

الجمهورية الجزائرية الديمقراطية الشعبية
REPUBLIQUE ALGERIENNE DEMOCRATIQUE ET POPULAIRE
وزارة التعليم العالي والبحث 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 : Système de télécommunications

Par :

DEDDOUCHE Mohammed-EL-Amine

BENAISSA Meriem.

Sujet

Résonateurs en cristaux photonique : filtrage et démultiplexage.

Soutenu, le 10 / 09 / 2020, devant le jury composé de :

| | | | |
|---------------------|--------------------------|--------------|---------------|
| Mme MOKHTARI Lila | Maitre-assistante (A) | Univ.Tlemcen | Présidente |
| Mme BADAoui Hadjira | Maitre de conférence (A) | Univ.Tlemcen | Encadrante |
| Mme LALLAM Farah | Maitre de conférence (B) | Univ.Tlemcen | Co-Encadrante |
| Mr ABRI Mhadji | Professeur | Univ.Tlemcen | Examinateur |

REMERCEMENTS

Ce travail a été effectué au Département de Télécommunication de la Faculté de Technologie de l'Université Abou-Bekr Belkaid-Tlemcen.

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

La réalisation de ce mémoire a été possible grâce au concours de plusieurs personnes à qui nous voudrions témoigner toute notre reconnaissance.

Ce projet n'aurait jamais pu voir le jour sans l'aide, l'encadrement et l'orientation de Madame **ABRI BADAOUI Hadjira**, Maitre de conférence classe A à l'université Abou Bekr Belkaid et Madame **LALLAM Farah**, Maitre de conférence classe B à l'université Abou Bekr Belkaid à qui nous tenons à adresser notre gratitude et notre respect.

Nous sommes très honorés par l'intérêt porté à ce travail par Madame **MOKHTARI Lila**, Maitre-assistante classe(A) à l'université Abou Bekr Belkaid, qui a accepté de présider le jury, et Monsieur **ABRI**

Mhadji, professeur à l'université Abou Bekr Belkaid, comme examinateur qui accepté de l'évaluer.

Nous exprimons également notre gratitude à tous les professeurs et enseignants qui ont collaboré à notre formation depuis notre premier cycle d'étude jusqu'à la fin de notre cycle universitaire. Sans oublier tous ceux qui ont contribué de près ou de loin à la réalisation du présent travail spécialement Monsieur **RAHMI Bachir** docteur en télécommunications.

Et enfin, que nos chers parents et familles, et bien avant tout, trouvent ici l'expression de nos remerciements les plus sincères et les plus profonds en reconnaissance de leurs sacrifices, aides, soutien et encouragement afin de nous assurer cette formation dans les meilleures conditions.

Dédicace

Toutes les lettres ne sauraient trouver les mots qu'il faut...

Tous les mots ne sauraient exprimer la gratitude, L'amour, le respect, la reconnaissance...

Aussi, c'est tout simplement que je dédie ce modeste travail et ma profonde gratitude à tous ceux qui ont contribué de près ou de loin durant mon cursus universitaire,

A mes très chers parents,

Mon père, en signe d'amour, de reconnaissance et de gratitude pour tous les soutiens et les sacrifices dont il a fait preuve à mon égard.

Ma mère, ma raison d'être, ma raison de vivre, la lanterne qui éclaire mon chemin et m'illumine de douceur et d'amour.

A mes chers frères : Mohammed Amine et Younes.

A mes chères sœurs : Téma et Manel.

Pour leur appui et leur encouragement, je vous souhaite que du bonheur et plus de réussite.

A toute ma famille,

A mon binôme,

Pour son aide et support durant les moments difficiles.

A tous mes ami(e)s,

A tous ceux que j'aime et ceux qui m'aiment, surtout mon ange Iyado.

-Meriem-

Dédicace

Tout d'abord je tiens à remercier DIEU le tout puissant de m'avoir donné la santé, la patience, la volonté et de m'avoir fourni sa bénédiction.

Je dédie ce modeste travail ;

A mon très cher père, qui a toujours répondu présent dans les moments les plus difficiles, son soutien, son encouragement m'ont donné la force de poursuivre mes études.

A ma très chère maman, qui m'a comblé de son soutien et m'a voué un amour inconditionnel.

Tu es pour moi un exemple de courage et de sacrifice continu.

A mes très chères sœurs : Meriem, Hadjer et Aridje,

A mon cher frère : Younes,

Aucun mot ne pourra décrire vos dévouements et vos sacrifices.

A mon binôme,

A tous mes ami(e)s,

En témoignage de l'amitié sincère qui nous a liées et des bons moments passés ensemble.

A tous les gens qui ont cru en moi et qui me donnent l'envi d'aller en avant, Je vous remercie tous.<<

-Mohammed-El-Amine-

Résumé

Les cristaux photoniques (CPs) sont des structures diélectriques dont l'indice de réfraction est modulé périodiquement à l'échelle de la longueur d'onde, influant sur la propagation des ondes électromagnétiques à l'intérieur de la structure. Du fait de cette périodicité, les (CPs) présentent une propriété optique unique : la bande interdite photonique (BIP) dans laquelle aucun mode électromagnétique ne peut se propager. C'est notamment cette propriété qui les rend intéressants pour de nombreuses applications dans le domaine des ondes électromagnétiques, l'optoélectronique et les télécommunications optiques ; allant de la détection de gaz aux filtres optiques, papiers photoniques, impression sans encre, et écrans plats réfléchissants.

Dans ce mémoire, nous proposons de nouvelles topologies de filtres et de démultiplexeurs spécifiques aux deux longueurs $\lambda = 1.31\mu\text{m}$ et $\lambda = 1.55\mu\text{m}$ d'ondes. Ces structures sont à base de CPs bidimensionnelles formés de bâtonnets fabriquées en arsenic de galium GaAs (semi conducteur) d'indice de réfraction n_{GaAs} plongés dans l'air selon un réseau carré. Les démultiplexeurs proposés se composent de résonateurs en anneaux (PCRR) ; où chacun est dédié à fonctionner autour d'une bande de longueurs d'ondes 1,31 et 1,55 μm simultanément.

La conception des ces composants optiques est basée sur l'utilisant de la méthode des éléments finis comme outil mathématique de simulation par le biais du logiciel adéquat appelé COMSOL Multiphysics.

Mots clés :

Cristaux photoniques 2D, Structure déconnectée, Maille carrée, Résonateurs en anneaux, W_1^{kA} , W_3^{kA} , Filtres sélectifs, Démultiplexeurs à quatre canaux, 1.31 μm , 1.55 μm .

Abstract

Photonic crystals (CPs) are dielectric structures whose index of refraction is periodically modulated on the wavelength scale, influencing the propagation of electromagnetic waves within the structure. Due to this periodicity, the (CPs) have a unique optical property: the photonic forbidden band (BIP) in which no electromagnetic mode can propagate. It is this property in particular that makes them interesting for many applications in the field of electromagnetic waves, optoelectronics and optical telecommunications; ranging from gas detection to optical filters, photonic papers, inkless printing, and reflective flat screens.

In this manuscript, we propose new topologies of filters and demultiplexers specific to the two wavelengths $\lambda = 1.31\mu\text{m}$ and $\lambda = 1.55\mu\text{m}$. These structures are based on two-dimensional CPs formed from rods made of gallium arsenic GaAs (semiconductor) of refractive index n_{GaAs} immersed in air in a square lattice. The proposed demultiplexers consist of ring resonators (PCRR); where each is dedicated to operate around a band of 1.31 and 1.55 μm wavelengths simultaneously.

The design of these optical components is based on using the finite element method as a mathematical simulation tool through the appropriate software called COMSOL Multiphysics.

Keywords:

2D photonic crystals, Disconnected structure, Square lattice, Ring resonators, $W_1^k A$, $W_3^k A$, Filters, Selective filters, Four-channel demultiplexers, 1.31 μm , 1.55 μm .

ملخص

البلورات الضوئية (CPS) عبارة عن هياكل عازلة يتم تعديل معامل انكسارها دورياً عبر طول الموجة ، مما يؤثر على انتشار الموجات الكهرومغناطيسية داخل الهيكل. بسبب هذا الدورية ، فإن (CPS) لها خاصية بصرية فريدة: النطاق الفوتوني الممنوع (BIP) حيث لا يمكن أن ينتشر أي وضع كهرومغناطيسي. هذه الخاصية على وجه الخصوص هي التي تجعلها مثيرة للاهتمام للعديد من التطبيقات في مجال الموجات الكهرومغناطيسية والإلكترونيات الضوئية والاتصالات الضوئية ؛ إنطلاقاً من الكشف عن الغاز إلى الفلاتر الضوئية والأوراق الضوئية والطباعة بدون حبر والشاشات المسطحة العاكسة.

في هذه المذكرة، نقترح طوبولوجيا جديدة من المرشحات ومزيلات تعدد الإرسال الخاصة بالطولين الموجيين $\lambda = 1.31$ ميكرومتر و $\lambda = 1.55$ ميكرومتر. تعتمد هذه الهياكل على CPS ثنائية الأبعاد المكونة من قضبان مصنوعة AsGa (أشباه الموصلات) لمعامل الانكسار n_{AsGa} مغمورة في الهواء في شبكة شعيرية مربعة. تتكون مزيلات تعدد الإرسال المقترحة من رنانات حلقية (PCRR) ؛ حيث تم تخصيص كل منها للعمل حول نطاق من 1.31 و 1.55 ميكرومتر من الأطوال الموجية على التوالي.

يعتمد تصميم هذه المكونات الضوئية على استخدام طريقة العناصر المحدودة كأداة محاكاة رياضية من خلال البرنامج المناسب المسمى COMSOL Multiphysics.

الكلمات الدالة:

، فلاتر ، مرشحات انتقائية ، W1kA ، W3k A بلورات فوتونية ثنائية الأبعاد ، هيكل غير متصل ، شبكة مربعة ، مرنانات حلقية ، مزيلات إرسال رباعية القنوات ، 1.31 ميكرومتر ، 1.55 ميكرومتر

Sommaire

| | |
|-----------------------------|-----|
| Liste des acronymes..... | ix |
| Listes des figures | xiv |
| Liste des tableaux | xix |
| Introduction Générale | 1 |

Chapitre I : Théorie des cristaux photoniques.

| | |
|---|----|
| I.1. Introduction..... | 3 |
| I.2. Définition des cristaux photoniques | 3 |
| I.3. Cristaux photoniques naturelles | 4 |
| I.3.1. Les familles des charançons..... | 4 |
| I.3.2. Les papillons..... | 5 |
| I.3.3. Les oiseaux | 5 |
| I.3.4. Les poissons..... | 6 |
| I.3.5. Les Bégonias | 6 |
| I.3.6. L'opale | 7 |
| I.4. Cristaux photoniques artificielles | 8 |
| I.4.1. Les cristaux photoniques unidimensionnels 1D | 8 |
| I.4.2. Les cristaux photoniques bidimensionnels 2D | 8 |
| I.4.2.1. Propriétés physique et géométriques | 9 |
| I.4.2.2. Mailles élémentaires | 11 |
| I.4.2.3. Zone de Brillouin | 11 |
| I.4.3. Les cristaux photoniques tridimensionnels 3D | 12 |
| I.5. Configuration des CPs-2D | 13 |
| I.6. Principes des cristaux photoniques | 14 |
| I.6.1. Bande interdite photonique (BIP)..... | 14 |
| I.6.2. Diagrammes de bande | 15 |
| I.6.3. Carte de bande..... | 16 |

| | |
|---|-----------|
| I.6.4. Les équations de maxwell | 16 |
| I.6.4.1. Dans le vide | 16 |
| I.6.4.2. Dans un milieu matériel | 17 |
| I.7. Les défauts | 18 |
| I.7.1. Les défauts ponctuels | 18 |
| I.7.1.1. Les défauts additifs | 18 |
| I.7.1.2. Les défauts lacunaires | 18 |
| I.7.1.3. Les défauts de substitution | 19 |
| I.7.2. Les défauts étendus (linéaires) | 19 |
| I.7.3. Les défauts couplés | 19 |
| I.8. Les méthodes d'analyse et de synthèse des CPs | 20 |
| I.8.1. Les méthodes FDTD (Finite-Difference-Time-Domain) | 20 |
| I.8.2. La méthode de propagation du faisceau (BPM) | 20 |
| I.8.3. Les méthodes à ondes planes | 21 |
| I.8.4. La méthode multipolaire | 21 |
| I.8.5. La méthode des réseaux de diffraction | 22 |
| I.8.6. La méthode de matrice de transfert | 22 |
| I.8.7. La méthode des liaisons fortes | 22 |
| I.8.8. La méthode de développement sur des modes propres | 23 |
| I.8.9. La méthode des éléments finis | 23 |
| I.9. Domaine d'application | 23 |
| I.9.1. Guide d'onde à base des CPs | 24 |
| I.9.2. Filtres à base des CPs | 25 |
| I.9.3. Diviseurs à base des CPs | 26 |
| I.9.4. Coupleur directionnel | 27 |
| I.9.5. Démultiplexeurs | 27 |
| I.10. Conclusion | 29 |
| Références du chapitre I | 30 |

Chapitre II : Filtrage et Démultiplexage dans les Cristaux photoniques

| | |
|--|-----------|
| II.1. Introduction | 35 |
| II.2. Résonateur en anneau..... | 35 |
| II.3. Filtrage en CPs à partir des PCRRs | 37 |
| II.3.1. Principe de couplage entre guide à cristal photoniques et guide à cavité couplé. | 37 |
| II.3.1.1. Guides à CPs | 37 |
| II.3.1.2. Cavités à CPs | 38 |
| II.3.1.3. Guide à cavité couplées | 49 |
| II.4. Filtre Channel drop à base de PCRR | 40 |
| II.5. Démultiplexage en CP à partir de PCRR..... | 42 |
| II.5.1. Multiplexage par répartition en longueur d'onde..... | 42 |
| II.5.2. Quelques définitions | 43 |
| II.5.3. Généralités sur le démultiplexeur..... | 44 |
| II.6. CWDM ou DWDM ?..... | 44 |
| II.7. Applications | 46 |
| II.7.1. Filtre Channel drop en forme F à base résonateur en double anneaux en CPs... | 46 |
| II.7.2. Démultiplexeur à division de longueur d'onde basé sur résonateur en anneau de forme hétéro octogonale | 52 |
| II.7.2.1. Modélisation numérique | 52 |
| II.7.2.2. Résultat de simulation | 55 |
| II.8. Conclusion | 65 |
| Références du chapitre II..... | 66 |

Chapitre III : Présentation des résultats de simulation et interprétation

| | |
|---|----------------|
| III.1. Introduction..... | 71 |
| III.2. Filtrage et démultiplexage à base de PCRRs autour de 1.31µm..... | 72 |
| III.2.1. La Bande interdite photonique | 72 |
| III.2.2. Etude d'une structure bidimensionnelle carrée sans défaut | 73 |
| III.2.3. Etude d'une structure bidimensionnelle carré avec défaut | 74 |
| III.2.3.1. Conception du guide mono-rangée W_1^{KA} | 74 |
| III.2.3.2. Conception du guide à trois rangées W_3^{KA} | 75 |
| III.3. Conception d'un filtre Channel drop à base de CPs avec un seul résonateur(PCRR) : système à trois ports autour de 1.31µm..... | 78 |
| III.4. Conception d'un démultiplexeur 1.31µm | 80 |
| III.5. Filtrage et démultiplexage à base de PCRRs autour de 1.55µm..... | 85 |
| III.5.1. La Bande interdite photonique..... | 85 |
| III.5.2. Etude d'une structure bidimensionnelle carrée sans défaut..... | 86 |
| III.5.3. Etude d'une structure bidimensionnelle carré avec défaut | 87 |
| III.5.3.1. Conception du guide mono-rangée W_1^{KA} | 87 |
| III.5.3.2. Conception du guide à trois rangées W_3^{KA} | 89 |
| III.6. Conception d'un filtre sélectif autour de la longueur d'onde 1.55µm..... | 90 |
| III.7. Conception d'un démultiplexeur 1.55µm | 93 |
| III.8. Conclusion..... | 99 |
| Conclusion générale..... | 100 |

Liste des acronymes :

λ : Longueur d'onde.

a : Période du cristal photonique.

r : Rayon des tiges.

f : Facteur de remplissage.

n : Indice de réfraction.

K : Vecteur d'onde.

Φ : l'angle d'incidence.

ϵ : Permittivité diélectrique.

c : vitesse de la lumière dans le vide.

μ : Perméabilité magnétique

CP : cristal photonique.

$1D$: Unidimensionnel.

$2D$: Bidimensionnel.

$3D$: Tridimensionnel.

PBG : Photonique Band Gap.

BIP : Bande Interdite Photonique.

Δn : Contraste d'indice.

Q : Facteur de qualité.

MEB : Microscope Electronique à Balayage.

CCW : Wave coupled cavity(Guide à cavité couplées, Fr).

$W1kA$: Guides d'ondes mono-rangées.

$W3kA$: Guides d'ondes à trois-rangées.

CDF : Channel Drop Filter, filter à extraction.

$PCRR$: Photonic Crystal Ring Resonator, résonateur en anneau à cristal photonique.

WDM : Wavelength Division Multiplexing, systèmes à multiplexage en longueur d'onde.

$DWDM$: Dense Wavelength Division Multiplexing, systèmes à multiplexage en longueur d'onde dense.

Liste des figures :

Chapitre 1 : Théorie des cristaux photoniques.

| | |
|--|----|
| Figure I.1 : Représentation schématique des cristaux photoniques : Unidimensionnels (1D), Bidimensionnels (2D) et Tridimensionnels (3D) | 3 |
| Figure I.2 : Exemples différents des familles des charançons et des cornes longues | 4 |
| Figure I.3 : Illustration d'un papillon au microscope électronique et coupe transversale d'aile zoomée au microscope électronique | 5 |
| Figure I.4 : (a) Plume de paon, (b) et (c) image prise au microscope électronique à balayage (MEB) de la coupe d'une barbule verte..... | 6 |
| Figure I.5 : Cellules irisées sous une bande bleue chez les poissons Néon Tétra..... | 6 |
| Figure I.6 : (A) Photographie d'une feuille de <i>Bégonias grandis</i> × <i>bégonias pavonina</i> , montrant l'iridescence bleue, (B) Iridoplaste observé au microscope électronique à transmission (barre d'échelle : 1 μm); ds : espace entre les granums (environ 120 nm) ; dm : épaisseur d'un granum (environ 43 ± 5 nm pour un granum constitué de trois thylakoïdes ; a : période, 170 ± 20 nm, (C)Iridoplaste observé au microscope électronique à balayage..... | 7 |
| Figure I.7 : Photographies d'opales à différentes échelles..... | 7 |
| Figure I.8 : (a) Représentation schématique d'un miroir de Bragg constitué de 2 types de couches de permittivité ϵ_1 et ϵ_2 . (b) Schémas des réflexions sur les mailles successives..... | 8 |
| Figure I.9 : Deux exemples typiques d'un cristal photonique bidimensionnel avec un fort contraste d'indice : (a) Image en coupe d'un cristal sur SOI. (b) Structure à cristal photonique en membrane suspendue sur AlGaAs..... | 9 |
| Figure I.10 : Périodes d'un cristal photonique unidimensionnel..... | 10 |
| Figure I.11 : Structure 2D :(a) Réseau carré. (b) Le réseau triangulaire. (c) Le réseau hexagonal..... | 11 |
| Figure I.12 : Cristal photonique bidimensionnel de réseau triangulaire et carré. (a) Espace réel de vecteurs de base a_1 et a_2 , (b) espace réciproque de vecteurs de base b_1 et b_2 et (c) première zone de Brillouin (carré hexagone) de la structure carrée. Le triangle ayant pour sommet les points de haute symétrie Γ , M et X constitue la zone de Brillouin réduite. (a') Espace réel de vecteurs de base a_1 et a_2 , (b') espace réciproque de vecteurs de base b_1 et b_2 et (c') première zone de Brillouin (hexagone) de la structure triangulaire. Le triangle ayant pour sommet les points de haute symétrie Γ , M et K constitue la zone de Brillouin réduite..... | 12 |
| Figure I.13 : Différentes structures 3D [23] : structure cubique (1), le tas de bois (2), la structure multicouches (3), les opales ou opales inversées (4) et la Yablonovite(5)..... | 13 |

| | |
|--|-----------|
| Figure I.14 : structures bidimensionnelles : (a) : connectée, (b) : déconnectée..... | 14 |
| Figure I.15 : La bande interdite photonique pour une structure périodique..... | 15 |
| Figure I.16 : Diagramme de bande d'un cristal photonique bidimensionnel de réseau triangulaire..... | 15 |
| Figure I.17 : Cartes des bandes interdites d'un réseau de trous d'air dans une matrice diélectrique ($\epsilon=12.25$) : (a) Réseau triangulaire ; (b) Réseau carré..... | 16 |
| Figure I.18 : Différentes stratégies des défauts additifs..... | 18 |
| Figure I.19 : Différentes stratégies des défauts lacunaires..... | 18 |
| Figure I.20 : Différents types des défauts de substitution..... | 19 |
| Figure I.21 : Différents types des défauts linéaires : (a) Dimensions des motifs élémentaires, (b) Permittivité des motifs élémentaires, (c) Défaut par vacuité..... | 19 |
| Figure I.22 : Guide d'ondes réalisé dans un cristal photonique : (a) structure linéique [62], (b) structure du virage..... | 24 |
| Figure I.23 : spectre de transmission de guide, (a) : structure linéique. (b) : structure du virage..... | 25 |
| Figure I.24 :Schéma de principe d'une fonction de filtrage a base des cristaux photoniques : (a) filtre Fabry-Perot , (b) filtre Add-Drop..... | 25 |
| Figure I.25 : spectre de transmission, (a) filtre Fabry-Perot , (b) filtre Add-Drop..... | 26 |
| Figure I.26 : c) jonction Y..... | 26 |
| Figure I.27 : schéma d'un coupleur optique directionnel..... | 27 |
| Figure I.28 : Puissance lumineuse de deux ondes à λ différentes dans un des guides d'un coupleur. | 27 |
| Figure I.29 : principe du démultiplexeur / spectrographe : le guide PC 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..... | 28 |
| Figure I.30 : illustration de l'utilisation de la mini-stopband : (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-stopband bien séparées..... | 28 |

Chapitre 2 : Filtrage et Démultiplexage dans les Cristaux photoniques

| | |
|---|-----------|
| Figure II .1 : Résonateurs en anneaux à cristaux photoniques (photonic crystals ring resonators PCRRs) : (a) un anneau quasi-carré dans un réseau carré, (b) un anneau hexagonal dans un réseau triangulaire, (c) un anneau circulaire dans un quasi-cristal photonique..... | 36 |
| FigureII.2 : Propagation et schémas du profil de l'intensité où le guidage se fait par BIP..... | 38 |
| Figure II.3 : Images MEB de différents guides CPs de type W..... | 39 |

| | |
|--|-----------|
| Figure II.4 : (a) Schémas de propagation de photons par sauts entre les modes de défauts évanescents couplés. Le chevauchement des modes de défaut est suffisamment important pour permettre la propagation des ondes EM le long de modes de cavité étroitement confinés. (b) Un mécanisme pour guider la lumière à travers les modes de défauts localisés dans les cristaux photoniques..... | 40 |
| Figure II.5 : Représentation schématique d'un filtre Channel drop..... | 41 |
| Figure II.6 : Le composant à l'entrée doit injecter les signaux provenant des différentes sources dans la fibre avec un minimum de pertes : c'est le multiplexeur..... | 43 |
| Figure II.7 : la répartition en longueurs d'onde pour les deux technologies DWDM et CWDM..... | 45 |
| Figure II.8 : structure d'un CDF en forme F..... | 46 |
| Figure II.9 : La transmission optimale d'un guide d'onde à base de CPs..... | 47 |
| Figure II.10 : La transmission de CDF en forme de T sous solution optimale..... | 48 |
| Figure II.11 : Caractéristiques de transmission du CDF en forme de F pour différents indices de réfractons des tiges intérieures (n_3). Le pas de n_3 est 0,2 de 2,5 à 4, (b) le pas est 0,1 de 4 à 4,5 et (c) le pas est de 0,01 près de 4,2..... | 49 |
| Figure II.12 : Caractéristiques de transmission du CDF en forme de F pour différents indices de réfractons des barres de couplage (n_4). (a) Le pas de n_4 est 0,1 de 2,5 à 4,5 et (b) le pas est de 0,02 de 3,5 à 3,6..... | 50 |
| Figure II.13 : Caractéristiques de transmission du CDF en forme de F pour différents rayons de tiges de couplage (r_3). (a) La marche est de 0,025 μm de 0,061 μm à 0,183 μm et (b) le pas est de 0,004 μm près de 0,073..... | 51 |
| Figure II.14 : Conception schématique du PCRR proposé à être utiliser comme unité de base..... | 52 |
| Figure II.15 : (a) le diagramme de bande et le calcul de PBG pour un CP à cristal parfait, (b) le spectre de transmission calculé pour les ports traversant (P1) et descendants (P3)..... | 54 |
| Figure II.16 : Étude sur la variation de l'indice de réfraction des tiges de réseau de CP (n_r) en fonction de (a) du spectre de transmission, (b) de la longueur d'onde de résonance..... | 55 |
| Figure II.17 : Étude de la variation du rayon des tiges réseau de CP ($r_r = 2r_c$), des tiges de RR et les bâtonnets de W1 (r_c, r_{w1}) en fonction de : (a) du spectre de transmission, (b) de la longueur d'onde de résonance..... | 56 |
| Figure II.18 : Étude sur la variation de constants du réseau de CP sur (a) le spectre de transmission et (b) longueur d'onde de résonance..... | 57 |
| Figure II.19 : Étude sur la dépendance de la force de couplage d'entrée (K1) et de sortie (K2) sur les rayons des tiges de couplage ($r_k = r_{k1} = r_{k2}$) en fonction (a) du spectre de transmission, et (b) de la longueur d'onde de résonance du PCRR proposé..... | 59 |
| Figure II.20 : Étude sur la dépendance de la force de couplage d'entrée (K1) et de sortie (K2) sur l'indice de réfraction des tiges de couplage ($\Delta n_k = n_r - n_{k1} = n_r - n_{k2}$) en fonction (a) du spectre de transmission, et (b) de la longueur d'onde de résonance du PCRR proposé..... | 60 |

| | |
|---|----|
| Figure II.21 : Les spectres de transmission du démultiplexeur multicanal proposé. (Les pas Δn_c de ces quatre spectres de transmission sont de 0.025,0.050, 0.075 et 0.100)..... | 61 |
| Figure II.22: Les spectres de transmission du démultiplexeur multicanal proposé. Ici l'indice de réfraction du réseau CP (n_r) varie tandis que les autres paramètres restent constants..... | 62 |
| Figure II.23 : photos Instantanés temporels du champ électrique (E_x) pris après 4 ps plus tard que l'heure de début de la simulation..... | 63 |
| Figure II.24 : La présentation des pics de transmission en décibels (db) pour le filtre proposé qui est configuré selon les paramètres résumés dans le tableau 3 avec $\Delta n_r = 0.075$ | 64 |

Chapitre 3 : Présentation des résultats de simulation et interprétation

| | |
|--|----|
| Figure III.1 : Bande interdite pour $r=99\mu\text{m}$, $a=535\mu\text{m}$ | 72 |
| Figure III.2 : Structure déconnectée sans défaut..... | 73 |
| Figure III.3 : La propagation du champ électrique E_z dans la structure sans défaut..... | 73 |
| Figure III.4 : Réponse spectrale de la transmission et réflexion..... | 74 |
| Figure III.5 : La structure du cristal photonique formée par un réseau carré, avec un défaut de ligne..... | 75 |
| Figure III.6 : Répartition du champ électrique E_z d'un guide d'onde mono rangée..... | 75 |
| Figure III.7 : La réponse spectrale en transmission et en réflexion du guide mono-rangée..... | 76 |
| Figure III.8 : Représentation schématique d'un guide d'onde $W_3^K A$ | 76 |
| Figure III.9 : Répartition du champ électrique E_z du guide d'onde $W_3^K A$ | 77 |
| Figure III.10 : La réponse spectrale en transmission et en réflexion du guide $W_3^K A$ | 77 |
| Figure III.11 : Représentation schématique du filtre..... | 78 |
| Figure III. 12 : Répartition du champ électrique dans le CDF en polarisation..... | 79 |
| Figure III.13 : La réponse spectrale en transmission de filtre étudié..... | 79 |
| Figure III.14 : Présentation schématique d'un démultiplexeur à quatre anneaux pour $\lambda= 1.31\mu\text{m}$ | 80 |
| Figure III.15 : La réponse spectrale de transmission pour, $r'=97\text{nm}$, $r'=99\text{nm}$, $r'=101\text{nm}$ et $r'=103\text{nm}$ | 80 |
| Figure III.16 : La répartition du champ électrique E_z pour le port 1, 2, 3 et 4 ayant les longueurs d'ondes $\lambda=1.3085\mu\text{m}$, $\lambda=1.3099\mu\text{m}$, $\lambda=1.3113\mu\text{m}$ et $\lambda=1.3127\mu\text{m}$ respectivement..... | 82 |
| Figure III.17 : La réponse spectrale de transmission pour, $r'=98\text{nm}$, $r'=99.5\text{nm}$, $r'=101\text{nm}$, $r'=102.5\text{nm}$.. | 83 |
| Figure III.18 : La répartition du champ électrique E_z pour le port 1, 2, 3 et 4 ayant les longueurs d'ondes $\lambda=1.3092\mu\text{m}$, $\lambda=1.3102\mu\text{m}$, $\lambda=1.3112\mu\text{m}$ et $\lambda=1.3123\mu\text{m}$ respectivement..... | 84 |
| Figure III.19 : Bande interdite pour $r=99\mu\text{m}$, $a=535\mu\text{m}$ | 85 |
| Figure III.20 : Structure déconnectée sans défaut..... | 86 |
| Figure III.21 : La répartition de champ électrique E_z dans la structure sans défaut..... | 86 |
| Figure III.22 : Réponse spectrale de transmission et de réflexion dans une structure sans défaut..... | 87 |

| | |
|---|-----------|
| Figure III.23 : Représentation schématique d'un guide d'onde mono-rangé $W_1^K A$ | 87 |
| Figure III.24 : Répartition du champ électrique E_z d'un guide d'onde mono rangée..... | 88 |
| Figure III.25 : Réponse spectrale d'un guide d'onde mono rangé $W_1^K A$ | 88 |
| Figure III.26 : Représentation schématique d'un guide d'onde à trois rangées $W_1^K A$ | 89 |
| Figure III.27 : Répartition du champ électrique E_z dans un guide d'onde à trois rangées $W_3^K A$ | 89 |
| Figure III.28 : La réponse spectrale en transmission et en réflexion du guide $W_3^K A$ | 90 |
| Figure III.29 : Représentation schématique du filtre autour de $\lambda=1.55\mu\text{m}$ | 91 |
| Figure III.30 : Réponse spectrale en terme de transmission et de réflexion du filtre pour $d=0.7*a$ | 91 |
| Figure III.31 : Réponse spectrale en terme de transmission et de réflexion du filtre pour $d=0.75*a$ | 92 |
| Figure III.32 : Réponse spectrale de filtre avec $d=0.65*a$ | 93 |
| Figure III.33 : Représentation schématique d'un démultiplexeur à quatre anneaux autour de $\lambda=1.55\mu\text{m}$ | 94 |
| Figure III.34 : La réponse spectrale de transmission pour : $r'=127\text{nm}$, $r'=130\text{nm}$, $r'=133\text{nm}$, $r'=135.5\text{nm}$... | 94 |
| Figure III.35: La répartition du champ électrique E_z pour le port 1, 2, 3 et 4 ayant les longueurs d'ondes $\lambda=1.5496\mu\text{m}$, $\lambda=1.5511\mu\text{m}$, $\lambda=1.5526\mu\text{m}$ et $\lambda=1.5541\mu\text{m}$ respectivement..... | 96 |
| Figure III.36 : La réponse spectrale de transmission pour, $r'=128\text{nm}$, $r'=131\text{nm}$, $r'=134\text{nm}$ et $r'=136\text{nm}$ | 97 |
| Figure III.37 : La répartition du champ électrique E_z pour le port 1, 2, 3 et 4 ayant les longueurs d'ondes $\lambda=1.55\mu\text{m}$, $\lambda=1.5516\mu\text{m}$, $\lambda=1.5532\mu\text{m}$ et $\lambda=1.5546\mu\text{m}$ respectivement..... | 98 |

Liste des tableaux

| | |
|---|-----------|
| Tableau II.1 : Paramètres résumés de la structure proposée..... | 53 |
| Tableau II.2 : Liste résumée des paramètres de configuration de la figure II.23..... | 61 |
| Tableau II.3 : Liste résumée des paramètres de configuration de la figure II-24..... | 62 |
| Tableau III.1 : Résultats de simulation du démultiplexeur pour 1.31 μm | 81 |
| Tableau III.2 : Résultats de deuxième simulation pour 1.31 μm | 83 |
| Tableau III.3 : Résultats de la simulation du démultiplexeur pour 1.55 μm | 95 |
| Tableau III.4 : Résultats de la deuxième simulation pour 1.55 μm | 97 |

INTRODUCTION GÉNÉRALE

L'avancement de la technologie dans le domaine des semi-conducteurs offre la possibilité de contrôler, manipuler et orienter la propagation de la lumière pour répondre aux besoins industriels croissants dans plusieurs domaines.

Parmi ces nouvelles technologies révolutionnaires, nous citons la notion des cristaux photoniques, une nouvelle classe des matériaux optiques représentée par des structures naturelles ou artificielles dont il existe une modulation périodique de l'indice de réfraction à l'échelle de longueur d'onde.

Ces supports optiques ont des propriétés particulières qui donnent une opportunité pour un certain nombre d'applications à mettre en œuvre sur leur base.

Ces matériaux sont apparus relativement récemment dans la littérature scientifique et ils sont ainsi été baptisés par analogie avec les structures électroniques et leurs bandes électroniques interdites. Ils ont rapidement évolué d'un simple concept théorique à un statut véritable dompteurs de photons présentant des dimensions de l'ordre de la longueur d'onde.

La propagation des ondes électromagnétique périodiques a été étudiée par Lord Rayleigh en 1888 pour la première fois, mais le terme cristaux photonique n'a été utilisé que 100 ans plus tard.

La découverte de ce nouveau type de matériel artificiel par John et Yablonovitch à la fin des années 1980, a créé un nouveau paradigme pour la conception et la fabrication de dispositif photonique. Ils ont mis en évidence l'existence de bandes interdites photoniques, c'est-à-dire de bandes de fréquences pour lesquelles la lumière ne peut pas se propager, dans des matériaux diélectriques nanostructures de façon périodique dans 1, 2 ou 3 dimensions. [1][2]

C'est en 1991 qu'une première structure avec une bande interdite photonique est fabriquée, en perçant des trous dans un diélectrique selon trois angles différents. [3]

Les cristaux photoniques sont des structures diélectriques périodiques conçues pour former la structure de bande d'énergie des photons, (BIP) ce qui permet ou interdit la propagation des ondes électromagnétiques de certaines gammes de fréquences, ce qui les rend idéales pour les applications de collecte de lumière. [4] Les CP sont indépendants du matériau, on peut les fabriquer avec presque tout type de matériaux en s'aidant des techniques modernes de nano-fabrication.

Ce mémoire consiste à étudier les résonateurs en anneaux à base des cristaux photoniques, et en particulier le filtrage et le démultiplexage autour des longueurs d'onde $1.33\mu\text{m}$ et $1.55\mu\text{m}$, en utilisant le simulateur COMSOL MULTIPHYSICES.

Le travail est réparti en trois chapitres :

Le premier chapitre est un chapitre introductif. Il présente la technologie des cristaux photoniques et sa naissance. Nous exposons leur différente classe et nous citons leurs propriétés leurs configurations et en particulier celles des cristaux photoniques bidimensionnels.

Nous verrons aussi leurs principes et les défauts qu'on peut l'introduire sur ces structures et qui nous permet de les utiliser dans plusieurs applications déjà mentionnées et les méthodes de modélisation.

Dans le deuxième chapitre, nous sommes intéressés par les résonateurs en anneaux et le principe de couplage entre un guide à cristal et un guide à cavité couplé. Nous présentons aussi les normes internationales CWDM et DWDM et leurs longueurs d'ondes allouées.

Une grande partie du chapitre est consacrée pour expliquer le principe de filtrage et démultiplexage à base des cristaux photoniques.

Le troisième chapitre est dédié aux résultats de simulation obtenus sous environnement Comsol Multiphysics. Il comporte deux parties pour deux longueurs d'ondes $\lambda_1=1.31\mu\text{m}$ et $\lambda_2=1.55\mu\text{m}$.

Chaque partie contient une étude des structures de CP-2d sans défaut et avec défaut, un filtre sélectif à PCRR et un démultiplexeur à quatre PCRR comme élément fondamental.

Les structures sont formées par des paramètres précis extraits de la bande photonique interdite et les résultats sont appuyés par les représentations schématiques.

Ce modeste manuscrit se termine par une conclusion générale.

CHAPITRE I : THÉORIE DES CRISTAUX PHOTONIQUES.

I.1. Introduction

Au cours des dernières années, les cristaux photoniques ou matériaux à bande interdite photonique ont suscité un intérêt important dans la communauté scientifique. Pour comprendre comment ces matériaux agissent sur la lumière, il est nécessaire de connaître l'origine de leurs propriétés, en particulier leurs caractéristiques de dispersion de la lumière. [5]

La notion de cristaux photoniques repose sur l'analogie entre le comportement d'un électron dans le potentiel périodique créé par les atomes d'un réseau cristallin et celui d'un photon placé dans un milieu dont la constante diélectrique présente une structuration périodique. [6]

I.2. Définition des cristaux photoniques

Les cristaux photoniques (CPs) sont des structures artificielles ou naturelles, diélectriques, semi-conducteurs ou métallo-diélectriques dont l'indice de réfraction est modulé de façon périodique à l'échelle de la longueur d'onde, selon plusieurs directions de l'espace avec un contraste d'indice suffisamment élevé, ce qui affectent la propagation des ondes électromagnétiques à l'intérieur de la structure.

Du fait de cette périodicité, les CPs présentent une propriété optique unique : la bande interdite photonique (BIP) en anglais (Photonic Band Gap, PBG) dans laquelle aucun mode électromagnétique ne peut se propager. Il est dit « cristal » puisqu'il est formé d'un arrangement périodique d'unités structurales et « photonique » puisque ce sont des photons qui se propagent.

Les cristaux photoniques sont des structures périodiques dont le motif du réseau est composé de matériaux diélectriques ou de matériaux magnétiques ou de la combinaison des deux et cela dans de multiples configurations : unidimensionnelle (1D), bidimensionnelle (2D) ainsi que tridimensionnelle (3D).

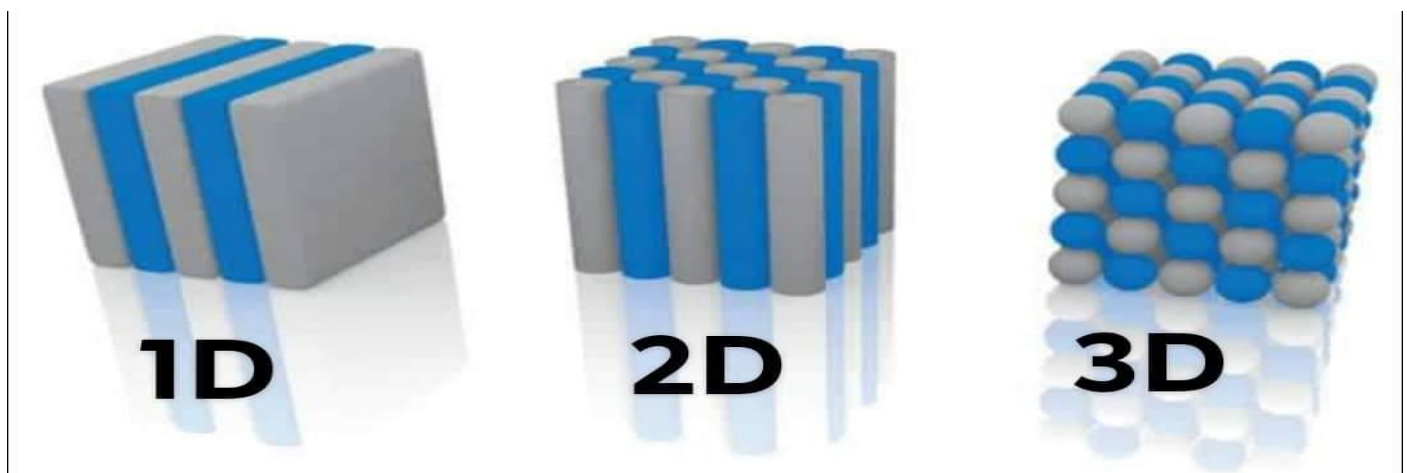


Figure I.1 : Représentation schématique des cristaux photoniques : Unidimensionnels (1D), Bidimensionnels (2D) et Tridimensionnels (3D).

I.3. Cristaux photoniques naturels

Les structures photoniques sont apparues dans la nature il y a plusieurs centaines de millions d'années. Dans le monde vivant (animal, végétal et minérale) la couleur est utilisée pour la communication et cette fonction importante impacte fortement les chances individuelles de survie ainsi que les chances de se reproduire.

I.3.1. Les familles des charançons

L'origine des couleurs structurales de plusieurs exemples différents des familles des charançons et des cornes longues (Curculionidae et Le charançon du diamant, respectivement) a été étudiée par des techniques de caractérisation structurale et optique. Une gamme de structures cristallines photoniques tridimensionnelles intéressantes fonctionnant à des longueurs D'onde visibles a été découverte. [7]

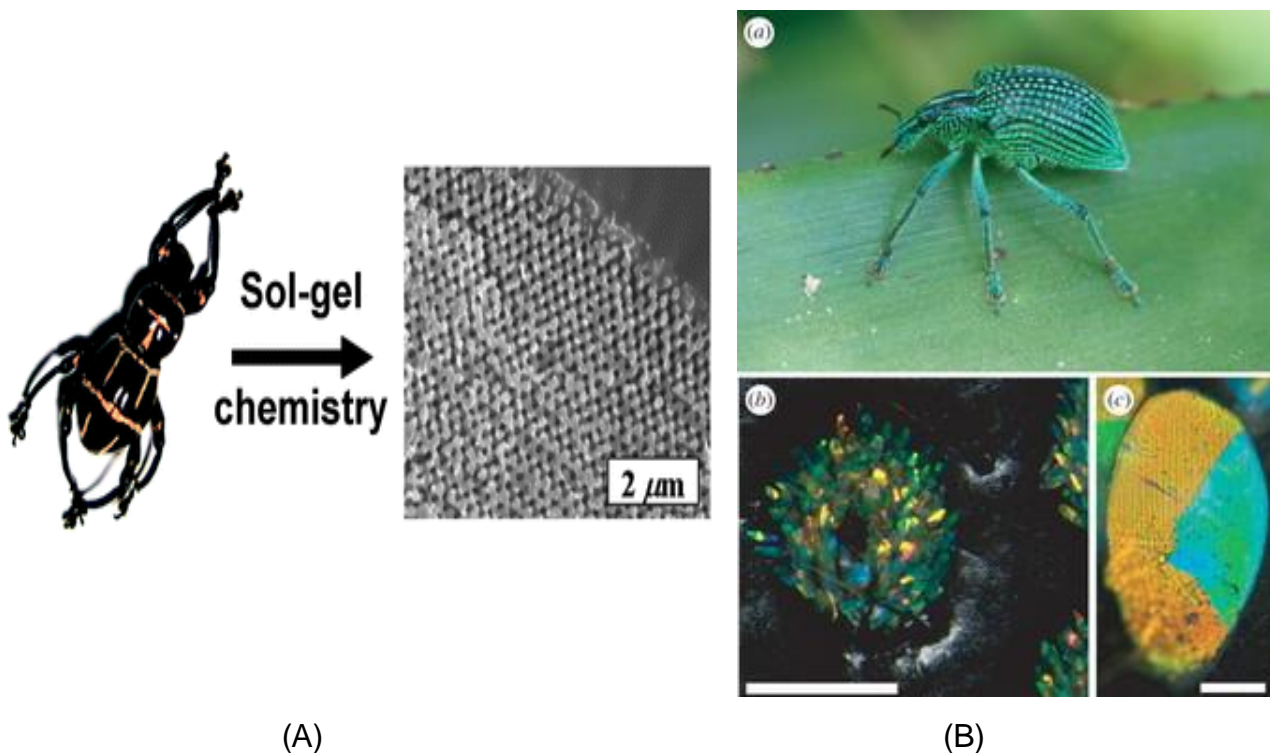


Figure I.2 : Exemples différents des familles des charançons et des cornes longues.

(A) : Curculionidae : vue microscopique avec barre :2 μm .

(B) : Le charançon du diamant, *Entimus imperialis*. (a) L'animal intact avec ses élytres noirs parsemés de nombreuses fosses jaune-vert. (b) Une fosse unique comme on le voit dans un microscope à épi-illumination (barre : 0,5 mm). (c) Une seule échelle avec quelques domaines de couleurs différentes (barre : 20 μm).

I.3.2. Les papillons

Les Papillons sont parmi les insectes les plus colorés que nous offre la nature. Ils sont en fait très largement tributaires de la lumière et ont développé un arsenal impressionnant pour gérer cette interaction avec les ondes électromagnétiques au mieux de leur intérêt [8].

Le cyanophrys acaste est un papillon originaire de BREZILE, dont les magnifiques reflets bleus et verts sont dus à l'interaction entre la lumière ambiante et la micro structuration naturelle de leurs ailes, On distingue un réseau de trous disposés de manière approximativement hexagonal.

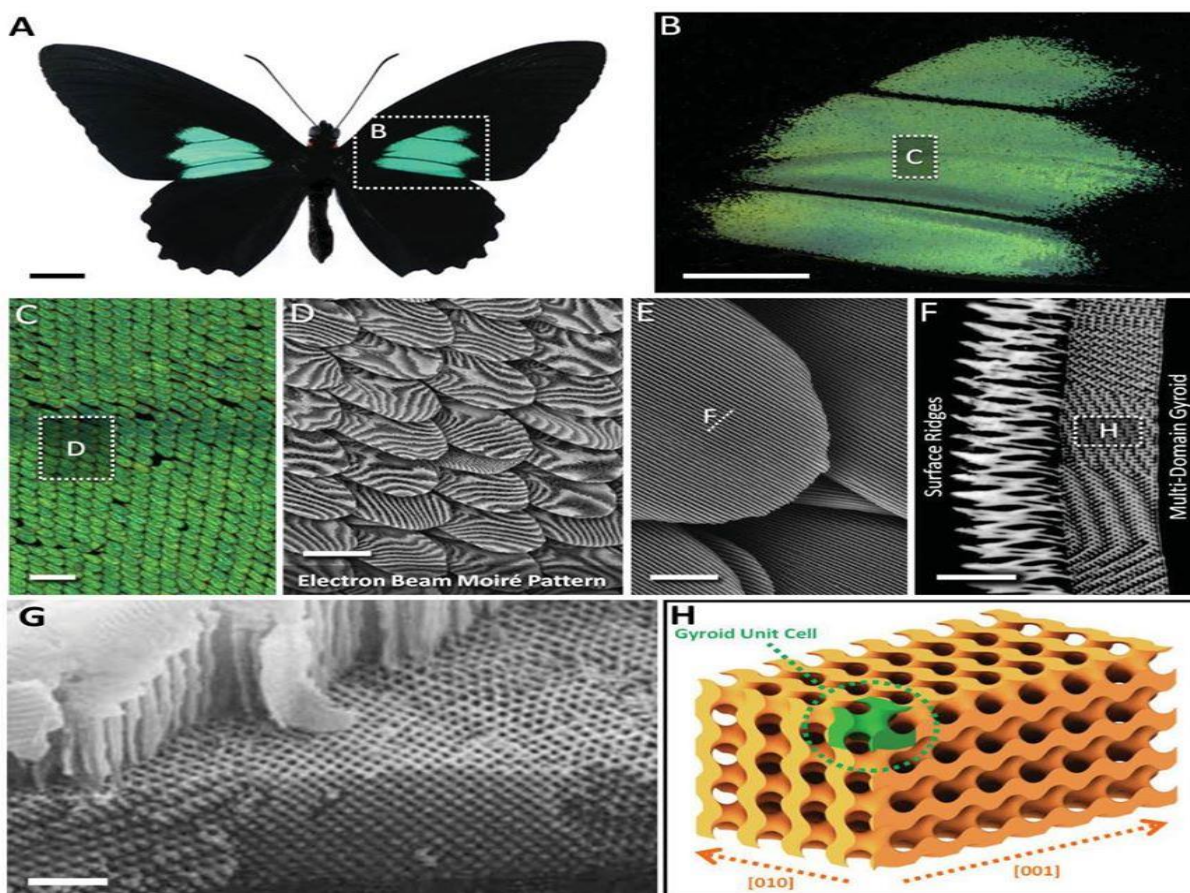


Figure I.3 : Illustration d'un papillon au microscope électronique et coupe transversale d'aile zoomée au microscope électronique.

