



الجمهورية الجزائرية الديمقراطية الشعبية
PEOPLE'S DEMOCRATIC REPUBLIC OF ALGERIA
وزارة التعليم العالي والبحث العلمي
MINISTRY OF HIGHER EDUCATION AND SCIENTIFIC RESEARCH
جامعة الإخوة منتوري - قسنطينة 1
FRERES MENTOURI UNIVERSITY – Constantine 1
كلية العلوم وتكنولوجيا
Sciences and Technology Faculty
قسم الإلكترونيك
Electronic department



N° d'ordre: 11/Elect/2022

Série: 80/D3c/2022

THESE

Présentée en vue de l'obtention du diplôme de

Doctorat 3ème cycle en Électronique

Option

Micro-nanoélectronique et photonique

Présentée par

Fateh LARIOUI

Intitulée

Etude et application des cristaux photoniques :

Démultiplexeur

Soutenue le : 06/10/2022

Devant le jury composé de:

Président : **Mme Ouarda BARKAT** Prof. Univ. Frères Mentouri Constantine 1.

Directeur de thèse : **Mr Mohamed Redha LEBBAL** Prof. Univ. Frères Mentouri Constantine 1.

Examineurs :

Mr Souheil MOUETSI Prof. Univ. Mohamed Larbi Ben M'hidi,
Oum El Bouaghi.

Mme Fatima BRIK MCA. Univ. Badji Mokhtar Annaba.

Mme Ahlem BENMERKHI MCA. Univ. Frères Mentouri Constantine 1.

Invité : **Mr Mohamed BOUCHEMAT** Prof. Univ. Frères Mentouri Constantine 1.

Remerciement

Ce travail de thèse a été effectué au sein du Laboratoire Microsystèmes et Instrumentation (LMI), Département d'Électronique de l'université Université des Frères Mentouri Constantine 1, sous la direction scientifique du Professeur **Mohamed Redha LEBBAL**.

Je tiens à exprimer ma profonde gratitude à mon directeur de thèse, le Professeur **Mohamed Redha LEBBAL** pour la confiance qu'il m'a accordée pour me fournir ce travail de recherche, pour son aide et ses précieux conseils, et pour son expérience qui m'a été bénéfique et m'a permis de mener à bien ce projet.

Je tiens également à remercier Monsieur **Mohamed BOUCHEMAT**, professeur à l'université Mentouri Constantine 1, pour m'avoir accueillie dans ce laboratoire. Ainsi que l'ensemble des moyens qu'il a mis à ma disposition.

Je suis très honoré de l'intérêt que le président et les membres du jury ont manifesté pour ce travail en acceptant de l'évaluer.

En premier lieu, Je tiens à remercier, **M^{me} Ouarda BARKAT**, Professeur à l'université des Frères Mentouri Constantine 1 d'avoir accepté de présider le jury de ma soutenance.

Je présente notamment ma profonde gratitude à **Mr Souheil MOUETSI** professeur à l'université de Mohamed Larbi Ben M'hidi, d'Oum El Bouaghi, **M^{me} Fatima BRIK** Maitre de conférence A à l'université de Badji Mokhtar Annaba et **M^{me} Ahlem BENMERKH** Maitre de conférence A à l'université des Frères Mentouri Constantine 1, pour leur intérêt pour ce travail et pour avoir accepté d'examiner mon travail en faisant partie du jury de thèse.

Mes remerciements et mes reconnaissances sont aussi adressés à mes collègues doctorantes et l'équipe du laboratoire de recherche que j'ai pu côtoyer durant toutes ces dernières années; pour leur contribution et partager avec moi, les qualités scientifiques qui m'aide de finaliser ce travail de recherche.

Enfin, j'adresse mes remerciements les plus sincères à ma famille et à mes chers parents pour leur patience, leurs encouragements et leur soutien, ainsi qu'à tous ceux qui ont contribué de près ou de loin à la réalisation de ce travail.

Table des matières

| | |
|------------------------------------|-----|
| TABLE DES MATIÈRES | i |
| LISTE DES FIGURES | ii |
| LISTE DES TABLEAUX | iii |
| LISTE DES ACRONYMES | vi |
| INTRODUCTION GÉNÉRALE | 1 |

Chapitre. I Généralités sur les Cristaux Photoniques

| | |
|------------------------------------------------------------------------------|----|
| I.1. Généralités sur les cristaux photoniques..... | 6 |
| I.1.1 Cristaux photoniques 1D..... | 7 |
| I.1.1 Cristaux photoniques 3D..... | 7 |
| I.1.1 Cristaux photoniques 2D..... | 9 |
| a. Réseau périodique..... | 10 |
| b. Motif..... | 11 |
| c. Réseau réciproque..... | 11 |
| d. Maille de Wigner-Seitz..... | 12 |
| I.2. Représentation de la zone de Brillouin en réseaux 2D..... | 12 |
| I.3. Équations de Maxwell dans des structures diélectriques périodiques..... | 13 |
| I.4. Analogie électron-photon..... | 14 |
| I.5. Relation de dispersion..... | 15 |
| I.6. Notion de bande interdite Photonique..... | 15 |
| I.7. Loi d'échelle..... | 17 |
| I.8. Caractéristiques générales d'un cristal photonique 2D..... | 17 |
| I.9. Les cristaux photoniques 2D fini..... | 20 |
| I.10. Matériaux pour fabrication des cristaux photoniques..... | 23 |
| I.11. Vitesse de groupe et vitesse de phase..... | 24 |
| I.12. Défauts dans les cristaux photoniques 2D..... | 25 |
| I.13. Domaines d'application..... | 29 |
| I.13.1 Capteurs | 29 |
| I.13.2 Filtrage | 30 |
| I.14. Conclusion..... | 31 |
| Références..... | 32 |

Chapitre. II Outils de modélisation des structures à cristaux photoniques

| | |
|----------------------------------------|----|
| II. 1 Introduction..... | 37 |
| II. 2 La méthode des ondes planes..... | 37 |

| | |
|----------------------------------------------------|----|
| II. 3 La méthode de FDTD | 39 |
| II.3.a Principe de bases de la méthode..... | 40 |
| II.3.b Les conditions périodiques aux limites..... | 43 |
| II.3.c Couche parfaitement absorbante..... | 44 |
| II.3.d Approximation 2D-indice effectif..... | 46 |
| II. 4 le logiciel de simulation RsoftCAD..... | 47 |
| II.4.a Le Module « BandSOLVE »..... | 48 |
| II.4.b Le Module « Fullwave »..... | 49 |
| II. 5 Conclusion..... | 50 |
| Références..... | 51 |

**Chapitre. III Propriété d'un résonateur en anneau pour application aux :
filtrage et multiplexage**

| | |
|-----------------------------------------------------------------------------------------|----|
| III.1 Introduction..... | 54 |
| III.2 Type des résonateurs optiques..... | 55 |
| III.2.1 Résonateur de Fabry-Pérot..... | 55 |
| III.2.2 Résonateurs à modes de Galerie..... | 56 |
| III.2.3 Résonateur en anneau..... | 57 |
| III.3 Caractéristique d'un résonateur en anneau..... | 58 |
| a.Principe de fonctionnement..... | 58 |
| b.Intervalle spectral libre..... | 59 |
| c.Indice de groupe..... | 59 |
| d. Largeur totale à mi-hauteur..... | 59 |
| e.Facteur de qualité..... | 60 |
| f.Finesse..... | 61 |
| III.4 Filtre à base d'un résonateur en anneau de type Add/Drop | 61 |
| III.5 Résonateur en anneau à base des cristaux photoniques..... | 63 |
| III.5.1 Filtre à résonateur en anneau de forme circulaire..... | 63 |
| III.5.2 Filtre à résonateur en anneau de forme Carrée..... | 64 |
| III.5.3 Filtre à résonateur en anneau en forme de Diamant..... | 66 |
| III.6 Le multiplexage WDM..... | 66 |
| III.7 Le Démultiplexeur en WDM..... | 68 |
| III.7.1 Diaphonie..... | 68 |
| III.7.2 Un démultiplexeur à cristaux photonique basé sur des résonateurs en anneau..... | 69 |

| | |
|-----------------------|----|
| III.8 Conclusion..... | 69 |
| Références..... | 71 |

Chapitre. VI Résultats et interprétations

| | |
|---------------------------------------------------------------------------------------------------------------|----|
| VI.1. Introduction..... | 75 |
| VI.2. Structure d'un filtre basé sur un résonateur de forme étoile..... | 76 |
| VI.3. Etude de la transmission dans un filtre Channel drop à base d'un résonateur en anneau PCRR.... | 78 |
| VI.4. Etudes de la variation du rayon minimal de l'ellipse de diffusion | 78 |
| VI.5. Les effets de la période du réseau sur la résonance du résonateur | 79 |
| VI.6. Effet de la variation de l'indice de réfraction du résonateur en anneau..... | 81 |
| VI.7. Conception d'un démultiplexeur à base des résonateurs de forme étoile..... | 81 |
| VI.8. Etude des résultats du démultiplexeur à base des résonateurs de forme étoile..... | 82 |
| VI.9. Structure d'un filtre basé sur un résonateur formé avec des sous anneaux..... | 84 |
| VI.10. Conception d'un démultiplexeur à quatre canaux basé sur un résonateur formé avec des sous anneaux..... | 84 |
| VI.11. Conclusion..... | 94 |
| Références..... | 95 |

Liste des figures

Chaptire I

| | |
|------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------|----|
| Figure I.1 Différent présentation des cristaux photoniques..... | 6 |
| Figure I.2 Représentation schématique d'une structure de miroir de Bragg avec les permittivités $\epsilon_2 > \epsilon_1$ et la période de maille $a = a_1 + a_2$ | 7 |
| Figure I.3 Représentation schématique de la structure 3D Yablonovite, de périodicité cfc..... | 8 |
| Figure I.4 (a) Image SEM d'une opale inversé, (b) Diagramme de bandes d'une opale inverse..... | 9 |
| Figure I.5 Image MEB d'une structure fabriqué par lithographie UV dans du silicium (d'après lin et al.)..... | 9 |
| Figure I.6 Illustration structure périodique 2D (a) Structure déconnectée, (b) Structure connectée..... | 10 |
| Figure I.7 Exemple des différents choix pour vecteurs primitifs dans un réseau 2D..... | 10 |
| Figure I.8 présentation d'un forme cristal..... | 11 |
| Figure I.9 Exemple de représentation des vecteurs de base d'un réseau direct et réciproque en 2D..... | 11 |
| Figure I.10 Exemple de construction d'une maille de Wigner-Seitz à 2D..... | 12 |
| Figure I.11 Représentation des réseaux directe, réciproque (avec la 1ère zone de Brillouin) et la zone de Brillouin irréductible pour les réseaux (a) Carrée, (b) Triangulaire..... | 13 |
| Figure I.12 (a) Relation de dispersion d'un milieu homogène, (b) Ouverture d'une bande interdite lorsque $\epsilon_1 \neq \epsilon_2$, (c) la bande interdite est d'autant plus large que le constant d'indice est grand. La partie imaginaire du vecteur d'onde, représentée en rose, montre l'existence de modes évanescents à l'intérieur du gap..... | 16 |
| Figure I.13 Représentation cristaux photonique 2D avec arrangement de réseau carré composé de trous d'air dans le matériau pour la polarisation TE et TM..... | 18 |
| Figure I.14 Diagrammes de bandes d'une structure bidimensionnelle pour TE (en rouge) et TM(en bleu) pour (a) Réseau carré, (b) Un réseau triangulaire..... | 19 |
| Figure I.15 Cartes des bandes interdites d'un réseau de trous d'air dans une matrice diélectrique $n=3.5$.(a) Réseau hexagonal, (b) Réseau carré..... | 19 |

| | |
|---------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------|----|
| Figure I.16 (a) Exemple de réalisation d'un CPs 2D membranaire à faible contraste d'indice verticale (coeur de InGaAsP dans l'InP), (b) CPs 2D planaire haut contraste d'indice vertical..... | 21 |
| Figure I.17 Diagramme des bandes d'un CP planaire la troisième dimension est prise en compte par l'intermédiaire du cône d'air(zone grisée).(a) Réseaux triangulaire, (b) Réseau carrée ,h est l'épaisseur du film..... | 21 |
| Figure I.18 Géométrie d'un cristal photonique 2D planaire (a) En approche substrat $n_2 > n_1$, (b) En approche membrane où $n_2 \gg n_1$ | 23 |
| Figure I.19 Structure de bandes d'un cristal photonique 2D à maille carrée où sont représentées graphiquement les vitesses de phase v_ϕ et de groupe v_g pour une onde plane se propageant dans la direction $\Gamma-X$. En un point de la courbe de dispersion, la vitesse de phase s'obtient à partir du rapport ω/k et la vitesse de groupe à partir de la tangente à la courbe..... | 25 |
| Figure I.20 Exemples de défauts ponctuel dans un cristal photonique composé de tiges diélectriques, (a) Retrait d'un cylindre, (b) Modification de la constante diélectrique d'un cylindre..... | 26 |
| Figure I.21 Différents composants à base de défauts linéaires (a) Guide droit, (b) Virage à 120° , (c) Jonction Y..... | 26 |
| Figure I.22 (a) Représentation schématique d'un guide d'onde de largeur W_x à base d'un CPh-2D. La lumière est confinée verticalement par contraste d'indice et horizontalement par le cristal photonique,(b) Image MEB d'un guide à cristal photonique sur membrane de silicium et de son guide d'accès, (c) Le diagramme de bande de guide W_1 (pour mode TE)..... | 27 |
| Figure I.23 Exemples de cavités de types (a) H1, (b) L3..... | 28 |
| Figure I.24 Représentation d'une cavité double hétéro-structure..... | 29 |
| Figure I.25 Quelques exemples des structures des fibres a cristaux photonique..... | 29 |
| Figure I.26 (a) Image MEB d'une microcavité à CP intégrée entre deux guides, (b) Un capteur basé sur un CP à 2D avec un réseau triangulaire des trous d'air..... | 30 |
| Figure I.27 Image en MEB d'une fonction Fabry-Pérot intégrée à un guide..... | 30 |

Chaptire II

| | |
|------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------|----|
| Figure II.1 Schéma d'une supercellule (partie grisée) comportant $7*7$ inclusions ayant un défaut ponctuel..... | 39 |
|------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------|----|

| | |
|---------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------|----|
| Figure II.2 Discrétisation spatiale de la structure pour l'application de la méthode FDTD (a) 2D, (b) 3D..... | 40 |
| Figure II.3 Position des composants de champ électrique et magnétique dans l'espace discrète selon la méthode de Yee | 42 |
| Figure II.4 Représentation de la discrétisation temporelle | 42 |
| Figure II.5 Principe d'adaptation d'impédance | 43 |
| Figure II.6 Principe de fonctionnement d'une PML..... | 43 |
| Figure II.7 (a) Relations de dispersion d'une structure à cristal photonique bidimensionnelle planaire de trous d'air dans un substrat SOI calculée par la méthode de l'indice effectif, (b) Représentation schématique de la méthode de l'indice effectif. La structure devient 2D car invariante dans la direction verticale. | 46 |
| Figure II.8 Écran principal de RSOFT CAD..... | 48 |
| Figure II.9 Exemple d'une structure d'un réseau cubique 2D de trous d'air créée en RsoftCAD avec le diagramme des bandes en mode TE calculé par le module BandSOLVE | 49 |
| Figure II.10 Simulant la structure du guide d'ondes. L'affichage graphique montre un tracé de contour codé par couleur du champ optique. | 50 |

Chapitre III

| | |
|--------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------|----|
| Figure III.1 (a) configuration de base de la propagation des ondes dans un résonateur confocal Fabry pérot, (b) résonateur de Fabry Pérot basé sur un réseau de Bragg à fibres..... | 55 |
| Figure III.2 Résonateurs WGM (a) microsphères, (b) Microdisque, (c) Microtoroïdaux..... | 56 |
| Figure III.3 Configuration du résonateur en anneau (a) All-pass, (b) Add-drop..... | 57 |
| Figure III.4 Principe de transmission dans résonateur en anneau..... | 58 |

| | |
|----------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------|----|
| Figure III.5 Exemple de spectre de transmission d'un résonateur en anneau (a) All-pass, (b) Add-drop..... | 60 |
| Figure III.6 Processus de tunnellation de canal pour un système de résonateur prenant en charge le transfert de signal vers l'avant | 62 |
| Figure III.7 Processus de tunnellation de canal pour un système de résonateur prenant en charge le transfert de signal vers l'arrière | 62 |
| Figure III.8 (a) Structure schématique, (b) Spectres de transmission normalisée du CDF à base de PCRR de forme circulaire..... | 64 |
| Figure III.9 (a) Structure schématique, (b) Spectres de transmission normalisée du CDF à base..... | 65 |
| Figure III.10 (a) Structure schématique, (b) Spectres de transmission normalisée du CDF à base de PCRR en forme diamant..... | 66 |
| Figure III.11 Schéma de système optique multiplexage en longueur d'onde (WDM)..... | 67 |
| Figure III.12 Schéma du principe de fonctionnement d'un démultiplexeur..... | 68 |
| Figure III.13 Démultiplexeur proposé à quatre canaux..... | 69 |

Chapitre VI

| | |
|----------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------|----|
| Figure VI.1 Structure carrée 2D avec des tiges de silicium de période $a=0.627\mu\text{m}$ et un rayon $r=0.1024\mu\text{m}$ | 76 |
| Figure VI.2 La bande interdite photonique d'un CP-2D à réseau carré..... | 76 |
| Figure VI.3 (a) La conception du résonateur proposé, (b) Agrandissement du résonateur anneaux..... | 77 |
| Figure VI.4 (a) Spectre de transmission normalisé du CDF à base de PCRR, (b) Répartition du champ dans le CDF en polarisation TM..... | 78 |
| Figure VI.5 Etudes de la variation du rayon minimale des ellipses de diffusion sur la transmission et le facteur de qualité..... | 79 |

| | |
|----------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------|----|
| Figure VI.6 (a) Variation de la transmission pour différentes valeurs de P_r , (b) Variation de Q et T par rapport à P_r | 80 |
| Figure VI.7 La transmission en fonction de la longueur d'onde pour différentes valeurs de l'indice de réfraction des tiges du résonateur en anneau..... | 81 |
| Figure VI.8 La structure du démultiplexeur proposée..... | 82 |
| Figure VI.9 Le spectre de transmission à la sortie des quatre canaux..... | 83 |
| Figure VI.10 La propagation de spectre de transmission pour les différents canaux..... | 83 |
| Figure VI.11 La bande interdite photonique d'un CP-2D..... | 85 |
| Figure VI.12 (a) Conception du résonateur proposé, (b) Anneau de résonateur..... | 86 |
| Figure VI.13 (a) Spectre de transmission normalisé du CDF à base de PCRR (b) Répartition du champ dans le CDF en polarisation TM..... | 86 |
| Figure VI.14 Spectres de sortie du filtre optique proposé pour différentes constantes de réseau..... | 87 |
| Figure VI.15 Spectres de sortie du filtre optique proposé pour différents rayons des tiges d'anneau..... | 88 |
| Figure VI.16 Spectres de sortie du filtre optique proposé pour différentes valeurs d'indice de réfraction..... | 89 |
| Figure VI.17 La structure proposée d'un démultiplexeur basée sur quatre canaux..... | 91 |
| Figure VI.18 Spectres de transmission des quatre canaux du démultiplexeur..... | 91 |
| Figure VI.19 Distribution du champ électrique du démultiplexeur proposé..... | 92 |

Liste des tableaux

| | |
|-------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------|----|
| Tableau 1 les différentes caractéristiques du démultiplexeur..... | 83 |
| Tableau 2 la diaphonie dans le démultiplexeur..... | 84 |
| Tableau 3 Spécifications du CDF proposé pour différentes constantes de réseau..... | 87 |
| Tableau 4 Spécifications du filtre optique proposé pour différentes valeurs du rayon des tiges d'anneau..... | 88 |
| Tableau 5 Spécifications du filtre proposé pour différentes valeurs d'indice de réfraction..... | 89 |
| Tableau 6 Comparaison du filtre de base du démultiplexeur conçu à base des sous anneaux avec des références..... | 90 |
| Tableau 7 Les caractéristiques des spectres dans les canaux de sortie..... | 92 |
| Tableau 8 Résultats de la diaphonie entre les canaux de sortie..... | 93 |
| Tableau 9 Comparaison des démultiplexeurs proposés avec ceux précédemment rapportés..... | 93 |

Liste des Acronymes

λ_0 : Longueur d'onde dans le vide

λ_{res} : Longueur d'onde de résonance

c : la vitesse de la lumière dans le vide

ZB : Zone de Brillouin

ZBI : Zone de Brillouin Irréductible

CP : Cristal Photonique

BIP : Bande Interdite Photonique

FDTD: Méthode des différences finies dans le domaine temporel

PWE: Méthode de décomposition en onde plane (Plane Wave Expansion)

CMOS : Complementary MetalOxide Semiconductor,

1D, 2D, 3D : Un, deux, trois dimensions

f : Facteur de remplissage

n : Indice de réfraction.

n_{eff} : Indice effectif

n_g :Indice de groupe

\vec{k} : Vecteur d'onde

Q : Facteur de qualité

MEB : Microscope à Balayage Electronique

TIR : Total Internal Reflection, Réflexion interne totale

V_g : Vitesse de groupe.

V_ϕ : Vitesse de phase

ϵ : Permittivité diélectrique

μ : Perméabilité magnétique

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

PCRR: Photonic Crystal Ring Resonator, résonateur en anneau à cristaux photoniques

TE : Transverse Electrique, polarisation TE

TM : Transverse Magnétique, polarisation TM

CDF : Channel Drop Filter, filtre à extraction

ADF : Add Drop Filter

PICs : Photonic Integrated Circuits, circuits photoniques intégrés

ISL : Intervalle Spectral Libre ou Free Spectral Range (FSR)

FWHM : Full Width at Half Maximum, largeur à mi-hauteur du pic

Introduction générale

Introduction générale

Au fil des ans, l'augmentation du débit de données a connu une phase de croissance rapide, ce qui va augmenter le taux de transfert est la quantité de données. Dans ce contexte, le développement d'ordinateurs performants avec une capacité élevée et des débits de transmission de données sur de plus grandes distances est essentiel, mais limité par les débits de transmission et la consommation électrique des interconnexions. Pour répondre à ces besoins, l'utilisation de la fibre optique offre une vitesse de transmission d'information nettement très élevée et avec un minimum d'interférences par rapport à celui des câbles coaxiaux (la vitesse de la lumière) ce qui conduit au développement rapide du domaine de télécommunications.

La fibre optique assure de nombreux avantages comme la rapidité, moins d'atténuation, résistant aux interférences électromagnétiques (EMI), leur petite taille est particulièrement compétitive en matière de transmission d'informations.

La lumière sert à transmettre les données sur une longue distance à travers la Fibre Monomode (SMF), mais ce dernier type de fibre pour chaque utilisateur est difficile à lancer car il est plus cher et nécessite une infrastructure énorme pour le routage. Avec l'apparition de nouvelles technologies et l'un des solutions performant pour ce problème c'est le multiplexage en longueur d'onde WDM (Wavelength Division Multiplexing), qui a changé radicalement le domaine de communication en augmentant le débit de transmission et économisant les supports de transmission.

Aujourd'hui, les centres scientifiques et commerciaux se concentrent sur les membranes de cristal photonique pour les applications de télécommunication, les cristaux photoniques sont des structures efficaces pour fabriquer de nouveaux matériaux artificiels avec des caractéristiques améliorées pour des fonctions spéciales. Il faut mentionner qu'avant le développement de cristaux photoniques, le contrôle de la lumière dans les environnements diélectriques était impossible, et le seul moyen utiliser c'est la réflexion total interne. Les cristaux photoniques sont des structures périodiques ou quasi-périodiques constituées de matériaux diélectriques ou métalliques. Ils pourraient être utilisés dans les instruments photoniques pour différentes applications telles que le contrôle, produire, amplifier, conduire, combiner, séparer, mesurer et détecter la lumière dans des échelles de l'ordre micro et nano.

Dans ce contexte, de nombreuses structures ont été proposées à base d'optique intégrée. En particulier, les propriétés optiques remarquables des cristaux photoniques (CPs) ont conduit à la conception de divers dispositifs photoniques pour différentes applications. Ces CPs offrent la possibilité de fabriquer des structures avec des facteurs de qualité (Q) élevés, de petits volumes modaux et par conséquent, des interactions améliorées entre la lumière et la matière.

Introduction générale

L'objectif de ce travail de thèse est consacré pour l'étude numérique par modélisation et optimisation de nouvelles structures proposées d'un filtre à base d'un résonateur en anneau à cristaux photonique 2D, ce dispositif est considéré parmi les composants les plus importants des systèmes de télécommunication. Il permet d'extraire une longueur d'onde précise d'un canal particulier. Nous avons proposé des filtres, pour la conception et l'optimisation des démultiplexeurs avec des caractéristiques performantes et une taille minimale pour application dans l'optique intégrée.

Finalement, le contexte général de notre recherche est bien organisé et discuté clairement dans quatre chapitres :

Le premier chapitre sera consacré aux cristaux photoniques, leurs définitions, leurs différents types et leurs principes de fonctionnement. De plus, nous allons donner un rappel sur quelques notions de la physique des solides avec le principe de propagation des ondes lumineuses dans un milieu diélectrique. Ensuite, nous avons présenté l'analogie entre les équations de propagation de l'électromagnétisme et l'équation de Schrödinger, après nous avons focalisé sur les propriétés des cristaux photoniques 2D tel que les réseaux, la procédure de création et les types de défauts. A la fin de ce chapitre, une brève introduction sur les applications des cristaux photoniques est donnée.

Le deuxième chapitre est dédié pour une présentation des méthodes numériques qui sont utilisés pour la modélisation des structures à cristaux photoniques, comme la méthode des ondes planes (PWM) qui permet de déterminer la bande interdite photonique et la méthode des différences finies dans le domaine temporel (FDTD) qui est généralement utilisé pour analyser et optimiser les composants optiques. Nous nous attacherons plus particulièrement à donner une petite description du moyen informatique disponible au niveau de notre laboratoire de recherche qui est le logiciel RsoftCad basé sur les deux méthodes de résolution PWM et FDTD.

Dans le troisième chapitre, la première partie nous donnons un rappel sur quelques types des filtres optiques, la définition des structures à résonateur en anneau et les formules qui déterminent leurs caractéristiques comme la finesse et le facteur de qualité. Après nous présentons les filtres à base des cristaux photoniques et leurs avantages. Dans la deuxième partie nous avons défini le principe d'un système de communication optique à base du Multiplexage par division des ondes WDM et les deux types qui existent (DWDM et CWDM). À La fin de ce chapitre portera le fonctionnement du démultiplexeur et ses priorités comme la diphonie avec quelques exemples des démultiplexeurs étudiés dans la littérature.

Introduction générale

Dans le quatrième chapitre, la première partie de ce travail sera consacré à l'étude et la conception de nouveaux filtres tous optiques à base des CPh-2D. Nous avons proposé des structures parfaitement optimales à base d'un résonateur de forme étoile et de forme de sous anneaux. Nous tenterons d'améliorer leurs caractéristiques par étude de l'influence de la flexibilité des paramètres du résonateur annulaire comme la période, le rayon des tiges et l'indice de réfraction sur les performances du filtre. Pour la deuxième partie qui est basé sur le filtre optimisé dans la partie précédente nous avons proposé la conception de deux modèles d'une structure d'un démultiplexeur à quatre canaux qui s'adapte avec les systèmes de communication optique CWDM, afin de fonctionner ces démultiplexeurs de taille minimale avec un meilleur taux de transmission et moins d'interférences (diphonie) entre les signaux optiques à la sortie des canaux. A la fin de ce chapitre, une comparaison de nos résultats avec les différentes études de recherches trouvées dans la littérature est donnée.

Enfin, nous terminerons notre travail par une conclusion générale.

Chapitre. I

Généralités sur les Cristaux Photoniques

I.1. Généralités sur les cristaux photoniques

Les cristaux photoniques (CPs) sont des structures artificielles composés d'un arrangement périodique de deux ou plusieurs matériaux diélectriques ou métalliques dans les différentes directions de l'espace unidimensionnels (1D), bidimensionnels (2D), ou tridimensionnels (3D) (**Figure I.1**). Par analogie à la physique des semi-conducteurs où la propagation des électrons est empêchée dans des réseaux cristallins atomiques périodique par énergie situées dans la zone appelée bande interdite, les structures à CPs possèdent aussi une bande de fréquences interdites dans laquelle aucune onde électromagnétique ne peut se propager, on parle de la bande interdite photonique (BIP). Cette propriété permet aux CPs la possibilité de contrôler la propagation de la lumière.

