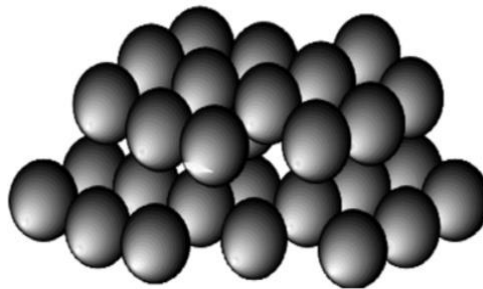


Figure I. 10: Exemple de cristal photonique tridimensionnel composé de sphères diélectriques dont la géométrie suit celle de la structure du diamant.

I. 5. Caractéristiques géométriques et physiques d'un cristal photonique :

Un cristal photonique est caractérisé par : les différents matériaux qui le composent, le système cristallin selon lequel ces matériaux sont organisés et les volumes relatifs qu'ils occupent dans la cellule élémentaire du cristal. Les quantités représentatives de ces différentes caractéristiques sont :

a) Le contraste d'indice δ :

Pour un CP1, c'est le rapport entre les indices des deux matériaux, qui peut être comparé à la hauteur de la barrière de potentiel de la physique du solide. Est donné selon l'équation (I.1) :

$$\delta = n_n/n_e \quad (\text{I.1})$$

Avec : n_n : L'indice de réfraction du matériau de haut indice.

n_e : L'indice de réfraction du matériau de bas indice.

Pour un CD-2D, le contraste d'indice est la différence entre les indices de la matrice diélectrique et des motifs.

b) Les périodes :

Ces paramètres géométriques, choisis selon le domaine de fréquence étudié, influent sur les caractéristiques de la BIP. Par exemple pour un cristal photonique unidimensionnel, la période $a = (a_1 + a_2)$, avec a_1 l'épaisseur de la couche de permittivité ϵ_1 et a_2 l'épaisseur de la couche de permittivité ϵ_2 (figure I. 11).

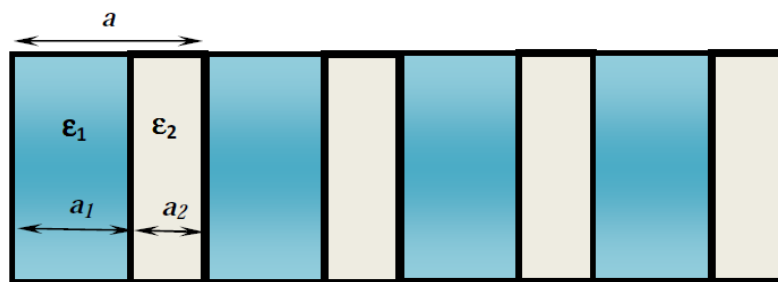


Figure I. 11 : Un cristal photonique unidimensionnel.

c) Le facteur de remplissage f :

Le facteur de remplissage pour un réseau unidimensionnel est le rapport entre l'épaisseur de la couche diélectrique de haut indice et la période de réseau. Il est donné selon l'équation (I. 2) :

$$f = (e_h / (e_h + e_l)) \quad (\text{I.2})$$

Pour le réseau bidimensionnel, le facteur de remplissage en air f désigne le rapport entre l'aire du motif (ici un disque) et l'aire de la cellule élémentaire du réseau considéré [11][12]. Il est donné par l'équation (I.3).

$$f = A_{\text{motif}} / A_{\text{maille élémentaire}} \quad (\text{I.3})$$

Les différentes mailles qui existent dans les cristaux photoniques bidimensionnels sont les suivantes :

- **Le réseau carré** : Les nœuds du réseau sont situés sur un carré de côté “a” (figure I.12).

Cas, on peut définir le facteur de remplissage dans l’air selon l’équation (I.4) :

$$f = \pi \left(\frac{r}{a} \right)^2 \quad (\text{I.4})$$

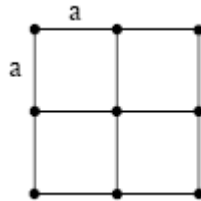


Figure I. 12: Réseau carré.

- **Le réseau triangulaire** : Chaque nœud du réseau est espacé de son proche voisin d’une même distance “a” (figure I.13). Dans ce cas on peut définir le facteur de remplissage dans l’air selon l’équation (I.5)

$$f = \frac{2\pi}{\sqrt{3}} \left(\frac{r}{a} \right)^2 \quad (\text{I.5})$$

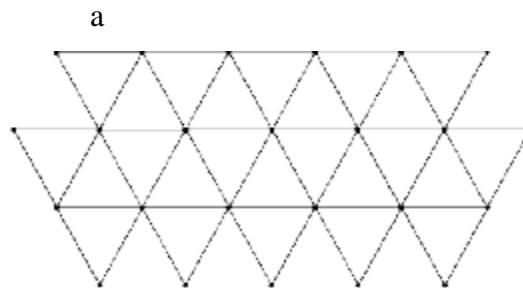


Figure I. 13 : Réseau triangulaire.

- **Le réseau hexagonal [13]:**

- **La structure graphite** : Dans cette structure, tous les nœuds sont identiques et espacés de “a”, elle est similaire à la structure cristalline du graphite (figure I.14).

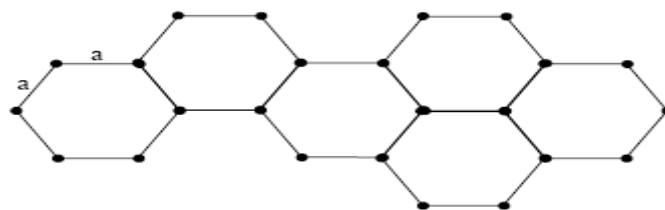


Figure I. 14 : Structure graphite.

- **La structure nitrure de Bore** : Si un nœud diffère de son suivant par sa nature ou sa dimension, on obtient ainsi la structure cristalline du Nitrure de Bore (figure I. 15).

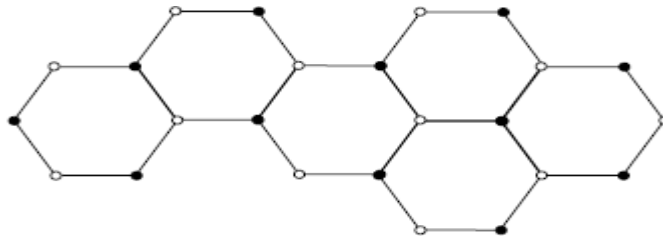


Figure I. 15 : Structure Nitrure de Bore.

c. 1) La zone de Brillouin :

Les zones de Brillouin sont des régions qui partitionnent l'espace réciproque associé au cristal. Il en existe une infinité et peuvent être définies à l'aide des plans de Bragg qui sont les plans médiateurs de l'ensemble des vecteurs formés par des combinaisons linéaires des vecteurs du réseau réciproque, pour cela, nous tracerons d'abord le réseau réciproque pour une maille d'un réseau direct, puis, nous nous plaçons au centre de la cellule d'origine Γ du réseau réciproque pour tracer un nombre suffisant de vecteurs joignant l'origine aux nœuds voisins de ce même réseau, nous construisons ensuite les médiatrices de ces vecteurs.

La plus petite aire interceptée par ces médiatrices est la zone de Brillouin irréductible (figure I.16). Il est prouvé que parcourir cette zone par les points de haute symétrie équivaut à se déplacer dans toute la structure périodique et dans toutes les directions.

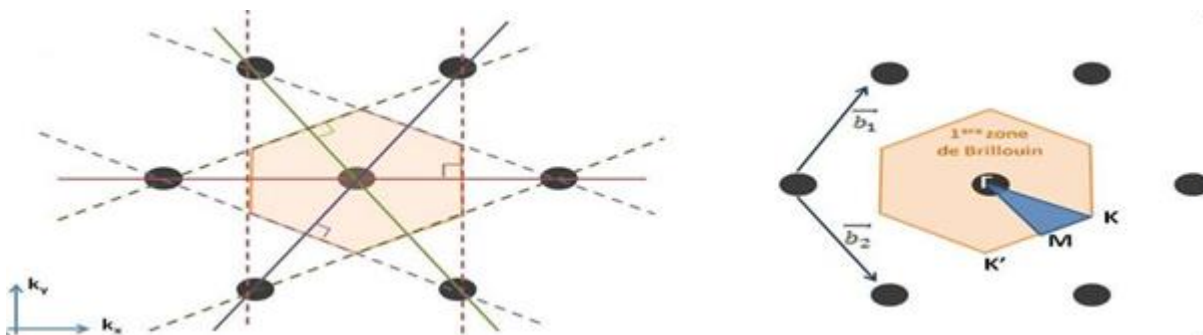


Figure I. 16 : Construction de la zone de Brillouin pour un cristal photonique de réseau triangulaire, et représentation des points de haute symétrie de la zone de Brillouin irréductible (Γ , M, K).

En utilisant les points de haute symétrie pour le calcul des valeurs propres pour chaque valeur de k , il n'est pas nécessaire de calculer ces grandeurs pour tout l'espace réciproque, et non plus pour toute la zone de Brillouin. Comme dans la théorie des semi-conducteurs, on peut limiter ce calcul à une petite partie de la zone comme indiqué sur la figure I. 16. Or pour obtenir les fréquences autorisées qui se propagent dans le cristal photonique, nous faisons balayer un vecteur d'onde (k_x, k_y) au bordure défini par les points de haute symétrie de la

première zone de Brillouin pour chaque type de réseau. La figure I. 17 illustre le passage de l'espace direct vers l'espace réciproque dans le cas d'un réseau carré et d'un réseau triangulaire.

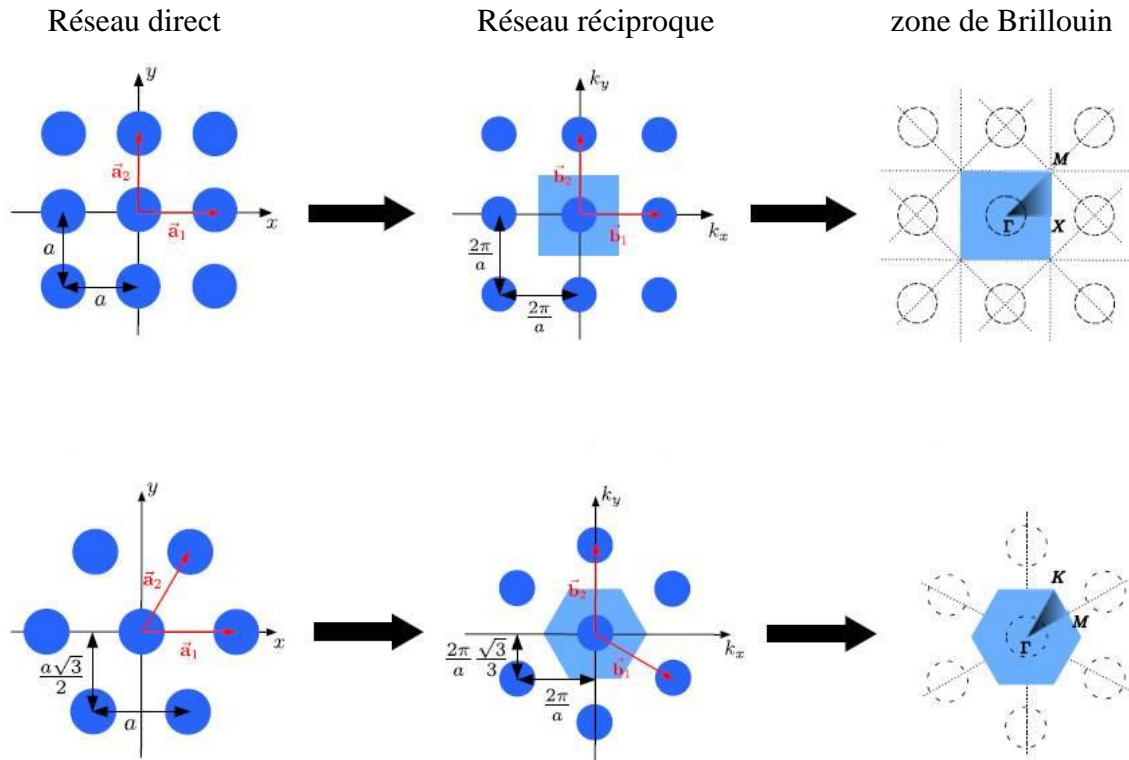


Figure I. 17: Schéma représentant le passage du réseau réel vers le réseau réciproque avec la première zone de Brillouin associée pour un cristal photonique des mailles carrée et triangulaire

I. 6. Les équations de Maxwell :

Les équations de Maxwell sont des lois fondamentales de la physique. Elles constituent, avec l'expression de la force électromagnétique de Lorentz, les postulats de base de l'électromagnétisme.

a) Dans le vide [14] :

$$\text{– Loi de Faraday : } \vec{\nabla} \wedge \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \quad (\text{I.6})$$

$$\text{– Loi d'Ampère : } \vec{\nabla} \wedge \vec{B} = \mu_0 \varepsilon_0 \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} \quad (\text{I.7})$$

$$\text{– Loi de Gauss pour le champ électrique : } \vec{\nabla} \cdot \vec{E} = 0 \quad (\text{I.8})$$

$$\text{– Loi de Gauss pour le champ magnétique : } \vec{\nabla} \cdot \vec{B} = 0 \quad (\text{I.9})$$

Pour les équations (I.6), (I.7), (I.8) et (I.9), les symboles utilisés ainsi que leurs unités dans le système international sont :

- \vec{E} : champ électrique (volts/mètre).
- \vec{B} : densité de flux magnétique (tesla).
- ϵ_0 : permittivité du vide ($\epsilon_0 = 8,85418782 \cdot 10^{-12} \text{ F.m}^{-1}$).
- μ_0 : perméabilité du vide ($\mu_0 = 4 \pi \cdot 10^{-17} \text{ Hm}^{-1}$).

Il peut être utile de rappeler que la notion de continuité est très importante en électromagnétisme. Lors du passage d'un milieu à un autre, en l'absence de charge et de courant, les grandeurs suivantes conservent leur continuité μ

- à l'interface, la composante tangentielle de \vec{E} est continue.
- à l'interface, la composante normale de \vec{B} est continue.

À partir de l'équation (I.6), en appliquant l'opérateur nabla, nous pouvons écrire que :

$$\nabla \wedge (\nabla \wedge \vec{E}) = - \frac{\partial}{\partial t} (\nabla \wedge \vec{B}) \quad (\text{I.10})$$

En remplaçant le terme $\nabla \wedge \vec{B}$ par son expression donnée par l'équation I.7, il vient :

$$\nabla \wedge (\nabla \wedge \vec{E}) = - \epsilon_0 \mu_0 \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} \quad (\text{I.11})$$

Sachant que $\nabla \wedge (\nabla \wedge \vec{E}) = \nabla (\nabla \cdot \vec{E}) - \Delta \vec{E}$ et $\nabla \cdot \vec{E} = 0$, on obtient alors l'équation d'onde du champ électrique \vec{E} comme suivant :

$$\Delta \vec{E} = \epsilon_0 \mu_0 \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} \quad (\text{I.12})$$

En suivant le même raisonnement pour \vec{B} , on aboutit à :

$$\Delta \vec{B} = \epsilon_0 \mu_0 \frac{\partial^2 \vec{B}}{\partial t^2} \quad (\text{I.13})$$

b) Dans un milieu :

Dans un milieu matériel, les équations de Maxwell s'écrivent :

– Loi de Faraday :

$$\nabla \wedge \vec{E} = - \frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \quad (\text{I.14})$$

– Loi d'Ampère :

$$\vec{\nabla} \wedge \vec{H} = \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} + \vec{J} \quad (\text{I.15})$$

– Loi de Gauss pour le champ électrique \vec{E} :

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{D} = \rho \quad (\text{I.16})$$

– Loi de Gauss pour le champ magnétique \vec{H} :

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{B} = 0 \quad (\text{I.17})$$

Les symboles utilisés ainsi que leurs unités dans le système international sont :

– \vec{H} : vecteur excitation magnétique (ampères/mètre).

– \vec{D} : vecteur déplacement électrique (coulombs/mètre²).

– ρ : densité de charges électriques (coulombs/mètre (1D), coulombs/mètre² (2D) ou coulombs/mètre³ (3D)).

– \vec{J} : vecteur densité de courant (ampères/mètre²).

Ajoutons qu'il existe deux relations simples reliant \vec{D} et \vec{E} d'une part et \vec{B} et \vec{H} d'autre part dans le cas de matériaux linéaires et isotropes

$$\vec{D} = \epsilon \vec{E} \quad (\text{I.18})$$

$$\vec{B} = \mu \vec{H} \quad (\text{I.19})$$

Où : $\epsilon = \epsilon_0 \epsilon_r$ (ϵ_r est la permittivité diélectrique relative sans dimension) et $\mu = \mu_0 \mu_r$ (μ_r est la perméabilité relative sans dimension). Pour compléter les remarques de la partie (a) concernant la notion de continuité, ajoutons que :

– à l'interface, la composante tangentielle de \vec{H} est continue,

– à l'interface, la composante normale de \vec{D} est continue.

En considérant un milieu neutre et non conducteur (i.e. $\rho = 0$ et $\vec{J} = 0$), les équations de Maxwell s'écrivent :

$$\vec{\nabla} \wedge \vec{E} = - \frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \quad (\text{I.20})$$

$$\vec{\nabla} \wedge \vec{B} = \mu_0 \epsilon_0 \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} \quad (\text{I.21})$$

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{D} = 0 \quad (\text{I.22})$$

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{B} = 0 \quad (\text{I.23})$$

Nous remarquons que la forme de ces équations est identique à celle obtenue dans le cas du vide, au détail près que ϵ_0 et μ_0 ont été remplacés par ϵ et μ afin de prendre en compte les caractéristiques du milieu. Par le même raisonnement que nous avons mené dans la partie (a), on peut écrire l'équation d'onde dans un milieu matériel pour \vec{E} et \vec{H} comme suit :

$$\Delta \vec{E} = \epsilon \mu \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} \quad (\text{I.24})$$

$$\Delta \vec{H} = \epsilon \mu \frac{\partial^2 \vec{H}}{\partial t^2} \quad (\text{I.25})$$

Cependant, il arrivera que nous ayons à faire à des matériaux conducteurs, i. e. ayant une conductivité σ , exprimée en siemens/mètre, non nulle. Sachant que le vecteur densité de courant \vec{J} est relié au champ électrique \vec{E} par la relation :

$$\vec{J} = \sigma \vec{E} \quad (\text{I.26})$$

L'équation d'Ampère donnée par équation (I.15) devient :

$$\vec{\nabla} \wedge \vec{B} = \mu \left(\vec{J} + \epsilon \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} \right) = \mu \left(\sigma \vec{E} + \epsilon \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} \right) \quad (\text{I.27})$$

En prenant comme base celle des ondes planes et en considérant une dépendance temporelle en $\exp(-i\omega t)$, convention habituelle employée en optique, nous pouvons définir les opérateurs élémentaires. Comme suit :

$$\vec{\nabla} = ik \text{ et } \frac{\partial}{\partial t} = -i\omega \quad (\text{I.28})$$

$$\Delta = \nabla^2 = -k^2 \text{ et } \frac{\partial^2}{\partial t^2} = -\omega^2 \quad (\text{I.29})$$

Nous avons donc $\frac{\partial \vec{E}}{\partial t} = -i\omega \vec{E}$, d'où :

$$\vec{\nabla} \wedge \vec{B} = \mu \left(\frac{i\sigma}{\omega} \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} + \epsilon \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} \right) = \mu \left(\frac{i\sigma}{\omega} + \epsilon \right) \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} = \mu \epsilon' \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} \quad (\text{I.30})$$

En posant $\epsilon' = \frac{i\sigma}{\omega} + \epsilon$, les équations de Maxwell ont de nouveau la même forme que dans le vide

$$\vec{\nabla} \wedge \vec{E} = - \frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \quad (\text{I.31})$$

$$\vec{\nabla} \wedge \vec{B} = \mu \varepsilon \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} \quad (\text{I.32})$$

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{D} = 0 \quad (\text{I.33})$$

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{B} = 0 \quad (\text{I.34})$$

Etant donné que les équations de Maxwell sont linéaires, il est possible de séparer les dépendances temporelles et spatiales :

$$\vec{E}(\mathbf{r}, t) = \vec{E}(\mathbf{r}) e^{-j\omega t} \quad (\text{I.35})$$

$$\vec{H}(\mathbf{r}, t) = \vec{H}(\mathbf{r}) e^{-j\omega t} \quad (\text{I.36})$$

I. 7. Méthode des ondes planes PWE :

La méthode des ondes planes (Plane Wave Expansion ou PWE) est une technique numérique répandue pour résoudre des problèmes électromagnétiques périodiques. Cette technique est basée sur la décomposition des champs électromagnétiques en une superposition d'ondes planes. Les équations de Maxwell sont représentées dans le domaine fréquentiel et transformées en un problème aux valeurs propres. En résolvant ce problème aux valeurs propres, les champs électromagnétiques et les fréquences correspondant à chaque onde plane sont obtenus. La méthode des ondes planes est la plus couramment utilisée pour calculer les diagrammes de dispersion dans les cristaux photoniques.