I.3.3. Les oiseaux

Une des caractéristiques les plus admirables des oiseaux est leurs couleurs. Elles leur permettent d'affirmer leur identité. Pour produire une telle couleur, ils emploient la technologie structurale des plumes et leurs pigments dans leurs pièces de corps. Les pigments et la structure périodique des plumes contribuent à l'absorption et la diffraction de la lumière. Les couleurs pigmentaires sont liées au phénomène d'absorption.

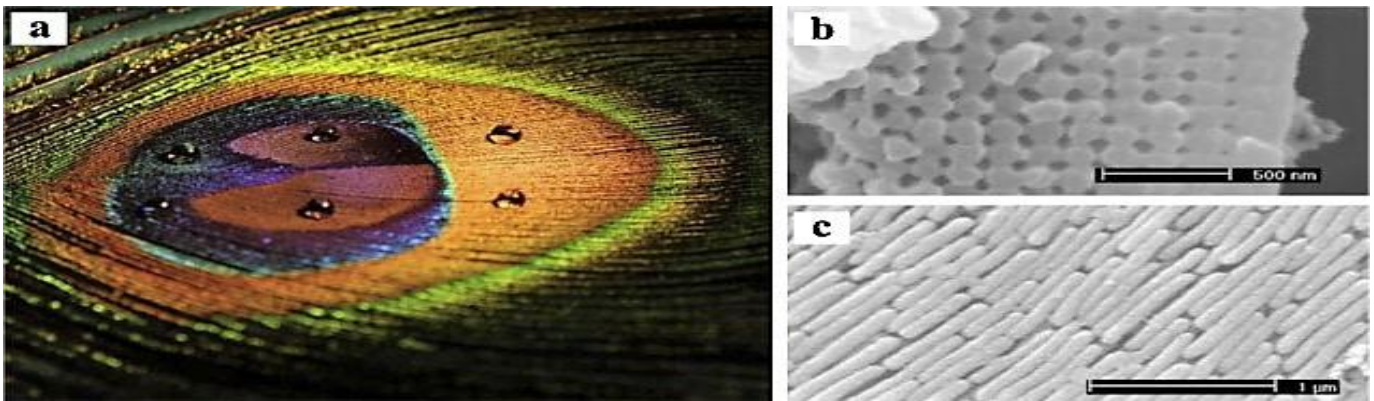


Figure I.4 :(a) Plume de paon, (b) et (c) image prise au microscope électronique à balayage (MEB) de la coupe d'une barbule verte.

I.3.4. Les poissons

Les poissons ont la capacité de changer la couleur structurale de ses bandes latérales comme réponse à un changement des conditions d'éclairage. Les couleurs sont produites par une interférence constructive de la lumière réfléchiée par des piles de cristaux de guanine intra-cellulaires, formant des réseaux de cristaux photoniques accordables. [9]

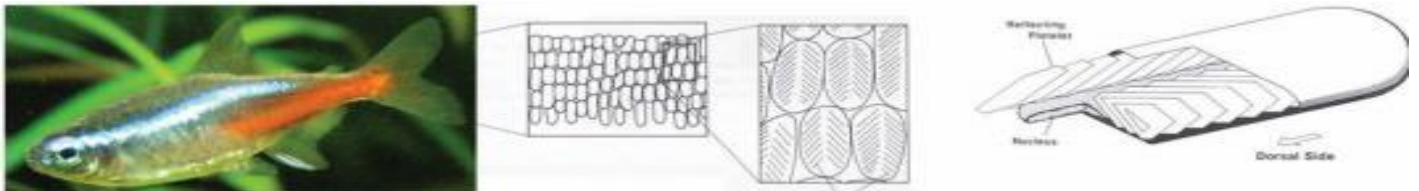


Figure I.5 : Cellules irisées sous une bande bleue chez les poissons Néon Tétra.[9]

I.3.5. Les Bégonias

Le bégonia prospère dans la nature, sous le couvert épais des espèces végétales tropicales qui occultent presque toute la lumière du soleil. Grâce à un réarrangement cellulaire particulier, cette feuille améliore sa fonction photosynthétique et reflète la lumière bleue par ses chloroplastes.

Plus précisément, les chloroplastes, qui sont, au cœur des feuilles, contiennent des petites membranes réunies en piles appelées thylakoïdes dont le rôle est d'absorber la lumière. [10]

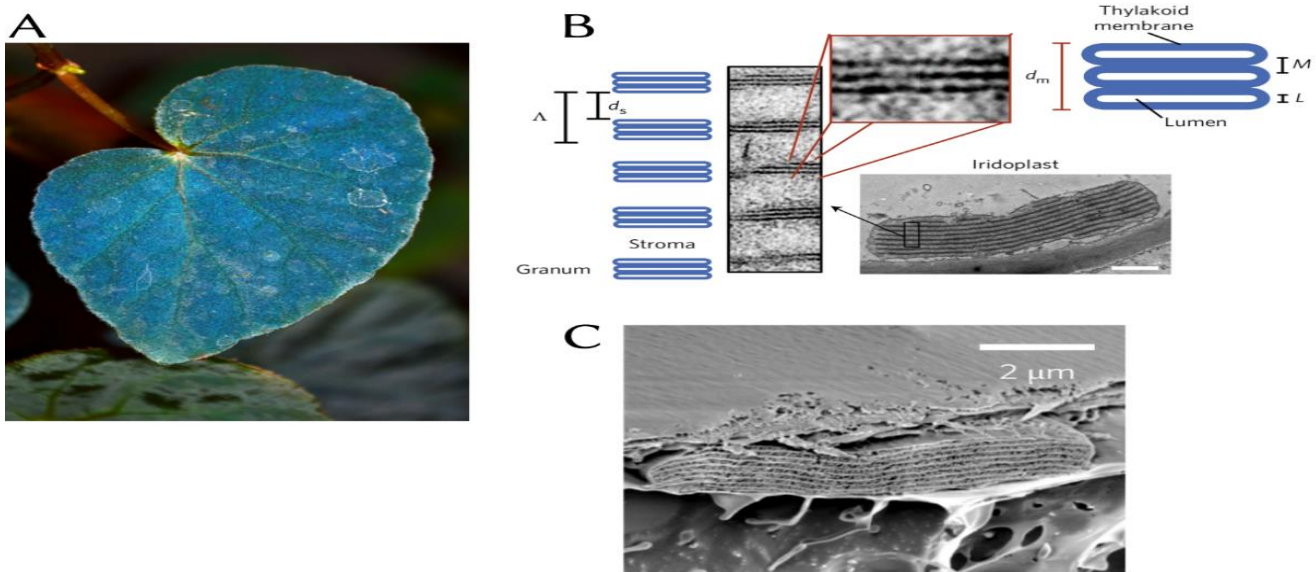


Figure I.6 : (A) Photographie d'une feuille de *Bégonias grandis* × *bégonias pavonina*, montrant l'iridescence bleue, (B) Iridoplaste observé au microscope électronique à transmission (barre d'échelle : 1 μm); d_s : espace entre les granums (environ 120 nm) ; d_m : épaisseur d'un granum (environ 43 ± 5 nm pour un granum constitué de trois thylakoïdes) ; a : période, 170 ± 20 nm, (C) Iridoplaste observé au microscope électronique à balayage.[10]

I.3.6. L'opale

Opale vient de latin 'opalus' qui à son tour dérive du grec 'apallios' et signifie : voir un changement. La structure des opales est unique et est constituée de microscopiques billes de dioxyde de silicium, arrangées selon une structure pyramidale entrelacée de veines d'eau.

La réfraction de la lumière à travers les espaces entre ces sphères est à l'origine du jeu de couleur caractéristique de l'opale (l'opalescence). [11]

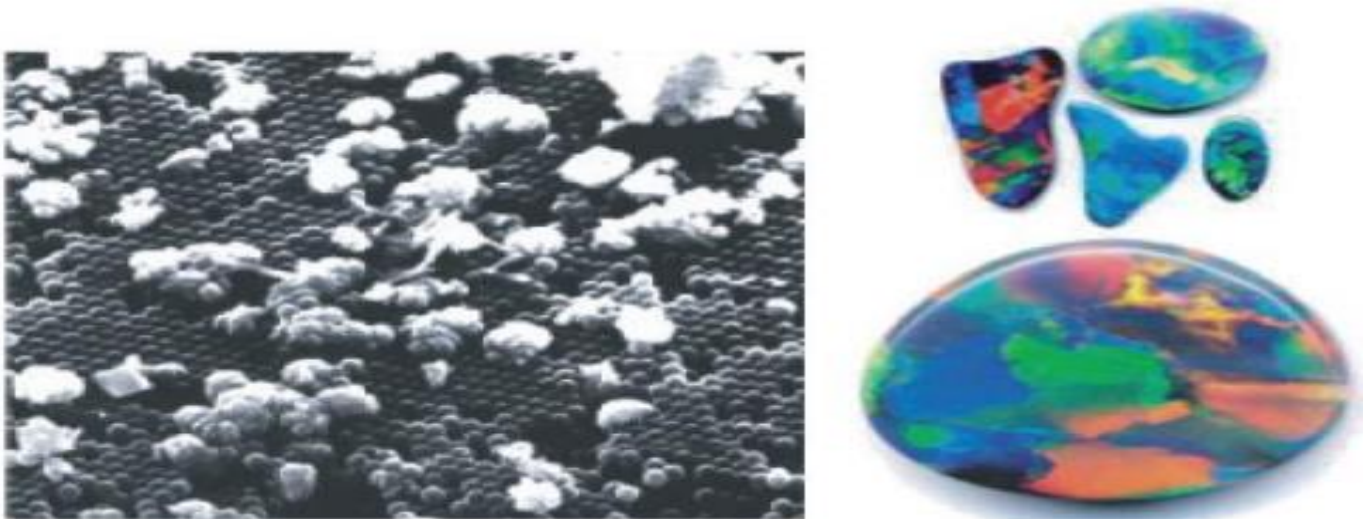


Figure I.7 : Photographies d'opales à différentes échelles. [11]

I.4. Cristaux photoniques artificielles

I.4.1. Les cristaux photoniques unidimensionnels 1D

Les cristaux photoniques unidimensionnels 1D sont les plus anciens, ont été déjà longuement étudiés et utilisés comme miroirs diélectriques de cavités ou filtres sélectifs. Ils sont constitués par un empilement périodique de couches diélectriques d'indices différents et d'épaisseur $\lambda/4$ (miroir de Bragg), où λ représente la longueur d'onde de rayonnement guidée. [12]

Comme nous le développerons plus loin, le miroir fonctionnera comme un BIP si le contraste d'indice Δn , est suffisamment grand entre les deux types de couches diélectriques qui le composent fig (I.8). La réalisation de ce type de composant est relativement simple. Mais les diagrammes de dispersions ainsi créés sont sensibles à l'angle d'incidence de l'onde.

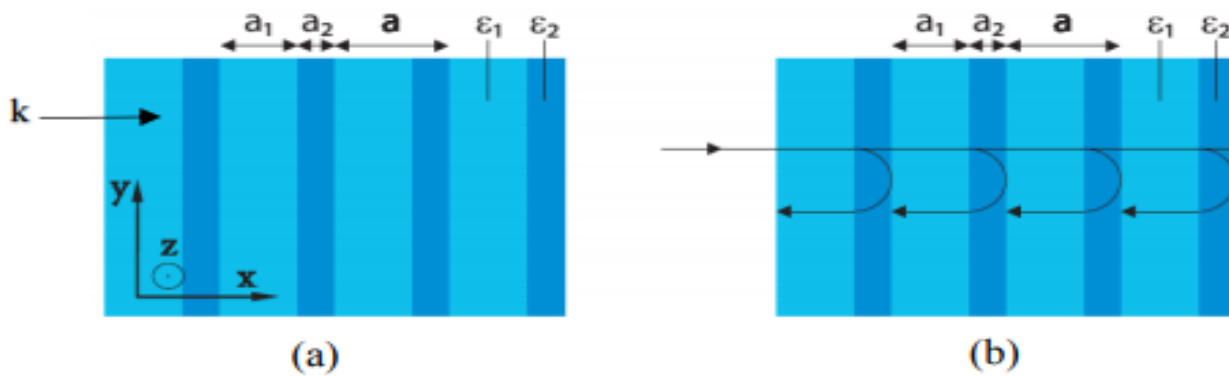


Figure I.8 : (a) Représentation schématique d'un miroir de Bragg constitué de 2 types de couches de permittivité ϵ_1 et ϵ_2 . La maille du cristal est $a = (a_1 + a_2)$. (b) Schémas des réflexions sur les mailles successives [13].

L'ouverture des bandes interdites photoniques (BIP) est fortement liée à la différence de la permittivité des couches diélectriques. Plus la différence de l'indice est grande et plus les bandes se courbent et le gap s'agrandit. [14]

I.4.2. Les cristaux photoniques bidimensionnels 2D

Un cristal photonique bidimensionnel est une structure qui présente une modulation périodique de la permittivité diélectrique suivant deux directions de l'espace, et reste invariante dans la troisième.

Les structures bidimensionnelles, plus faciles à fabriquer, et qui peuvent présenter des gaps photoniques complets sur un plan. Les cristaux photoniques bidimensionnels sont d'un intérêt très important que les cristaux photoniques 1D du point de vue du contrôle de la lumière.

Les cristaux photoniques 2D peuvent présenter une bande interdite photonique pour toutes les directions de propagation situées dans le plan de périodicité et permettent donc à priori un meilleur contrôle spatial des photons dans ce plan.

De ce fait, ces derniers offrent une plus grande souplesse en termes de confinement optique, le choix s'est orienté sur les cristaux photoniques bidimensionnels.

Les cristaux photoniques à deux dimensions, sont composés d'un réseau périodique de trous d'air percés dans un diélectrique (structure connectée) ou de piliers de diélectrique dans l'air (structure déconnectée). [15]

Les propriétés optiques des structures bidimensionnelles (ainsi que les structures unidimensionnelles en incidence non normale) sont fortement dépendantes de la polarisation de l'onde électromagnétique. Afin d'ouvrir des bandes interdites larges, il faut un contraste d'indice (différence entre les indices du milieu et des tiges) suffisamment grand. [16]

I.4.2.1. Propriétés physique et géométriques

a. Contraste d'indice

Le contraste d'indice Δn est la différence entre les indices de réfraction des deux matériaux. [17] qui peut être comparé à la hauteur de la barrière de potentiel de la physique du solide. Il est donné par l'équation $\Delta n = n_h - n_l$.

n_h : L'indice de réfraction du matériau de haut indice (high index).

n_l : L'indice de réfraction du matériau de faible indice (low index).

❖ **Forte** : Dans le cas d'un fort contraste d'indice ($n_2 \gg n_1$), le champ est très confiné dans le guide.

Les guides d'onde à fort contraste d'indice sont des membranes semi conductrices suspendues dans l'air (a), des couches de silicium déposées sur une couche de silice ou des couches de GaAs déposées sur une couche Al_xO_y .

Un fort contraste d'indice permet un bon confinement vertical de la lumière et limite les pertes de propagation.

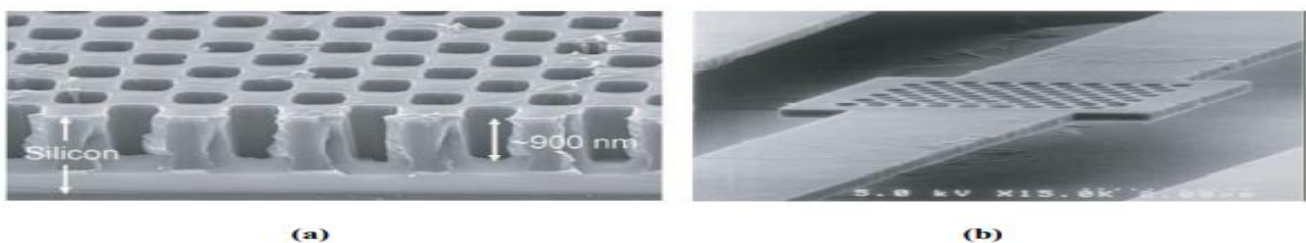


Figure I.9 : Deux exemples typiques d'un cristal photonique bidimensionnel avec un fort contraste d'indice : (a) Image en coupe d'un cristal sur SOI. (b) Structure à cristal photonique en membrane suspendue sur AlGaAs. [18]

❖ **Faible** : Les cristaux photoniques bidimensionnels étudiés dans ce travail de thèse sont gravées dans des hétéros structures à faible contraste d'indice. Si la différence d'indice est faible ($n_2 \approx n_1$), la lumière sera

faiblement confinée dans le guide et l'étalement du champ optique au-dessus et en dessous du guide sera important. Les pertes de propagation existent toujours et peuvent être minimisées dans certaines situations. En revanche, ces structures sont moins fragiles mécaniquement et peuvent être étudiées par un modèle bidimensionnel où l'indice du milieu diélectrique est celui du mode guidé dans l'hétéro structure verticale [18].

b. Facture de remplissage

Le facteur de remplissage f est défini comme étant le rapport entre le volume occupé par ce matériau dans la cellule élémentaire du cristal et le volume de la cellule élémentaire. Pour un cristal photonique bidimensionnel composé de trous d'air percés dans une matrice diélectrique, le facteur de remplissage en air f désigne le rapport entre l'aire du motif et l'aire de la cellule élémentaire du réseau considéré [19] :

$$f = A_{\text{motif}} / A_{\text{maille élémentaire}}.$$

c. Période

Le choix de la période dépend du domaine de fréquence étudié. Ce paramètre influe sur la largeur ou l'ouverture de la bande interdite photonique. Par exemple, pour un cristal photonique unidimensionnel, la période avec $a = (a_1 + a_2)$. L'épaisseur de la couche d'indice n_1 est a_1 l'épaisseur de la couche d'indice n_2 est a_2 .

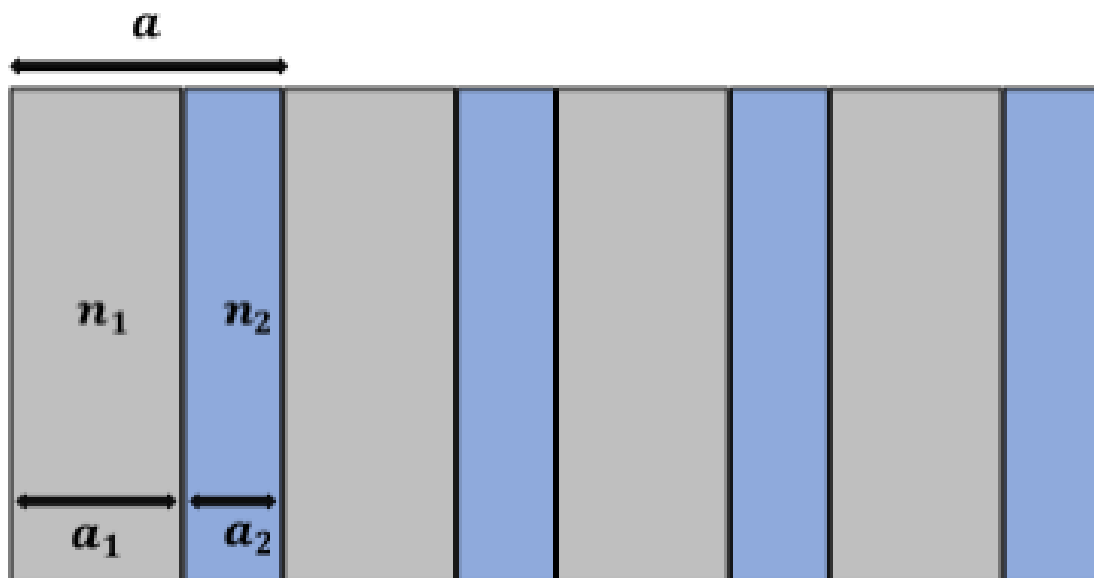


Figure I.10 : Périodes d'un cristal photonique unidimensionnel.

I.4.2.2. Mailles élémentaires

Il existe plusieurs façons de réaliser des structures bidimensionnelles selon la répartition des trous ou les piliers qui les forment, divisée en trois familles, celle en réseau carré, triangulaire et hexagonale [20].

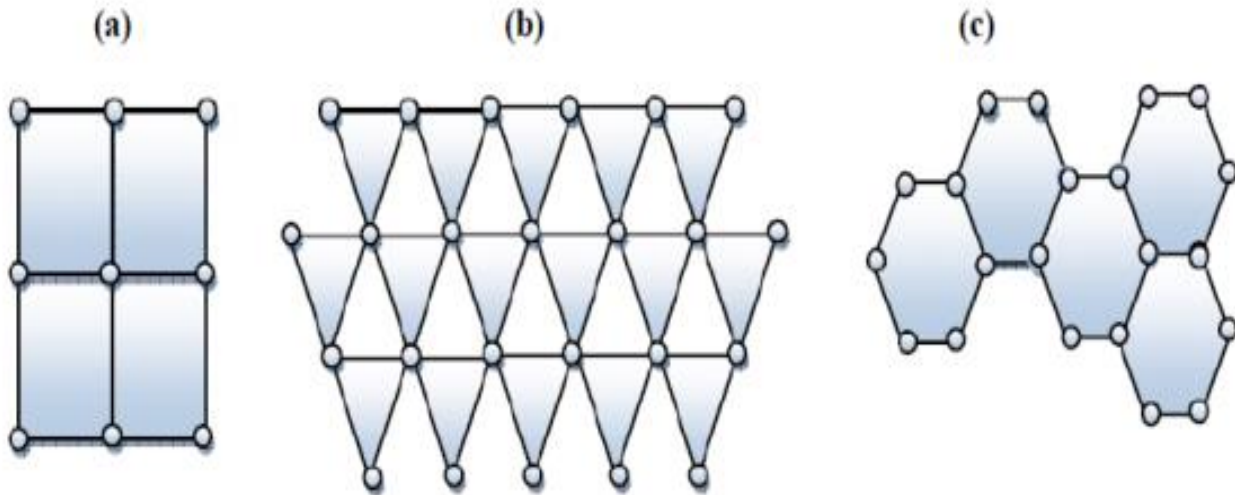


Figure I.11 : Structure 2D :

(a) Réseau carré. (b) Le réseau triangulaire. (c) Le réseau hexagonale [8].

I. 4.2.3. Zone de Brillouin

La thèse de F. Bloch soutenue en 1928 [21] établit la théorie quantique de l'état solide en utilisant les ondes dites de Bloch pour décrire les états quantiques des électrons dans un milieu où le potentiel est périodique. Bloch prouve aussi que les ondes de Bloch sont complètement caractérisées par leur description dans la première zone de Brillouin, décrite quelques années plus tôt par L. 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.

On définit en effet la zone de Brillouin irréductible qui est la zone de Brillouin réduite par les symétries du groupe ponctuel auquel appartient la maille, elle correspond à la plus petite surface qui peut être utilisée pour reconstruire la première zone de Brillouin (ZB) en utilisant les symétries du réseau réciproque.

L'importance de cette première zone de Brillouin provient de la description en ondes de Bloch des ondes dans un milieu périodique, dans lequel il est démontré que les solutions peuvent être complètement caractérisées par leur comportement dans cette zone.

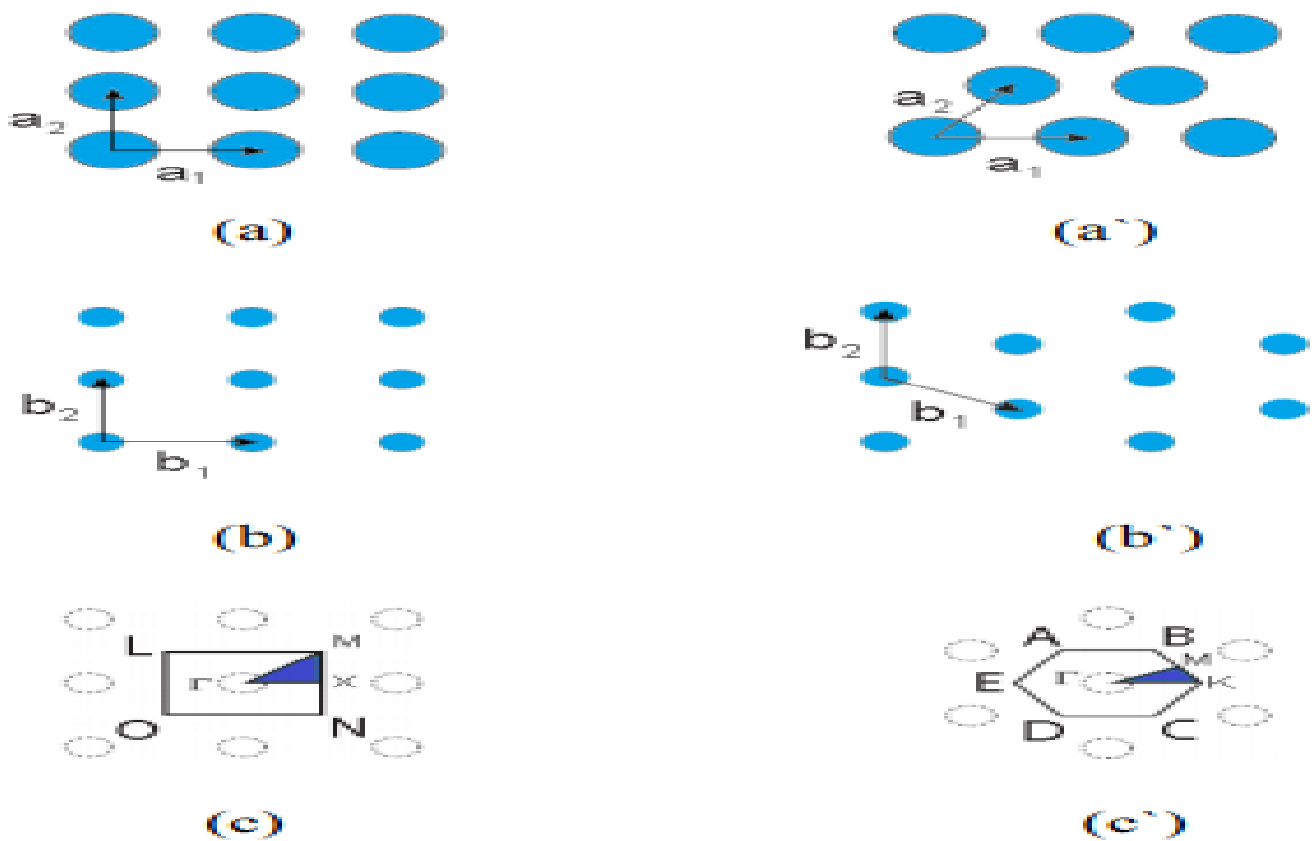


Figure I.12 : Cristal photonique bidimensionnel de réseau triangulaire et carré. (a) Espace réel de vecteurs de base a_1 et a_2 , (b) espace réciproque de vecteurs de base b_1 et b_2 et (c) première zone de Brillouin (carré hexagone) de la structure carrée. Le triangle ayant pour sommet les points de haute symétrie Γ , M et X constitue la zone de Brillouin réduite. (a') Espace réel de vecteurs de base a_1 et a_2 , (b') espace réciproque de vecteurs de base b_1 et b_2 et (c') première zone de Brillouin (hexagone) de la structure triangulaire. Le triangle ayant pour sommet les points de haute symétrie Γ , M et K constitue la zone de Brillouin réduite [8].

I.4.3. Les cristaux photoniques tridimensionnels 3D

Les cristaux photoniques tridimensionnels sont des structures dont la constante diélectrique est structurée périodiquement dans les trois directions. Les structures 3D sont les premières structures étudiées avec les structures 1D ou 2D. L'objectif était d'obtenir des structures 3D fonctionnant sur les mêmes principes que les structures 1D mais possédant une bande interdite photonique complète c'est-à-dire dans toutes les directions de l'espace.

En 1991 E. Yablonovitch fabriquait un cristal photonique 3D en perçant des trous dans un bloc de plexiglas selon trois angles azimutaux. Ce cristal photonique s'appelle d'après son inventeur (la Yablonovite) [22].

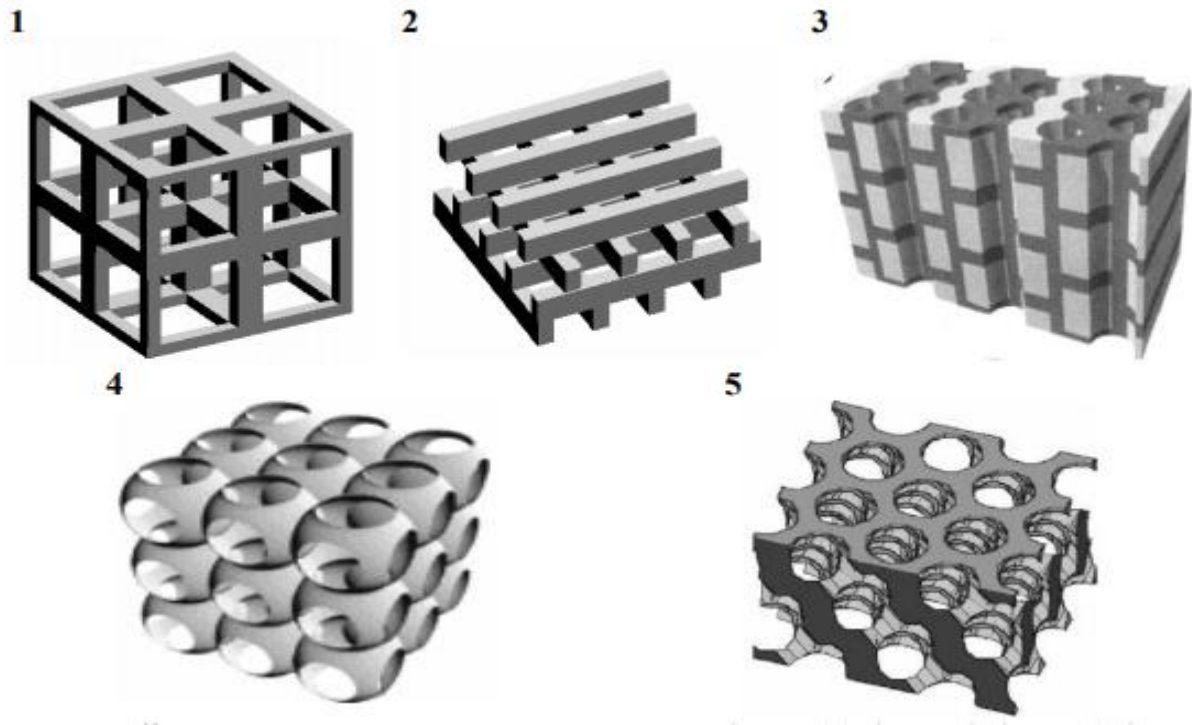


Figure I.13 : Différentes structures 3D [23] : structure cubique (1), le tas de bois (2), la structure multicouches (3), les opales ou opales inversées (4) et la Yablonovite (5).

Il existe une infinité de géométries possibles pour des structures tridimensionnelles. Mais seulement quelques-unes présentent une bande photonique interdite complète. La plupart des structures tridimensionnelles sont inspirées de la géométrie de la structure du diamant (face cubique centrée). La symétrie cubique à face centrée (CFC) possède deux atomes par maille et permet l'ouverture d'une bande interdite complète. [24]

I.5. Configuration des CPs-2D

Beaucoup d'études se sont portées sur les structures bidimensionnelles, plus faciles à fabriquer, et qui peuvent présenter des gaps photoniques complets sur un plan.

Les cristaux photoniques 2D peuvent présenter une bande interdite photonique pour toutes les directions de propagation situées dans le plan de périodicité et permettent donc à priori un meilleur contrôle spatial des photons dans ce plan.

Il existe deux types de ces structures périodiques 2D :

- Les structures dites « connectées » (a) : le motif élémentaire a un indice n_1 inférieur à l'indice n_2 de la matrice diélectrique. Elles sont composées d'un réseau périodique de trous d'air percés dans un diélectrique.

- Les structures dites « déconnectées » (b) : le motif élémentaire a un indice n_1 supérieur à l'indice n_2 de l'espace inter motifs. Elles sont constituées de tiges diélectriques alignées périodiquement dans l'air.

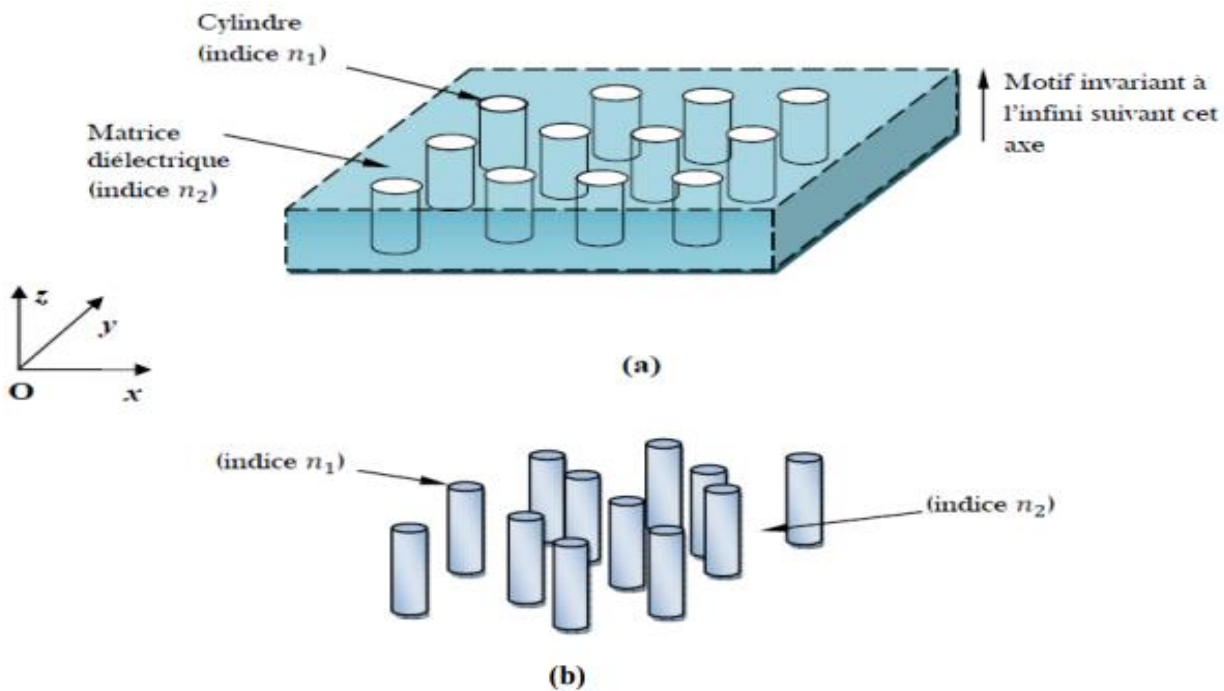


Figure I.14 : structures bidimensionnelles :

(a) : connectée, (b) : déconnectée.

I.6. Principes des cristaux photoniques

I.6.1. Bande interdite photonique (BIP)

Dans les milieux périodiques unidimensionnels, bidimensionnels ou tridimensionnels, les ondes électromagnétiques peuvent être fortement perturbées au cours de leur propagation. Il existe des bandes fréquentielles (ω) pour lesquelles aucun mode propre associé dans l'espace des k n'existe, on les appelle bandes interdites photoniques (BIP). L'effet de BIP peut être appliqué à un certain nombre d'applications.

Si, pour certaines gammes de fréquences, les ondes électromagnétiques ne peuvent se propager dans le cristal photonique pour aucune de ces polarisations, on dit que le cristal possède une bande interdite photonique (BIP) 2D complète.

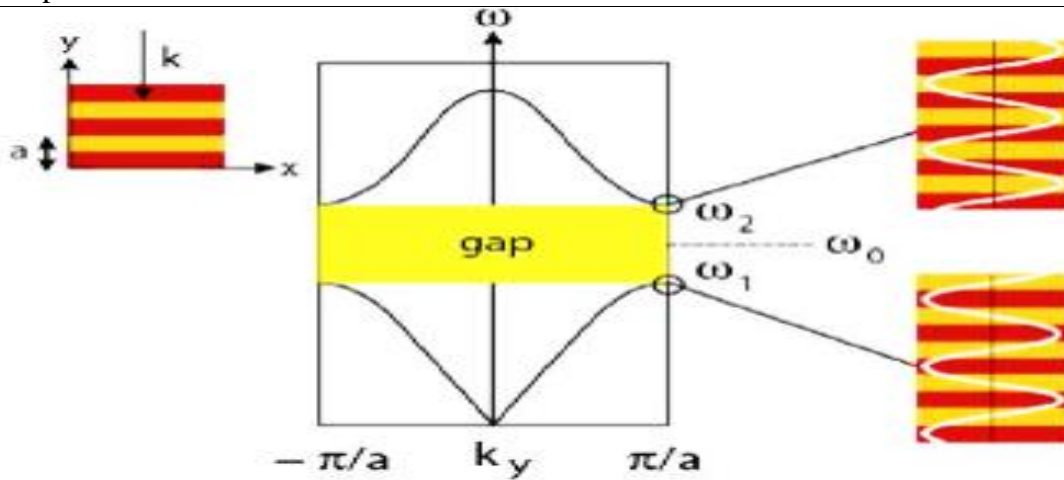


Figure I.15 : La bande interdite photonique pour une structure périodique.

I.6.2. Diagrammes de bande

En physique du solide, le comportement des électrons dans un cristal est régi par un potentiel périodique qui autorise ou qui interdit la propagation des électrons dans certaines directions appelées bandes interdites (ou gap). Par analogie avec la physique du solide, la description théorique d'un cristal photonique peut se faire à l'aide d'un diagramme de bandes offrant ainsi des informations sur la propagation de l'onde électromagnétique.

Le diagramme de bande représente les variations des fréquences permises dans le réseau en fonction de la projection du vecteur d'onde suivant les directions de haute symétrie de celui-ci.

La méthode de décomposition du champ électrique d'une onde électromagnétique incidente sur un cristal bidimensionnel en deux polarisations indépendantes nous a permis de voir les diagrammes de bandes des modes TE (Transverse électrique : le champ E est perpendiculaire aux tiges) et TM (transverse magnétique : le champ E est parallèle aux tiges). Une bande interdite photonique est visible apparaît pour la polarisation TE et une bande plus réduite pour la polarisation TM. [25]

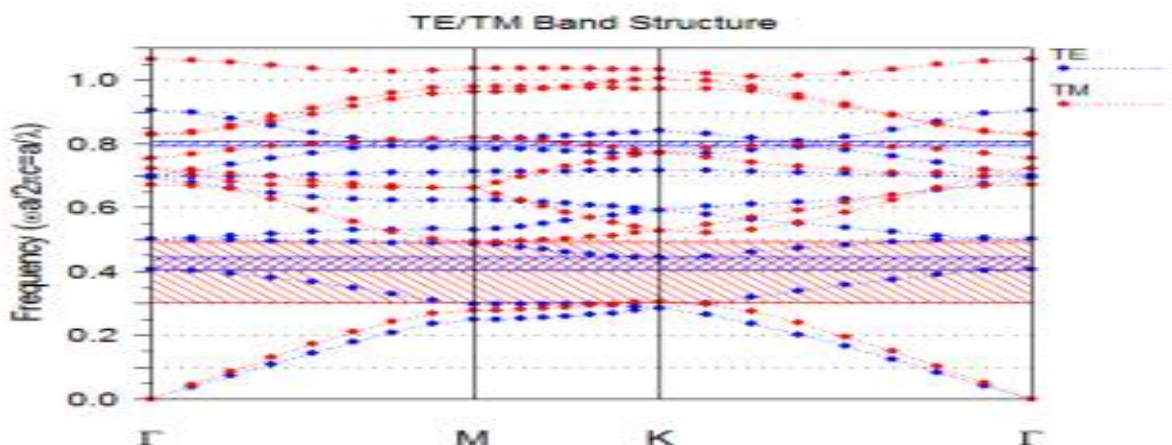


Figure I.16 : Diagramme de bande d'un cristal photonique bidimensionnel de réseau triangulaire. [25]

I.6.3. Carte de bande

Les cartes de bandes interdites représentent les bords de bandes interdites pour un réseau donné en fonction du facteur de remplissage en air f (ou le rapport r/a) et l'indice de la matrice. Elles donnent également un aperçu des possibilités de confinement de la lumière au sein du cristal photonique.

Pour le réseau carré, les bandes interdites en polarisation TE et TM s'ouvrent respectivement pour $f = 35\%$ et $f = 50\%$ [26]. Pour le réseau triangulaire, elles s'ouvrent respectivement pour $f = 11\%$ et $f = 63\%$ [26].

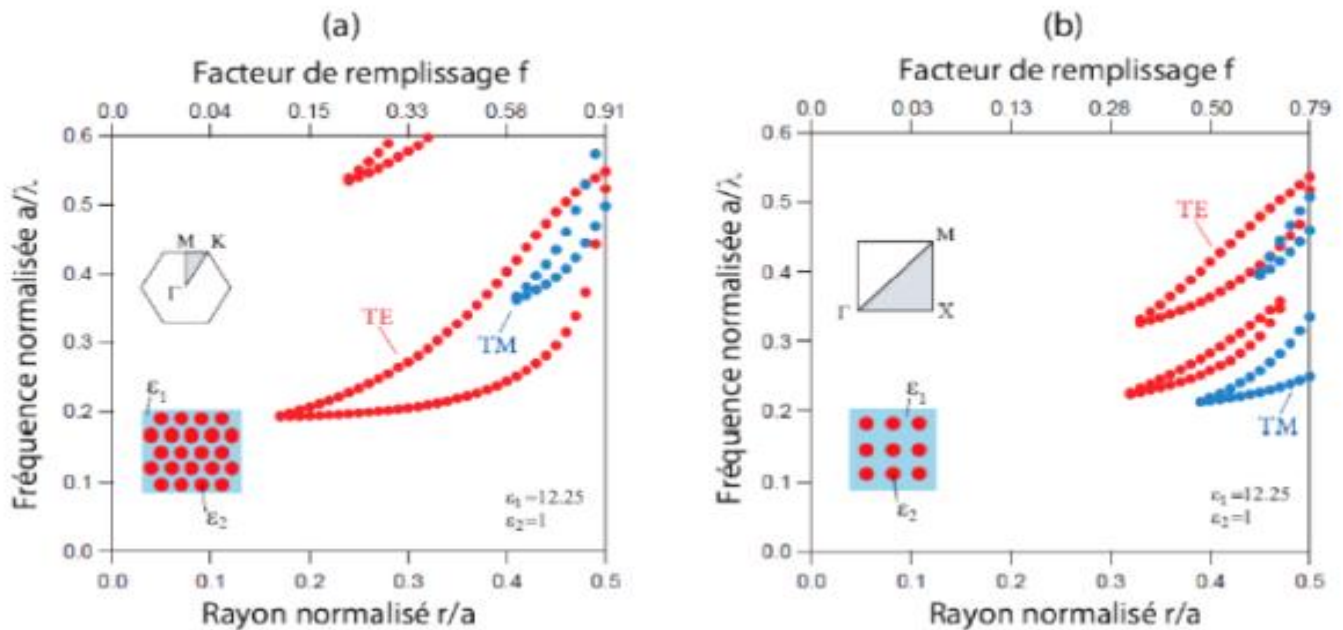


Figure I.17 : Cartes des bandes interdites d'un réseau de trous d'air dans une matrice diélectrique ($\epsilon=12.25$) :
(a) Réseau triangulaire ; (b) Réseau carré [27].

I.6.4. 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.

Les équations de Maxwell sont [28] :

I.6.4.1. Dans le vide

a. Loi de Faraday :

$$\nabla \wedge \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t}$$

b. Loi d'Ampère :

$$\nabla \wedge \vec{B} = \mu_0 \epsilon_0 \frac{\partial \vec{E}}{\partial t}$$

c. Loi de Gauss pour le champ électrique :

$$\nabla \cdot \vec{E} = 0$$

d. Loi de Gauss pour le champ magnétique :

$$\nabla \cdot \vec{B} = 0$$

- \vec{E} : Champ électrique (volts/mètre).
- \vec{B} : Densité de flux magnétique (tesla).
- ϵ_0 : Permittivité du vide.
- μ_0 : Perméabilité du vide : $\frac{1}{36\pi} \times 10^{-9}$ F/m.

I.6.4.2. Dans un milieu matériel

a. Loi de Faraday :

$$\nabla \wedge \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t}$$

b. Loi d'Ampère :

$$\nabla \wedge \vec{H} = -\frac{\partial \vec{D}}{\partial t} + \vec{j}$$

c. Loi de Gauss pour le champ électrique :

$$\nabla \cdot \vec{E} = \rho$$

d. Loi de Gauss pour le champ magnétique :

$$\nabla \cdot \vec{B} = 0$$

- \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) coulombs/mètre³ (3D)).
- \vec{j} : vecteur densité de courant (Ampères/ metre²).

I.7. Les défauts

Les propriétés des structures à cristaux photoniques deviennent particulièrement intéressantes lorsque l'on introduit un ou plusieurs défauts dans la structure qui casse la périodicité de l'indice optique du cristal. En fait, il existe des modes évanescents à l'intérieur de la bande interdite. Ces modes ne se propagent pas mais l'insertion d'un défaut dans la périodicité du cristal permet d'introduire des modes propagatifs à l'intérieur de BIP. [29]

I.7.1. Les défauts ponctuels

Les défauts ponctuels sont créés en modifiant les caractéristiques d'une cellule du réseau, ils peuvent être obtenus par un changement de la permittivité, de la taille ou de la forme des motifs.

Il existe trois types :

I.7.1.1. Les défauts additifs

Ils consistent à l'ajout des éléments supplémentaires au réseau périodique initial. [30]

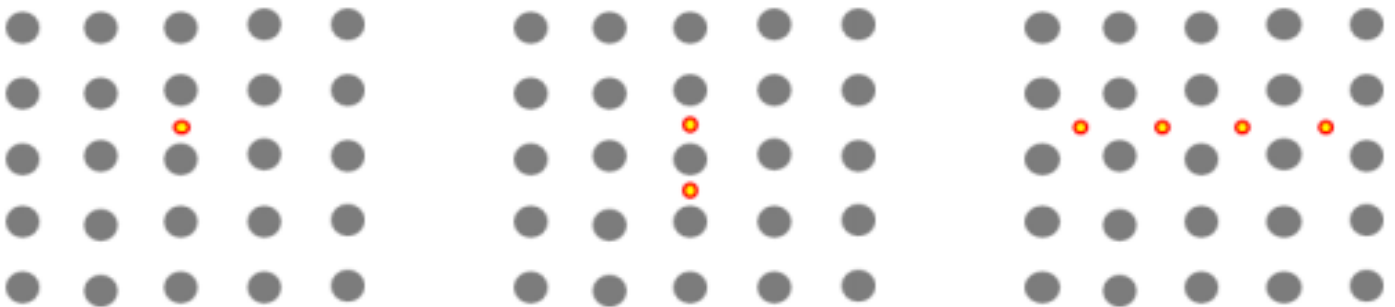


Figure I.18 : Différentes stratégies des défauts additifs.