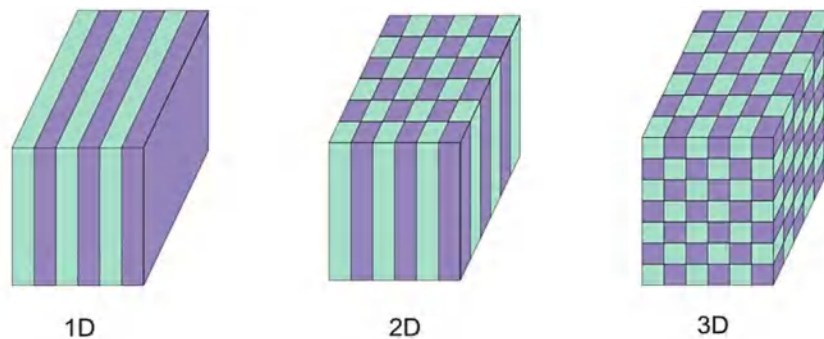


Figure I.1 Différent présentation des cristaux photoniques.

En 1887, Lord Rayleigh a étudié la propagation d'une onde électromagnétique dans les milieux de forme périodique, son travail est lié aux propriétés réfléchissantes particulières d'un minéral cristallin avec des plans périodiques [1]. Lord Rayleigh a découvert qu'il existe une bande interdite étroite interdisant la propagation de la lumière à travers le plan. Après la découverte de cristaux photoniques qui ont été initialement proposées simultanément en 1987 par deux chercheurs, Sajeev John a étudié la localisation des ondes électromagnétiques dans les matériaux diélectriques avec des tailles et caractéristiques comparables à la longueur d'onde [2], tandis que Eli Yablonovitch a étudié l'émission spontanée inhibée d'un atome dans des miroirs diélectriques [3].

Ces études donnent la naissance de structure porter le nom de « cristal photonique ». En 1991 Eli Yablonovitch a eu l'idée de réaliser ce type de structure à trois dimensions [4], il a montré que ces matériaux dont la constante diélectrique était structurée périodiquement possédaient des fréquences pour lesquelles il n'existait aucun mode de propagation possible. A partir de ça, plusieurs recherches ont été lancées à proposer des structures pour différentes applications.

■ ■ ■ Cristaux photoniques 1D

Les CPs 1D sont des matériaux possèdent un empilement périodique de permittivité différent ε_1 et ε_2 dans une direction et uniforme dans les deux autres directions (**Figure I.2**). Les structures qui ont cette caractéristique ils sont existés depuis longtemps sous le nom de miroir de Bragg qui est un empilement de couches d'épaisseur optique $\lambda_g/4$ où λ_g représente la longueur d'onde guidée dans le matériau [5]. Grâce à des interférences constructives, pratiquement 99.5 % de l'énergie incidente est renvoyé. Où le nombre de couches doit être impair et l'onde incidente soit proche de l'incidence normale. En respectant ces conditions, nous obtiendrons seulement des interférences constructives en réflexion, aux minimum de transmission, les cristaux 1D ont plusieurs applications en optique comme création des miroirs sans pertes ou des filtres optiques.

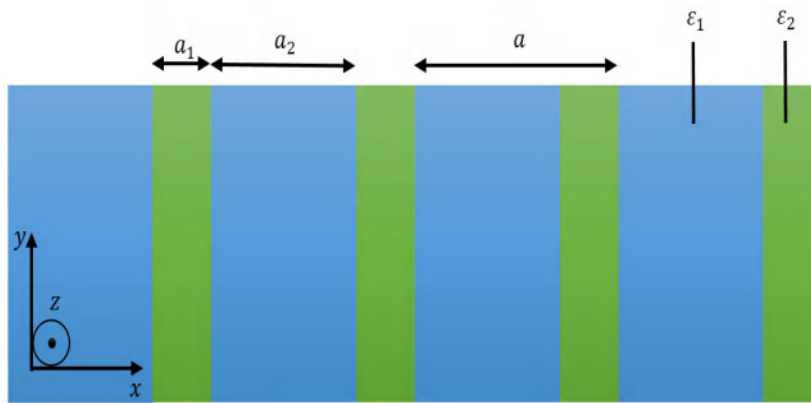


Figure I.2 Représentation schématique d'une structure de miroir de Bragg avec les permittivités $\varepsilon_2 > \varepsilon_1$ et la période de maille $a = a_1 + a_2$.

■ ■ ■ Cristaux Photoniques 3D

La recherche une BIP complète qui permet d'empêcher la propagation de la lumière dans les différentes directions de l'espace, elle peut exister dans les CPs à trois dimensions où l'empilement périodique de permittivité est dans les trois directions de l'espace, cette BIP permet d'obtenir une bande omnidirectionnelle. Il existe une infinité de géométries possibles pour des structures 3D. Mais seulement quelques géométries entre elles présentent une BIP complète. La plupart des structures 3D sont inspirées de la géométrie de la structure du diamant cubique face centrée (**Figure I.3**). La première structure artificielle qui a ces propriétés porter le nom Yablonovite [6], elle a été fabriqué en perçant des trous selon trois angles azimutaux séparés de 120° , et faisant un angle de 35° par rapport à la normale le premier exemplaire est désigné pour fonctionner aux longueurs d'onde centimétriques.

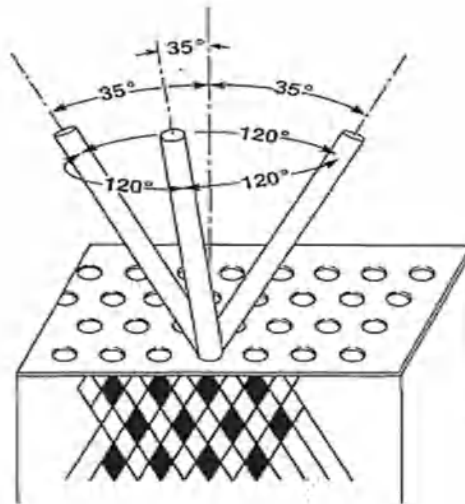


Figure I.3 Représentation schématique de la structure 3D Yablonoïte, de périodicité cfc [6].

Après cela et fil des années, les scientifiques ont cherché à réduire la dimension des motifs et de proposer d'autres structures à CPs avec une bande interdite dans le proche infra-rouge et le visible. Parmi eux, il y a les structures opales qui sont fabriquées suivant la voie chimique par la technique auto-organisation colloïdale [7]–[9]. Cependant, les méthodes d'auto-organisation présentent des défauts d'homogénéité à grandes échelles, ce qui limite jusqu'à présent leur utilisation en tant que composants dans des CPs intégrés, ils sont composés d'empilements périodiques de billes de silice, de quelques centaines de nanomètres de diamètre. Mais la structure la plus intéressante à étudier est l'opale inverse (**Figure I.4**) [10], car elle présente des bandes d'énergies interdites complètes, cette structure est généralement obtenue en infiltrant un matériau de haut indice dans les interstices qui séparent les sphères [11]. Ces dernières sont ensuite dissoutes chimiquement pour aboutir à la structure finale de sphères d'air dans une matrice de haut indice. Citons aussi un autre exemple, la structure dite en "tas de bois" qui consiste à empiler des réseaux 1D avec des orientations orthogonales alternées des rubans de silicium poly-cristallin dans des sillons de silice (**Figure I.5**) [12], [13]. L'avantage principal de cette structure réside dans le fait qu'elle peut être simple à réaliser sous forme d'une séquence de couches déposée et modelée par des techniques lithographiques développées pour l'industrie de l'électronique à semi-conducteurs. Après avoir défini la structure, la silice est retirée afin d'obtenir un CP-3D Si/air avec un contraste d'indice très élevé, permettant d'ouvrir une BIP omnidirectionnelle.

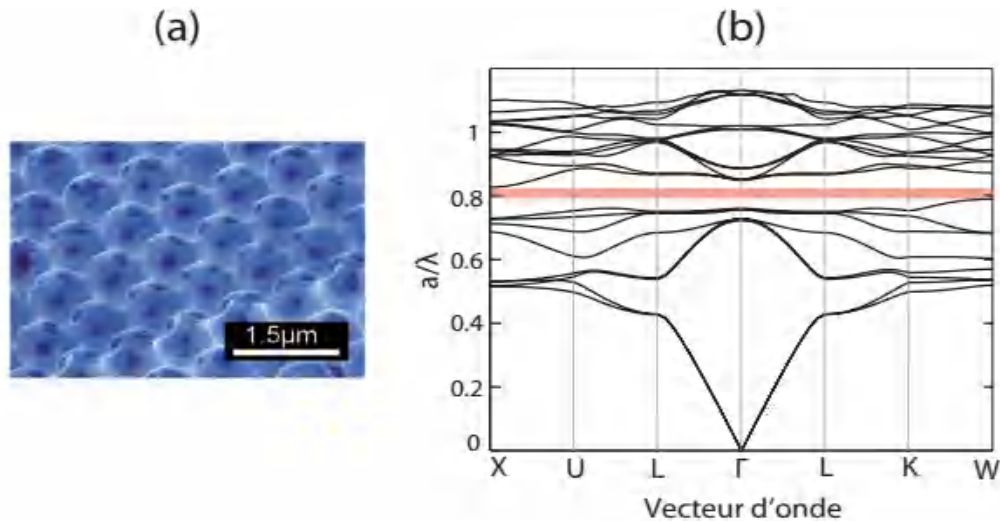


Figure I.4 (a) Image MEB d'une opale inversée [10], (b) Diagramme de bandes d'une opale inversée

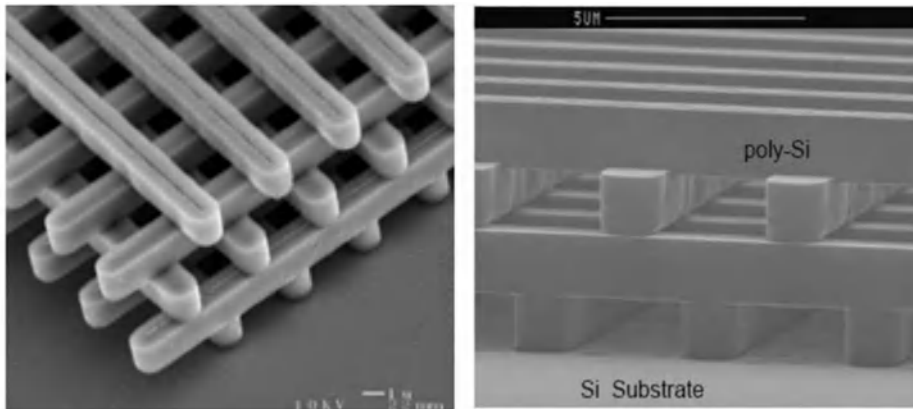


Figure I.5 Image MEB d'une structure fabriquée par lithographie UV dans du silicium (d'après lin et al.) [12].

I.1.3 Cristaux photoniques 2D

En raison des nombreux problèmes difficiles et complexes qui peuvent être rencontrés, les méthodes de fabrication des structures 3D limitent leurs applications par rapport aux structures 2D qui donne une grande facilité de fabrication et compatibilité avec l'optique intégrée, ils ont conduit les recherches vers eux. Par définition un CP 2D idéal est périodique dans le plan (xy) où l'indice de réfraction à deux dimensions varie périodiquement et il est infiniment long dans la direction z . Il possède une bande interdite dans le plan (xy) qui autorise un contrôle de la lumière dans le plan [14]. Généralement, il existe deux types des cristaux photoniques (2D), où ils sont composés d'un arrangement des tiges diélectrique dans l'air (pilier hautement diélectrique noyé dans un milieu faiblement diélectrique) ou trous d'air percés dans une région diélectrique (trous d'air faiblement diélectrique dans un réseau diélectrique supérieur) (**Figure I.6**). Ces structures à dimension infini n'existent pas dans la réalité mais de plusieurs approximations peuvent être obtenues, Pour réussir d'ouvrir des bandes interdites larges, il faut augmenter le contraste d'indice entre les deux milieux, leur fabrication ne requiert que les

technologies standards de la micro et optoélectronique. Tous ces avantages placent ces structures en candidats prometteurs, pour la réalisation de composants « nouvelle génération » pour l'optique intégré.

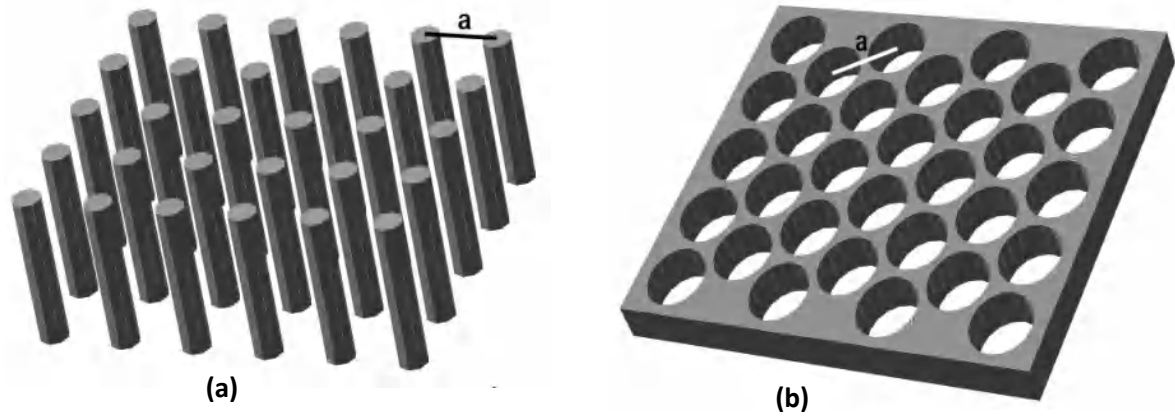


Figure I.6 Illustration structure périodique 2D (a) Structure déconnectée , (b) Structure connectée.

La périodicité dans un milieu à CPs analogue à un cristal dans lequel il y a un arrangement régulier et symétrique des atomes. La structure d'un cristal est décrite par un réseau périodique. Un rappel de quelques notions de physique du solide sont donnés dans différentes références [15], [16].

a. Réseau périodique

Un réseau dans un cristal est défini par 3 vecteurs de translation fondamentaux $\vec{a}_1, \vec{a}_2, \vec{a}_3$ qui définissent des nœuds.

$$\vec{r} = n_1 \vec{a}_1 + n_2 \vec{a}_2 + n_3 \vec{a}_3 \quad n_i \in Z \quad (\text{I.1})$$

Les vecteurs \vec{a}_i sont appelés vecteurs primitifs, puisqu'ils permettent de produire le réseau par la relation de définition (I.1). Leur choix n'est pas unique en général, voir l'exemple (**Figure I.7**) dans le cas d'un réseau en 2D.

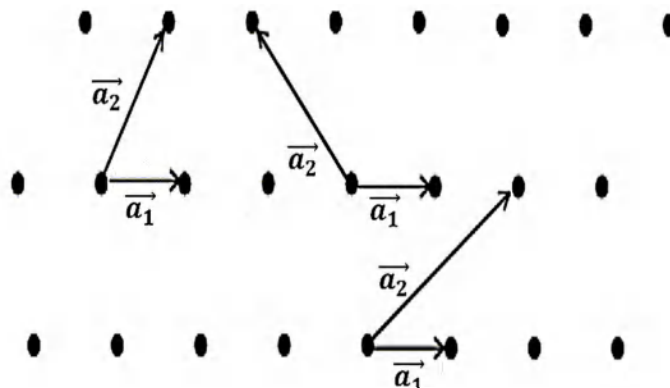


Figure I.7 Exemple des différents choix pour vecteurs primitifs dans un réseau 2D.

b. Motif

Un motif élémentaire sur chaque nœud du réseau est un atome ou un groupement d'atomes de même nature qui se répète périodiquement, suivant les trois directions de l'espace pour décrire le cristal. L'association motif-réseau est une caractéristique de l'état cristallin.

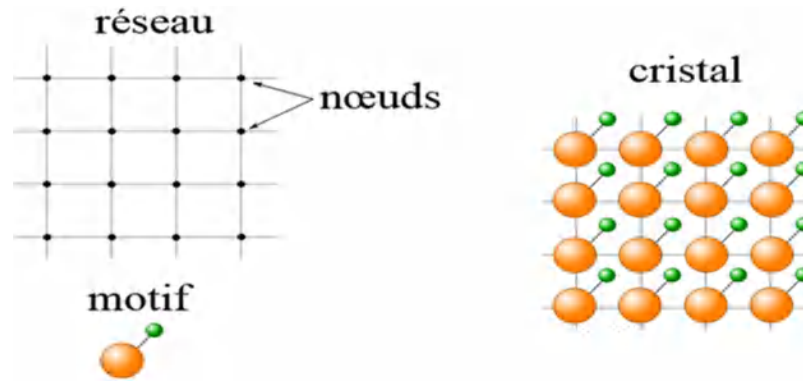


Figure I.8 Présentation d'un forme cristal.

c. Réseau réciproque

Une structure cristalline est associée à deux réseaux: le réseau direct et le réseau réciproque. Les axes dans le réseau réciproque sont les normales aux plans principaux du réseau cristallin. Si les vecteurs de base du réseau direct sont, $\vec{a}_1, \vec{a}_2, \vec{a}_3$, avec lesquels nous avons choisi de construire un réseau dans un espace à trois dimensions (3D) que nous appellerons direct. Les vecteurs de base du réseau réciproque correspondant $\vec{a}^*_1, \vec{a}^*_2, \vec{a}^*_3$, sont définis tels que satisfaisant aux conditions $(\vec{a}^*_i | \vec{a}_j) = \delta_{ij}$ avec $\delta_{ij} = 1$ si $i = j$ et $\delta_{ij} = 0$ si $i \neq j$.

$$\vec{a}^*_1 = 2\pi \frac{\vec{a}_2 \wedge \vec{a}_3}{\vec{a}_1 (\vec{a}_2 \wedge \vec{a}_3)} \quad \vec{a}^*_2 = 2\pi \frac{\vec{a}_1 \wedge \vec{a}_3}{\vec{a}_1 (\vec{a}_2 \wedge \vec{a}_3)} \quad \vec{a}^*_3 = 2\pi \frac{\vec{a}_1 \wedge \vec{a}_2}{\vec{a}_1 (\vec{a}_2 \wedge \vec{a}_3)}$$

La figure I.9 présente un exemple d'un réseau direct dans l'espace 2D et leur réseau réciproque.

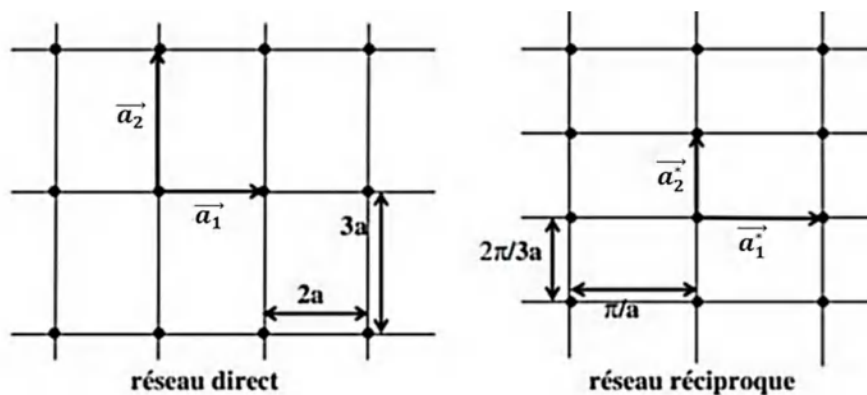


Figure I.9 Exemple de représentation des vecteurs de base d'un réseau direct et réciproque en 2D.

d. Maille de Wigner-Seitz

En général, la maille élémentaire choisie, c'est-à-dire le plus petit volume du réseau cristallin contenant toute l'information sur le cristal. Une maille primitive peut être obtenue en traçant les lignes qui relient un nœud donné à ses voisins, puis les plans médians de ces segments [17]. La zone délimitée de cette manière s'appelle la maille primitive de Wigner-Seitz. Elle a été nommée d'après les physiciens Eugene Wigner et Frederick Seitz.

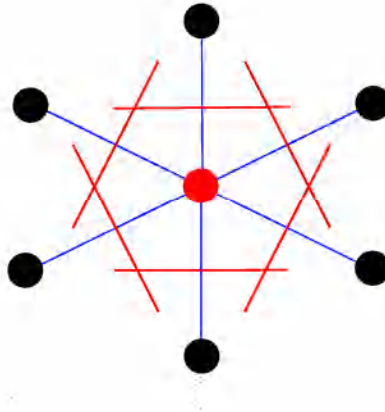


Figure I.10 Exemple de construction d'une maille de Wigner-Seitz à 2D.

La notion de la zone de Brillouin est nécessaire pour décrire le comportement optique d'un cristal dans lequel la symétrie de translation joue un rôle essentiel. La cellule de Wigner-Seitz associée au réseau réciproque est appelée la première zone de Brillouin est définie par la même méthode qui permettant de construire la maille de Wigner-Seitz. La zone de Brillouin peut être encore réduite pour des raisons de symétrie en zone de Brillouin irréductible.

I.2. Représentation de la zone de Brillouin en réseaux 2d

Il y a plusieurs types de périodicité en 2D le plus connu sont les réseaux triangulaire et carré chacun d'eux est défini par deux vecteurs de réseau \vec{a}_1 et \vec{a}_2 . Chaque réseau direct est accompagné d'un réseau réciproque qui est défini par deux vecteurs de réseau réciproque \vec{b}_1 et \vec{b}_2 . La première zone de Brillouin (ZB) est la cellule élémentaire de l'espace réciproque où les points sont plus proches de l'origine par rapport aux autres nœuds du réseau. Cette zone est réduite aux parties encadrées en vert sur la figure I.11 (au milieu). Les zones de Brillouin irréductibles la plus petite surface qui permet de déduire la relation de dispersion dans tout l'espace réciproque. Elle correspond à la plus petite surface qui peut être utilisée pour reconstruire la première zone de Brillouin (ZB) [18]. Pour un réseau carré, ZB est un carré dont le centre est le point Γ . La zone de Brillouin irréductible est alors un triangle ΓMX dont la surface est 1/8 de celle de ZB. Pour un réseau triangulaire, les vecteurs du réseau réel ne sont

plus colinéaires à ceux du réseau réciproque. La première zone de Brillouin est un hexagone et sa zone de Brillouin irréductible est un triangle ΓMK dont la surface est 1/12 de celle de ZB.

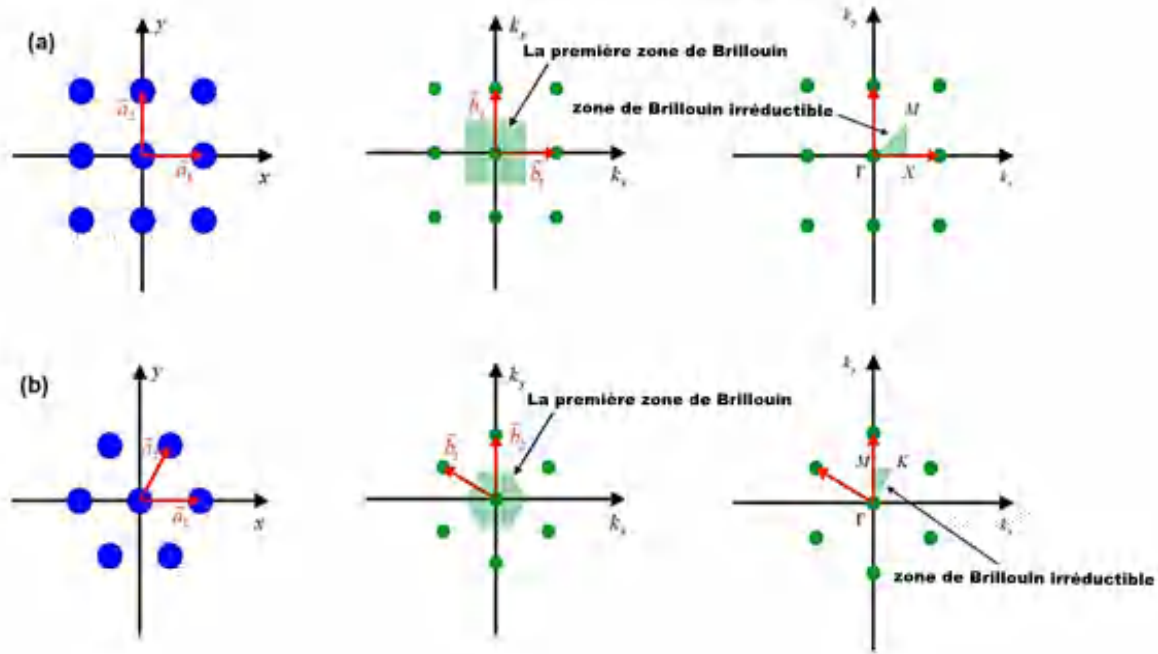


Figure I.11 Représentation des réseaux directe, réciproque (avec la 1^{ère} zone de Brillouin) et la zone de Brillouin irréductible pour les réseaux (a) Carrée, (b) Triangulaire [18].

I.3.Équations de Maxwell dans des structures diélectriques périodiques

Les modes propres d'une structure optique sont obtenus en résolvant les équations de Maxwell, relations fondamentales de l'électrodynamique [19]. Un milieu diélectrique linéaire (on se place ici dans un régime linéaire), non magnétique, sans charges ni courant, les équations de Maxwell peuvent être alors écrit sous la forme suivante :

$$\nabla \cdot (\varepsilon(\mathbf{r})\mathbf{E}(\mathbf{r}, t)) = 0 \quad (\text{I.2})$$

$$\nabla \cdot \mathbf{H}(\mathbf{r}, t) = 0 \quad (\text{I.3})$$

$$\nabla \times \mathbf{E}(\mathbf{r}, t) = -\mu_0 \frac{\partial \mathbf{H}(\mathbf{r}, t)}{\partial t} \quad (\text{I.4})$$

$$\nabla \times \mathbf{H}(\mathbf{r}, t) = \varepsilon(\mathbf{r})\varepsilon_0 \frac{\partial \mathbf{E}(\mathbf{r}, t)}{\partial t} \quad (\text{I.5})$$

$\mathbf{E}(\mathbf{r}, t)$ et $\mathbf{H}(\mathbf{r}, t)$ sont les champs électrique et magnétique, $\varepsilon(\mathbf{r})$ la constante diélectrique, ε_0 la permittivité électrique et μ_0 la perméabilité magnétique du vide. Si l'on ne s'intéresse qu'aux solutions harmoniques des équations de Maxwell, les champs peuvent s'écrire :

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}, t) = \mathbf{E}(\mathbf{r})e^{i\omega t} \quad (\text{I.6})$$

$$\mathbf{H}(\mathbf{r}, t) = \mathbf{H}(\mathbf{r})e^{i\omega t} \quad (\text{I.7})$$

Alors les équations de Maxwell reliant $\mathbf{E}(\mathbf{r})$ et $\mathbf{H}(\mathbf{r})$ sont sous la forme :

$$\nabla \times \mathbf{E}(\mathbf{r}) = i\omega\mu_0\mathbf{H}(\mathbf{r}) \quad (\text{I.8})$$

$$\nabla \times \mathbf{H}(\mathbf{r}) = i\omega\varepsilon(\mathbf{r})\varepsilon_0\mathbf{E}(\mathbf{r}) \quad (\text{I.9})$$

Avec $c = \frac{1}{\sqrt{\varepsilon_0\mu_0}}$ et en combinant les deux équations I.8 et I.9, nous obtenons l'équation de propagation :

$$\nabla \times \left(\frac{1}{\varepsilon(\mathbf{r})} \nabla \times \mathbf{H}(\mathbf{r}) \right) = \left(\frac{\omega}{c} \right)^2 \mathbf{H}(\mathbf{r}) \quad (\text{I.10})$$

$$\nabla \times (\nabla \times \mathbf{E}(\mathbf{r})) = \left(\frac{\omega}{c} \right)^2 \varepsilon(\mathbf{r})\mathbf{E}(\mathbf{r}) \quad (\text{I.11})$$

En appliquant le théorème de Floquet-Bloch [20] sur l'équation I.10, cela permet d'obtenir des solutions de la forme :

$$H_k = \mathbf{u}_k e^{ik} \quad (\text{I.12})$$

Où \mathbf{k} est un vecteur de la première zone de Brillouin et où les fonctions \mathbf{u}_k ont les mêmes propriétés de périodicité que $\varepsilon(\mathbf{r})$ et sont nommés modes de Bloch. Ce sont des solutions de l'équation :

$$(\nabla + ik) \times \left[\frac{1}{\varepsilon(\mathbf{r})} (\nabla + ik) \times \mathbf{u}_k \right] = \left[\frac{\omega_n(k)}{c} \right]^2 \times \mathbf{u}_k \quad (\text{I.13})$$

La résolution de l'équation I.13 permet ainsi de déterminer l'ensemble discret des $\omega_n(\mathbf{k})$, discriminés par un indice de bande entier \mathbf{n} . Le diagramme de bande du cristal photonique n'est autre que la représentation des courbes de dispersion $\omega_n(\mathbf{k})$ des fréquences propres de chaque mode en fonction des vecteurs d'onde pour chaque \mathbf{n} .