Pour calculer le diagramme de bandes d'un cristal photonique par la méthode PWE, il faut au préalable définir une super-cellule. Dans le cas d'un défaut, on réintroduit artificiellement la périodicité brisée par ce défaut en le plaçant au centre d'une cellule de base qui comprend plusieurs rangées de motifs et on répète périodiquement cette super-cellule suivant les directions de l'espace dans lequel s'organise le cristal photonique d'origine (Figure I-18). L'utilisation de la super-cellule n'est valable que si la distance entre les défauts périodiques ainsi introduits est suffisamment importante pour que les défauts ne se couplent pas entre eux. Le couplage entre deux cavités optiques se traduit, en effet, par un dédoublement des modes résonnants, de la même façon qu'une particule, dans un système à deux puits de potentiel rapprochés, voit son niveau fondamental se dédoubler. Typiquement, pour un cristal réalisé dans un matériau diélectrique de permittivité relative voisine de 10, la méthode de la supercellule s'applique dans de bonnes conditions dès lors que la distance entre défauts est supérieure ou égale à 4 périodes du cristal d'origine.

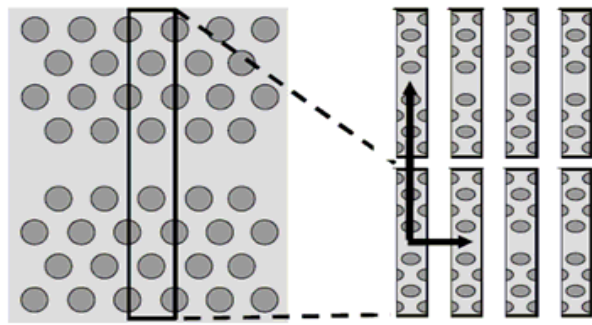


Figure I. 18 : Exemple de définition d'une supercellule dans le cas d'un défaut linéaire.

I. 7. 1. Diagramme de dispersion :

La relation de dispersion des cristaux photoniques bidimensionnels dépendant de la polarisation de la lumière. Dans ces structures, ils existent deux types de propagations: dans le plan (in-plane $k_y = 0$) et hors plan (off-plane $k_y \neq 0$), y et k_y sont respectivement l'axe parallèle aux cylindres et la constante de propagation suivant cet axe (figure I. 19).

En propagation in-plane, la résolution des équations de Maxwell renvoie deux modes de propagation distincts.

Le mode de polarisation Transverse Electrique TE où le champ magnétique est dans le plan de propagation et le champ électrique est perpendiculaire au plan de propagation, et le mode de polarisation Transverse Magnétique TM où le champ électrique est dans le plan de propagation et le champ magnétique est perpendiculaire au plan de propagation.

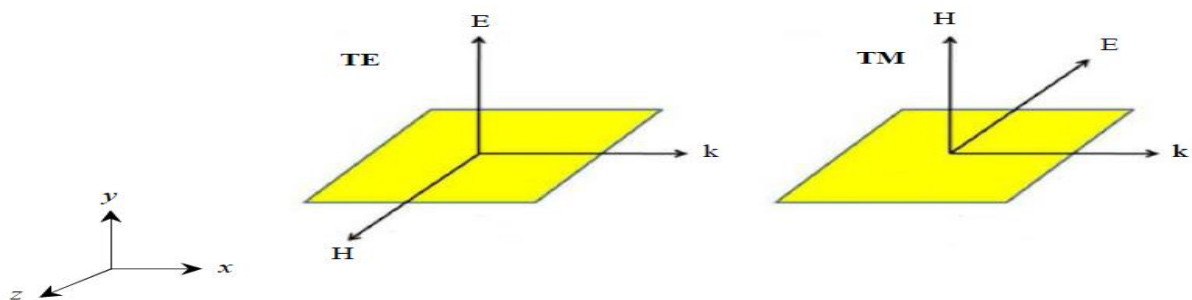


Figure I. 19: Représentation des deux modes de polarisation TE et TM pour les cristaux photoniques bidimensionnels, propagation selon x , le mode TE où $k_y = 0$, $H_z \neq 0$, $E_y = 0$, et le mode TM où $k_y = 0$, $E_z \neq 0$, $H_y = 0$.

Donc les ondes électromagnétiques se propagent dans le plan perpendiculaire aux tiges et peuvent être séparées en deux polarisations TE ou TM. Les bandes interdites qui apparaissent dans chaque cas doivent se superposer pour former une bande interdite totale. Elle empêche ainsi la propagation de l'onde incidente quelle que soit sa polarisation. Nous

présentons sur la figure I. 20 l'exemple d'un diagramme de bande d'un cristal photonique 2D à maille triangulaire en polarisation TE et TM.

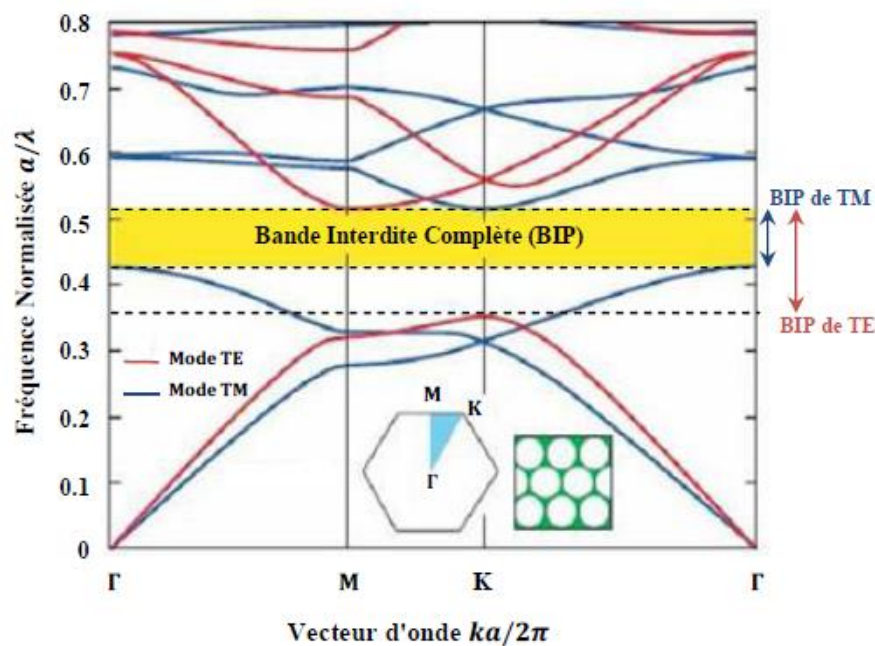


Figure I. 20: Diagramme de dispersion d'un réseau triangulaire de trous d'air dans du silicium pour les polarisations TE et TM. La bande interdite pour la polarisation TM est en flèche bleue et la bande interdite pour la polarisation TE est en flèche rouge. Seule la zone comprise entre les deux modes allant de la fréquence 0.42 à 0.51, présente la bande interdite complète.

I. 7. 2. Carte de Bande [15] :

Le calcul du diagramme de bande vu précédemment nous renseigne, entre autres, sur les propriétés (la position et la largeur) des bandes interdites photoniques pour chaque polarisation. Cependant, deux paramètres peuvent encore être ajustés afin de jouer sur celles-ci : l'indice de la matrice et le facteur de remplissage en air (ou le rapport r/a). Pour un matériau donné (donc pour un indice de la matrice donné), il est intéressant de connaître l'i

nfluence du facteur r/a sur la position et la largeur des gaps photoniques : c'est la carte des bandes interdites. Un exemple est donné sur la figure I. 21 dans le cas d'une matrice de constante diélectrique $\epsilon_r = 10,5$. Pour de faibles facteurs de remplissage en air, il n'y a pas de bande interdite car le système est peu perturbé. Il faut atteindre $r/a = 0,18$ pour voir apparaître la bande interdite TE de plus basse énergie et c'est seulement pour un rayon des trous important (lorsque leur diamètre vaut 90 % de la période environ) que l'on a un recouvrement des gaps pour les deux polarisations, donc une bande interdite complète (Figure I. 21 (a)).

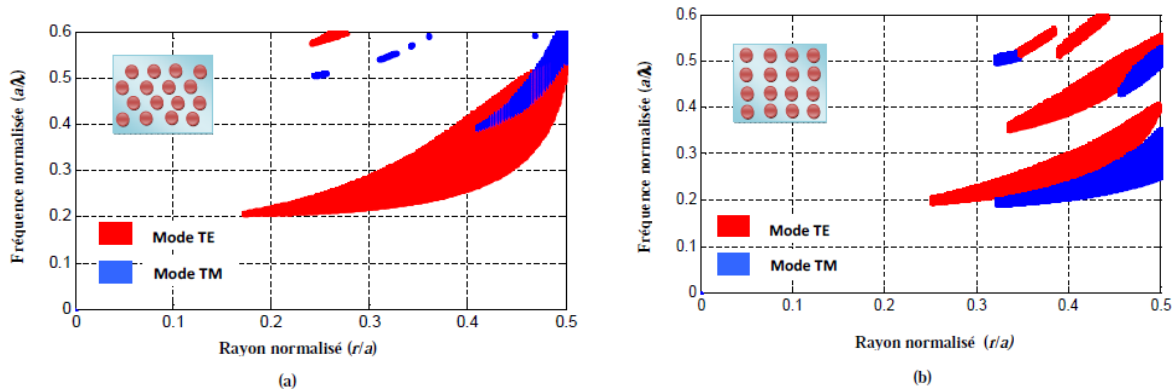


Figure I. 21 : Cartes des bandes interdites pour les deux polarisations dans le cas d'un cristal photonique de trous d'air dans une matrice de constante diélectrique $\epsilon_r = 10,5$: (a) réseau triangulaire, (b) réseau carré. Le recouvrement entre les deux polarisations ne se fait que pour des valeurs élevées de r/a .

Cette carte des bandes interdites est très pratique pour décider les paramètres du cristal photonique en vue d'une application. Il paraît donc intéressant de travailler avec le gap le plus large possible. En comparaison entre les Figure I. 21 (a) et (b), il n'est pas toujours judicieux de se placer dans une zone de fort facteur de remplissage en air (lorsque les trous ont un diamètre important), là où le gap est le plus large, pour des raisons de fuites hors du plan du cristal.

Les figures I. 22 (a) et (b) montrent la première bande interdite TE en fonction du facteur de remplissage pour des contrastes d'indice différents ($\Delta\epsilon = \epsilon_{\text{substrat}} - \epsilon_{\text{trou}}$) pour respectivement un réseau triangulaire et carré. Si le contraste d'indice augmente, la position de la bande interdite se déplace vers les basses énergies et la largeur de la bande interdite augmente. Notons enfin que les bandes interdites se décalent vers les hautes énergies lorsque le facteur de remplissage augmente. Donc, le réseau triangulaire est privilégiées au réseau carré car les bandes interdite TE sont plus larges et s'ouvrent pour des facteurs de remplissage en air plus faibles.

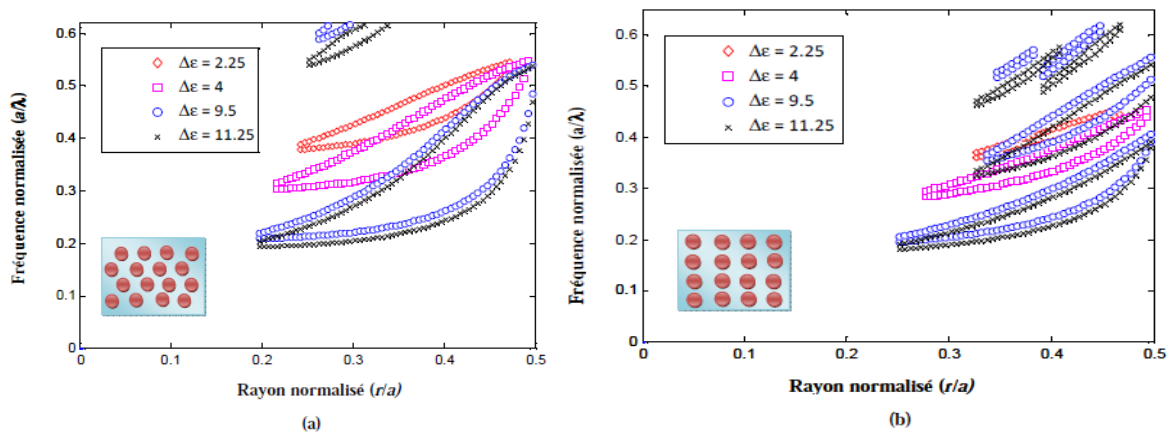


Figure I. 22: Premières bandes interdites TE des cristaux photoniques bidimensionnels avec des contrastes d'indices différents : (a) réseau triangulaire, (b) réseau carré.

I.8. Défauts dans les cristaux photoniques:

La majorité des applications des cristaux photoniques est basée sur l'existence de la bande interdite photonique. Dans certains cas, afin de disposer d'une fréquence de propagation permise à l'intérieur d'une bande de fréquences interdites, il est nécessaire d'introduire des défauts dans la structure périodique.

Ces défauts sont obtenus en modifiant localement la périodicité du cristal. Alors, de nouveaux modes permis pour le champ électromagnétique peuvent apparaître pour des fréquences se trouvant dans le gap photonique.

Dans une structure périodique à deux dimensions, il est possible de créer des ruptures sur la périodicité diélectrique selon deux types :

- Les mono-défauts où les défauts ponctuels consistent à créer un défaut dans un seul et même endroit.
- Les multi-défauts, où les défauts linéaires se répètent dans plusieurs et différents endroits à l'intérieur de la structure [16].

I. 8. 1. Les défauts ponctuels :

Le défaut le plus simple qui peut être créé dans un cristal photonique est le défaut ponctuel. Ce type de défaut peut être réalisé en omettant un ou plusieurs trous (ou tiges) du cristal photonique. On peut aussi faire varier le rayon du trou (ou de la tige) du cristal. Si on injecte dans ce défaut un mode électromagnétique dont la fréquence est dans la bande interdite du cristal photonique, le mode se retrouve complètement confiné, vu que le matériau est réfléchissant à cette longueur d'onde (figure 1. 23).

Un défaut ponctuel dans un cristal photonique peut donc servir de cavité résonante puisqu'il piège la lumière dans une bande de fréquence très étroite. De ceci découlent plusieurs applications des cavités à cristaux photoniques, citons comme exemple les sources de lumière.

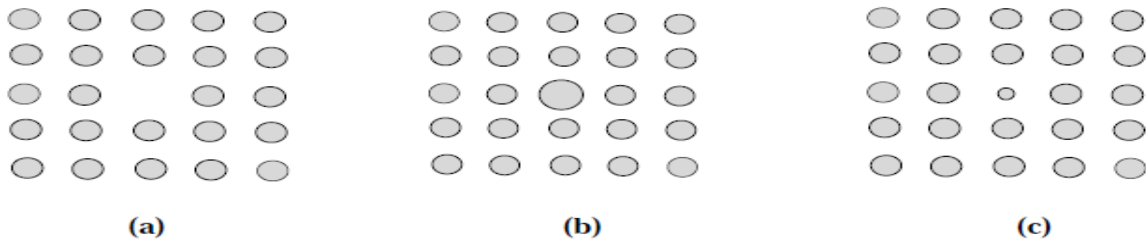


Figure I. 23 : Défauts ponctuels : (a) Défaut lacunaire, (b) et (c) Défauts de substitutions.

I. 8. 2. Défauts étendus :

a) Dimensions des motifs élémentaires :

Pour rompre la périodicité d'une structure BIP, on peut modifier la taille du motif élémentaire qui compose le cristal photonique (Figure I. 24).

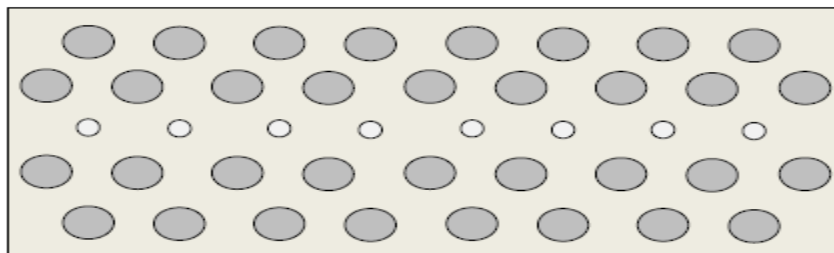


Figure I. 24 : Défaut de dimension du motif élémentaire.

Sur la figure I.24 les dimensions des motifs élémentaires de la troisième rangée ont été réduites.

b) Distance entre motifs élémentaires :

On peut aussi modifier l'espace qui existe entre les motifs élémentaires des réseaux cristallins (Figure I. 25).

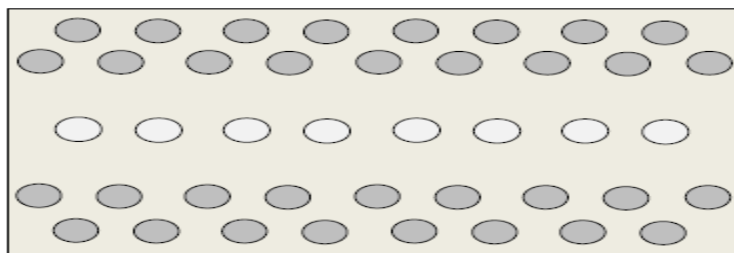


Figure I. 25 : Défaut de distance entre motifs élémentaires.

Sur la figure I. 25, l'écart entre la deuxième et la troisième rangée et l'écart entre la troisième et la quatrième rangée ont été augmentés pour former le défaut.

c) Valeur de la permittivité relative des motifs élémentaires :

Il est possible de modifier localement la nature du matériau et plus concrètement en agissant sur la valeur de la permittivité relative (Figure I. 26).

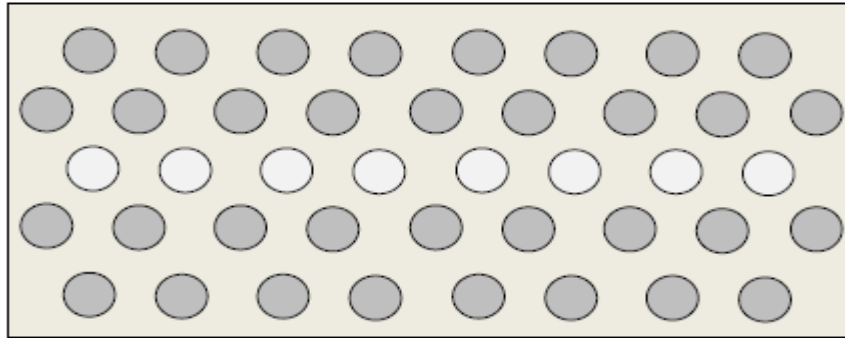


Figure I. 26 : Défaut sur la permittivité relative.