I.7.1.2. Les défauts lacunaires

Ils consistent à enlever des éléments du réseau périodique initial. [30]



Figure I.19 : Différentes stratégies des défauts lacunaires

I.7.1.3. Les défauts de substitution

Ils consistent à modifier des éléments du réseau initial, soit le diamètre ou la permittivité de certains motifs. [30]

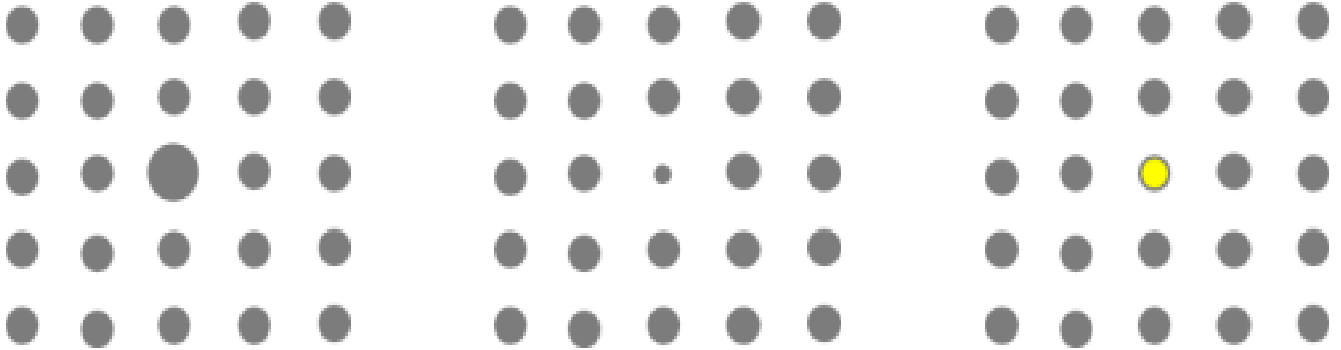


Figure I.20 : Différents types des défauts de substitution.

I.7.2. Les défauts étendus (linéaires)

Un défaut linéaire dans les cristaux photoniques est un rangé de motif supprimé ou modifié dans une ou plusieurs directions de la périodicité du cristal d'origine. Ce type de défaut est appelé guide d'onde. [31]

Il existe trois types : dimensions des motifs élémentaires, permittivité des motifs élémentaires, défaut par vacuité. [30]

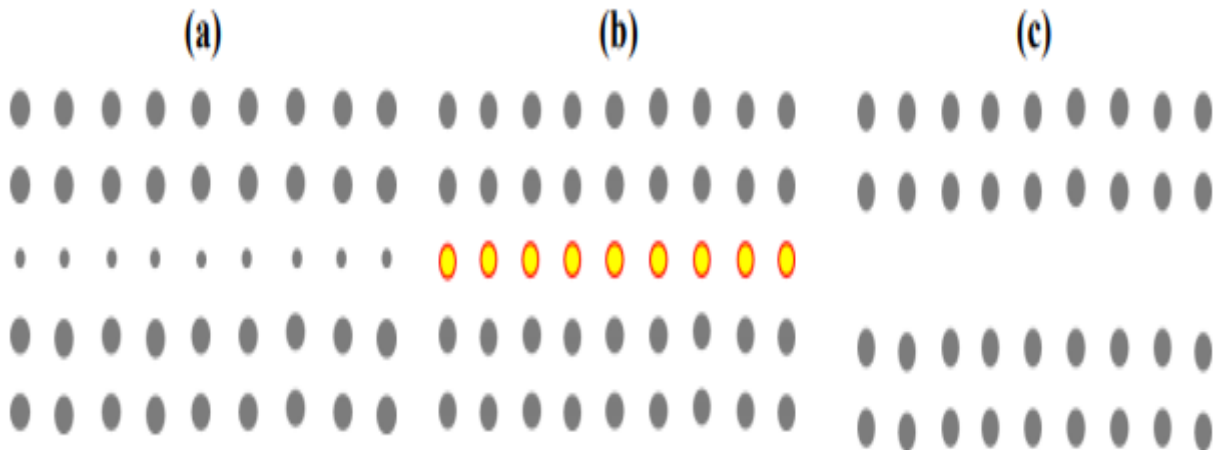


Figure I.21 : Différents types des défauts linéaires : (a) Dimensions des motifs élémentaires, (b) Permittivité des motifs élémentaires, (c) Défaut par vacuité.

I.7.3. Les défauts couplés

Les défauts couplés sont obtenus en liant les deux types des défauts linéaires et ponctuels. Le couplage entre ces défauts permet une apparition des pics supplémentaires de transmission dans la bande interdite. [30]

I.8. Les méthodes d'analyse et de synthèse des CPs

La méthode numérique la plus appropriée pour un problème donné dépend en grande partie de la Structure étudiée et des données requises. Certaines méthodes offrent une polyvalence au détriment de l'efficacité et / ou de la précision, tandis que d'autres sont très efficaces mais peuvent traiter uniquement une gamme limitée de géométries ou des problèmes spécifiques. Une autre considération est de savoir si une méthode résout le problème dans le domaine temporel ou fréquentiel.

Dans le domaine temporel, la solution est calculée en fonction du temps, et peut donc être utilisée pour suivre la propagation d'une impulsion ou observer d'autres comportements transitoires. C'est particulièrement important lors de l'étude de nombreux effets non linéaires pour lesquels le temps dépend des propriétés des matériaux doivent être incluses explicitement. Un spectre de fréquences peut être calculé en lançant une impulsion courte et en prenant une transformée de Fourier de la réponse temporelle, cependant de longues simulations sont nécessaires pour obtenir la réponse en régime permanent de Q élevé structures. Les méthodes du domaine fréquentiel, d'autre part, calculent la solution comme une fonction de la fréquence, ce qui les rend plus appropriés pour le calcul de l'état d'équilibre des réponses fréquentielles et structures des bandes, et pour étudier les systèmes à forte dispersion matériaux. Il existe également un chevauchement considérable entre l'application de ces deux méthodes ; tandis que les spectres de fréquence peuvent être obtenus en prenant une transformée de Fourier d'une réponse temporelle, il est également possible de calculer la réponse temporelle d'un appareil si la réponse en fréquence complète est connue.

I.8.1. Les méthodes FDTD (Finite-Difference-Time-Domain)

Sont les méthodes les plus générales et les plus utilisées pour le calcul des PhC car ils sont flexibles et peuvent gérer presque toutes les géométries [32]. La méthode implique la résolution des équations de Maxwell via des intégrations sur une grille discrétisée à la fois dans le temps et dans l'espace. Puisque la grille doit être assez fine pour résoudre la plus petite caractéristique du problème, traitant des structures PhC étendues peut être très exigeant en temps de calcul et en mémoire. FDTD peut être utilisé pour simuler des structures finies ou périodiques par le choix approprié d'absorption ou conditions aux limites périodiques ou bien de réseau fini en utilisant les conditions de mur magnétique ou de mur électrique [33]. Elles ont été proposées par Kane S. Yee en 1966.

I.8.2. La méthode de propagation du faisceau (BPM)

Qui est plus couramment utilisée pour étudier les fibres optiques et les guides d'ondes diélectriques [34,35], mais a été également appliqué aux PhC [36]. Cette approche implique le lancement d'une distribution initiale de champ $u(x, y, z = 0)$ qui est alors propagé numériquement dans la direction z . La méthode a été initialement mise en œuvre pour propagation avancées uniquement.

Elle est plus efficace pour les structures qui varient lentement au niveau des directions de propagation. Les adaptations de la méthode originale ont permis la propagation et amélioré la polyvalence, mais BPM ne peut pas traiter avec la même portée des problèmes en tant que les méthodes FDTD.

I.8.3. Les méthodes à ondes planes

Sont les plus appropriées pour les structures de bande et autres problèmes pouvant être modélisés comme des systèmes périodiques [37]. Elle consiste à développer le champ électromagnétique sur une base d'ondes planes. L'écriture des équations de Maxwell dans cette base conduit à une équation aux valeurs propres dont la résolution permet d'obtenir des relations de dispersion reliant la fréquence au vecteur d'onde.

Les méthodes des ondes planes ne se limitent pas aux calculs des structures de bande des réseaux simples. Par exemple, les guides d'ondes et les cavités peuvent être simulés en créant un réseau périodique de supercellules, chacune contenant un réseau de cylindres avec le défaut souhaité introduit. Si la supercellule est suffisamment grande pour que les défauts des cellules voisines n'interagissent pas de manière significative, alors les solutions au problème des valeurs propres correspondront à ceux d'un seul défaut isolé. Les courbes de dispersion des guides d'ondes sont couramment calculées de cette façon. Les super cellules sont également utilisées lors du calcul de la 3D structure de bande d'une dalle 2D Ph.

Comme pour tous les traitements supercellulaires, la méthode des ondes planes n'est pas en mesure de calculer les pertes de rayonnement, car chaque cellule est entourée par d'autres, et toute lumière s'échappant d'une supercellule passe à une autre et vice-versa.

Bien que la méthode des ondes planes soit polyvalente et peut être utilisée pour représenter de nombreuses structures différentes, elle n'est pas efficace pour calculer des modes de défauts étroitement liés car cela nécessite des milliers d'ondes planes. Une manière d'améliorer cela consiste à étendre les champs en utilisant des fonctions qui représentent plus de profils modaux, et nécessitent donc moins de termes dans l'expansion. Une approche qui est la plus appropriée pour étudier les modes localisés est basée sur des fonctions de Wannier qui sont dérivées des modes Bloch de la PhC uniforme et présentent donc un grand nombre de propriétés de symétrie du réseau. [38]

I.8.4. La méthode multipolaire

Dans ce cas, les fonctions de base sont cylindriques harmoniques centrées sur chacun des cylindres, exploitant ainsi la géométrie circulaire et permettant aux conditions aux limites d'être exprimées analytiquement. Pour cette raison, la méthode multipolaire est précise et efficace lors de l'étude de structures à contraste d'indice très fort ou à matériaux absorbants. Les méthodes multipolaires peuvent être appliquées à des amas (clusters) finis de cylindres ou de systèmes périodiques. [39-41].

I.8.5. La méthode des réseaux de diffraction

Cette méthode est basée sur une description du cristal photonique comme un ensemble de réseaux de diffraction successifs. [42], [43]

Ces réseaux sont séparés par des régions dont les champs sont décomposés suivant la forme de Rayleigh, la théorie des réseaux est appliquée pour relier les coefficients de cette décomposition d'une région à l'autre.

La résolution du système de relations matricielles entre les coefficients donne finalement la diffraction du matériau globale.

I.8.6. La méthode de matrice de transfert

La TMM (Transfert Matrix Method) se réfère à une grande classe de techniques dans lesquelles la structure à modéliser est considéré comme un empilement de couches individuelles, où la transmission et la réflexion de chaque couche peut être caractérisée par des matrices de diffusion. [44]

La Transmission à travers toute la pile est calculée en multipliant les matrices de diffusion ensemble d'une manière récursive. Ainsi, s'il existe plusieurs couches identiques, les matrices de diffusion n'a besoin d'être calculé qu'une seule fois, et peut ensuite être réutilisé à chaque fois que la couche apparaît dans la pile. Les méthodes de matrice de transfert sont une technique courante pour modéliser un film mince piles, où l'approche couche par couche est un choix évident [164], mais elles peuvent également être appliqué aux

PhC, qui peuvent souvent être traités comme une pile périodique de diffraction réseaux [45, 46]. Le calcul de la structure de bande d'un PhC uniforme nécessite donc seule la connaissance des propriétés de diffusion d'une seule couche. Divers numérique des méthodes peuvent être utilisées pour calculer les matrices de diffusion, y compris la Fourier différentielle méthodes [47, 48] et méthodes par éléments finis [45].

I.8.7. La méthode des liaisons fortes

Dans cette méthode, le champ électromagnétique est développé sur une base de fonction d'ondes localisées. Cette dernière est déterminée en calculant les fonctions de Wannier du cristal BIP parfait.

Ce développement est fait par analogie avec la description des liaisons fortes pour les orbitales électroniques des solides cristallins.

Cette méthode semble être particulièrement rapide pour la détermination des états liés à des défauts dans le cristal.

I.8.8. La méthode de développement sur des modes propres

La structure utilisée pour cette méthode est décomposée suivant des plans dans lesquels l'indice optique est constant selon une direction.

Les champs sont développés sur les modes propres de chaque domaine trouvé [49,50]. Ceci conduit à des temps de calcul qui peuvent être considérablement réduits, particulièrement pour des structures en couches.

I.8.9. La méthode des éléments finis

La méthode des éléments finis est une méthode numérique pour résoudre les équations de Maxwell, dans diverses formulations ou d'autres équations aux dérivées partielles avec conditions aux limites.

Les principaux avantages des méthodes à éléments finis, sont la représentation exacte des caractéristiques géométriques complexes présentes dans les applications réelles, les très bonnes propriétés de convergence qui permettent des résultats très précis en temps de calcul relativement court et la stabilité, l'applicabilité générale de la méthode aux différents paramètres de simulation [51],

FEM utilise un maillage non structuré pour représenter le domaine, qui se décompose en nombreux éléments de forme simple, de taille et d'orientation différente,

Les équations de Maxwell sont exprimées en un ensemble d'équations linéaires qui se rapprochent du champ sur un élément, une fonction d'interpolation est choisie et ses coefficients sont calculés pour chaque élément et stockés sous forme de matrices élémentaires ; Ces matrices sont ensuite assemblées en matrices globales qui forment un problème de valeur propre dont la dimension dépend du nombre d'éléments [52].

La méthode des éléments finis a été publiée par Turner en 1959, étant confinée à la communauté de la mécanique des structures et à l'industrie aérospatiale, par définition, cette méthode pourrait indiquer qu'il s'agit simplement d'une technique numérique pour obtenir des solutions approximatives aux équations différentielles particulières. [53]

I.9. Domaine d'application

Un cristal photonique nous donne de nouveaux outils pour la manipulation des photons et a donc suscité un grand intérêt dans une variété de domaines. Il existe de nombreuses applications, y compris l'imagerie sous-longueur d'onde, la microscopie à effet tunnel à photons et des dispositifs tels que les déphaseurs à ultra-haute sensibilité et les commutateurs optiques.

Les cristaux photoniques devraient être utilisés dans de nouveaux dispositifs optiques tels que les diodes laser sans seuil [54], les diodes électroluminescentes monomodes [55], les petits guides d'ondes à faible courbure nette [56], les petits prismes [57], et de petits circuits intégrés optiques [58].

Ils peuvent même être exploités comme des "matériaux pour gauchers" qui sont capables de focaliser les ondes transmises dans un point de sous-longueur d'onde en raison de la réfraction négative.

Les cristaux photoniques pourraient jouer un grand rôle au 21^e siècle, en particulier dans l'industrie des communications optiques, et pour résoudre de nombreux problèmes qui limitent actuellement la vitesse et la

capacité des réseaux de communication optique. Par exemple, pour la création de nouvelles LED et lasers qui émettent de la lumière dans une gamme de longueurs d'onde très étroite, ainsi que des filtres optiques hautement sélectifs qui pourraient être intégrés sur une puce [59]. On peut utiliser des cristaux photoniques pour concevoir un miroir qui réfléchit une longueur d'onde de lumière sélectionnée sous n'importe quel angle avec une efficacité élevée. De plus, ils pourraient être intégrés dans la couche photoémissive pour créer une LED qui émet de la lumière à une longueur d'onde et une direction spécifique [60].

Les CPs permettent la réalisation d'une grande variété de dispositifs actifs et passifs pour la communication optique tels que les diviseurs de puissance, les photos détectrices, les filtres, les multiplexeurs et démultiplexeurs, les modulateurs...etc.

I.9.1. Guide d'onde à base des CPs

L'utilisation de défauts linéiques pour réaliser des fonctions de guidage a été introduite en 1994 par **Meade**[61]. Les guides d'ondes sont des défauts alignés dans un cristal photonique. La lumière qui se propage dans le couloir de guide d'onde par une fréquence appartenant à la bande interdite photonique du cristal est confinée et peut être acheminée le long de ce couloir de guide d'onde, cette propagation guidée est limitée par la loi de la réfraction aux interfaces du guide. La transmission à travers ces dispositifs peut être optimisée en modifiant la taille ou la forme des trous au niveau des interfaces du guide.

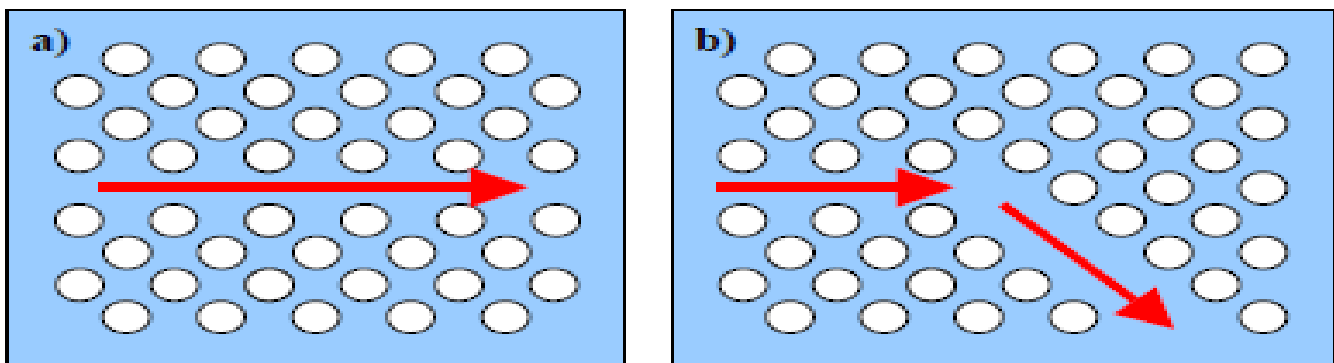


Figure I.22 : Guide d'ondes réalisés dans un cristal photonique : (a) structure linéique [62], (b) structure du virage [63].

Les guides linéiques présentent beaucoup de pertes. Il existe un autre type de guide qu'on appelle guide avec virage. Un guide avec virage de 60° ou 120° à base des cristaux photoniques bidimensionnels a été conçu pour assurer une transmission élevée sur une large bande passant.

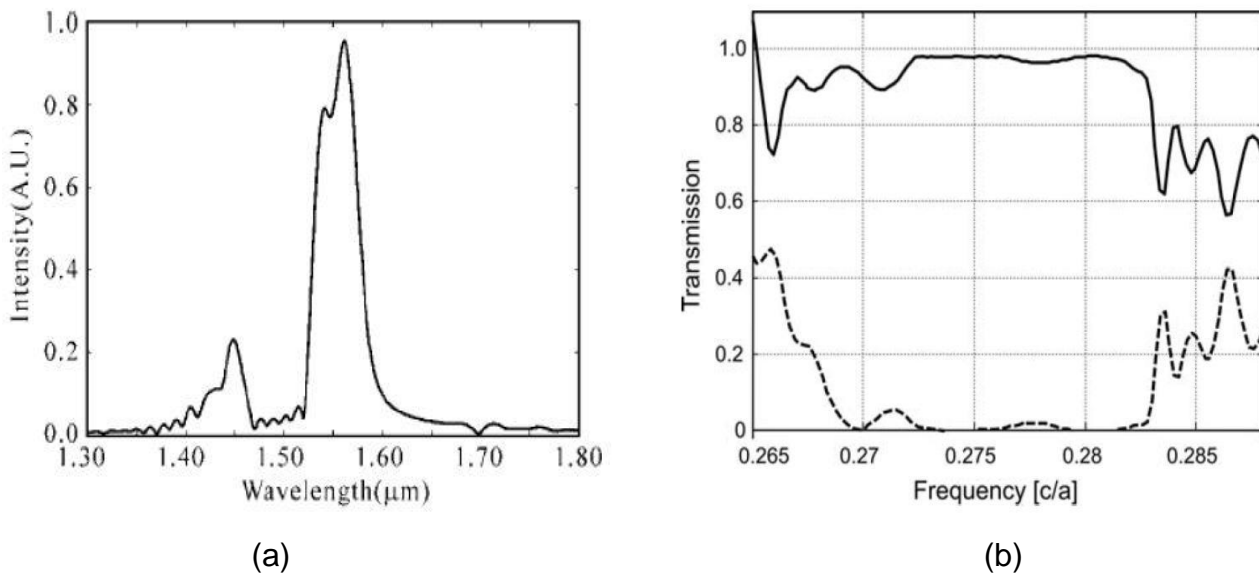


Figure I.23 : Spectre de transmission de guide, (a) : structure linéique. (b) : structure du virage. [8]

I.9.2. Filtres à base des CPs

Le filtrage spatio-fréquentiel est une des spécificités des filtres à cristal photonique. Les filtres peuvent être réalisés dans des structures périodiques en basant sur le couplage entre guides d'ondes et cavités. Dans ce cas, La plupart des longueurs d'ondes guidées seront réfléchies à l'extrémité du guide, sauf quelques-unes, qui seront couplées à la cavité. Cette approche permet plutôt de réaliser des filtres de type Fabry Perot et des filtres de type Add Drop (Filtre directif vertical).

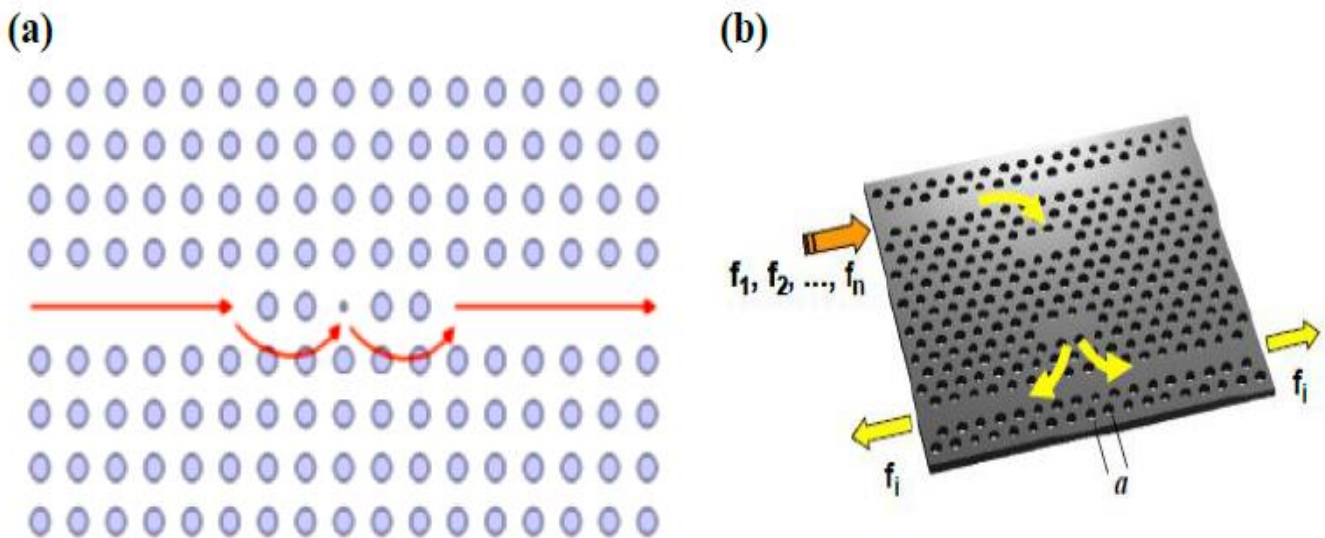


Figure I.24 : Schéma de principe d'une fonction de filtrage a base des cristaux photoniques : (a) filtre Fabry-Perot [64], (b) filtre Add-Drop [65].

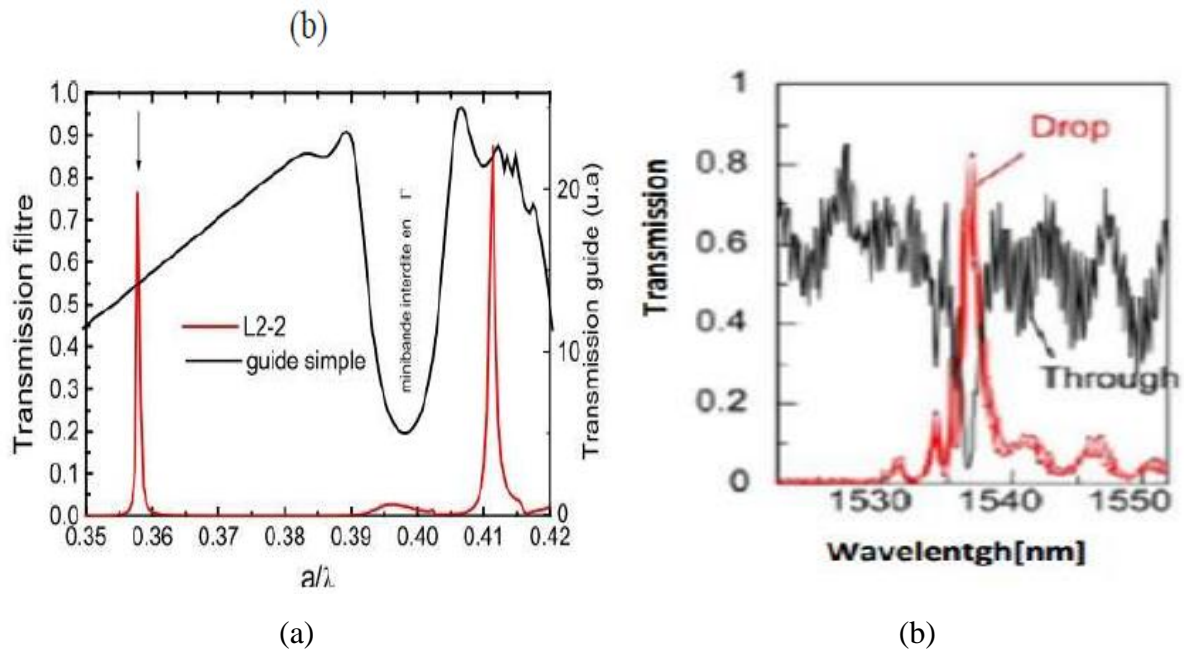


Figure I.25 : Spectre de transmission, (a) filtre Fabry-Perot , (b) filtre Add-Drop[8] .

I.9.3. Diviseurs à base des CPs

Le diviseur à CPs permet de séparer et de distribuer simultanément la lumière dans les différentes parties de circuit optique.

Le diviseur de type jonction Y a été étudié comprenant un guide d'entrée, une portion de jonction Y et deux ou quatre guides de sortie. On obtient le nombre des sorties que l'on veut en les cascadeant. [66]

Ce type de composant présente l'avantage d'offrir une réponse spectrale plate pour une gamme de longueur d'ondes très étendue, et l'analyse théorique portant sur des paramètres de conception a été menée par Fukazawa. [67]

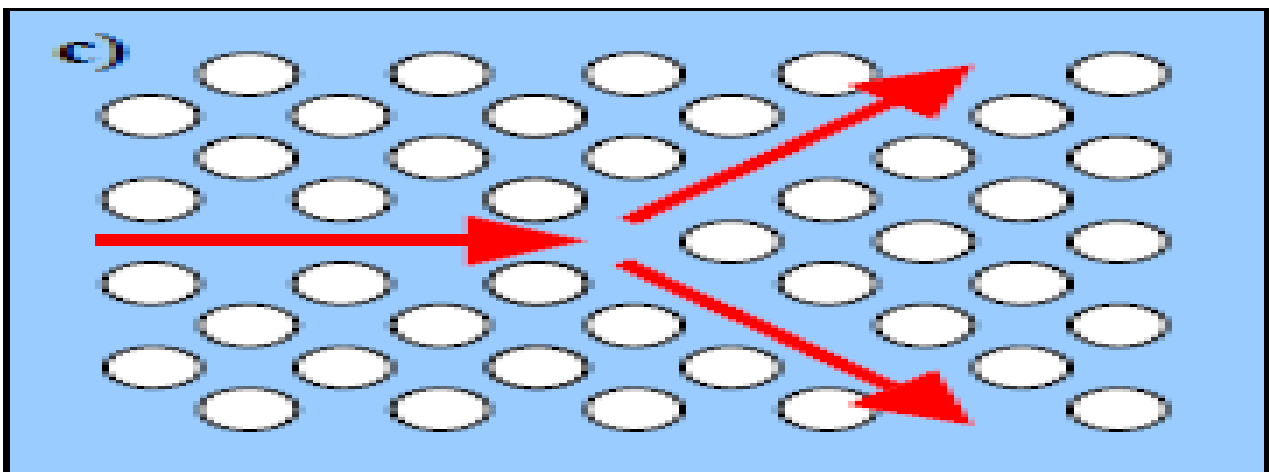


Figure I.26 :c) Jonction Y. [63]

I.9.4. Coupleur directionnel

Le coupleur directionnel est un dispositif constitué de deux guides d'ondes monomodes parallèles.

Il a quatre ports dont un port sert comme entrée et les trois ports comme des sorties.

Deux guides monomodes séparés par une distance suffisamment faible l'un de l'autre forment un coupleur directionnel. [68]

Un guide diélectrique peut être directement couplé à un guide à cristal photonique. L'efficacité de couplage dépend de la position de l'interface de découpe entre les deux guides. [69]

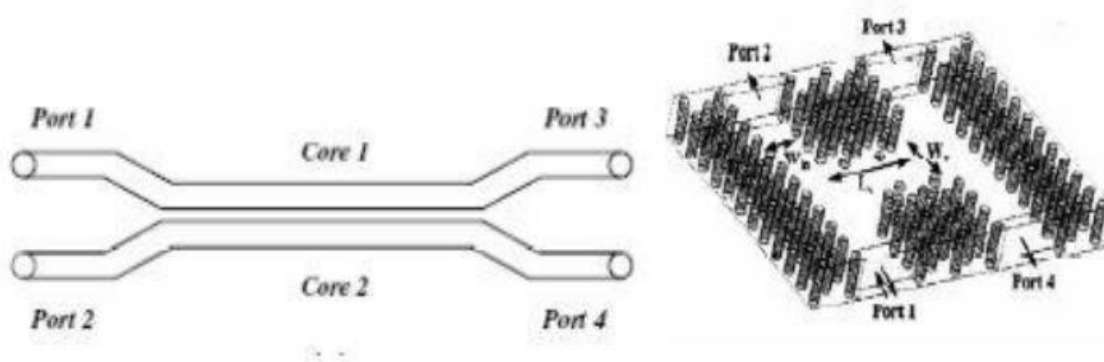


Figure I.27 : Schéma d'un coupleur optique directionnel.

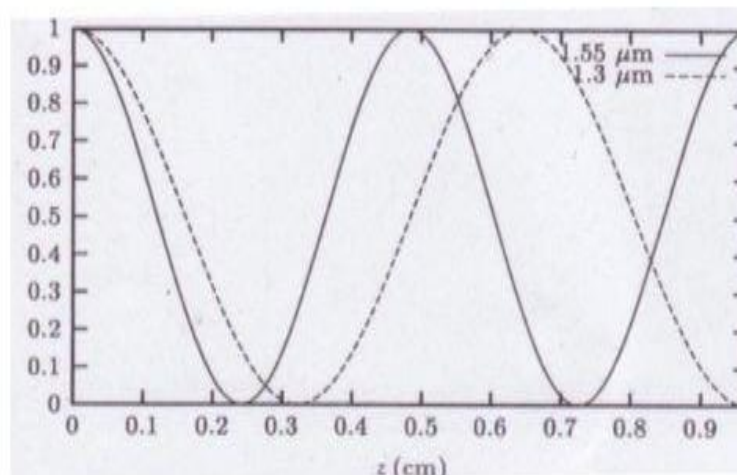


Figure I.28 : Puissance lumineuse de deux ondes à λ différentes dans un des guides d'un coupleur.

I.9.5. Démultiplexeurs

La large bande passante du canal de transmission optique, permet de transporter plusieurs signaux à des longueurs d'ondes différentes dans le même canal via un multiplexeur optique. Chaque porteuse est transmise indépendamment des autres, dans la mesure où les canaux sont espacés. Cet espacement est l'un des paramètres qui rend mieux l'utilisation de la capacité de la fibre.

A la fin du canal de transmission, avant la détection, les signaux sont séparés à l'aide d'un démultiplexeur.

Les équipements de multiplexage en longueur d'onde sont des éléments passifs, souvent de type réseau de diffraction. Ils agissent comme des filtres en sélectionnant le signal dans une zone de longueur d'onde. [70]

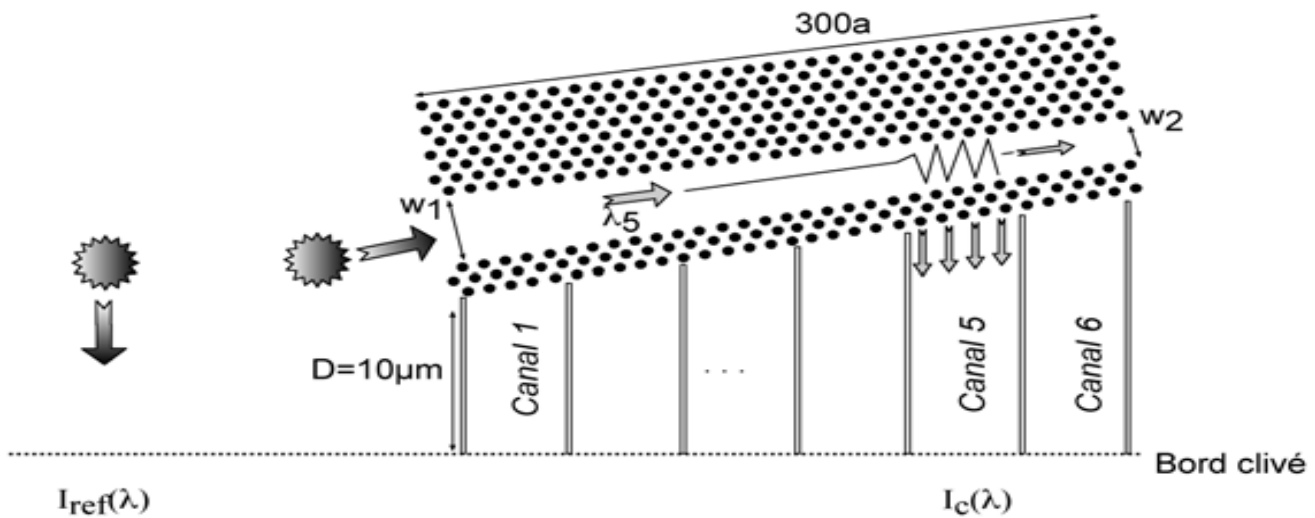


Figure I.29 : Principe du démultiplexeur / spectrographe : le guide PC de largeur proche de « W3 » couple le mode fondamental au mode d'ordre supérieur uniquement dans la section où la diffraction de Bragg entre les deux modes est autorisée. Ce mode est ensuite extrait latéralement à travers les trois rangées de trous. [71]

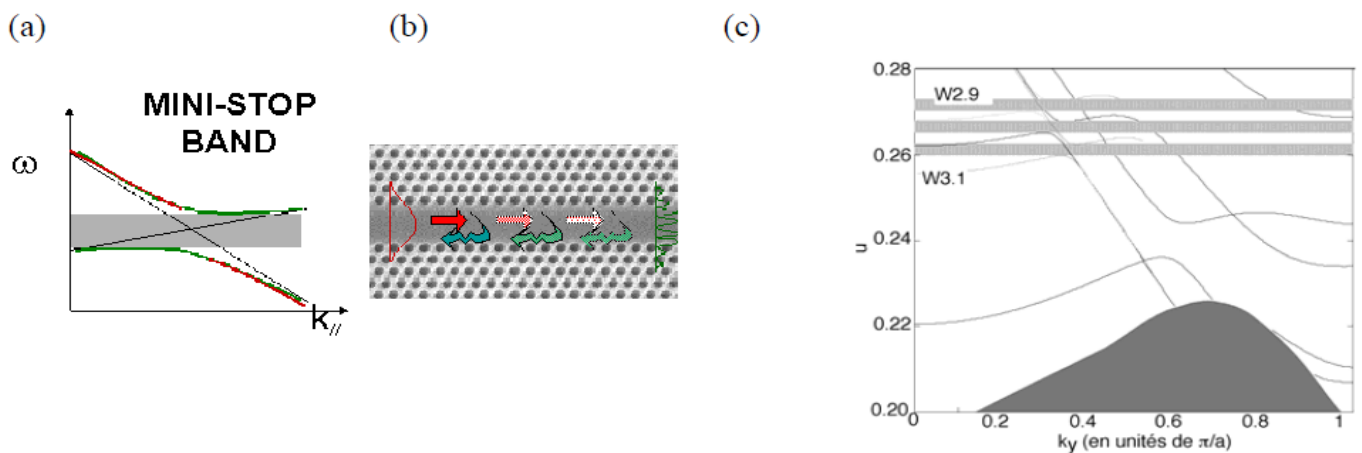


Figure I.30 : Illustration de l'utilisation de la mini-stopband : (a) relation de dispersion locale, le mode fondamental étant le plus raide, le mode d'ordre supérieur le moins raide ; (b) schéma du couplage de mode dans le guide W3 ; (c) superposition des relations de dispersion pour des guides dont 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-stopband bien séparées. [71]

I.10. Conclusion

Les cristaux photoniques offrent la possibilité de contrôler la propagation de la lumière et ceci, sur une dimension de l'ordre de grandeur de la longueur d'onde dans le matériau. C'est notamment cette propriété qui le rend intéressant pour de nombreuses applications.

Dans ce chapitre, nous avons cité les notions de bases associées aux CPs, on introduit les caractéristiques et les relations de dispersion des cristaux photoniques et les défauts.

L'étude de défauts reste un sujet très riche lorsqu'on réalise des fonctions optiques à base de cristaux photoniques. La création d'un défaut dans les structures périodiques, qu'il soit linéaire ou local, modifiera le fonctionnement du matériau.

Références du chapitre 1

- [1] E. Yablonovitch. Physical Review Letters 58(20), 2059-2062 (1987).
- [2] S. John Physical Review Letters 58, 2059 (1987).
- [3] yablonovitch, T.J. Gmitter, & Leung. (1991).
- [4] introduction to photonic crystals, adhyayan publishers & distributors, 2011.
- [5] K. S. Yee, Numerical solution of initial boundary value problems involving Maxwell's equations in isotropic media, IEEE Transactions on Antennas and Propagation, vol.14, no. 3, pp. 302-307, 1966.
- [6] Jean-Michel Lourtioz et Henri Benisty, les cristaux photoniques ou la lumière en cage, Hermes-science, 2003.
- [7] Physica B : matière condensée, volume 407, numéro 20, 15 octobre 2012, pages 4032-4036.
- [8] ABRI née BADAOUI Hadjira, "Etude et Conception des Micro - composants à Base des Cristaux Photonique Bidimensionnels", Thèse de Doctorat, Université de Tlemcen, Décembre 2012.
- [9] Angewandte Chemie International Edition 54 (42), 12426-12430, 2015.
- [10] Roberte Brugerolles gazouille, 30 octobre 2016.
- [11] www.juwelo.fr/opale/information,histoire-et-variété-de-la-piere.
- [12] Sandrine MASSY, « Contribution à la réalisation de fonctions optiques à base de cristaux photoniques sur LiNbO₃ », Thèse de doctorat N° 4, Université de Limoges, 2004.
- [13] J.B. Bai, J.Q. Wang, X.Y. Chen, J.Z Jiang, H. Li, Y.S. Qiu, Z. Qiang, "Characteristics of 45° photonic crystal ring resonators based on square-lattice silicon rods," Optoelectronics Letters, vol. 6, pp. 203-206, 2010.
- [14] L. Oyhenart, Modélisation, réalisation et caractérisation de cristaux photoniques tridimensionnels en vue d'applications à la compatibilité électromagnétique, Thèse de doctorat en Electronique, Université de Bordeaux I, 2005.
- [15] T. Baba, N. Fukaya, J. Yonkura, "Observation of light propagation in photonic crystal optical waveguides with bends". Electronics letters, Vol. 35, N°8, p. 654-655, 1999.
- [16] J. B. Pendry, Photonic band structures. Journal of modern optics 41, p. 209 (1994).
- [17] B. Wild, Etude expérimentale des propriétés optiques des cristaux photoniques bidimensionnels et de leur accordabilité, Thèse de doctorat en Physique, Ecole polytechnique fédérale de Lausanne, 2006.
- [18] N. Kawia et al., "Confined Band Gap in an Air-Bridge Type of Two-Dimensional AlGaAs Photonic Crystal". Physical Review Letters, 86(11):p.2289, 2001.
- [19] D. Felbacq, E. Centeno, Theory of diffraction for 2D photonic crystals with a boundary, J. Optics Communications, vol. 199, pp. 39-45, 2001.
- [20] M. Gorisse, Réalisation de filtres RF à base de cristaux photoniques, Thèse de doctorat en Micro et Nano Electronique, Université de Grenoble, 2006.

- [21] M. Youcef Mahmoud, G. Bassou, A. Taalbi, Z. Mohamed Chekroun, “Optical channel drop filters based on photonic crystal ring resonators,” *Optics Communications*, vol. 285, pp. 368–372, 2012.
- [22] E. Yablonovitch, T.J. Gmitter, K.M. Leung, Photonic band structure : The Face-Centered-Cubic Case Employing Nonspherical Atoms, *J. Physical Review Letters*, vol. 67, pp. 2295–2298, 1991.
- [23] C. Oh, M.J. Escuti, Time domain analysis of periodic anisotropic media at oblique incidence : an efficient FDTD implementation, *J. Optics Express*, vol. 14, pp. 11870–11884, 2006.
- [24] K.M. Ho, C.T. Chan, C.M. Soukoulis, Existence of a Photonic Gap in Periodic Dielectric Structures, *J. Physical Review Letters*, vol. 65, pp. 3152–3155, 1990.
- [25] A. Benmerkhi, M. Bouchemat, T. Bouchemat, N. Paraire, Efficient coupling between a high-Q cavity and a waveguide based on two-dimensional photonic crystal, *J. Physica Scripta*, vol. 151, pp. 14065–14069, 2012.
- [26] C. J. M. Smith, R. M. De la rue, M. Rattier, S. Olivier, H. Benisty, C. Weisbuch, T. F. Krauss, R. Houdré, U. Oesterle, “Coupled guide and cavity in a two-dimensional photonic crystal”, *Applied Physics letters*, Vol. 78, N° 11, p. 1487-1489, 2001.
- [27] D. BERNIER, « Propriétés de superprisme des cristaux photoniques sur substrats SOI pour le demultiplexage en longueur d'onde », Thèse de doctorat n° 9305, L'UNIVERSITÉ PARIS-SUD XI, ORSAY, 2008.
- [28] 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.
- [29] G. Tayeb, D. Maystre, Rigorous theoretical study of finite size two dimensional photonic crystals doped by microcavities, *J. Optical Society of America A*, vol. 14, pp. 3323–3332, 1997.
- [30] Riad MOUKHTARI : Contribution à L'étude et La Conception Des Cavités à Cristaux Magneto Photoniques, Thèse de doctorat, Université Mohamed Boudiaf - M'sila.
- [31] Shruti, R.K. Sinha, R. Bhattacharyya, Photonic crystal slab waveguide based infiltrated liquid sensors: design and analysis, *J. Nanophotonics*, vol. 5, pp. 53505–53515, 2011.
- [32] C. T. Chan, Q. L. Yu, and K. M. Ho, “Order-N spectral methods for electromagnetic waves,” *Phys. Rev. B* 51, 16635–16642 (1995).
- [33] T. Briallat, définition, réalisation et caractérisation de matériaux à bandes photoniques interdites reconfigurables en Micro-ondes, thèse de doctorat, Univ. de Paris X, Décembre 2000.
- [34] M. D. Feit and J. A. Fleck, Jr., “Computation of mode properties in optical fiber waveguides by a propagating beam method,” *Appl. Opt.* 19, 1154–1164 (1980).
- [35] B. J. Eggleton, P. S. Westbrook, C. A. White, C. Kerbage, R. S. Windeler, and G. L. Burge, “Cladding-mode-resonances in air-silica microstructured optical fibers,” *J. Lightwave Technol.* 18, 1084–1100 (2000).

- [36] M. Koshiba, Y. Tsuji, and M. Hikari, “Time-domain beam propagation method and its application to photonic crystal circuits,” *J. Lightwave Technol.* 18, 102–110 (2000).
- [37] K. M. Leung and Y. F. Liu, “Full vector wave calculation of photonic band structures in face-centered-cubic dielectric Media,” *Phys. Rev. Lett.* 65, 2646–2649 (1990).
- [38] K. Busch, S. F. Mingaleev, A. Garcia-Martin, M. Schillinger, and D. Hermann, “The Wannier function approach to photonic crystal circuits,” *J. Phys.: Condens. Matter* 15, R1233–R1256 (2003).
- [39] N. A. Nicorovici, R. C. McPhedran, and L. C. Botten, “Photonic band gaps for arrays of perfectly conducting cylinders,” *Phys. Rev. E* 52, 1135–1145 (1995).
- [40] D. Felbacq, G. Tayeb, and D. Maystre, “Scattering by a random set of parallel cylinders,” *J. Opt. Soc. Am. A* 11, 2526–2538 (1994).
- [41] L. M. Li and Z. Q. Zhang, “Multiple-scattering approach to finite-sized photonic band-gap materials,” *Phys. Rev. B* 58, 9587–9590 (1998).
- [42] D. Maystre, “Electromagnetic study of photonic band gap,” *Pure Appl. Opt.* 3, pp. 975–993 (1994).
- [43] Y. Qiu, K. M. Leung, L. Carin, D. Kralj, “Dispersion curves and transmission spectra of two dimensional photonic band-gap crystal : theory and experiments,” *J. Appl. Phys.* 77, N°8, pp. 3631–3636 (1995).
- [44] D. Cassagne, *Matériaux à bandes interdites photoniques.* *Ann. Phys. Fr.* 23, n°4 (1998).
- [45] J. B. Pendry and A. MacKinnon, “Calculation of photon dispersion relations,” *Phys. Rev. Lett.* 69, 2772–2775 (1992).
- [46] M. Sigalas, C. M. Soukoulis, E. N. Economou, C. T. Chan, and K. M. Ho, “Photonic band gaps and defects in two dimensions : Studies of the transmission coefficient,” *Phys. Rev. B* 48, 14121–14126 (1993).
- [47] L. Li, “Formulation and comparison of two recursive matrix algorithms for modeling layered diffraction gratings,” *J. Opt. Soc. Am. A* 13, 1024–1035 (1996).
- [48] E. Silberstein, P. Lalanne, and J.-P. Hugonin, “Use of grating theories in integrated optics,” *J. Opt. Soc. Am. A* 18, 2865–2875 (2001).
- [49] P. Bienstman, *Rigorous and efficient modelling of wavelength scale photonic components.* These de doctorat, université de Gent, Belgique (2001).
- [50] P. Bienstman et R. Baets, “Optical modelling of photonic crystals and VCSELs using eigenmode expansion and perfectly matched layers,” *Optical and quantum electronics* 33, p. 327 (2001).
- [51] MAES Bjorn, PETRÁČEK Jiří, BURGER Sven, et al. « Simulations of high-Q optical nanocavities with a gradual 1D bandgap. *Optics express*, vol. 21, no 6, p. 6794–6806, (2013).
- [52] BRAUN Paul V., RINNE Stephanie A., et GARCÍA-SANTAMARÍA Florencio. “Introducing defects in 3D photonic crystals: state of the art. *Advanced Materials*”, vol. 18, no 20, p. 2665–2678, (2006).
- [53] BENACHOUR Yassine. *Optimisation de cristaux photoniques pour l’optique non linéaire.* Thèse de doctorat. Université Paris Sud-Paris XI, (2008).