I.4. Analogie électron-photon

L'analogie entre les équations de propagation de l'électromagnétisme et l'équation fondamentale de la mécanique quantique [21], permet de comprendre les diverses propriétés optiques des matériaux et notamment les cristaux photoniques bidimensionnels qui nous intéressent. L'analogie électron photon peut être explicitée simplement par le lien existant entre

les équations de Maxwell utilisées pour décrire les ondes électromagnétiques et l'équation de Schrödinger utilisée pour traiter les fonctions d'onde électronique.

L'équation de Schrödinger, en utilisant l'opérateur Hamiltonien pour la fonction d'onde ψ d'un électron dans un potentiel V , s'écrit :

$$\nabla^2 \psi(\mathbf{r}) = -\frac{2m}{\hbar^2}(U - V(\mathbf{r}))\psi(\mathbf{r}) \quad (\text{I.14})$$

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

En régime linéaire l'équation de propagation d'une onde électromagnétique monochromatique dans un matériau $\epsilon(\mathbf{r})$ était :

$$\nabla \times (\nabla \times \mathbf{E}(\mathbf{r})) = \frac{\omega^2}{c^2} \epsilon(\mathbf{r}) \mathbf{E}(\mathbf{r}) \quad (\text{I.15})$$

L'équation I.14 définit les valeurs possibles de l'énergie d'un électron se propageant librement dans un potentiel et les fonctions d'onde associées. L'équation I.15 définit les valeurs possibles de la fréquence d'une onde se propageant dans le matériau en l'absence d'excitation extérieure et les amplitudes des champs associés. L'énergie E de l'électron et la fréquence ω de l'onde électromagnétique sont les valeurs propres, de cette similitude, découlent des propriétés analogues pour les deux systèmes.

I.5. Relation de dispersion

Les relations de dispersion consistent à relier les propriétés d'évolutions spatiales de l'onde (le vecteur d'onde \mathbf{k}) aux variations temporelles ω . C'est une caractéristique du milieu dans lequel se propage l'onde et offre ainsi des informations sur la propagation de la lumière. Pour un milieu homogène et isotrope d'indice de réfraction $n = \sqrt{\epsilon}$, la relation de dispersion s'écrit $\omega = c|k|/n$, où c est la célérité de la lumière dans le vide. Pour un milieu homogène monodimensionnel à permittivité périodique telle que $\epsilon(r) = \epsilon(r + R)$ où \mathbf{R} est un vecteur du réseau réel, cette relation est aussi périodique et s'écrit $\omega(\mathbf{k}) = \omega(\mathbf{k} + 2\pi/R)$. Elle est de plus symétrique si le cristal a cette propriété. Nous avons alors: $\omega(\mathbf{k}) = \omega(-\mathbf{k})$. Connaissant ces propriétés, les relations de dispersion des cristaux photoniques sont ainsi souvent représentées sur une demi période en vecteur d'onde \mathbf{k} .

I.6. Notion de bande interdite Photonique

Pour comprendre l'apparition d'une bande interdite photonique dans une structure à cristaux photoniques, le miroir de Bragg est l'exemple le plus simple et classique d'un système unidimensionnel. Ce dernier constitué d'une alternance de couches d'épaisseurs a_1 et a_2 et de

permittivités ϵ_1 et ϵ_2 , soit une onde en incidence normale au cristal. Cette onde possède un vecteur d'onde \vec{k} l'onde subit une réflexion, le déphasage entre deux ondes réfléchies pour des périodes successives est alors de $2ka$. Tant que $2ka$ est très différent de 2π . Aux bords de la ZB c'est à dire la zone pour laquelle k compris entre $-\frac{\pi}{a}$ et $\frac{\pi}{a}$ les ondes réfléchies par les interfaces successives sont en phase. L'onde incidente de vecteur d'onde \vec{k} donne naissance à une onde réfléchie de vecteur d'onde $-\vec{k}$. La périodicité du milieu diélectrique couple ces deux ondes de même pulsation ω_0 . Il se forme alors deux ondes stationnaires en $k=\pm\pi a$ de pulsations distinctes ω_1 et ω_2 . Cette levée de dégénérescence ouvre une bande d'énergie interdite dans la direction normale à l'empilement. Lorsque les épaisseurs optiques des différentes couches sont égales ($n_1a_1 = n_2a_2$), la largeur $\Delta\omega$ de cette bande interdite ne dépend que du contraste d'indice [16]:

$$\Delta\omega = \frac{4}{\pi} \omega_0 \sin^{-1} \left| \frac{n_1 - n_2}{n_1 + n_2} \right| \quad (\text{I.16})$$

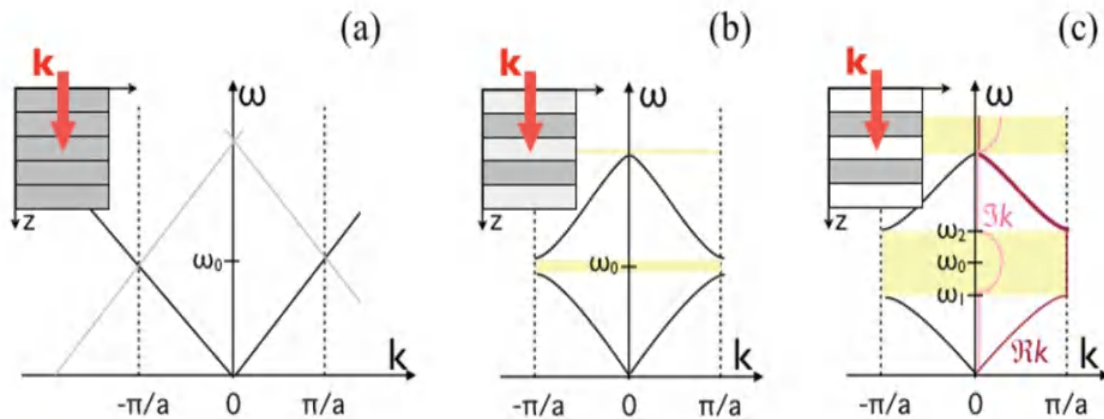


Figure I.12 (a) Relation de dispersion d'un milieu homogène, (b) Ouverture d'une bande interdite lorsque $\epsilon_1 \neq \epsilon_2$, (c) La bande interdite est d'autant plus large que le constant d'indice est grand. La partie imaginaire du vecteur d'onde, représentée en rose, montre l'existence de modes évanescents à l'intérieur du gap.

La puissance du mode de pulsation ω_1 se concentre dans le diélectrique tandis que celle du mode de pulsation ω_2 se concentre dans le milieu d'indice le plus faible. La vitesse de groupe $v_g = \frac{\partial\omega}{\partial k}$ en ces points devient alors nulle et les courbes de dispersion atteignent un extrémum. Il y a apparition d'une bande interdite photonique dans laquelle aucun mode ne peut exister dans la structure. Cette bande interdite est d'autant plus importante que le contraste d'indice entre chaque matériau est élevé.

I.7. Loi d'échelle

Une propriété intéressante de l'électromagnétisme dans les cristaux photoniques, est en relation avec la pulsation ω et le vecteur d'onde \mathbf{k} . Supposons une structure photonique \mathbf{A} représentée par $\epsilon_r(\mathbf{r})$ et un mode photonique établi dans cette structure $\mathbf{H}_0(\mathbf{r})$ à la pulsation ω . Alors, une structure \mathbf{B} créé à partir de la structure \mathbf{A} par multiplication de ses dimensions par un facteur s réel avec dilatée ($s > 1$) ou contractée ($s < 1$) représentée par $\epsilon'_r(\mathbf{r}) = \epsilon_r(\frac{\mathbf{r}}{s})$ [22], le mode $\mathbf{H}'_0(\mathbf{r}) = \mathbf{H}_0(\mathbf{r}/s)$ est lui-même un mode propre de la structure \mathbf{B} avec une pulsation $\omega' = \omega/s$ et un vecteur d'onde \mathbf{k}/s . Les propriétés optiques du cristal \mathbf{B} peuvent être obtenues à partir de celle du cristal \mathbf{A} par cette transformation en effet, cette loi d'échelle nous permet donc de normaliser toutes les grandeurs du cristal photonique par le paramètre de réseau. Cette simple loi d'échelle a une grande importance car elle permet de fabriquer des cristaux photoniques aux propriétés similaires mais dont les plages de longueurs d'onde varient seulement en fonction du paramètre de maille du cristal [23]. Autrement dit, avec les mêmes paramètres normalisés, il est possible de fabriquer des cristaux photoniques avec les mêmes modes propres [24] opérant dans le visible, le proche infrarouge, le domaine THz ou encore dans les micro-ondes uniquement en changeant le paramètre de maille du cristal (en supposant bien sûr que les propriétés du matériau sont invariantes en longueur d'onde).

I.8. Caractéristiques générales d'un cristal photonique 2D

En générale, une structure à CPh-2D décrit par sa constante de réseau (la période), le rayon des tiges r , le type de réseau et le facteur de remplissage...

■■■ Facteur de remplissage

Dans l'espace direct le facteur de remplissage présente le rapport entre l'aire du motif [25] (ici un disque: $A = \pi r^2$ où r est le rayon du trou ou tige) et l'aire de la cellule élémentaire du réseau considéré, pour un cristal photonique bidimensionnel le cas d'un réseau triangulaire

$A_c = \frac{\sqrt{3}}{2} a^2$ et $A_c = a^2$ pour le cas d'un réseaux carrée, le facteur de remplissage est alors:

$$f = \frac{A}{A_c}$$

■■■ Polarisation et digramme de bande des CPs 2D étendu

Dans une structure à deux dimensions à cristaux photoniques périodique dans le plan (xy) et invariant selon la troisième direction z. Il existe deux types de propagation: dans le plan (in-plane, $k_z = 0$) et hors plan (off-plane k_z non nul) tel que l'axe z parallèle aux cylindres et k_z la constante de propagation suivant cet axe, pour une onde se propageant dans le plan de

périodicité, on distingue deux modes de polarisations pour les ondes électromagnétiques qui sont découplées (**Figure I.13**).

- Transversale électrique (TE) mode où le champ électrique est dans le plan xy ($E_z = 0$) et le champ magnétique \vec{H} est parallèle à l'axe z)
- Transversale Magnétique (TM) mode où le champ magnétique est dans le plan xy ($H_z = 0$) (le champ électrique \vec{E} est parallèle à l'axe z)

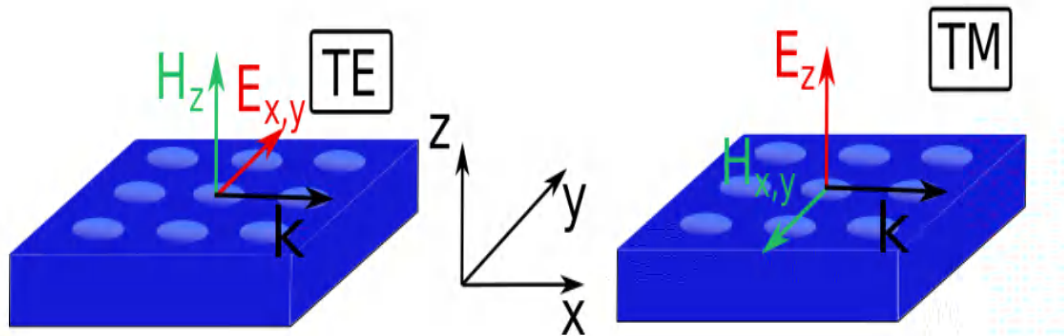


Figure I.13 Représentation cristaux photonique 2D avec arrangement de réseau carré composé de trous d'air dans le matériau pour la polarisation TE et TM.

La figure I.14 représente les diagrammes de bandes calculés pour une réseau carré et triangulaire et pour les deux polarisations [27]. Les polarisations TE et TM se distinguent par des traits de couleurs différentes. Pour le réseau carré, la structure est constituée de tiges diélectrique cylindriques de permittivité $\epsilon = 8.9$ dans de l'air avec un diamètre de tiges égal à $0.2a$. Pour le réseau triangulaire, la structure étudiée correspond à une matrice bidimensionnelle de trous d'air dans un matériau de permittivité $\epsilon = 13$ où le diamètre des trous est égal $0.48a$. L'un des principaux résultats de la figure I.14 concerne la différence de comportement entre les polarisations TE et TM. Sur (**Figure 1.14 (a)**), on voit l'apparition d'une plage de fréquences dans laquelle aucun mode TM ne peut se propager dans la structure, c'est la BIP en polarisation TM. Par contre pour les modes TE il n'existe pas de BIP. Par conséquent, il n'y a pas de bande interdite complète pour ce réseau carré. Pour le réseau triangulaire (**Figure I.14 (b)**), une large BIP est observé pour la polarisation TE, par contre, pour la polarisation TM le gap obtenu est réduit. En effet, un gap TE est facilement accessible avec une structure dont la matrice de haut indice est connectée et à l'inverse, une structure dont le matériau d'indice faible est connecté (des piliers dans l'air par exemple) est plus favorable à l'ouverture d'un gap TM. Pour le réseau triangulaire, le recouvrement des deux bandes omnidirectionnelles TE et TM donne naissance à une bande interdite complète.

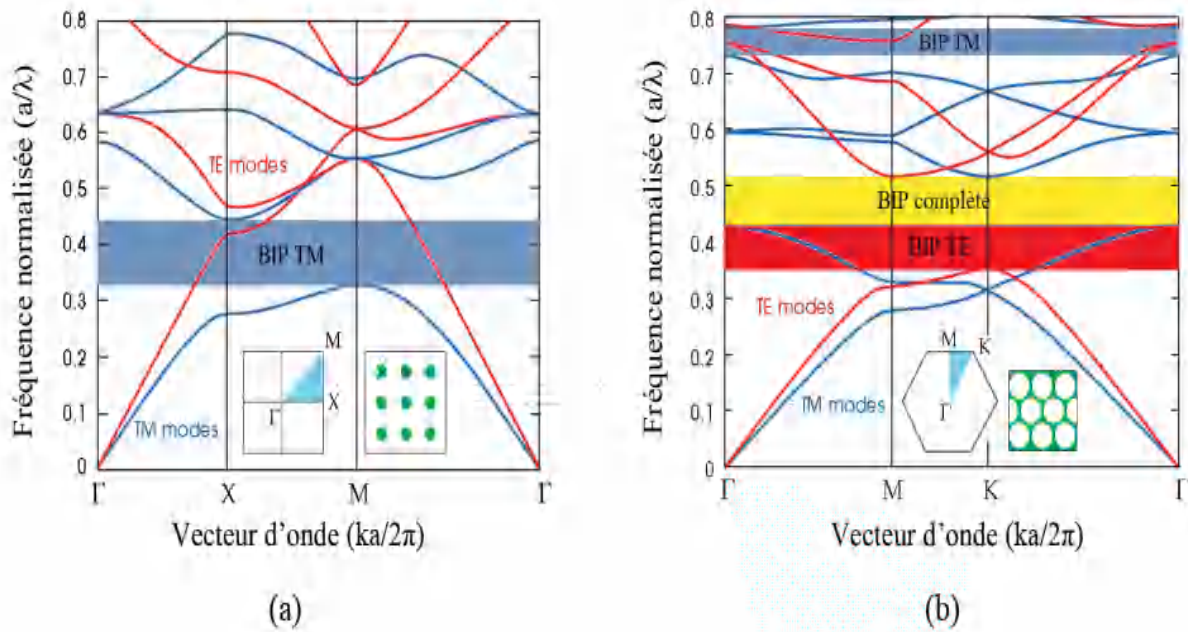


Figure I.14 Diagrammes de bandes d'une structure bidimensionnelle pour TE (en rouge) et TM (en bleu) pour (a) Réseau carré, (b) Un réseau triangulaire.

I.8.3 Cartes des bandes interdites

Le calcul du diagramme de bande vu précédemment nous renseigne, sur les propriétés (la position et la largeur) des bandes interdites photoniques pour chaque polarisation. Cependant, deux paramètres peuvent encore être ajustés afin de jouer sur celles-ci : l'indice de la matrice et le facteur de remplissage en air (ou le rapport r/a). Pour un matériau donné (donc pour un indice de la matrice donné), il est intéressant de connaître l'influence du facteur r/a sur la position et la largeur des gaps photoniques: c'est la carte des bandes interdites. Un exemple est donné des cartes de bandes interdites représentent les bords de bandes interdites pour un réseau donné en fonction du facteur de remplissage f (**Figure I.15**) [26]. Elles donnent un aperçu des possibilités de confinement de la lumière. Pour un réseau hexagonal de trous d'air dans du silicium, une bande interdite s'ouvre pour $f = 0.10$ en polarisation TE et $f = 0.61$ en polarisation TM. Pour le réseau carré, les bandes interdites s'ouvrent pour $f = 0.32$ en polarisation TE et $f = 0.48$ en polarisation TM. Les régions de bande interdite totale correspondent aux intersections des bandes interdites TE et TM. La plus large bande interdite pour les modes TE est obtenue par le réseau hexagonal. De plus, la BIP apparaît pour des facteurs de remplissages plus faibles que ceux du réseau carré. Le réseau hexagonal est par conséquent souvent préféré pour confiner la lumière. On peut remarquer que les bords de bandes interdites augmentent avec le facteur de remplissage de matériau de faible indice.

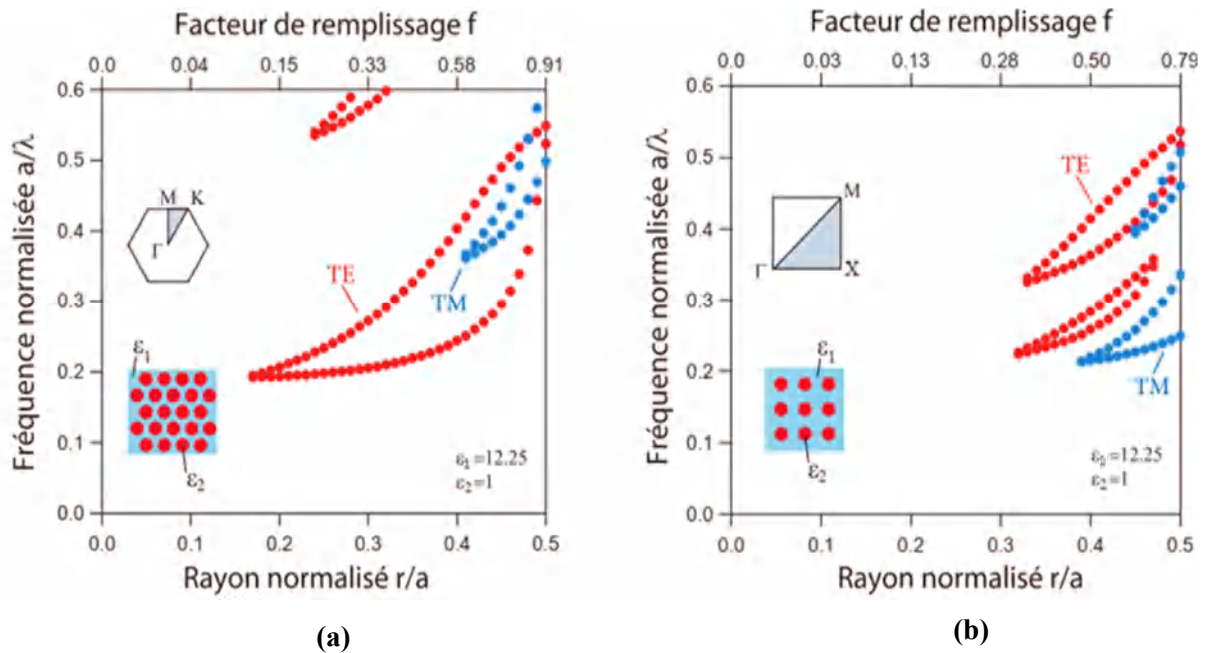


Figure I.15 Cartes des bandes interdites d'un réseau de trous d'air dans une matrice diélectrique $n=3.5$. (a) Réseau hexagonal, (b) Réseau carré.

I.9. Les cristaux photoniques 2D fini

Théoriquement les structures à cristaux photonique 2D sont supposées être infinies dans toutes les directions de l'espace, notamment infini dans la direction perpendiculaire au plan de la périodicité. Leurs fabrications requièrent de réaliser des objets suffisamment étendus, mais réellement ils ne peuvent pas vraiment d'existant. Pour cela différentes approches proposées pour assurer le confinement vertical qui sont adaptés aux technologies de fabrication du micro-électronique. Les deux approches les plus couramment utilisées, proposées pour assurer le confinement vertical. Une approche avec substrat et une autre avec membrane, pour exploiter le fort confinement vertical pour guider la lumière [27]. En 1996 que Krauss et al. [28] ont proposé d'associer au CP 2D l'utilisation d'une couche semi-conductrice comme moyen de réaliser le confinement de la lumière dans un plan. La lumière est alors confinée horizontalement par le cristal photonique et le confinement vertical par la réflexion interne totale. La combinaison des propriétés du cristal photonique 2D et du guide d'onde plan ont permet d'assurer des modes optiques localisés avec un haut facteur de qualité et également un bon confinement. Une partie de l'énergie peut s'échapper sous forme d'absorption ou être dissipée. Dans cet environnement, ce problème peut être résolu en concevant l'application des cristaux photoniques pour des fréquences spécifiques sur lesquelles l'absorption est minimale. La figure I.16 (a) montre exemple d'une structure à CPs membranaire (faible contraste d'indice

verticale), graver dans des matériaux à base d'InP et la figure I.16 (b) présenter un exemple des CPs 2D planaire haut contraste d'indice vertical [29], [30].

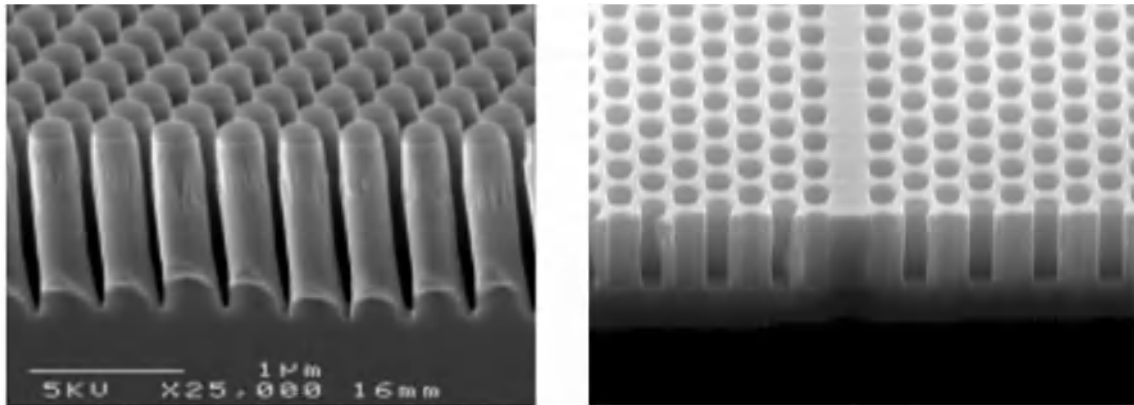


Figure I.16 (a) Exemple de réalisation d'un CPs 2D membranaire à faible contraste d'indice verticale (coeur de InGaAsP dans l'InP) [29], (b) CPs 2D planaire haut contraste d'indice vertical [30].

III Cône de la lumière

Le cône de lumière désigne la région spectrale accessible aux modes du milieu environnant la couche guidante. Pour le CP 2D de hauteur finie réalisé dans ce guide plan, les modes guidés ayant un indice effectif inférieur à celui du matériau de fort indice, la relation de dispersion pour structure planaire est : $\omega = c\sqrt{k_x^2 + k_y^2}$, appelons k_y le vecteurs d'onde (selon la direction y) et k_x le vecteur d'onde parallèle (dans le plan (x,z)) à l'interface indice fort/indice faible, ce sont les conditions pour laquelle une plage des vecteurs d'ondes du cristal photonique sont confinées verticalement [31]. En dehors de cette gamme de vecteurs d'ondes, la lumière peut

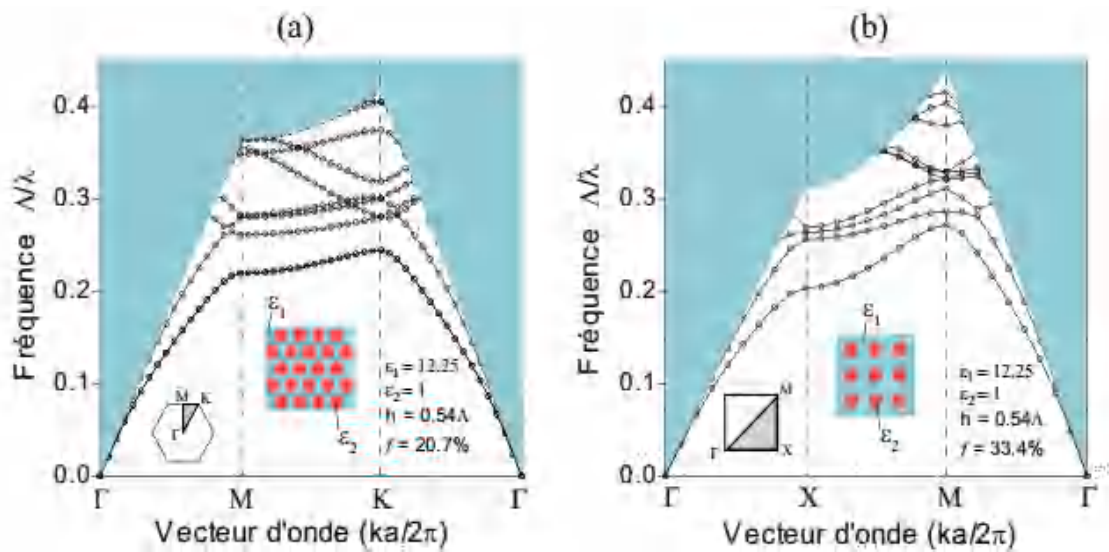


Figure I.17 Diagramme des bandes d'un CP planaire la troisième dimension est prise en compte par l'intermédiaire du cône d'air(zone grisée).(a) Réseaux triangulaire, (b) Réseau carrée .h est l'épaisseur du film.

se coupler avec le milieu extérieur par conservation du vecteur d'onde parallèle k_x et ainsi rayonner. Les ondes qui se propagent dans le milieu d'indice faible n_1 , ont la relation de dispersion suivante: $\omega = \frac{c|k|}{n_1} = c\sqrt{k_x^2 + k_y^2}/n_1$. Le vecteur d'onde parallèle à la surface est continu à la traversée de celle-ci. Si $k_x > n_1\omega/c$ Alors $k_y^2 < 0$ ce qui implique que k_y est imaginaire et donc que les modes se propageant dans le milieu d'indice faible sont évanescents. Dans ce cas, les modes du cristal ne peuvent coupler qu'avec des modes évanescents, ils sont donc confinés dans la couche d'indice fort. La droite $k_x = n_1\omega/c$ dans le diagramme de dispersion est appelée la « ligne de lumière » ou le « cône de lumière ». Si les modes sont situés sous la ligne de lumière, la superposition de la ligne de lumière du matériau d'indice faible sur le diagramme de bande d'un cristal photonique permet ainsi de distinguer les modes guidés et des modes radiatifs qui ne sont pas confinés. Si le cristal photonique a un plan horizontal de miroir symétrie au centre de la membrane, alors la polarisation des modes qui peuvent exister à l'intérieur de la membrane peut être paire (quasi-TE) ou impaire (quasi-TM) [32].

Présentation des deux approches : substrat et membrane

Dans ce paragraphe, nous allons décrire deux approches envisageables pour réaliser le confinement vertical et pour limiter les pertes potentielles dans la troisième direction. Ces deux approches sont illustrées dans la figure I.18. Les deux types d'approches substrat et membrane sont utilisées pour le guidage ou le confinement verticale de la lumière, suivant le contraste d'indice entre la couche guidante et le substrat [26]. On appelle l'approche substrat pour le confinement vertical faible, cette approche consiste à fabriquer des guides sur une couche de confinement avec une différence d'indice faible ($n_2 \approx n_1$), elle nécessite une gravure profonde. L'indice moyen de la couche guidante percée de trous d'air pourrait être plus faible que l'indice du substrat non gravé. L'approche substrat est plus compatible avec les technologies classiques utilisables actuellement. La largeur modale verticale du mode guidé dépasse largement la simple couche guidante et s'étend profondément dans le substrat. Pour ce modèle, les fuites dans le substrat augmentent avec la quantité d'énergie véhiculée à des profondeurs supérieures à celle de la limite du motif. Une gravure sur une profondeur au moins égale à celle du mode guidé est nécessaire pour minimiser ces pertes la seconde approche consiste justement d'utiliser une membrane de faible épaisseur et fort confinement vertical. Avec un fort contraste d'indice ($n_2 \gg n_1$), le guidage de la lumière est réalisé dans une membrane semi-conductrice à haut indice entourée de gaines ou de couches barrières à bas indice (par exemple un isolant comme la silice ou simplement l'air). Cette approche

membranaire garantit un confinement optique optimal. L'épaisseur nécessaire pour qu'il soit monomode est alors de quelques centaines de nanomètres. L'épaisseur à graver est faible et il

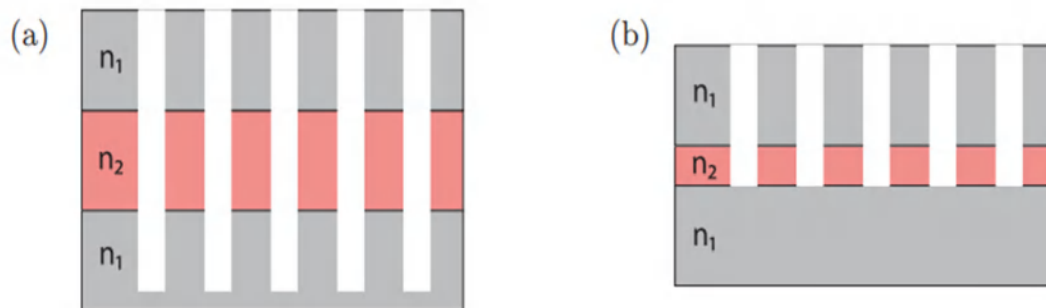


Figure I.18 Géométrie d'un cristal photonique 2D planaire (a) En approche substrat $n_2 > n_1$, (b) En approche membrane où $n_2 \gg n_1$

n'est pas nécessaire de prolonger le motif dans le substrat.