Sur cette figure, la permittivité des motifs élémentaires de la rangée du milieu a été changée.

d) Défaut par vacuité :

Le défaut par vacuité correspond à l'élimination de motifs élémentaires qui se trouvent remplacés par la permittivité du substrat (Figure I. 27).

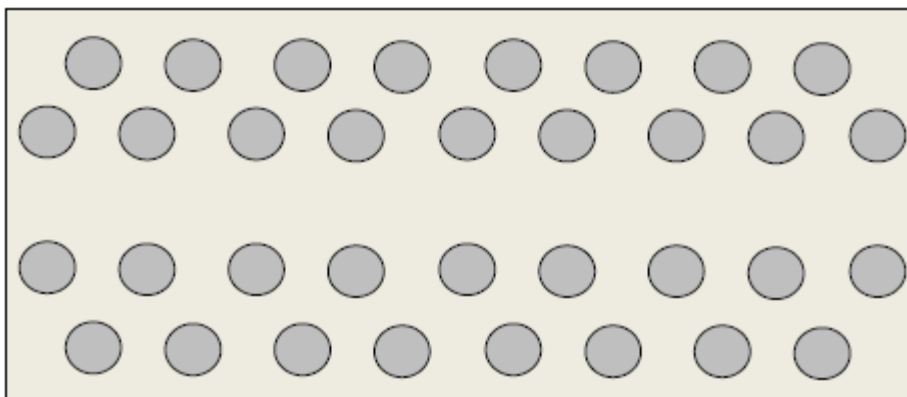


Figure I. 27 : Défaut par vacuité (c'est le défaut le plus utilisé).
Les motifs élémentaires de la rangée du milieu ont été enlevés.

I. 9. Applications des cristaux photoniques :

Les applications potentielles des matériaux à BIP-2D sont nombreuses : contrôle de l'émission spontanée dans les dispositifs, guides d'ondes rectilignes, à fort rayon de courbure, faces miroir, guidage, démultiplexages, divisions, filtres, microcavités à grand facteur de qualité, effet de super prisme, diffraction, démultiplexages, divisions...etc[17-18]. Nous allons donc exposer brièvement quelques exemples d'utilisation de cristaux photoniques bidimensionnels.

I. 9. 1. Cavité résonante :

La présence de défauts dans un cristal permet l'existence de modes localisés dans une bande de fréquence très étroite, un défaut dans un cristal photonique peut donc servir de cavité résonante puisqu'il piège la lumière dans une bande de fréquence très étroite. Une simple modification d'une des propriétés du matériau (par application d'un champ électrique par exemple) permettra de « libérer » la lumière [19]. Dans le cas de cristaux photoniques bidimensionnels réalisés dans un réseau triangulaire de trous d'air, il y a plusieurs types de cavités à cristaux photoniques et parmi ces types on a le Cavité à défaut ponctuel. On peut réaliser une cavité en modifiant les paramètres d'un ou plusieurs trous dans un cristal photonique soit en changeant le rayon des trous, soit en déplaçant des trous de leurs positions originales, soit en remplissant complètement les trous. Ces cavités sont généralement de deux types : le type Hn et le type Ln [20].

La cavité de type Hn est une cavité hexagonale dont chaque coté présente une omission de n trous. La cavité de type Ln est une cavité linéique qui est réalisée par omission de n trous dans la direction ΓK . Les deux images au microscope électronique à balayage (MEB) (Figure I.28) sont des exemples de ces deux types de cavités, une cavité H2 et une cavité L3.

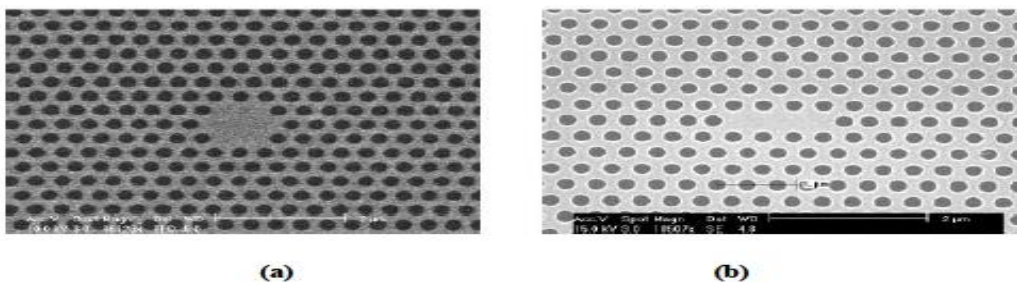


Figure I. 28: Images MEB des cavités de type H2 (a), et de type L3 (b) fabriquées dans la salle blanche de l'IEF [21].

D'autres groupes, comme le KAIST, ont adopté une approche plus intuitive [22, 23], Le but restant toujours le même, garder un très faible volume de cavité, de l'ordre de celui de la H1, et aménager l'environnement électromagnétique de façon à augmenter de manière conséquente le facteur Q. Un exemple simple de conception de microcavité à fort coefficient de qualité est présenté sur la figure I.29.

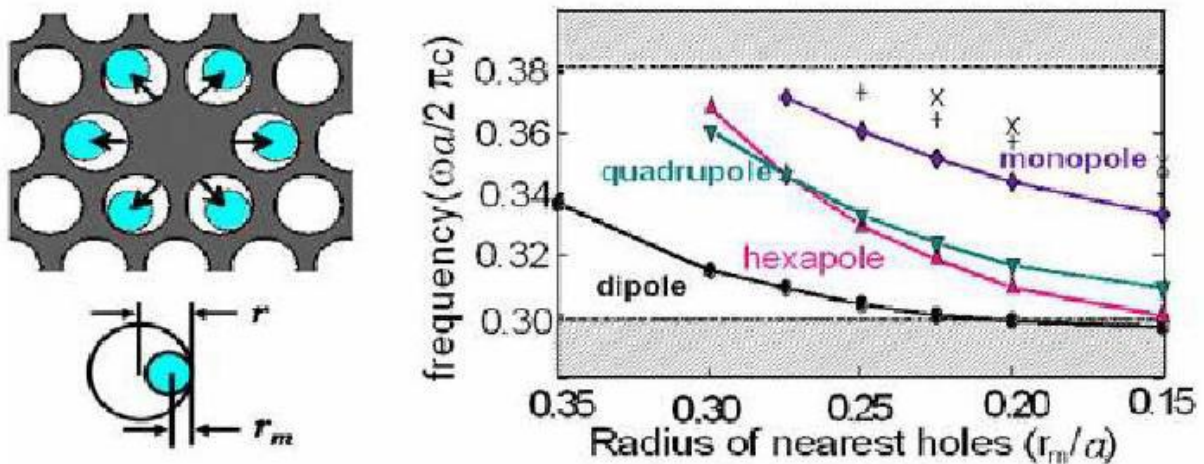


Figure I. 29: Exemple d'ingénierie de défauts. Dans ce cas, il s'agit d'une cavité H1 modifiée: les six trous adjacents au défaut sont réduits de manière à faire rentrer progressivement des modes avec des symétries différentes dans la bande interdite photonique [22, 23].

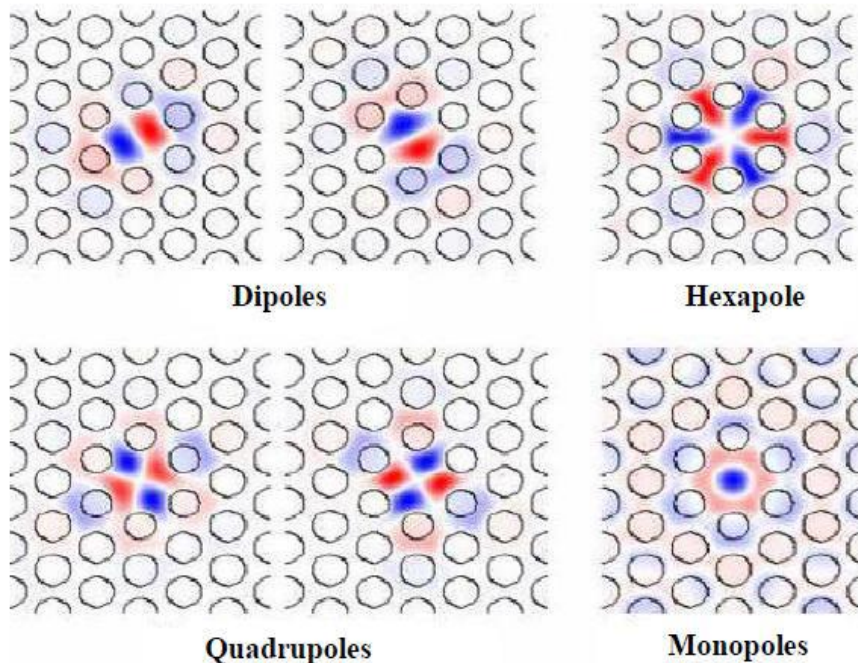


Figure I. 30: Distribution de la composante H_z du champ magnétique pour les différents modes de cavité.

I. 9. 2. Guides d'ondes :

En introduisant un défaut linéaire (omission d'une ou plusieurs rangées de motifs élémentaires), il est possible de guider la lumière selon une direction choisie. La lumière va se propager le long de ce guide avec une fréquence appartenant à la bande interdite photonique du cristal. Des guides d'ondes classiques à base de matériaux diélectriques sont réalisés depuis longtemps. L'onde se propage dans le diélectrique d'indice fort et se réfléchit totalement sur les bords qui sont constitués d'un diélectrique d'indice plus faible (figure I.31(a)). L'intérêt des guides d'ondes BIP par rapport à ceux traditionnels c'est qu'ils présentent de faibles pertes au niveau des courbures (figure I.32(b)). Le fait de recourber l'un de ces guides sur lui-même permet d'obtenir un anneau et seuls quelques modes peuvent rester dans cet anneau.

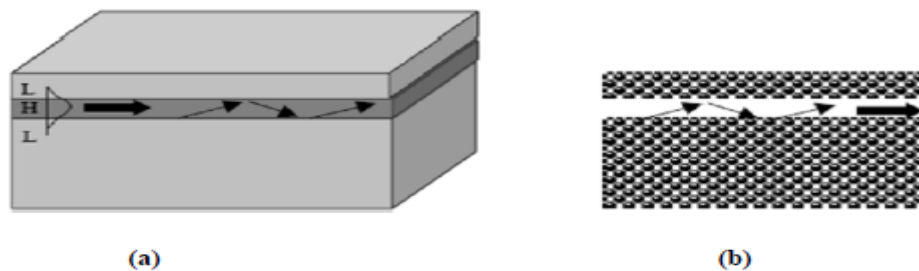


Figure I. 31 : (a) Guide réfractif : modèles de rayons en zig-zag avec réflexions totales et ondes évanescentes (b) guidage par bande interdite photonique.

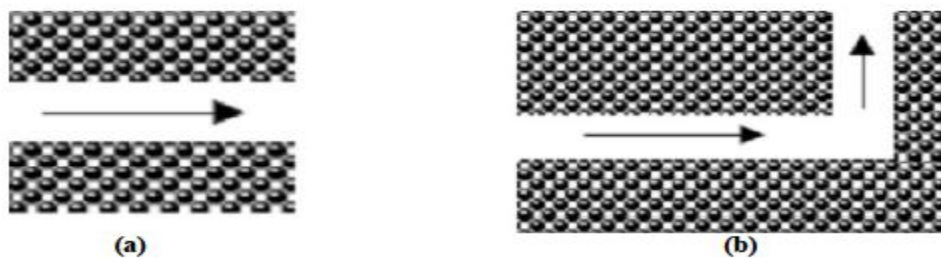


Figure I. 32: (a) Guide d'onde, (b) Guide d'onde à courbures extrêmes.



Figure I. 33 : Guide d'onde de la structure GaAs dans l'air à motif carré montrant la distribution du champ E_y autour du défaut en polarisation (a) Rectiligne (b) Courbures à 90° .

La figure I. 33 montre un exemple d'un guide d'onde simulé par le logiciel Rsoft d'une structure cristalline bidimensionnelle déconnectée à motif carré. La distribution du champ E_y autour du défaut prouve le phénomène de guidage de la lumière.

I.9. 3. Phénomène de superprisme :

Une lumière polarisée TE ou TM est injectée dans un cristal photonique. Si on fait varier la longueur d'onde (autour d'une longueur proche de la bande interdite photonique), une grande déviation du faisceau due à une forte dispersion chromatique du cristal photonique [24, 25], est observée. Cette déviation angulaire peut atteindre 50° pour une variation de longueur d'onde de 1% [26] (figure 1. 34). Les conditions ont été choisies de façon à exploiter les surfaces équi-fréquences là où elles sont le plus déformées. En effet, il suffit d'une légère variation de longueur d'onde pour obtenir un changement radical de la direction de la vitesse de groupe.

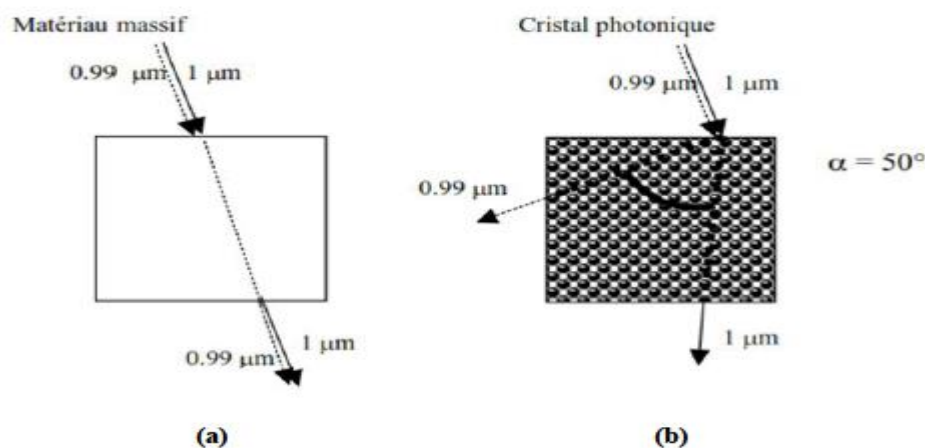


Figure 1. 34: Représentation du phénomène de superprisme et de sa sensibilité aux longueurs d'ondes : (a) propagation de la lumière dans un cristal conventionnel silicium avec une lumière incidente dont la longueur d'onde varie entre 0.99 et $1\mu\text{m}$. La lumière incidente est polarisée TM et inclinée de 15° par rapport à la normale de la tranche du cristal, (b) trajet de la lumière dans un cristal photonique dans les mêmes conditions. Une importante déviation (50°) est observée pour une variation de longueur d'onde de 1 % [26].

I. 9. 4. Guides d'ondes Filtre add / drop :

Le filtre add/drop est un système à quatre accès composé de 2 guides d'ondes couplés par un ou deux résonateurs (figure 1. 35 a et b) [27].

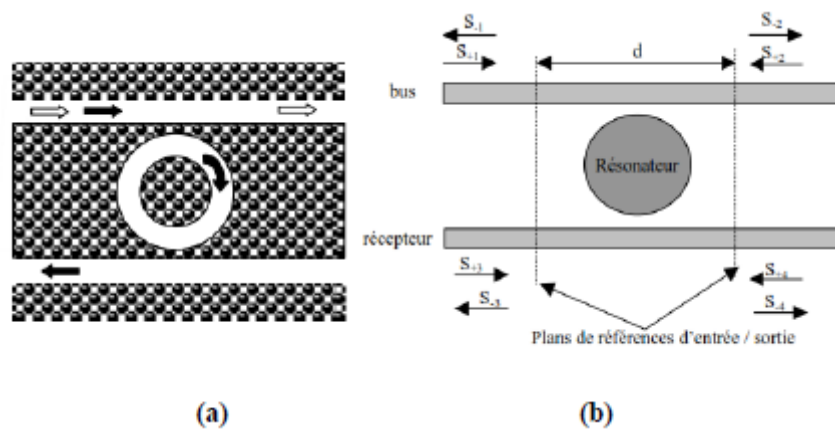


Figure 1. 35: (a) Représentation d'un filtre add / drop (b) Principe de fonctionnement.

Une réalisation expérimentale, a montré près de 80% de puissance transférée vers l'avant dans le guide d'onde drop. Le résonateur est une cavité linéique de dix trous manquants (figure I. 36) dont la conception fine et l'exploitation de modes optiques lents a permis d'accéder à deux modes dégénérés dans la cavité dont les symétries étaient compatibles pour un fonctionnement de type add-drop [28].

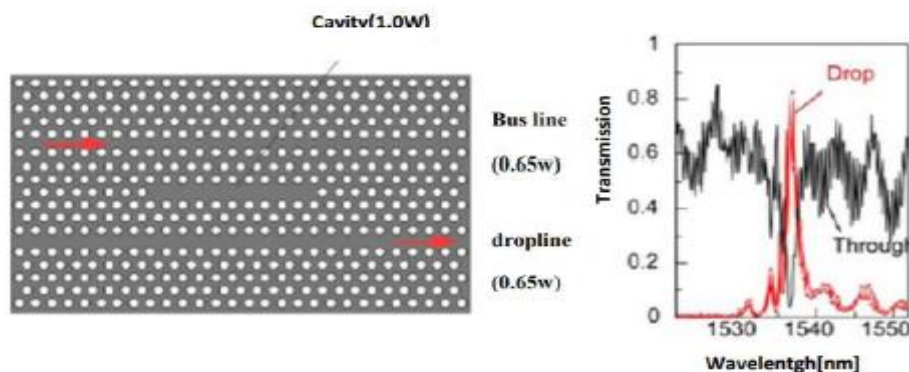


Figure I. 36: Exemple de réalisation expérimentale d'un filtre add-drop constitué de deux guides d'onde diffractifs et d'une cavité linéique dans un cristal photonique membranaire. Un peu plus de 80% de la puissance se propageant dans le guide d'onde bus a été transférée dans le guide d'onde drop, vers l'avant, autour de $1.537\mu\text{m}$ [29].

I. 9. 5. Guides d'ondes Démultiplexeur :

Les propositions de démultiplexeurs à cristaux photoniques tendent à favoriser des cavités très petites (quelques périodes) et la fonctionnalité « add-drop », la plus exigeante [30]. Le principe du dispositif proposé est de se servir du couplage par diffraction de Bragg entre un mode fondamental rapide pour la propagation du signal et un mode d'ordre supérieur, lent, pour l'extraction latérale du signal. Pour des guides à cristaux photoniques (CP) "W3" ou "W5", formés de 3 ou 5 rangées manquantes, ce couplage correspond à une mini stop band

[31], dont la largeur typique est de 3-20 nanomètres à 1500 nm, tout fait adaptée au coarse WDM (CWDM), et donc aux réseaux métropolitains.

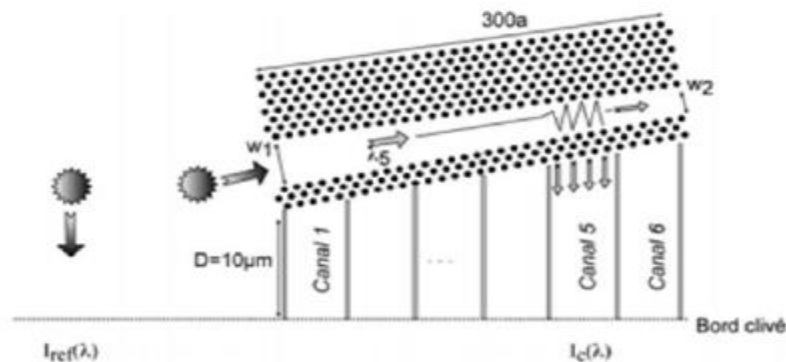


Figure. I. 37: Principe de démultiplexeur spectrographe : le guide CP de largeur proche de «W3 » couple le mode fondamental au mode d'ordre supérieur uniquement dans la section où la diffraction de Bragg entre les deux modes est autorisée. Ce mode est ensuite extrait latéralement à travers les trois rangées de trous [32].