- [54] K. Nozaki, S. Kita, and T. Baba, "Room temperature continuous wave operation and controlled spontaneous emission in untrasmall photonic crystal nanolaser," *Opt. Express* **15**, 7506-7514 (2007)
- [55] E. Yablonovitch, "Inhibited Spontaneous Emission in Solid-State Physics and Electronics," *Phys. Rev. Lett.* **58**, 2059-2062 (1987)
- [56] A. Mekis, J. C. Chen, I. Kurland, S. H. Fan, P. R. Villeneuve, and J. D. Joannopoulos, "High transmission through sharp bends in photonic crystal waveguides," *Phys. Rev. Lett.* **77**, 3787-3790 (1996)
- [57] H. Kosaka, T. Kawashima, A. Tomita, M. Notomi, T. Tamamura, T. Sato, and S. Kawakami, "Superprism phenomena in photonic crystals," *Phys. Rev. B* **58**, 10096-10099 (1998)
- [58] S. Noda, K. Tomoda, N. Yamamoto, and A. Chutinan, "Full three-dimensional photonic bandgap crystals at near-infrared wavelengths," *Science* **289**, 604 (2000)
- [59] H. Takano, Y. Akahane, T. Asano, and S. Noda, "In-plane-type channel drop filter in a two-dimensional photonic crystal slab," *Appl. Phys. Lett.* **84**, 2226-2228 (2004)
- [60] Y. R. Do, Y. C. Kim, Y. W. Song, C. O. Cho, H. Jeon, Y. J. Lee, S. H. Kim, and Y. H. Lee, "Enhanced light extraction from organic light-emitting diodes with 2D SiO₂/SiN_x photonic crystals," *Adv. Mater.* **15**, 1214-1218 (2003)
- [61] R. D. Meade, A. Devenyi, J. D. Joannopoulos, O. L. Alerhand, D. A. Smith, *Novel applications of photonic band gap materials : Low-loss bends and high Q cavities*, *J. Applied Physics*, vol. **75**, pp. 4753–4755, 1994.
- [62] S. Mazoyer, *Lumière lente dans les guides à cristaux photoniques réels*, Thèse de doctorat en Optique et Photonique, Université de Paris Sud 11, 2011.
- [63] A. Mekis, J.C. Chen, I. Kurland, S. Fan, P.R. Villeneuve, J. D. Joannopoulos, *High transmission through sharp bends in photonic crystal waveguides*, *J. Physical Review Letters*, vol. **77**, pp. 3787–3790, 1996.
- [64] L. Weng, *An introduction to photonic crystals*, Optics and Photonics, Springer, 2012.
- [65] Y. Akahane, T. Asano, H. Takano, B.S. Song, Y. Takana, S. Noda, *Two dimensional photonic crystal slab channel drop filter with flat top response*, *J. Optics Express*, vol. **13**, pp. 2512–2530, 2005.
- [66] H. Bing, « Etude des composants nano-photoniques pour les interconnexions sue silicium » , thèse de doctorat institut national des sciences appliquées de Lyon, 2008.
- [67] T. Fuakazawa, A.Sakai, et T.Baba, « H-tree-type optical clock signal distribution circuit using a Si photonic wire waveguide », *Japanese journal of applied physics*, Vol, 41,n° 12B,pp . L1461-L1463 ; 2002.
- [68] S.Droulias, *Switching dynamics in nonlinear directional fiber couplers with intermodal dispersion*, Thèse de doctorat Université de Franche-Comté, France ,2004.
- [69] C.W.Chang,S.C.Cheng,W .F.Hsieh , *High efficiency coupling between external and photonic crystal waveguides by longitudinally shifting waveguide junctions*,*Opt.Commun.*242 (2004) pp.517-524.

[70] Kévin Lenglé, « traitement tout optique de signal à base de composants à cristaux photoniques en matériaux semi-conducteurs », these de doctorat, université de Rennes ,19 juin 2013.

[71] article « PROPOSITION ET VALIDATION OPTIQUE D'UN DEMULTIPLEXEUR TOUT-CRISTAUX-PHOTONIQUE SUR INP EXPLOITANT LE GUIDAGE MULTIMODE ».

Emilie Schwoob^{1,2}, Henri Benisty^{1,2}, Claude Weisbuch^{1,2}, Lucio Martinelli^{1,2}, Helmut Heidrich³, Klemens Janiak³, Sebastian Golka³, G.-H. Duan⁴, O. Drisse⁴, F. Pommereau⁴,

Laboratoire de physique de la Matière Condensée, UMR 7643, Ecole Polytechnique, 91128 Palaiseau.

Laboratoire Charles Fabry de l'Institut d'Optique, Bât 503, 91403 Orsay cedex.

Fraunhofer Institute for Telecommunications, Heinrich-Hertz-Institut, Einsteinufer 37, 10587 Berlin

OPTO+, Alcatel Research and Innovation, Route de Nozay, 91460 Marcoussis

**CHAPITRE II : FILTRAGE ET
DÉMULTIPLEXAGE DANS LES CRISTAUX
PHOTONIQUES**

II.1. Introduction

Les cristaux photoniques (CP) sont récemment devenus un candidat favorable pour la conception de dispositifs tout optiques.

Parmi leurs caractéristiques fascinantes, les CPs peuvent être fabriqués en très petites tailles. Ils bénéficient également de leur bande interdite photonique (PBG), dans laquelle la propagation des ondes électromagnétiques dans n'importe quelle direction et la polarisation est empêchée [1].

Cependant, en cassant la périodicité des PC par les défauts, la localisation du champ électromagnétique peut être contrôlée [1]. De nombreux dispositifs optiques ont été conçus en utilisant ce concept [2-7]. En enlevant une rangée complète de tiges, un guide d'onde optique peut être conçu [8]. Le retrait de deux tiges ou plus forme une cavité [8]. L'interférence instructive et destructrice des ondes à l'intérieur de la cavité provoque la sélection de la longueur d'onde.

La demande sur la bande passante d'Internet croît très rapidement. Afin d'envoyer et de recevoir des données de débit élevé, il n'y a qu'un choix : c'est la technique de multiplexage par répartition en longueur d'onde (WDM). Dans cette technique, plusieurs canaux sont envoyés simultanément via une fibre optique. Dans le récepteur, la première étape consiste à séparer les canaux les uns des autres. Les démultiplexeurs optiques sont des dispositifs utilisés dans le récepteur pour séparer les canaux. Plusieurs méthodes ont été proposées en utilisant des CPs pour séparer les canaux, comme les défauts linéaires [9], couplage directionnel [10], résonateurs en anneau [11], etc

II.2. Résonateur en anneau

Les résonateurs en anneaux permettent un confinement important de la lumière dans un petit volume. Ces structures offrent une sélectivité spectrale élevée, un large intervalle spectral libre (ISL, l'écart entre deux longueurs d'ondes résonantes consécutives ou Free Spectral Range, FSR), et ils peuvent répondre aux exigences micrométriques actuelles. Jusqu'à présent, les résonateurs en anneaux ont été démontrés avec succès à partir de matériaux très différents [12, 13] comme le silicium sur silice, l'arséniure de gallium (GaAs), le phosphore d'indium (InP), différents types de verre ou bien des polymères. Le silicium ou les semi-conducteurs III-V sont plus souvent utilisés que les matériaux polymères à cause de leur indice de réfraction élevé permettant d'obtenir un très bon confinement optique.

Une des conceptions les plus prometteuses est le micro résonateur en anneau [14, 15-17], dans lequel un mode circulant dans l'anneau est excité par une onde qui se propage dans le guide d'onde voisin. Ce type de résonateurs sont limités par le principe de confinement de la réflexion totale interne, leurs pertes de propagation augmentent exponentiellement avec la réduction du rayon de l'anneau.

Le choix de la taille de l'anneau est déterminé par la longueur d'onde de résonance désirée et le compromis entre le facteur de qualité Q et le volume modal V . Ce dernier est proportionnel à la taille de l'anneau, avec un volume modal restreint pour des anneaux plus petits.

En omettant quelques motifs (trous ou tiges) du cristal photonique afin d'avoir une forme en anneau, on obtient alors un résonateur en anneau à cristal photonique (PCRR).

Le premier rapport d'un résonateur en anneau à cristal photonique (PCRR) a été introduit par Kim et Al [18] à partir d'une cavité laser basé sur un résonateur en anneaux hexagonal [18], où la conception des modes et le couplage efficace ont été discutés. Plus tard, les caractéristiques spectrales d'un résonateur en anneau de forme rectangulaire couplé à des guides d'ondes dans un CP-2D de réseau carré ont été étudiées par Dinesh Kumar et al. [19] et ont discuté les effets des dimensions de l'anneau et des paramètres de la structure sur les propriétés de résonance du résonateur, où un grand anneau unique quasi-rectangulaire était introduit comme éléments de dropping sélectifs en fréquence. [20]

Le plus important est de coupler les résonateurs à des guides d'ondes. En effet, le guide d'onde est l'élément fondamental permettant l'entrée et la sortie du signal pour le résonateur, il est donc indispensable pour ce composant. Lorsque la lumière avec une longueur d'onde appropriée est injectée à l'entrée d'un guide d'onde (bus), couplé latéralement à un ou plusieurs PCRRs, elle sera transmise au résonateur par couplage évanescent

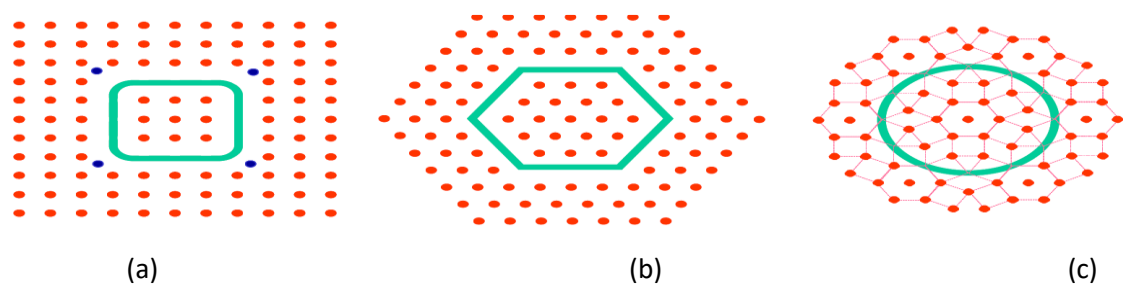


Figure II.1 : Résonateurs en anneaux à cristaux photoniques (photonic crystals ring resonators PCRRs) : (a) un anneau quasi-carré dans un réseau carré, (b) un anneau hexagonal dans un réseau hexagonal, (c) un anneau circulaire dans un quasi-cristal photonique [20].

II.3. Filtrage en CPs à partir des PCRRs

Afin d'augmenter la largeur de bande de transmission globale, il est généralement préférable que l'espacement des flux de données optiques transmis simultanément, ou canaux de données optiques, soit étroitement emballé pour accueillir un plus grand nombre de canaux. En d'autres termes, la différence de longueur d'onde entre deux canaux adjacents doit être de préférence minimisée.

Le filtrage est un mécanisme essentiel qui permet d'éliminer une fréquence ou une bande de fréquence, ou inversement, à favoriser une fréquence ou une bande de fréquences. Autrement dit, c'est l'action de modifier les composantes spectrales d'un signal électrique. Dans le cas des filtres à base de CPs, la conception est basée sur le couplage entre des défauts linéaires (guide d'onde) et des défauts ponctuels (cavités).

II.3.1. Principe de couplage entre guide à cristal photoniques et guide à cavité couplé

L'une des problématiques les plus importantes est celle de coupler les résonateurs avec des guides d'onde. L'efficacité de couplage dans les guides à CPs linéaires a été largement étudiée au cours des dernières années. Cependant, seuls quelques travaux ont porté sur les guides à cavités couplées.

II.3.1.1. Guides à CPs

Le guide d'onde est l'élément fondamental permettant l'entrée et la sortie du signal pour le résonateur, il est donc indispensable pour ce composant. En introduisant un défaut linéaire (omission d'une ou de plusieurs rangées de motifs de forme circulaires) dans un cristal photonique, il est possible de constituer des guides optiques au sein de ce cristal.

On appelle W_n les guides d'ondes, où n est le nombre de rangées de trous manquantes : Un guide W_1 correspond à un cristal photonique ayant une rangée manquante ; appelé aussi guide d'onde mono rangée.

Lorsque la lumière avec une longueur d'onde appropriée est injectée à l'entrée d'un guide d'onde (bus), couplé latéralement à un ou plusieurs PCRRs, elle sera transmise au résonateur par couplage évanescent.

Le mécanisme de guidage dans le cas du guide de structure déconnectée (constituée de tiges diélectriques plongées dans l'air) formée par l'omission d'une rangée de tiges s'effectue par effet de BIP seulement.

Ceci est dû au faible indice de réfraction du cœur par rapport à celui des gaines entourant le cœur constituant les tiges. La lumière est donc guidée dans le cœur, car elle ne peut pas se propager dans les gaines qui présentent une bande interdite photonique. Le guidage s'effectuera donc par réflexions multiples sur le matériau à bande interdite photonique, le guidage par effet BIP est le seul type de guidage opérant dans cette structure, le guide peut être donc monomode. Le couplage sera pauvre puisque les mécanismes de guidage des deux types de guides sont très différents, même si les deux guides ont la même largeur [21].

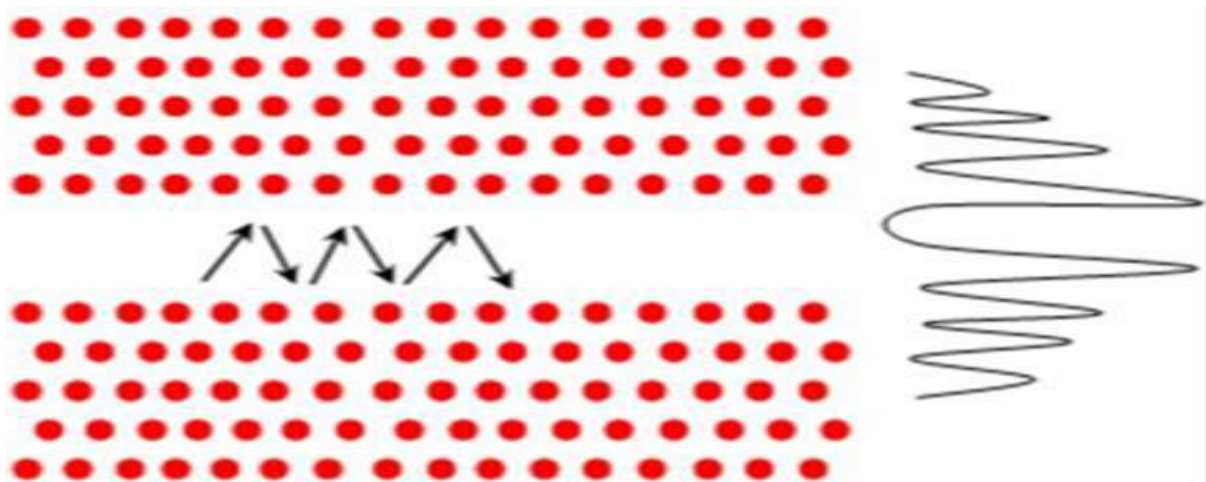


Figure II.2 : Propagation et schémas du profil de l'intensité où le guidage se fait par BIP [21]

II.3.1.2. Cavités à CPs

Les CPs permettent de concevoir une cavité optique. Ceci en modifiant ou en omettant un ou plusieurs (trous ou tiges) du cristal photonique. Le défaut ponctuel dans un CP peut donc servir de cavités résonnantes puisqu'il piège la lumière dans une bande de fréquence très étroite [22 -23]

Ces cavités peuvent avoir de très faibles volumes et de grands facteurs de qualité (Q), où Q représente le taux de perte relative d'énergie par rapport à l'énergie stockée de l'oscillateur. Ce facteur est donné par :

$$Q = \tau\omega / 2 = \omega / D\omega \quad (\text{II.1})$$

Avec τ le temps de vie du photon dans la cavité, ω la fréquence de résonance de la cavité

Et $D\omega$ la largeur à mi-hauteur de la résonance.

Les cavités sont dessinées de façon à ce que leurs fréquences propres se situent dans le gap photonique du CP 2D. Bien que les modes de cavité soient fortement confinés à l'intérieur des cavités, le recouvrement évanescent entre deux modes des cavités voisines est suffisant pour permettre le passage d'un photon d'une cavité à l'autre par saut de photon [24].

La figure II.2 regroupe quelques exemples de cavités Hi sur des CPs 2D. Cependant, il est à noter que d'autres types de cavités que celles hexagonales existent.

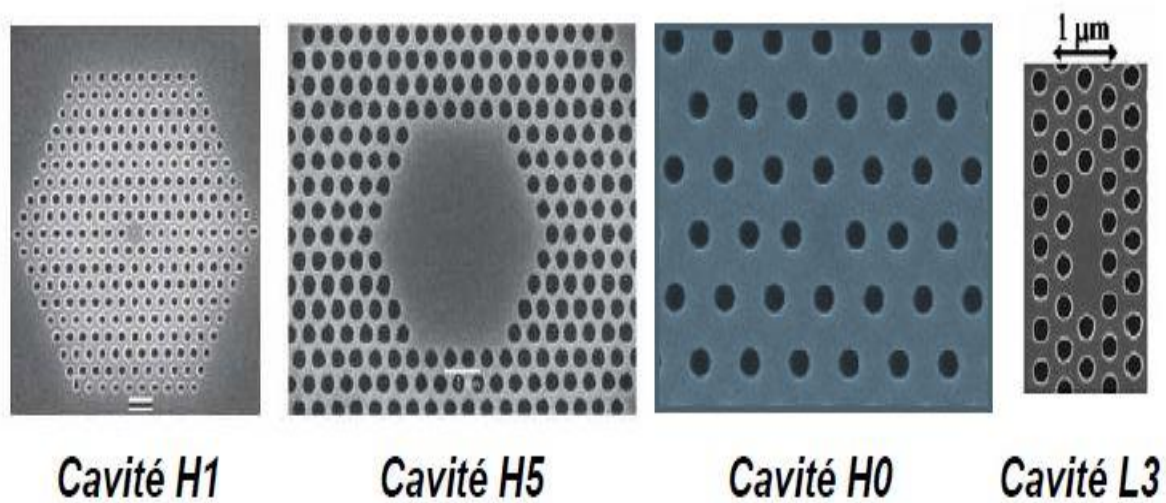


Figure II.3 : Images MEB de différents guides CPs de type W, tirées de [25, 26].

Bien que les modes de cavité soient fortement confinés à l'intérieur des défauts, le chevauchement entre les cavités voisines est suffisant pour permettre la propagation de la lumière sous forme de sauts de photons d'une cavité à sa voisine.

Le couplage entre les modes de cavité fortement localisés provoque une division en fréquence du mode de cavité unique en un certain nombre de pics de résonance qui dépendent du nombre de cavités couplées. Par conséquent, une bande guidée apparaît lorsque la longueur de la CCW est infinie [21].

II.3.1.3. Guide à cavité couplées

Le guidage d'ondes à travers les CCW a été démontré expérimentalement aux fréquences micro-ondes et optiques [27,28]. La figure II. 4(b) montre le module du champ électrique dans une CCW créée dans un cristal photonique 2D et formée de cavités de défaut manquantes uniques avec un espacement de deux constantes de réseau entre les cavités voisines.

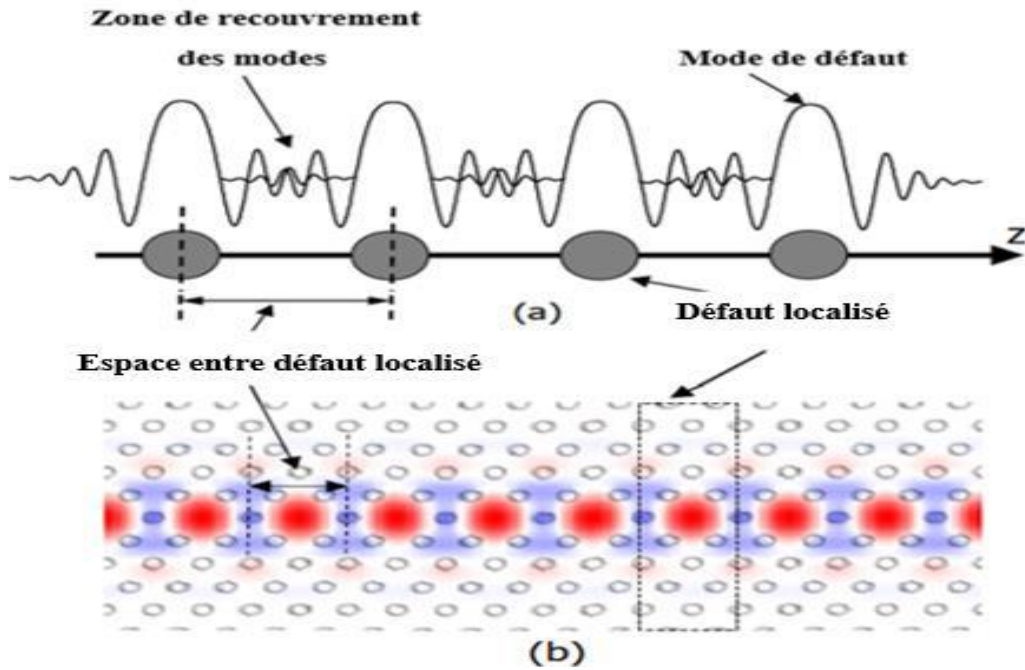


Figure II.4 : (a) Schémas de propagation de photons par sauts entre les modes de défauts évanescents couplés. Le chevauchement des modes de défaut est suffisamment important pour permettre la propagation des ondes EM le long de modes de cavité étroitement confinés. (b) Un mécanisme pour guider la lumière à travers les modes de défauts localisés dans les cristaux photoniques.

Les guides à cavités couplées CCWG (Coupled Cavities Wave Guide), appelés aussi guides CROW (Coupled Resonator Optical Waveguide). Ces guides sont composés d'une chaîne de cavités fortement couplées séparées par un ou plusieurs trous.

II.4. Filtre Channel drop à base de PCRR

Les filtres Channel drop (Channel drop filter(CDF)) qui accèdent à un canal d'un signal multiplexé par répartition en longueur d'onde (WDM :Wavelength Division Multiplexing) tout en laissant les autres canaux intacts , sont des composants essentiels de PIC (photonic integrated circuits) et les systèmes de communication optique.

Les filtres résonants sont parmi les différents appareils introduits récemment [29-31]; ils sont destinés pour la suppression de canaux car ils peuvent être potentiellement utilisés pour sélectionner un seul canal avec une largeur de ligne très étroite. Comme il est schématisé sur la figure (II-5); une cavité résonante CDF est constituée de deux guides d'ondes : le bus (correspondant au guide d'injection) et le drop (guide qui recueille le signal extrait du guide d'injection) qui sont couplés par l'intermédiaire d'un résonateur optique.

Ce dispositif élémentaire de la technologie WDM permet le transfert sélectif et directif de la lumière entre deux guides d'ondes via une zone de couplage. Autrement dit, lorsque des signaux WDM (c'est-à-dire des signaux multi-fréquences) se présentent à l'entrée du premier guide d'onde (bus), une seule fréquence sera sélectionnée et transférée ensuite dans la direction de propagation vers l'avant ou vers l'arrière dans le second guide d'onde (drop) [6].

L'espacement entre les canaux devient de plus en plus dense pour exploiter pleinement la bande passante spectrale dans les systèmes à multiplexage en longueur d'onde dense (Dense Wavelength Division Multiplexing : DWDM). Un grand nombre de canaux contenant différentes longueurs d'onde nécessite un filtre submicronique.

La performance d'un CDF est déterminée par l'efficacité de transfert entre les deux guides d'ondes. Une efficacité parfaite correspond à un transfert de 100% du canal sélectionné dans une direction vers l'avant ou vers l'arrière dans le guide drop, sans aucune transmission vers l'avant ou réflexion vers l'arrière dans le guide bus. Tous les autres canaux ne doivent pas être affectés par la présence du résonateur optique et continuent de traverser le guide bus [32].

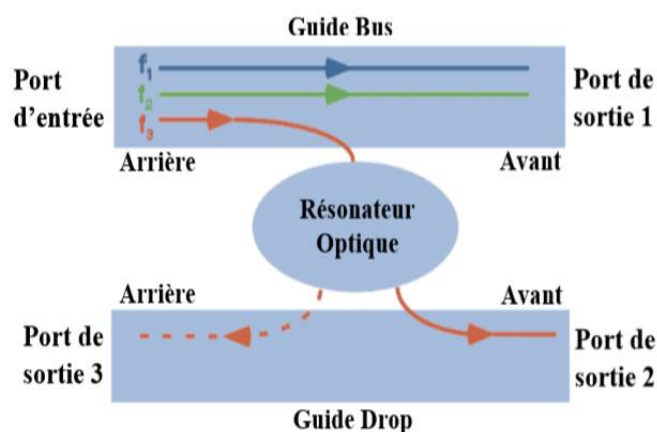


Figure II.5 : Représentation schématique d'un filtre Channel drop.

Une conception prometteuse d'un CDF a été introduite récemment en utilisant des cavités annulaires comme filtre résonant [31]. Dans une telle géométrie, l'onde se propageant vers l'avant dans le bus excite un mode de rotation dans l'anneau, qui à son tour se couple dans le mode de propagation vers l'arrière dans le drop. A la résonance, un transfert de 100% peut être obtenu. Cependant, les pertes de rayonnement à l'intérieur de l'anneau affecteront la réduction de l'efficacité du transfert. De plus, le résonateur en anneau prend en charge plusieurs résonances. Bien que l'espacement des modes puisse être agrandi en réduisant la taille de l'anneau mais les pertes de rayonnement augmentent de façon exponentielle à mesure que le rayon de l'anneau diminue.

II.5. Démultiplexage en CP à partir de PCRR

II.5.1. Multiplexage par répartition en longueur d'onde : (principes de base et histoire)

Les télécommunications utilisent largement les techniques optiques dans lesquelles l'onde porteuse appartient au domaine optique classique. La modulation des ondes permet la transmission de signaux analogiques ou numériques jusqu'à quelques gigahertz ou gigabits par seconde sur une porteuse de très haute fréquence, typiquement de 186 à 196 THz.

En fait, le débit binaire peut être encore augmenté, en utilisant plusieurs ondes porteuses qui se propagent sans interaction significative sur la même fibre. Il est évident que chaque fréquence correspond à une longueur d'onde différente. Cette technique est appelée multiplexage par répartition en fréquence (FDM) ou multiplexage par répartition en longueur d'onde (WDM). Ce dernier terme est actuellement préféré dans la plupart des cas. DWDM est réservé pour un espacement de fréquence très proche (généralement inférieur à 100 GHz correspondant à 0,8 nm à des longueurs d'onde proches de 1,5 μm). Le terme « multiplexage par répartition en fréquence » est utilisé dans quelques cas, comme le multiplexage avec incrustation de décalage de fréquence optique et détection cohérente. Mais la terminologie n'est pas complètement stabilisée.

Le concept de multiplexage optique n'est pas nouveau. A notre connaissance, il date de 1958 [33, 34]. On peut dire que l'idée d'envoyer plusieurs signaux, comme le montre la figure II.6, était simple, car il s'agissait d'une transposition des techniques utilisées dans les télécommunications classiques avec l'électronique. Mais les problèmes techniques étaient très difficiles, et il a fallu beaucoup de temps aux experts pour les résoudre. Environ 20 ans plus tard, les premiers composants pratiques du multiplexage ont été proposés principalement aux États-Unis, au Japon et en Europe. En 1977, le premier réseau passif WDM composant a été développé par Tomlinson et Aumiller [35].

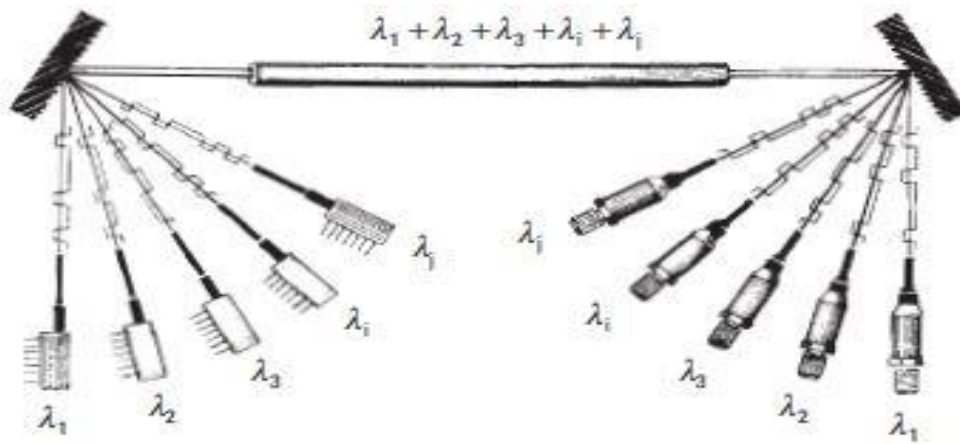


Figure II.6 : Le composant à l'entrée doit injecter les signaux provenant des différentes sources dans la fibre avec un minimum de pertes : c'est le multiplexeur.

II.5.2. Quelques définitions

a. Les pertes

Le multiplexeur doit combiner les signaux avec des pertes minimales. Ces pertes P_j sont exprimées en décibels (dB) à chaque longueur d'onde λ_j par :

$$P_j = 10 \log (\Phi_j / \Phi_0) \quad (\text{II.2})$$

Où Φ_j est la puissance optique injectée dans la ligne de transmission et Φ_0 est la puissance incidente à λ_j .

b. Le crosstalk (La diaphonie)

A l'autre extrémité de la fibre, les signaux aux différentes longueurs d'onde sont séparés par un démultiplexeur qui, comme le multiplexeur, doit avoir un minimum de pertes.

La diaphonie est définie comme étant le rapport de la puissance à la sortie indésirable pour une longueur d'onde spécifique à la puissance à un port souhaité [36].

La diaphonie optique D_{ij} d'un canal i sur un canal j est donnée par la relation (II.3) :

$$D_{ij} = 10 \log (\Phi_{ij} / \Phi_{jj}) \quad (\text{II.3})$$

Où Φ_{ij} est la puissance optique résiduelle du canal i à la longueur d'onde λ_i dans le canal j et Φ_{jj} la puissance optique de sortie dans le canal j à la longueur d'onde λ_j .

La diaphonie optique totale dans le canal j est définie par :

$$D_j = 10 \log \left(\frac{\sum_{i \neq j} \Phi_{ij}}{\Phi_{jj}} \right) \quad (\text{II.4})$$

Ce défaut est simplement dû au démultiplexeur lorsque les sources à des Largeurs spectrales sont beaucoup plus petites que les bandes passantes spectrales utilisées dans le multiplexeur. Mais ça devient également nécessaire de prendre en compte la diaphonie du multiplexeur dans d'autres cas [37].

II.5.3. Généralités sur le démultiplexeur

Le démultiplexeur est considéré comme dispositif clé de l'optique intégrée pour sélectionner un canal particulier ou de plusieurs canaux multiplexés en longueur d'onde (WDM) pour les systèmes de télécommunications optiques. On utilise un démultiplexeur en longueur d'ondes lorsqu'une seule fibre optique est utilisée pour transmettre plusieurs signaux de longueurs d'onde différentes (ou canaux) en même temps [38].

Le démultiplexeur en longueur d'onde est un élément critique du réseau de communication optique. Il existe de nombreuses techniques pour concevoir un démultiplexeur optique en cristaux photoniques, comme l'utilisation de cavités résonnantes [39], nanofils de silicium sur isolant (SOI) [40], Circulateurs magnéto-optiques [41], résonateurs en anneau (RR) [42-45], coupleurs directionnels [46], super prismes [47].

II.6. CWDM ou DWDM ?

Il existe deux types de systèmes WDM : CWDM (multiplexage par répartition en longueur d'onde grossière). DWDM (multiplexage par répartition en longueur d'onde dense). Ils utilisent tous les deux plusieurs longueurs d'onde de lumière laser pour la transmission du signal sur une seule fibre, mais il existe aussi quelques différences.

L'espacement entre les canaux appelé aussi « le pas » présente un de ces différences. Dans le cas du DWDM l'espacement varie entre 1,6 et 0,4 nanomètre contre 20 nanomètre pour le CWDM, ce qui permet d'avoir un nombre de canaux normalisés beaucoup plus important (de 96 pour la bande C à 160 théoriques contre 8 ou 18). DWDM utilise des longueurs d'ondes autour de 1550 nm. La tranche de fréquence la plus utilisée est la bande C (Conventionnelle) : 191,560 à 195,942 THz (de 1 565 à 1 530 nm). Sur la courbe caractéristique de la silice, l'atténuation dans la bande passante 1 530 nm - 1 565 nm est de 0,2 dB/km environ (c'est la plus faible). Avec des lasers et des fibres optiques de nouvelle génération, il est possible de couvrir des distances de plus de 80kms.

CWDM utilise principalement des longueurs d'onde entre 1470 et 1610nm (8 longueurs d'ondes, donc 18 au total ont été normalisées de 1270 à 1610nm). A certaines longueurs d'ondes, l'atténuation est beaucoup plus élevée (+0.3db). CWDM est adapté pour des distances moyennes [48].

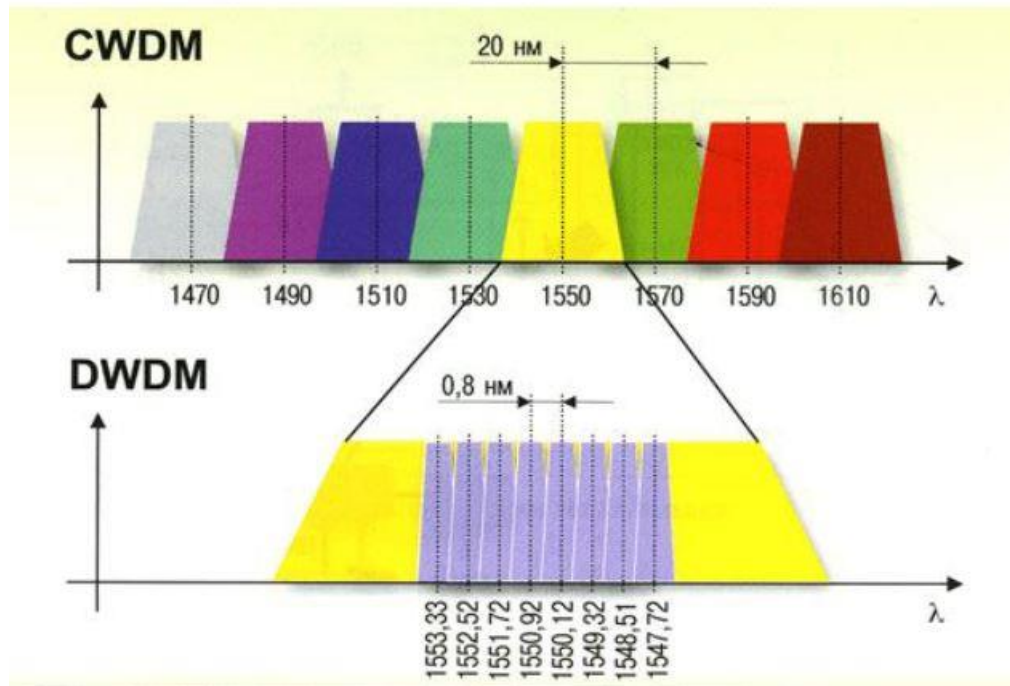


Figure II.7 : la répartition en longueurs d'onde pour les deux technologies DWDM et CWDM.

L'autre différence notable entre ces deux technologies est la distance maximale ainsi que le débit que l'on peut atteindre. La distance atteignable est fonction de ce qu'on appelle le budget optique tel qu'il est défini par :

Budget optique = Puissance émetteur - Sensibilité récepteur.

Ce budget optique doit être supérieur à l'atténuation totale de la fibre optique.

Les équipements DWDM possèdent des optiques plus précises que le CWDM, et peuvent donc atteindre de plus longues distances pour un débit équivalent ou supérieur. De plus, la bande de fréquence du DWDM permet de rajouter des amplificateurs (appelés EDFA pour Erbium Doped Fiber Amplificateur) sur le lien fibre optique, si nécessaire.

En conclusion, on peut dire que le CWDM convient pour une distance inférieure à 40km à 1Gb/s, tandis que le DWDM est capable d'atteindre 80km à 10Gb/s, et même plus avec l'ajout d'amplificateurs tous les 80 km. Contrairement à ce que l'on pourrait penser, le CWDM a été développé après le DWDM, justement pour proposer une solution plus économique [48].

II.7. Applications

II.7.1. Filtre Channel drop en forme F à base résonateur en double anneaux en CPs

F-shaped Channel-Drop Filter Based On Photonic Crystal Double Ring Resonators

F-SHAPED FILTER OF DOUBLE RING RESONATORS est conçu en utilisant le guide d'onde drop du premier résonateur en anneau comme un guide d'onde bus du deuxième résonateur en anneau. Ainsi, il y aura une bande de fréquence étroite au niveau du guide d'injection (le bus) de ce dernier. Cette bande sera divisée lorsqu'il y a une différence de fréquence entre le bus du premier résonateur et le deuxième. La transmission obtenue est acceptable et le facteur de qualité le plus élevé sera atteint [49].

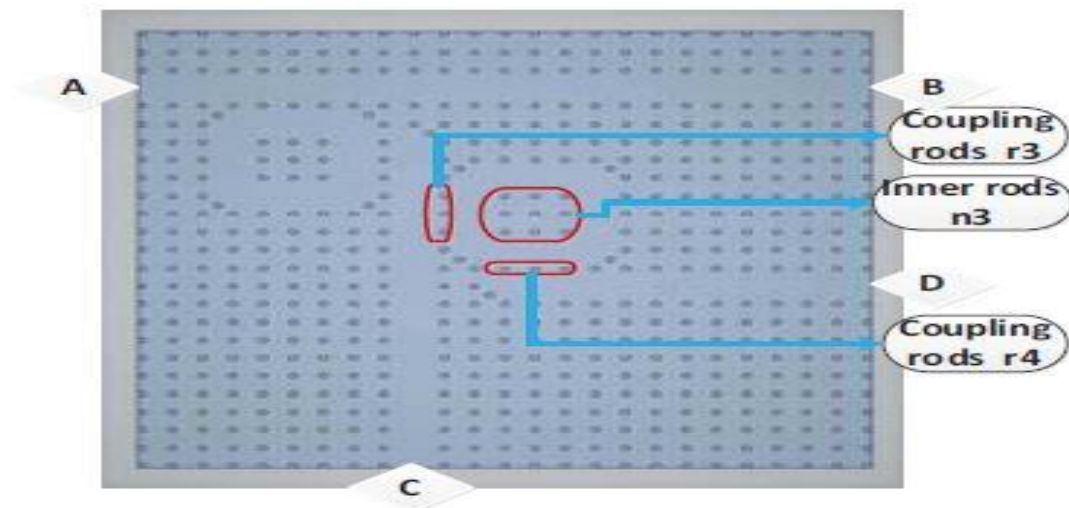


Figure II.8 : structure d'un CDF en forme F [49]

Pour le cas d'un filtre à extraction CDF en forme F qui est conçu sur un CP-2D de tiges de Si indice de réfraction de Si (n) et de rayon (r) dans l'air suivant un réseau rectangulaire, la simulation a donné une transmittance supérieure à 95% lorsque r , a et n sont égales à $0,122\mu\text{m}$, $0,655\mu\text{m}$ et $3,56$ respectivement, et une large bande passante dans la troisième fenêtre de communication [50]. a : représente la constante du réseau.

Le TshapedCDF est conçu avec ces paramètres. Ensuite, le FshapedCDF est conçu avec les paramètres de CDF optimal en forme de T.

Le facteur de qualité peut être calculé par $\lambda/\Delta\lambda$ pour le filtre, où λ est la longueur d'onde centrale et $\Delta\lambda$ est la largeur à mi-hauteur. Nous jugeons la performance de CDF en forme de F par son facteur de qualité et sa transmission.

a- Simulation d'un guide d'onde direct

Nous simulons un guide d'onde à défaut linéaire en agissant sur les trois paramètres géométriques et physique : l'indice de réfraction des tiges (n) varie entre 2,5 à 4 avec un pas de 0,1. Le rayon des tiges (r) varie entre 0,05 à 0,15 avec un pas de 0,01 μm et la constante du réseau a varié entre 3,5 r à 8 r avec un pas de 0,5 r . L'optimisation des résultats préliminaires conduit aux solutions paramétriques optimales de n , r et a qui valent à 3,56, 0,122 μm et 0,655 μm , respectivement. La transmittance obtenue est schématisée sur la Figure II.9.[49]

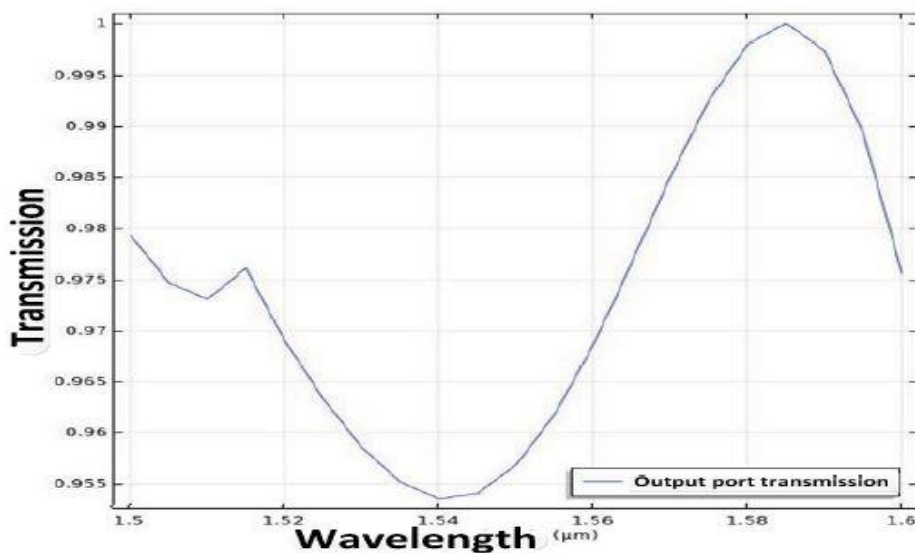


Figure II.9 : La transmission optimale d'un guide d'onde à base de CPs[49]

b- Simulation d'un guide d'onde couplé d'un CDF en forme T

Afin d'assurer une large bande passante dans le guide d'onde bus, nous utilisons les paramètres optimaux du guide d'onde direct. Ensuite, nous étudions l'effet de quatre paramètres, dont l'indice de réfraction des tiges internes (n_1) et des tiges de couplage (n_2) et le rayon de ces dernières (r_1 et r_2). Sur les performances du résonateur en anneau.

Les n_1 et n_2 varient de 2,5 à 4,5 et le pas est de 0,1. Les tiges de couplage horizontales r_1 et vertical r_2 va de 0,061 à 0,183 μm et le pas est 0,0122 μm . La transmittance maximale obtenue est de 80% lorsque n_1 est égal à 3,6 et n_2 est égal à 3,7, donc le pas est changé en 0,01. De même, r_1 et r_2 sont étudiés de la même manière. Les solutions optimales trouvées sont que n_1 , n_2 , r_1 et r_2 égales à 3,7, 3,56, 0,0732 μm et 0,0854 μm , respectivement.

La Figure II.10 illustre la transmission du CDF en forme de T. La transmission du drop-channel est de plus de 95% près de 1555 nm et le facteur de qualité est de 150 [49].

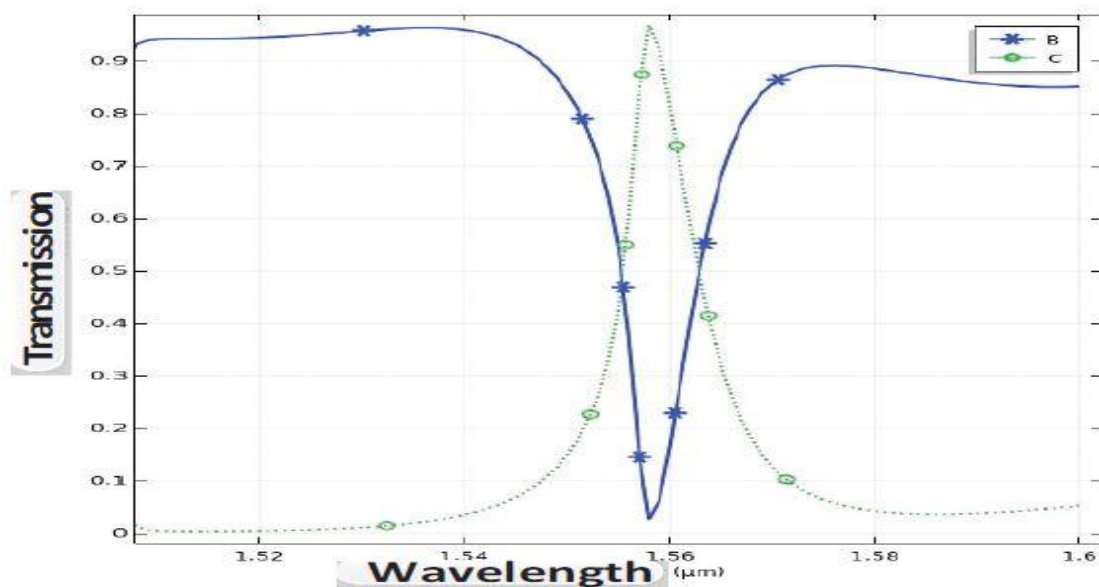


Figure II.10 : La transmission de CDF en forme de T sous solution optimale [49].

c- Simulation d'un guide d'onde CDF en forme de F

Afin d'acquérir une transmission élevée, nous établissons le F shaped CDF selon les paramètres optimaux du T shaped CDF. Ensuite, le deuxième résonateur en anneau est étudié par les moyens d'étudier le CDF en forme de T. De même, l'effet de quatre paramètres dont l'indice de réfraction des bâtonnets intérieurs (n_3) et des celles de couplage (n_4) et le rayon de ces derniers (r_3 et r_4) sur les performances du résonateur en anneau sont recherchées. Le n_3 et n_4 varie de 2,5 à 4,5 et le pas est de 0,1. Les tiges verticales de couplage r_3 et horizontales r_4 vont de 0,061 à 0,183 μm et le pas est de 0,0122 μm .

Le même phénomène se retrouve comme le CDF en forme de T, c'est-à-dire la longueur d'onde centrale de la sortie D est déplacée vers la longue onde quand le rayon des bâtonnets des colonnes du couplage et l'indice de réfraction des colonnes internes augmentent et ceci lorsque n_3 est compris entre 2,5 et 4.

Et lorsque n_3 est entre 4 et 4,5 la longueur d'onde centrale de la sortie C se divise en deux, l'un est près de 1554 nm et un autre est proche 1560 nm. Lorsque n_3 est égal à 4,2, la transmission de la sortie D atteint la valeur maximale (70%) et le facteur de qualité est très haut. Donc n_3 est à nouveau analysé de 4.1 à 4.3 et le pas est 0,01. Les n_4 , r_3 et r_4 sont étudiés par la même méthode.