I.10. Matériaux pour fabrication des cristaux photoniques

Les techniques de fabrication des cristaux photoniques nécessitent des matériaux transparents dans les domaines du visible ou du proche infrarouge à constante diélectrique élevée pour obtenir une large BIP [33], [34]. Les semi-conducteurs sont donc très bien adaptés pour cet usage. Dans la pratique, nous pouvons alors en distinguer deux familles: Les plus utilisés sont les semi-conducteurs III-V, comme le GaAs ou l'InP grâce à leurs gaps directs, ce qui leur procure de bonnes propriétés optiques qui permet de ces matériaux pour utiliser à la fabrication des structures émettrices ou réceptrices de lumière (laser ou photodiodes). Les puits et boîtes quantiques ont un très bon rendement dans ces matériaux, même à température ambiante[35], mais ils le sont aussi pour des dispositifs passifs. En effet, du point de vue expérimental, le couplage par la tranche est facilité à cause d'une structure de type substrat dans la majorité des cas (d'où un mode plus étalé verticalement) et il est possible d'utiliser la technique de source interne. Le principal reste leur coût financier, même si des efforts de recherche sont entrepris afin de reporter ces matériaux sur un substrat silicium. A l'inverse, la deuxième filière des semi-conducteurs IV-IV comme le silicium sur isolant (SOI) bénéficie de sa compatibilité avec les procédés de fabrication CMOS [36], [37] et bien moins coûteuse et technologiquement mieux maîtrisée car elle bénéficie directement des progrès de la microélectronique. Cependant, ces matériaux sont à priori peu propices à la fabrication de dispositifs actifs du fait de leur gap indirect qui leur procure des propriétés médiocres d'émission de lumière.

I.11. Vitesse de groupe et vitesse de phase

La vitesse de groupe est la vitesse de propagation d'un paquet d'ondes. Elle est souvent confondue avec la vitesse de transmission de l'énergie dans le milieu. Elle a un rôle très important dans la propagation de la lumière et les réponses optiques dans les cristaux photoniques [38], [39]. Par conséquent la connaissance de la vitesse de groupe est essentielle pour comprendre leurs propriétés optiques, la vitesse de groupe est déterminée par la pente de la courbe de dispersion. On appelle « vitesse de phase » la vitesse de propagation d'une telle onde car elle est le reflet de la vitesse de déplacement d'un point de l'espace associé à une valeur de phase fixée. Pour une phase s'exprimant par :

$$\varphi(x,t) = \omega t - k_0 x + \varphi_0 \quad (\text{I.17})$$

On déduit la vitesse de phase en écrivant que la phase reste inchangée après un déplacement Δx sur une durée Δt

$$\omega t + k_0 x + \varphi_0 = \omega(t + \Delta t) - k_0(x + \Delta x) + \varphi_0 \quad (\text{I.18})$$

Soit :

$$\omega \Delta t = k_0 \Delta x \quad (\text{I.19})$$

D'où :

$$v_\varphi = \frac{\Delta x}{\Delta t} = \frac{\omega}{k_0} \quad (\text{I.20})$$

La relation de la vitesse de groupe à la vitesse de phase en passant dans l'espace des longueurs d'ondes. Commençant des équations suivantes [40]:

$$V_g = \left(\frac{\partial \omega}{\partial k} \right)_{k=k_0} \quad (\text{I.21})$$

Où: $\omega = v_\varphi k_0$ qui implique la formule de Rayleigh :

$$V_g = v_\varphi - \lambda \frac{\partial v_\varphi}{\partial \lambda} \quad (\text{I.22})$$

La vitesse de groupe est égale à la vitesse de phase lorsque la fréquence angulaire est proportionnelle au vecteur d'onde, c'est-à-dire lorsqu'il n'y a pas de dispersion. C'est le cas d'un système homogène. Avec la formule I.21 on réalise que la vitesse de groupe peut être positive ou négative en valeur algébrique. Dans le cas d'un cristal photonique à deux ou trois dimensions la vitesse de groupe doit être remplacée par la relation vectorielle suivante :

$$\vec{V}_g = \overrightarrow{\text{grad}}_{k=k_0}(\omega) \quad (\text{I.23})$$

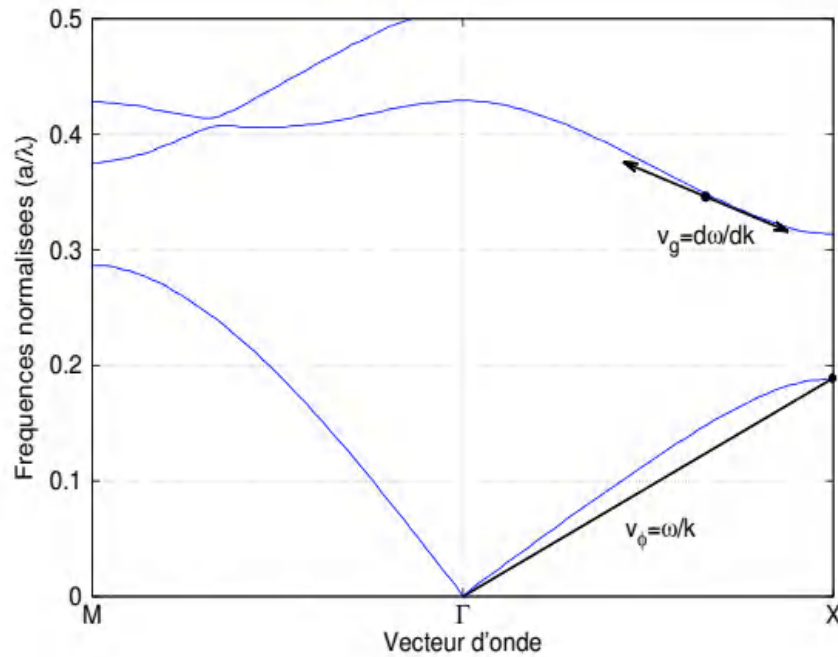


Figure I.19 Structure de bandes d'un cristal photonique 2D à maille carrée où sont représentées graphiquement les vitesses de phase v_ϕ et de groupe v_g pour une onde plane se propageant dans la direction Γ -X. En un point de la courbe de dispersion, la vitesse de phase s'obtient à partir du rapport ω/k et la vitesse de groupe à partir de la tangente à la courbe.

I.12. Défauts dans les cristaux photoniques 2D

L'existence d'un défaut dans la périodicité du cristal va entraîner l'apparition de niveau permis, appelés modes de défauts dans la bande interdite [41], [42]. La création d'un défaut consiste à briser localement la périodicité. La fabrication des défauts dans la structure des CPs, comme l'ajout d'impuretés dans le semi-conducteur en électronique, entraîne la création de niveaux d'énergie dans la BIP. Ces défauts dans les CPs permettent la propagation à travers la structure d'une onde avec une certaine fréquence (résonance fréquence ou monomode). Les défauts dans un CP essentiellement repose sur l'insertion contrôlée de défauts au sein du cristal lors de sa fabrication. Plusieurs types de défauts sont réalisables et permettent de réaliser certaines applications. Les géométries possibles sont quasi infinies, pour cela nous intéressons plus particulièrement dans cette thèse aux différents défauts possibles dans les CPs à deux dimensions.

I.12.1 Défaut ponctuel

Un défaut ponctuel peut être formé en modifiant le rayon (ou la constante diélectrique) d'un seul trou d'air ou en déplaçant légèrement sa position dans un réseau régulier de cristal photonique (**Figure I.20**). Cela correspond à une microcavité à l'intérieur du cristal photonique, qui permet de créer une modulation du diélectrique au centre du défaut, ce qui conduit finalement à la transition d'une bande diélectrique (ou d'air) dans la bande interdite [43].

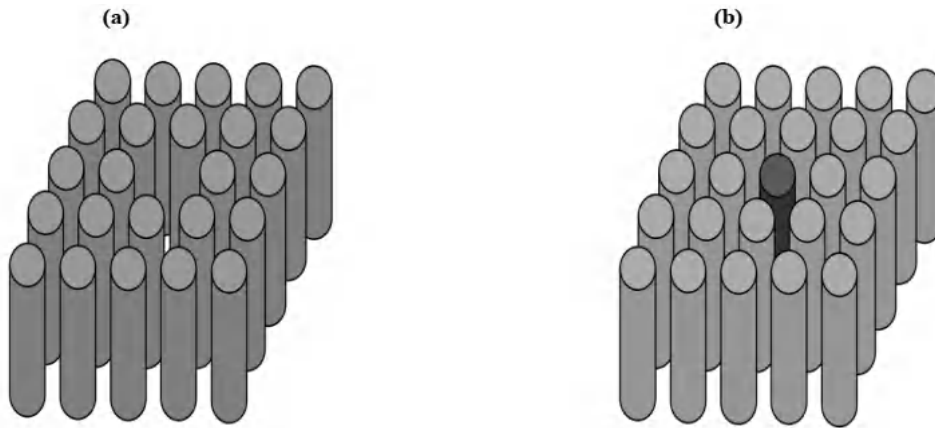


Figure I.20 Exemples de défauts ponctuel dans un cristal photonique composé de tiges diélectriques (a) Retrait d'un cylindre, (b) Modification de la constante diélectrique d'un cylindre.

I.12.2 Défauts étendus

Les défauts étendus sont obtenus en modifiant les cylindres ou les trous sur plusieurs sites voisins. Si une ligne de défauts est introduite dans un CP parfait possédant une BIP, la lumière y sera guidée, dans les gammes de fréquence comprises dans la BIP, d'un bout à l'autre de cette ligne de défaut, la lumière n'ayant pas la possibilité de se propager dans le CP. De cette façon on peut dévier la lumière sur tous les chemins optiques possibles à l'intérieur du cristal. Pour un cristal 2D, dont on a enlevé quelques tiges, il est possible de courber les guides presque sans

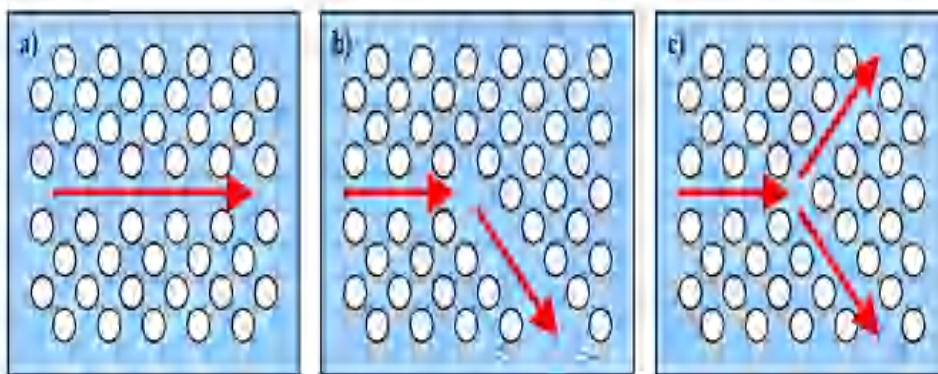


Figure I.21 Différents composants à base de défauts linéaires (a) Guide droit, (b) Virage à 120°, (c) Jonction Y.

perles. Les calculs théoriques réalisés par A.Mekis [44] sur un réseau carré de piliers de diélectrique dans l'air donnent une transmission de 98% du signal après un virage de 90°. Les CPs apparaissent donc comme un bon moyen en formant un virage [45], [46].

I.2.2 Guides d'onde et cavité à cristaux photoniques

Dans une structure à CPs bidimensionnels, un guide est obtenu en introduisant un défaut de ligne dans le cristal. En faisant cela, plusieurs modes guidés sont introduits dans le diagramme de dispersion qui peut supporter des modes de propagation dans un volume beaucoup plus petit que les fibres optiques.

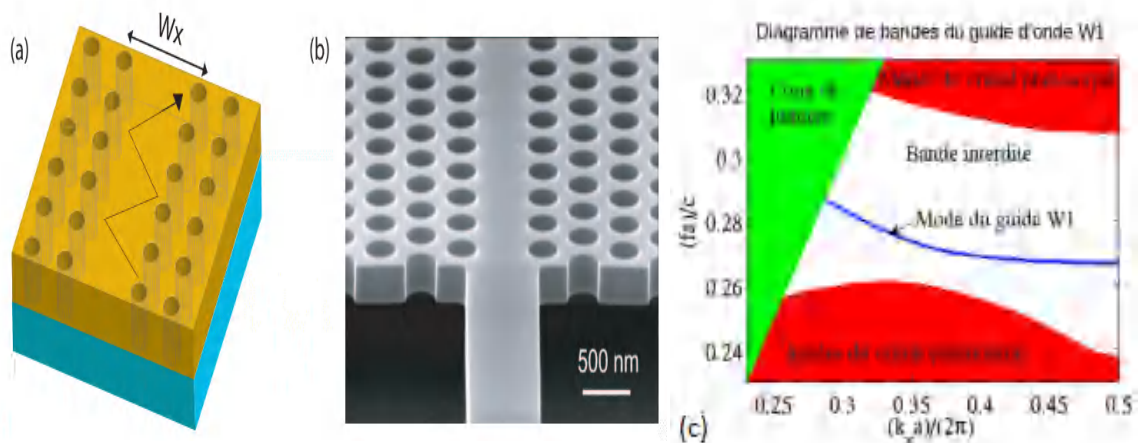


Figure I.22 (a) Représentation schématique d'un guide d'onde de largeur W_x à base d'un CP-2D. La lumière est confinée verticalement par contraste d'indice et horizontalement par le cristal photonique, (b) Image MEB d'un guide à cristal photonique sur membrane de silicium et de son guide d'accès [47], (c) Le diagramme de bande de guide W1 (pour mode TE).

Ces états ou modes de guide d'ondes sont forcés dans la direction du défaut linéaire, puisqu'ils ne peuvent pas se propager à travers le réseau du cristal photonique. Supprimer ou modifier une ou plusieurs rangées des motifs, la largeur des guides à CPs est caractérisée par l'écartement entre les deux régions à CPs. Cet espacement est souvent donné en termes de rangées manquantes du CPs bidimensionnel. Par convention, nous appellerons un guide W_i , un guide défini par l'omission de i rangées de trous [47]. A titre d'exemple un guide « W_1 » correspond à un cristal 2D ayant une seule rangée manquante. Pour un cristal triangulaire, cette rangée est généralement dans la direction Γ -K. La figure I.22 (b) présente un guide à cristal photonique W_1 sur une membrane de silicium. La largeur du guide dépend de la maille et de la période des CPs [48].

Une cavité optique à cristaux photoniques se définit comme un résonateur électromagnétique capable de confiner la lumière spatialement et spectralement pour un temps donné. Le confinement de champ est effectué par l'introduction de défauts. Ces résonateurs fonctionnent

comme des « pièges à photons ». En effet, lorsque la cavité résonne, la lumière effectue un grand nombre d'allers-retours et se retrouve ainsi temporairement bloquée. Ceci a pour effet de créer des niveaux d'énergie supplémentaires dans la structure des bandes. Les modes photoniques ainsi créés, à condition qu'ils se situent dans la bande interdite, concentrent leur énergie dans cette zone de défauts. Dans un but d'intégration, les cavités sont miniaturisées à l'échelle de quelques micromètres et l'on parle de microcavités [49]. Les performances d'un résonateur dépendent de deux caractéristiques : le facteur de qualité (Q) qui rend compte de la finesse de la résonance et le volume modal (V) du confinement spatial du mode. Les cavités à CPs pourraient avoir diverses applications dans plusieurs domaines de la physique, incluant par exemple des interactions cohérentes électron photon, des filtres ultra étroits, des lasers à bas seuil, des puces photoniques et l'optique non-linéaire. Des cavités peuvent être réalisées dans les CPs en omettant un nombre fini de trous dans une ou plusieurs directions du cristal. Il est ainsi possible de créer des cavités de formes diverses en fonction de l'application souhaitée. La plus simple consiste tout simplement à retirer quelques trous du CP (**Figure I.23**) créant ainsi un défaut ponctuel au sein du cristal, selon le même principe que pour la conception des guides W1 (où le défaut est linéique) [50], [51].

Des nano cavités avec des facteurs de qualité allant jusqu'à 3.2×10^5 ont pu être obtenus avec cette méthode.

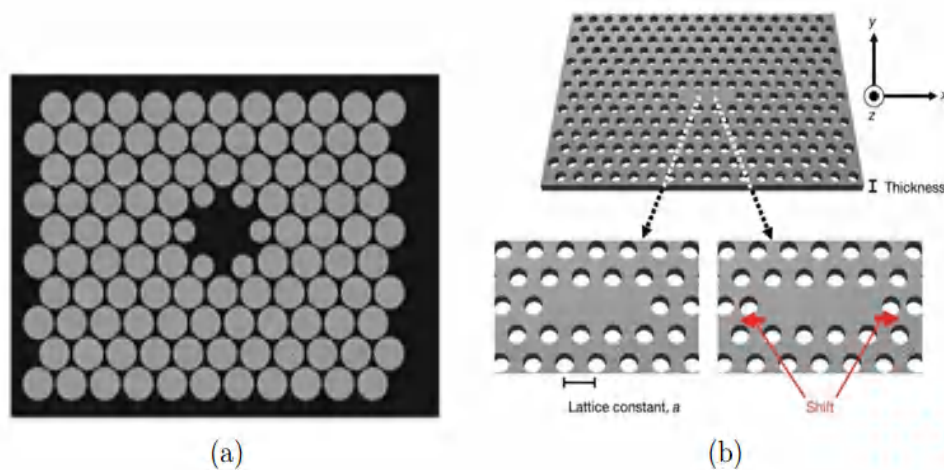


Figure I.23 Exemples de cavités de types (a) H1[49], (b) L3[50].

Une autre méthode consiste à prendre un guide d'onde W1 classique, mais de faire varier la période du cristal photonique autour de ce guide d'onde, créant ce qu'on appelle une cavité à (double) hétéro-structure [52].

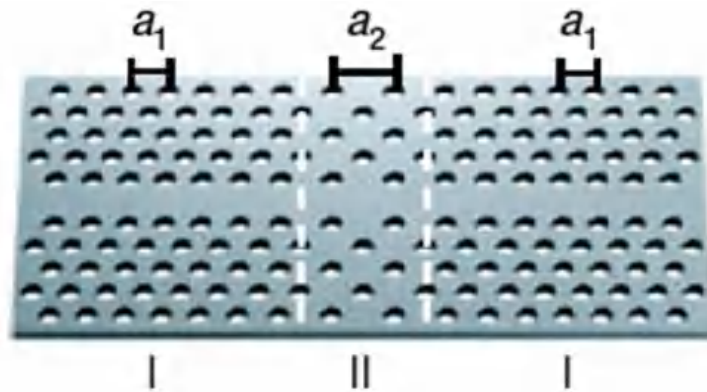


Figure I.24 Représentation d'une cavité double hétéro-structure.

I.13. Domaines d'application

Les applications des CPs sont nombreuses: contrôle de l'émission spontanée dans les dispositifs, guides d'ondes rectilignes, faces miroir, filtres, microcavités...

Les capteurs et les filtres sont quelques exemples d'utilisation des CPs bidimensionnels dans l'optique intégrée.

■ ■ ■ Capteurs

Plusieurs capteurs sont basés sur les CPs ont été étudiés et développés dans une large gamme d'applications de détection. Les capteurs à base des fibres à CPs sont des nouvelles structures de guides d'ondes optiques qui contiennent un réseau des trous d'air le long de la fibre. Un petit défaut dans ces structures fournit un chemin optique avec un spectre optique qui peut se propager à une fréquence spécifique avec une haute sensibilité (Figure I.25) [53].

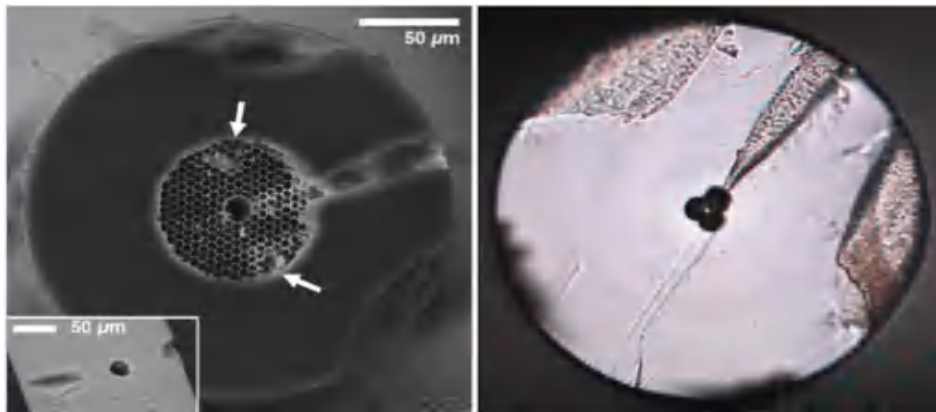


Figure I.25 Quelques exemples des structures des fibres a cristaux photoniques [52].

Un autre type des capteurs à cristaux photoniques 2D le plus utilisé c'est les capteurs à base d'une cavité au centre de la structure par minimisation du trou du milieu [54], ou par l'augmentation du rayon du trou au centre de la cavité [55], d'autre part pour augmenter le

facteur de qualité et la sensibilité, la cavité peut être couplée avec d'autres guides d'ondes à l'extrémité de la structure.

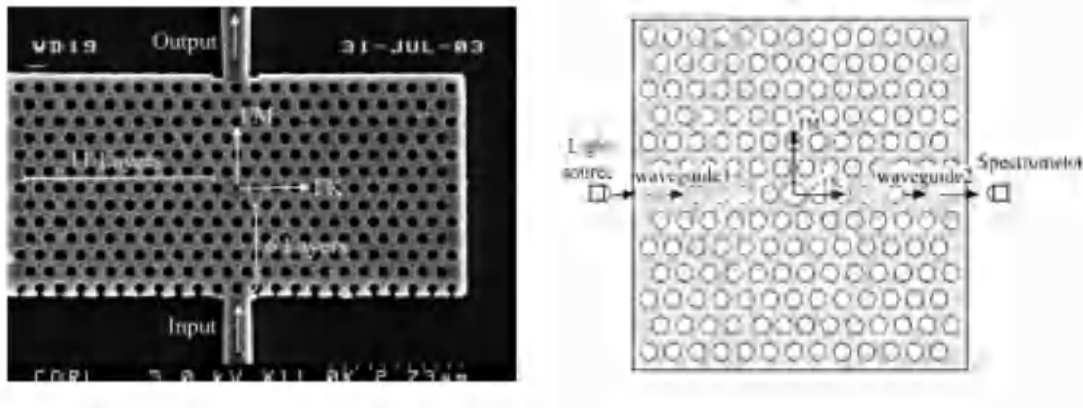


Figure I.26 (a) Image MEB d'une microcavité à CP intégrée entre deux guides [53], (b) un capteur basé sur un CP à 2D avec un réseau triangulaire des trous d'air [54].

1.1.1 Filtrage

Le filtrage est une autre application des CPs bidimensionnels dans le domaine de communication optique, cette application est basée sur le filtre qui est un élément essentiel utilisé pour sélectionner un canal avec une longueur d'onde spécifique. Ce dispositif peut être réalisé en utilisant le couplage entre une cavité et un guide comme le filtre Fabry-Pérot. Les longueurs d'ondes guidées sont divisées en deux parties, la plupart des longueurs d'ondes seront réfléchies à l'extrémité du guide et quelques longueurs d'ondes seront couplées à la cavité. Ce type de filtre a été réalisé sur SOI par Foresi et al. [56].

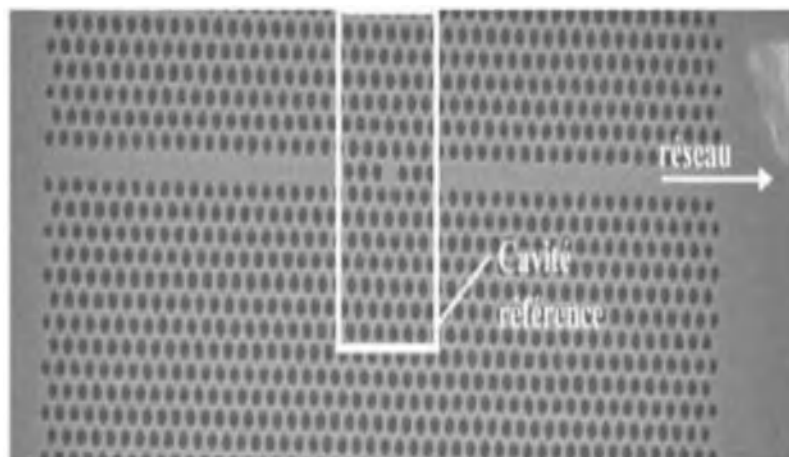


Figure I.27 Image en MEB d'une fonction Fabry-Pérot intégrée à un guide [55].

I.14. Conclusion

Au cours de ce première chapitre, nous avons présenté une généralité sur les cristaux photoniques par définition de ces structures et leur type suivant les dimensions de l'espace, et donne quelque notion théorique essentiel dans l'étude des cristaux photoniques. Nous avons expliqué pourquoi le choix d'utilisation des cristaux photoniques à deux dimensions est beaucoup plus demandé, en raison de leur plus grande facilité de fabrication et de leur compatibilité avec l'optique intégrée et l'optoélectronique. Nous avons aussi présenté les deux approches les plus utilisées en fabrication des cristaux photonique 2D planaire. Nous avons également cité un bref sur les applications des cristaux photoniques.

Références

- [1] Lord Rayleigh, “XVII. On the maintenance of vibrations by forces of double frequency, and on the propagation of waves through a medium endowed with a periodic structure,” *The London, Edinburgh, and Dublin Philosophical Magazine and Journal of Science*, vol. 24, no. 147, pp. 145–159, Aug. 1887.
- [2] S. John, “Strong localization of photons in certain disordered dielectric superlattices,” *Phys. Rev. Lett.*, vol. 58, no. 23, pp. 2486–2489, Jun. 1987.
- [3] E. Yablonovitch, “Inhibited Spontaneous Emission in Solid-State Physics and Electronics,” *Phys. Rev. Lett.*, vol. 58, no. 20, pp. 2059–2062, May 1987.
- [4] E. Yablonovitch, T. Gmitter, and K. Leung, “Photonic band structure: The face-centered-cubic case employing nonspherical atoms,” *Phys. Rev. Lett.*, vol. 67, no. 17, pp. 2295–2298, Oct. 1991.
- [5] P. Yeh, *Optical waves in layered media*. Hoboken, NJ: Wiley, 2005.
- [6] E. Yablonovitch, T. J. Gmitter, R. D. Meade, A. M. Rappe, K. D. Brommer, and J. D. Joannopoulos, “Donor and acceptor modes in photonic band structure,” *Phys. Rev. Lett.*, vol. 67, no. 24, pp. 3380–3383, Dec. 1991.
- [7] G. I. N. Waterhouse and M. R. Waterland, “Opal and inverse opal photonic crystals: Fabrication and characterization,” *Polyhedron*, vol. 26, no. 2, pp. 356–368, Jan. 2007.
- [8] O. D. Velev and A. M. Lenhoff, “Colloidal crystals as templates for porous materials,” *Current Opinion in Colloid & Interface Science*, vol. 5, no. 1–2, pp. 56–63, Mar. 2000.
- [9] A. Stein and R. C. Schroden, “Colloidal crystal templating of three-dimensionally ordered macroporous solids: materials for photonics and beyond,” *Current Opinion in Solid State and Materials Science*, vol. 5, no. 6, pp. 553–564, Dec. 2001.
- [10] A. Blanco et al., “Large-scale synthesis of a silicon photonic crystal with a complete three-dimensional bandgap near 1.5 micrometres,” *Nature*, vol. 405, no. 6785, pp. 437–440, May 2000.
- [11] R. C. Schroden, M. Al-Daous, C. F. Blanford, and A. Stein, “Optical Properties of Inverse Opal Photonic Crystals,” *Chem. Mater.*, vol. 14, no. 8, pp. 3305–3315, Aug. 2002.
- [12] G. Subramania and S. Y. Lin, “Fabrication of three-dimensional photonic crystal with alignment based on electron beam lithography,” *Appl. Phys. Lett.*, vol. 85, no. 21, pp. 5037–5039, Nov. 2004.
- [13] S. Y. Lin et al., “A three-dimensional photonic crystal operating at infrared wavelengths,” *Nature*, vol. 394, no. 6690, pp. 251–253, Jul. 1998.
- [14] D. Maystre, “Electromagnetic study of photonic band gaps,” *Pure Appl. Opt.*, vol. 3, no. 6, pp. 975–993, Nov. 1994.
- [15] M. Chevreton, “Introduction à la physique de l’état solide. Maîtrise de physique, par Ch. Kittel. Trad. par A. Honnart, 1970,” *Bulletin de Minéralogie*, vol. 93, no. 3, pp. 410–410, 1970.
- [16] J.-M. Lourtioz, *Les cristaux photoniques ou La lumière en cage*. Paris: Hermès science publications, 2003.
- [17] G. Iadonisi, G. Cantele, and M. L. Chiofalo, *Introduction to Solid State Physics and Crystalline Nanostructures*, 1st ed. 2014. Milano: Springer Milan : Imprint: Springer, 2014.