Comme le montre la figure I. 37, il suffit en première approximation d'affiner une des parois du guide et de varier lentement un de ses paramètres (la largeur dans l'illustration, mais ce pourrait être aussi la période) : une longueur d'onde donnée est alors aiguillée dans une section donnée parce que le couplage au mode d'ordre supérieur n'a lieu que dans cette section là, et la paroi affinée laisse la lumière du mode d'ordre supérieur sortir latéralement, alors que le guidage du mode fondamental reste très robuste à toutes les longueurs d'onde restantes, l'effet tunnel sur ce mode « réfractif » étant très faible. La figure I.38 illustre le couplage de mode de W3 de façon générique. Dans le dispositif, la position de la mini-stop band évolue avec la largeur du guide [32].

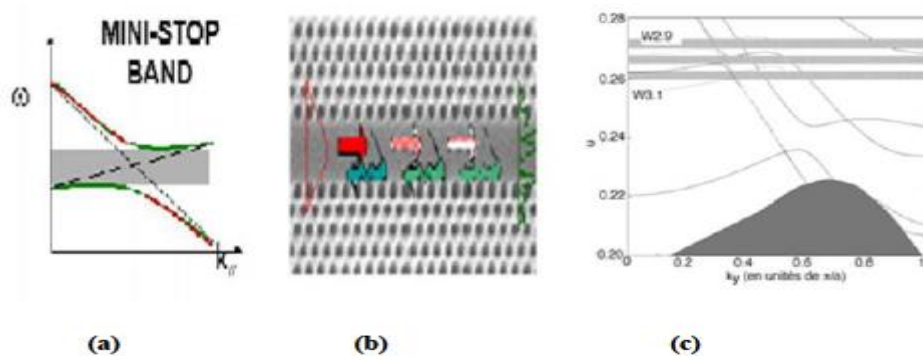


Figure I. 38: illustration de l'utilisation de la mini-stop band : (a) relation de dispersion locale, le mode fondamental étant le plus raide, le mode d'ordre supérieur le moins raide ; (b) schéma du couplage de mode dans le guide W3, (c) superposition des relations de dispersion pour des guides dont la largeur est modifiée de 0.1 rangée en plus ou moins comparé à W3. On voit que ce changement de largeur de 40 nm, dans un cas typique, conduit à des mini-stop band bien séparées. [32].

I. 10. Conclusion :

Dans ce chapitre, nous avons présenté les notions de bases associées aux cristaux photoniques. Ces matériaux, dont la constante diélectrique varie périodiquement à l'échelle de la longueur d'onde, ont la particularité de présenter des bandes interdites photoniques qui interdisent à la lumière de se propager dans la structure. L'utilisation de cet effet de bande interdite ouvre la voie à la réalisation de nombreuses fonctions optiques telles que le guidage ou le filtrage de la lumière. Le chapitre suivant sera consacré au couplage dans les cristaux photoniques.

CHAPITRE II :

Couplage dans les cristaux photoniques et applications

II.1. Introduction :

La majorité des applications des cristaux photoniques repose sur leur bande interdite. Pour disposer une fréquence permise à l'intérieure de cette bande interdite, il est nécessaire d'introduire des défauts dans cette structure périodique. Ces défauts sont réalisés en modifiant localement la géométrie du cristal.

Un filtre est un élément ou une fonction dont l'objectif est de sélectionner une ou plusieurs bandes de fréquences parmi le spectre électromagnétique et d'en éliminer d'autres.

Dans le cas présent, nous nous intéressons uniquement à des filtres mono-bande, c'est-à-dire qui sélectionnent un ensemble de fréquences adjacentes. Il permet de sélectionner le signal désiré tout en rejetant ceux non-désirés. Pour réaliser une fonction de filtrage passe-bande, plusieurs cavités sont reliées entre elles à l'aide du couplage. Souvent, les cavités d'un filtre mono-bande fonctionnent à la même fréquence. Bien que cela ne soit pas une obligation, ces cavités sont généralement de nature identique. Les performances du filtre dépendent essentiellement de celles des cavités.

De nombreux travaux de littérature ont porté sur différents types de filtres à base des cristaux photoniques bidimensionnels afin d'améliorer ses caractéristiques de transmission.

Dans cette partie de travail, nous présentons les différentes stratégies de conception que nous avons exploités pour améliorer les performances des différents filtres résonnants. Les propriétés de ces structures photoniques sont numériquement étudiées en utilisant la méthode des différences finies dans le domaine temporel à deux dimensions (FDTD-2D)[15].

II. 2. Couplage entre guide à cristal photonique et guide à cavité couplées [32]:

L'efficacité de couplage dans les guides à cristaux photoniques linéaires a été largement étudiée au cours des dernières années. Cependant, seuls quelques travaux ont porté sur les guides à cavités couplées. Dans cette partie, nous nous intéresserons au couplage entre guide à cristal photonique et guide à cavités couplées. Nous verrons par la suite comment on peut améliorer l'efficacité de couplage entre ces deux types de guides.

II. 2. 1. Guide à cavités couplées :

Dans cette partie, on propose un nouveau type de guide d'onde composé d'une chaîne de cavités (ou de défauts ponctuels) séparées les unes des autres par une ou plusieurs rangées de motifs dans un cristal photonique, c'est le guide à cavités couplées (Coupled Cavity Waveguide, CCW), appelé aussi guide de résonateurs optiques couplés (Coupled resonator optical waveguide, CROW). Les cavités sont conçues de telle sorte que leur fréquence de résonance se situe dans la bande interdite du cristal photonique. La direction d'alignement des cavités fixe la direction de propagation permise pour les ondes électromagnétiques. Un schéma descriptif de ce guide est illustré sur la figure II. 1

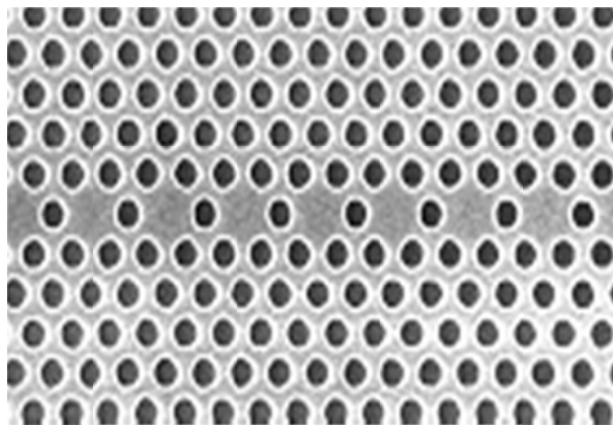


Figure II. 1: Guide à cavités couplées réalisé dans un cristal photonique bidimensionnel [2].

II. 2. 2. Principe de fonctionnement :

La figure II. 2 illustre la base de transmission d'un guide à cavités couplées. Bien que les modes des cavités soient fortement confinés à l'intérieur des défauts, une infime partie se couple au mode de la cavité adjacente. On assiste, dans ces conditions, à un couplage des modes de résonance de cavités voisines. Un recouvrement suffisant de deux modes de cavités voisines permet le passage d'un photon d'une cavité à l'autre par saut de photon. C'est ce principe, qui est à la base du mécanisme de guidage dans les guides à cavités couplées.

Les modes couplés se dédoublent et le dédoublement se reproduit de cavité à cavité. On finit alors par obtenir une bande de transmission (une bande permise) au lieu du pic de transmission. Dans le cas d'un guide de longueur finie, de N cavités couplées, on s'attend à l'apparition d'une bande guidée présentant N pics de résonance. Ces pics de résonance sont dus aux réflexions en bout de structure. La fréquence centrale de la bande transmise peut être ajustée en modifiant la forme des cavités, tandis que, la largeur de la bande peut être

modifiée par un ajustement de l'espacement entre les cavités. Un plus grand espace entre les cavités conduit à une bande guidée plus étroite.

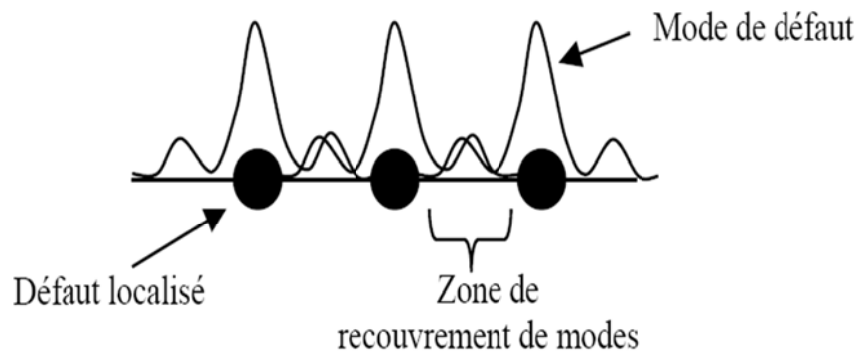


Figure II. 2: Principe de guidage dans les guides à cavités couplées.

En raison de leur faible vitesse de groupe des modes, les guides à cavités couplées sont d'excellent candidats quant à la mise en œuvre de différentes fonctionnalités optiques, tels que les lignes à retard, les compensateurs de dispersion, la compression d'impulsions. On peut aussi utiliser ces guides à cavités couplées pour la fabrication de virages aigus à fort taux de transmission et sans réflexion ou comme fonction de démultiplexage

II. 2. 3. Technique de couplage utilisée :

Le guide à cavités couplées est très intéressant en raison de ses applications potentielles dans les circuits optoélectroniques intégrés. Toutefois, comme son nom l'indique, à cause de son comportement fortement résonant, le couplage de la lumière de manière efficace à l'entrée et à la sortie de ce type de guide reste un défi. Une méthode pour augmenter l'efficacité de couplage entre un guide à cavités couplées et un guide diélectrique a été démontrée par C. W. Chang, en minimisant d'abord le rayon des trous de sortie du guide à cavités couplées, ensuite, par l'insertion d'un trou de rayon plus faible dans les cavités de sortie à l'entrée et à la sortie du guide diélectrique. Une autre méthode basée sur l'ajout de quelques défauts à l'une des extrémités du guide CCW pour améliorer l'efficacité de couplage entre le guide à cavités couplées et un guide droit dans un cristal photonique unidimensionnel. Dans ce cas, une large bande en longueurs d'onde a été obtenue quant au spectre en transmission.

Dans notre étude, on s'intéresse au couplage entre un guide à cristal photonique d'une rangée de tiges manquante et un guide à cavités couplées formés dans un cristal photonique

bidimensionnel. L'efficacité de couplage peut être atteinte en éliminant les pics de résonance dans le spectre de transmission et, donc, une bande de transmission plate peut être réalisée.

Pour se faire, et, comme dans le cas du couplage entre guide diélectrique et guide à cristal photonique, le couplage est assurée par un taper. Ce taper consiste à faire varier progressivement le rayon des tiges situées entre les cavités (figure II. 3) de façon à avoir un accord entre les modes du défaut linéaire et les modes de cavités.

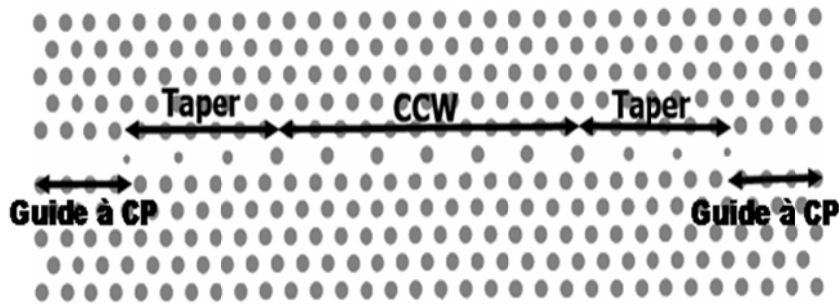


Figure II. 3 : Couplage entre guide à cristal photonique et guide à cavités couplées via un taper formé par la variation progressive du rayon des tiges situées entre les cavités.

II. 3. Filtre Fabry-Perot:

Une fonction de filtre Fabry-Perot a été intégrée à un guide W_1^k A en insérant des motifs dans ce guide. Une cavité à défaut ponctuel a été dans un premier temps utilisée et a permis d'obtenir une transmission. Il semble toutefois que cette cavité ne soit pas la mieux adaptée pour un couplage optimal avec le mode fondamental du guide. Dans l'objectif d'améliorer le couplage entre le guide et la cavité résonnante, la cavité ponctuelle a été remplacée par une cavité linéaire, orientée suivant l'axe du guide. Cette cavité présente des caractéristiques naturellement proches du guide lui-même (profil de champ). Des calculs FDTD-2D [33] montrent un taux de couplage de l'ordre de 80% obtenu pour une cavité linéaire composée de seulement deux motifs. Ce type de cavité linéaire est donc très bien adapté à un couplage avec des guides de largeurs similaires.

La plupart des longueurs d'ondes guidées seront réfléchies à l'extrémité du guide, sauf quelques unes, qui seront couplées à la cavité (FigureII. 4). Cette approche permet plutôt de réaliser des dispositifs de type Fabry-Perot.

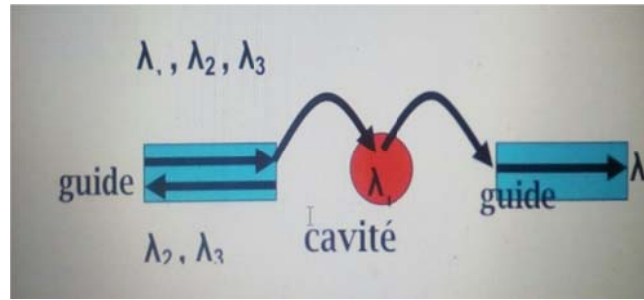


Figure II. 4: Dispositif associant guide et cavité d'un même cristal photonique bidimensionnel [33].

II. 4. Applications des filtres à bases des résonateurs :

II. 4. 1. Définition d'un résonateur :

Les résonateurs diélectriques sont des pastilles céramiques poly cristallines nues ou métallisées, utilisées comme circuits résonants de base pour la réalisation de filtres et oscillateurs aux fréquences micro-ondes.

Utilisés comme filtres, ils permettent la sélection d'une bande de fréquence et peuvent servir au multiplexage des fréquences comme dans les stations de base de radiotéléphonie ou la séparation des voies d'émission et réception des téléphones portables. Ces dispositifs sont utilisés dans les applications GSM (Global System Mobile) UMTS (Universal Module Télécommunication System) et GPS (Global Positioning System).[34]

II. 4. 2. Applications [15]:

Dans cette section, nous analysons trois configurations différentes. Pour déterminer les paramètres des filtres résonants à base des cristaux photoniques bidimensionnels requis, nous avons besoin de spécifier une longueur d'onde de fonctionnement des filtres. Dans ces structures, nous prenons une longueur d'onde incidente $\lambda=1,55 \mu\text{m}$ puisque cette longueur d'onde est largement utilisée dans les télécommunications optiques .

Pour étudier ces filtres, on considère un cristal photonique à maille triangulaire gravé dans une hétéro-structure suspendue d'InP dopée InP/GaInAsP/InP d'indice effectif de 3,24. Le paramètre de maille du cristal est $a=0,48 \mu\text{m}$ avec un rayon de trous égal à $0,167 \mu\text{m}$, tandis que le facteur de remplissage en air est $f=44\%$.

Le guide d'onde est formé par la suppression d'une rangée de trous d'air et les cavités Fabry-Pérot (FP) sont introduites à l'intérieur du guide d'onde en réduisant le rayon des trous. Nous notons que l'omission d'une seule rangée, permet la suppression des modes d'ordre supérieurs, également la réduction du volume optique, ce qui entraîne un filtrage efficace.

Selon la figure II. 5, les trous d'air ont été conçu pour être $r_w = 0,348a$ et le rayon des trous supplémentaires insérés le long du guide d'onde photonique est $r_c = 0,167a$.

La structure fait 24 rangées de long et 21 rangées de large. Les dimensions de cette structure sont de $10,4 \mu\text{m}$ de longueur et de $10 \mu\text{m}$ de largeur. La largeur du canal du guide est choisie telle que $w = 0,8 \mu\text{m}$.

La méthode des différences finies dans le domaine temporel à deux dimensions (FDTD-2D) est utilisée pour calculer la réponse spectrale en transmission et en réflexion et les profils spatiaux du champ magnétique Hz aux différentes itérations. Dans nos simulations le pas de discrétisation spatial est choisi $\Delta x = \Delta y = 0,04 \mu\text{m}$ et le nombre totale d'itérations est de 50000. La structure à simuler est représentée sur la figure II. 5.

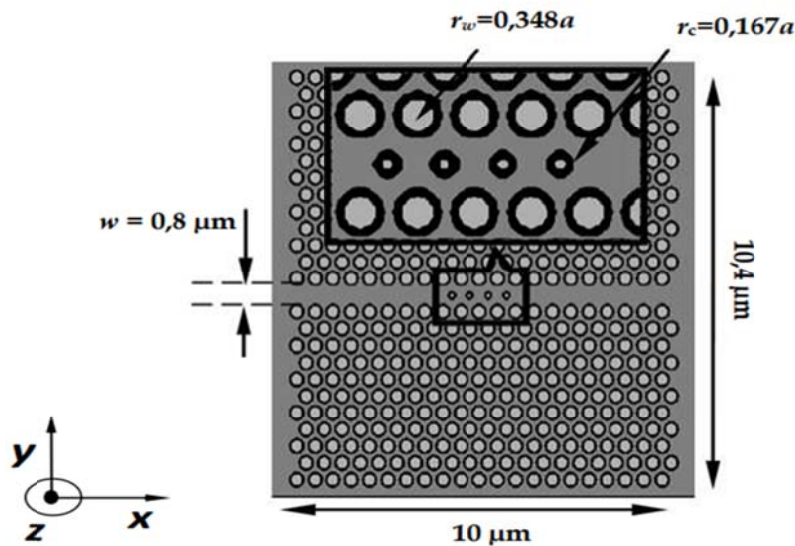


Figure II. 5: Conception des filtres résonnants à base des cristaux photoniques bidimensionnels en utilisant les cavités Fabry-Pérot (FP) dans une structure triangulaire.

Des structures avec trois, cinq et sept cavités identiques régulièrement espacées le long de la direction du guide d'onde sont représentées dans la Figure II. 6 (a), (b) et (c). Un guide diélectrique amène la lumière jusqu'à un guide $W_1^k A$. Ce guide est ensuite couplé à un guide à cavités couplées. Le même dispositif est reproduit pour le couplage en sortie.

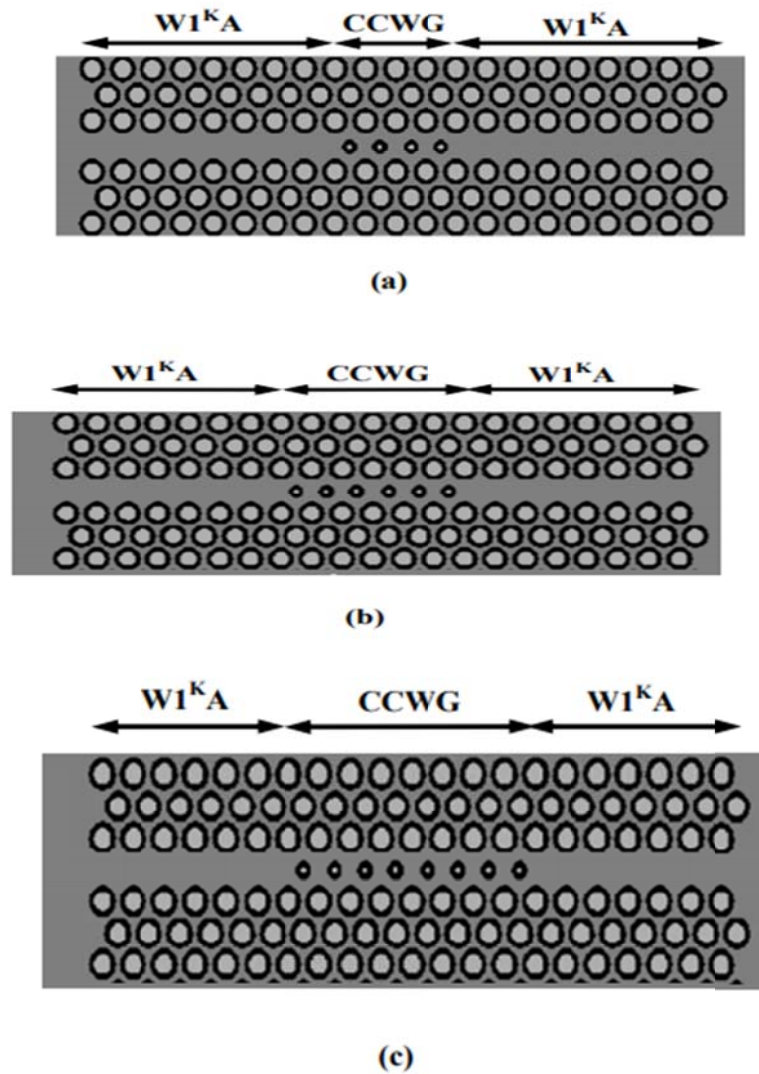


Figure II. 6 : Filtres passe-bande résonnants réalisés par la cascade des cavités Fabry-Pérot (FP) dans un guide d'onde mono-rangée **(a)** trois cavités couplées sont utilisées en employant 4 trous d'air, **(b)** cinq cavités sont utilisées en employant 6 trous d'air supplémentaires, **(c)** sept cavités sont utilisées en employant 8 trous d'air.