Les effets des paramètres n_3 , n_4 , r_3 et r_4 sur la transmission sont représentés sur les Figures II.11, 12, 13,14 respectivement. Afin de montrer clairement l'effet de transmittance avec chaque paramètre, la taille de pas de 2 fois peut être utilisée sur la figure. [49]

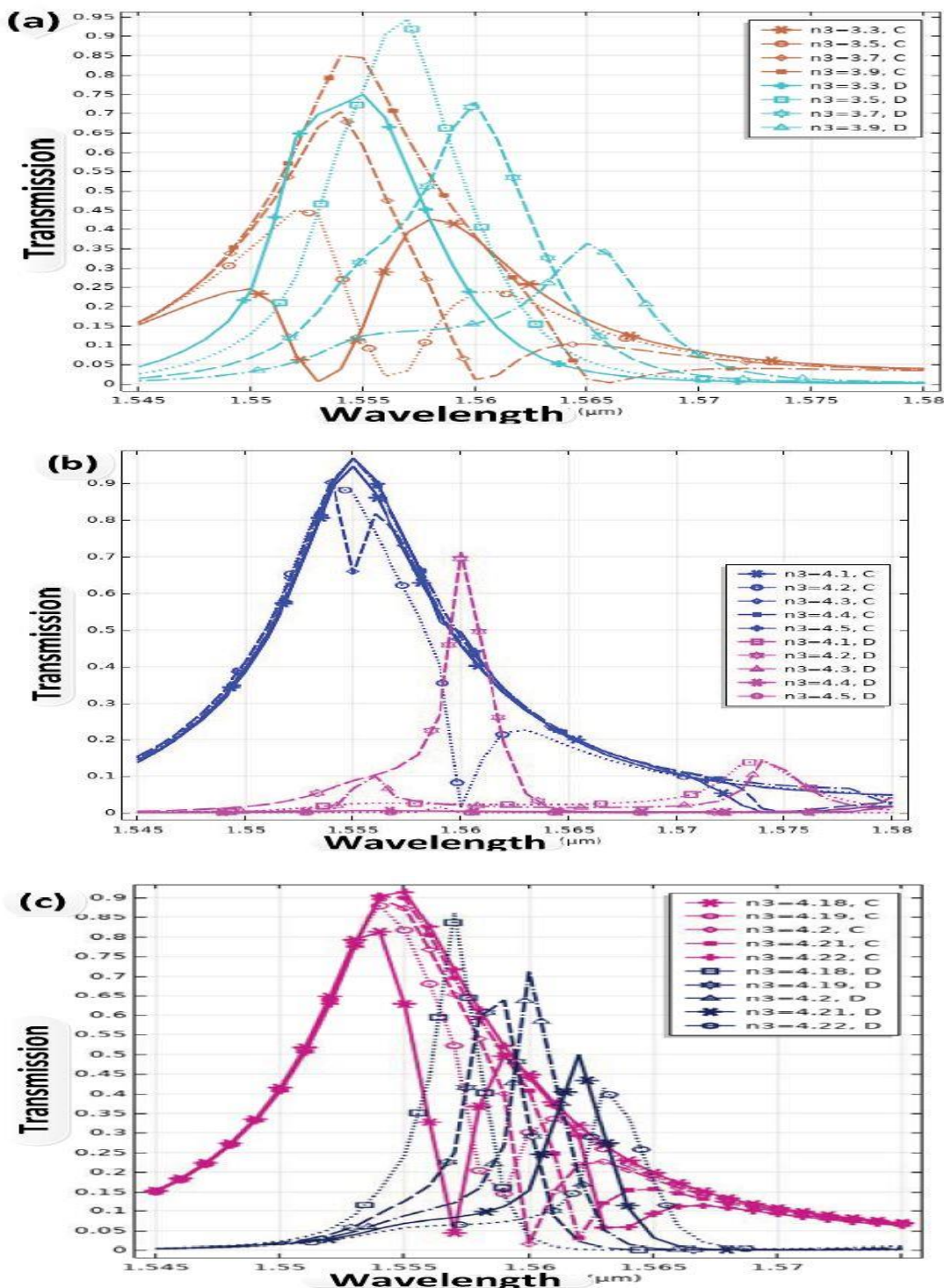


Figure II.11 : Caractéristiques de transmission du CDF en forme de F pour différents indices de réfractions des tiges intérieures (n_3). Le pas de n_3 est 0,2 de 2,5 à 4, (b) le pas est 0,1 de 4 à 4,5 et (c) le pas est de 0,01 près de 4,2. [49]

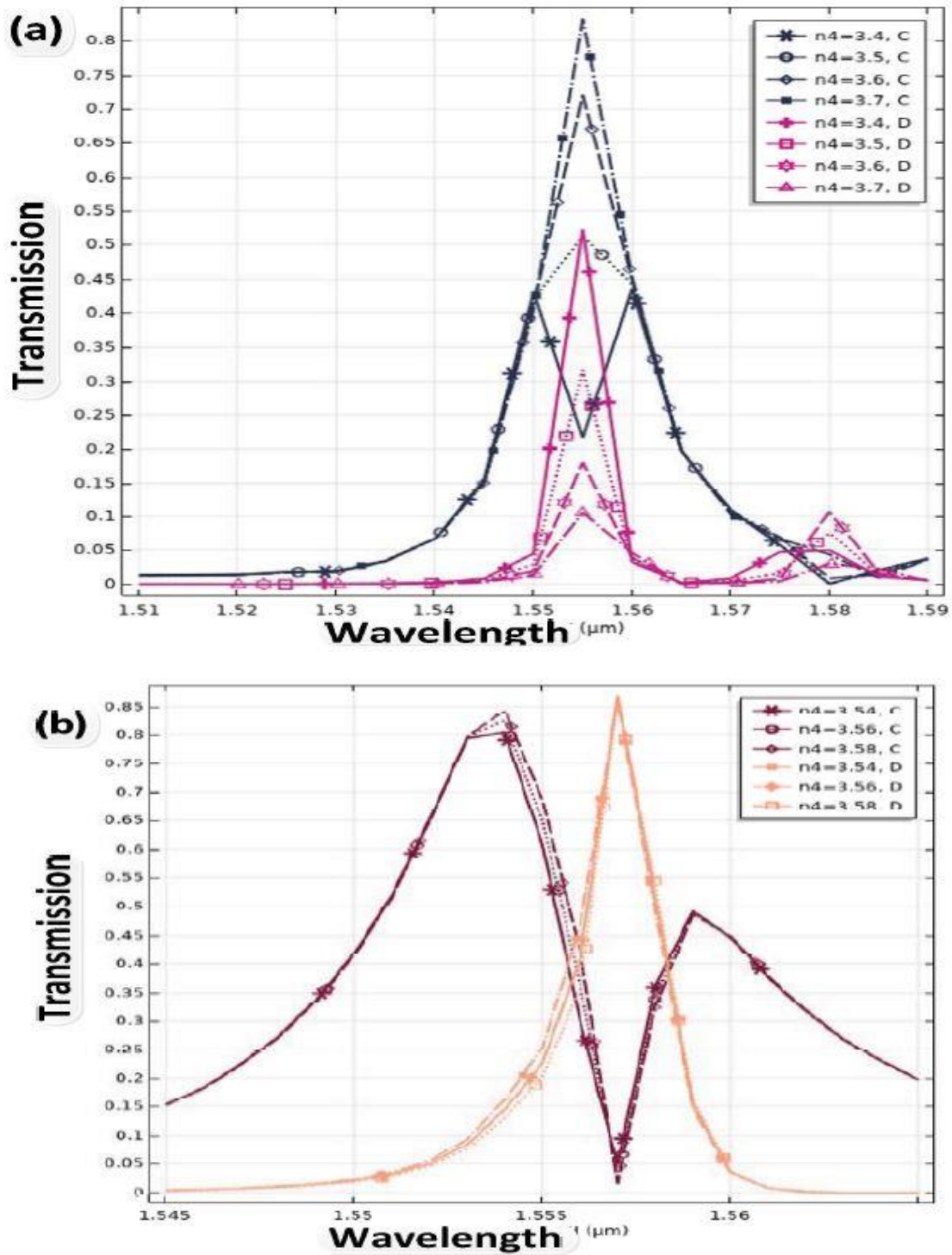


Figure II.12 : Caractéristiques de transmission du CDF en forme de F pour différents indices de réfractions des barres de couplage (n_4). (a) Le pas de n_4 est 0,1 de 2,5 à 4,5 et (b) le pas est de 0,02 de 3,5 à 3,6. [49]

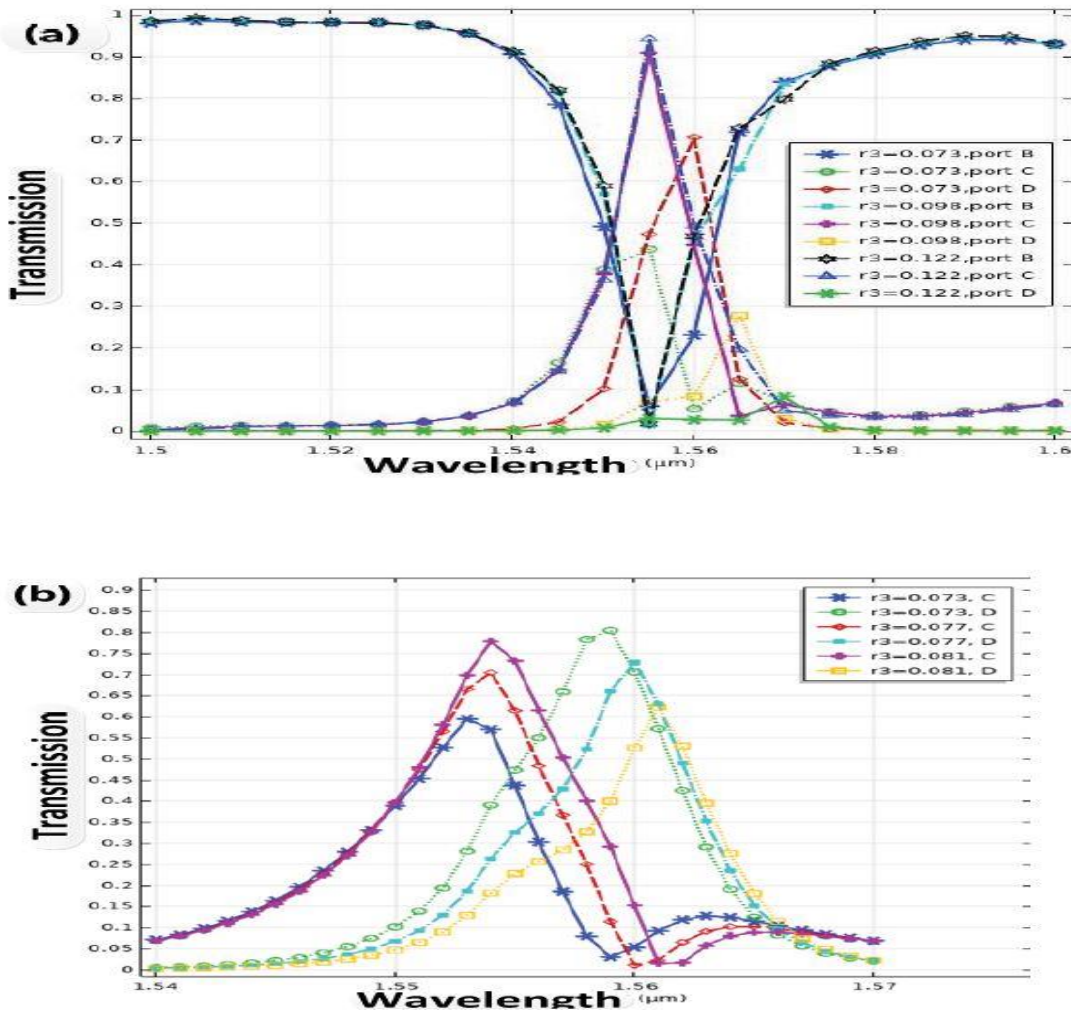


Figure II-13 : Caractéristiques de transmission du CDF en forme de F pour différents rayons detiges de couplage (r_3). (a) La marche est de $0,025\mu\text{m}$ de $0,061\mu\text{m}$ à $0,183\mu\text{m}$ et (b)le pas est de $0,004\mu\text{m}$ près de $0,073$. [49]

d- Conclusion

Dans ce travail, nous avons proposé un cristal photonique bidimensionnel CDF en forme de F utilisant des résonateurs à double anneau et nous avons atteint une transmittance supérieure à 87%, une bande passante inférieure à 2 nm et un facteur de qualité Q supérieur à 778. Nous avons utilisé de différentes fréquences de résonance de deux résonateurs en anneau et une bande passante étroite apparaît lorsque les fréquences de résonance ont une intersection à la bande de fréquence souhaitée. Dans les deux portes de sortie du deuxième résonateur, la fréquence centrale de sortie peut être transformée de manière flexible et la transmission des deux portes de sortie peut être modifiée facilement en variant les rayons des tiges de couplage et l'indice de réfraction des tiges internes (n_3).

La transmission maximale de chaque porte de sortie peut atteindre 95% séparément en contrôlant les paramètres ci-dessus. Un bon filtre doit avoir à la fois une transmittance élevée et facteur de qualité élevé. Le CDF en forme de F peut atteindre une transmittance de 87% et un facteur de qualité de 778 sur le porte de sortie D, et obtenir une transmittance de 82% et facteur de qualité de 255 au port C simultanément. [49]

II.7.2. Démultiplexeur à division de longueur d'onde basé sur

Résonateur en anneau de forme hétéro octogonale

Wavelength-division demultiplexer based on hetero-structure octagonal-shape photonic crystal ring resonators [51]

Dans cette partie, nous étudions l'application des CPs dans la conception d'un nouveau dispositif de démultiplexage par répartition en longueur d'onde à quatre canaux. Cette conception est basée sur l'utilisation de défauts linéiques.

II.7.2.1. Modélisation numérique

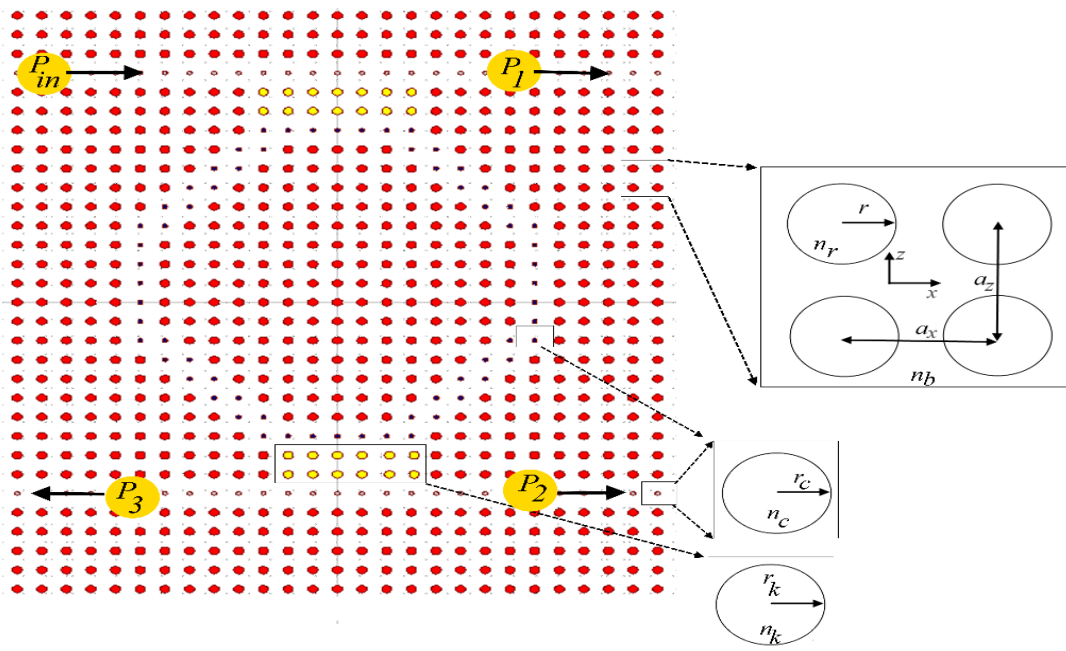


Figure II.14 : Conception schématique du PCRR proposé à être utiliser comme unité de base. [51]

Dans la figure II.16, une conception schématique de l'unité de base de la structure proposée est montrée. La section RR de cette unité se compose d'une combinaison de points et de défauts dans le substrat CP à réseau carré.

Comme le montre l'encart de cette figure, r , r_c et r_k désignent les rayons des tiges de réseau, rayon de RR et guide d'ondes (W_1) et tiges de section de couplage, respectivement.

Les n_r , n_b , n_c et n_k indiquent respectivement l'indice de réfraction des tiges du réseau, les tiges du noyau du RR avec celui du W_1 et indice de réfraction du matériau de la section de couplage.

Le a_z et le a_x représentent respectivement les constantes du réseau de substrat dans les directions z et x . Notons que ($a = a_z = a_x$) sont généralement considérés comme égaux dans le CP à réseau carré. Le RR a un rayon total $R = 8a$. L'environnement ambiant de la structure du réseau est supposé être de l'air avec $n_b = 1$. Le matériau du réseau est choisi comme alliage de silicium, de germanium ($\text{Si}_{0.75}\text{Ge}_{0.25}$) avec un indice de réfraction de $n_r = 3,6$, et une couronne de borosilicate en verre (BSC BK-7) est mise en œuvre en tant que noyau de guide d'ondes et matériau de noyau RR. Ce matériau a un indice de réfraction linéaire $n_c = 1,6$. Le but principal de ce choix est que son indice de réfraction correspond à notre besoin d'étalonner la longueur d'onde de résonance à $\lambda = 1550$ nm.

Les valeurs pour lesquelles cette unité de base est configurée sont résumées dans le tableau II.1.

| Parameter | Symbol | Quantity | Unit |
|---|-----------------------|-----------|------|
| Resonant wavelength | λ_0 | 1550 | nm |
| Band gap (TM) | λ | 1300~1880 | nm |
| Lattice constant | a | 558 | nm |
| Lattice Type | - | Square | - |
| Lattice ambient | n_b | 1 (air) | - |
| Lattice rod's RI ($\text{Si}_{0.75}\text{Ge}_{0.25}$) | n_r | 3.6 | - |
| Coupling rod's RI | n_k | 3.6 | - |
| Radius of lattice rods | r_r | 111 | nm |
| Radius of RR core rods | r_c | 55 | nm |
| Radius of W_1 core rods | r_{w1} | 55 | nm |
| Radius of coupling rod's | r_k | 111 | nm |
| Radius of RR | R | $8a$ | nm |
| Distance between RR and W_1 | d_l | $2a$ | nm |
| linear RI of RR rods | n_c | 1.6 | - |
| linear RI of W_1 core rods | n_{w1} | 1.6 | - |
| FDTD temporal grid (time step size) | $c\Delta t$ | 10 | nm |
| FDTD spatial grid sizes | $\Delta x = \Delta y$ | 30 | nm |

Tableau II.1 : Paramètres résumés de la structure proposée. [51]

La constante du réseau, est choisie comme $a = 558$ nm, ce qui crée l'intervalle de longueur d'onde de fonctionnement de $\lambda \approx 1300-1880$ nm. Le rayon des tiges du réseau est fixé à $r = 111$ nm et le rayon des noyaux RR et W_1 est fixé à $r_c = 55$ nm. Ces valeurs correspondent à un facteur de remplissage (r/a) de 20% et 10% pour le réseau et le RR respectivement. Comme le montre ce tableau, un espace de $2a$ entre les guides d'ondes et RR est utilisé pour avoir un facteur de qualité élevé avec un couplage optimal.

La structure de bande du cristal parfait et le spectre de transmission de l'unité de base conçu est calculée aux Figure II.17 (a et b) au moyen de la méthode des ondes planes (PWE) et la méthode des différences finies (FDTD), respectivement. La Figure II-17-a montre le PBG (bande

interdite) CP à réseau carré avec un facteur de remplissage de 20% et les matériaux mentionnés dans le tableau 1. Pour la polarisation TE aucune PBG n'existe alors que pour le mode TM, il existe deux régions PBG pour les fréquences indiquées.

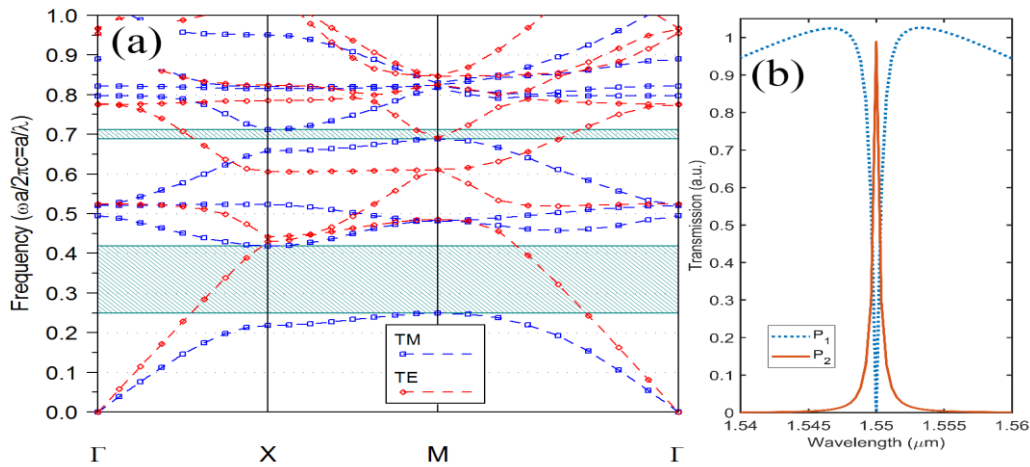


Figure II.15 :(a) le diagramme de bande et le calcul de PBG pour un CP à cristal parfait, (b) le spectre de transmission calculé pour les ports traversant (P1) et descendants (P3). [51]

Lorsqu'une onde électromagnétique gaussienne est incidente sur le port d'entrée (P_{in}), l'onde électromagnétique se déplace vers le bas dans le port traversant (P_1). Étant donné qu'au milieu du guide d'onde d'entrée à proximité de la région de couplage, une autre voie est présente pour que cette onde électromagnétique se déplace, certaines des lumières sont couplées à RR. Après quelques pico secondes et à cause de la vague instructive et destructrice formation à l'intérieur du résonateur en anneau, certaines des longueurs d'onde s'échappent de l'autre guide d'ondes via le port de retour arrière (P_3) ou le port de retour direct (P_2). Il existe un point de fonctionnement appelé « Couplagecritique », auquel l'onde EM incidente est couplée de manière contraignante sans résidu à P_1 [57, 58].

La figure (II.17.b) montre que le RR est conçu et réglé pour résonner exactement à la longueur d'onde $\lambda = 1550$ nm avec 100% d'efficacité dans l'orifice de passage (P_1) et 98,8% d'efficacité dans l'orifice de dérivation (P_3). Pour une largeur totale demi-maximum full width half maximum (FWHM) de 0,5 nm, le facteur de qualité de $\lambda/\Delta\lambda = 0,5 / 1550 = 3100$ est promis pour cette structure. En utilisant la méthode de discrétisation des cellules Yee. Le code FDTD est utilisé en interne algorithme d'analyse numérique pour résoudre la propagation des ondes EM dans la structure.

La région de simulation est délimitée par des couches parfaitement adaptées (PML) [59], pour empêcher les réflexions et assurer la précision de la simulation.

II.7.2.2. Résultat de simulation

a- Investigation mono-canal

Pour avoir une compréhension générale de chaque effet de paramètre de conception sur la longueur d'onde de résonance et de spectre de transmission, une étude approfondie des paramètres de conception est nécessaire. Depuis la conception l'unité de base conçue est configurée au niveau du couplage critique, la partie de la lumière transmise vers le port (P_2) est négligeable. Les paramètres les plus importants qui nécessitent une attention particulière sont les indices de réfraction et les rayons des tiges.

La figure II.18(a et b) montrer nos études sur l'indice de réfraction des tiges de réseau CP (n_r) lorsque les IR des RR et W1 sont supposés constants avec n_c , $n_{w1} = 1,6$, respectivement. Le nombre varie de 3,2 à 4. Il n'est pas surprenant de voir une relation linéaire pour cette étude qui existe entre le spectre de transmission décalé vers le rouge (Figure a) et longueur d'onde de résonance (Figure b) en fonction des variations des IRs.

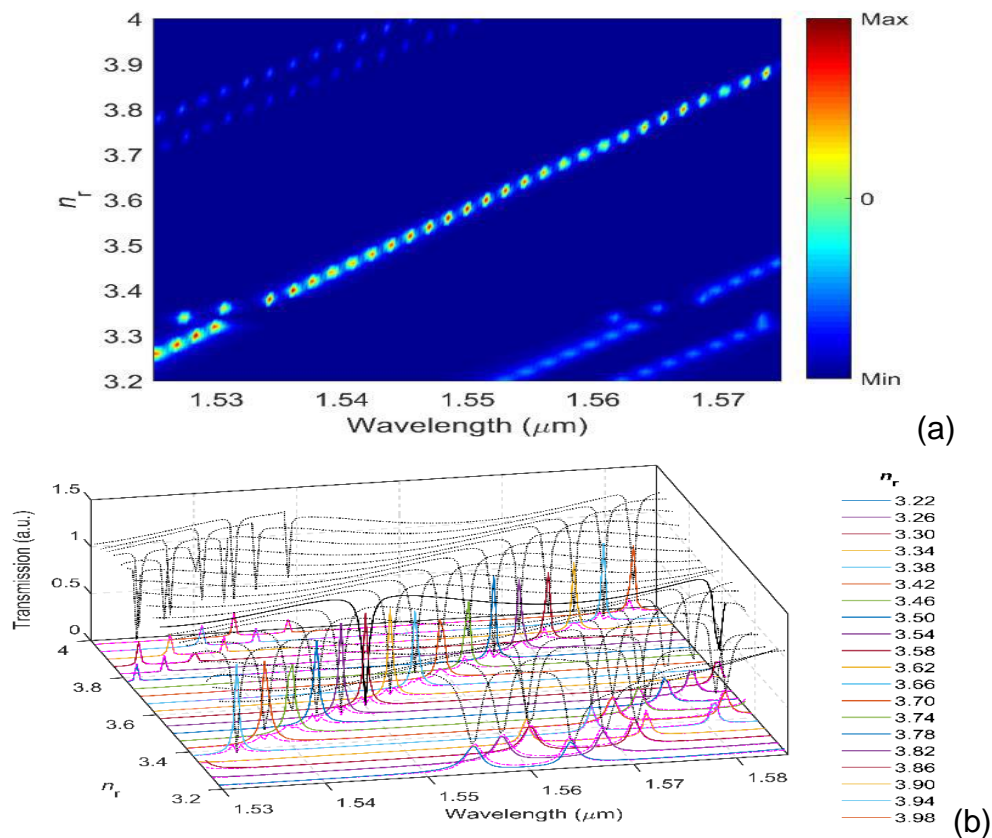


Figure II.16 : Étude sur la variation de l'indice de réfraction des tiges de réseau de CP (n_r) en fonction de (a) du spectre de transmission, (b) de la longueur d'onde de résonance. [51]

Le décalage vers le rouge (redshift en anglais) est un phénomène astronomique de décalage vers les grandes longueurs d'onde des raies spectrales et de l'ensemble du spectre — ce qui se

traduit par un décalage vers le rouge pour le spectre visible — observé parmi les objets astronomiques lointains.

Une autre étude importante est d'étudier l'effet du rayon des tiges sur le spectre de transmission et changements de longueur d'onde de résonance. Sur la figure II-19-a, l'effet de variation de ce paramètre sur P_3 est étudié lorsque le rayon des tiges de réseau CP varie avec les tiges RR et W1 avec $r_r = 2r_c = 2r_{w1}$ et passe de 95 nm à 125 nm. Cette figure montre qu'en augmentant le rayon, le spectre de transmission est décalé vers le rouge. La figure II-19-b étudie les variations susmentionnées pour la longueur d'onde de résonance ainsi que l'amplitude de transmission de résonance (efficacité) pour les trois ports de sortie.

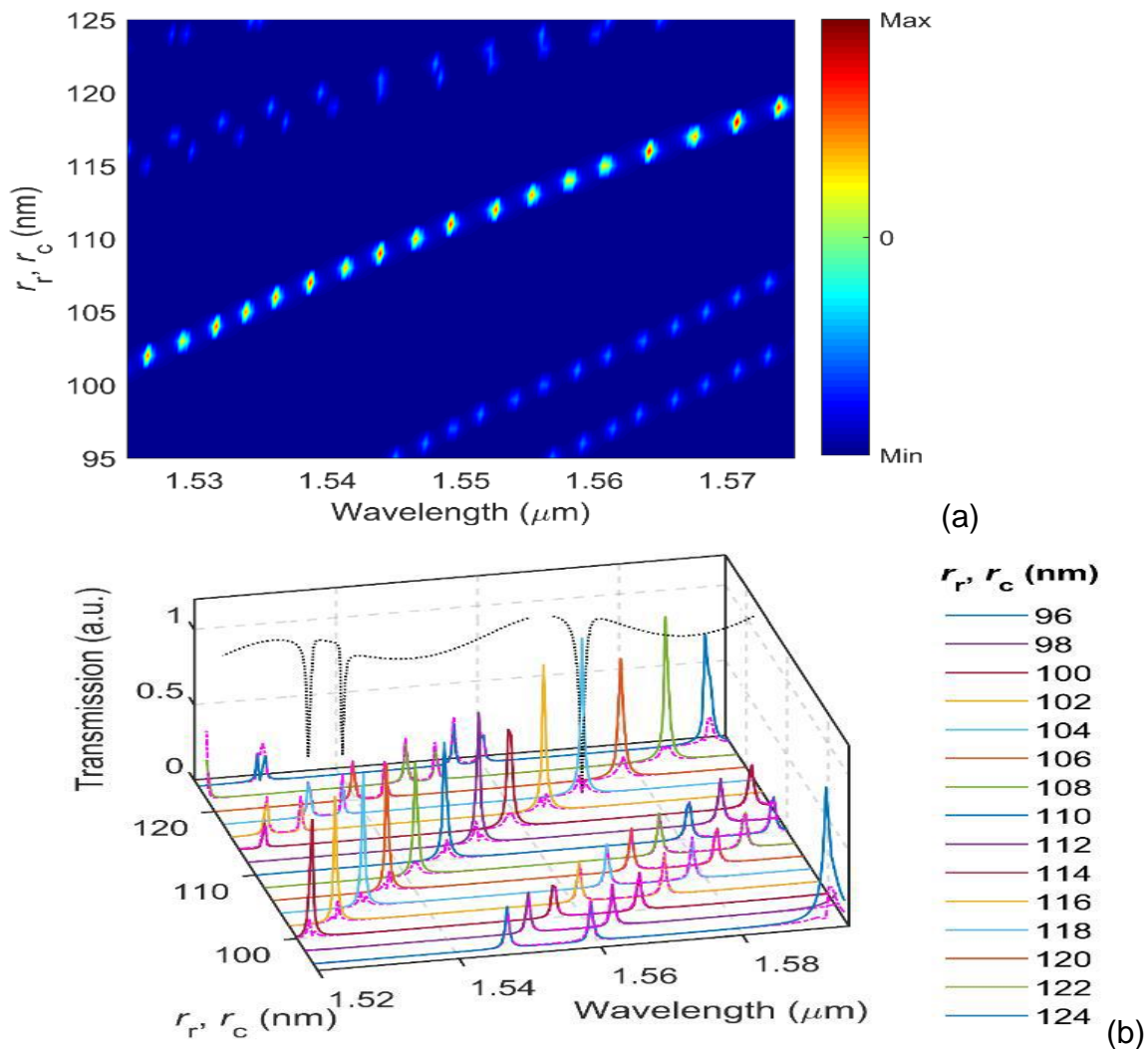


Figure II.17 : Étude de la variation du rayon des tiges réseau de CP ($r_r = 2r_c$), des tiges de RR et les bâtonnets de W1 (r_c, r_{w1}) en fonction de : (a) du spectre de transmission, (b) de la longueur d'onde de résonance. [51]

L'autre paramètre important qui peut affecter le spectre de transmission est la constante du réseau du CP. En supposant $a = a_z = a_x$, la figure II.20.a montré l'effet de variation de ce

paramètre de 525 nm à 590 nm. On observe que tout changement de la constante de réseau entraîne un redshift de longueur d'onde, ce décalage linéaire est déjà connu comme propriétés d'échelle des cristaux photoniques. La figure b représente une plage sélectionnée pour la constante de réseau par que nous avons approfondi le comportement de chaque port dans un meilleur schéma de démonstration. C'est vu que lorsque la constante de réseau est configurée près de la valeur optimisée mentionnée dans le tableau 1, l'efficacité du drop atteint 100% sur le port P_1 .

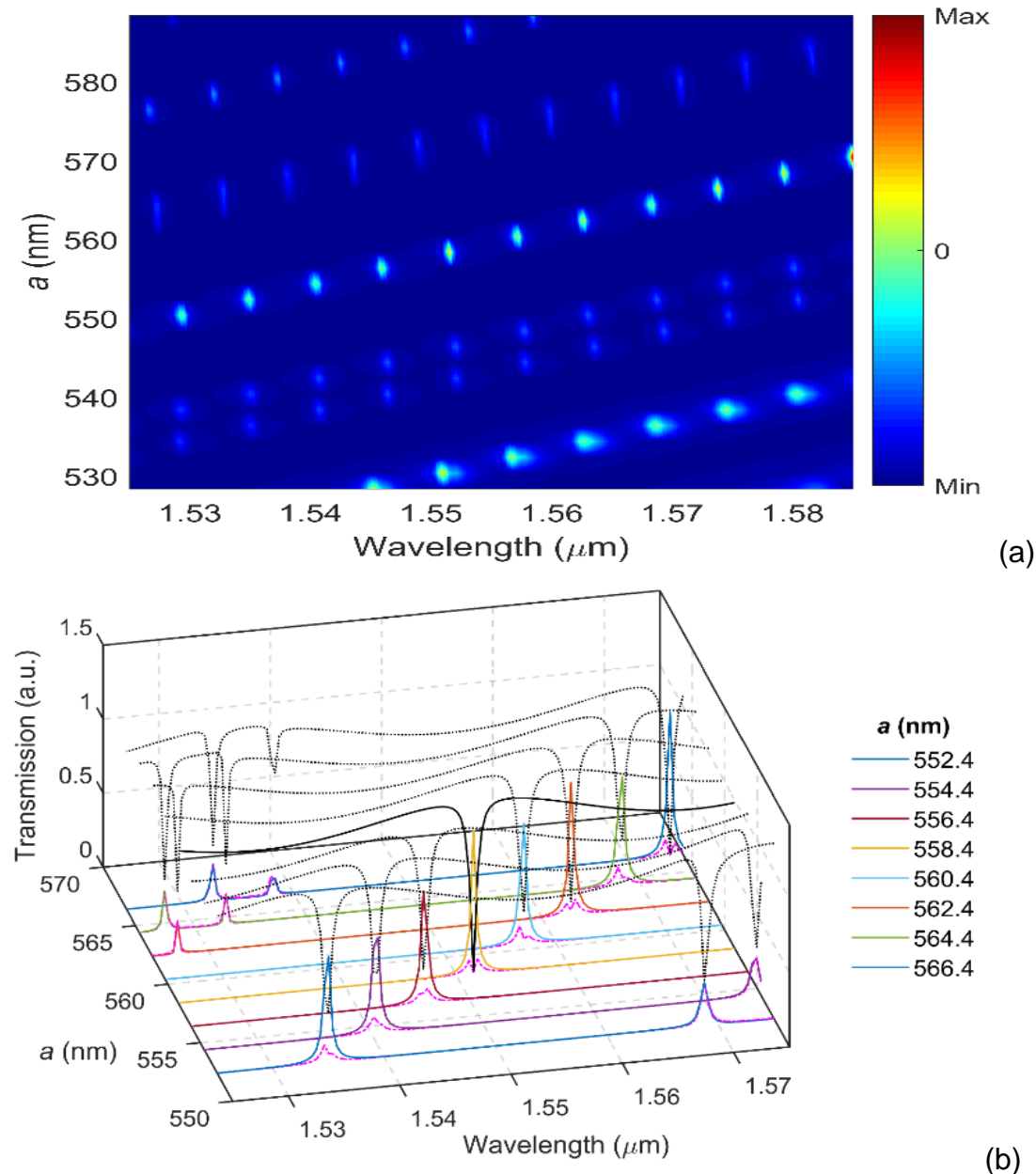


Figure II.18 : Étude sur la variation de constants du réseau de CP sur (a) le spectre de transmission et (b) longueur d'onde de résonance. [51]

b- Force de couplage

Les paramètres de couplage jouent un rôle extrême dans le réglage du couplage critique, il est donc important de les considérer et de trouver leur comportement exact sur le spectre de transmission et la longueur d'onde de résonance.

Dans les figures II. 21 et 22, nous avons étudié le paramètre de force de couplage par couplage des rayons des barres (r_k) et indices de réfraction (n_k).

Il existe deux régions de couplage : (1) couplage à partir de l'entrée à RR nous à laquelle nous référons avec K_1 et (2) couplage de RR à la sortie que nous appelons K_2 .

En considérant une forme Centro symétrique pour les RR et les guides d'ondes d'entrée / sortie, nous supposons que ces deux accouplements sont égaux $K_1 = K_2$. Sur les figures II.21.a, b, la force de couplage est étudiée en faisant varier les rayons des tiges d'accouplement. D'après la figure II.21.a et son spectre de transmission, il est évident que le couplage est dépendu fortement du rayon des tiges d'accouplement. Les meilleures valeurs de transmission sont atteintes pour $\lambda = 1,55-1,555$ nm avec $r_k = 110-120$ nm. De plus, le rayon de couplage affecte le spectre de transmission avec un comportement redshift. Lors de l'augmentation du r_k , la longueur d'onde de résonance augmente.

Sur la figure II.21.b, on voit que la diminution du rayon des tiges (réglage négatif) a entraîné une diminution de l'amplitude des ports P_3 et P_1 . Un réglage positif montre le même effet sur l'amplitude de P_1 et le diminuer, cependant l'efficacité de drop montre un petit désaccord de la configuration de base. [51]

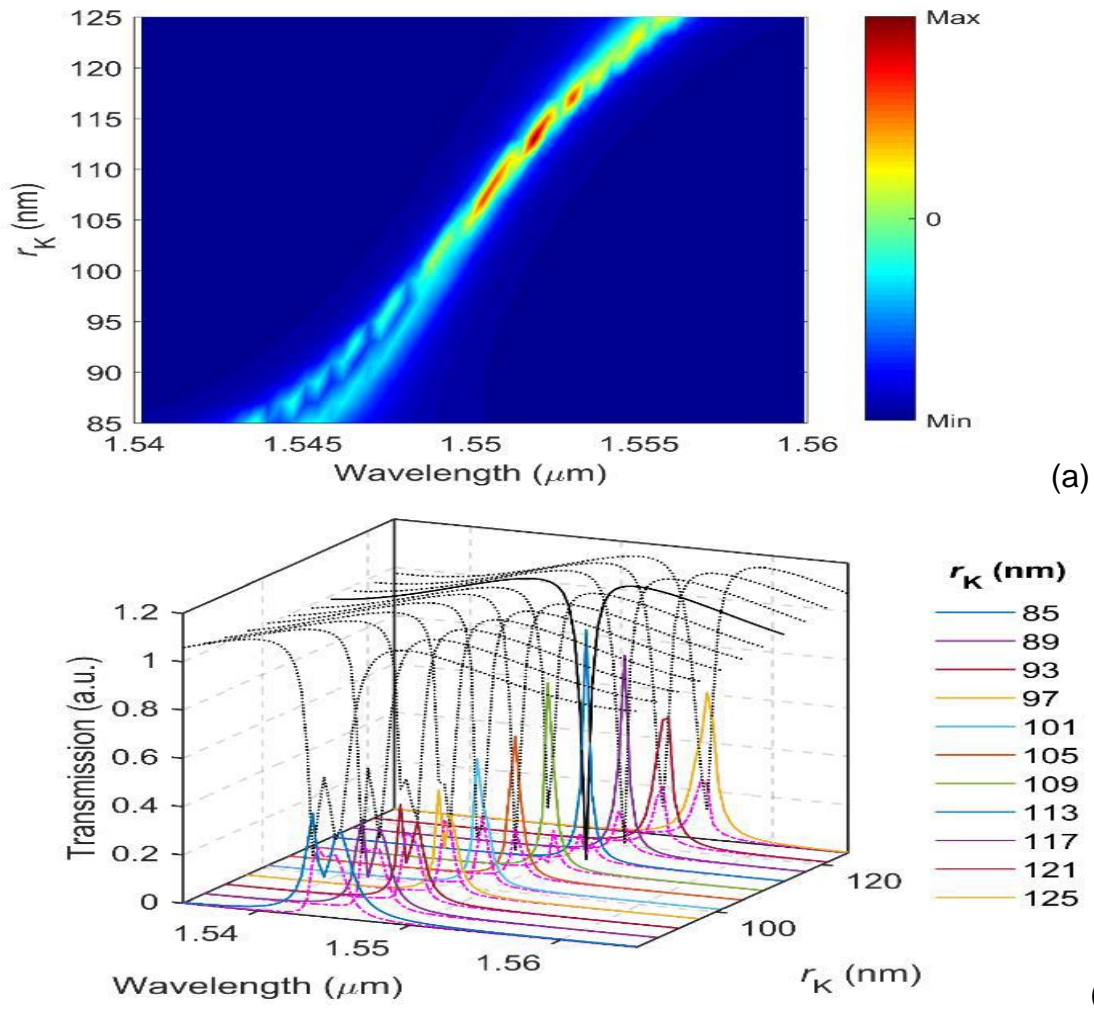


Figure II.19 : Étude sur la dépendance de la force de couplage d'entrée (K1) et de sortie (K2) sur les rayons des tiges de couplage ($r_k = r_{k1} = r_{k2}$) en fonction (a) du spectre de transmission, et (b) de la longueur d'onde de résonance du PCRR proposé. [51]

La différence d'indice entre les tiges de couplage et les tiges de réseau CP est définie comme $\Delta n_k = n_r - n_{k1} = n_r - n_{k2}$. D'après la figure II.22.a et son spectre de transmission, il est évident que le couplage dépend également sur l'indice de réfraction des barres d'accouplement ainsi que son rayon. De la figure II.26.b, on voit que le réglage négatif jusqu'à $\Delta n_k = -0.04$ montre le même résultat sur les ports P_3 et P_1 , mais une petite efficacité du drop environ 3% existent encore.

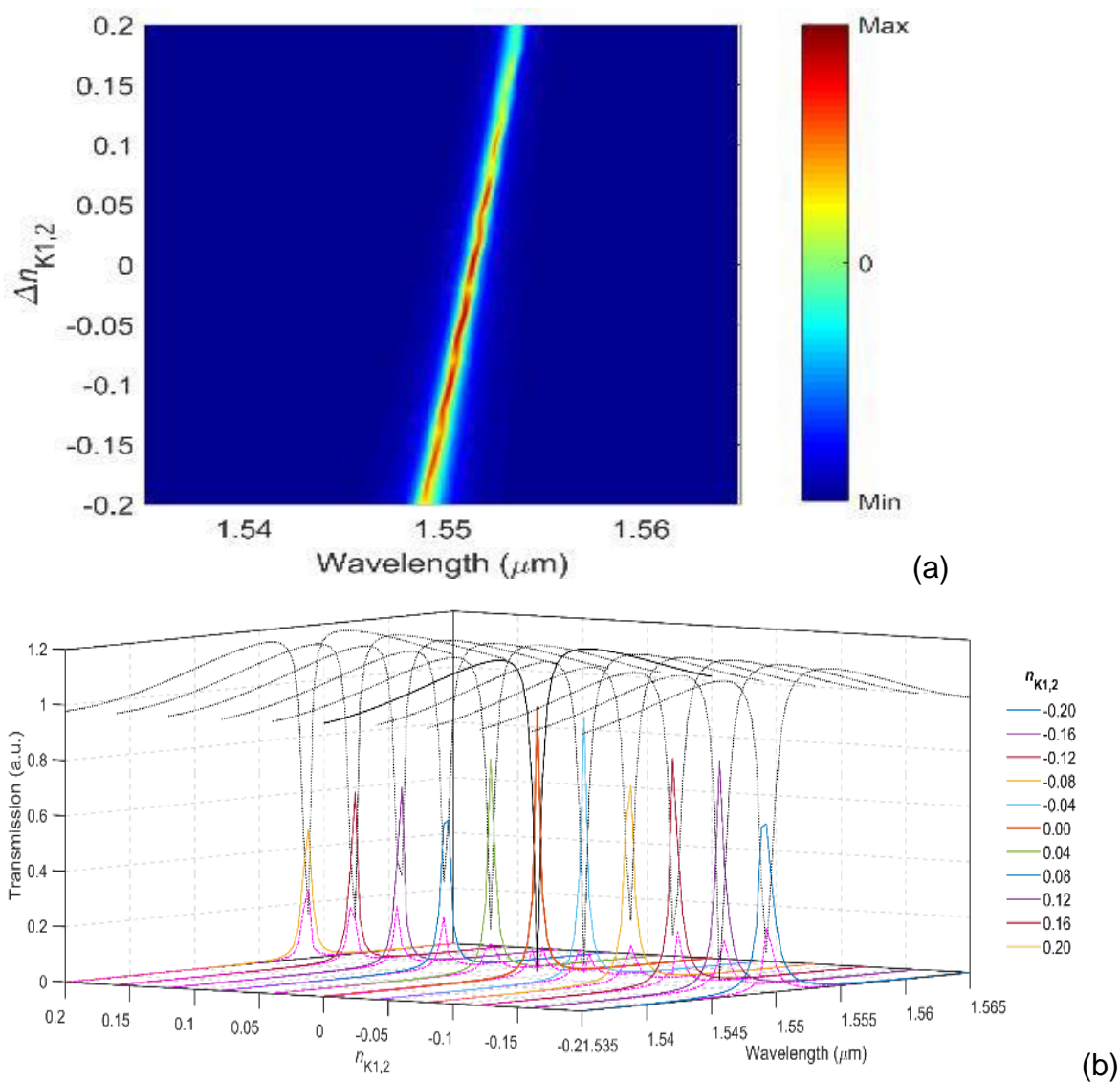


Figure II.20 : Étude sur la dépendance de la force de couplage d'entrée (K1) et de sortie (K2) sur l'indice de réfraction des tiges de couplage ($\Delta n_k = n_r - n_{k1} = n_r - n_{k2}$) en fonction (a) du spectre de transmission, et (b) de la longueur d'onde de résonance du PCRRE proposé. [51]

c- Démultiplexeur à canaux multiples

Dans cette partie nous nous intéressons par la conception d'un démultiplexeur à hétérostructure. Ce dispositif est conçu en cascade de quatre unités de base.

Puisque l'unité est exactement réglée sur son couplage critique, le port 2 n'a plus d'utilité. Chacune des unités de construction du démultiplexeur a exactement les mêmes paramètres, mais ne diffèrent que par un écart dit « Δ ». Sur la figure II.23, le Δ est supposé comprennent les variations de l'indice de réfraction du cœur de RR et d'autres paramètres de conception sont resté constant. Le tableau 2 montre les résultats résumés de cette figure.

Il est évident que l'augmentation du Δ a entraîné un espacement plus grandes canaux, mais a diminué le niveau de diaphonie. Il existe donc toujours un compromis entre ces deux facteurs. [51]

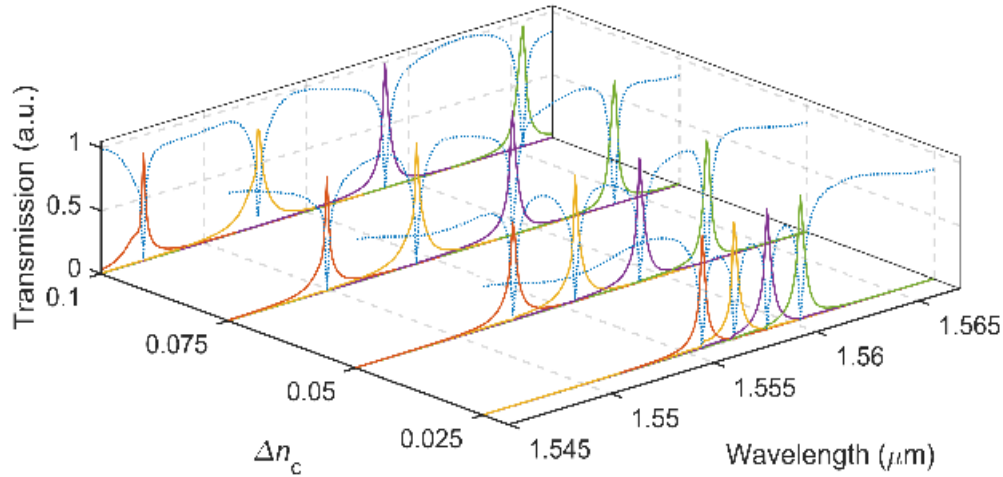


Figure II.21 : Les spectres de transmission du démultiplexeur multicanal proposé. (Les pas Δn_c de ces quatre spectres de transmission sont de 0.025, 0.050, 0.075 et 0.100). [51]

| Parameter | Description | CDF ₁ | CDF ₂ | CDF ₃ | CDF ₄ | Units |
|--------------|-------------------------------------|------------------|------------------|------------------|------------------|-------|
| Δa | Lattice constant | 0 | 0 | 0 | 0 | nm |
| Δr_r | Rod's radius of lattice | 0 | 0 | 0 | 0 | nm |
| Δn_r | Refractive index of lattice | 0 | 0 | 0 | 0 | - |
| Δn_c | Refractive index of RR core only | $+\Delta$ | $+2\Delta$ | $+3\Delta$ | $+4\Delta$ | - |
| Δr_c | Rod's radius of RR core only | 0 | 0 | 0 | 0 | nm |
| Δr_k | Refractive index of coupling region | 0 | 0 | 0 | 0 | nm |
| Δn_k | Rod's radius of coupling region | 0 | 0 | 0 | 0 | - |

* Δ equals to 0.025, 0.050, 0.075, and 0.100.