- [18] S. G. Johnson and J. D. Joannopoulos, *Photonic crystals: the road from theory to practice*. Springer Science & Business Media, 2001.
- [19] J. D. Jackson, *Classical electrodynamics*, 3rd ed. New York: Wiley, 1999.
- [20] C. Kittel, N. Bardou, and É. Kolb, *Physique de l'état solide*. Paris: Dunod, 1998.
- [21] H. T. Flint, "The analogy between the photon and the electron and the derivation of the quantum equation," *Proc. Phys. Soc.*, vol. 50, no. 6, pp. 899–909, Nov. 1938.
- [22] F. Dubois, "Etude des propriétés spectro-spatiales des cristaux photoniques membranaires à symétrie brisée," Université de Lyon, 2018.
- [23] J. E. G. J. Wijnhoven and W. L. Vos, "Preparation of Photonic Crystals Made of Air Spheres in Titania," *Science*, vol. 281, no. 5378, pp. 802–804, Aug. 1998.
- [24] S. D. Cheng, R. Biswas, E. Ozbay, S. McCalmont, G. Tuttle, and K. -M. Ho, "Optimized dipole antennas on photonic band gap crystals," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 67, no. 23, pp. 3399–3401, Dec. 1995.
- [25] D. Felbacq and E. Centeno, "Theory of diffraction for 2D photonic crystals with a boundary," *Optics Communications*, vol. 199, no. 1, pp. 39–45, Nov. 2001.
- [26] D. Bernier, "Propriétés de superprisme des cristaux photoniques sur substrats SOI pour le démultiplexage en longueur d'onde," *These de doctorat*, Paris 11, 2008.
- [27] W. Ogaerts, P. Bienstman, D. Taillaert, R. Baets, and D. De Zutter, "Out-of-plane scattering in photonic crystal slabs," *IEEE Photon. Technol. Lett.*, vol. 13, no. 6, pp. 565–567, Jun. 2001.
- [28] T. F. Krauss, R. M. Rue, and S. Brand, "Two-dimensional photonic-bandgap structures operating at near-infrared wavelengths," *Nature*, vol. 383, no. 6602, pp. 699–702, 1996.
- [29] R. W. van der Heijden et al., "Deep dry etching process development for photonic crystals in InP-based planar waveguides," presented at the Photonics Europe, Strasbourg, France, Sep. 2004.
- [30] L. H. Frandsen, "Fabrication and characterization of photonic bandgap components," *PhD Thesis*, Technical University of Denmark, 2006.
- [31] S. Mazoyer, "Lumière lente dans les guides à cristaux photoniques réels," *PhD Thesis*, Université Paris Sud - Paris XI, 2011.
- [32] A. Avoine, "Etude optique de cristaux photoniques: opales et cavités 2D," *PhD Thesis*, Université Pierre et Marie Curie - Paris VI, 2011.
- [33] W. Bogaerts et al., "Fabrication of photonic crystals in silicon-on-insulator using 248-nm deep UV lithography," *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, vol. 8, no. 4, pp. 928–934, Jul. 2002.
- [34] C. M. Soukoulis, "The history and a review of the modelling and fabrication of photonic crystals," *Nanotechnology*, vol. 13, no. 3, pp. 420–423, May 2002.
- [35] Y. Desières, "Conception et études optiques de composants micro-photoniques sur matériaux III-V à base de structures à bande interdite de photon," *Thèse de doctorat*, Lyon, INSA, 2001.
- [36] K. Ashida et al., "Ultrahigh-Q photonic crystal nanocavities fabricated by CMOS process technologies," *Opt. Express, OE*, vol. 25, no. 15, pp. 18165–18174, Jul. 2017.

- [37] Y. Ooka, T. Tetsumoto, A. Fushimi, W. Yoshiki, and T. Tanabe, “CMOS compatible high-Q photonic crystal nanocavity fabricated with photolithography on silicon photonic platform,” *Sci Rep*, vol. 5, no. 1, Jun. 2015.
- [38] F. Gauffillet, “Cristaux photoniques à gradient: dispositifs et applications,” Université Paris Sud 11, 2014.
- [39] M. Zelsmann, “Cristaux photoniques en silicium sur isolant pour le guidage, le filtrage, l’émission et l’extraction de lumière,” PhD Thesis, Université Joseph-Fourier-Grenoble I, 2003.
- [40] M. Notomi, “Theory of light propagation in strongly modulated photonic crystals: Refractionlike behavior in the vicinity of the photonic band gap,” *Physical Review B*, vol. 62, no. 16, p. 10696, 2000.
- [41] Sigalas, Soukoulis, Economou, and Chan & Ho. “Photonic band gaps and defects in two dimensions: Studies of the transmission coefficient.” *Physical review. B*, vol. 48, no. 19, pp. 14121-14126, 1993.
- [42] R. D. Meade, K. D. Brommer, A. M. Rappe, and J. D. Joannopoulos, “Photonic bound states in periodic dielectric materials,” *Phys. Rev. B*, vol. 44, no. 24, pp. 13772–13774, Dec. 1991.
- [43] S. Massaoudi, “Etude théorique et expérimentale des matériaux à bandes interdites photoniques bidimensionnels en micro-onde: application à l’ultraréfraction,” PhD Thesis, Université Paris Sud-Paris XI, 2005.
- [44] A. Mekis, J. C. Chen, I. Kurland, S. Fan, P. R. Villeneuve, and J. D. Joannopoulos, “High Transmission through Sharp Bends in Photonic Crystal Waveguides,” *Phys. Rev. Lett.*, vol. 77, no. 18, pp. 3787–3790, Oct. 1996.
- [45] T. Baba, N. Fukaya, and J. Yonekura, “Observation of light propagation in photonic crystal optical waveguides with bends,” in *Integrated Photonics Research*, 1999.
- [46] M. Tokushima, H. Kosaka, A. Tomita, and H. Yamada, “Lightwave propagation through a 120 sharply bent single-line-defect photonic crystal waveguide,” *Applied physics letters*, vol. 76, no. 8, pp. 952–954, 2000.
- [47] K.-H. Lee, “Investigation and Fabrication of 2D Photonic Crystals Structures for Light Emission and Optical Modes Control at 1.55 μm ,” PhD Thesis, Université Paris Sud-Paris XI, 2008.
- [48] S. McNab, N. Moll, and Y. Vlasov, “Ultra-low loss photonic integrated circuit with membrane-type photonic crystal waveguides,” *Opt. Express*, vol. 11, no. 22, p. 2927, Nov. 2003.
- [49] Y. Yang, D. Yang, H. Tian, and Y. Ji, “Photonic crystal stress sensor with high sensitivity in double directions based on shoulder-coupled aslant nanocavity,” *Sensors and Actuators A: Physical*, vol. 193, pp. 149–154, Apr. 2013.
- [50] H. Benisty, J.-M. Lourtioz, A. Chelnokov, S. Combrie, and X. Checoury, “Recent advances toward optical devices in semiconductor-based photonic crystals,” *Proceedings of the IEEE*, vol. 94, no. 5, pp. 997–1023, 2006.
- [51] Y. Akahane, T. Asano, B.-S. Song, and S. Noda, “High-Q photonic nanocavity in a two-dimensional photonic crystal,” *nature*, vol. 425, no. 6961, pp. 944–947, 2003.
- [52] B.-S. Song, S. Noda, T. Asano, and Y. Akahane, “Ultra-high-Q photonic double-heterostructure nanocavity,” *Nature materials*, vol. 4, no. 3, pp. 207–210, 2005.

- [53] J. F. Algorri, D. C. Zografopoulos, A. Tapetado, D. Poudereux, and J. M. Sánchez-Pena, “Infiltrated Photonic Crystal Fibers for Sensing Applications,” *Sensors*, vol. 18, no. 12, Art. no. 12, Dec. 2018.
- [54] E. Chow, A. Grot, L. W. Mirkarimi, M. Sigalas, and G. Girolami, “Ultracompact biochemical sensor built with two-dimensional photonic crystal microcavity,” *Opt. Lett.*, vol. 29, no. 10, p. 1093, May 2004.
- [55] X. Wang, Z. Xu, N. Lu, J. Zhu, and G. Jin, “Ultracompact refractive index sensor based on microcavity in the sandwiched photonic crystal waveguide structure,” *Optics Communications*, vol. 281, no. 6, pp. 1725–1731, Mar. 2008.
- [56] J. S. Foresi, “Optical confinement and light guiding in high dielectric contrast materials systems,” PhD Thesis, Massachusetts Institute of Technology, 1997.

Chapitre. II

Outils de modélisation des structures
à cristaux photoniques

II.1 Introduction

La modélisation électromagnétique des propriétés des cristaux photoniques (CPs) joue un rôle major dans la procédure de création d'une structure. Plusieurs méthodes analytiques et numériques sont figurés pour analyser et étudier les caractéristiques et performances des structures proposées, comme la méthode des matrices de transfert [1], la méthode de différences finies dans le domaine temporel (FDTD) [2], la méthode des ondes planes [3] et la méthode des éléments finis (finite element method, FEM) [4]. Chaque méthode a ses propres avantages et inconvénients, parmi ces méthodes les plus dominantes et qui ont montré une efficacité, la méthode des ondes planes pour la détermination des bandes interdites photoniques et la méthode FDTD qui permet d'analyser la propagation et la distribution du champ électromagnétique dans les dispositifs optiques basés sur les CPs. Le développement du hardware et software informatique a rendu possible l'accélération des opérations de simulation. Dans cette thèse, nous utilisons pour la simulation les deux modules « BandSOLVE » et « FullWAVE » du logiciel de simulation RsoftCAD basés sur les méthodes des ondes planes et FDTD respectivement.

II.1.1 La méthode des ondes planes

Les bandes interdites photoniques d'une structure à CPs périodiques sont calculées par la technique de décomposition des ondes planes (Plane Wave Expansion, PWE), c'est une méthode efficace pour calculer les diagrammes des bandes [3], [5]. Cette méthode est basée sur la décomposition des champs électromagnétiques en une superposition d'ondes planes dans l'espace de Fourier [6], [7]. Elle permet de déterminer la fréquence, la polarisation, la symétrie et la distribution du champ pour les modes d'une structure photonique périodique. En résolvant ce problème aux valeurs propres, les champs électromagnétiques et les fréquences correspondant à chaque onde plane sont obtenus. Les équations de Maxwell amènent à une équation d'onde, dans un milieu en absence de sources, s'écrit (pour les champs électrique et magnétique) de la manière suivante : Pour le décrire, supposons que les composants électromagnétiques ont une dépendance temporelle harmonique de type $\exp(-i\omega t)$. Les équations de Maxwell différentielles s'écrivent :

$$\vec{\nabla} \times \vec{\mathbf{E}} = i\omega\mu_0\vec{\mathbf{H}} \quad (\text{II.1})$$

$$\vec{\nabla} \times \vec{\mathbf{H}} = -i\omega\epsilon_r(\vec{\mathbf{r}})\epsilon_0\vec{\mathbf{E}} \quad (\text{II.2})$$

Avec μ_0 et ϵ_0 sont respectivement la perméabilité magnétique et la permittivité diélectrique $\epsilon_r(\vec{r})$ étant la fonction diélectrique du cristal photonique. À partir des équations II.1 et II.2 de Maxwell précédentes découle l'équation d'onde suivante :

$$\vec{\nabla} \times \left(\frac{1}{\epsilon_r(\vec{r})} \vec{\nabla} \wedge \vec{H} \right) = \left(\frac{\omega}{c} \right)^2 \vec{H} \quad (\text{II.3})$$

Compte tenu de la périodicité de la permittivité, d'après le théorème de Bloch, le champ électromagnétique peut être développé en ondes planes comme suit :

$$\vec{H}(\vec{r}) = \sum_{\vec{G}} \sum_{\lambda=1,2} h_{G\lambda} \vec{\epsilon}_{\lambda} \exp(i(\vec{k} + \vec{G}) \cdot \vec{r}) \quad (\text{II.4})$$

De même pour la fonction diélectrique $\epsilon_r(\vec{r})$:

$$\frac{1}{\epsilon_r(\vec{r})} = \sum_{\vec{G}} \epsilon_r^{-1}(\vec{G}) \exp(i\vec{G} \cdot \vec{r}) \quad (\text{II.5})$$

Où \vec{k} est le vecteur d'onde appartenant à la première zone de Brillouin et \vec{G} le vecteur du réseau réciproque, \vec{e}_1 et \vec{e}_2 étant les vecteurs unitaires perpendiculaires aux vecteurs $(\vec{k} + \vec{G})$. En injectant les équations II.4 et II.5 dans l'équation II.3, nous arrivons à l'équation matricielle suivante :

$$\sum_{\vec{G}} |\vec{k} + \vec{G}| |\vec{k} + \vec{G}'| \epsilon_r^{-1}(\vec{G} - \vec{G}') \begin{pmatrix} \vec{e}_2 \cdot \vec{e}_2 & -\vec{e}_2 \cdot \vec{e}_1 \\ -\vec{e}_1 \cdot \vec{e}_2 & \vec{e}_1 \cdot \vec{e}_1 \end{pmatrix} h_{G'\lambda'} = \left(\frac{\omega}{c} \right)^2 h_{G\lambda} \quad (\text{II.6})$$

La résolution d'équation II.6 peut se faire en utilisant la méthode de diagonalisation. Pour différentes valeur du vecteur d'onde k , nous pouvons obtenir une série de fréquences propres ω (valeurs propres de la matrice) qui va constituer la structure de bande photonique. Cette méthode est bien adaptée à l'étude des CPs infiniment périodiques, elle a été utilisée par plusieurs auteurs pour la détermination de la BIP des structures triangulaires bidimensionnelles ainsi que la structure du graphite. Cependant, elle reste inadaptée pour le calcul de la transmission à travers un cristal fini et à l'étude des défauts de périodicité. Mais elle peut être adaptée pour étudier certaines

structures non périodiques comme les guides d'onde ou les cavités grâce à la technique des supercellules [8], mais pour assurer une convergence des calculs cette méthode nécessite un nombre important d'ondes planes, ce qui va induire un temps de calcul élevé et limite cette méthode. De plus, quand la structure étudiée ne présente pas de véritable périodicité (variation du facteur de remplissage par exemple), la méthode n'est plus valable et impose de recourir à des méthodes de différences finies dans le domaine temporel. La méthode des ondes plane permet également le calcul de la distribution des champs électriques et magnétiques de chacun des modes dans la structure ainsi que la densité d'état.

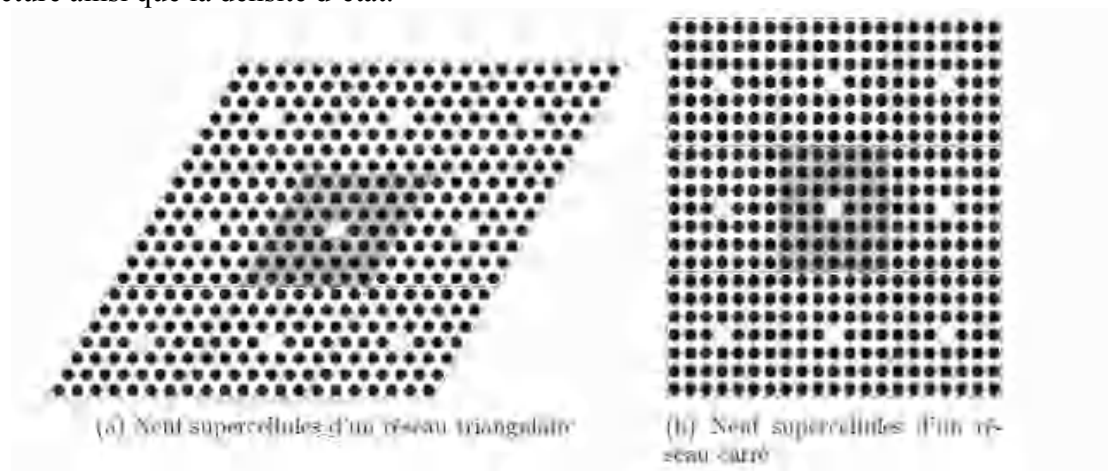


Figure II.1 Schéma d'une supercellule (partie grisée) comportant 7*7 inclusions ayant un défaut ponctuel.

II.1 La méthode de FDTD :

La méthode des différences finies dans le domaine temporel (Finite Difference Time Domain, FDTD) est une technique puissante pour la résolution des équations de Maxwell [10], [9], introduite en 1966 par K.S. Yee. Elle permet la résolution des équations différentielles dans le temps et dans l'espace, elle est simple et précise, applicable à des différentes études, plus couramment utilisée pour simuler des circuits en optique intégrée. À l'aide de la transformée de Fourier cette méthode permet de calculer de manière cohérente toutes les composantes du champ sur l'ensemble du domaine, fournissant des informations plus précises telles que le spectre de fréquence de plusieurs points de la structure. L'analyse des équations est effectuée dans le domaine temporel, ce qui permet une compréhension intuitive de la propagation des ondes électromagnétiques dans les milieux structurés tels que les CPs [11], [12]. Cela développe une compréhension intuitive du processus de propagation. Le principal inconvénient de la méthode FDTD est le temps de calcul long (souvent jusqu'à plusieurs jours) et l'espace mémoire important,

en particulier pour le calcul 3D, il nécessite beaucoup de ressources matérielles, ce qui devient excessif lorsque nous voulons calculer la structure. C'est pourquoi elle est utilisée pour les calculs 2D, car elle représente une technique essentielle pour le calcul des structures membranaires avec des CPs 2D, notamment pour évaluer les pertes latérales et verticales.

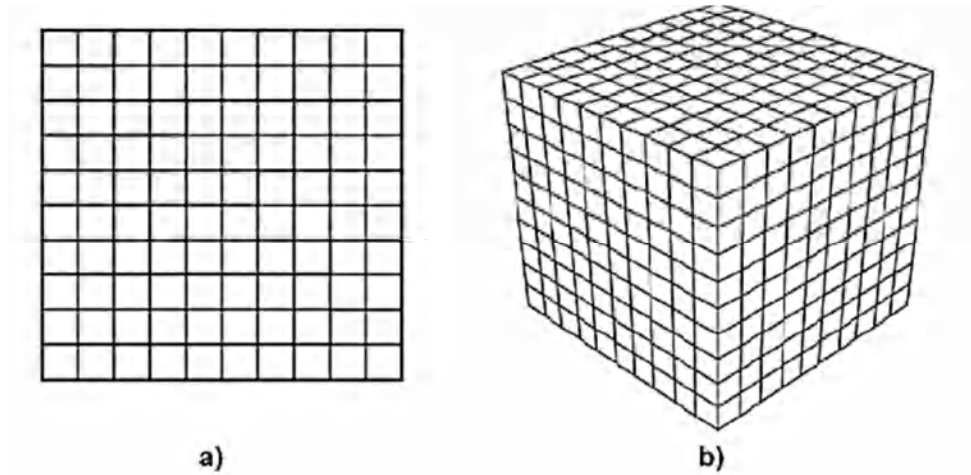


Figure II.2 Discretisation spatiale de la structure pour l'application de la méthode FDTD (a) 2D, (b) 3D.

II.3.a Principe de bases de la méthode

La méthode FDTD repose sur une résolution directe des équations de Maxwell, nous considérons un milieu linéaire, homogène, isotrope, et en l'absence de charges et de courants, (constante diélectrique réelle): les équations de Maxwell-Faraday et de Maxwell-Ampère s'écrivent comme suit dans un repère cartésien (x,y,z) :

$$\frac{\partial \vec{H}}{\partial t} = -\frac{1}{\mu} \nabla \times \vec{E} \quad (\text{II.7})$$

$$\frac{\partial \vec{E}}{\partial t} = \frac{1}{\varepsilon} \nabla \times \vec{H} \quad (\text{II.8})$$

- E et H désignent les champs électrique et magnétique.
- ε la permittivité électrique.
- μ la perméabilité magnétique.

Pour la périodicité suivant deux directions et invariante suivant la troisième direction comme le cas des cristaux phonique 2D, donc c'est possible de considérer deux systèmes d'équations indépendants, l'un décrivant la polarisation TM (Transverse Magnétique) et l'autre la polarisation TE (Transverse Electric) [13].

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{\partial E_x}{\partial t} = \frac{1}{\varepsilon} \left(\frac{\partial H_z}{\partial y} \right) \\ \frac{\partial E_y}{\partial t} = \frac{1}{\varepsilon} \left(-\frac{\partial H_z}{\partial x} \right) \\ \frac{\partial H_z}{\partial t} = \frac{1}{\mu} \left(\frac{\partial E_x}{\partial y} - \frac{\partial E_y}{\partial x} \right) \end{array} \right. \quad (\text{II.9})$$

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{\partial H_x}{\partial t} = \frac{1}{\mu} \left(-\frac{\partial E_z}{\partial y} \right) \\ \frac{\partial H_y}{\partial t} = \frac{1}{\mu} \left(\frac{\partial E_z}{\partial x} \right) \\ \frac{\partial E_z}{\partial t} = \frac{1}{\varepsilon} \left(\frac{\partial H_y}{\partial x} - \frac{\partial H_x}{\partial y} \right) \end{array} \right. \quad (\text{II.10})$$

La résolution numérique des systèmes d'équations aux dérivées partielles précédentes basées sur une discrétisation spatiale et temporelle aux différences finies.

À partir de leur développement de Taylor au second ordre. En utilisant les notations de Yee [2], [14], une fonction $f(x, y, t)$ qui peut représenter l'une des composantes électromagnétiques après sa discrétisation par un maillage de pas $\Delta x, \Delta y$ avec Δt le pas de temps sera notée :

$f^n(i, j) = f(i\Delta x, j\Delta y, n\Delta t)$ est calculée en des points discrets de l'espace-temps où i, j, n sont des entiers, l'approximant directe des opérations différentielles dans les équations par des différences finies centrées, dans le domaine spatiale suivant la variable x par :

$$\frac{\partial f^n(i, j)}{\partial x} = \frac{f^n(i + \frac{1}{2}, j, t) - f^n(i - \frac{1}{2}, j, t)}{\Delta x} + O(\Delta x^2) \quad (\text{II.11})$$

Et dans le domaine temporel par :

$$\frac{\partial f^n(i, j, k)}{\partial t} = \frac{f^{n+\frac{1}{2}}(i, j) - f^{n-\frac{1}{2}}(i, j)}{\Delta t} + O(\Delta t^2) \quad (\text{II.12})$$

Tel que l'approximation aux différences centrées donne une meilleure précision que l'approximation à droite ou à gauche. Cette solution génère une erreur d'ordre 2 représentée par le terme (Δx^2) ce qui rend cette approximation acceptable.

L'algorithme de Yee permet de calculer les composantes du champ électromagnétique dans le domaine temporel dans un arrangement dit à « saute-mouton » (**Figure II.3**) [15].

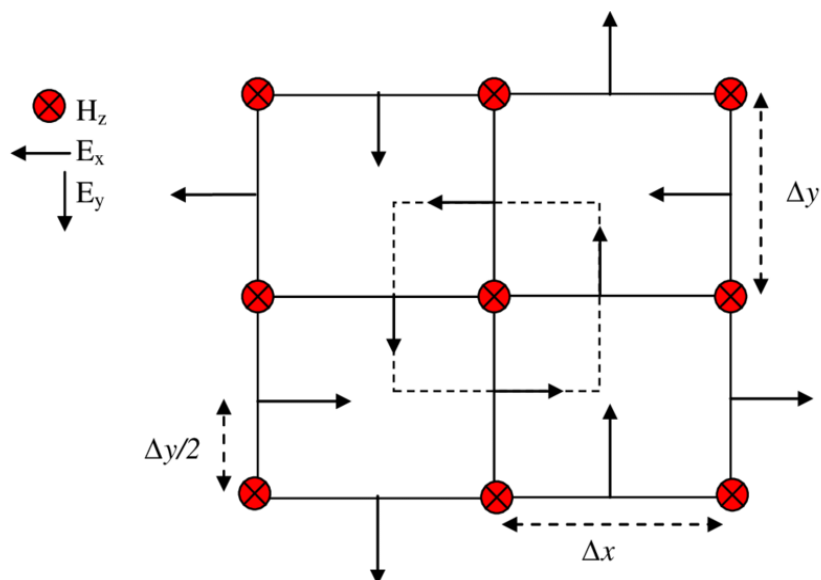


Figure II.3 Position des composants de champ électrique et magnétique dans l'espace discrète selon la méthode de Yee.

Le calcul des composantes du champ électrique et celles du champ magnétique se fait d'une manière alternée. Les champs électriques E sont calculés avec un décalage d'une demi-itération temporelle par rapport aux instants où sont calculés les champs magnétiques H . C'est-à-dire que H est calculé au temps $(t + n \cdot \Delta t)$, et E est calculé au temps $(t + 1/2 + n \cdot \Delta t)$. Ainsi le principe des dérivées centrées est conservé [16], [17].

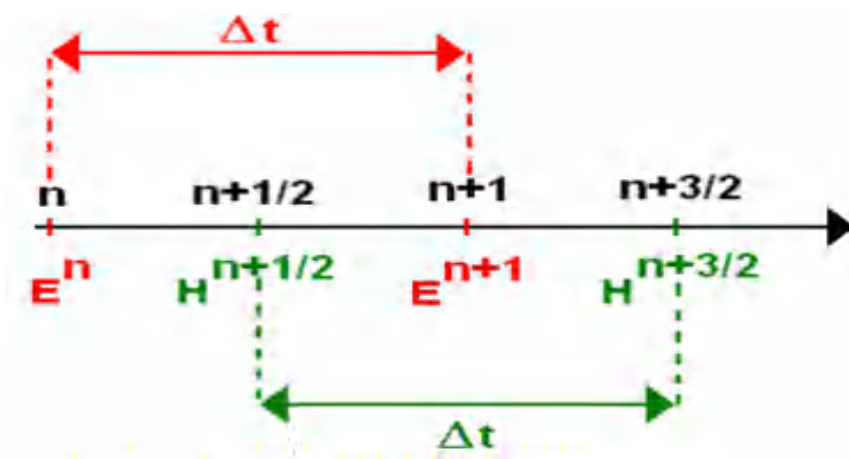


Figure II.4 Représentation de la discrétisation temporelle.