Les figures II. 7 et II. 8 montrent respectivement la réponse spectrale en transmission et en réflexion des filtres passe-bande résonnants, et excités en mode TE à travers une surface de Huygens obtenus avec la méthode de calcul FDTD-2D.

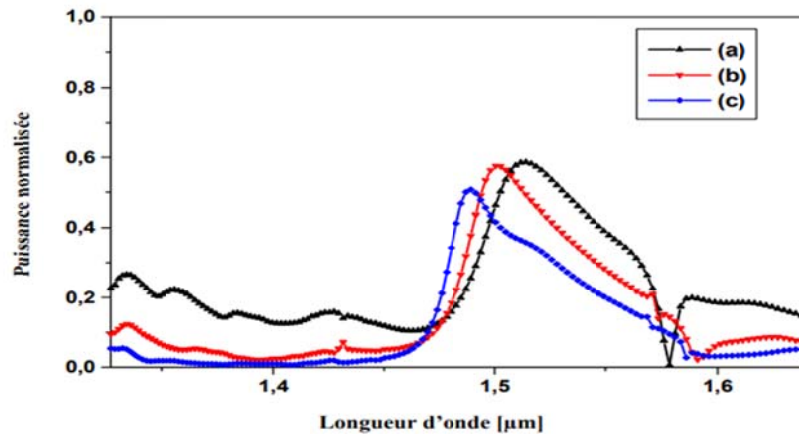


Figure II. 7 : Spectres de transmission normalisés obtenus par la méthode FDTD-2D de la structure illustrée sur la figure II. 6.

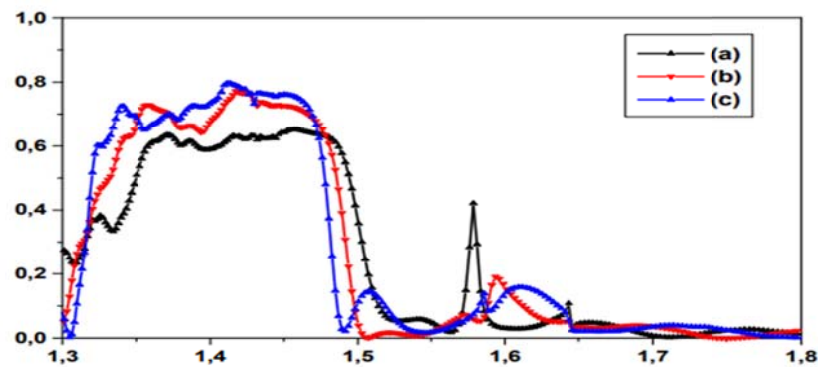


Figure II. 8 : Spectres de réflexion normalisés obtenus par la méthode FDTD-2D de la structure illustrée sur la figure II. 6.

Sur la figure V. 5, nous voyons clairement une extraction de la lumière guidée transmise directement vers la sortie ayant une bande de transmission qui s'étend sur l'intervalle $[1,47-1,57]$ μm . La longueur d'onde centrale $1,55$ μm est bien couverte. Une telle opération peut être interprétée comme un filtre passe-bande. De toute évidence, les trois courbes sont différentes. Nous obtenons un pic de transmission d'environ 60% pour les configurations (a) et (b) et d'environ 50% pour la configuration (c). Cependant, cette dernière présente une bonne réjection par rapport à celle de la configuration (a). La réflexion calculée dans la bande transmise est presque nulle comme illustrée sur la figure II. 8. D'après les figures II. 9 (a), (b) et (c), il semble que toute la puissance d'entrée est couplée dans les cavités du guide d'onde, car elle est partiellement réfléchi. En fait, la réduction du facteur de couplage à l'aide de petits trous induit une réduction de la rétrodiffusion. Ces structures agissent comme des filtres passe-bande larges.

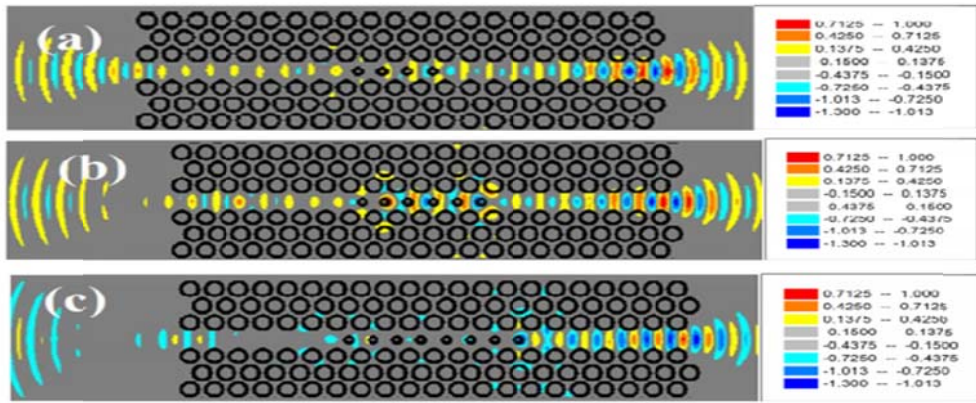
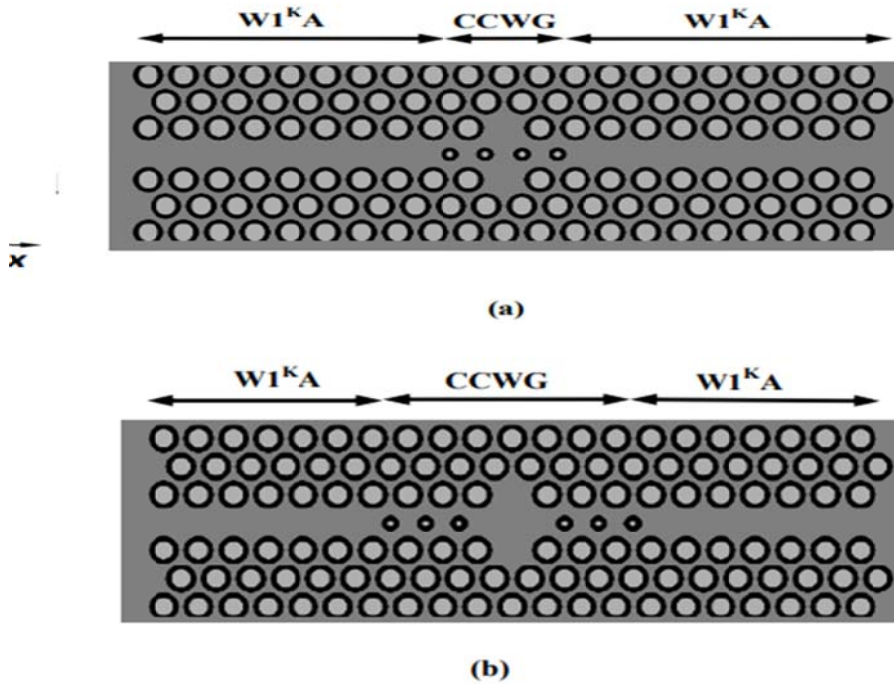


Figure II. 9 : La distribution du champ magnétique Hz de la structure excitée en mode TE, pour 30000 itérations : **(a)** trois cavités couplées sont utilisées en employant quatre trous d’air, **(b)** cinq cavités couplées sont utilisées en employant six trous d’air supplémentaires, **(c)** sept cavités couplées sont utilisées en employant huit trous d’air.

Afin d'améliorer le filtrage, une autre cavité est introduite dans le milieu en omettant deux trous d'air avoisinant dans le guide d'onde, comme illustré sur la figure II. 10 (a), (b) et (c). Cette technique utilisée en particulier pour créer des cavités résonnantes.



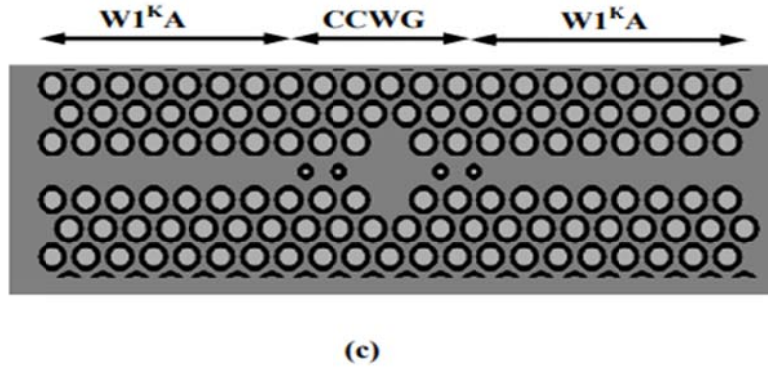


Figure II. 10 : Filtres passe-bandes résonnants réalisés par une série de cavités Fabry-Pérot (FP) dans un guide d'onde d'une mono-rangée et en omettant deux trous d'air avoisinant : **(a)** quatre cavités couplées sont utilisées en employant quatre trous d'air, **(b)** cinq cavités couplées sont utilisées en employant six trous d'air, **(c)** trois cavités couplées sont utilisées en employant quatre trous d'air.

Les résultats de simulation des spectres de transmission et de réflexion des filtres pour la polarisation TE obtenus avec la méthode de calcul FDTD-2D sont représentés respectivement sur la figure II. 11 et II. 12.

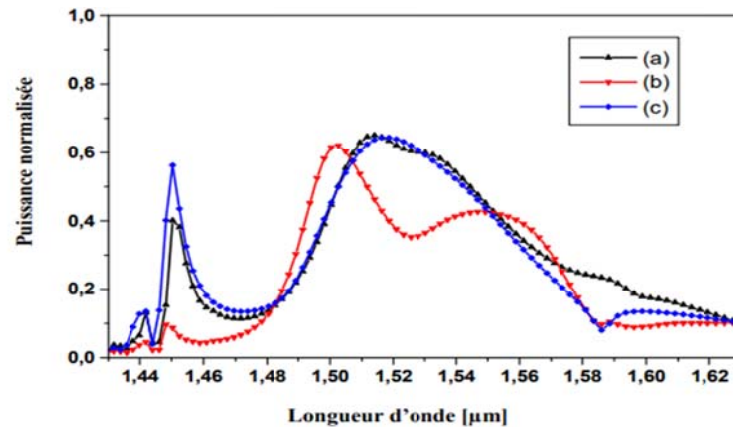


Figure II. 11 : Spectres de transmission normalisés obtenus par la méthode FDTD-2D de la simulation de la structure illustrée à la figure II. 10.

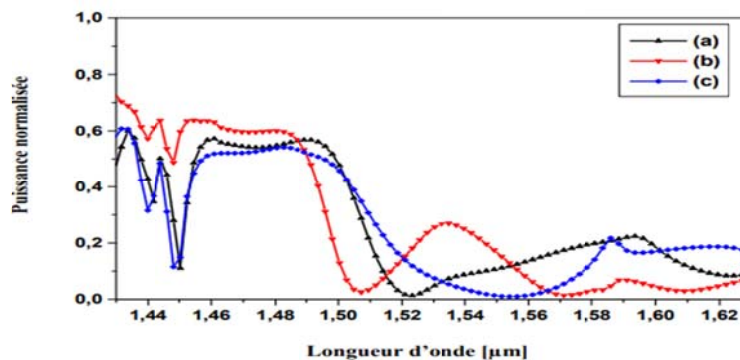


Figure II. 12 : Spectres de réflexion normalisés obtenus la méthode FDTD-2D de la simulation de la structure illustrée à la figure II. 10.

Selon la figure II. 11, il est clair que la structure proposée filtre la bande $[1,47-1,57]$ μm autour de la longueur d'onde $1,55 \mu\text{m}$ et le maximum de pic obtenu à partir de la sortie des filtres (a) et (c) est d'environ 66%. La topologie (a) présente une large bande de transmission et une bonne rejection que celle de la structure (c), comme illustrée sur la figure II. 11. Un maximum de transmission d'environ 60% est obtenu pour la topologie (b) dans la bande transmise. La réflexion correspondante au pic de la transmission ne dépasse pas 7% comme on l'observe sur la figure II. 12 pour les trois topologies de conception. Les propriétés de transmission sont améliorées avec cette configuration. Si nous comparons notre structure avec quelques travaux de la littérature comme [116], lorsqu'un guide à base des cristaux photoniques est couplé avec une microcavité, les résultats ont montré l'extraction de la longueur d'onde $1,55 \mu\text{m}$ avec seulement une bande de l'ordre $[1,54 -1,56] \mu\text{m}$. En outre, le filtre photonique add-drop référencé dans [117-118] a montré une bande maximale obtenue de $[1,537-1,59] \mu\text{m}$. La figure II. 13 montre les résultats de simulation des cartes du champ magnétique Hz effectués sur les filtres après 30000 itérations, obtenus par la méthode FDTD-2D.

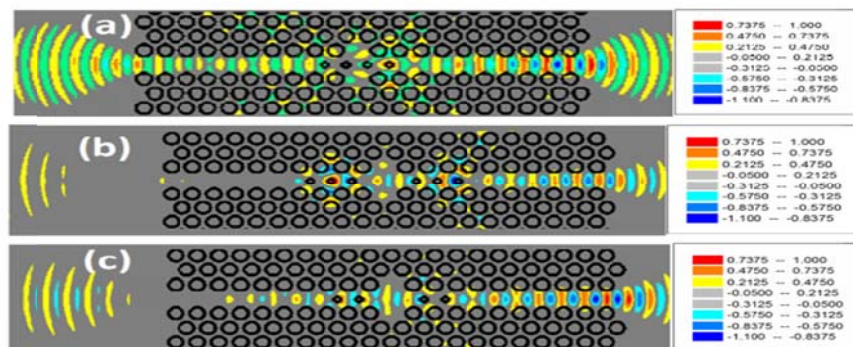


Figure II. 13: La distribution du champ magnétique Hz du filtre excité en mode TE, après 30000 itérations : (a) quatre cavités couplées sont utilisées en employant quatre trous d'air, (b) six cavités couplées sont utilisées en employant six trous d'air, (c) trois cavités couplées sont utilisées en employant quatre trous.

La figure II. 13 montre clairement le retour de la puissance rejetée à l'entrée du guide et le phénomène de résonance dans les cavités formées. Bien que la plupart de la lumière qui atteint le bord de la cellule de calcul est absorbée par les limites, une certaine quantité de lumière est réfléchiée en arrière à l'extrémité du guide d'onde.

II. 5. Conclusion :

Dans ce chapitre, nous avons proposé une technique originale de couplage pour coupler la lumière de manière efficace entre un guide diélectrique et un guide à cristal photonique. Cette technique est basée sur l'introduction de quelques défauts dans le taper à cristal photonique. Le nombre optimal de défauts, ainsi que leurs paramètres (position et rayon) doivent être judicieusement choisis, ils dépendent de la longueur du taper. Un taper long nécessite la présence de plusieurs défauts.

Nous nous sommes également intéressés au couplage entre guide à cristal photonique et guide à cavités couplées. Dans ce cas, le couplage est assuré par un taper comportant une variation progressive du rayon des trous séparant les cavités du guide à cavités couplées.

CHAPITRE III :

Filtres en anneau : Résultats et Discussions

III. 1. Introduction :

D'après les deux chapitres précédents, les cristaux photoniques sont des structures périodiques de matériaux diélectriques et du fait de cette périodicité, ces cristaux sont donc de formidables outils capables de stocker, filtrer ou encore guider la lumière. Les guides à CPs sont réalisés en créant des défauts au sein de cristal lors de sa fabrication. Ces défauts sont définis par le retrait, l'ajout ou la modification de motifs dans une ou plusieurs rangées parallèles du cristal. Au sein de ses défauts, des modes ayant une fréquence appartenant à la bande interdite photonique peuvent exister. Notre chapitre s'est focalisé sur des briques de base pour l'optique intégrée, il s'agit des guides d'ondes mono-rangées W_1^k A en structure déconnectée à maille carrée. Mais avant d'aller aux structures avec défaut, nous entamons en premier lieu les structures bidimensionnelles sans défaut.

Nous essayons de présenter les résultats des filtres en anneau sélectif en se basant sur le simulateur Comsol Multi physics.

III. 2. Etude des structures bidimensionnelles sans défaut :

D'après le premier chapitre, nous allons étudier le cas des cristaux photoniques bidimensionnels planaires qui possèdent tous leurs motifs, à réseau de tiges diélectriques en GaAs plongées dans l'air. Dans ce chapitre on va analyser la structure carrée puis nous allons calculer la transmission et la réflexion du champ électromagnétique qui sera faite par logiciel Comsol.

III. 2. 1. Structure carrée sans défaut :

Dans cette partie on étudie le cas d'un cristal photonique 2D constitué de tiges diélectrique en GaAs plongées dans l'air dans une structure de réseau carré défini par les paramètres suivants : paramètre de maille $a=0.6\mu\text{m}$, rayon normalisé $k= r/a=0.185$. Rappelons que cette structure a été excitée à l'entrée par une polarisation TE. La structure à simuler est représentée sur la figure III. 1.

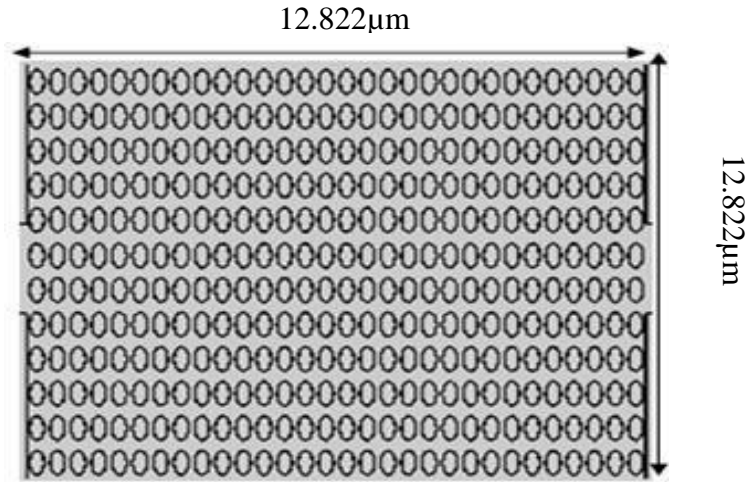


Figure III. 1 : Structure carrée sans défaut. $a=0.6\mu\text{m}$, $k=r/a=0.185$.

La figure suivante illustre le spectre en termes de transmission en fonction des longueurs d'ondes. Nos calculs ont été effectués sous Comsol Multiphysics.