Tableau II.2 : Liste résumée des paramètres de configuration de la figure II.23. [51]

Dans la figure II.24, le Δ est supposé d'inclure les variations de l'indice de réfraction du réseau CP (n_r) tandis que les autres paramètres de conception sont restés constants. Le tableau 3 indique les résultats concis de cette figure.

Le même résultat que la figure précédente est appris de la figure actuelle qu'en augmentant le Δ , un plus grand espacement des canaux est obtenu, mais cela ne signifie pas nécessairement que c'est mauvais puisque le niveau global de diaphonie des canaux est diminué en raison de l'espacement spatial des canaux.

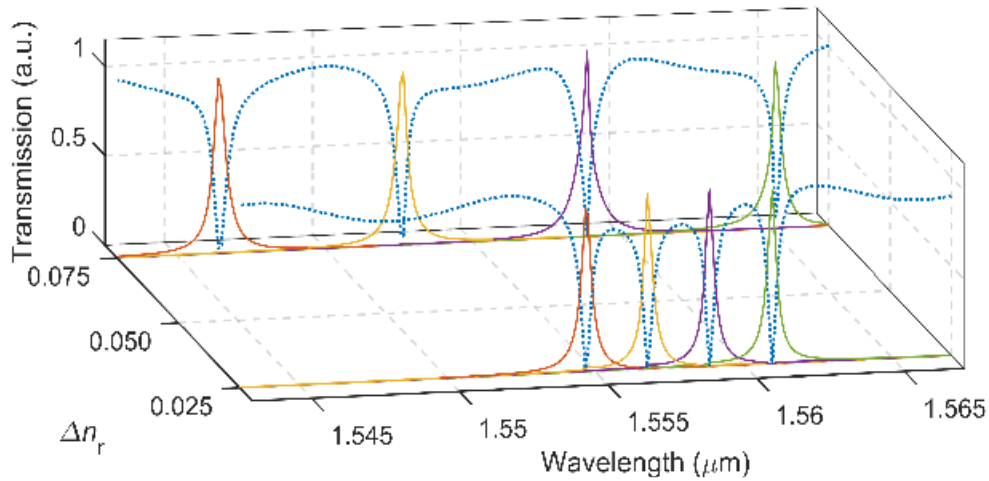


Figure II.22 : Les spectres de transmission du démultiplexeur multicanal proposé. Ici l'indice de réfraction du réseau CP (n_r) varie tandis que les autres paramètres restent constants.[51]

| Parameter | Description | CDF ₁ | CDF ₂ | CDF ₃ | CDF ₄ | Units |
|--------------|-------------------------------------|------------------|------------------|------------------|------------------|-------|
| Δa | Lattice constant | 0 | 0 | 0 | 0 | nm |
| Δr_r | Rod's radius of lattice | 0 | 0 | 0 | 0 | nm |
| Δn_r | Refractive index of lattice | $+\Delta$ | $+2\Delta$ | $+3\Delta$ | $+4\Delta$ | - |
| Δn_c | Refractive index of RR core only | 0 | 0 | 0 | 0 | - |
| Δr_c | Rod's radius of RR core only | 0 | 0 | 0 | 0 | nm |
| Δn_k | Refractive index of coupling region | 0 | 0 | 0 | 0 | nm |
| Δn_k | Rod's radius of coupling region | 0 | 0 | 0 | 0 | - |

* Δ equals to 0.025, and 0.075.

Tableau II.3 : Liste résumée des paramètres de configuration de la figure II-24. [51]

La figure II.25, présente les photos instantanés temporels du champ électrique (E_x) qui est pris à 4ps après le temps de début de simulation dans lequel une source d'ondes continue est utilisée pour exciter le démultiplexeur multicanal.

Lorsque la ou les longueurs d'onde appropriées sont incidentes sur l'orifice d'exaction (P_1), chaque canal supprime le (s) correspondant (s). Pour obtenir les résultats des chiffres actuels, la structure est configurée conformément au tableau 3 de telle sorte que sa sortie de transmission soit représentée par la figure II.24.

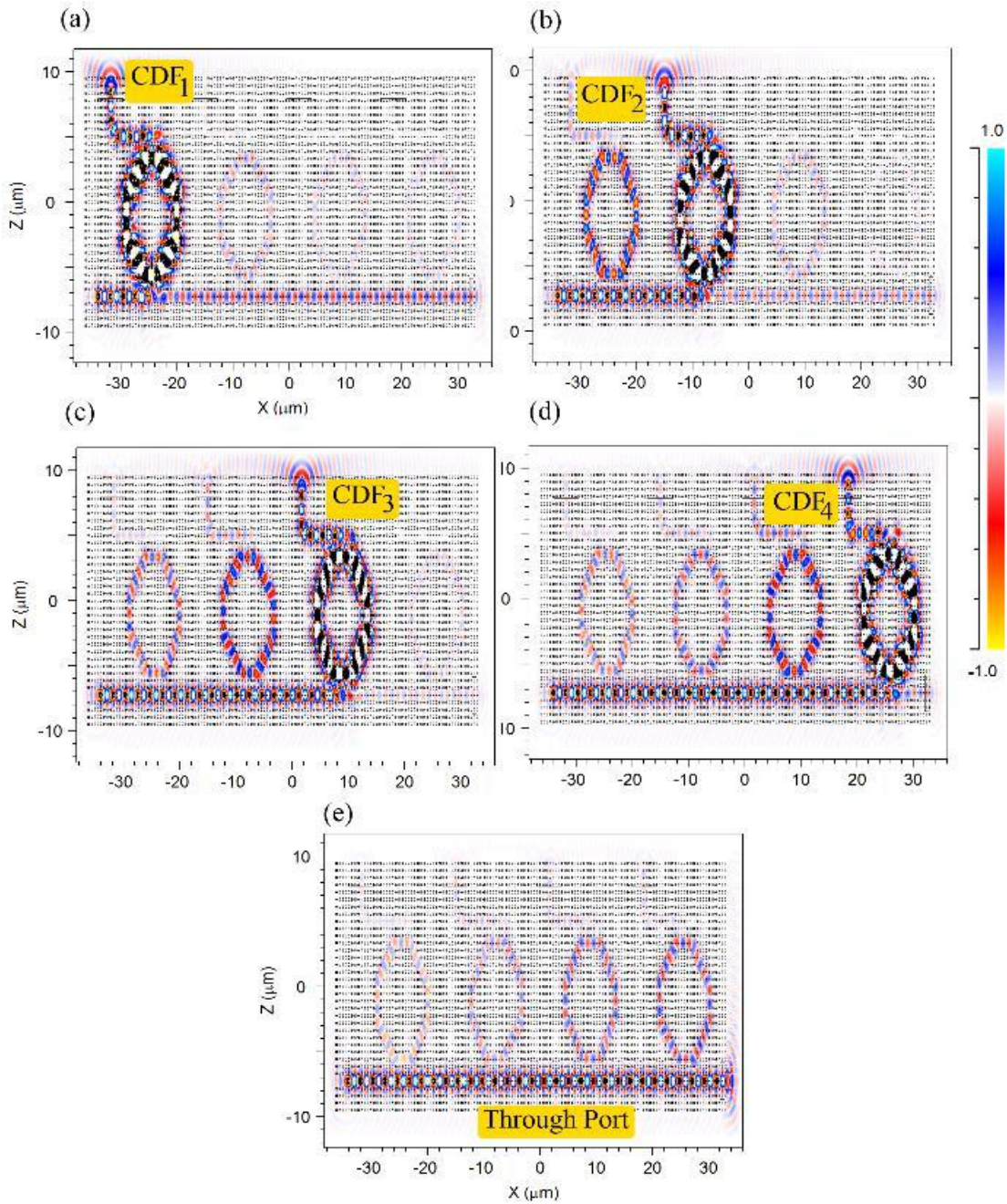


Figure II.23 : photos Instantanés temporels du champ électrique (E_x) pris après 4 ps plus tard que l'heure de début de la simulation.

À l'aide de la figure II.26, la diaphonie des canaux pourrait être extraite en décibels (db) à partir desquels la diaphonie de CDF1 sur d'autres canaux est inférieure à -30 dB. La diaphonie minimale pour CDF2 est inférieure à -24 dB, ce qui affecte principalement CDF1. La pire diaphonie pour CDF3 apparaît dans CDF2 et a une valeur de -27db. Le CDF4 affiche une très bonne performance pour laquelle presque aucune diaphonie avec d'autres canaux existe, sauf avec CDF3 qui a un niveau de -30db de diaphonie.

Selon ces valeurs, ce niveau de diaphonie est raisonnable et donc les performances du dispositif proposé doivent être suffisamment acceptables.

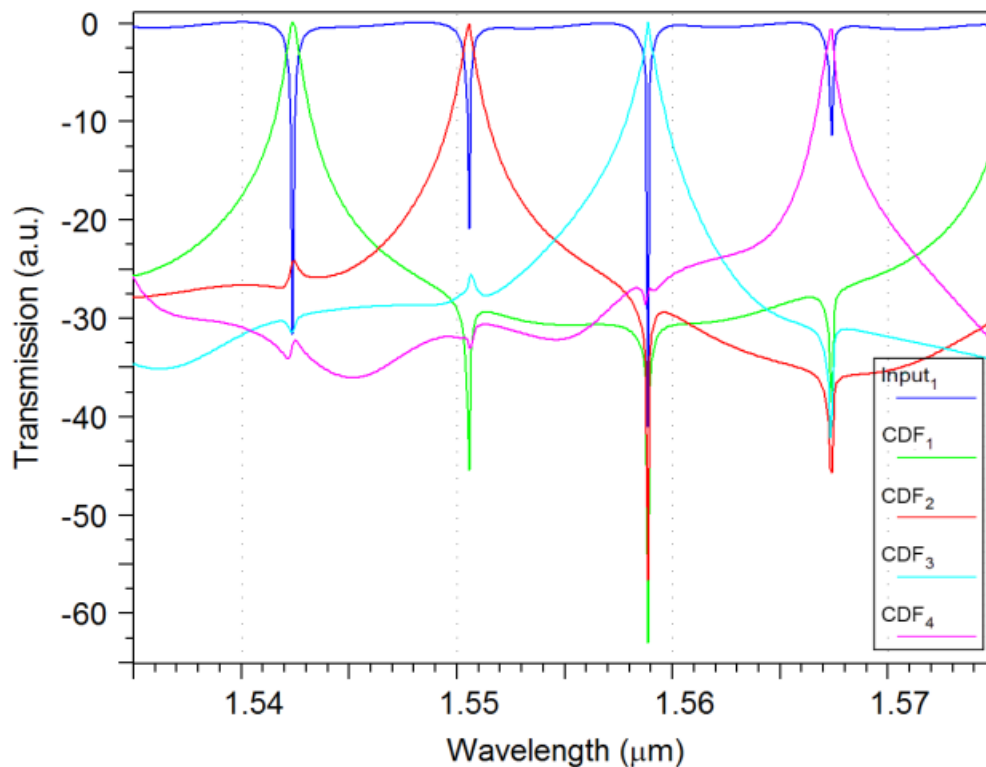


Figure II.24 : La présentation des pics de transmission en décibels (db) pour le filtre proposé qui est configuré selon les paramètres résumés dans le tableau 3 avec $\Delta n_r = 0.075$. [51]

d- Conclusion

Cette application d'arrangement en série d'unités PCRR à hétérostructure, un démultiplexeur à répartition en longueur d'onde à quatre canaux a été présenté. L'espacement des canaux requis a été obtenu par résonance spécifique réglée de la longueur d'onde de chaque PCRR. Cet objectif a été atteint par la modification de divers paramètres tels que la constante diélectrique de l'anneau, le constant diélectrique du milieu environnant, la constante de réseau diélectrique, dans la direction x ou / et z, etc...

Les résultats de la simulation ont été obtenus au moyen de la méthode FDTD qui a révélé une bonne performance en termes de puissance moyenne transmise, d'espacement raisonnable des canaux, de diaphonie de petit canal et une bande passante étroite pleine largeur à moitié maximale (FWHM). [51]

II.8. Conclusion

La demande urgente et croissante de bande passante pour les systèmes de communication optiques nécessite une vitesse de fonctionnement ainsi qu'une efficacité spectrale élevée pour maintenir toute capacité disponible de bande passante. Le traitement du signal tout optique garantit les vitesses requises, mais la bande passante reste un défi pour les circuits optiques intégrés. [51].

Dans ce chapitre on a parlé spécifiquement des deux applications des cristaux photoniques : le filtrage et le démultiplexage et de leur principe à partir des résonateurs en anneaux. On a aussi entamé les normes internationales CWDM et DWDM et leurs ondes allouées.

Le chapitre suivant sera consacré pour l'interprétation de nos résultats de simulation réalisés par le logiciel COMSOL Multiphysics.

Références du chapitre 2

- [1]. J. D. Joannopoulos, R.D. Mead, J.N. Winn, Photoniccrystals “modeling the flow of light”, Princeton Univ, Princeton, NJ, (1995).
- [2]. G. D’Aguanno, N. Mattiucci, M.J. Bloemer, D. De Ceglia, M.A. Vincenti, A. Alu’, “Transmission resonances in plasmonicmetallicgratings”, J. Opt. Soc. Am. B, 28, 253–264 (2011).
- [3]. B. Tang, L. Dai, C. Jiang, “Transmission enhancement of slow light by a subwavelengthplasmon-dielectric system”, J. Opt. Soc. Am. B, 27, 2433–2437 (2010).
- [4]. B. Wang, G.P. Wang, “Plasmon Bragg reflectors and nanocavities on flat metallic surfaces”, App. Phys. Lett, 87, 013107 (2005).
- [5]. Z. Hanand, E. Forsberg, “Surface plasmon Bragg gratingsformed in metal–insulator–metalwaveguides” IEEE PhotonicsTechnologyLetters, 19, 91–93 (2007).
- [6]. X. Chen, Z. Qiang, D. Zhao, Y. Wang, H. Li, Y. Qiu, W. Zhou, “Polarization beam splitter based on photoniccrystalselfcollimationMach–Zehnderinterferometer”, Optics Communications, 284, 490-493, (2011).
- [7]. P. Jiang, C. Ding, X. Hu, Q. Gong, “Tunable double-channelfilterbased on two-dimensionalferroelectricphotoniccrystals”, PhysicsLetters A, 363, 332-336, (2007).
- [8]. J. D. Joannopoulos, R.D. Mead, J.N. Winn, “Photoniccrystals:modeling the flow of light”, Princeton Univ, Princeton, NJ, (1995).
- [9]. A. E. Akosman, M. Mutlu, H. Kurt, E. Ozbay, “Compact wavelength de-multiplexer design using slow lightregime of photoniccrystalwaveguides”, Optics express, Vol. 19, 24129-24138, (2011).
- [10]. R. Talebzadeh, M. Soroosh, T. Daghooghi, “A 4-channel demultiplexerbased on 2D photoniccrystalusing line defectresonantcavity”, IETE journal of research , in press (2016).
- [11]. R. Talebzadeh, M. Soroosh, F. Mehdizadeh, “An improvedlowchannelspacing high quality factor 4-channel demultiplexerbased on photoniccrystal ring resonators”, OpticaApplicata, in press, (2017).
- [12] C.Y Chao, W. Fung, L.J. Guo, “PolymerMicroringResonators for BiochemicalSensing Applications,” IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics, vol. 12, pp. 134–142, 2006.
- [13] Q. Xu, S. Manipatruni, B. Schmidt, J. Shakya, M. Lipson, “12.5 Gbit/s carrier-injection-basedsilicon micro-ring siliconmodulators,” Optics Express, vol. 15, pp. 430–436, 2007.

- [14] B. E. Little, S. T. Chu, H. A. Haus, J. Foresi, J. P. Laine, “Microringresonatorchannel dropping filters,” *Journal of Lightwave Technology*, vol. 15, pp. 998–1005, 1997.
- [15] B. E. Little, J. Foresi, G. Steinmeyer, E. R. Thoen, S. T. Chu, H. A. Haus, E. Ippen, L. C. Kimberling, W. Greene, “Ultra-compact Si-SiO₂ microringresonator optical channel dropping filters,” *IEEE Photonic Technology Letter*, vol. 10, pp. 549–551, 1998.
- [16] V. R. Almeida, C. A. Barrios, R. R. Panepucci, M. Lipson, “All-optical control of light on a silicon chip,” *Nature*, vol. 431, pp. 1081–1084, 2004.
- [17] T. Barwicz, M. Popovic, P. Rakich, M. Watts, H. Haus, E. Ippen, H. Smith, “Microring-resonator based add-drop filters in SiN: fabrication and analysis,” *Optics Express*, vol. 12, pp. 1437–1442, 2004.
- [18] S.H. Kim, H.Y. Ryu, H.G. Park, G.H. Kim, Y.S. Choi, Y.H. Lee, J.S. Kim “Two-dimensional photonic crystal hexagonal waveguide ring laser,” *Applied physics letters*, vol. 81, pp. 2499–2501, 2002. 2499–2501.
- [19] V. Dinesh Kumar, T. Srinivas, A. Selvarajan, Investigation of ring resonators in photonic crystal circuits, *Photon. Nanostruct.* 2 (2004) 199–206.
- [20] Z. Qiang, W. Zhou, R.A. Soref, Optical add-drop filters based on photonic crystal ring resonators, *Opt. Express* 15 (2007) 1823–1831
- [21] Brahimi Samir, Hammoudi Houcine, « Conception de diviseur de faisceau à base des cristaux photoniques bidimensionnels », Mémoire de master, Université de Mohamed Boudiaf - M’sila, 2016 /2017.
- [22] A. Yacomotti, F. Raineri, C. Cojocar, P. Monnier, J. Levenson, and R. Raj. Nonadiabatic dynamics of the electromagnetic field and charge carriers in high-q photonic crystal resonators. *Physical Review Letters*, 96(9), March 2006.
- [23] F. Raineri, G. Vecchi, A. Yacomotti, C. Seassal, P. Viktorovitch, R. Raj, and A. Levenson. Doubly resonant photonic crystal for efficient laser operation : Pumping and lasing at low group velocity photonic modes. *Applied Physics Letters*, 86(1) :011116–011116, 2005.
- [24] Mme. Abri Badaoui Hadjira , thèse de doctorat , ÉTUDE ET CONCEPTION DES MICRO COMPOSANTS A BASE DES CRISTAUX PHOTONIQUES BIDIMENSIONNELS , Décembre 2012.
- [25] B. Cluzel, D. Gerard, E. Picard, T. Charvolin, V. Calvo, E. Hadji, and F. De Fornel. Experimental demonstration of Bloch mode parity change in photonic crystal waveguide. *Applied physics letters*, 85(14) :2682–2684, 2004.

- [26] S. Olivier, H. Benisty, C. Weisbuch, C. Smith, T. Krauss, and R. Houdré. Coupled mode theory and propagation losses in photonic crystal waveguides. *Optics express*, 11(13) :1490–1496, 2003.
- [27] M. Bayindir, B. Temelkuran, E. Ozbay, “Propagation of photons by hopping: A waveguiding mechanism through localized coupled-cavities in three-dimensional photonic crystals”, *Phys. Rev. B* 61, pp. R11855- R11858, 2000.
- [28] S. Olivier, M. Rattier, H. Benisty, C. Weisbuch, C. J. M. Smith, R. M. De La Rue, T. F. Krauss, U. Oesterle, and R. Houdré, “Mini-stopbands of a one dimensional system: The channel waveguide in a two dimensional photonic crystal”, *Phys. Rev. B*, vol. 63, n. 11, pp. 113311-1– 113311-4, 2001
- [29]. R. Adar, C. H. Henry, C. Dragone, R. C. Kistler, and M. A. Milbrodt, “Broad-band array multiplexers made with silica waveguides on silicon”, *J. Lightwave Technol.* 11, 212 (1993).
- [30]. H. A. Haus and Y. Lai, “Narrow-band optical channel-dropping filter”, *J. Lightwave Technol.* 10, 57 (1992).
- [31]. B. E. Little, S. T. Chu, H. A. Haus, J. Foresi, and J. -P. Laine, “Microring resonator channel dropping filters”, *J. Lightwave Technol.* 15, 998 (1997).
- [32]. S. Fan, P. R. Villeneuve, and J. D. Joannopoulos, “Channel drop filters in photonic crystals,” *Optics Express*, vol. 3, pp. 4–11, 1998.
- [33] Denton, R. T., and T. S. Kinsel, “Optical Multiplexing and Demultiplexing,” *Proc. IEEE*, Vol. 56, 1958, p. 146.
- [34] De Lange, O. E., “Wideband Optical Communication Systems: Part 2, Frequency Division Multiplexing,” *Proc. IEEE*, Vol. 58, 1970, p. 1683.
- [35] Tomlinson, W., and G. Aumiller, “Optical Multiplexer for Multimode Fiber Transmission Systems,” *Appl. Phys. Lett.*, Vol. 31, 1977, p. 169.
- [37] Laude, Jean-Pierre. *DWDM fundamentals, components, and applications* / Jean-Pierre Laude. p. cm. — (Artech House optoelectronics library)
- [38] LALLAM FARAH, thèse de doctorat Conception des Nouvelles Topologies des Démultiplexeurs Sélectifs à plusieurs canaux en Longueurs d’ondes à base de Cristaux Photoniques Bidimensionnels CPs-2D.
- [39] Absalan, H. : A four-channel optical demultiplexer using photonic crystal-based resonant cavities. *J. Opt. Commun.* 39, 369–373 (2018)
- [40] Zhuang, Y., Chen, H., Ji, K., Hu, Y. : On-chip hybrid demultiplexer for mode and coarse wavelength division multiplexing. *Appl. Phys. B* 125, 12 (2019)

- [41] Zhuang, Y., Ji, K., Zhou, W., Chen, H.: Design of a DWDM multi/ demultiplexer based on 2-D photonic crystals. *IEEE Photonics Technol. Lett.* 28, 1669–1672 (2016)
- [42] Alipour-Banaei, H., Serajmohammadi, S., Mehdizadeh, F. : Optical Wavelength demultiplexer based on photonic crystal ring resonators. *Photonic Netw. Commun.* 29, 146–150 (2015)
- [43] Rakhshani, M.R., Mansouri-Birjandi, M.A. : Design and simulation of wavelength demultiplexer based on heterostructure photonic crystals ring resonators. *Phys. E Low-Dimens. Syst. Nanostruct.* 50, 97–101 (2013)
- [44] Mansouri-Birjandi, M.A., Rakhshani, M.R. : A new design of tunable four-port wavelength demultiplexer by photonic crystal ring resonators. *Optik* 124, 5923–5926 (2013)
- [45] Rakhshani, M.R., Mansouri-Birjandi, M.A. : Heterostructure four channel wavelength demultiplexer using square photonic crystals ring resonators. *J. Electromagn. Waves Appl.* 26, 1700–1707 (2012)
- [46] Granpayeh, A., Habibiyan, H., Parvin, P.: Photonic crystal directional coupler for all-optical switching, tunable multi/demultiplexing and beam splitting applications. *J. Mod. Opt.* 66, 359–366 (2019)
- [47] Bernier, D., Le Roux, X., Lupu, A., Marris-Morini, D., Vivien, L., Cassan, E.: Compact, low cross-talk CWDM demultiplexer using photonic crystal superprism. *Opt. Express* 16, 17209–17214 (2008)
- [48] Introduction Multiplexage WDM – 2018, info : @provisin-France.fr.
- [49] Zhan Wang , Xiaohong Sun*, Zhengshuai Wei, F-shaped Channel-Drop Filter Based On Photonic Crystal Double Ring Resonators, The 8th IEEE International Symposium on Next-Generation Electronics.
- [50] A. Mekis, J.C. Chen, I.I. Kurl, et al., High transmission through sharp bends in photonic crystal waveguides, *Phys. Rev. Lett.* 77 (18) (1996) 3787–3790.
- [51] Tavousi A, Wavelength-division demultiplexer based on hetero-structure octagonal-shape photonic crystal ring resonators, *Optik* (2018), <https://doi.org/10.1016/j.ijleo.2018.10.125>
- [52] H.-J. Kim, I. Park, O. Beom-Hoan, S.-G. Park, E.-H. Lee, and S.-G. Lee, "Self-imaging phenomenon in multi-mode photonic crystal line-defect waveguides : application to wavelength demultiplexing," *Optics express*, vol. 12, no. 23, pp. 5625-5633, 2004.
- [53] G. Manzacca, D. Paciotti, A. Marchese, M. S. Moreolo, and G. Cincotti, "2D photonic crystal cavity-based WDM multiplexer," *Photonics and Nanostructures-Fundamentals and Applications*, vol. 5, no. 4, pp. 164-170, 2007.

- [54] S. Noda and T. Asano, "Two-dimensional photonic crystal optical resonator and optical reflector using interference between point defects," ed: Google Patents, 2006.
- [55] A. Andalib, "A novel proposal for all-optical Galois field adder based on photonic crystals," Photonic Network Communications, pp. 1-5, 2018.
- [56] F. Cheraghi, M. Soroosh, and G. Akbarizadeh, "An ultra-compact all optical full adder based on nonlinear photonic crystal resonant cavities," Superlattices and Microstructures, 2017.
- [57] K. Yasumoto, Electromagnetic theory and applications for photonic crystals. CRC press, 2005.
- [58] J. R. Piper and S. Fan, "Total absorption in a graphene monolayer in the optical regime by 353, 2014.
- [59] C.-P. Yu and H.-C. Chang, "Yee-mesh-based finite difference eigenmode solver with PML absorbing boundary conditions for optical waveguides and photonic crystal fibers," Optics Express, vol. 12, no. 25, pp. 6165-6177, 2004.

CHAPITRE III : PRÉSENTATION DES RÉSULTATS DE SIMULATION ET INTERPRÉTATION

III.1. Introduction

Les cristaux photoniques permettent de réaliser un grand nombre de fonctions optiques, telles que guides d'onde, diviseurs de puissances, filtres, coupleurs, démultiplexeurs ...etc. Avec l'évolution de l'optique intégrée, les filtres et les démultiplexeurs ont eu une place indispensable dans les circuits utilisés dans les réseaux optiques. Nous consacrerons ce chapitre à la présentation des résultats de simulation obtenus pour concevoir des démultiplexeurs DWDM pour la séparation des longueurs d'ondes 1,31 et 1,55 μm en utilisant la méthode des éléments finis comme outil mathématique de simulation par le biais du logiciel adéquat appelé COMSOL Multiphysics.

Les démultiplexeurs proposés sont à base de CPs bidimensionnels dans un réseau à maille carrée de tiges fabriquées en arsenic de galium GaAs (semi conducteur) d'indice de réfraction ($n_{\text{GaAs}} = 3.404$). Les deux démultiplexeurs se composent de résonateurs en anneaux (PCRR) ; où chacun est dédié à fonctionner autour d'une bande de longueurs d'ondes 1,31 et 1,55 μm simultanément.

Après un bref rappel sur le logiciel utilisé dans nos simulations qui est le COMSOL, nous exposons les résultats obtenus dans la conception des guides d'ondes sans défauts et avec défaut linéaire à une seule rangée omise et avec trois rangées omises en structures carrées à base de CPs. Ensuite nous passons à la conception des résonateurs PCRR.

III. 2. Présentation de logiciel COMSOL Multiphysics

COMSOL Multiphysics est un logiciel d'analyse structurelle, de résolution et de simulation par éléments finis permet de simuler de nombreux problèmes de physique et de l'ingénierie tels que: mécanique des Structures, électromagnétisme haute et basse Fréquence, écoulement, transfert de Chaleur, réactions chimiques, optique, acoustique et plus encore, en particulier les phénomènes couplés ou multi physiques. Ce logiciel offre une interface complète à MATLAB et à ses boites à outils pour une grande variété de capacités de programmation, de pré-traitement et de post-traitement. Les packages sont multiplateformes (Windows, Linux, Mac). En plus des interfaces utilisateurs classiques basées sur la physique

COMSOL Multiphysics est un logiciel de simulation numérique basé sur la méthode des éléments finis. Un élément fini est la donnée d'une cellule élémentaire et de fonctions de base de l'espace d'approximation dont le support est l'élément, et définies de manière à être interpolantes.

Le logiciel COMSOL est un des simulateurs les plus utilisés par les chercheurs afin de simuler les phénomènes liés aux matériaux et les différentes techniques utilisées pour la technologie de la photolithographie.

III.2. Filtrage et démultiplexage à base de PCRRs autour de la longueur d'onde 1.31 μ m

III.2.1. La Bande interdite photonique

Les cristaux photoniques ont la capacité d'inhiber la propagation de la lumière dans certaines directions pour un domaine fréquentiel donné. Le cristal se comporte alors comme un miroir, et cette propriété est communément appelé Bande Interdite Photonique (BIP).

La majorité des applications des cristaux photoniques repose sur leur bande interdite. Pour disposer une fréquence permise à l'intérieure de cette bande, il est nécessaire d'introduire des défauts dans la structure périodique.

Pour l'étude de la longueur d'onde 1.31 μ m, on a choisi comme paramètres :

Le rayon $r = 99\text{nm}$; La constante du réseau est fixée à $a = 535\text{nm}$, par la suite, la fréquence normalisée vaut : $a/\lambda = 0,408$.

Le diagramme est tracé en utilisant la méthode des ondes planes PWE sous le logiciel COMSOL Multiphysics, la fréquence a/λ par rapport au vecteur k (Γ -X-M- Γ).

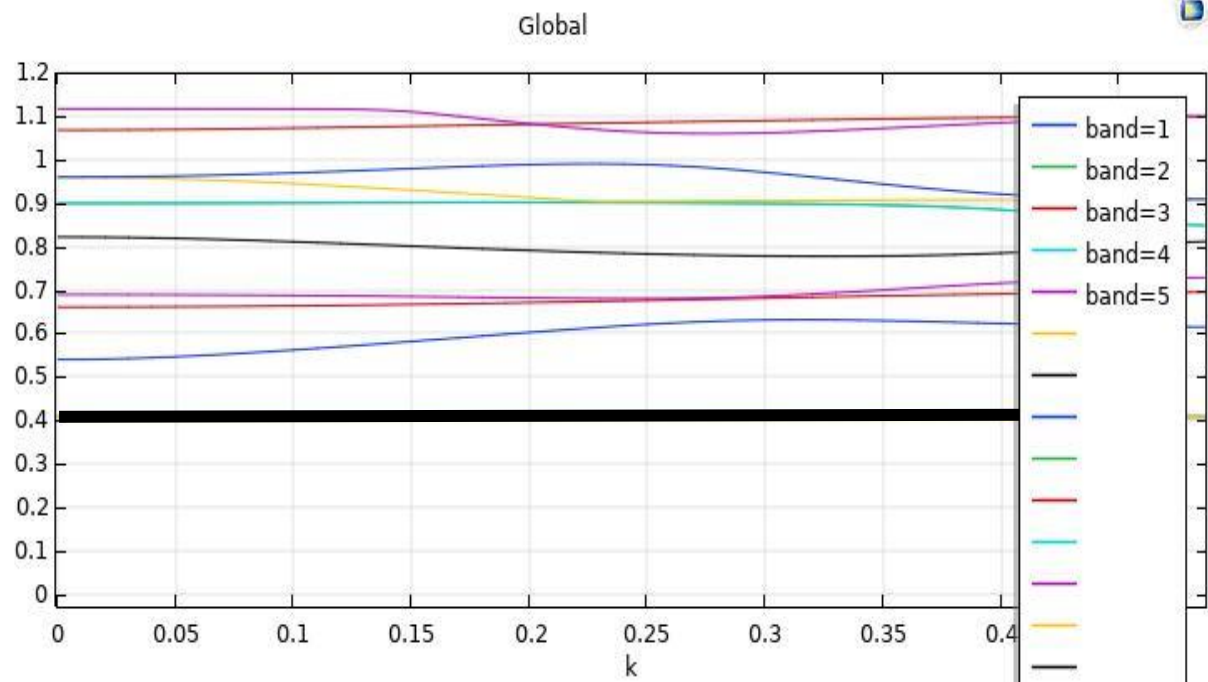


Figure III.1 : Bande interdite pour $r=99\mu\text{m}$, $a=535\mu\text{m}$.

La figure montre que la transmission est nulle à la longueur d'onde $1.31\mu\text{m}$ ($a / \lambda = 0,408$) à cause de l'absence des modes dans cette région.

III.2.2. Etude d'une structure bidimensionnelle carrée sans défaut

Nous avons consacré ce paragraphe à étudier les structures bidimensionnelles déconnectées planaires CPs-2D sans défaut dans un réseau carré de tiges diélectriques en GaAs plongées dans l'air. Le nombre de motifs total dans le réseau égal à 300 tiges cylindriques. Comme il est schématisé sur la figure III. 2, cette structure fait 20 rangés de longueur et 15 rangés de large.

Cette structure de CP a été excitée à l'entrée en polarisation TE.

($X=20$ tiges et $Y=15$ tiges).

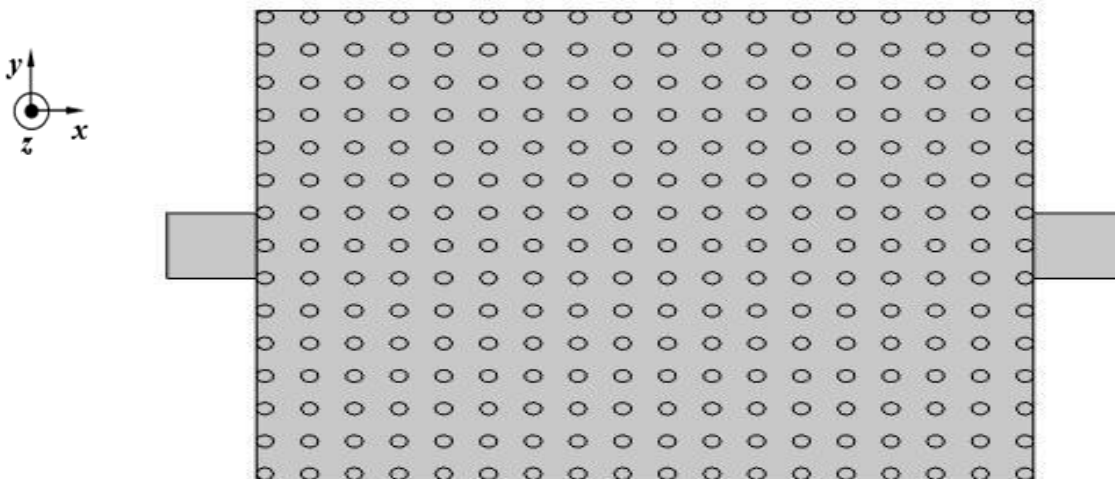


Figure III.2 : Structure déconnectée sans défaut.

Sur la figure III.2, on donne la répartition de champ électrique E_z dans le CP. On remarque qu'il y a une réflexion totale à l'entrée de notre structure. Ceci démontre clairement l'absence du phénomène de guidage dans la structure sans défaut.

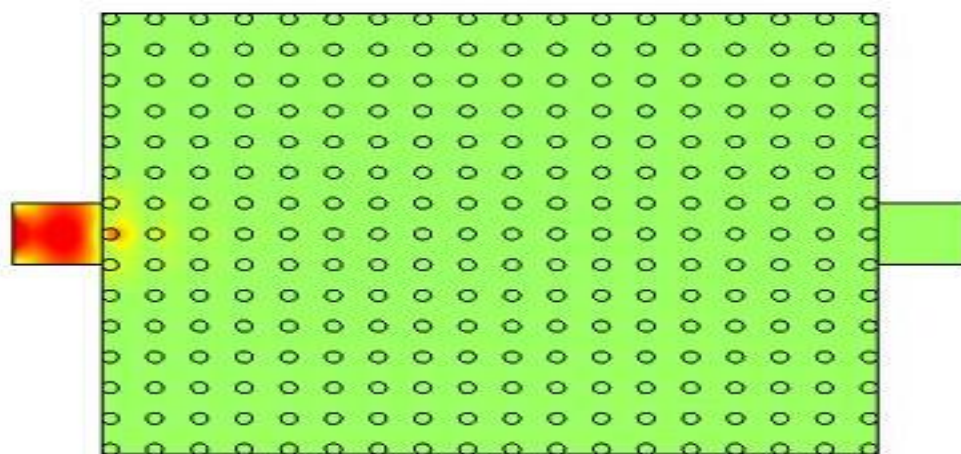


Figure III.3 : La propagation du champ électrique E_z dans la structure sans défaut.

Le résultat de la simulation sous logiciel Comsol permet de tracer les spectres de transmission et de réflexion présentés sur la figure III.4.

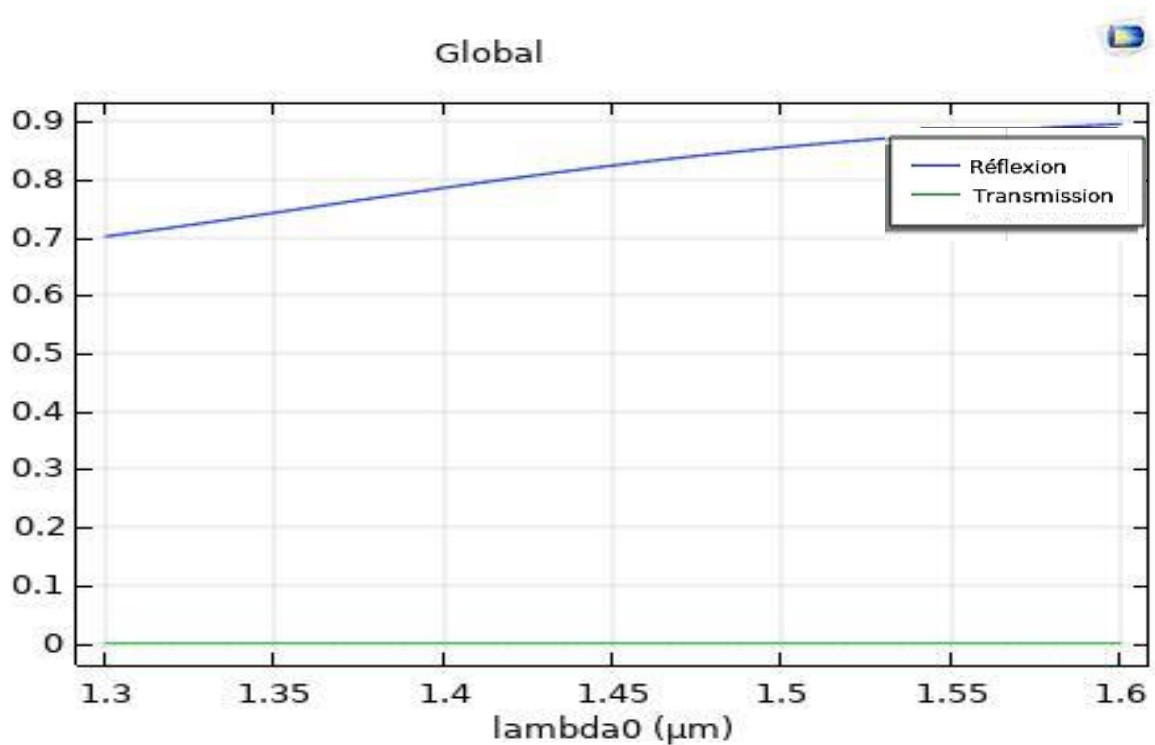


Figure III.4 : Réponse spectrale de la transmission et réflexion.

Il apparaît bien que la structure CP sans défaut présente un coefficient de transmission nul s'étalant sur la bande de longueur d'onde [1.3-1.6] μm. Par contre, la réflexion est croissante sur le même intervalle de longueur d'onde. Absence du phénomène de guidage.

III.2.3. Etude d'une structure bidimensionnelle carré avec défaut

La fonction de guidage repose essentiellement sur l'idée d'introduction du défaut linéique qui consiste à enlever une rangée ou plus dans le cristal photonique d'un réseau triangulaire ou carrée de tiges diélectrique à base de GaAs plongées dans l'air, donc la périodicité du cristal photonique est rompue et une direction privilégiée de la lumière est imposée c'est celle du guide.

III.2.3.1. Conception du guide mono-rangée $W_1^K A$

Comme il représentée sur la figure ci-dessous (figure III.5), en introduisant un défaut linéaire (omission d'une rangée de motifs élémentaires) du CP, nous obtenons la structure CP-2D du guide $W_1^K A$ mono-rangée ainsi la lumière sera guidée selon la direction de défaut.

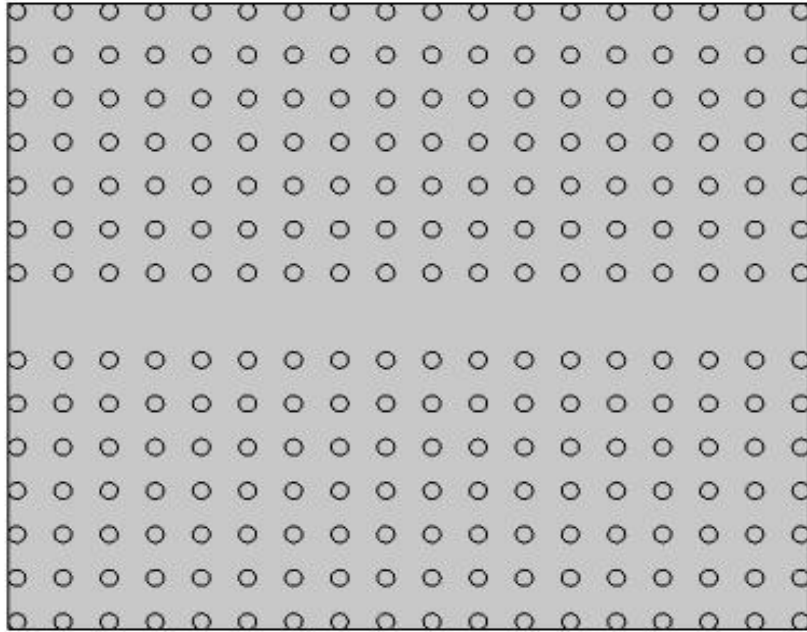


Figure III.5 : La structure du cristal photonique formée par un réseau carré, avec un défaut de ligne.

Sur la figure III.6, nous reportons la distribution spatio-temporelle du champ électrique à l'intérieur du guide mono-rangée. Nous constatons clairement que la lumière se propage à travers le défaut linéaire. La lumière est parfaitement guidée dans le guide d'onde.

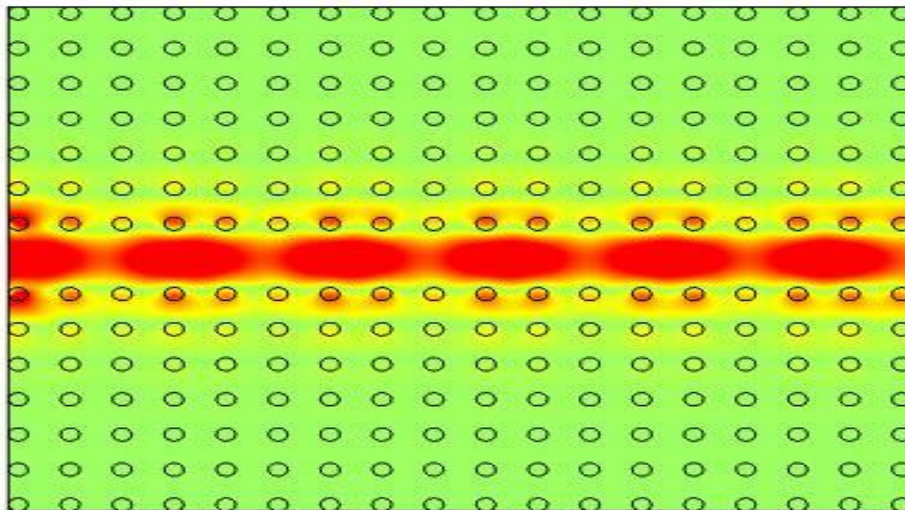


Figure III.6 : Répartition du champ électrique E_z d'un guide d'onde mono rangée.

La réponse spectrale simulée en terme de transmission et de réflexion du guide $W_1^K A$ dans un intervalle de longueur $[1.3, 1.6] \mu\text{m}$ est présentée sur la figure III .5.

Nous remarquons que la transmission est maximale autour de l'unité avec une réflexion correspondante minimale autour de zéro au voisinage de $1.31 \mu\text{m}$.

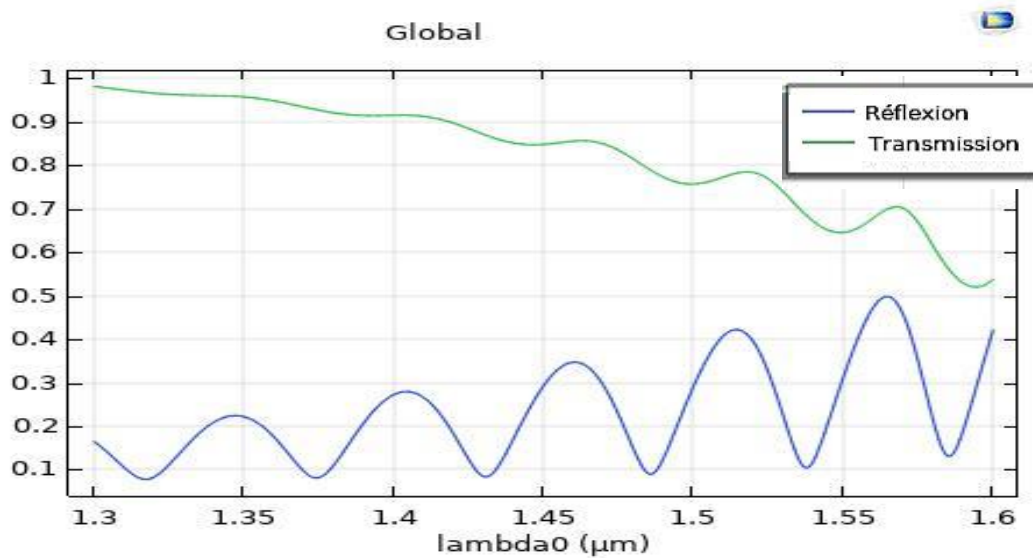


Figure III.7 : La réponse spectrale en transmission et en réflexion du guide mono-rangée.

III.2.3.2. Conception du guide à trois rangées W_3^{KA}

Tout en gardant les mêmes paramètres géométriques et physiques utilisés dans la conception de la structure précédente (guide W_1^{KA}) et en enlevant trois rangées de piliers de GaAs comme il est illustré sur la figure ci-dessous, nous obtenons un guide d'onde W_3^{KA}

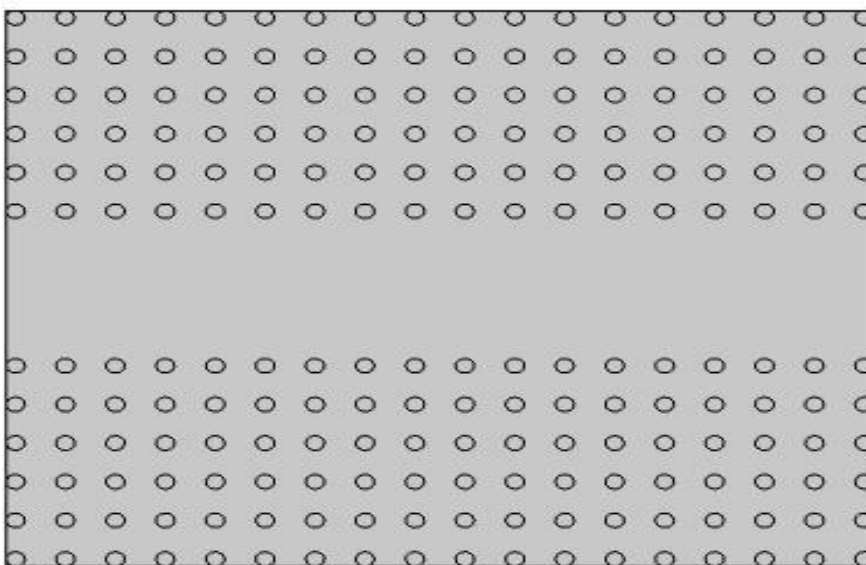


Figure III.8 : Représentation schématique d'un guide d'onde W_3^{KA} .