Le système des équations précédentes se simplifient. Pour la polarisation TM, nous avons :

$$\frac{H_z^{n+\frac{1}{2}}(i,j) - H_z^{n-\frac{1}{2}}(i,j)}{\Delta t} = \frac{1}{\mu} \left(\frac{E_x^n(i, j + \frac{1}{2}) - E_x^n(i, j - \frac{1}{2})}{\Delta y} - \frac{E_y^n(i, j + \frac{1}{2}) - E_y^n(i, j - \frac{1}{2})}{\Delta x} \right) \quad (\text{II. 13})$$

$$\frac{E_x^{n+1}(i,j) - E_x^{n-1}(i,j)}{\Delta t} = \frac{1}{\varepsilon} \left(\frac{H_z^{n+\frac{1}{2}}(i, j + \frac{1}{2}) - H_z^{n-\frac{1}{2}}(i, j - \frac{1}{2})}{\Delta y} \right) \quad (\text{II. 14})$$

$$\frac{E_y^{n+1}(i,j) - E_y^{n-1}(i,j)}{\Delta t} = \frac{1}{\varepsilon} \left(\frac{H_z^{n+\frac{1}{2}}(i - \frac{1}{2}, j) - H_z^{n-\frac{1}{2}}(i + \frac{1}{2}, j)}{\Delta x} \right) \quad (\text{II. 15})$$

Pour garantir la stabilité numérique du calcul, il convient de respecter la condition qui lie les pas spatiaux dans les deux directions au pas temporel Δt . Le critère suivant a été démontré (critère de stabilité de Courant-Friedrichs- Lewy) [18] :

$$\Delta t \leq \frac{1}{c \sqrt{\frac{1}{\Delta x^2} + \frac{1}{\Delta y^2}}} \quad (\text{II.16})$$

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

II.3.b Les conditions périodiques aux limites

Les ressources informatiques limitées rendent impossible d'étendre à l'infini le domaine discret de l'espace, obligeant les utilisateurs de FDTD à tronquer leur domaine de calcul, et dans les contraintes du domaine tronqué, il est impossible d'utiliser les équations classiques FDTD pour calculer tous les champs situés au bord du domaine, l'existence de frontières nécessite un traitement particulier pour empêcher que l'onde électromagnétique incidente sur ces "bords" ne se réfléchisse et revienne polluer le signal physique réel. Les conditions aux limites absorbantes et efficaces ont provoqué des recherches subtiles de la méthode FDTD. Plusieurs méthodes existent avec des philosophies différentes. Les conditions PML « Perfectly Matched Layers » [19], [20] qui peut être appliquée aux bords du domaine et qui est particulièrement intéressante pour la modélisation des CPs.

II.3.c Couche parfaitement absorbante

$$\frac{\sigma^e}{\epsilon} = \frac{\sigma^m}{\mu_0} \quad (\text{II. 17})$$

Ces conditions aux limites PML semble s'affirmer aujourd'hui comme la plus efficace et performante parmi les autres conditions absorbantes, sur une très large gamme d'incidences et de fréquences, cette technique repose sur le principe d'adaptation d'impédance à l'interface entre deux milieux de même indice mais dont l'un est absorbant avec des conductivités électriques σ^e et magnétiques σ^m non nulles (**Figure II.5**). Cette condition d'adaptation s'écrit l'onde arrivant du milieu incident n'est pas réfléchi vers celui-ci et se trouve atténuée dans le milieu absorbant.

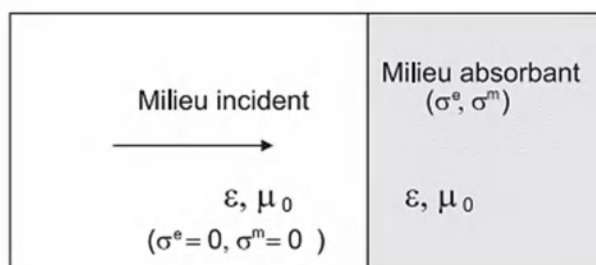


Figure II.5 Principe d'adaptation d'impédance.

Mais dans ce cas, l'adaptation d'impédance n'est possible qu'à incidence normale, des réflexions parasites à l'interface apparaissent dans le cas où l'onde, arrive à incidence oblique. L'astuce introduite par Bérenger dans les années 80 consiste à rendre le milieu absorbant et artificiellement biaxe[21]. L'absorption est non nulle suivant la normale à l'interface entre les deux milieux et elle est nulle suivant l'axe parallèle à l'interface (**Figure II.6**).

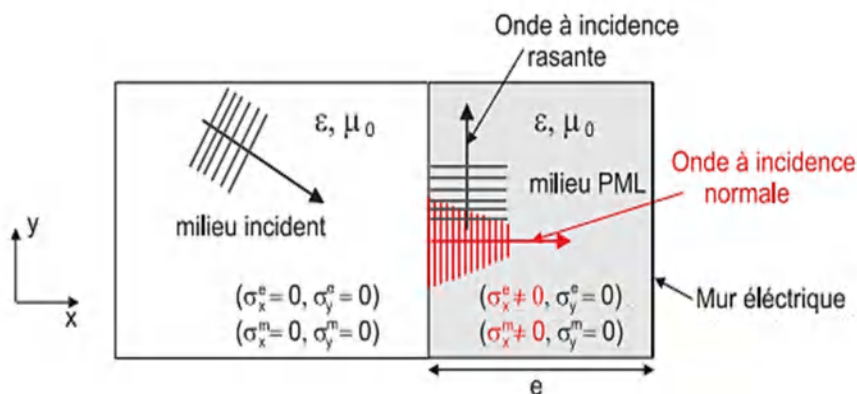


Figure II.6 Principe de fonctionnement d'une PML.

Dans le milieu PML, l'onde plane incidente est décomposée fictivement en deux ondes :

- ❖ Une onde se propageant sous incidence normale et vérifie l'équation II.17. Cette onde est atténuée et absorbée par le milieu PML et ne subit qu'une très faible réflexion vers le milieu incident.
- ❖ Une deuxième onde à incidence rasante qui ne subit aucune absorption dans le milieu PML. Cette onde, se propageant parallèlement à l'interface entre les deux milieux ne subit aucune réflexion et voit un milieu identique à celui de la fenêtre principale.

La forte absorption de l'onde dans le milieu PML, peut engendrer des réflexions parasites vers la structure étudiée. Ces réflexions, qui sont d'origine purement numérique, proviennent de la discontinuité induite par la discrétisation spatiale. En effet, la technique de discrétisation aux différences centrées est inadaptée dans le cas où les champs subissent de fortes variations. Une solution à ce problème est d'imposer une augmentation progressive de façon polynomiale de l'absorption σ dans la couche PML. Elle est donnée comme suit :

$$\sigma = \sigma_{max} \times \left(\frac{\rho}{e}\right)^n \quad (\text{II.18})$$

Avec :

σ_{max} est la conductivité maximale,

ρ Représente la profondeur dans la région PML mesurée à partir de l'interface,

e Désigne l'épaisseur de la couche PML

n Ordre de l'équation de croissance de la conductivité, ou encore appelé ordre de la PML.

Ce facteur est, dans la plupart des cas, choisi entre 2 et 5.

L'absorption part de zéro à l'interface PML-Domain de calcul et augmente pour atteindre sa valeur maximale au bord extérieur de la PML. La condition de mur électrique qui consiste à forcer à zéro les composantes tangentielles du champ électrique sont appliquées sur le bord extérieur de la couche PML (**Figure II.6**).

Ces conditions sont plus compliquées à mettre en œuvre que les conditions de MUR surtout si on limite l'utilisation des équations PML aux couches absorbantes [22]. Si le raccord des champs en 2D reste accessible, le raccord sur un maillage de YEE 3D est loin d'être simple. Cette difficulté

mise de côté, le principal inconvénient est le coût en mémoire et en temps de calcul. Le milieu biaxe entraîne une augmentation du nombre de composantes de champ à stocker et du nombre d'opérations à réaliser à chaque pas temporel. Si ces conditions PML sont à présent assez généralisées dans les études 2D, elles restent moins utilisées pour encore de nombreux calculs 3D où la réduction de l'espace mémoire et du temps de calcul passent encore avant la diminution des réflexions sur les bords du domaine (grandes structures, structures très résonantes).

II.3.d Approximation 2D-indice effectif

La technique de l'approximation 2D-indice effectif permet, au prix d'une définition moins fidèle de la géométrie, de simplifier de manière significative la résolution numérique d'un problème puisqu'elle ramène le calcul d'une structure 3D au calcul d'une simple structure bidimensionnelle [23], [24]. Le cristal photonique est considéré comme bidimensionnel infini dans la troisième dimension, mais avec un indice de réfraction différent de celui du matériau réel. Cet indice est choisi égal à l'indice effectif du mode fondamental de la membrane guidante.

Il dépend de la polarisation de la lumière et prend en compte la troisième dimension par le fait que la lumière rencontre un indice moyen entre le cœur et la gaine (**Figure II.7**).

Cette méthode a l'avantage d'être simple et peu consommatrice en temps de calcul. La comparaison de cette approximation avec l'approche purement 3D est dans notre cas destinée à

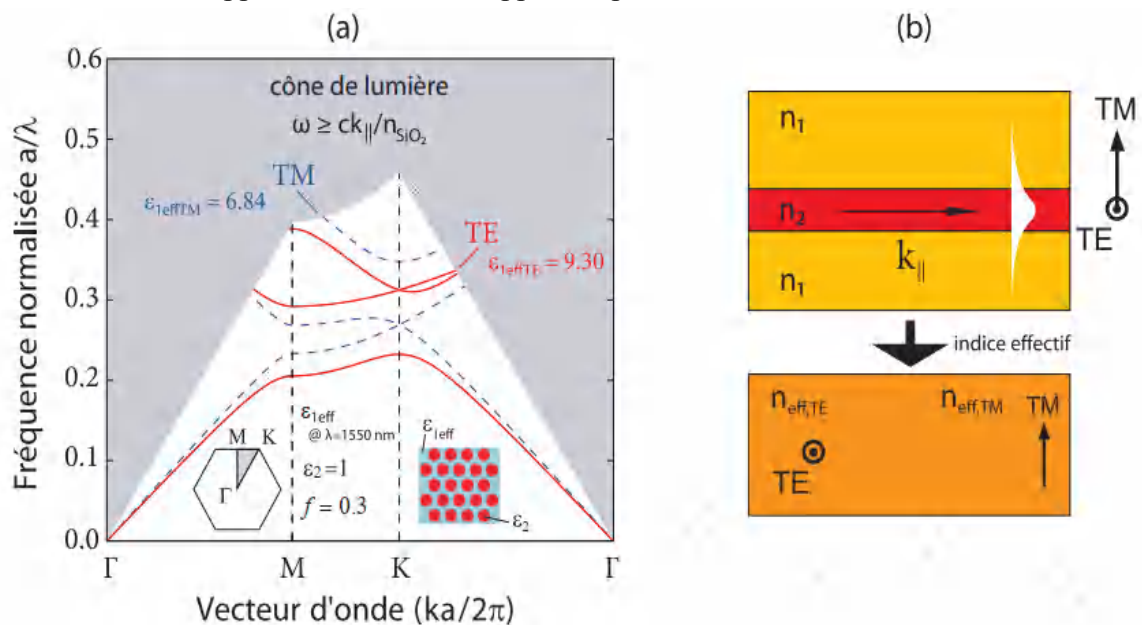


Figure II.7 (a) Relations de dispersion d'une structure à cristal photonique bidimensionnelle plane de trous d'air dans un substrat SOI calculée par la méthode de l'indice effectif, (b) Représentation schématique de la méthode de l'indice effectif. La structure devient 2D car invariante dans la direction verticale.

valider l'approche indice effectif qui sera adoptée dans nos modélisations FDTD, étant entendu que les calculs de structure de bandes réalisés par FDTD ou ondes planes donnent des résultats tout à fait similaires. Nous allons illustrer cette méthode en suivant les différentes étapes de calcul de la structure de bandes 2D du CP2D sur membrane définie ci-avant. Dans le plan de symétrie de cette membrane, le profil des modes est similaire à celui que l'on aurait dans le CP2D infini. Cependant, l'épaisseur finie influe, comme nous avons vu, sur la répartition verticale des modes. Le vecteur d'onde dans le plan se ramène à celui d'une onde plane se propageant dans un milieu uniforme d'indice effectif n_{eff} plus faible que dans le milieu infini. La figure II.7 (a) présente le diagramme de bandes d'un cristal photonique bidimensionnel planaire d'une membrane de silicium de 300 nm d'épaisseur dans une gaine en silice calculé par la méthode de l'indice effectif. Le facteur de remplissage $f=0.3$. Les indices effectifs des modes plan fondamentaux TE et TM valent respectivement $n_{\text{TE}} = 3.049$ et $n_{\text{TM}} = 2.616$ à la longueur d'onde de 1550 nm.

■ ■ Le logiciel de simulation RsoftCAD

Le RSoft CAD est un environnement qui permet de créer et de concevoir des dispositifs dans le domaine photonique à l'échelle nanométrique tels que : des guides d'ondes, des cavités résonantes, et d'autres dispositifs photoniques. Il comprend plusieurs paquets ou modules comme, Fullwave, BandSOLVE, GratingMOD et BeamPro, Laser MOD, DiffractMOD. Chaque module assure une fonction bien précise. La fenêtre de programme de CAD comporte une barre de menus en haut de la fenêtre, une barre des outils, qui porte plusieurs icônes, et la ligne d'état (**Figure II.8**). La même interface de mise en page Rsoft photonique CAD que les autres outils de composants. L'interface de CAD conviviale permet la définition précise d'un profil arbitraire sans limites associées à une approximation par morceaux. Résultats optimisés peuvent être trouvés rapidement et le processus de conception et de modélisation est entièrement paramétrable permettant des simulations de lots. Dans notre recherche de cette thèse, nous avons utilisé les deux modules Bandsolve et Fullwave. Tel que l'écran principale du logiciel Rsoft CAD (**Figure II.8**) comporte, une barre de menus en haut de la fenêtre, qui permet l'accès aux divers dossiers standards et les opérations d'édition, une barre d'outils qui porte plusieurs différentes commandes comme créer, sauvegarder et une barre d'état, qui fournit des informations sur le mode courant de disposition, avec l'affichage du même rang pendant le dessin.

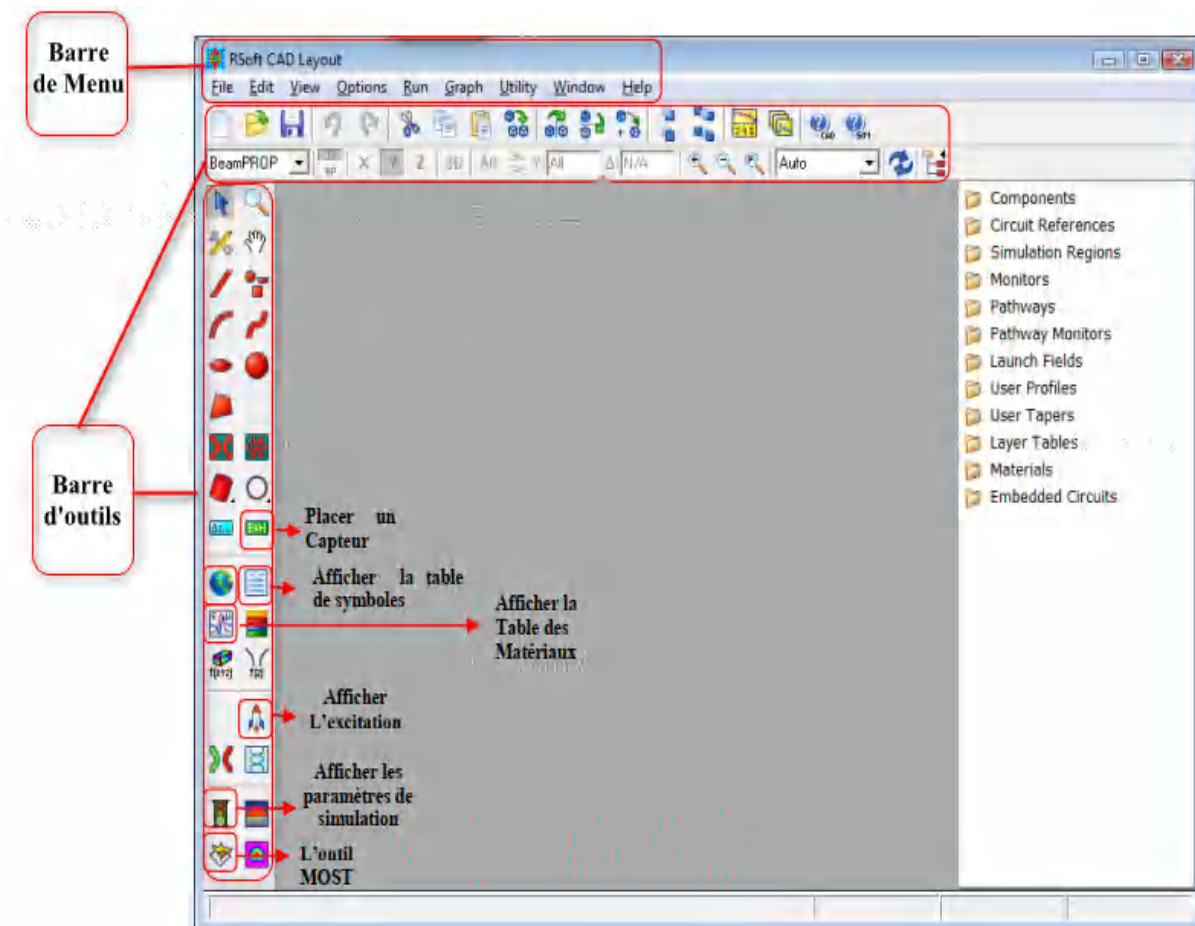


Figure II.8 Écran principal de RSOFT CAD.

II.4.a Le Module « BandSOLVE »

Ce module est basé sur la méthode de décomposition en ondes planes (Plane Wave Expansion, PWE), il permet de déterminer la bande interdite photonique des structures à cristaux photoniques bidimensionnelles et tridimensionnelles, d'autre part ce module peut produire les diagrammes de bande des structures périodiques sans défauts et avec défauts. De plus, il est applicable pour la modélisation des structures de fibre telles que les fibres à cristaux photoniques, qui sont particulièrement difficiles à étudier par d'autres outils de simulation. Enfin avant de fabriquer les dispositifs, le BandSOLVE permet d'optimiser les structures avec des géométries complexes et de déterminer les performances de ces composants.

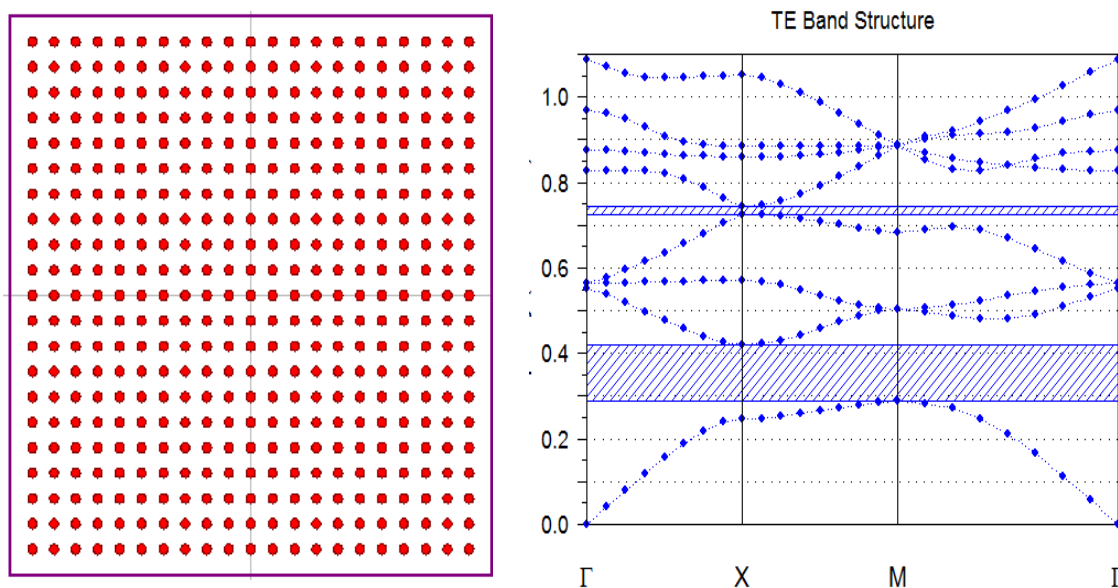


Figure II.9 Exemple d'une structure d'un réseau cubique 2D des trous d'air créée en Rsoft CAD avec le diagramme des bandes en mode TE calculé par le module BandsOLVE.

II.4.b Le Module « Fullwave »

Fullwave est un module de simulation du logiciel RSoft, basé sur la méthode FDTD [13]. Il est idéal pour étudier la propagation de la lumière pour une grande variété de structures photoniques et d'effectuer une simulation vectorielle complète dans ces structures. Fullwave permet d'obtenir les cartographies du champ électromagnétique en n'importe quel point de la structure. La connaissance de l'évolution du champ en fonction du temps permet également d'obtenir des informations sur la réponse spectrale de la structure. L'utilisation de Fullwave nécessite de définir les propriétés des matériaux (la permittivité électrique) et la géométrie de la structure d'un dispositif photonique, ainsi que l'environnement de la structure (les conditions aux limites). Fullwave peut modéliser avec précision des matériaux diélectriques et magnétiques, aussi bien que les matériaux anisotropes, dispersifs, et non linéaires. Donc FullWAVE a des applications dans une large gamme de dispositifs intégrés et nano-optiques.

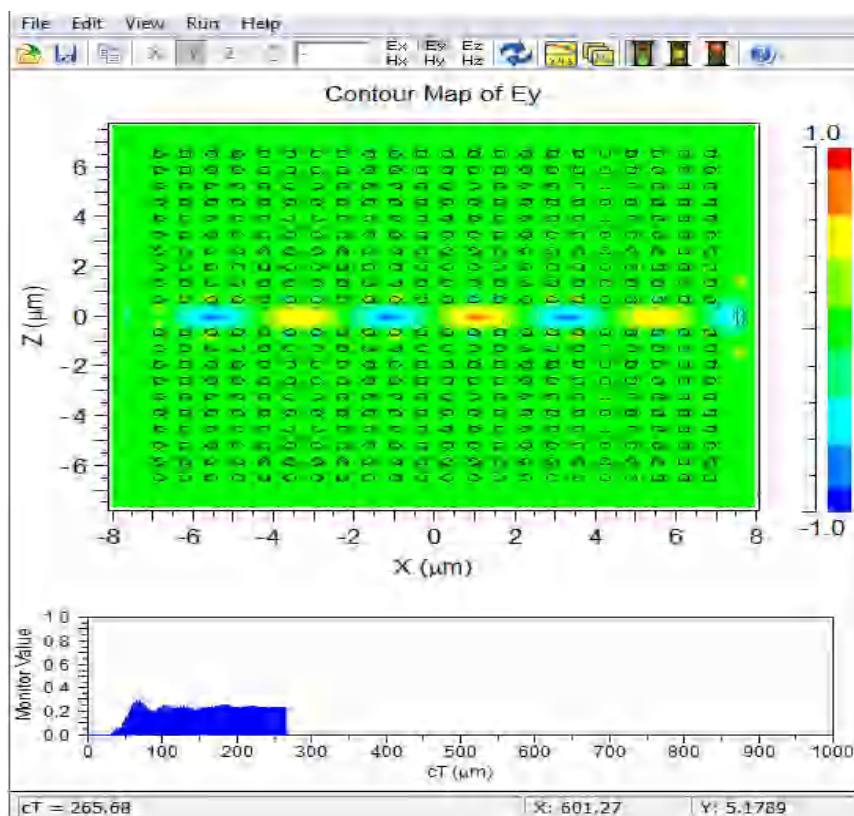


Figure II.10 Simulant la structure du guide d'ondes. L'affichage graphique montre un tracé de contour codé par couleur du champ optique.

■ ■ Conclusion

Nous avons présenté dans ce chapitre les méthodes qui permettent de caractériser les différentes propriétés d'une structure à cristaux photoniques, la première concerne la méthode PWE. Cette dernière permet de déterminer la position et la largeur de la bande interdite photonique d'une structure à CPs périodique. La deuxième méthode est la méthode FDTD a été largement utilisée et comme nous avons vu, à base de cette méthode numérique nous pouvons analyser spatialement et temporellement la propagation d'une onde dans ces structures périodiques et faire une optimisation de la taille des dispositifs. Nous donnons aussi une petite présentation du logiciel RsoftCad disponible au niveau de notre laboratoire de recherche, surtout les deux modules utilisés dans cette recherche qui sont le module Fullwave basé sur la méthode FDTD et Bandsolve basé sur la méthode PWE.

Références

- [1] M. C. Troparevsky, A. S. Sabau, A. R. Lupini, and Z. Zhang, “Transfer-matrix formalism for the calculation of optical response in multilayer systems: from coherent to incoherent interference,” *Opt. Express*, OE, vol. 18, no. 24, pp. 24715–24721, Nov. 2010.
- [2] K. S. Yee and J. S. Chen, “The finite-difference time-domain (FDTD) and the finite-volume time-domain (FVTD) methods in solving Maxwell’s equations,” *IEEE Trans. Antennas Propagat.*, vol. 45, no. 3, pp. 354–363, Mar. 1997.
- [3] S. Xiao, L. Shen, and S. He, “A plane-wave expansion method based on the effective medium theory for calculating the band structure of a two-dimensional photonic crystal,” *Physics Letters A*, vol. 313, no. 1–2, pp. 132–138, Jun. 2003.
- [4] G. Dhatt and G. Touzot, *Une présentation de la méthode des éléments finis*. Paris: Maloine, 1981.
- [5] R. D. Meade, K. D. Brommer, A. M. Rappe, and J. D. Joannopoulos, “Existence of a photonic band gap in two dimensions,” *Appl. Phys. Lett.*, vol. 61, no. 4, pp. 495–497, Jul. 1992.
- [6] K. M. Ho, C. T. Chan, and C. M. Soukoulis, “Existence of a photonic gap in periodic dielectric structures,” *Phys. Rev. Lett.*, vol. 65, no. 25, pp. 3152–3155, Dec. 1990.
- [7] J. D. Joannopoulos, R. D. Meade, and J. N. Winn, *Photonic crystals: molding the flow of light*. Princeton, N.J: Princeton University Press, 1995.
- [8] W. Zhi, R. Guobin, L. Shuqin, and J. Shuisheng, “Supercell lattice method for photonic crystal fibers,” *Opt. Express*, vol. 11, no. 9, p. 980, May 2003.
- [9] A. Taflove and S. C. Hagness, *Computational electrodynamics: the finite-difference time-domain method*, 3rd ed. Boston: Artech House, 2005.
- [10] K. Umashankar and A. Taflove, “A Novel Method to Analyze Electromagnetic Scattering of Complex Objects,” *IEEE Trans. Electromagn. Compat.*, vol. EMC-24, no. 4, pp. 397–405, Nov. 1982.
- [11] K. Yamada, H. Morita, A. Shinya, and M. Notomi, “Improved line-defect structures for photonic-crystal waveguides with high group velocity,” *Optics Communications*, vol. 198, no. 4–6, pp. 395–402, Nov. 2001.
- [12] M. Qiu and S. He, “Numerical method for computing defect modes in two-dimensional photonic crystals with dielectric or metallic inclusions,” *Phys. Rev. B*, vol. 61, no. 19, pp. 12871–12876, May 2000.
- [13] A. R. Zakharian, M. Brio, C. Dineen, and J. V. Moloney, “Stability of 2D FDTD algorithms with local mesh refinement for Maxwell’s equations,” *Communications in Mathematical Sciences*, vol. 4, no. 2, pp. 345–374, 2006.
- [14] Kane Yee, “Numerical solution of initial boundary value problems involving maxwell’s equations in isotropic media,” *IEEE Trans. Antennas Propagat.*, vol. 14, no. 3, pp. 302–307, May 1966.
- [15] A. Noual, “Modélisation des structures nano-plasmoniques et photoniques. Applications aux phénomènes de filtrage et à la conception de capteurs bioplasmoniques,” 2010.

- [16] S. G. Garcia, T. M. Hung-Bao, R. G. Martin, and B. G. Olmedo, "On the application of finite methods in time domain to anisotropic dielectric waveguides," *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*, vol. 44, no. 12, pp. 2195–2206, Dec. 1996.
- [17] K. Lan, Y. Liu, and W. Lin, "A higher order (2,4) scheme for reducing dispersion in FDTD algorithm," *IEEE Transactions on Electromagnetic Compatibility*, vol. 41, no. 2, pp. 160–165, May 1999.
- [18] R. Courant, K. Friedrichs, and H. Lewy, "Über die partiellen Differenzgleichungen der mathematischen Physik," *Math. Ann.*, vol. 100, no. 1, pp. 32–74, Dec. 1928.
- [19] W. P. Huang, C. L. Xu, W. Lui, and K. Yokoyama, "The perfectly matched layer (PML) boundary condition for the beam propagation method," *IEEE Photon. Technol. Lett.*, vol. 8, no. 5, pp. 649–651, May 1996.
- [20] W. C. Chew and W. H. Weedon, "A 3D perfectly matched medium from modified maxwell's equations with stretched coordinates," *Microw. Opt. Technol. Lett.*, vol. 7, no. 13, pp. 599–604, Sep. 1994.
- [21] J.-P. Berenger, "A perfectly matched layer for the absorption of electromagnetic waves," *Journal of Computational Physics*, vol. 114, no. 2, pp. 185–200, Oct. 1994.
- [22] G. Mur, "Absorbing Boundary Conditions for the Finite-Difference Approximation of the Time-Domain Electromagnetic-Field Equations," *IEEE Trans. Electromagn. Compat.*, vol. EMC-23, no. 4, pp. 377–382, Nov. 1981.
- [23] Kin Seng Chiang, "Analysis of the effective-index method for the vector modes of rectangular-core dielectric waveguides," *IEEE Trans. Microwave Theory Techn.*, vol. 44, no. 5, pp. 692–700, May 1996.
- [24] M. Hammer and O. V. Ivanova, "Effective index approximations of photonic crystal slabs: a 2-to-1-D assessment," *Opt Quant Electron*, vol. 41, no. 4, pp. 267–283, Mar. 2009.