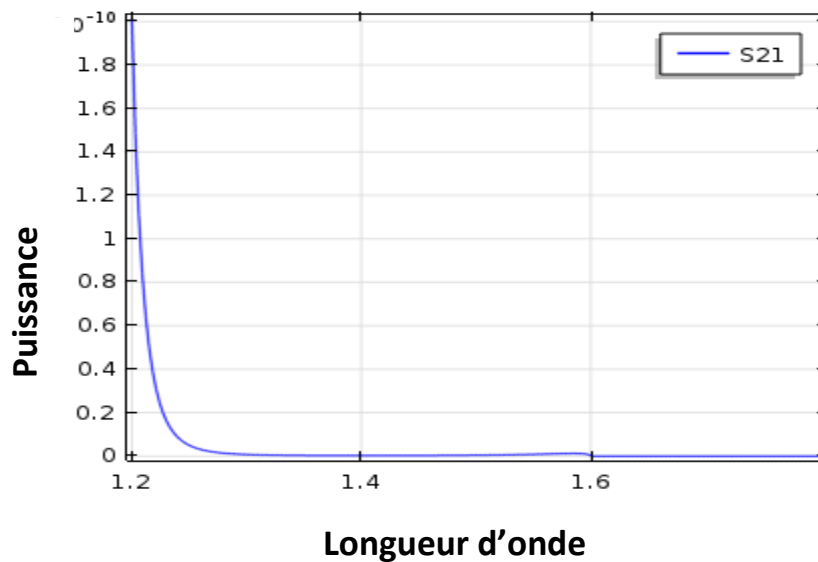


Figure III. 2 : La réponse spectrale en transmission.

À partir de la figure III. 2, on voit très bien que la transmission de la structure est presque nulle sur la gamme en longueur d'onde s'étalant de $[1,2-1,8] \mu\text{m}$.

Sur la figure III. 3, on schématise la répartition de champ électrique E_z dans la structure CP carrée. Nous observons clairement l'absence de propagation et des modes guidés au sein du cristal; ce qui est en cohérence avec la courbe III. 2.

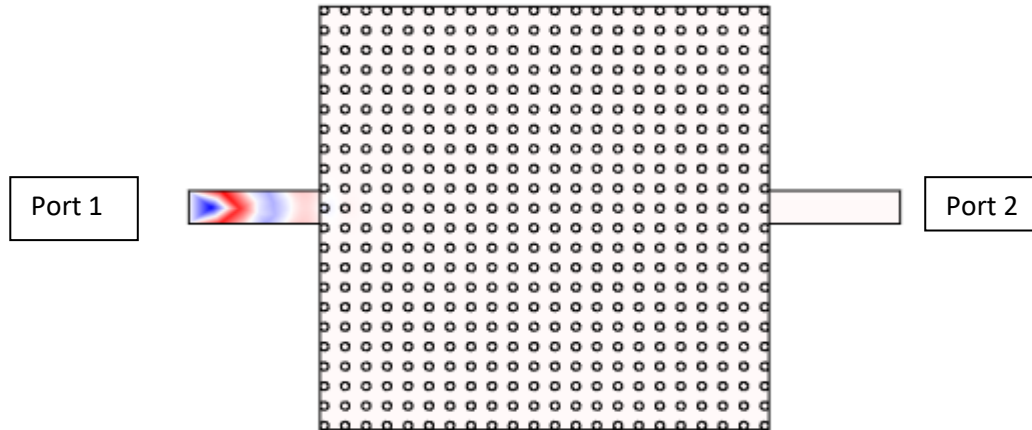


Figure III. 3. Répartition du champ électrique E_z du guide mono-rangée $W_1^k A$ excité en mode TE.

III. 3. Etude des structures bidimensionnelles avec défaut :

Dans un cristal photonique bidimensionnel, la création de défauts causés par la rupture de la périodicité diélectrique. Cette rupture va engendrer l'ouverture d'une bande de fréquence autorisée à l'intérieur de la bande interdite photonique. La largeur et la position de cette bande autorisée sont générées par les caractéristiques du défaut .

III. 3. 1. Conception du guide mono-rangée $W_1^k A$:

Si on supprime une rangée de trous d'air dans un CP dans la direction Γ -K de la première zone de Brillouin, un phénomène de guidage le long de ce défaut linéaire se produit, on obtient ainsi un guide droit mono-rangée $W_1^k A$.

Ce type de guide sera utilisé ultérieurement pour réaliser d'autres systèmes cascades, filtres sélectifs, les doubles virages et les démultiplexeurs.

La figure III. 4, schématise un guide $W_1^k A$ créé dans un réseau dimensionnel de tiges diélectriques en GaAs plongées dans l'air[35].

III. 3. 1. 1. Guide $W_1^k A$ en structure carrée :

La structure CP-2D du guide $W_1^k A$ mono-rangée et représentée sur la figure ci-dessous :

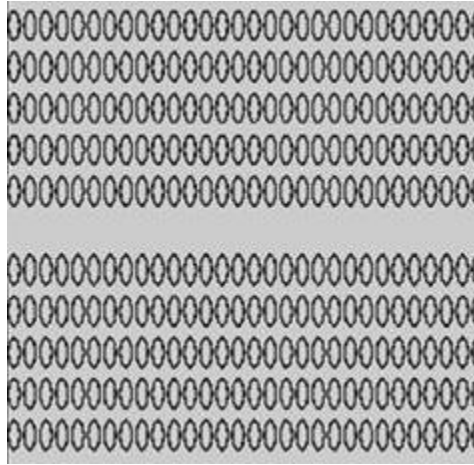


Figure III. 4. Structure CP-2D du guide W_1^k A mono-rangée.

La réponse spectrale en transmission du guide W_1^k A est présenté sur la figure III. 5

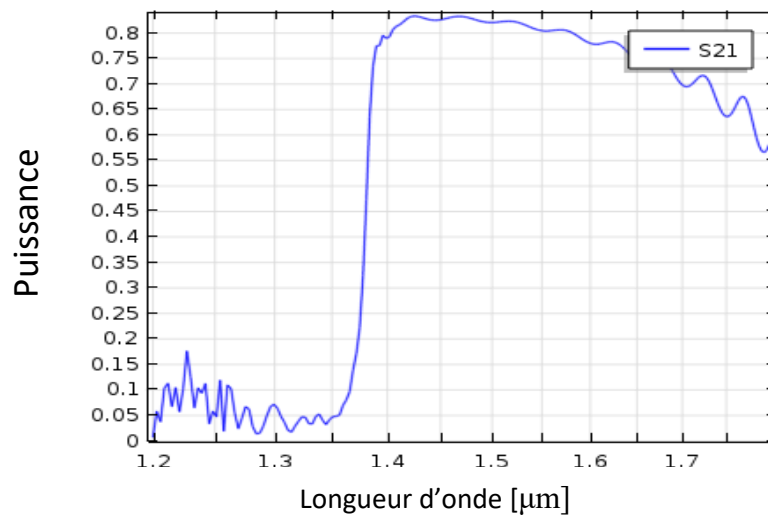


Figure III. 5 : La réponse spectrale en transmission d'un guide W_1^k A mono-rangée.

D'après la figure III. 5, on voit clairement que la transmission qui s'étend sur la gamme $[1.2 - 1.8]\mu\text{m}$ atteint un niveau de l'ordre de 85% à la longueur d'onde $1.42\mu\text{m}$. Ce maximum est certainement explicable par la présence du mode guidé sans pertes qui existe à cette longueur d'onde. Alors que la faible dégradation de la valeur de la transmission est probablement due aux faibles pertes.

Les répartitions spatiales temporelles du champ électrique E_z sont représentées sur la figure III. 6 de guide mono-rangée W_1^k A en structure carrée.

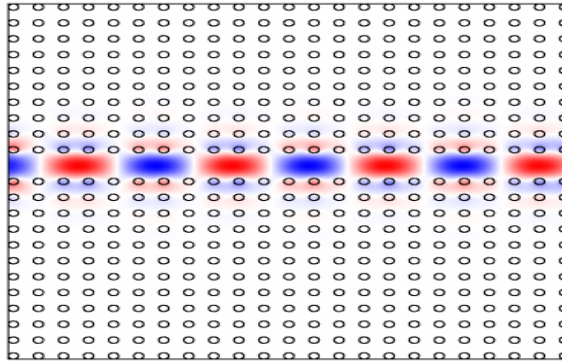


Figure III. 6 : Répartition du champ électrique E_z du guide mono-rangée W_1^k A excité en mode TE.

D'après la figure III. 6 on voit clairement l'apparition de phénomène de guidage de la lumière à travers le défaut.

III. 3. 1. 2. Simulation des filtres en anneau :

III. 3. 1. 2. 1. Simulation un seul anneau :

Sur la figure ci-après, nous exposons la structure du filtre en anneau composé de trois ports.

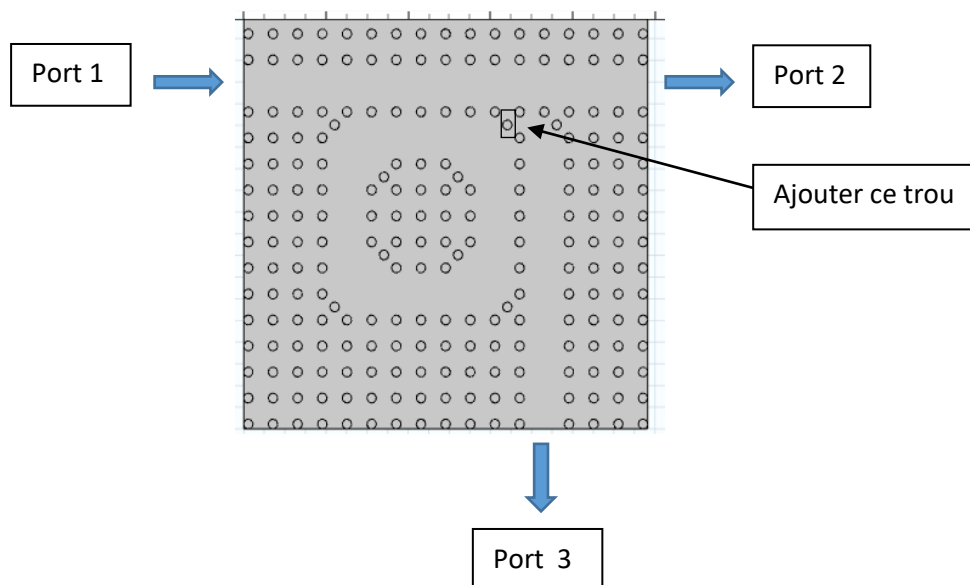


Figure III. 7. Structure carrée à un seul anneau.

La réponse spectrale en transmission de la structure carrée à un seul anneau est présentée sur la figure III. 8.

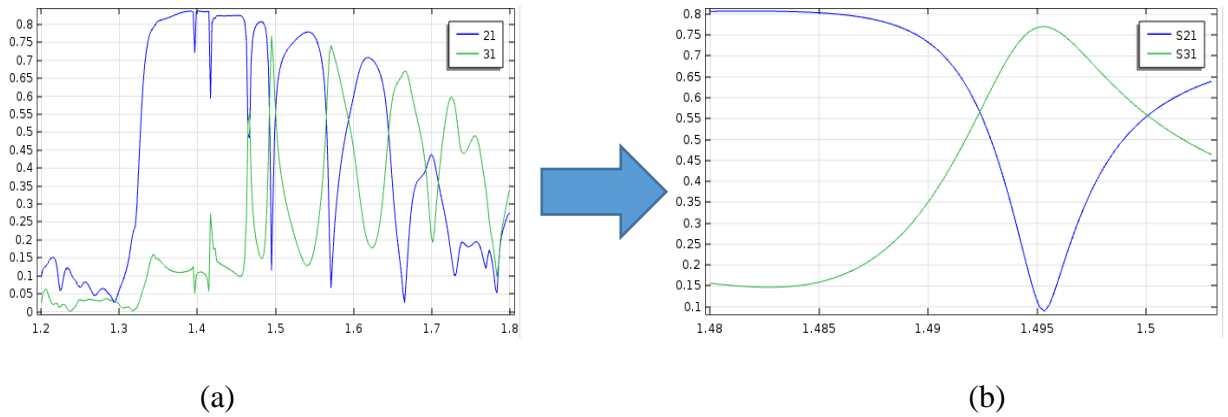


Figure III. 8. (a) Représentation de la réponse spectrale en transmission dans la bande [1.2-1.8]μm ;
 (b) Représentation de la réponse spectrale en transmission dans la bande [1.48-1.5]μm .

Après redimensionnement on obtient les résultats ci-dessous (Figure III.9), à fin d’adapter le filtre à la longueur d’onde 1.55 μm:

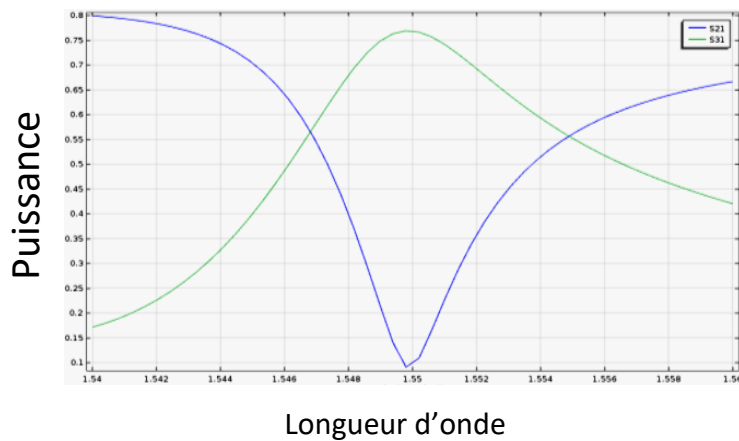


Figure III. 9. La réponse spectrale apres redimensionnement.

Sur la figure III. 10, on schématise la répartition de champs électrique E_z dans la structure carrée à un seul anneau.

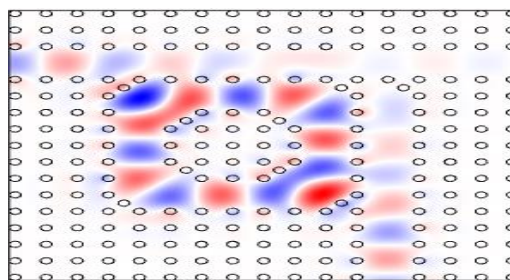


Figure III. 10. Répartition du champ électrique E_z .

Il est visible qu’il ya un filtrage sélectif autour de la longueur d’onde 1.55 μm ou l’onde passe par l’anneau, ensuite elle sort par le port 3.

Afin d'optimiser la structure présentée sur la figure III. 10, des trous additionnels sont gravés au niveau du gain du guide de sortie.

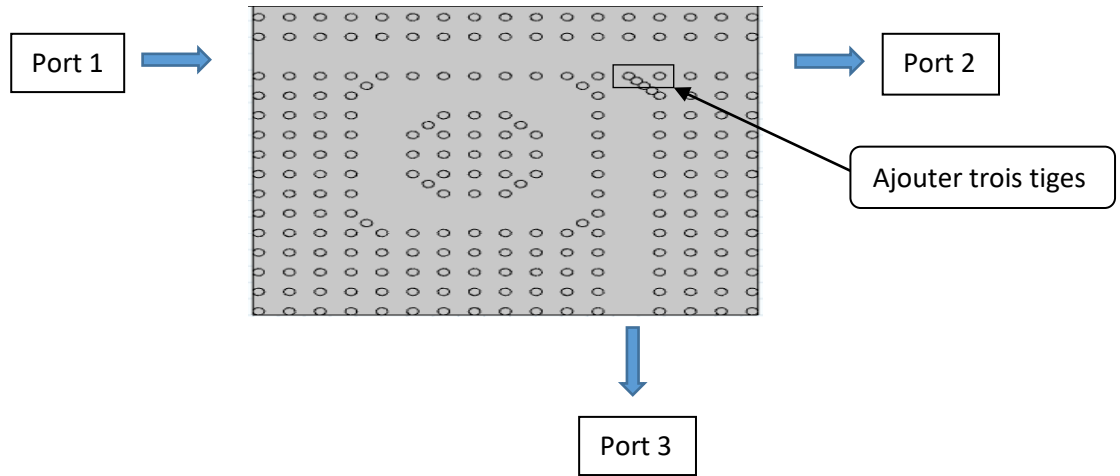


Figure III. 11. Structure carrée avec un seul anneau

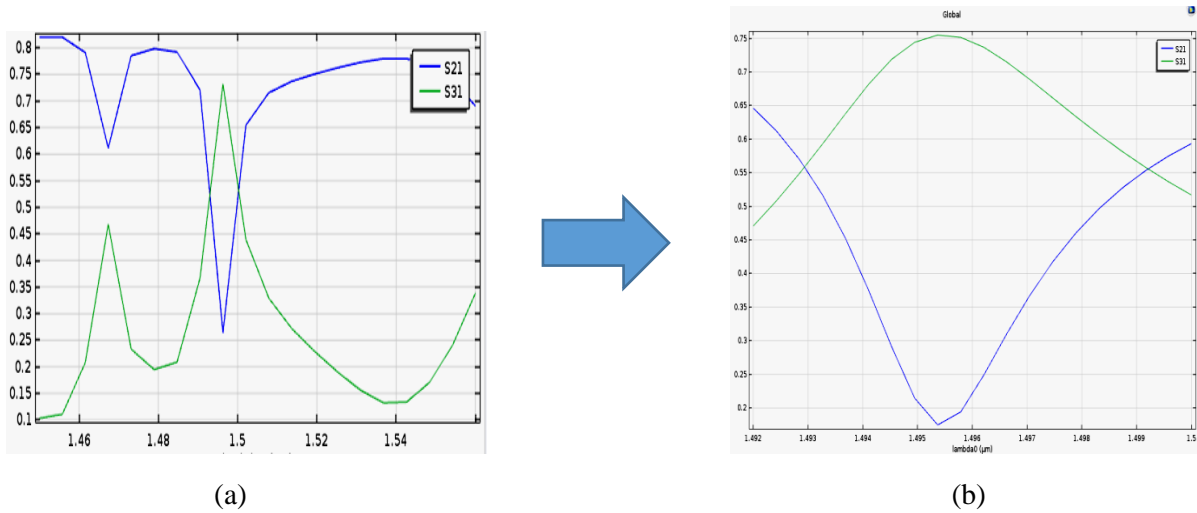


Figure III. 12. (a) Représentation de la réponse spectrale en transmission dans la bande [1.4-1.6] μm ; (b) Représentation de la réponse spectrale en transmission dans la bande [1.492-1.5] μm .

Après redimensionnements on obtient les résultats ci-dessous (Figure III. 13), a fin d'adapter le filtre à la longueur d'onde 1.55 μm :

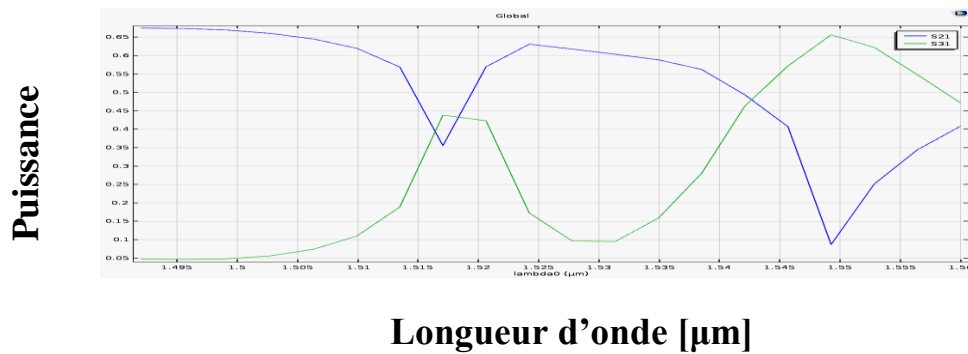


Figure III. 13. La réponse spectrale après redimensionnements.

Sur la figure III. 14, on schématise la répartition de champ électrique E_z dans la structure carrée à un seul anneau.