On reporte sur la figure III.9, la distribution spatiale du champ électrique à l'intérieur du guide. L'allure de la distribution du champ E_z montre le confinement du champ électromagnétique et l'existence d'un phénomène de guidage de la lumière le long du guide d'onde.

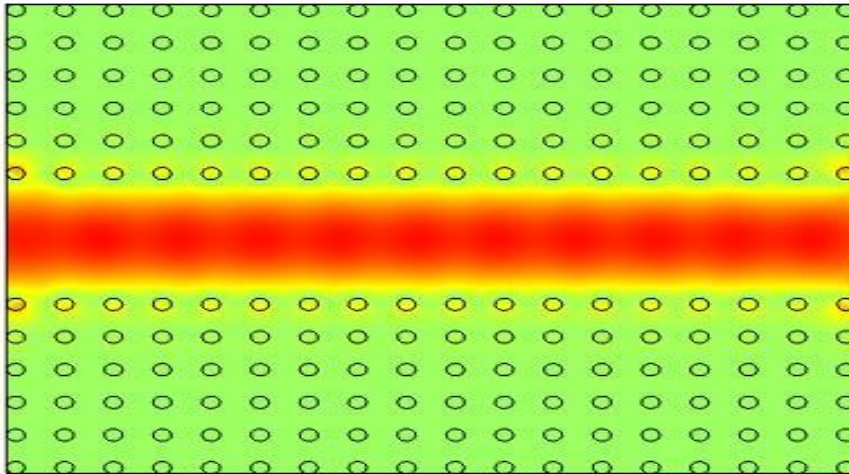


Figure III.9 : Répartition du champ électrique E_z du guide d'onde W_3^{KA} .

La simulation à l'aide du COMSOL Multiphysics nous a permis de tracer les spectres correspondants au nouveau guide illustrés sur la figure III.10. Nous observons une large bande de transmission incluant les deux longueurs d'onde 1.31 et 1.55 μm .

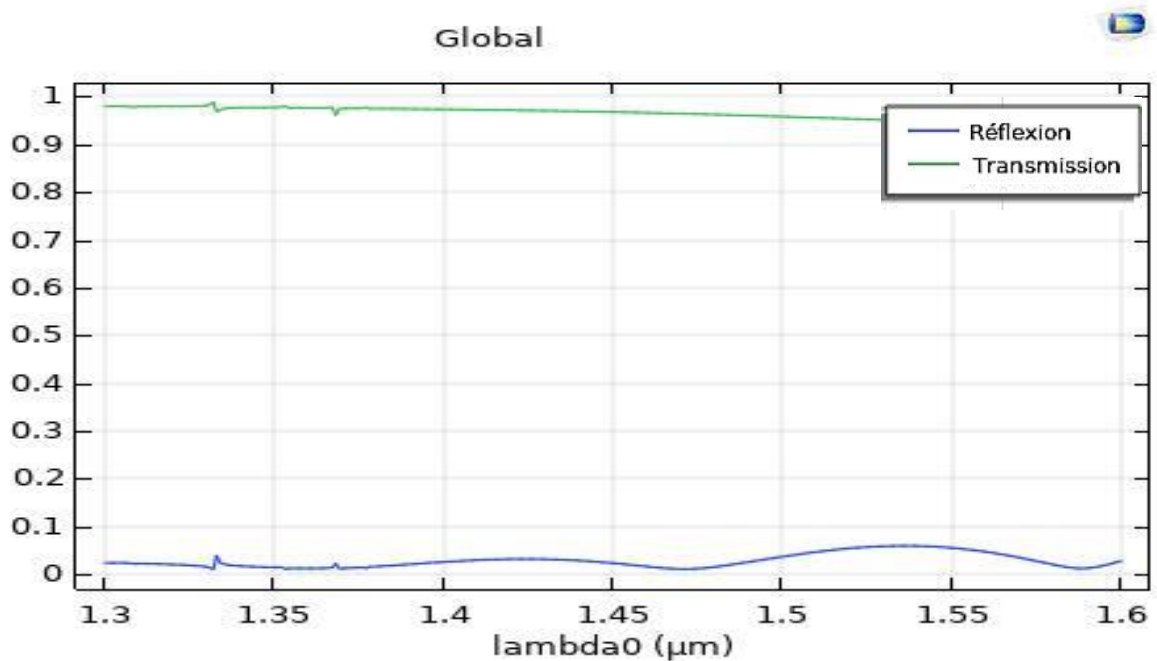


Figure III.10 : La réponse spectrale en transmission et en réflexion du guide W_3^{KA} .

III.3. Conception d'un filtre Channel drop à base de CPs avec un seul résonateur (PCRR) : système à trois ports autour de $1.31\mu\text{m}$

La figure III.11 schématise une structure à base de CPs-2D faisant 14 rangées de long et 19 rangées de large correspondant à un filtre Channel drop appelé (CDF). Comme il montré sur la même figure, le filtre se compose d'un guide d'onde bus, d'un guide drop et d'un résonateur en anneau (élément de couplage). En outre, il comporte trois ports : A, B et C. Les ports A et B sont les terminaux de sortie du guide bus, alors que le port C désigne le canal terminal du guide drop. Le PCRR est formé par le couplage entre deux guides d'ondes une cavité résonante. Ce filtre sera la plateforme du démultiplexeur proposé par la suite pour extraire les longueurs d'ondes au voisinage de $1.31\mu\text{m}$.

Les paramètres sont toujours : Le rayon $r = 99\text{nm}$; Le déplacement $a = 535\text{nm}$, par la suite, La fréquence normalisée vaut : $a/\lambda = 0,408$.

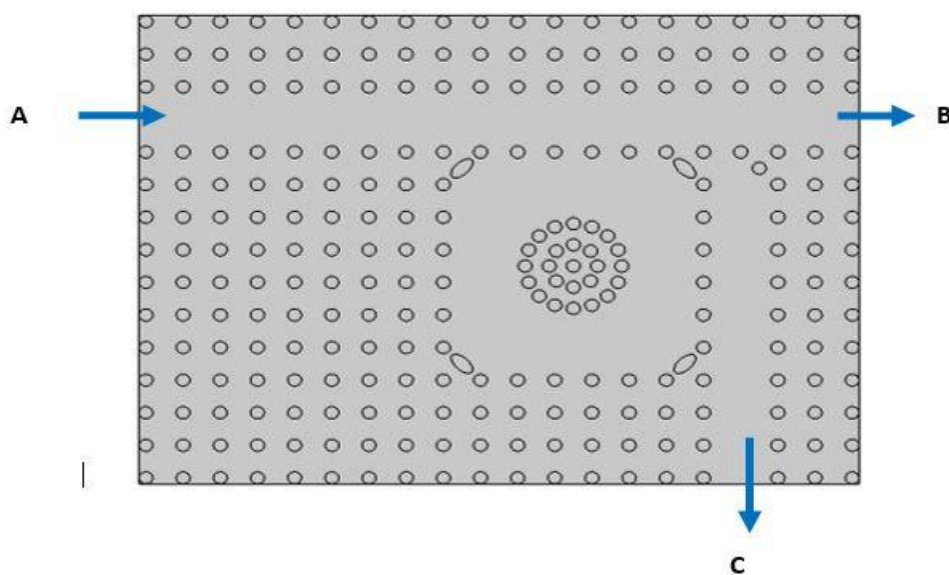


Figure III.11 : Représentation schématique du filtre.

Sur la figure suivante (Fig. III.12), nous schématisons la distribution spatiale de la composante E_z du champ électromagnétique. Nous remarquons qu'il y a un transfert de la lumière vers le port C. Donc en raison du couplage entre le guide d'onde et le résonateur en anneau à la longueur d'onde de résonance ($\lambda = 1.309\mu\text{m}$), le signal est complètement extrait du guide d'onde bus et transféré ensuite au guide d'onde drop via le résonateur.

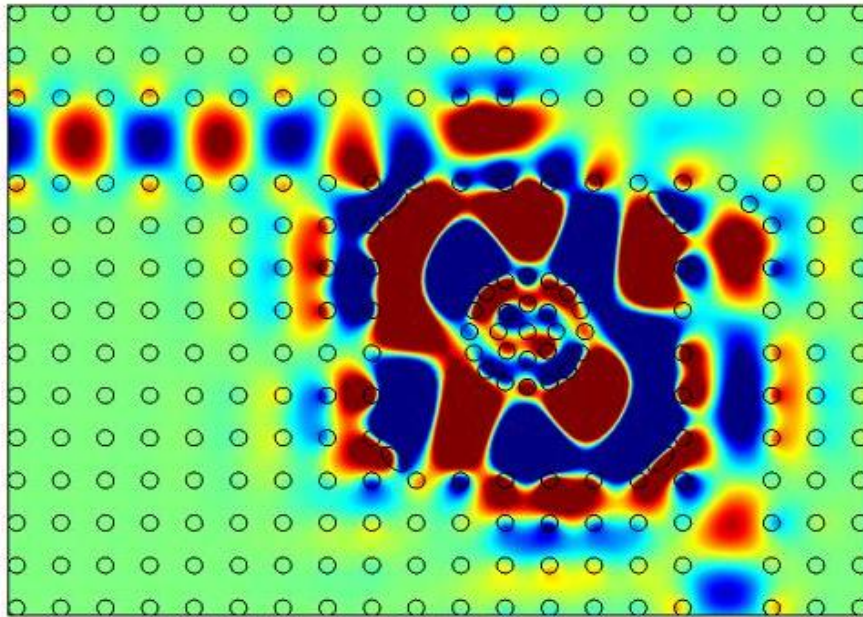


Figure III. 12 : Répartition du champ électrique dans le CDF en polarisation TE.

Sur la figure III.13, il apparaît bien sur les spectres le phénomène de filtrage autour de la longueur d'onde $1.309\mu\text{m}$ avec une quantité de transmission de 91%.

Le filtre sélectionne une ou plusieurs bandes de fréquences parmi le spectre électromagnétique et d'en éliminer d'autres.

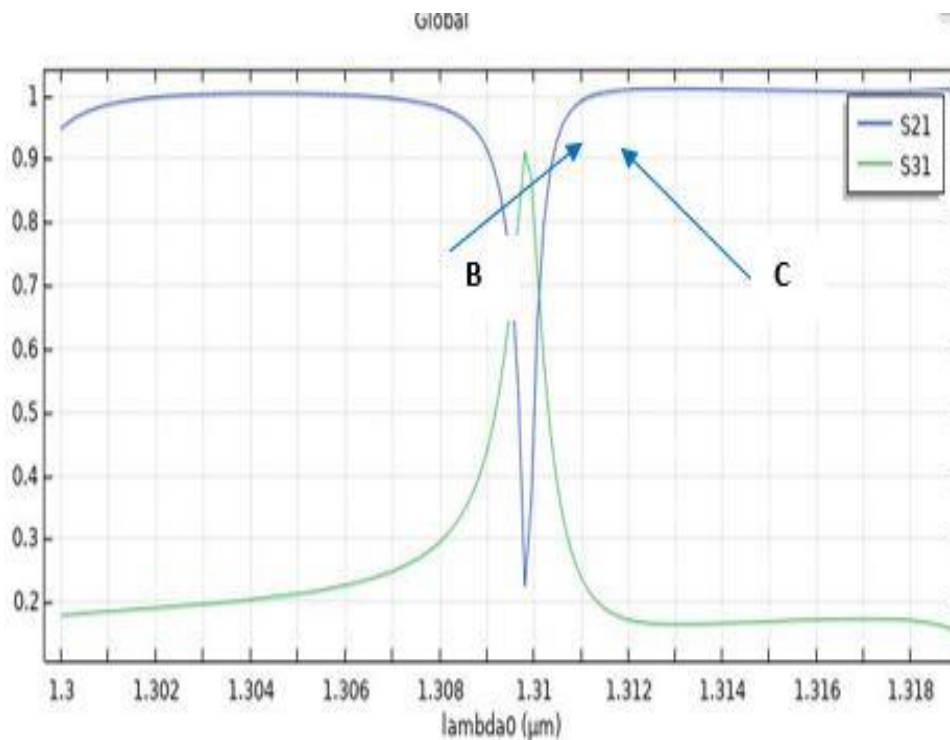


Figure III.13 : La réponse spectrale en transmission de filtre étudié.

III.4. Conception d'un démultiplexeur 1.31 μ m

Un démultiplexeur est un ensemble des filtres rassemblés dans la même structure dans le but d'extraire plusieurs longueurs d'ondes à la fois. Notre structure est un démux à quartes résonateurs ayant des rayons différents. Il est présenté dans la figure III.14 :

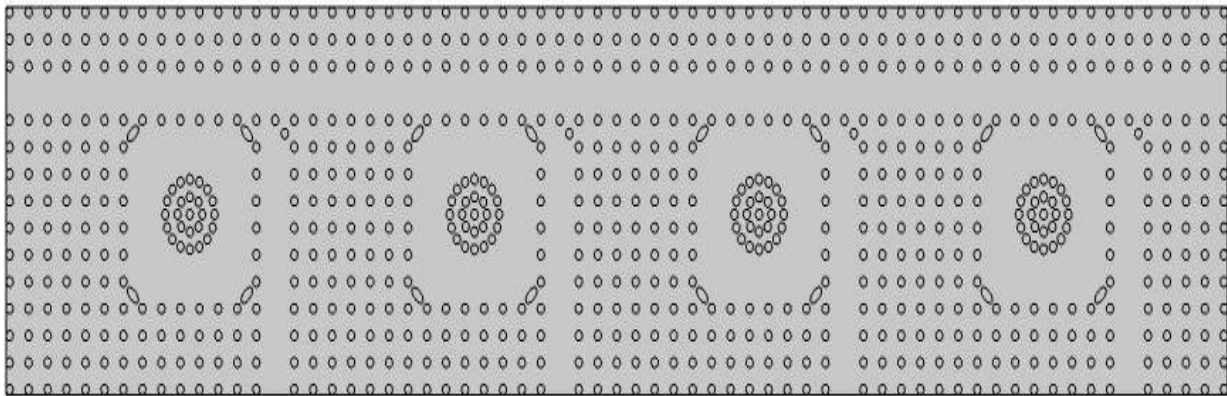


Figure III.14 : Présentation schématique d'un démultiplexeur à quatre anneaux pour $\lambda = 1.31\mu\text{m}$.

La figure III.15 illustre la réponse spectrale en terme de transmission du démultiplexeur à quatre anneaux à base d'un CP-2D sous forme carré ayant des rayons différents.

A partir de cette figure, le phénomène de filtrage est apparu pour chaque longueur d'onde ce que nous confirme qu'il s'agit bien d'un démultiplexeur.

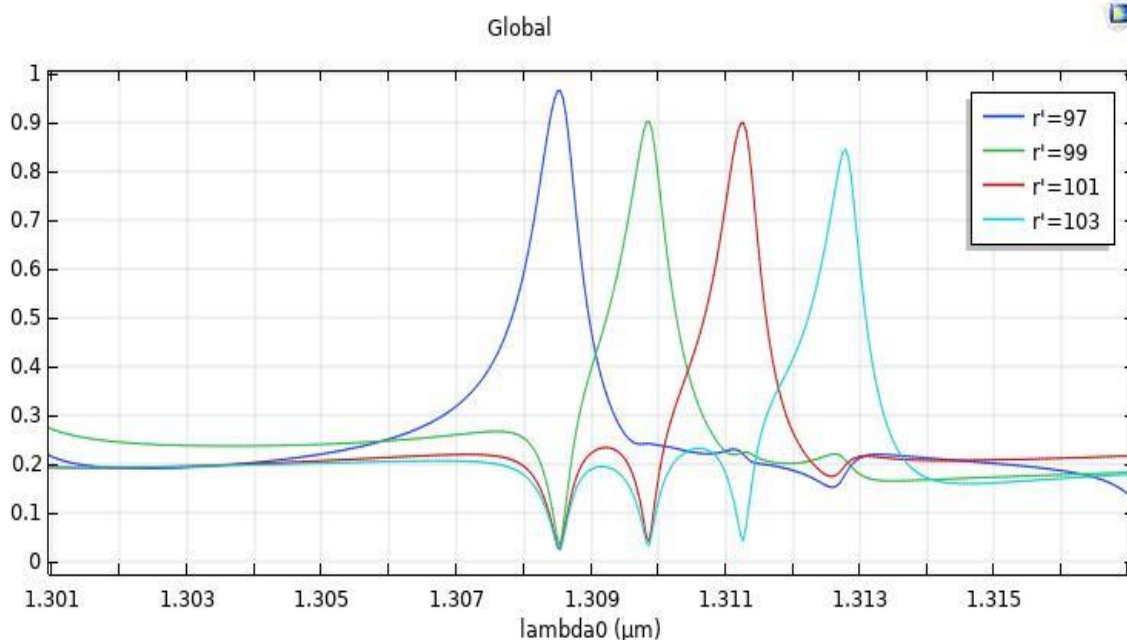


Figure III.15 : La réponse spectrale de transmission pour, $r'=97\text{nm}$, $r'=99\text{nm}$, $r'=101\text{nm}$ et $r'=103\text{nm}$.

- Le facteur de qualité Q est défini comme étant la mesure universelle de la capacité d'une cavité à conserver l'énergie. Par définition, le confinement d'un mode dans la cavité à une pulsation ω_0 correspond au taux de pertes mesuré lors d'une oscillation du champ à cette même fréquence.
- La représentation fréquentielle du champ se présente donc sous la forme d'une lorentzienne centrée à ω_0 et de largeur à mi-hauteur (FWHM) $\Delta\omega$. La formule est donnée par :

$$Q = \omega_0 / \Delta\omega = \lambda_0 / \Delta\lambda.$$

Les résultats de simulations sont donnés sur le tableau suivant :

| <i>Port</i> | <i>rayon r' [nm]</i> | λ_0 [μm] | Δ [nm] | Q |
|-------------|-----------------------------------|------------------|---------------|----------|
| 1 | 97 | 1.3085 | 1.1 | 1189.5 |
| 2 | 99 | 1.3099 | 1 | 1309.9 |
| 3 | 101 | 1.3113 | 0.8 | 1639.125 |
| 4 | 103 | 1.3127 | 0.8 | 1640.87 |

Tableau III.1 : Résultats de simulation du démultiplexeur pour 1.31μm.

Sur la figure III.16, nous avons simulé la distribution du champ électrique dans ce composant pour les longueurs d'ondes mentionnées dans le tableau III.1.

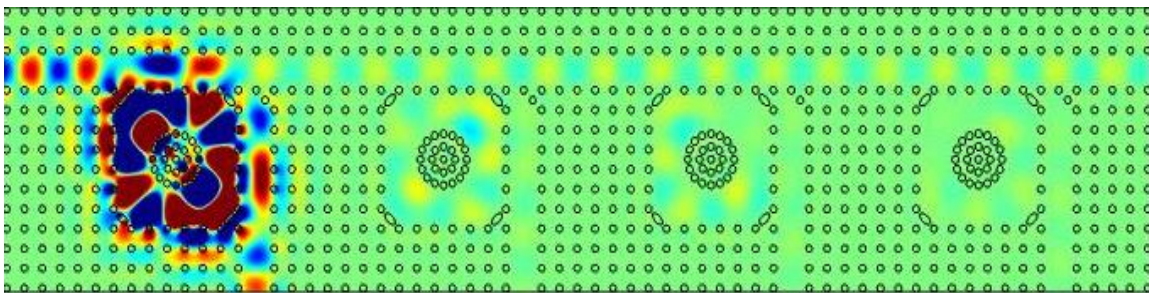


Figure III.16.a : La distribution du champ électrique à la longueur d'onde $\lambda = 1.3085 \mu\text{m}$.
(Port1).

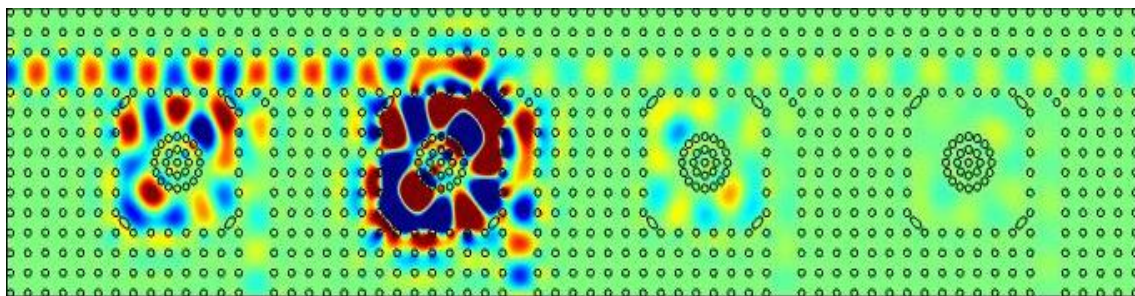


Figure III.16.b : La distribution du champ électrique à la longueur d'onde $\lambda = 1.3099 \mu\text{m}$.
(Port2).

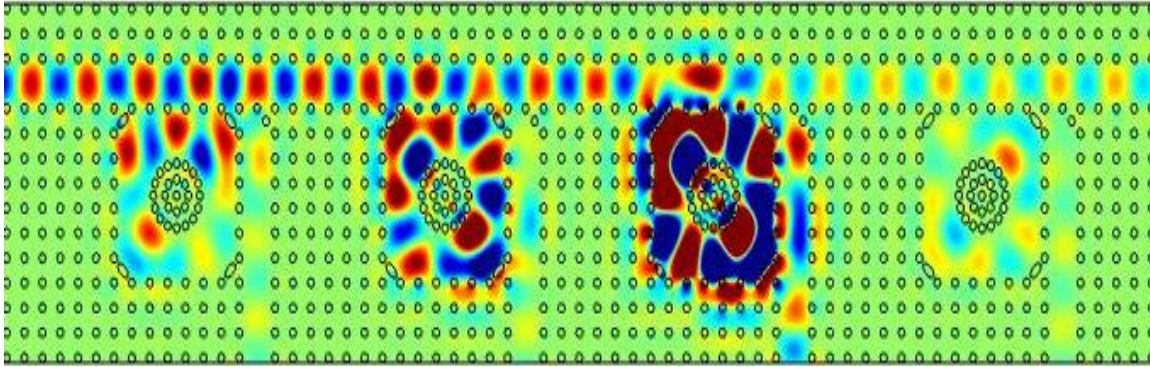


Figure III.16.c : La distribution du champ électrique à la longueur d'onde $\lambda=1.3113\mu\text{m}$.
(Port3).

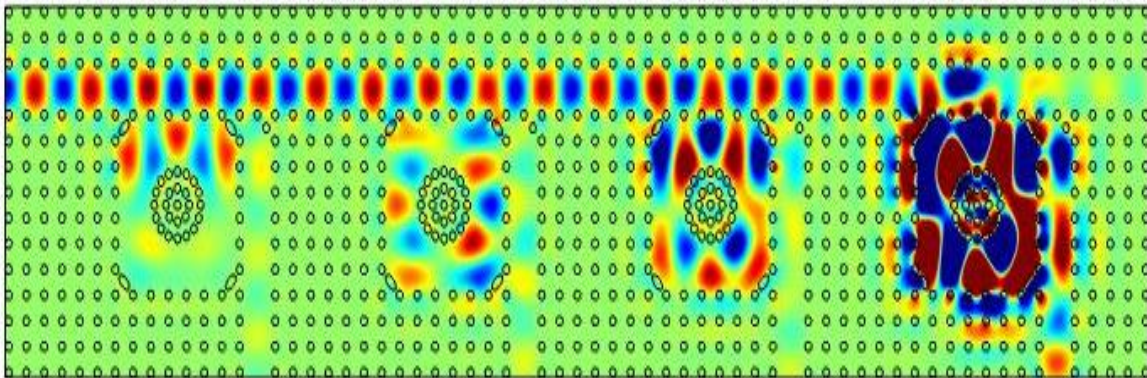


Figure III.16.d : La distribution du champ électrique à la longueur d'onde $\lambda=1.3127\mu\text{m}$.
(Port4).

Figure III.16 : La répartition du champ électrique E_z pour le port 1, 2, 3 et 4 ayant les longueurs d'ondes $\lambda=1.3085\mu\text{m}$, $\lambda=1.3099\mu\text{m}$, $\lambda=1.3113\mu\text{m}$ et $\lambda=1.3127\mu\text{m}$ respectivement.

Afin d'être sûre que notre démultiplexeur fonctionne correctement, nous avons effectué une deuxième simulation avec des valeurs différentes autour de même longueur d'onde. $=1.31\mu\text{m}$.

La réponse spectrale en termes de transmission du même démux en changeant les valeurs de rayon sont illustrées sur la figure III.17.

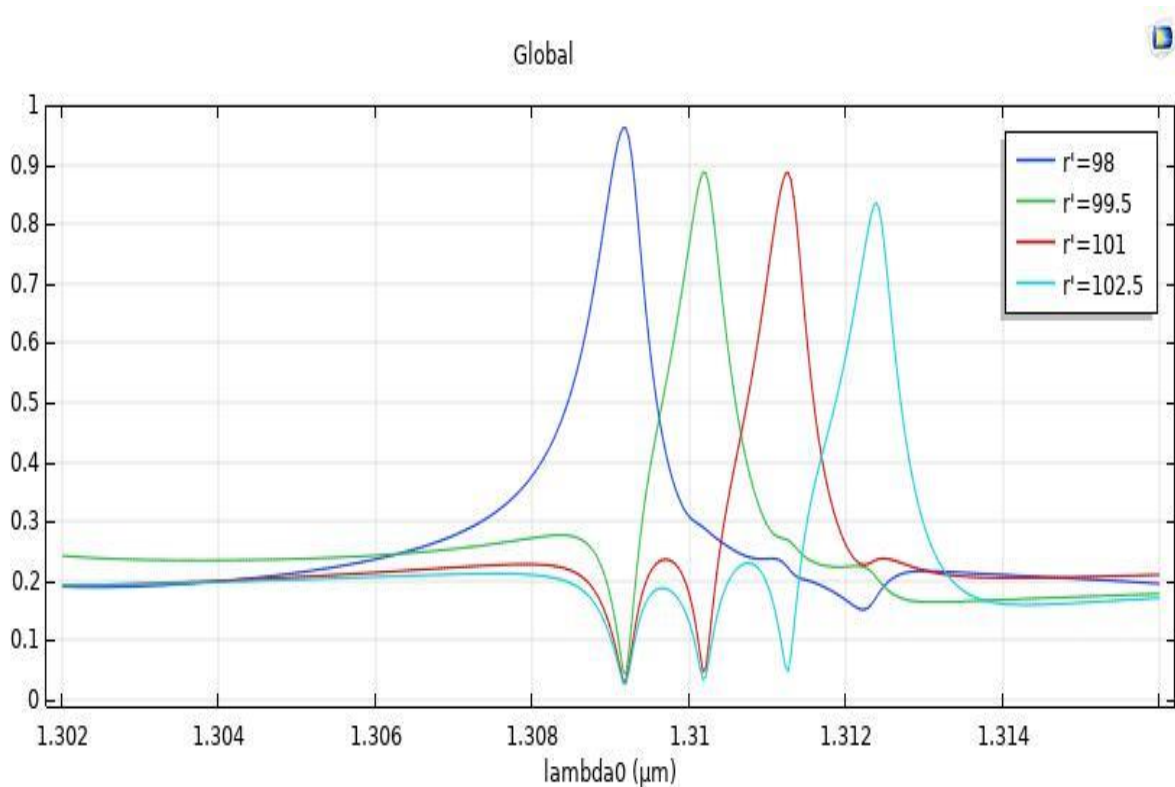


Figure III.17 : La réponse spectrale de transmission pour, $r'=98\text{nm}$, $r'=99.5\text{nm}$, $r'=101\text{nm}$ et $r'=102.5\text{nm}$.

Sur les spectres obtenus par simulation sous environnement Comsol nous remarquons que les réponses impulsionnelles atteignent des taux très importants : 96%, 89%, 89%, 83% pour $r'=98\text{ nm}$, $r'=99.5\text{nm}$, $r'=101\text{nm}$, $r'=102.5\text{nm}$ respectivement.

Le tableau III.2, résume les résultats de simulation :

| <i>Port</i> | <i>rayon r' [nm]</i> | $\lambda_0[\mu\text{m}]$ | Δ [nm] | Q |
|-------------|-----------------------------------|--------------------------|---------------|---------|
| 1 | 98 | 1.3092 | 1.1 | 1190.18 |
| 2 | 99.5 | 1.3102 | 0.9 | 1455.7 |
| 3 | 101 | 1.3112 | 0.8 | 1639 |
| 4 | 102.5 | 1.3123 | 0.8 | 1640.37 |

Tableau III.2 : Résultats de deuxième simulation pour $1.31\mu\text{m}$.

La figure III.18, concerne la répartition du champ électrique correspondant aux résultats du tableau III.2, elle démontre le phénomène de filtrage de chaque longueur d'onde séparément.

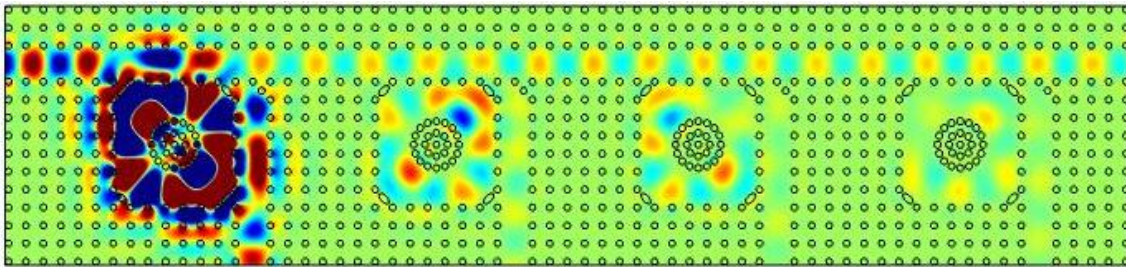


Figure III.18.a : La distribution du champ électrique à la longueur d'onde $\lambda=1.3092\mu\text{m}$.
(Port1).

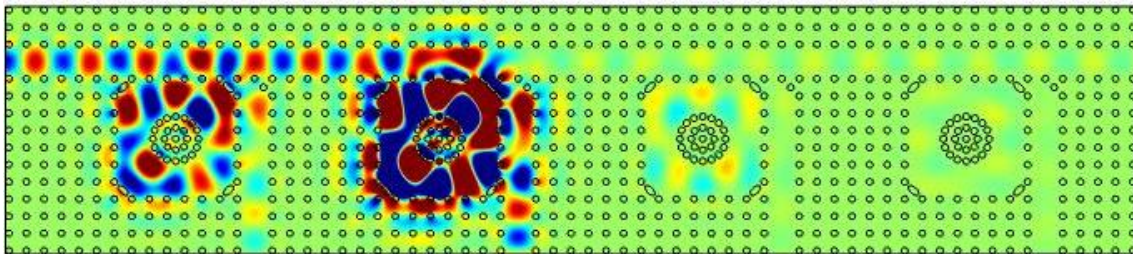


Figure III.18.b : La distribution du champ électrique à la longueur d'onde $\lambda=1.3102\mu\text{m}$.
(Port2).

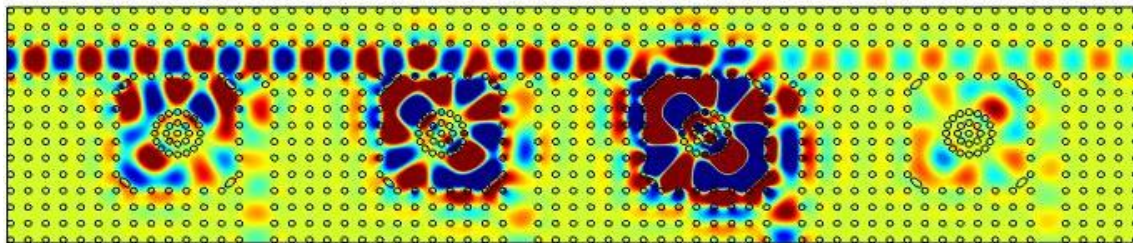


Figure III.18.c : La distribution du champ électrique à la longueur d'onde $\lambda=1.3112\mu\text{m}$.
(Port3).

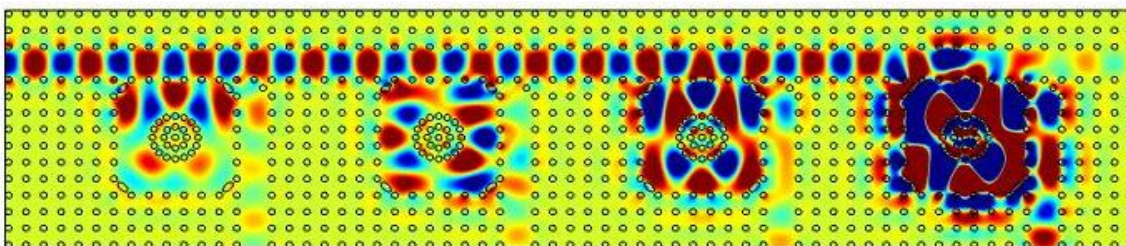


Figure III.18.d : La distribution du champ électrique à la longueur d'onde $\lambda=1.3123\mu\text{m}$.
(Port4).

Figure III.18 : La répartition du champ électrique E_z pour le port 1, 2, 3 et 4 ayant les longueurs d'ondes $\lambda=1.3092\mu\text{m}$, $\lambda=1.3102\mu\text{m}$, $\lambda=1.3112\mu\text{m}$ et $\lambda=1.3123\mu\text{m}$ respectivement.

- On peut avoir un démultiplexeur en changeant le rayon de résonateur seulement, sans changer les autres paramètres de la structure.
- La structure du démultiplexeur proposé est basée essentiellement sur les guides d'onde mono-rangée et les cavités résonnantes afin de séparer le signal en longueurs d'ondes bien particulières. C'est ce que nous avons vu sur les figures précédentes.

III.5. Filtrage et démultiplexage à base de PCRRs autour de la longueur d'onde $1.55\mu\text{m}$

III.5.1. La Bande interdite photonique

La méthode est basée sur l'analyse de carte de bande interdite photonique complète qui permet de sélectionner les paramètres géométriques du démultiplexeur.

Pour l'étude de la longueur d'onde $1.55\mu\text{m}$, on a choisi comme paramètres :

Le rayon $r=130\text{nm}$; Le déplacement $a=570\text{nm}$, La fréquence normalisée vaut : $a/\lambda=0,367$.

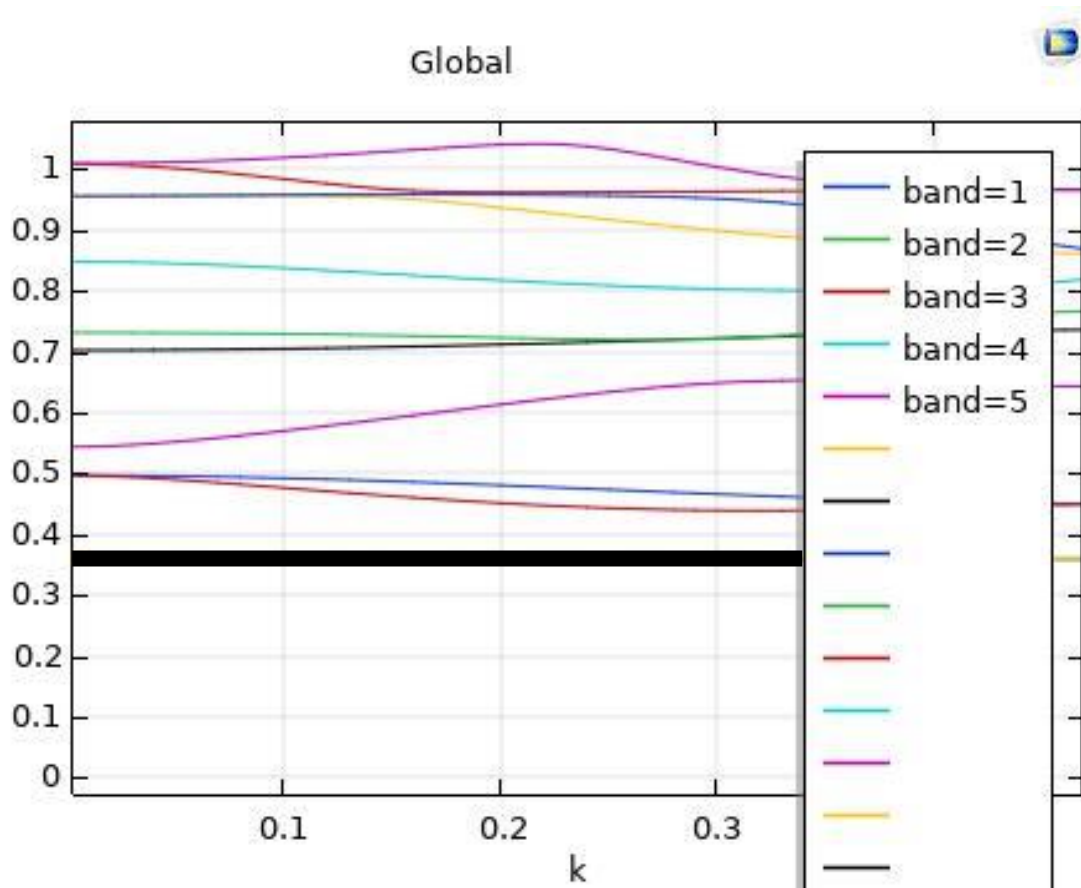


Figure III.19 : Bande interdite pour $r=99\mu\text{m}$, $a=535\mu\text{m}$.

La figure montre que la transmission est nulle à la longueur d'onde $1.55\mu\text{m}$ ($a/\lambda = 0,367$) à cause de l'absence de modes dans cette région.

III.5.2. Etude d'une structure bidimensionnelle carrée sans défaut

L'étude se fait sur une structure bidimensionnelle déconnectées planaires CPs-2D sans défaut dans un réseau carré de tiges diélectriques en GaAs plongées dans l'air, dont le nombre de motifs dans égal à 256 tiges cylindriques ($x=16$ tiges et $y=16$ tiges).



Figure III.20 : Structure déconnectée sans défaut.

La figure III.21, donne la répartition de champ électrique E_z dans le CP. On remarque qu'il y a une réflexion totale à l'entrée de notre structure. Ceci démontre clairement l'absence du phénomène de guidage dans la structure sans défaut.

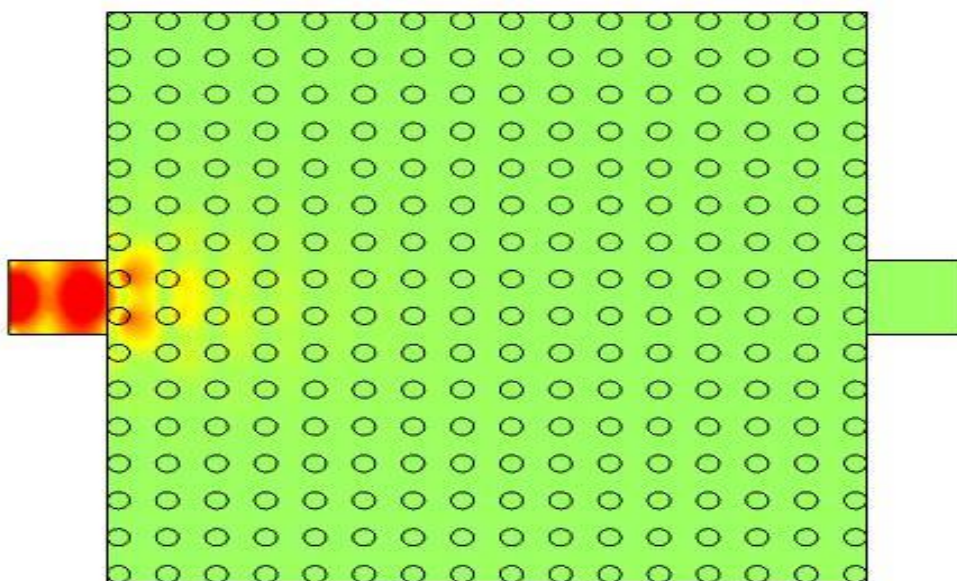


Figure III.21 : La répartition de champ électrique E_z dans la structure sans défaut.

La propagation de l'onde dans la structure est nulle. Il s'agit d'une réflexion totale. Le résultat de la simulation sous logiciel Comsol permet de tracer les spectres de transmission et de réflexion présentés sur la figure III.22.

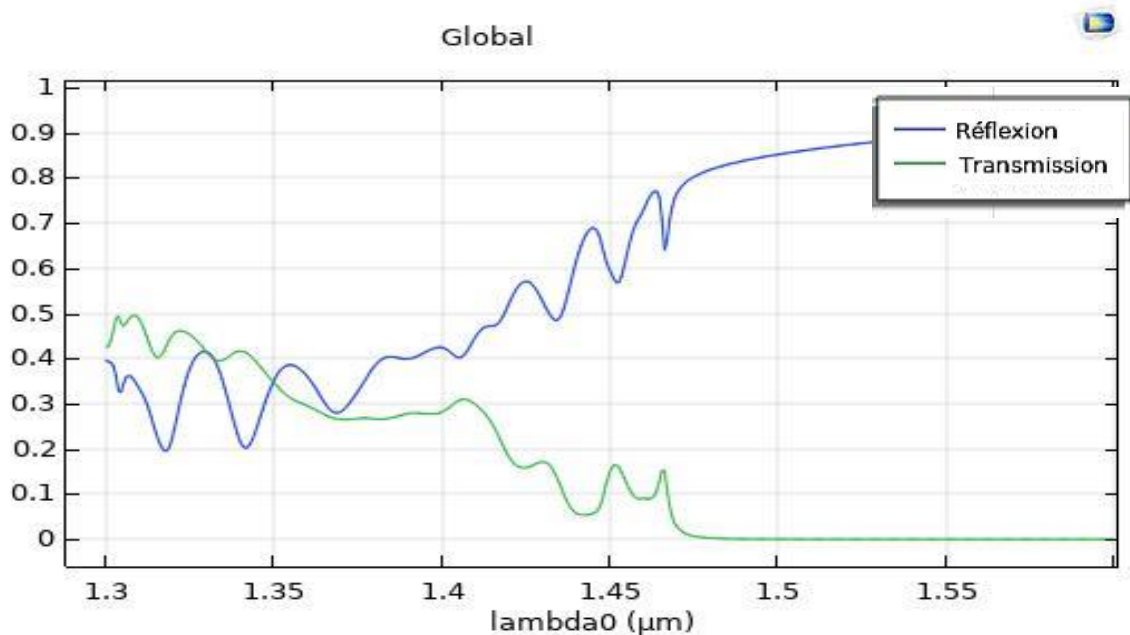


Figure III.22 : Réponse spectrale de transmission et de réflexion dans une structure sans défaut.

De cette figure, nous concluons que le signal de sortie est totalement nul car il n'y a pas de guidage dans la structure.

III.5.3. Etude d'une structure bidimensionnelle carré avec défaut

III.5.3.1. Conception du guide mono-rangée W_1^{KA}

Pour réaliser un guide d'onde mono-rangée W_1^{KA} , on a omis une ligne des tiges de GaAs.

La structure deviendra comme montrée sur la figure III.23.

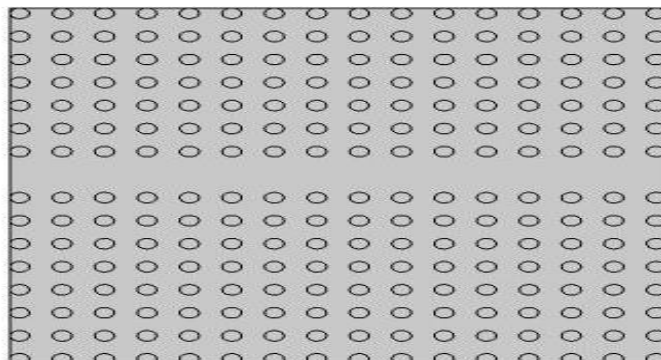


Figure III.23 : Représentation schématique d'un guide d'onde mono-rangée W_1^{KA} .

Sur la figure III.24, nous reportons la distribution spatio-temporelle du champ électrique à l'intérieur du guide mono-rangée. Nous constatons clairement que la lumière se propage à travers le défaut linéaire. La lumière est parfaitement guidée dans le guide d'onde.

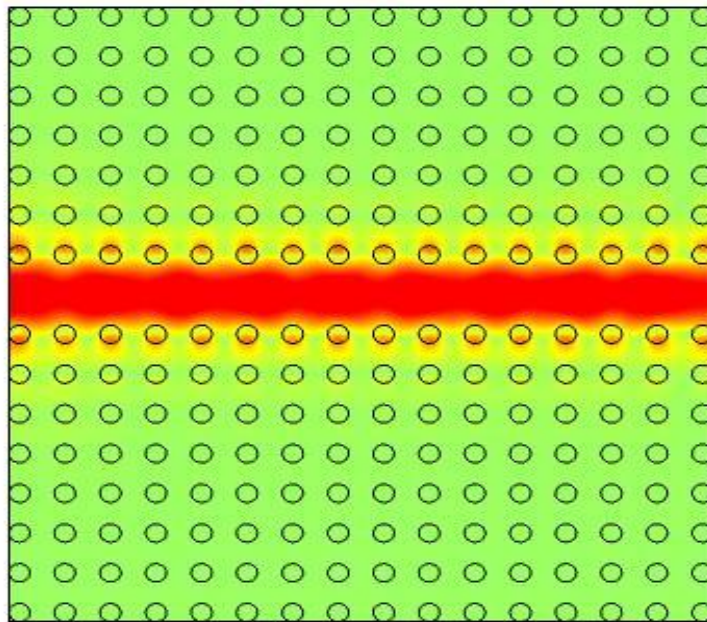


Figure III.24 : Répartition du champ électrique E_z d'un guide d'onde mono rangée.

La réponse spectrale simulée en termes de transmission et de réflexion du guide $W_1^K A$ dans un intervalle de longueur $[1.3, 1.6] \mu\text{m}$ est présentée sur la figure III .25.

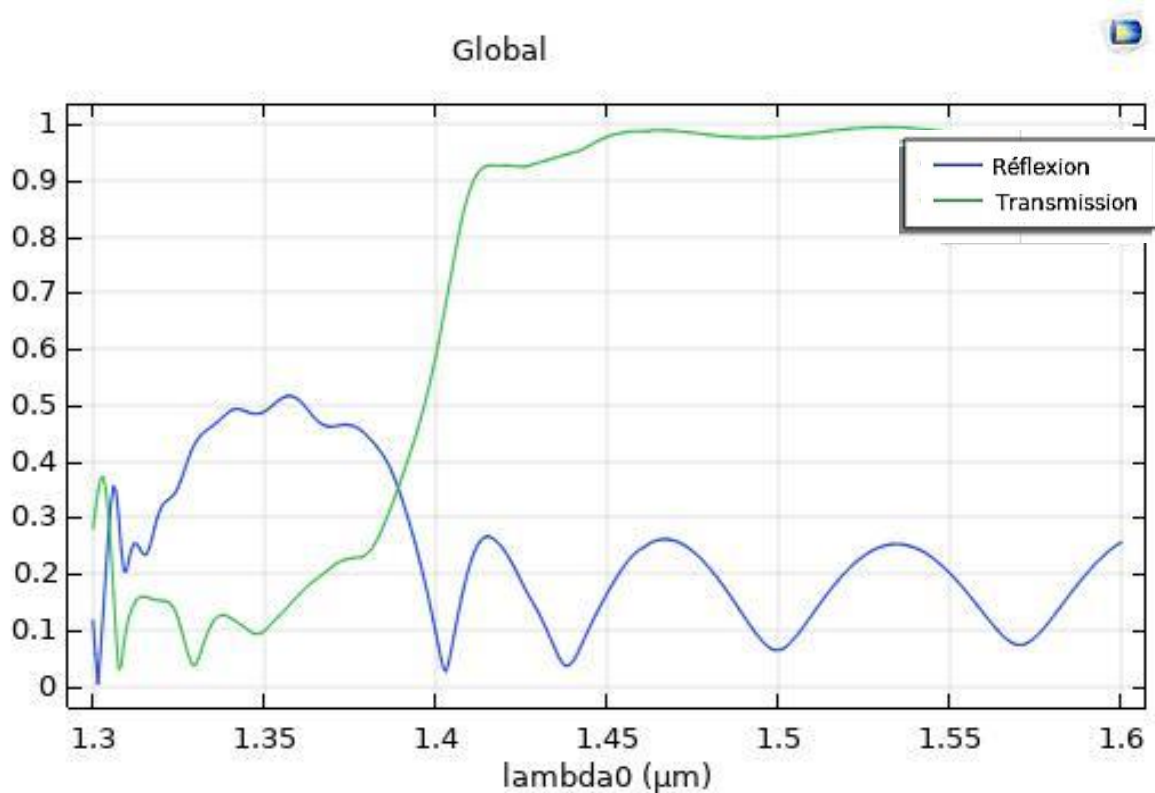


Figure III.25 : Réponse spectrale d'un guide d'onde mono rangé $W_1^K A$.