Chapitre. III

Propriété d'un résonateur en anneau
pour application aux : filtrage et
multiplexage

Introduction

Les liens de communication optique sont utilisés depuis une trentaine d'années pour des communications longue distance. En plus des plus hauts débits qu'ils proposent, ils présentent l'avantage d'être insensibles au bruit électromagnétique et les faibles pertes de propagation sur fibre permettent de limiter le nombre de répéteurs. Aujourd'hui, nous utilisons les technologies de communication optique sur des distances de plus en plus courtes. Par exemple, dans les centres de traitement de données, des fibres optiques connectent différents serveurs et différentes baies sur des distances allant d'un mètre au plusieurs centaines de mètres. Dans un futur proche, les technologies optiques seront amenées à être employées sur des distances de l'ordre du centimètre pour connecter différentes puces ou bien réaliser des communications intra-puce et remplacer les interconnexions électriques.

La distribution du nœud de fibre à l'utilisateur individuel est toujours une tâche difficile. Avec la technologie de multiplexage par répartition en longueur d'onde (WDM) a permis le transfert d'un nombre N d'ondes lumineuses à travers une seule fibre optique. La technologie WDM à base des résonateurs est classée comme Multiplexage par répartition en longueur d'onde Grossière (CWDM) et Multiplexage par répartition en longueur d'onde Dense (DWDM). Le développement des cristaux photoniques a conduit les chercheurs à produire des dispositifs photoniques interconnectés comme les diviseurs [1], les capteurs [2], les multiplexeurs [3] etc. La capacité des résonateurs optiques à manipuler, confiner et contrôler la lumière dans différent directions de l'espace suscite de nombreuses applications. Celles-ci se situent principalement dans les domaines de l'informatique et de la communication, avec la fabrication de dispositifs reproduisant les principes opérationnels des différents composants d'un circuit intégré, en utilisant les photons comme porteur d'information à la place des électrons. La lumière a en effet plusieurs avantages par rapport aux électrons. Elle peut voyager dans un matériau diélectrique plus rapidement qu'un électron dans un fil métallique ; elle peut porter une grande quantité d'information par seconde ; les interactions entre photons et matériau diélectrique sont moins importantes que celles entre électrons et matériau métallique, ce qui réduit les pertes d'énergie.

Dans ce chapitre nous donnons la définition des résonateurs en anneau qui sont largement étudiés au cours des dernières décennies. Compte tenu de leur importance dans plusieurs applications, il est obligatoire d'avoir une connaissance globale de leurs propriétés, telles que son régime de

couplage, son facteur de qualité, et donne quelques exemples qui sont fait sur les résonateur en anneau à base des cristaux photoniques.

III.2 Type des résonateurs optiques

Les résonateurs optiques peuvent être fabriqués avec différentes configurations suivant la taille et la forme [4]. Les résonateurs les plus connus sont les résonateurs de type Fabry-Pérot (FP) [5], résonateurs à modes de galerie [6], [7] et résonateur en anneau [8]–[10]. Ces types de résonateurs ont un facteur de qualité Q très grand. Une courte description des quelques types de résonateurs est :

III.2.1 Résonateur de Fabry-Pérot

L'un des types de résonateurs les plus simples est l'interféromètre de FP qui a été inventé en 1899 [11], [12]. Essentiellement réalisé avec deux miroirs semi-réfléchissants à hauts coefficients de réflexion R_1 et R_2 qui sont positionner en parallèle, et séparés par une distance donnée L . Cette configuration souffre de quelques problèmes tels que la diffraction et le désalignement angulaire, qui réduisent la finesse et le facteur de qualité. Parmi les différentes géométries examinées, les résonateurs sphériques de FP (**Figure III.1**), dans lesquels les miroirs sphériques sont utilisés pour faciliter l'alignement des miroirs, présentent la perte de diffraction la plus faible et sont plus faciles à mettre en place [13]. Ces résonateurs sont utilisés dans une variété d'applications, y compris l'analyse du spectre laser.

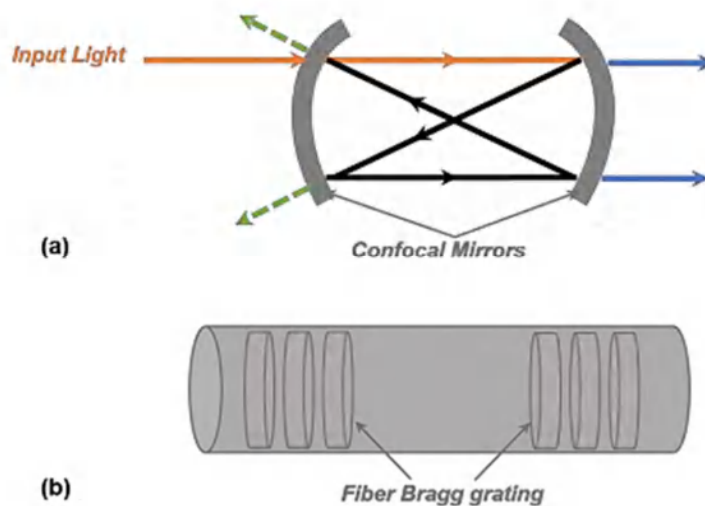


Figure III.1 (a) Configuration de base de la propagation des ondes dans un résonateur confocal Fabry pérot, (b) Résonateur de Fabry Pérot basé sur un réseau de Bragg à fibres.

Comme représenté sur la figure III.1 (a), la lumière incidente entrant dans le résonateur FP subira de multiples réflexions à l'intérieur des miroirs de sorte que la lumière puisse interférer plusieurs fois avec elle-même. La lumière subira une interférence constructive car elle se réfléchit dans les deux sens à l'intérieur du résonateur si et seulement si le double de l'espacement entre les miroirs est un nombre entier de la longueur d'onde du laser. Un autre exemple la structure de fibre à réseau de Bragg qui base sur l'interféromètre de FP représenté dans la figure III-1 (b) a plusieurs applications comme capteur à un rythme rapide en raison de leur haute sensibilité, compacité, robustesse, immunité aux interférences électromagnétiques température, humidité [14], [15].

III.2.2 Résonateurs à modes de Galerie:

Une autre classe intéressante de ces résonateurs optiques exploite le confinement des faisceaux lumineux dans des structures diélectriques à symétrie circulaire sont les résonateurs à Modes de Galerie ("Whispering Gallery Modes" (WGM)), existent dans une variété de structures géométriques qui ont été largement étudiées. Parmi ces géométries les plus courantes sont les résonateurs microsphères [16], microdisques [17] et microtoroïdaux [18], [19]. Ils ont été identifiés et interprétés par Lord Rayleigh en 1877 comme étant une propagation des ondes acoustiques par réflexions successives le long d'un mur incurvé [20] puis plus tardivement en s'intéressant aux propriétés optiques de ces modes. En 1909, Debye décrivit les fréquences propres de résonance dans des sphères libres métalliques et diélectriques. Dans le domaine optique, un mode de galerie est une onde qui correspondent à la propagation guidée par réflexion totale interne de la lumière d'une surface fermée (résonateur), revient périodiquement à son point de départ et interfère avec elle-même ce qui lui donne des propriétés de phase particulières. La lumière dans ces résonateurs peut être vue comme des tores lumineux confinés par réflexion totale interne à la surface des

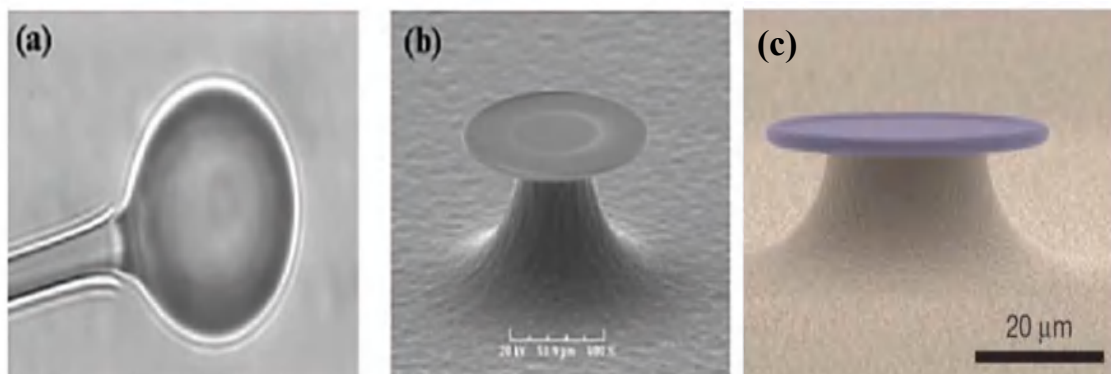


Figure III.2 Résonateurs WGM (a) Microsphères, (b) Microdisques, (c) Microtoroïdaux [19].

résonateurs. Ils présentent des propriétés exceptionnelles, comme le volume de mode extrêmement petit, une puissance très élevée, densité et valeurs de facteur Q exceptionnelles. Différentes études et applications avec ce type de résonateurs comme capteurs [21], [22] ou spectroscopie de Raman [23].

III.2.3 Résonateur en anneau

A partir de la littérature un résonateur en anneau est un dispositif constitué d'une cavité optique formée par un guide d'onde circulaire et un ou plusieurs guides d'onde disposés à proximité de celle-ci. Les résonateurs en anneau sont des dispositifs où la lumière pénètre dans ce résonateur avec des interférences constructives équidistantes. La fonction de transfert résultante peut être utilisée pour de nombreuses applications telles que le filtrage, le multiplexage en longueur d'onde WDM [24], et les modulateurs [25].

Les configurations de base, d'un résonateur en anneau peuvent être décrit en deux structures principales qui s'est appelée résonateur en anneau all-pass et add-drop comme illustré dans les figures III.3 (a) et (b) respectivement.

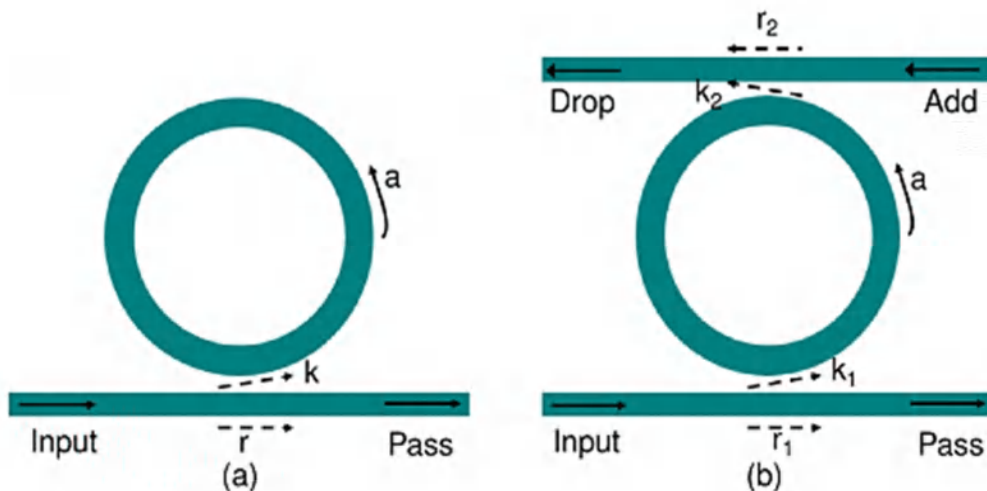


Figure III.3 Configuration du résonateur en anneau (a) All-pass, (b) Add-drop.

Le résonateur en anneau All-Pass est le résonateur de forme la plus simple qui permet le couplage unidirectionnel entre un résonateur en anneau de rayon R et un guide d'onde (**Figure III.3 (a)**).

Le guide d'onde typiquement rectiligne est rapproché de la cavité circulaire de manière à ce que lorsqu'une puissance optique est injectée dans le port d'entrée du dispositif, une partie du flux lumineux passe dans la cavité par couplage évanescent. La zone de proximité entre ce guide d'onde

et la cavité est nommée coupleur et le ratio de puissance optique pénétrant dans la cavité est appelé coefficient de couplage noté k . Le flux lumineux dans la cavité est également couplé à son tour au guide d'onde rectiligne, ce qui crée à la sortie du dispositif un port Pass.

Dans la deuxième configuration du résonateur en anneau add-drop (**Figure III.3 (b)**), un deuxième guide d'onde est ajouté du côté opposé au premier, créant ainsi deux ports supplémentaires, communément appelés port Add et port Drop. A la sortie du port Drop, un phénomène d'interférences constructives se produit à certaines longueurs d'onde. Cette configuration peut donc être utilisée comme un filtre passe bande dans le but de démultiplexer les différentes porteuses optiques d'un système de transmission.

III.3 Caractéristique d'un résonateur en anneau

Les résonateurs en anneau peuvent être décrits par certains caractères important qui sont également généralement utilisés pour décrire les filtres optiques.

a. Principe de fonctionnement

Comme elle présente la figure III.4, plusieurs longueurs d'onde entrées dans le terminal 1 seront partiellement couplées dans l'anneau via le coupleur 1. L'onde optique dans l'anneau sera partiellement couplée dans le guide d'ondes droit via le coupleur 2 et sortie du terminal 2.

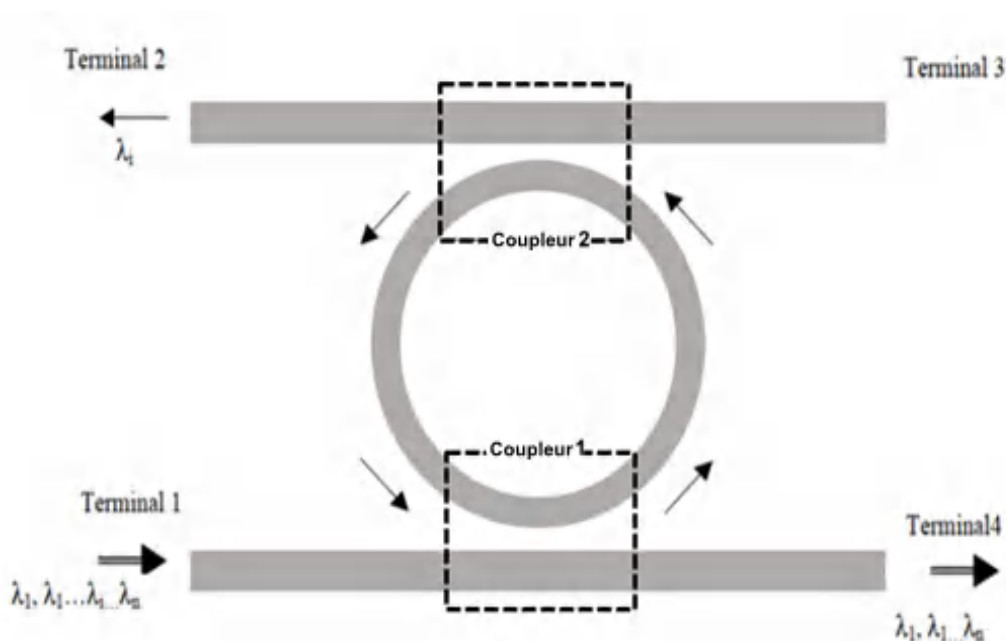


Figure III.4 Principe de transmission dans résonateur en anneau.

Si la longueur d'onde, par exemple, λ_i satisfait la condition de résonance, les longueurs d'onde du mode de résonance sont donc données par :

$$\lambda_{res} = \frac{n_{eff} * L}{m} \quad (\text{III. 1})$$

Le couplage de l'onde avec la longueur d'onde, λ_i sera renforcé et tous les autres seront supprimés. En conséquence, seul, λ_i sera supprimé du terminal 2, tandis que le reste des longueurs d'onde traversera et sortira du terminal 4. Ici, n_{eff} est l'indice effectif du guide d'ondes de flexion, L est la longueur de l'anneau et m est un entier. La condition d'interférence constructive est alors :

$$\theta = 2\pi * m$$

b. Intervalle spectral libre

Nous appelons intervalle spectral libre FSR (free spectral range) la séparation en longueur d'onde entre deux pics adjacents. Il peut être exprimé par les expressions suivantes :

$$FSR = \frac{\lambda^2}{n_g L} \quad (\text{III. 2})$$

Avec n_g l'indice de réfraction du groupe des modes du guide d'ondes.

c. Indice de groupe

Nous trouvons l'indice de groupe dans le dénominateur de FSR qui prend en compte la dispersion du guide d'onde et il est défini par :

$$n_g = n_{eff} - \lambda_0 \frac{dn_{eff}}{d\lambda} \quad (\text{III. 3})$$

d. Largeur totale à mi-hauteur

Un autre paramètre important est la largeur de résonance, qui est définie comme la largeur totale à mi-hauteur FWHM (the full-width at half-maximum) de bande de la ligne de résonance. La largeur à mi-hauteur peut être déduite à travers le spectre de résonance et qui est inversement proportionnelle à son facteur de qualité noté Q .

$$FWHM = \frac{\lambda_{res}}{Q} \quad (\text{III. 4})$$

Où λ_{res} est la longueur d'onde de résonance.

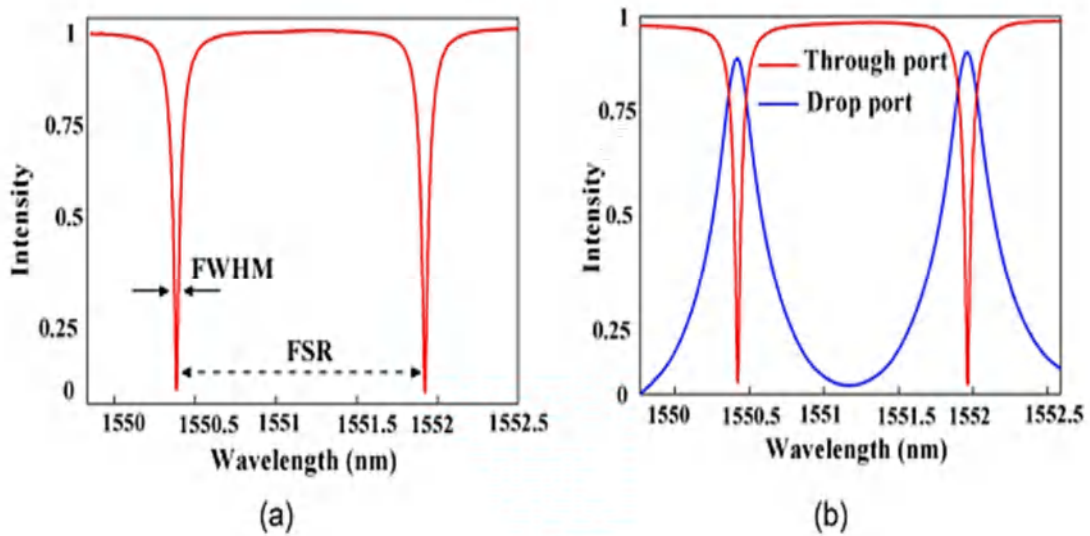


Figure III.5 Exemple de spectre de transmission d'un résonateur en anneau (a) All-pass, (b) Add-drop.

e. Facteur de qualité

Pour un filtre à base d'un résonateur en anneau, le paramètre permettant de quantifier l'acuité de la résonance est le facteur de qualité Q , ce paramètre a une propriété importante pour décrire ses performances, il est défini comme la mesure universelle de la capacité d'un résonateur à conserver l'énergie. La durée de vie τ_{ph} des photons à l'intérieur du micro-résonateur est très élevée, cette durée de vie est liée à la notion de facteur de qualité Q de la cavité par la relation :

$$Q = \omega \tau_{ph} \quad (\text{III. 5})$$

Avec ω la pulsation du champ considéré. Une interprétation énergétique de Q est également possible : il s'agit du rapport entre l'énergie moyenne E dans le mode résonant et de l'énergie ΔE dissipée dans ce même mode sur une période d'oscillation près à 2π :

$$Q = 2\pi \frac{E}{\Delta E} \quad (\text{III. 6})$$

Cette interprétation énergétique nous permet de définir τ_{ph} comme étant la durée caractéristique d'amortissement de l'énergie à l'intérieur de la cavité. Si nous considérons $\Delta\omega$ la largeur de la résonance à la pulsation ω , le facteur de qualité s'écrit également :

Dans le cas idéal d'un résonateur sans perte, la durée de vie et par conséquent Q seraient quasi-infini. Ceci correspondrait à une résonance infiniment fine :

$$Q = \frac{\lambda}{\Delta\lambda} \quad (\text{III. 7})$$

Dans le cas réel d'une sphère isolée, des pertes existent sont la somme de tous les différents termes de perte qui définit le coefficient de qualité de la résonance:

$$Q_0^{-1} = Q_{diff}^{-1} + Q_{att}^{-1} + Q_{surf}^{-1} \quad (\text{III. 8})$$

Le premier terme correspond aux pertes dues à la diffraction de l'onde à la surface du résonateur. Il s'agit là de pertes intrinsèques à la cavité dont la valeur ne dépend que de la taille du résonateur et de la résonance considérée. Le deuxième terme représente les pertes lors de la propagation dues au fait que les matériaux utilisés ne sont pas totalement transparents (nous avons une absorption dans le milieu), donc le facteur de qualité est limité par l'atténuation. Le dernier terme provient de la diffusion par les irrégularités de surface du résonateur, c'est-à-dire sa rugosité.

f. Finesse

La finesse est définie comme le rapport de la FSR et de la largeur de résonance d'une résonance, c.-à-d. une mesure de la netteté des résonances par rapport à leur espacement.

$$\text{Finesse} = \frac{\text{FSR}}{\text{FWHM}} \quad (\text{III. 9})$$

III.4 Filtre à base d'un résonateur en anneau de type Add/Drop

Le filtre à résonateur en anneau de type Add/Drop (ADF) est l'un des composants requis pour la possibilité d'ajouter ou de supprimer un ou plusieurs canaux d'une longueur d'onde d'un signal multiplexé, ce traitement est une fonction essentielle dans les réseaux optiques[26]. Deux plans miroirs peuvent être considérés pour la structure du filtre de la figure III.6, l'un est perpendiculaire aux guides d'ondes et l'autre est parallèle aux guides d'ondes [27]–[29]. Pour éliminer le signal réfléchi, considérons une structure à symétrie miroir perpendiculaire aux deux guides d'ondes. Supposons qu'il existe deux modes locaux avec des symétries différentes par rapport au plan miroir. L'un est symétrique pair et l'autre est symétrique impair. Nous observons dans la figure III.6 que le mode pair se désintègre avec la même phase dans les directions avant et arrière. Cependant, le mode impair se désintègre dans le sens direct, déphasé par rapport à l'amplitude de la désintégration inverse (**figure III.6 (b)**). Lorsque les deux processus d'effet tunnel sont combinés, l'amplitude de la réduction dans la direction opposée des deux guides d'ondes est annulée, ce qui est clairement illustré sur la figure III.6 (c). Il convient de noter que pour que l'annulation se produise, les formes de ligne des deux résonances doivent se chevaucher. Cela

signifie que les deux résonances doivent avoir sensiblement la même longueur d'onde de résonance et la même bande passante.

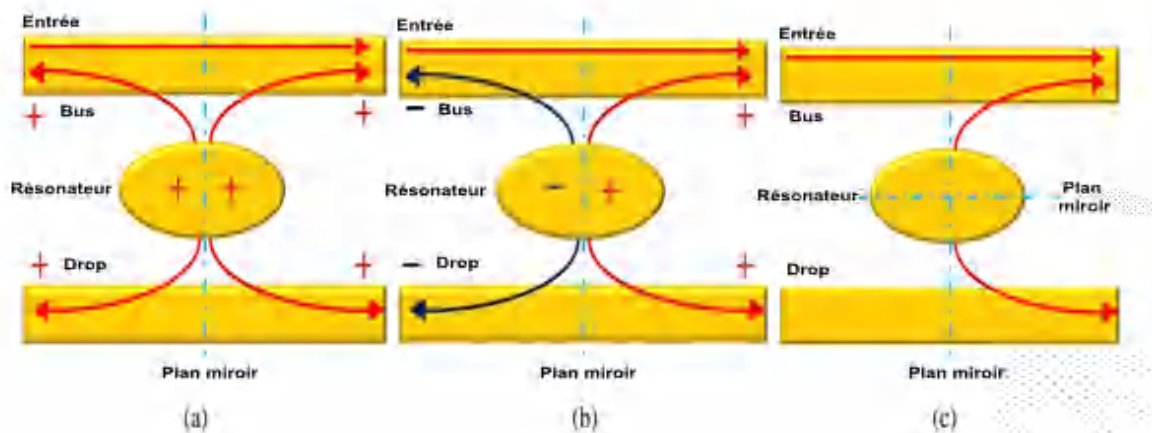


Figure III.6 Processus de tunnellation de canal pour un système de résonateur prenant en charge le transfert de signal vers l'avant [27].

De plus, en raison de l'apparition d'une dégénérescence, l'onde incidente interfère de manière destructive avec l'amplitude de la réduction vers l'avant dans le guide d'ondes de bus, annulant ainsi toute puissance se propageant dans le guide d'ondes de bus. La symétrie du mode résonant par rapport au miroir parallèle au guide d'onde détermine le sens de propagation de l'onde dans le filtre ADF. Les figures III.7(a), (b) et (c) montrent que les deux modes sont uniformes par rapport au miroir parallèle, l'amplitude de la réduction vers l'arrière le long du guide d'ondes descendant est annulée. La totalité de la puissance est transférée dans la direction arrière du guide drop.

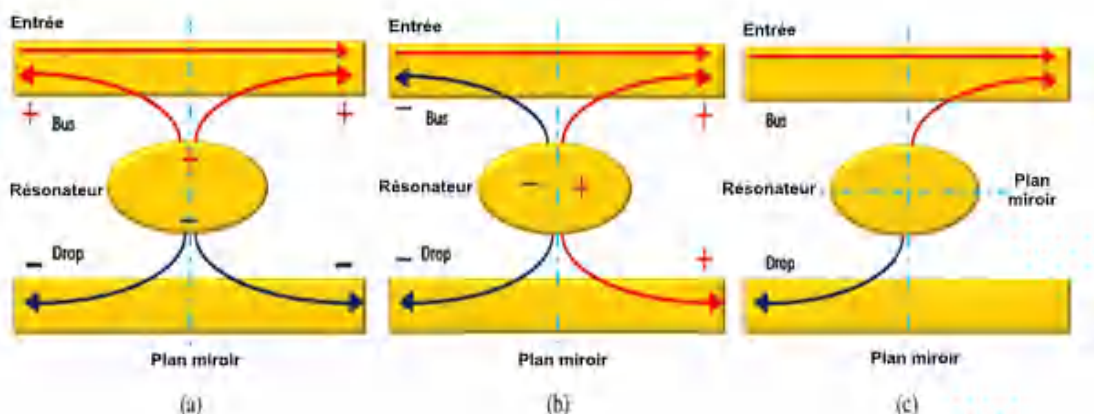


Figure III.7 Processus de tunnellation de canal pour un système de résonateur prenant en charge le transfert de signal vers l'arrière [27].

III.5 Résonateur en anneau à base des cristaux photoniques

L'un des objectifs prometteurs du développement de la technologie d'optique intégrée est la conception et la fabrication des dispositifs optiques de haute qualité, à l'échelle du micronanomètre. Pour un traitement ultra-rapide de l'information et du calcul tout optique, cela liés au développement de nouveaux matériaux et technologies optiques, pour contrôler le flux de photons est dans ce contexte, les cristaux photoniques ont ouvert la voie vers une forte miniaturisation des circuits optiques. Ils sont particulièrement intéressants, dans les systèmes tout optiques.

De la même manière, d'un ADF traditionnel présenté précédemment, un filtre ADF à CPs peut être formé en supprimant une rangée de colonne d'une structure CPs (guide d'onde de défaut W1 line) et une forme d'anneau (ou de piste) de colonnes pour fonctionner comme un guide d'onde de bus et un résonateur en anneau compact, respectivement.

Les filtres ADF à CPs ont attiré une grande attention pour leur potentiel dans la réalisation d'une taille ultra-compacte et pour des schémas de couplage et d'intégration flexibles [30]–[32]. Basés sur le confinement par BIP, des résonateurs en anneau ultra-compacts à l'échelle de la longueur d'onde peuvent être fabriqués dans des réseaux photoniques cubiques, hexagonaux et autres. En fin, le plus petit résonateur en anneau à cristaux photoniques (Photonic Crystal Ring Resonator, PCRR) peut être considérée comme une cavité CP à défaut ponctuel unique, ce qui peut présenter une très faible perte avec un facteur de qualité extrêmement élevé (Q) et un volume modal d'anneau ultra petit (V). Potentiellement, les PCRR présentent une solution pour surmonter l'obstacle de mise à l'échelle des résonateurs traditionnels.

Nous donnons quelques exemples des structures de filtres à CPs proposés suivant les différentes formes.