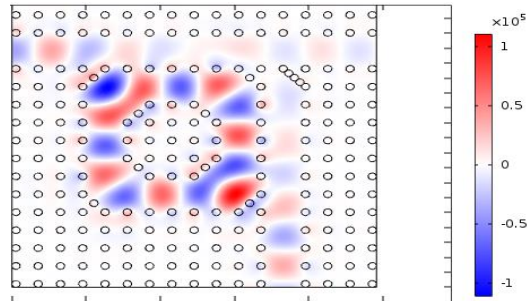


Figure III. 14. Répartition du champ électrique E_z .

Il est visible qu'il y a un filtrage sélectif autour de la longueur d'onde $1.55 \mu\text{m}$ ou l'onde passe par l'anneau, ensuite elle sort par le port 3.

Un autre anneau ou le cœur est une forme carrée. La puissance est injectée par le port 1.

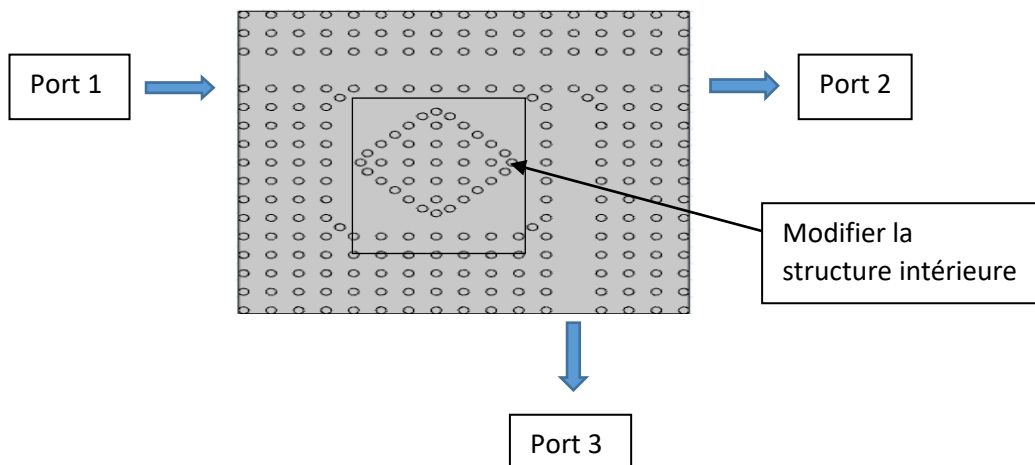


Figure III. 15. Structure carrée à un seul anneau.

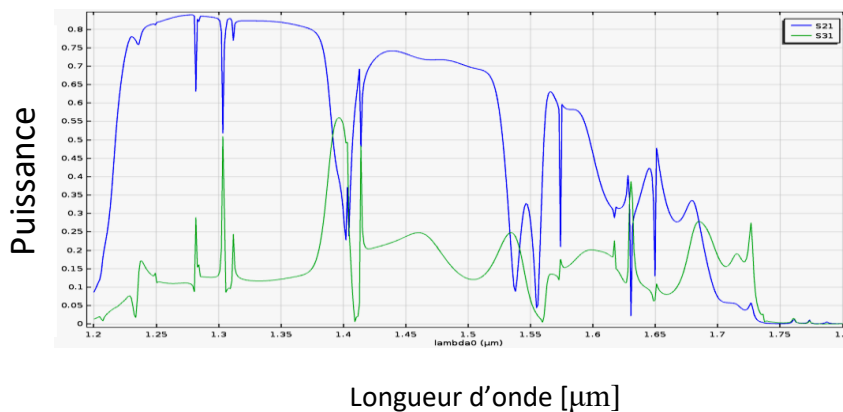


Figure III. 16. La réponse spectrale en transmission.

Sur la figure III. 17, on schématise la répartition de champ électrique E_z dans la structure carrée à un seul anneau.

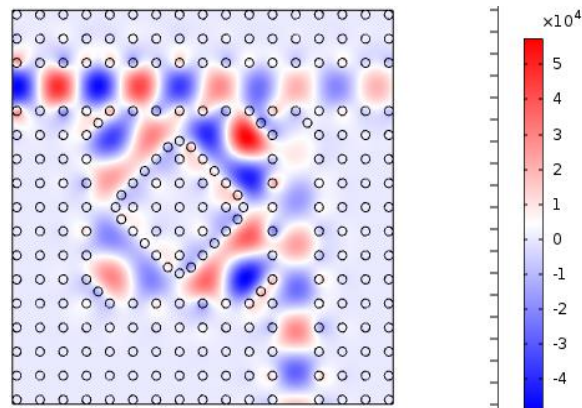


Figure III. 17. la répartition de champ électrique E_z .

Il est visible qu'il ya un filtrage sélectif autour de la longueur d'onde $1.55 \mu\text{m}$ ou l'onde passe par l'anneau, ensuite elle sort par le port 3.

III. 3. 1. 2. 2. Simulation de deux anneaux :

Dans le cadre de prospection des caractéristiques des anneaux, nous allons simuler la structure ci-après ou on a une structure à deux anneaux et trois ports.

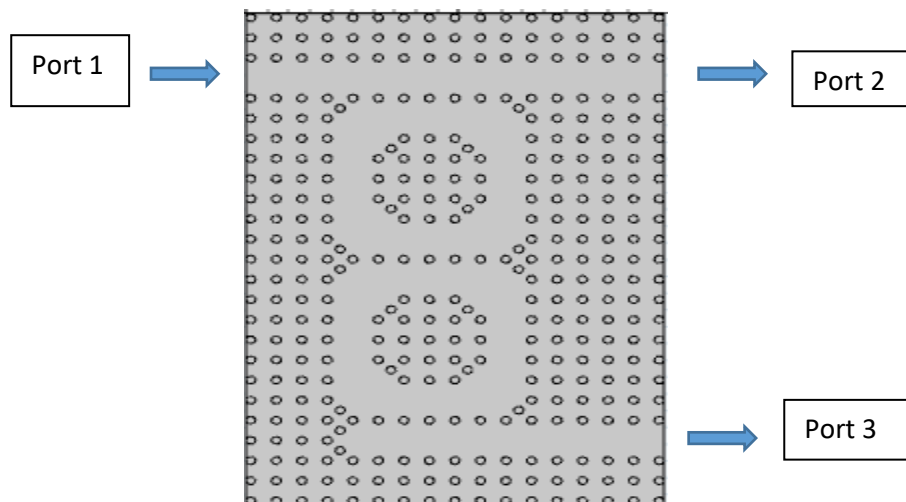


Figure III. 18. Structure carrée à deux anneaux et trois ports.

La réponse spectrale en transmission du la Structure carrée à deux anneaux et trois ports est présentée sur la figure III. 19.

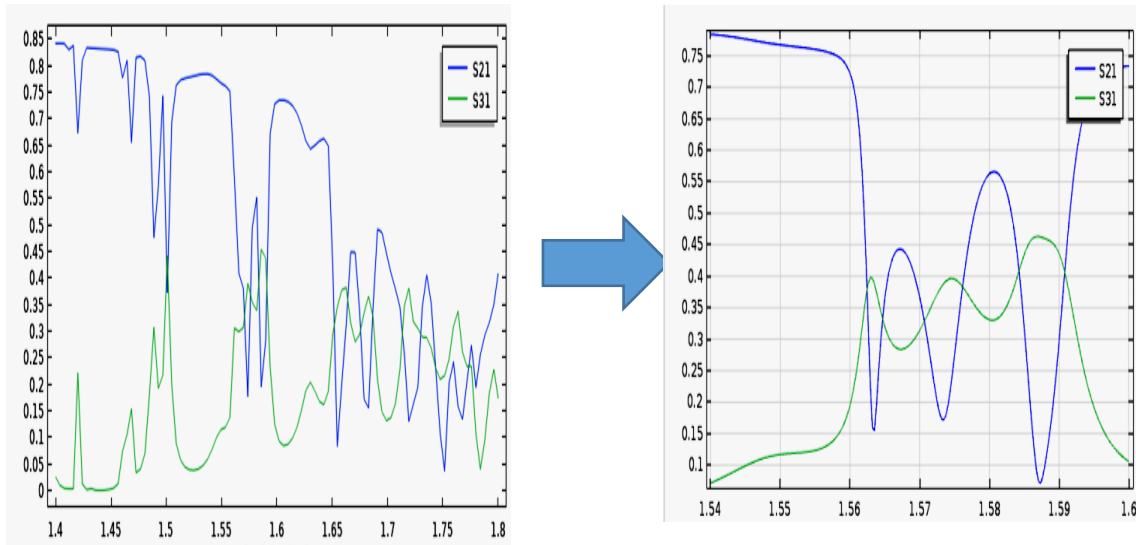


Figure III. 19. La réponse spectrale en transmission.

Sur la figure III. 20, on schématise la répartition de champ électrique E_z dans la structure carrée à deux anneaux et trois ports.

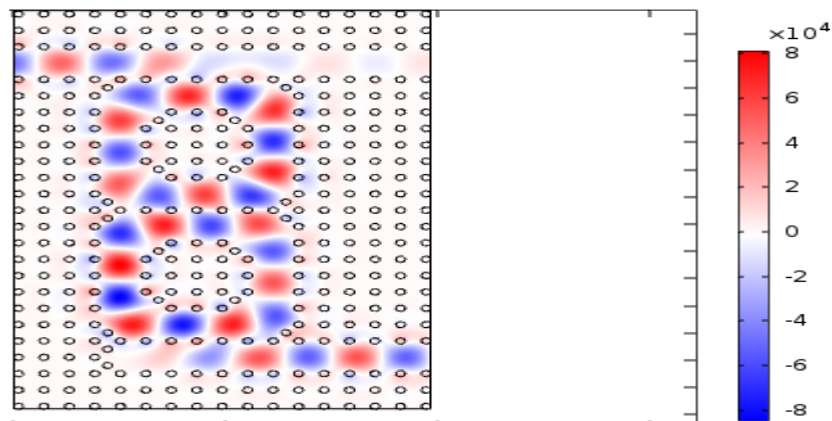


Figure III. 20. la répartition de champ électrique E_z .

Une autre topologie a été présentée, il s'agit de deux anneaux couplés à l'extrémité.

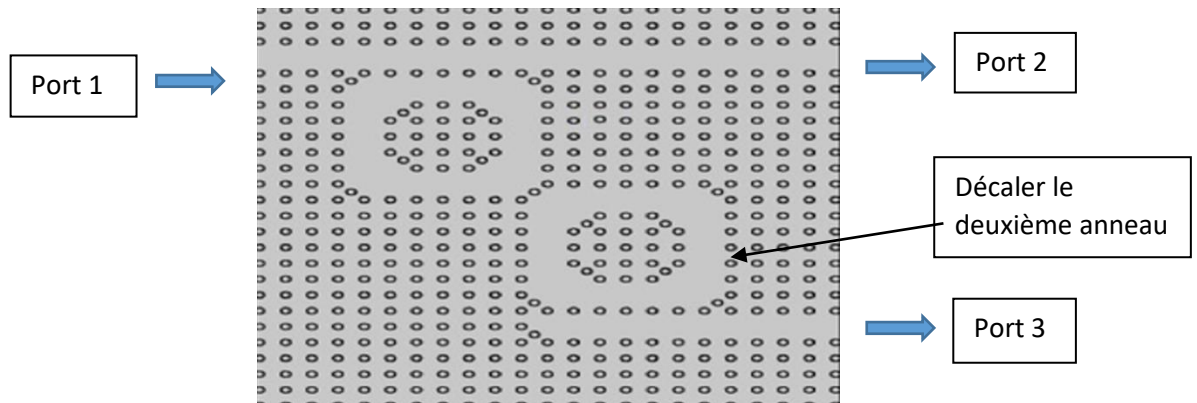


Figure III. 21. Structure carrée à deux anneaux et trois ports.

La réponse spectrale en transmission du la Structure carrée à deux anneaux et trois ports est présentée sur la figure III. 22.

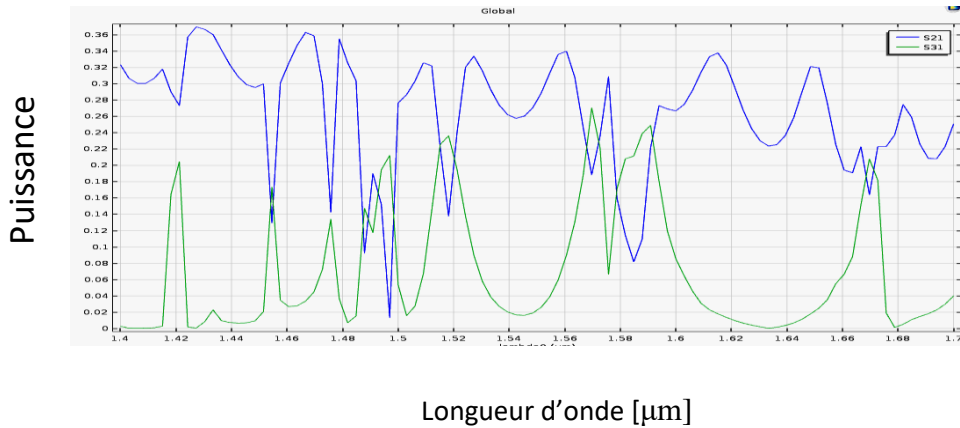


Figure III. 22. La réponse spectrale en transmission.

Il est évident des intervalles on a des pics maximales de champ qui résulte un couplage des anneaux, et par conséquence un filtrage sélectif.

Sur la figure III. 23, on schématise la répartition de champ électrique E_z dans la structure carrée à deux anneaux et trois ports.

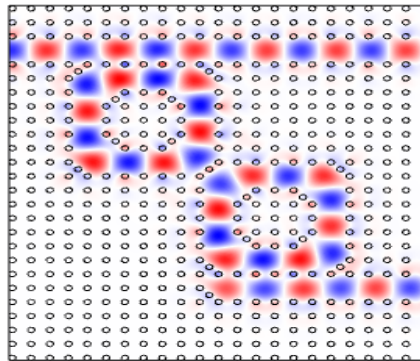


Figure III. 23. La répartition de champ électrique E_z .

III. 3. 1. 2. 3. Simulation de trois anneaux :

Une structure photonique a été simulée composée de trois anneaux.

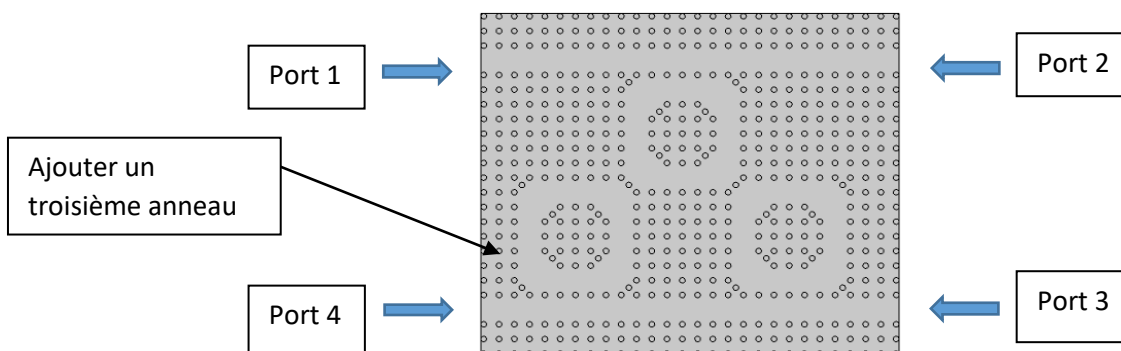


Figure III. 24. Structure carrée à trois anneaux et quatre ports.

La réponse spectrale en transmission de la Structure carrée à anneaux et trois ports est présentée sur la figure III. 25.

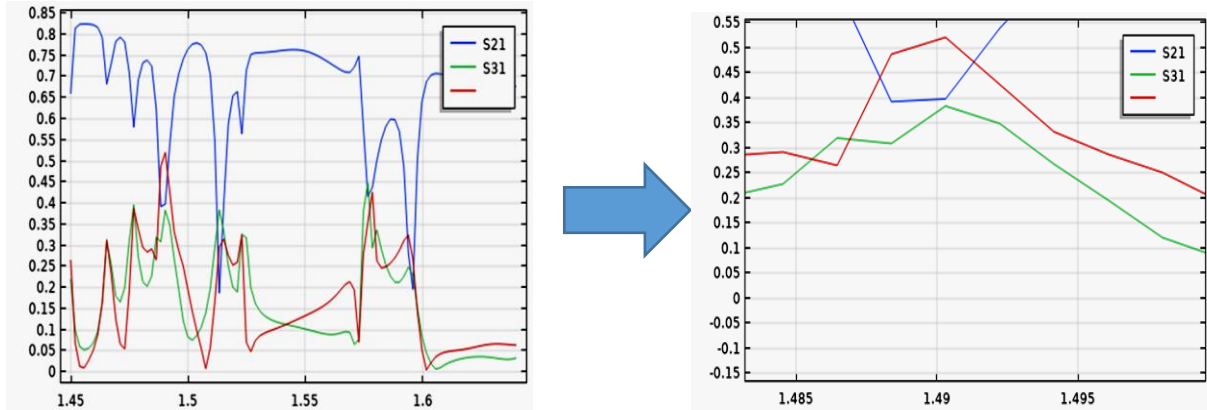


Figure III. 25. La réponse spectrale en transmission.

Sur la figure III. 26, on schématise la répartition de champ électrique E_z dans la structure carrée à trois anneaux et quatre ports.

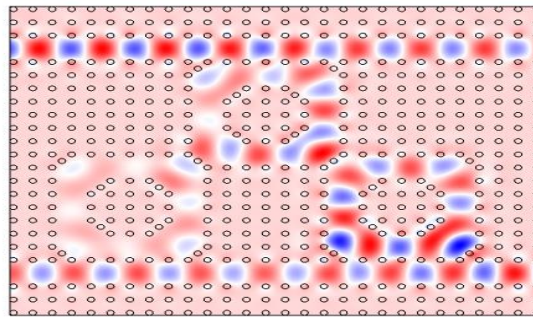


Figure III. 26. la répartition de champ électrique E_z .

III. 3. 1. 2. 4. Simulation de quatre anneaux :

Sur la figure ci-après à quatre anneaux avec un seul port de sortie.

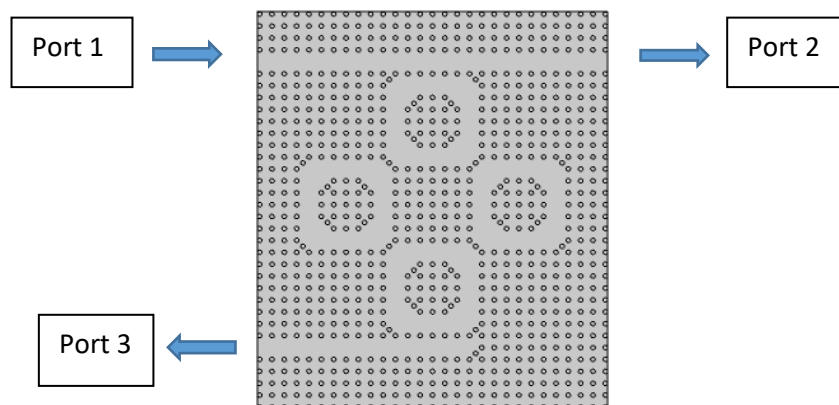


Figure III. 27. Structure carrée à quatre anneaux et trois ports.

La réponse spectrale en transmission du la Structure carrée à quatre anneaux et trois ports est présentée sur la figure III. 28.