La réponse spectrale simulée en terme de transmission et de réflexion du guide W_1^{KA} dans un intervalle de longueur $[1.3, 1.6] \mu\text{m}$ est présentée sur la figure III .5. Nous remarquons que la transmission est maximale dans la gamme $[1.4,1.6]$ avec une réflexion correspondante minimale.

III.5.3.2. Conception du guide à trois rangées W_3^{KA}

La figure III.26 représente la structure d'un guide d'onde à trois rangées omises. La structure est obtenu etout en gardant les mêmes paramètres géométriques et physiques utilisés dans la conception de la structure précédente (guide W_1^{KA}) et en enlevant trois rangées de piliers de GaAs .

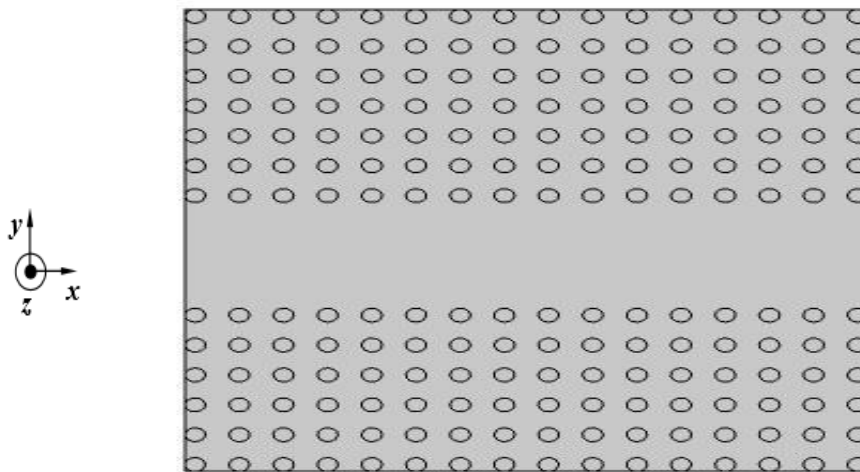


Figure III.26 : Représentation schématique d'un guide d'onde à trois rangées W_1^{KA} .

La figure III.27 représente la répartition de champ électrique E_z il est évident que l'onde se propage tout au long du guide. C'est le phénomène de guidage de la lumière.

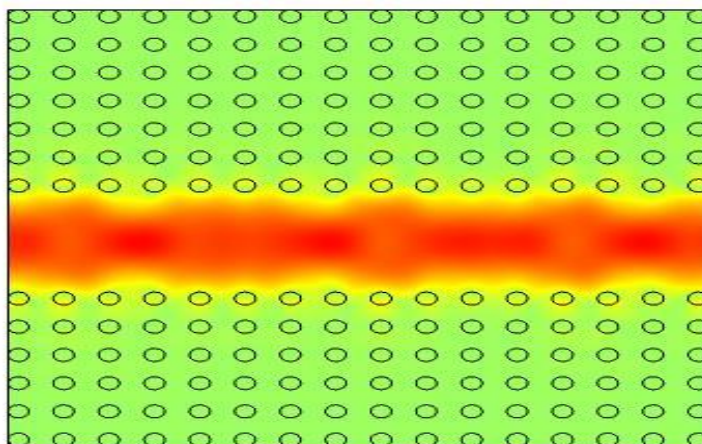


Figure III.27 : Répartition du champ électrique E_z dans un guide d'onde à trois rangées W_3^{KA} .

Les spectres correspondants au nouveau guide illustrés sur la figure III.28, simulés à l'aide du COMSOL Multiphysics montrent une large bande de transmission à partir de la longueur d'onde $\lambda=1.4\mu\text{m}$.

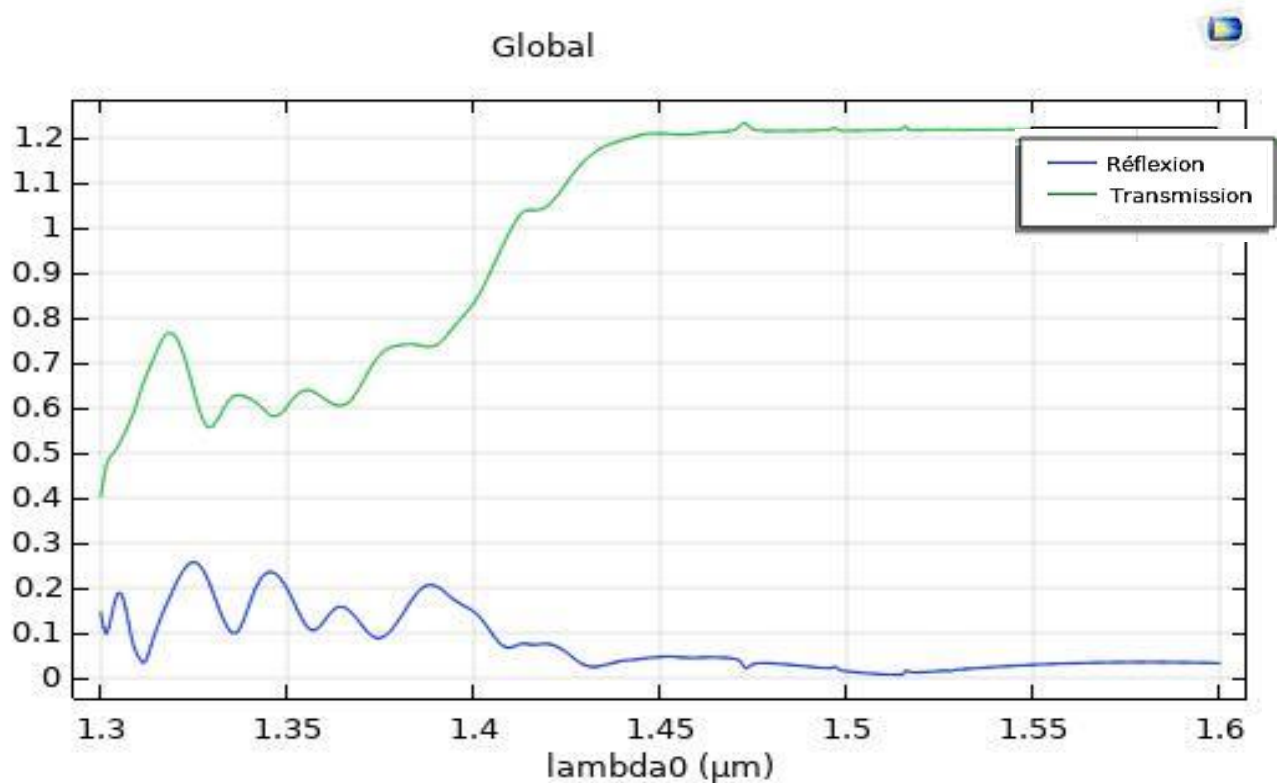


Figure III.28 : La réponse spectrale en transmission et en réflexion du guide $W_3^K A$.

III.6. Conception d'un filtre sélectif autour de la longueur d'onde $1.55\mu\text{m}$

Les filtres résonnants sont des candidats attrayants pour l'abandon de canal car ils peuvent être utilisés pour sélectionner un seul canal avec une largeur de ligne très étroite. Le schéma d'une cavité résonante CDF est représenté sur la figure III.29, où deux guides d'ondes, le bus et la goutte, sont couplés via un système de résonance optique. Les paramètres de cette étude sont : Le rayon $r=130\text{nm}$; Le déplacement $a=570\text{nm}$, La fréquence normalisée vaut : $a/\lambda=0,367$, L'espacement entre les tiges de résonateur $d=0.7*a$.

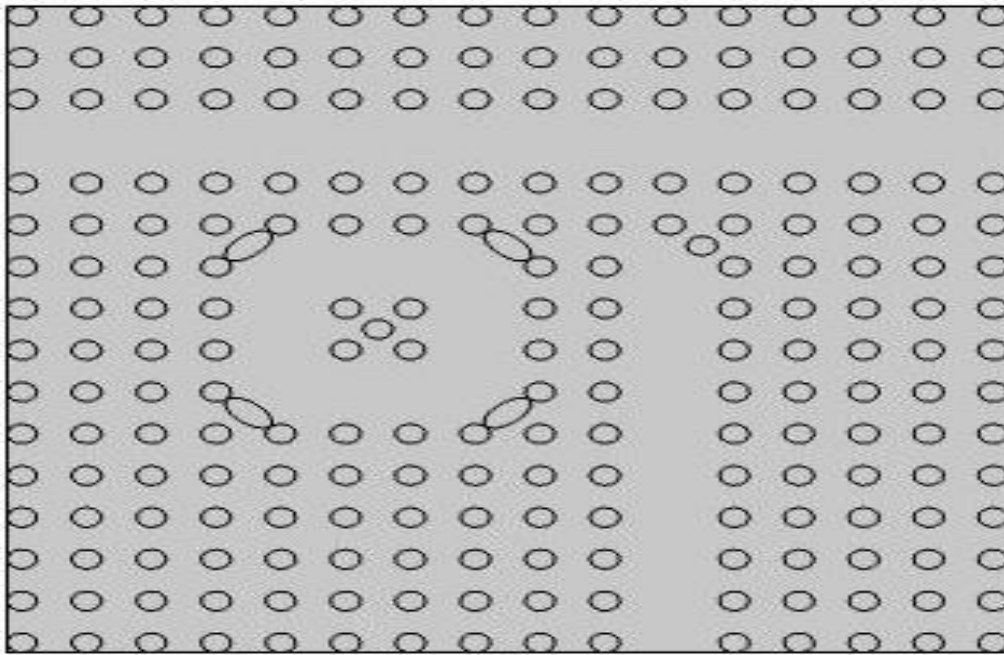


Figure III.29 : Représentation schématique du filtre autour de $\lambda=1.55\mu\text{m}$.

De la figure III.30, il apparaît bien sur les spectres le phénomène de filtrage autour de la longueur d'onde $1.555\mu\text{m}$ avec une quantité de transmission de 83%.

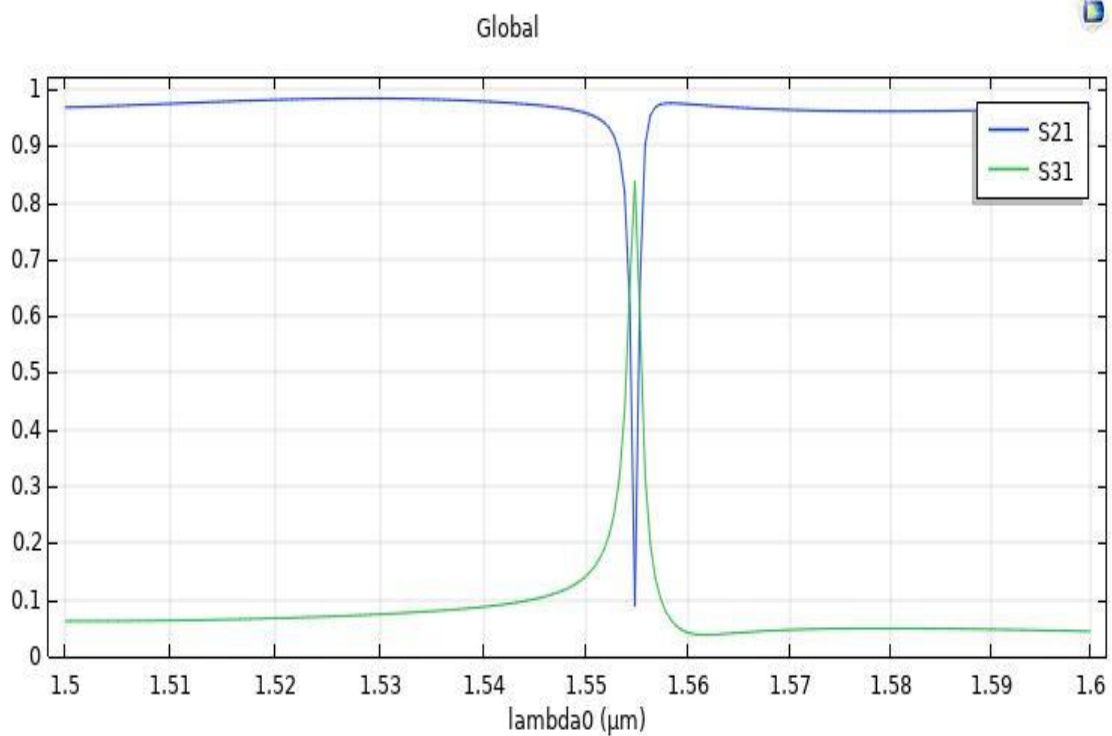


Figure III.30 : Réponse spectrale en terme de transmission et de réflexion du filtre pour $d=0.7*a$.

Pour améliorer les résultats obtenus précédemment afin d'atteindre la longueur $1.55\mu\text{m}$, nous simulons la même structure avec $d=0.75*a$, les autres paramètres restent constants. La figure III.31, montre qu'en augmentant la distance entre les tiges des résonateur, la longueur d'onde augmente et nous avons passé du $1.555\mu\text{m}$ à $1.559\mu\text{m}$.

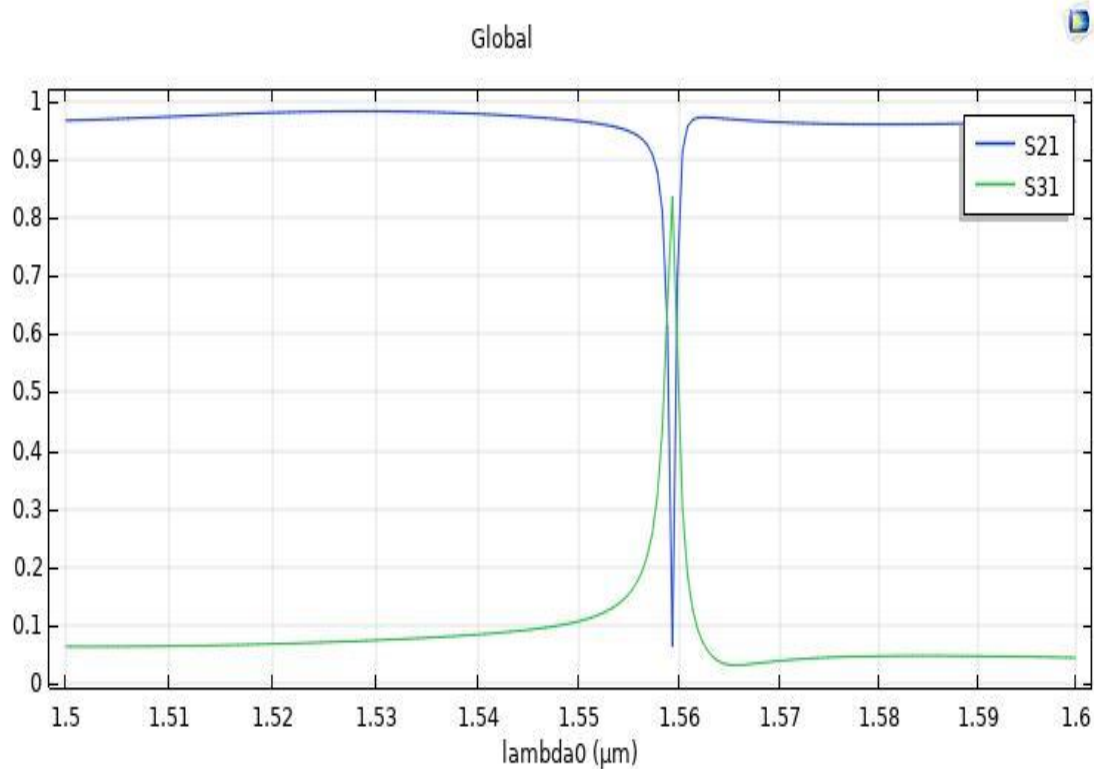


Figure III.31 : Réponse spectrale en terme de transmission et de réflexion du filtre pour $d=0.75*a$.

Le résultat obtenu à partir de la figure III.31 n'est pas satisfait, c'est pour cela, nous avons effectué une autre simulation du même structure en changeant seulement le d et en gardant les autres paramètres. Le nouveau d sera égal à $0.65*a$.

La figure III.32, montre la réponse spectrale du filtre avec la nouvelle distance à partir de la figure nous avons finalement réussi à filtrer la longueur d'onde souhaité $\lambda=1.55\mu\text{m}$ avec une quantité de transmission de 83%. Le filtre est précis et sélectif.

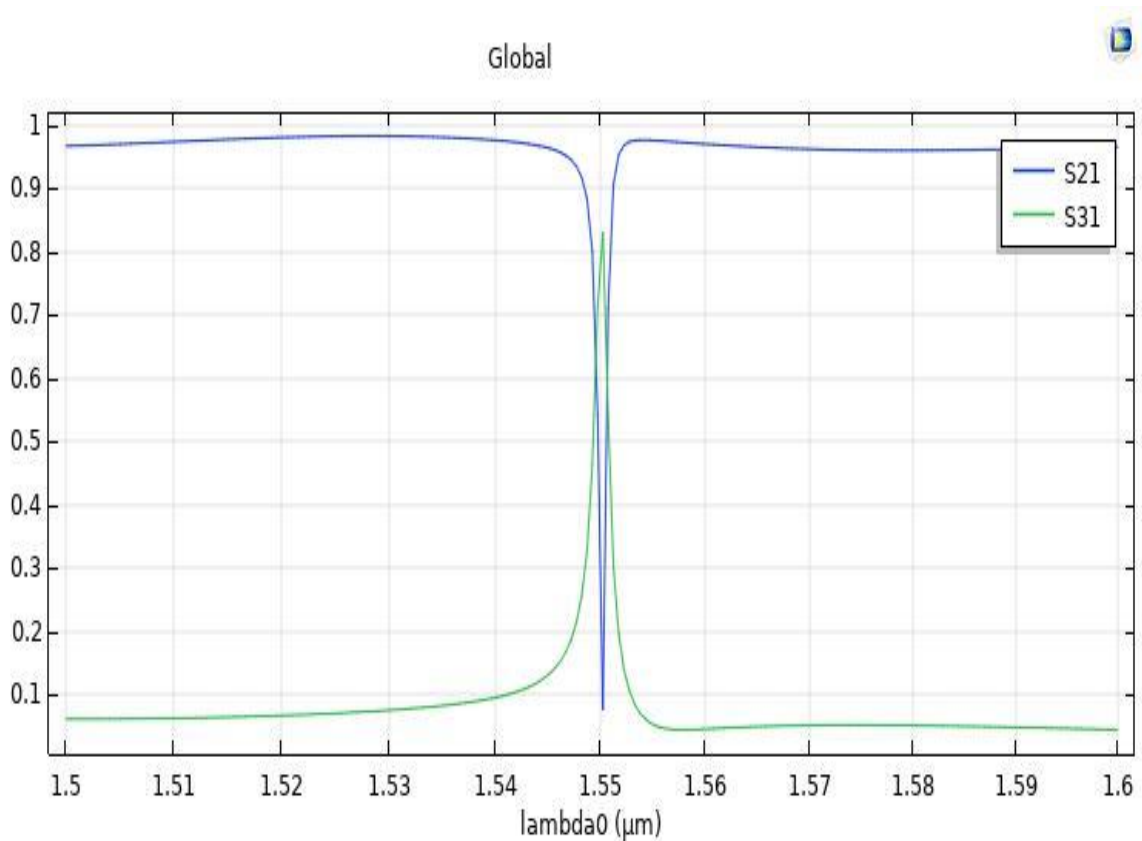


Figure III.32 : Réponse spectrale de filtre avec $d=0.65*a$.

III.7. Conception d'un démultiplexeur 1.55 μ m

Le principe de fonctionnement d'un démultiplexeur consiste à ajuster la longueur d'onde de résonance de chaque cavité en fonction de rayon de tige. (On peut avoir un demux en changeant la distance entre les tiges, comme on peut l'avoir en changeant les rayons.)

Une application majeure des cristaux photoniques porte sur la réalisation de guides d'ondes et des filtres fréquentiels sélectifs. Ces dispositifs sont obtenus en modifiant la structure périodique.

La figure suivante est une représentation schématique d'un démultiplexeur à quatre anneaux ayant les rayons suivants : $r'=127\text{nm}$, $r'=130\text{nm}$, $r'=133\text{nm}$, $r'=135.5\text{nm}$ successivement.

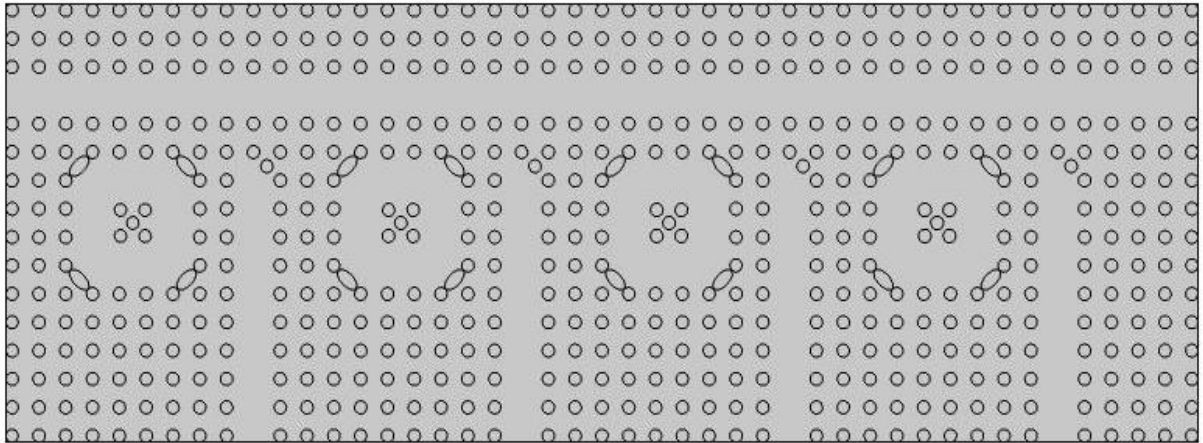


Figure III.33 : Représentation schématique d'un démultiplexeur à quatre anneaux autour de $\lambda=1.55\mu\text{m}$.

La figure III.33, illustre la réponse spectrale en termes de transmission du démultiplexeur à quatre anneaux à base d'un CP-2D sous forme carré ayant des rayons déférents :

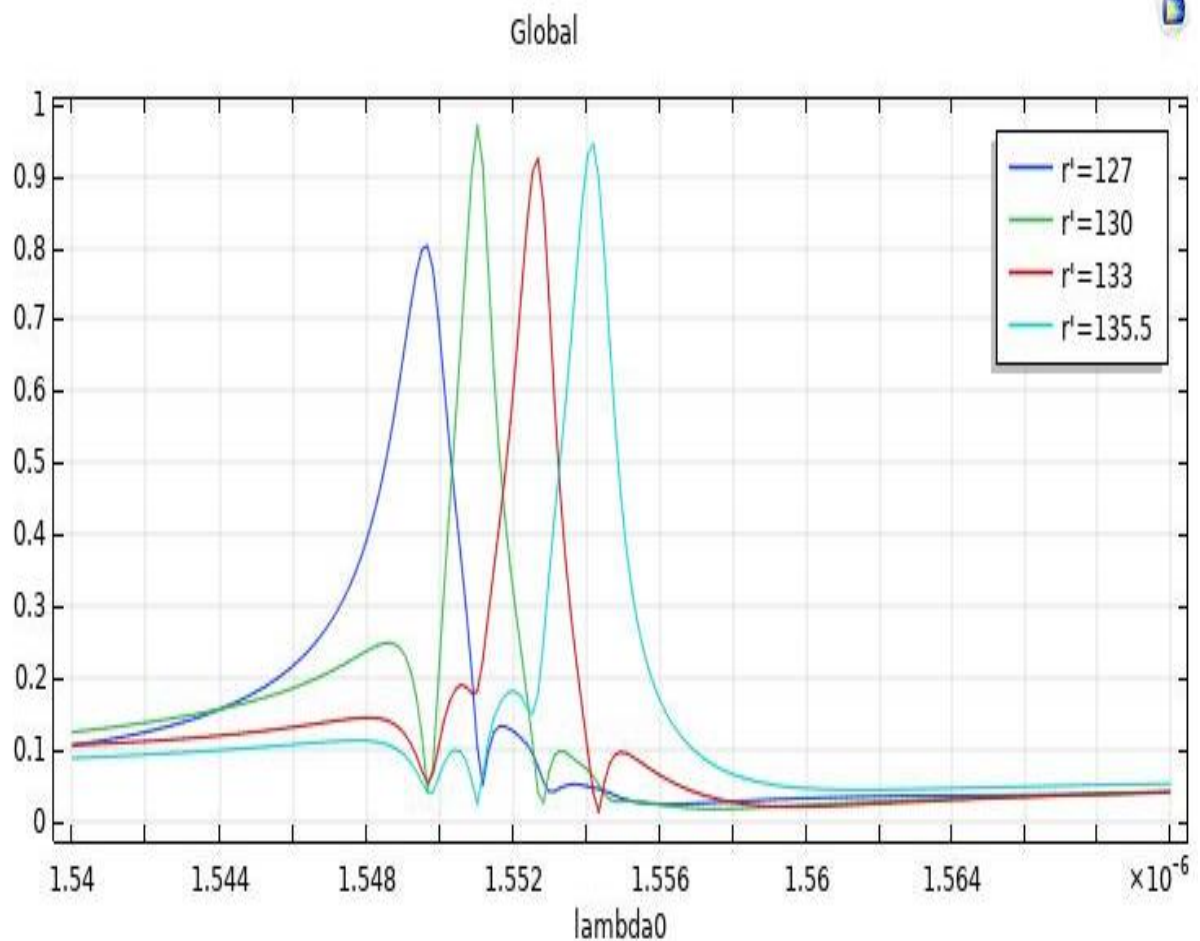


Figure III.34 : La réponse spectrale de transmission pour : $r'=127\text{nm}$, $r'=130\text{nm}$, $r'=133\text{nm}$ et $r'=135.5\text{nm}$.

- Les quatre réponses de transmission des quatre filtres présentent un taux maximal de transmission et vaut (80% pour le port 1, 97% pour le port 2, 92% pour le port 3 et 94% pour le port 4.)

Le tableau III.3, résume les résultats de simulation :

| <i>Port</i> | <i>rayon r' [nm]</i> | $\lambda_0[\mu\text{m}]$ | Δ [nm] | Q |
|-------------|-----------------------------------|--------------------------|---------------|---------|
| 1 | 127 | 1.5496 | 1.6 | 968.5 |
| 2 | 130 | 1.5511 | 1.2 | 1292.58 |
| 3 | 133 | 1.5526 | 1.4 | 1109 |
| 4 | 135.5 | 1.5541 | 1.6 | 971.31 |

Tableau III.3 : Résultats de la simulation du démultiplexeur pour 1.55 μm .

La figure III.34, concerne la répartition du champ électrique correspondant aux résultats du tableau III.3, elle démontre le phénomène de filtrage de chaque longueur d'onde séparément.

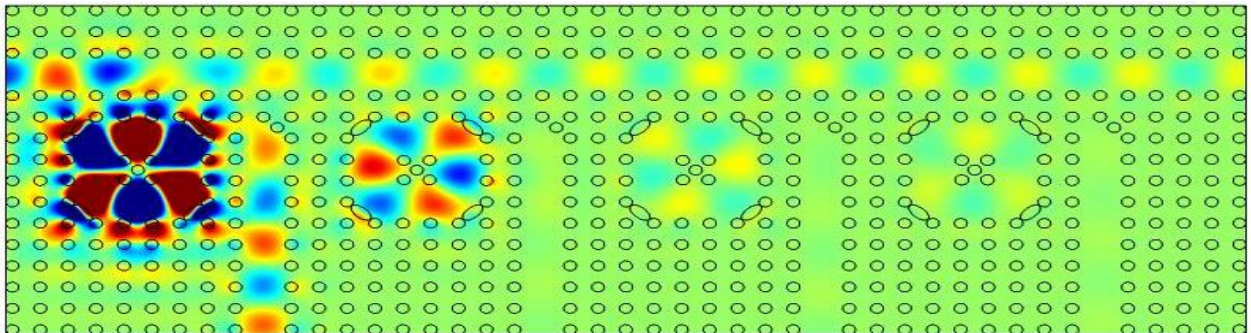


Figure III.35.a : La distribution du champ électrique à la longueur d'onde $\lambda=1.5496\mu\text{m}$.

(Port1)

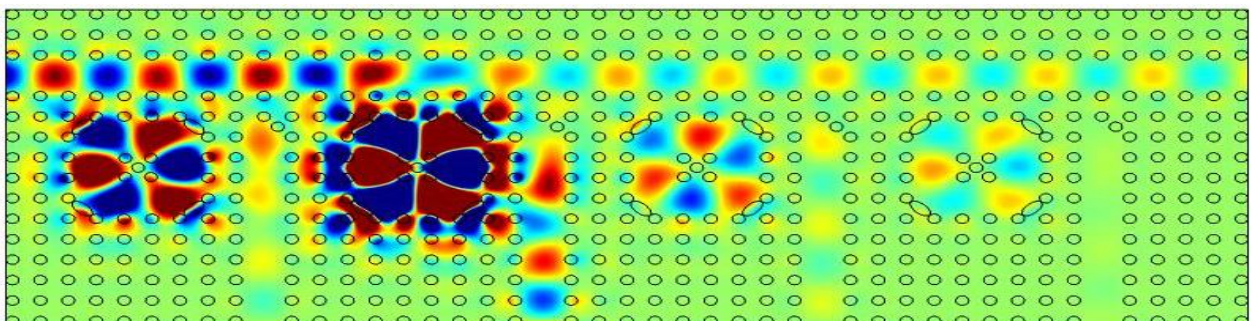


Figure III.35.b : La distribution du champ électrique à la longueur d'onde $\lambda=1.5511\mu\text{m}$.

(Port2)

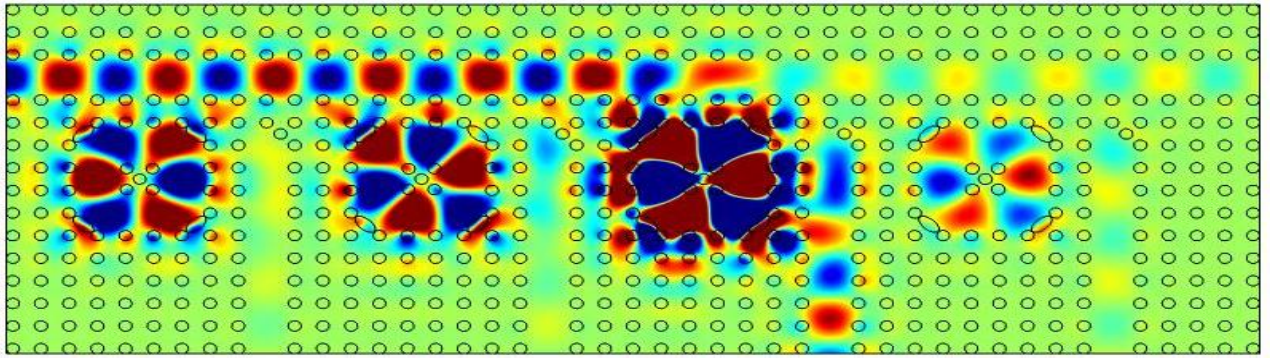


Figure III.35.c : La distribution du champ électrique à la longueur d'onde $\lambda=1.5526\mu\text{m}$.

(Port3)

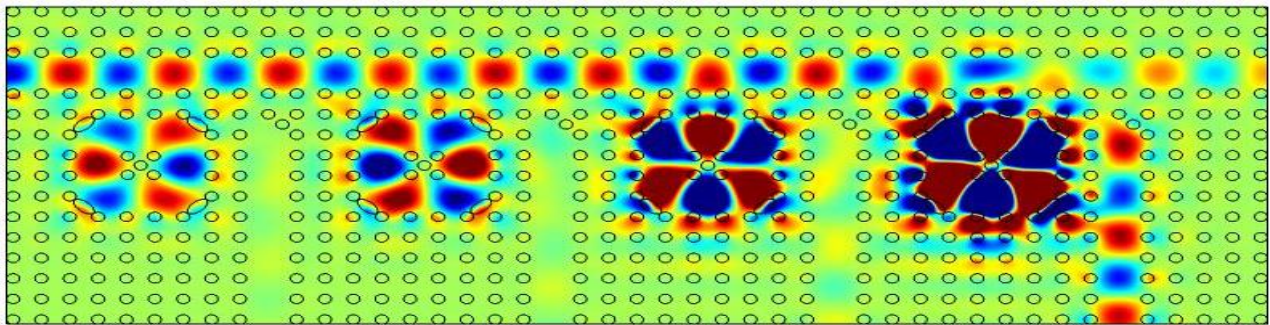


Figure III.35.d : La distribution du champ électrique à la longueur d'onde $\lambda=1.5541\mu\text{m}$.

(Port4)

Figure III.35 : La répartition du champ électrique E_z pour le port 1, 2, 3 et 4 ayant les longueurs d'ondes $\lambda=1.5496\mu\text{m}$, $\lambda=1.5511\mu\text{m}$, $\lambda=1.5526\mu\text{m}$ et $\lambda=1.5541\mu\text{m}$ respectivement.

La figure III.36, est la réponse spectrale de transmission d'une deuxième simulation faite afin d'étudier la performance du notre démultiplexeur. On a choisi des nouvelles valeurs de rayons pour avoir des nouvelles longueurs d'ondes. Nous avons obtenu un taux de transmission jusqu'à 97%.

Le tableau III.4, résume les résultats de cette simulation sous COMSOL Multiphysics .

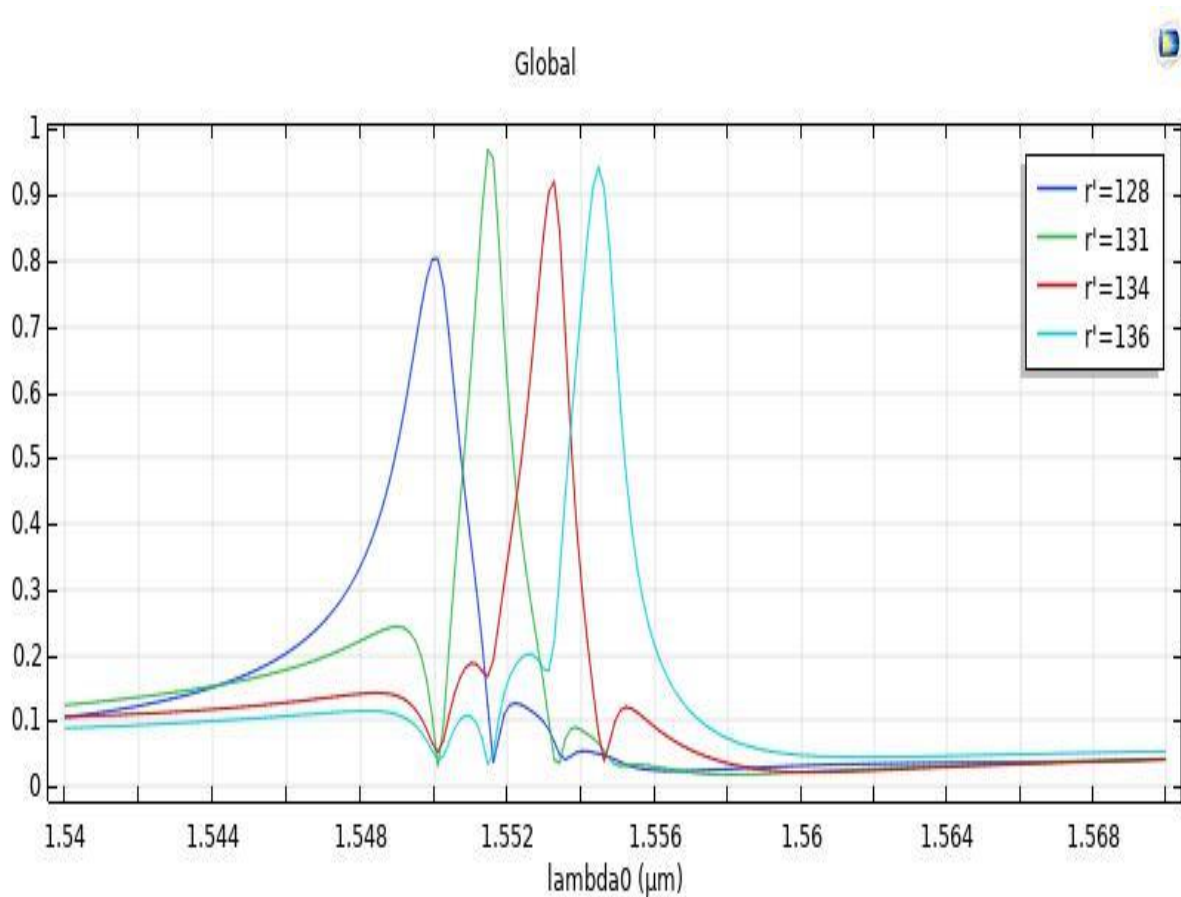


Figure III.36 : La réponse spectrale de transmission pour, $r'=128\text{nm}$, $r'=131\text{nm}$, $r'=134\text{nm}$ et $r'=136\text{nm}$.

| <i>Port</i> | <i>rayon r' [nm]</i> | $\lambda_0[\mu\text{m}]$ | Δ [nm] | Q |
|-------------|-----------------------------------|--------------------------|---------------|---------|
| 1 | 128 | 1.55 | 1.8 | 861.11 |
| 2 | 131 | 1.5516 | 1.3 | 1193.5 |
| 3 | 134 | 1.5532 | 1.4 | 1109.42 |
| 4 | 136 | 1.5546 | 1.5 | 1036.4 |

Tableau III.4 : Résultats de la deuxième simulation pour $1.55\mu\text{m}$.

Sur la figure III.36, nous avons simulé la distribution du champ électrique dans ce composant pour les longueurs d'ondes mentionnées dans le tableau III.4

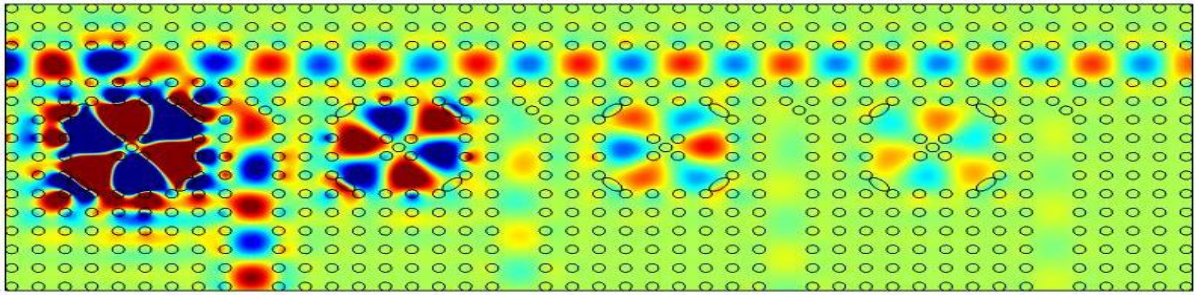


Figure III.37. a : La distribution du champ électrique à la longueur d'onde $\lambda=1.55\mu\text{m}$. (Port1)

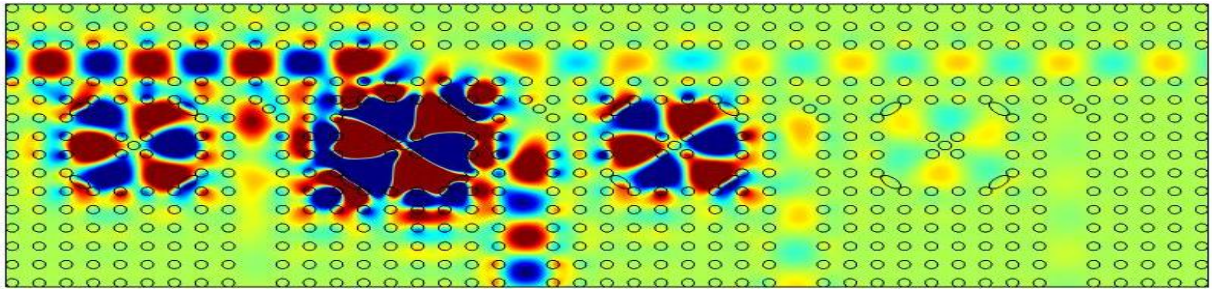


Figure III.37. b : La distribution du champ électrique à la longueur d'onde $\lambda=1.5516\mu\text{m}$.
(Port2)

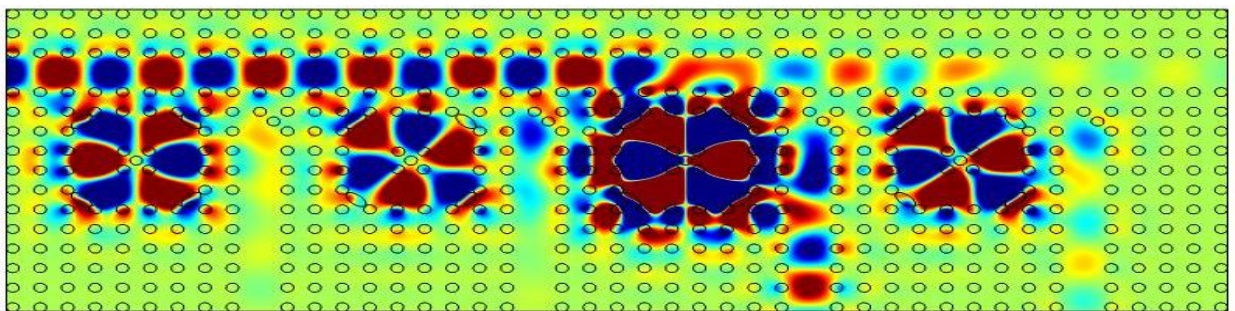


Figure III.37.c : La distribution du champ électrique à la longueur d'onde $\lambda=1.5532\mu\text{m}$.
(Port3)

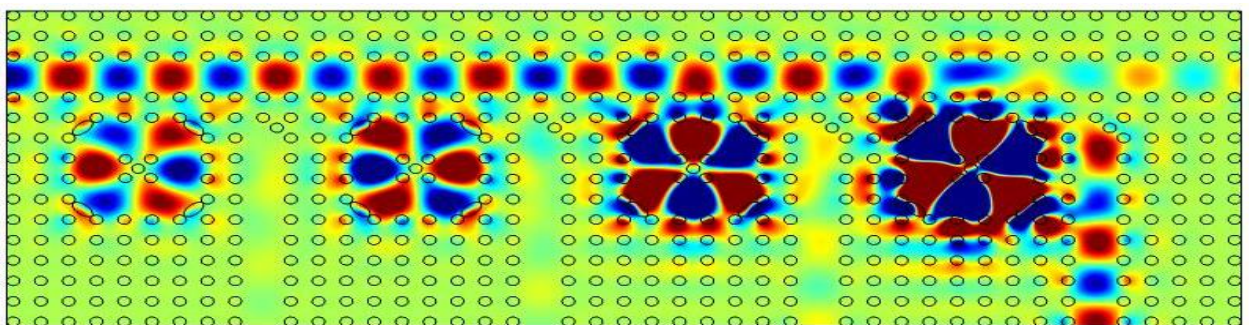


Figure III.37. d : La distribution du champ électrique à la longueur d'onde $\lambda=1.5546\mu\text{m}$.
(Port4)

Figure III.37 : La répartition du champ électrique E_z pour le port 1, 2, 3 et 4 ayant les longueurs d'ondes $\lambda=1.55\mu\text{m}$, $\lambda=1.5516\mu\text{m}$, $\lambda=1.5532\mu\text{m}$ et $\lambda=1.5546\mu\text{m}$ respectivement.

De la dernière figure nous pouvons conclure que lorsque le signal arrive à sa sortie correspondante, il est nul dans les autres ports.

Le rapprochement des guides d'ondes et des défauts ou cavités résonnantes dans un CP amène à des possibilités de filtrage et de démultiplexage.

III.8. Conclusion

L'objectif principal de ce chapitre était la conception des filtres et des démultiplexeurs à base des cristaux photoniques bidimensionnels avec une configuration déconnectée. Tout a fait en passant par la conception des guides d'onde W_1^{KA} et W_3^{KA} , puis la conception des filtres sélectifs en terminant par la réalisation des démultiplexeurs.

La conception d'un démultiplexeur en longueur d'onde à base des cristaux photoniques a pour l'objectif d'extraire des longueurs d'onde bien précises. La méthode est basée sur l'analyse des cartes de bandes interdites photoniques complète qui permet de sélectionner les paramètres géométriques du démultiplexeur. Le dispositif sépare efficacement les canaux avec des longueurs d'onde **1,31 μ m** et **1,55 μ m**.

CONCLUSION GÉNÉRALE

La découverte des cristaux photoniques a été la révolution des circuits miniaturisés. En effet ces derniers avaient le profil recherché pour satisfaire le cahier de charges fonctionnant à des fréquences élevées tout en ayant un cout réduit par-dessus la facilité de leurs mises en œuvre.

Dans notre travail nous avons étudié en première place les cristaux photoniques artificielles, ils sont réalisés dans le but d'ouvrir une bande interdite suivant les différentes directions, dans cette bande il apparait une gamme de fréquence pour laquelle la lumière ne peut plus se propager. Ces propriétés rendent les cristaux photoniques intéressants pour de nombreuses applications en optique intégrée.

L'introduction d'éléments à base de cristaux photoniques permettrait de traiter toute information sous forme lumineuse et miniaturiser les circuits actuels. C'est la raison pour laquelle de nombreuses propositions pour des dispositifs à base des CPs ont été faites et parfois déjà réalisés, comme les guides d'onde, les virages, les filtres sélectifs....

L'objectif de ce travail est l'étude et la conception des filtres et des démultiplexeurs à base des résonateurs en cristaux photoniques au tour de $1.31\mu\text{m}$ et $1.55\mu\text{m}$. Pour cela, nous avons tout d'abord présenté quelques définitions et descriptions des cristaux photoniques, ensuite nous avons cité leurs propriétés physiques et géométriques, principe de fonctionnement et les notions de la bande photonique. Nous avons aussi exposé les types de défauts à introduire à un cristal photonique pour la conception des applications qu'on a mentionnées.

Le second chapitre, était dédié au principe de fonctionnement des filtres et démultiplexeurs en anneaux à base des cristaux photoniques et aux normes intentionnelles CWDM et DWDM et donné des notions sur le démultiplexage.

Nous avons aussi donné comme applications : un filtre CDF en forme de F et en forme de T et un démultiplexeur à PCRR en forme hétéro octogonale.

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 W1KA et W3KA à mailles carré, Les réponses spectrales en transmission et en réflexion ainsi que la répartition du champ électromagnétiques ont été présentées et discutées.

Nous avons conçu des filtres et des démultiplexeurs avec des paramètres géométriques différentes afin d'examiner la performance de ces derniers et nos résultats étaient satisfaisants et avec des facteurs de qualité élevés pour les deux longueurs d'ondes étudiées.

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.