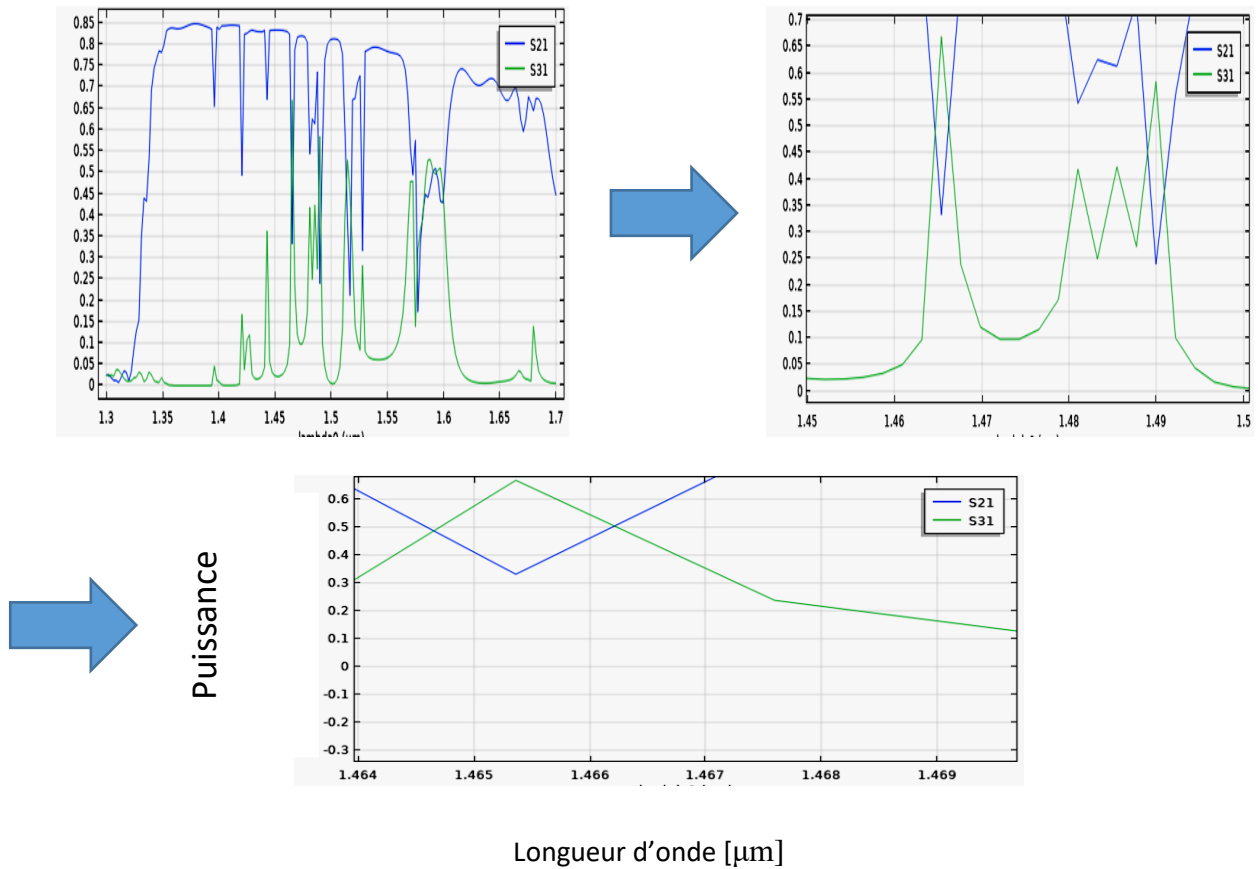


Figure III. 28. La réponse spectrale en transmission.

D’après les figures, nous remarquons la figuration de deux zones de filtrages sélectifs qui atteint un niveau de puissance supérieur à 50%.

Sur la figure III. 29, on schématise la répartition de champ électrique E_z dans la structure carrée à quatre anneaux et trois ports.

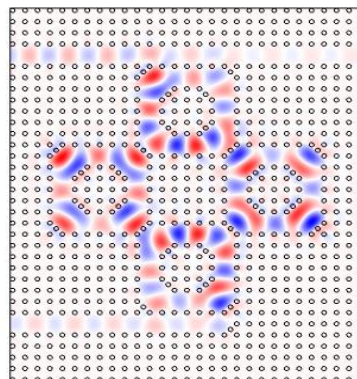


Figure III. 29. la répartition de champ électrique E_z .

Une autre topologie a été présentée, il s'agit de quatre anneaux et quatre ports.

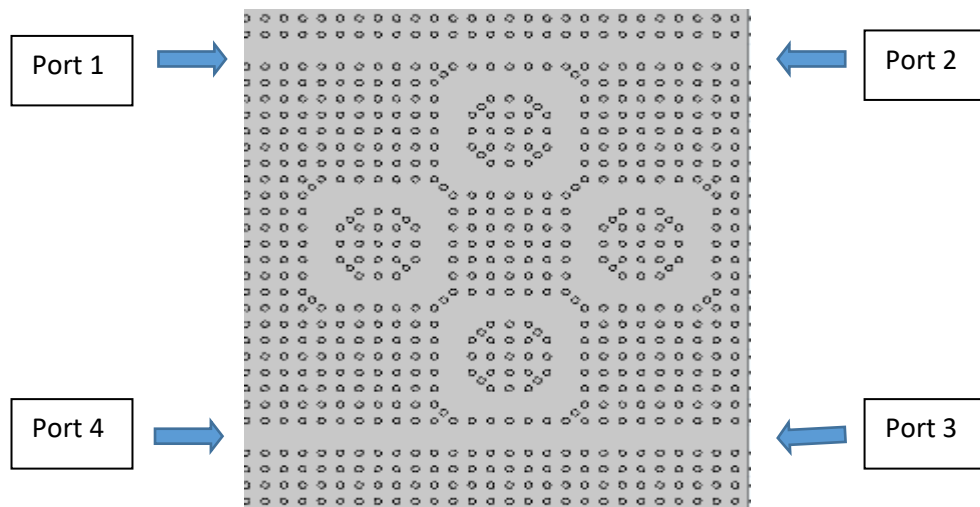


Figure III. 30. Structure carrée à quatre anneaux et quatre ports.

La réponse spectrale en transmission de la Structure carrée à quatre anneaux et quatre ports est présentée sur la figure III. 31

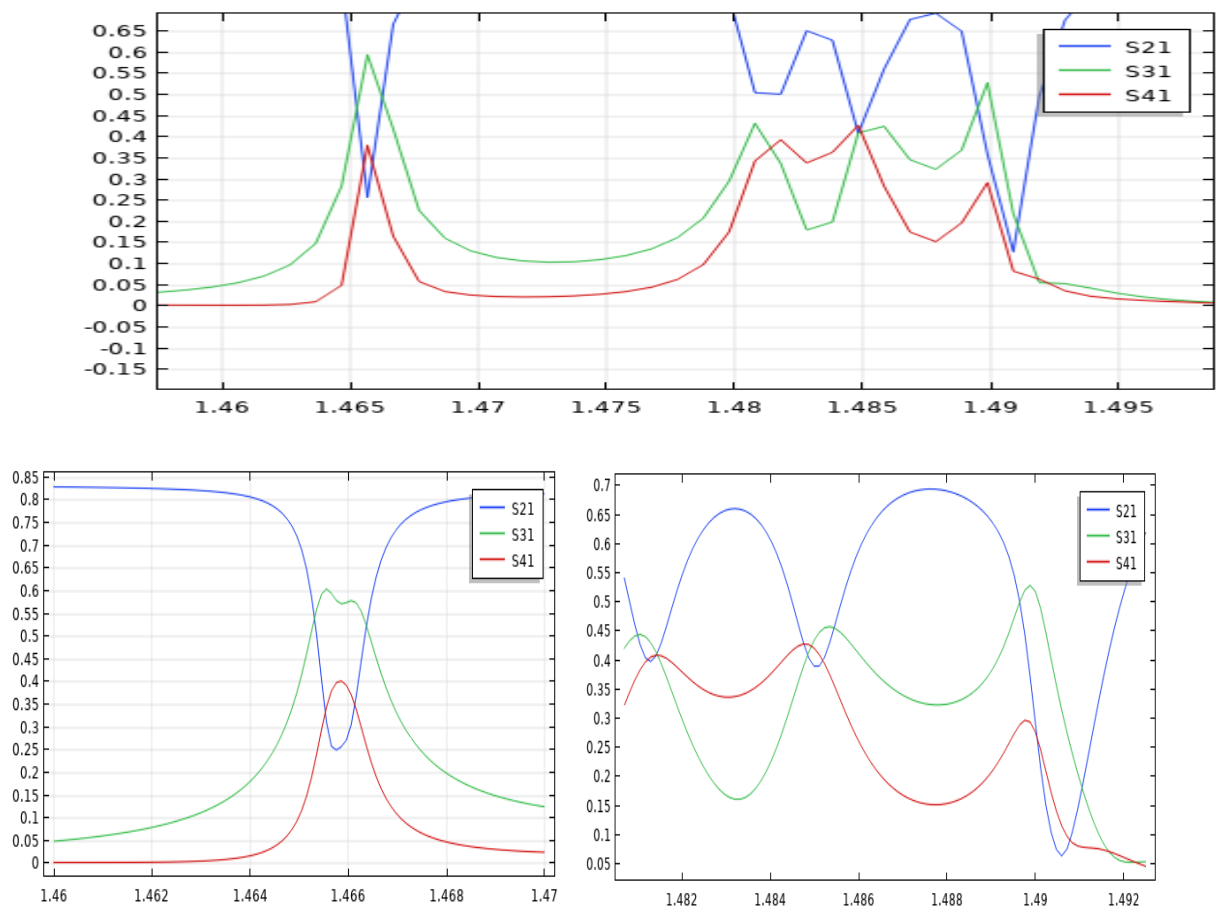


Figure III. 31. La réponse spectrale en transmission.

III. 4. Conclusion :

Selon les courbes obtenues de la réponse en termes de transmission, nous constatons en plus le filtrage aussi un démultiplexage. Ce résultat, ouvre la voie vers les applications de démultiplexage à bases de ces structures.

Conclusion Générale :

Les cristaux photoniques sont de nouveaux matériaux dont les propriétés optiques permettent de manipuler la lumière à l'échelle de la longueur d'onde. Ces cristaux sont des structures dont l'indice diélectrique varie fortement à l'échelle de la longueur d'onde sur une, deux ou trois directions de l'espace. Cela en fait des réflecteurs efficaces, multidirectionnels, et compacts dont l'utilisation permet d'envisager une réduction en taille des composants d'optique guidée.

Ces nouveaux matériaux pour l'optique peuvent par exemple interdire la propagation de la lumière dans certaines directions et pour des énergies comprises dans ce que l'on appelle une bande interdite photonique BIP (ou un gap photonique). Aussi ils permettent d'envisager la réalisation de dispositifs nanométriques pour la manipulation de la lumière. Des nouveaux comportements apparaissent, se différenciant nettement de ceux de l'optique traditionnelle. Afin de disposer d'une fréquence permise à l'intérieur de cette bande, il est nécessaire d'introduire des défauts dans la structure périodique. Ces défauts sont réalisés en modifiant localement la géométrie du cristal. Alors, des énergies permises peuvent apparaître dans le gap et les champs associés à ces modes sont localisés sur les défauts.

Habituellement, le guidage dans les cristaux photoniques s'effectue en créant des défauts linéaires dans la périodicité du réseau.

Cette recherche avait pour objectifs la conception, la caractérisation de composants à base des cristaux photoniques bidimensionnels pour concevoir par simulation des filtres sélectifs autour de $1.55 \mu\text{m}$.

Dans le premier chapitre, nous avons présenté quelques définitions et descriptions des cristaux photoniques, nous nous sommes intéressés à certains concepts sur les cristaux photoniques bidimensionnels, et nous avons étudié les notions de bandes interdites photoniques et le diagramme de bande. Finalement, nous avons cité quelques applications des cristaux photoniques bidimensionnels.

Dans le second chapitre, nous avons présentés le principe de filtrage dans les cristaux photoniques nous présentons les différentes stratégies de conception que nous avons exploités pour améliorer les performances des différents filtres résonnants.

Le dernier chapitre a été consacré à la simulation et la réalisation des structures à cristaux photonique bidimensionnels sans défauts et avec défaut, comme les guides d'ondes mono-rangée à mailles carrées. Les réponses spectrales en transmission et en réflexion ainsi que la répartition du champ électromagnétiques ont été présentées et discutées.

Nous avons également simuler de nombreux filtres en anneau à 1, 2 et à 4 anneaux, et ceci a fin d'observer les résultats de couplage entre ces anneaux. Ceci nous a permis de comprendre la circulation de champ à l'intérieur des anneaux et aussi sortir avec des applications futures de démultiplexage à base de ces anneaux.

En conclusion, au- delà des nombreux résultats présentés dans ce mémoire ont permis de mieux capturer de large gamme des possibilités offertes par l'exploitation des cristaux photoniques pour contrôler la lumière et par suite réaliser plusieurs fonctions selon les besoins de l'utilisateur.

Références Bibliographiques :

- [1] : E. Yablonovitch, “Inhibited spontaneous emission in solid-state physics and electronics”. Phys. Rev. Lett. 58, pp. 2059–2062, (1987).
- [2] : Joannopoulos, J. D., R. D. Meade, and J. N. Winn, “Photonic Crystals: Modeling the flow of light”, Princeton University Press, Princeton, 1995.
- [3] : R. Zengerle, « Light Propagation in Singly and Doubly Periodic Planar Waveguides », Journal of Modern Optic. 34(12) : pp. 1589-1617, 1987.
- [4] : E. Yablonovitch, T. J. Gmitter, and K.M. Leung. “Physical Review Letters 67(17), 2295–2298”.
- [5] : S. John, “Strong localization of photons in certain disordered dielectric super lattice”, Physical Review Letters. 58(23) : pp. 2486-2489, 1987.
- [6] : R. C. McPhedran, N. A. Nicorovici, D. R. McKenzie, L. C. Botten, A. R. Parker and G. W. Rouse, “The Sea Mouse and the Photonic Crystal”, Aust. J. Chem. 54, 241-24, (2001).
- [7] : J. V. Sanders; E. R. Segnit, "Structure of Opal", Nature 204 :1151.
- [8] : H. ROUSSEL, V. VIGNERAS, W. TABBARA, J. P. PARNEIX, « Etude théorique et expérimentale de structures à Bande Photonique Interdite bidimensionnelle », JNM 99, Arcachon, pp. 5-7 Mai 1999.
- [9] : G. TAYEB, D. MAYSTRE, « Rigorous theoretical study of finite size two dimensional photonic crystal doped by micro cavities », J. Opt. Soc. Am. A 14, pp. 3323- 3332, 1997.
- [10] : V. VIGNERAS, H. ROUSSEL, J. P. PARNEIX, W. TABBARA, « Modélisation et mesure de la réponse électromagnétique de structures BIP bidimensionnelles », JNM 2001, Poitiers, 2001.
- [11] : B. Lombardet, « étude et réalisation des cristaux photoniques pour l’optique intégrées », Thèse de doctorat, Ecole polytechnique fédérale de Lausanne, 2005.
- [12] : S. Shi, C. Chen et D.W. Prather, « Revised plane wave method for dispersive material and its application to band structure calculations of photonic crystals slabs », Appl. Phys. Lett, vol. 86, pp. 043104-43104, 2005.
- [13] : D. CASSAGNE, C. JOUANIN, D. BERTHO « Hexagonal photonic and gap structures » Physical Review B, Vol. 53, March 1996, pp. 7134-7141.
- [14] : Jérôme Muller. Réalisation et modélisation d’un microscope à sonde locale appliqué à l’étude du rayonnement thermique en champ proche. PhD thesis, Université Henri Poincaré - Nancy université, 2011.
- [15] : ABRI née BADAoui Hadjira, “Etude et Conception des Micro - composants à Base des Cristaux Photonique Bidimensionnels”, Thèse de Doctorat, Université de Tlemcen, Décembre 2012.
- [16] : Mémoire de Magister de Melle Boukerzaza Loubna. « Influence des paramètres physiques sur la bande interdite photonique d’un cristal photonique bidimensionnel à réseau hexagonal ».
- [17] : D. Labilloy, H. Benisty, C. Weisbuch, T.F. Krauss, R. M. De La Rue, V. Bardinal, D. Cassagne, and C. Jouanin Phys. Rev. Lett. 79, 4147 (1997).

- [18] : H. Badaoui, M. Feham, and M. Abri, "Double bends and y-shaped splitter design for integrated optics," Progress In Electromagnetics Research Letters, Vol. 28, 129-138, 2012.
- [19] : S. Noda, K. Tomoda, N. Yamamoto, A. Chutinan Science, 289, 604-606 (2000).
- [20] : H. Benisty, J.M.Lourtioz, A. Chelnokov, S. Combrie, et X.Checoury," Recent advances toward optical devices in semiconductor based photonic crystals," Proceedings Of The IEEE, vol. 94, N°5, p. 997–1023, 2006.
- [21] : Y. Akahane, T. Asano, B. S. Song, et S. Noda," High-Q photonic nanocavity in a two-dimensional photonic crystal," Nature, vol.425, N°6961, p. 944–947, 2003.
- [22] : H-Y. Ryu, H-G. Park, et Y-H. Lee, "Two-dimensional photonic crystal semiconductor lasers: Computational design, fabrication, and characterization," IEEE Sel. Top. Quantum Electron., vol. 8, p. 891-908, 2002.
- [23] : H-Y. Ryu, M. Notomi, et Y-H. Lee, "High-quality-factor and small-mode-volume hexapole modes in photonic-crystal-slab nanocavities," Appl. Phys. Lett, vol. 83 , N°21 p. 4294, 2003.
- [24] : S.Y. Lin, V.M. Hietala, L. Wang, E.D. Jones Opt. Lett., 21, 1771-1773 (1986).
- [25] : B. Gralak, S. Enoch, G. Tayeb J. Opt. Soc. Am. A, 17, 6, 1012-1020 (2000).
- [26] : H. Kosaka, T. Kawashima, A. Tomita, M. Notomi, T. Tamamura, T. Sato,S. Kawakami Journal of lightwave, vol. 17, pp. 2032 (1999).
- [27] : C. Manolotou, M.J. Khan, Shanhui Fan, Pierre R. Villeneuve, H.A. Hauss, Life fellow IEEE, J. D. Joannopolous , IEEE Journal of quantum electronics, vol. 35, pp.1322 (1999).
- [28] : Bouanati mohammed, Bellaredj nabil , « conception des filtres à base des cristaux photoniques bidimensionnels par l’analyse de la bip modelisation par la ftdt-2d », mémoire master, université tlemcen , Juin 2013.
- [29] : M. Qiu, M. Mulot, M. Swillo, S. Anand, B. Jaskorzynska, A. Karlsson, M. Kamp, and A.Forchel, "Photonic crystal optical filter based on contra-directional waveguide coupling," Appl. Phys. Lett., vol. 83, pp. 5121-5123, 2003
- [30] : S. Olivier, H. Benisty, C. Weisbuch, C. J. Smith, T. F. Krauss, and R. Houdré, "Coupled- mode theory and propagation losses in photonic crystal waveguides," Optics Express, vol. 11, pp. 1490-1496, 2003 .
- [31] : A. Dahmani , ‘Optimisation des filtres selectifs à base des cristaux photoniques unidimensionnelles par une approche hybride ’,Mémoire de master, Université de Tlemcen ,juin 2017.
- [32] : BENDJELLOUL Rahima, « Etude du couplage dans les guides d’onde à cristaux Photoniques », Mémoire de Magister, Université de MENTOURI Constantine, 11 Novembre 2009.
- [33] : Y. Desieres, « Conception et études optiques de composants micro photoniques sur matériaux III-V à base de structure à bande interdite de photon », Thèse de doctorat n°01-0081, L’institut national des sciences appliquées de Lyon, Décembre 2001.

[34] : Badev Alexandre , Nov. 2008, "Matériaux diélectriques à faibles Pertes utilisés comme résonateurs et filtres dans les circuits micro-ondes". Thèse de doctorat université de Toulouse (France).

[35] : Lallam Farah, “ Conception de Nouvelles Topologies des Démultiplexeurs Sélectifs à plusieurs canaux en longueurs d’ondes à base de Cristaux Photoniques Bidimensionnels CPs-2D ”, Thèse de Doctorat, Université de Tlemcen, Avril 2019.