III.5.1 Filtre à résonateur en anneau de forme circulaire

Le filtre proposé est conçu en utilisant un CP à deux dimensions de tiges diélectriques dans un réseau carré. La figure III.8.a montré la structure schématique du filtre CDF [33], qui se compose des guides d'ondes bus et drop et d'un résonateur en anneau circulaire (élément de couplage). En outre, il comporte quatre ports, parmi lesquels les ports A et B sont les terminaux d'entrée et de sortie du guide bus, alors que les ports C et D sont les terminaux du guide drop et sont désignés par port d'extraction vers l'avant et port d'extraction vers l'arrière, respectivement. Le PCRR est formé par des défauts ponctuels (en omettant quelques tiges du CP).

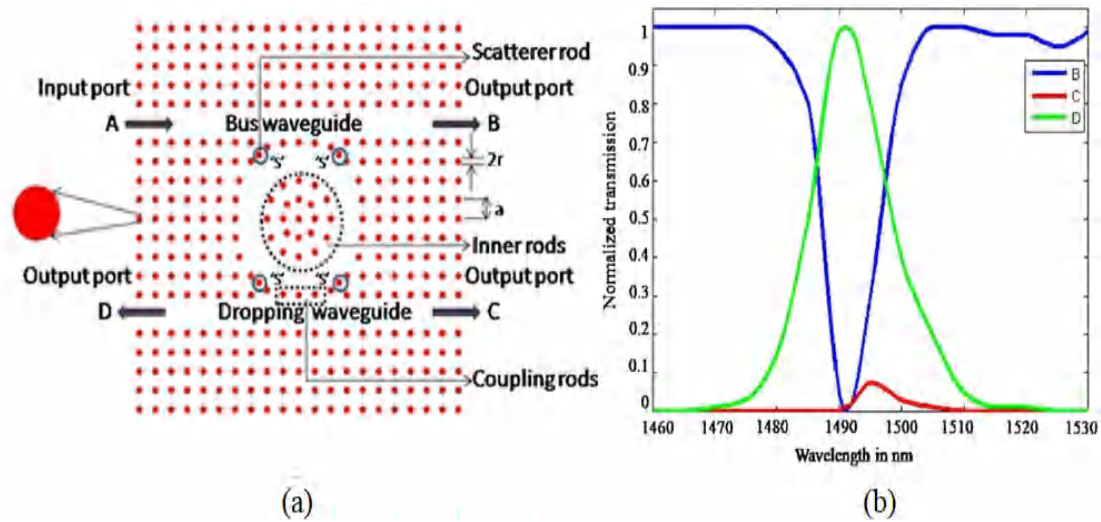


Figure III.8 (a) Structure schématique, (b) Spectres de transmission normalisée du CDF à base de PCRR de forme circulaire.

La forme circulaire du résonateur est structurée en faisant varier la position des tiges intérieures et extérieures de leurs positions initiales vers le centre. Dans le but d'améliorer l'efficacité d'extraction et la sélectivité spectrale en supprimant les modes de contre-propagation, des tiges de dispersion ('s') sont placées à chaque coin des quatre côtés du résonateur avec une constante de demi-réseau. Les propriétés du matériau et la dimension des tiges de dispersion sont similaires aux autres tiges de la structure. Les spectres de la transmission normalisée du filtre Channel Drop sont obtenus à l'aide de la technique 2D-FDTD et sont illustrés sur la figure III.8 (b). La longueur d'onde de résonance du filtre est observée à 1491 nm. La simulation indique une efficacité d'extraction de 100% et un facteur de qualité de 114.69.

III.5.2 Filtre à résonateur en anneau de forme Carrée

La structure considérée (**Figure III.9**) est constituée de CP 2D de type tiges dans un réseau carré [34]. L'indice de réfraction des tiges diélectriques est de 3.59, entourés par le fond d'air ($n=1.00$). Le rayon de la tige et la constante de réseau (distance entre deux tiges adjacentes) sont respectivement de 100 et 540 nm. La plage de bande interdite magnétique transversale (TM) de la structure est de $0.303 a/\lambda$ à $0.425 a/\lambda$, dont la plage de longueurs d'onde correspondante s'étend de 1270 à 1740 nm où "a" est la constante de réseau et " λ " est la longueur d'onde de l'espace libre.

L'ADF à base de PCRR carrée se compose de deux guides d'ondes dans la direction horizontale ($\Gamma - x$) et d'un PCRR de forme carrée positionné entre eux.

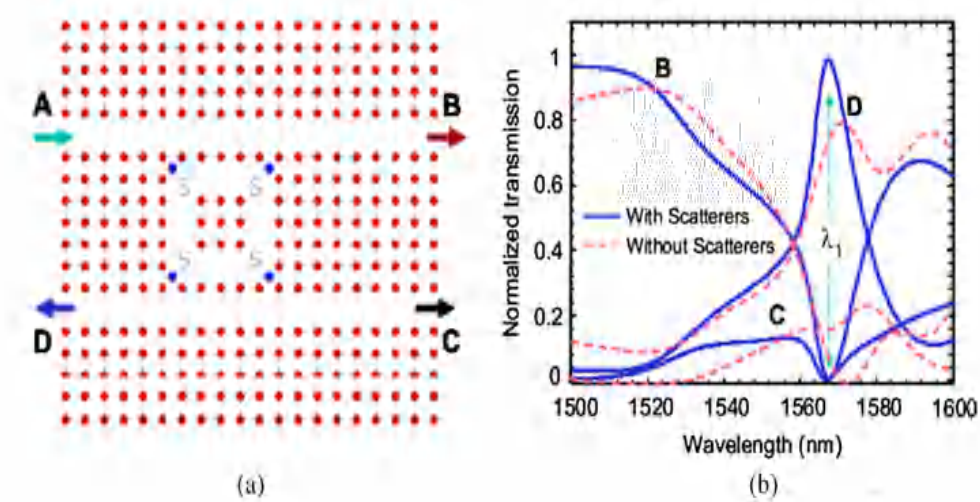


Figure III.9 (a) Structure schématique, (b) Spectres de transmission normalisée du CDF à base de PCRR quasi-carré.

Le guide d'onde supérieur est appelé guide d'onde de bus tandis que le guide d'onde inférieur est connu sous le nom de guide d'onde de chute. Le port du signal d'entrée est marqué "A" avec une flèche sur le côté gauche du guide d'ondes du bus. Les ports "C" et "D" du guide d'ondes de chute sont les bornes de chute et sont désignés respectivement par chute directe et chute arrière, tandis que le port "B" sur le côté droit du guide d'ondes est désigné comme terminal de transmission directe. Afin d'améliorer l'efficacité de couplage, l'efficacité de chute et la sélectivité spectrale en supprimant les modes de contre-propagation, les bâtonnets de couleur bleue, appelés bâtonnets diffuseurs (étiquetés "s") sont placés à chaque coin des quatre côtés avec une structure en demi-réseau dans une structure quasi carrée. Par conséquent, les modes de propagation de compteur peuvent provoquer des creux parasites dans le spectre de transmission. La structure schématique et les spectres de transmission normalisés de l'ADF à base de PCRR quasi-carré sont représentés à la figure III.9 (a) et (b), respectivement. Une impulsion optique gaussienne, couvrant toute la gamme de fréquences d'intérêt, est lancée sur le port d'entrée A. Des moniteurs de puissance ont été placés sur chacun des trois autres ports (B, C, D) pour collecter la densité de puissance spectrale transmise après transformation de Fourier. Toutes les densités de puissance spectrale transmises ont été normalisées à la densité de puissance spectrale de la lumière incidente à partir du port d'entrée "A". La longueur d'onde de résonance, l'efficacité de couplage, l'efficacité de chute et le

facteur Q de l'ADF à base de PCRR quasi-carré sont respectivement de 1567 nm, 100%, 98% et 160. On note que, pour une cavité sans bâtonnets diffuseurs, on obtient un faible couplage (90%) et une efficacité de chute (75%) avec une mauvaise sélectivité spectrale.

III.5.3 Filtre à résonateur en anneau en forme de Diamant

Le réseau triangulaire des trous d'air dans le diélectrique et le diélectrique est supposé être du verre chalcogénure, qui a un indice de réfraction linéaire de $n = 3.1$ et le rayon des trous d'air $r = 0.32a$. Les guides d'ondes CP sont créés comme des défauts en définissant le rayon des trous d'air de ligne comme $r = 0.12a$ [35]. Les guides d'ondes CP sont créés comme des défauts de ligne en définissant le rayon des trous d'air de ligne comme $r_d = 0.12a$ au lieu de les supprimer parfaitement. Les modèles modaux dans de tels une structure peut se propager d'avantage dans le défaut près du guide d'onde et donc l'effet tunnel peuvent être renforcés. L'angle des défauts de ligne qui sont introduits pour créer une forme de diamant est de 120 degrés. La structure schématique et les spectres de transmission normalisés de l'ADF à base de PCRR de diamant sont représentés à la figure III.10 (a) et (b), respectivement.

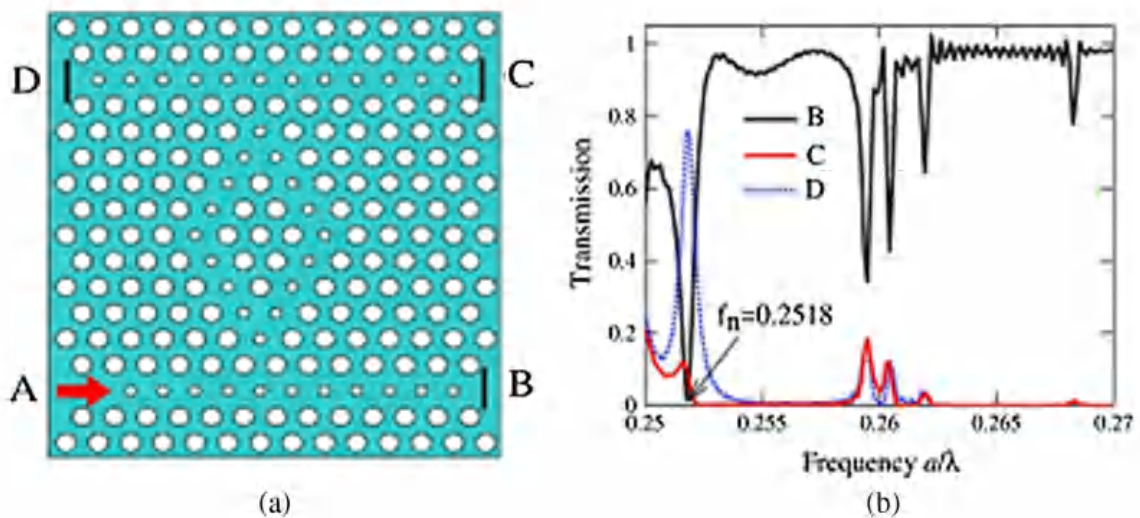


Figure III.10 (a) Structure schématique, (b) Spectres de transmission normalisée du ADF à base de PCRR en forme de diamant.

III.6 Le multiplexage WDM

Le multiplexage en longueur d'onde (WDM) est une technologie clé dans les télécommunications optiques pour augmenter la capacité de transmission des données [36]. Les développements du

WDM ont commencé à la fin des années 1980. Le système utilisait deux longueurs d'onde largement espacées d'ordre 1310 nm et 1550 nm, ceci est appelé WDM à large bande. Les principaux facteurs de cette technologie sont la capacité de diviser et de multiplexer plusieurs signaux optiques de différentes longueurs d'onde sans interaction entre les canaux dans la même fibre.

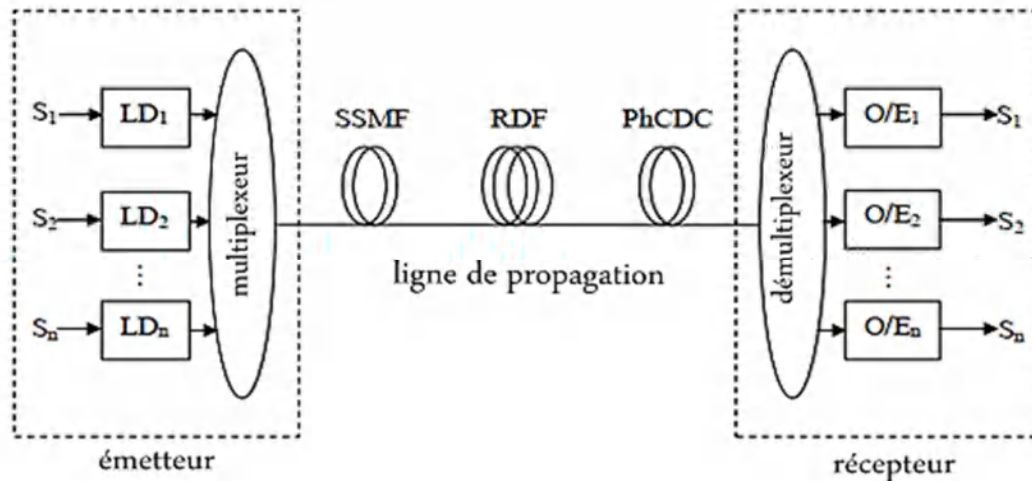


Figure III.11 Schéma de système optique multiplexage en longueur d'onde(WDM).

Un système WDM utilise un multiplexeur (MUX) pour multiplexer les signaux de porteuse optique avec différentes longueurs d'onde dans une fibre optique sur le terminal émetteur, puis utilise un démultiplexeur (DEMUX) pour séparer les longueurs d'onde à l'extrémité réceptrice [37], [38]. Chaque signal de longueur d'onde WDM est indépendant l'un de l'autre et est exempt des effets de tout protocole et débit de transmission. En outre, la technologie de multiplexage par répartition en longueur d'onde (WDM) peut également réaliser une transmission bidirectionnelle des signaux optiques sur une fibre optique. Tout cela avec des pertes d'insertion et une diaphonie limitées. Il existe deux grandes catégories de technologie WDM. Le premier se concentre sur l'augmentation du nombre de longueurs d'onde dans une bande passante limitée est ainsi appelé WDM dense (DWDM), avec un nombre de canal élevé. La deuxième catégorie appelée WDM grossier (CWDM) a un nombre réduit de canaux mais avec un accent sur la robustesse. Ils ont un très grand espacement des canaux, généralement exprimé en 20 nm, et tirent parti de la fonction de transfert aplatie afin d'être plus résistants aux variations de température et aux décalages de longueur d'onde.

III.7 Le Démultiplexeur en WDM

Le démultiplexeur est un élément important d'un réseau de fibre optique sont utilisés dans l'extrémité de réception, le démultiplexeur est un composant avec la capacité de séparer les N longueurs (où N est le nombre de longueurs d'onde utilisées dans le lien WDM) [39], [40].

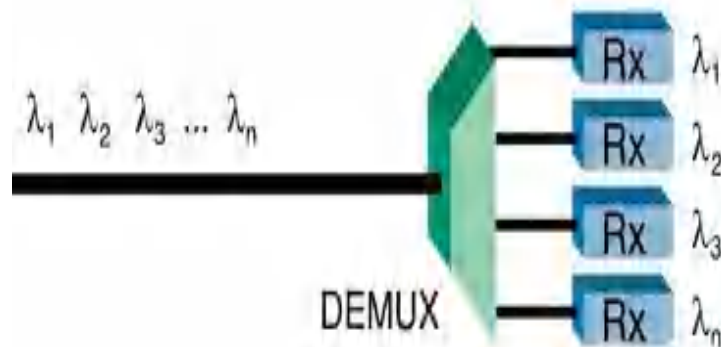


Figure III.12 Schéma du principe de fonctionnement d'un démultiplexeur.

Les inconvénients des démultiplexeurs existants sont généralement la diaphonie inter-canal élevée, un facteur de qualité faible, la taille importante du dispositif, la faible puissance de réception normalisée et la forte consommation d'énergie. Cependant ces dispositifs sont remplacés par des circuits intégrés photoniques (PIC), le démultiplexeur est conçu avec un CP performant avec une capacité élevée, moins de bruit et un facteur Q élevé [41], [42]. Les diélectriques dans les CPs protègent la communication des interférences électromagnétiques. Jusqu'à présent, les chercheurs ont proposé différentes méthodes de séparation de la lumière à travers les CPs en utilisant l'approche résonante pour améliorer les performances de l'optique telles que les différents types de cavités. Les démultiplexeurs basés sur les résonateurs à CPs avec un réseau de base carré, hexagone sont proposés. La diaphonie à la sortie des canaux d'un démultiplexeur est une caractéristique importante pour cela les deux sections suivantes décrivent respectivement la diaphonie et un exemple d'un démultiplexeur à cristaux photoniques.

III.7.1 Diaphonie

Un multiplexeur est caractérisé par son nombre de canaux, ses pertes d'insertion et son niveau de diaphonie (également nommé crosstalk en anglais) qui dépend de l'espacement entre les canaux[43], [44]. La performance du démultiplexeur est évaluée quantitativement en mesurant sa

diaphonie, qui est définie comme le rapport de la puissance au port de sortie indésirable pour une longueur d'onde spécifique à la puissance à un port souhaité [45]. Pour ça, une faible diaphonie signifie une meilleure performance. La diaphonie est un paramètre très crucial dans la conception des démultiplexeurs en longueur d'onde.

$$CT = 10 \log \left(\frac{\text{Transmission pour une longueur d'onde spécifique à la sortie non souhaité}}{\text{Transmission pour une longueur d'onde spécifique à la sortie souhaité}} \right)$$

Récemment, différentes structures ont été proposées pour réaliser des démultiplexeurs optiques en utilisant des résonateurs en anneaux à cristaux photoniques, nous donnons quelque résultat des études extraites à partir du littérature :

III.7.2 Un démultiplexeur à cristaux photonique basé sur des résonateurs en anneau

La figure III.13 représente structure d'un démultiplexeur tout optique à 4 canaux adapté au WDM applications qui proposé par mehdizadeh et al. [46]. Le mécanisme de sélection de longueur d'onde dans ce travail est basé sur le résonateur en anneau structures, par l'utilisation des 4 anneaux résonnants avec différentes tailles de noyau, le dispositif capable de séparer 4 canaux optiques dans la fenêtre de communication optique. L'espacement moyen des canaux est moins de 3.2 nm, les rendements de transmission pour les canaux sont plus 92%.

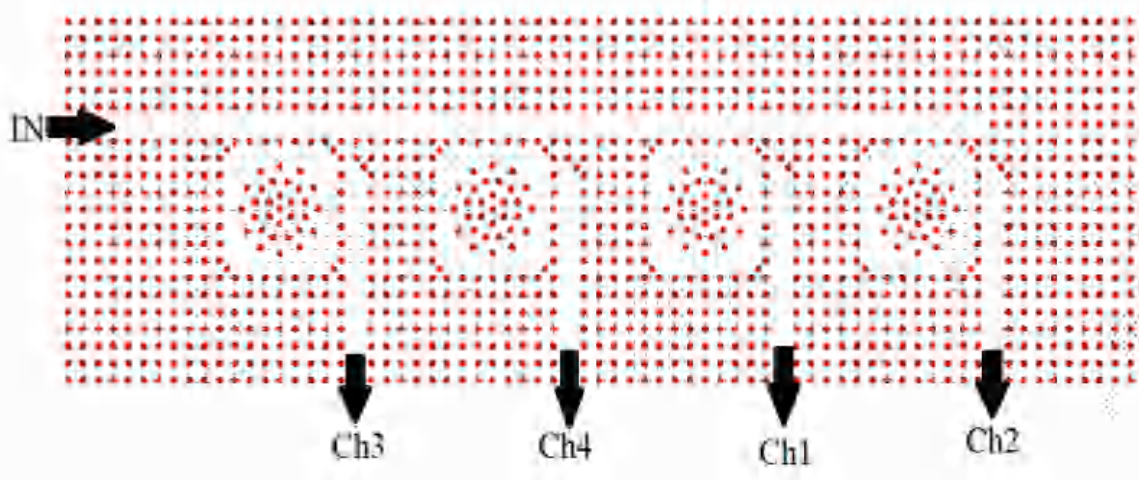


Figure III.13 Démultiplexeur proposé à quatre canaux.

III.8 Conclusion

Nous concluons à partir de ce chapitre que les résonateurs en anneau sont des composants optiques essentiels dans plusieurs domaines où nous intéressons dans ce chapitre par leurs applications dans le domaine de télécommunication comme le filtrage des signaux optique qui transporte les

données. Aussi nous présentons leurs principes de fonctionnement et ses caractéristiques, et l'avantage de création des résonateurs en anneau à base des cristaux photoniques (à l'échelle micro et nanomètre) par rapport aux résonateurs classiques. Nous avons présenté aussi la technique de multiplexage WDM et son rôle dans le futur domaine de transmission des données et la communication. D'autre part une présentation du fonctionnement du démultiplexeur est donnée. À la fin de ce chapitre nous avons donné quelques exemples des structures de démultiplexeurs à base des résonateurs en cristaux photoniques.

Références

- [1] J. Sharma, R. Sharma, and L. K. Dusad, "Review and analysis of photonic crystal beam splitters for optical communication applications," in 2015 International Conference on Green Computing and Internet of Things (ICGCIoT), pp. 160–162, Oct. 2015.
- [2] B. Troia, A. Paolicelli, F. D. Leonardis, and V. M. N. Passaro, *Photonic Crystals for Optical Sensing: A Review*. IntechOpen, 2013.
- [3] S. Shaari and A. J. M. Adnan, *Photonic Crystal Multiplexer/Demultiplexer Device for Optical Communications*. IntechOpen, 2010.
- [4] T. M. Benson, S. V. Boriskina, P. Sewell, A. Vukovic, S. C. Greedy, and A. I. Nosich, "Micro-Optical Resonators for Microlasers and Integrated Optoelectronics," *Frontiers in Planar Lightwave Circuit Technology*, pp. 39–70, 2006.
- [5] Hodgson, N., & Weber, H. *The Fabry Pérot resonator. Laser Resonators and Beam Propagation: Fundamentals, Advanced Concepts and Applications*, pp. 189-215, 2005.
- [6] M. R. Foreman, J. D. Swaim, and F. Vollmer, "Whispering gallery mode sensors," *Adv. Opt. Photon.*, AOP, vol. 7, no. 2, pp. 168–240, Jun. 2015.
- [7] A. A. Savchenkov et al., "Whispering-gallery mode based opto-electronic oscillators," in 2010 IEEE International Frequency Control Symposium, Newport Beach, CA, USA, pp. 554–557, Jun. 2010.
- [8] Amiri, I. S., & Afroozeh, *Ring resonator systems to perform optical communication enhancement using soliton*. Springer, 2014.
- [9] A. Einat and U. Levy, "Analysis of the optical force in the Micro Ring Resonator," *Opt. Express*, OE, vol. 19, no. 21, pp. 20405–20419, Oct. 2011.
- [10] X. Cheng, J. Hong, A. M. Spring, and S. Yokoyama, "Fabrication of a high-Q factor ring resonator using LSCVD deposited Si₃N₄ film," *Opt. Mater. Express*, vol. 7, no. 7, p. 2182, Jul. 2017.
- [11] H. Ogura and Y. Yoshida, "Cavity Theory of Fabry Perot Resonator," *Jpn. J. Appl. Phys.*, vol. 3, no. 9, p. 546, Sep. 1964.
- [12] N. Ismail, C. C. Kores, D. Geskus, and M. Pollnau, "Fabry-Pérot resonator: spectral line shapes, generic and related Airy distributions, linewidths, finesse, and performance at low or frequency-dependent reflectivity," *Opt. Express*, vol. 24, no. 15, p. 16366, Jul. 2016.
- [13] A. G. Bulushev, E. M. Dianov, A. V. Kuznetsov, and O. G. Okhotnikov, "Reduction in the line width of an injection laser by resonant Rayleigh scattering in a fiber ring interferometer," *Sov. J. Quantum Electron.*, vol. 19, no. 4, p. 479, Apr. 1989.
- [14] J. Chen, Y. Liu, T. Cai, and T. Wang, "Fiber Laser Sensor Based on Fiber-Bragg-Grating Fabry-Perot Cavity," in *Passive Components and Fiber-Based Devices VII (2010)*, p. 798615, Dec. 2010.
- [15] F. J. Arregui, I. R. Matias, K. L. Cooper, and R. O. Claus, "Simultaneous measurement of humidity and temperature by combining a reflective intensity-based optical fiber sensor and a fiber Bragg grating," *IEEE Sensors Journal*, vol. 2, no. 5, pp. 482–487, Oct. 2002.

- [16] A. E. Fomin, M. L. Gorodetsky, I. S. Grudinin, and V. S. Ilchenko, "Nonstationary nonlinear effects in optical microspheres," *J. Opt. Soc. Am. B, JOSAB*, vol. 22, no. 2, pp. 459–465, Feb. 2005.
- [17] J.-F. Ku, Q.-D. Chen, R. Zhang, and H.-B. Sun, "Whispering-gallery-mode microdisk lasers produced by femtosecond laser direct writing," *Opt. Lett.*, OL, vol. 36, no. 15, pp. 2871–2873, Aug. 2011.
- [18] F. Monifi, J. Friedlein, S. K. Ozdemir, and Lan Yang, "A Robust and Tunable Add-Drop Filter Using Whispering Gallery Mode Microtoroid Resonator," *J. Lightwave Technol.*, vol. 30, no. 21, pp. 3306–3315, Nov. 2012.
- [19] P. Del'Haye, A. Schliesser, O. Arcizet, T. Wilken, R. Holzwarth, and T. J. Kippenberg, "Optical frequency comb generation from a monolithic microresonator," *Nature*, vol. 450, no. 7173, pp. 1214–1217, Dec. 2007.
- [20] J. W. S. B. Rayleigh, *The Theory of Sound*. Macmillan & Company, 1896.
- [21] Y. Zhang, T. Zhou, B. Han, A. Zhang, and Y. Zhao, "Optical bio-chemical sensors based on whispering gallery mode resonators," *Nanoscale*, vol. 10, no. 29, pp. 13832–13856, Jul. 2018.
- [22] M.-Y. Ye, M.-X. Shen, and X.-M. Lin, "Ringing phenomenon based whispering-gallery-mode sensing," *Sci Rep*, vol. 6, no. 1, Art. no. 1, Jan. 2016.
- [23] J. Zhang et al., "Whispering-gallery nanocavity plasmon-enhanced Raman spectroscopy," *Sci Rep*, vol. 5, no. 1, Art. no. 1, Oct. 2015.
- [24] Y. Qin, Y. Yu, W. Wu, and X. Zhang, "Integrated tunable optical add/drop filter for polarization and wavelength multiplexed signals," *Opt. Express*, OE, vol. 24, no. 7, pp. 7069–7078, Apr. 2016.
- [25] W. D. Sacher and J. K. S. Poon, "Dynamics of microring resonator modulators," *Opt. Express*, OE, vol. 16, no. 20, pp. 15741–15753, Sep. 2008.
- [26] R. Orta, P. Savi, R. Tascone, and D. Trinchero, "Synthesis of multiple-ring-resonator filters for optical systems," *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 7, no. 12, pp. 1447–1449, Dec. 1995.
- [27] S. Fan, P. R. Villeneuve, J. D. Joannopoulos, and H. A. Haus, "Channel Drop Tunneling through Localized States," *Phys. Rev. Lett.*, vol. 80, no. 5, pp. 960–963, Feb. 1998.
- [28] S. Robinson and R. Nakkeer, "Photonic Crystal Ring Resonator Based Optical Filters," in *Advances in Photonic Crystals*, V. Passaro, Ed. InTech, 2013.
- [29] J. S. Burdess et al., "The theory of a trapped degenerate mode resonator," *The Journal of the Acoustical Society of America*, vol. 141, no. 6, pp. 4622–4632, Jun. 2017.
- [30] W.-Y. Chiu et al., "A photonic crystal ring resonator formed by SOI nano-rods," *Opt. Express*, vol. 15, no. 23, p. 15500, 2007.
- [31] G. Gao, Y. Zhang, H. Zhang, Y. Wang, Q. Huang, and J. Xia, "Air-mode photonic crystal ring resonator on silicon-on-insulator," *Sci Rep*, vol. 6, no. 1, Art. no. 1, Jan. 2016.
- [32] Y. Zhang et al., "High-quality-factor photonic crystal ring resonator," *Opt. Lett.*, vol. 39, no. 5, p. 1282, Mar. 2014.

- [33] S. Robinson and R. Nakkeeran, "Two dimensional photonic crystal ring resonator based add drop filter for CWDM systems," *Optik - International Journal for Light and Electron Optics*, vol. 124, no. 18, pp. 3430–3435, Sep. 2013.
- [34] M. Djavid and M. S. Abrishamian, "Photonic crystal channel drop filters with mirror cavities," *Opt Quant Electron*, vol. 39, no. 14, pp. 1183–1190, Nov. 2007.
- [35] Z. Ma and K. Ogusu, "Channel drop filters using photonic crystal Fabry–Perot resonators," *Optics Communications*, vol. 284, no. 5, pp. 1192–1196, Mar. 2011.
- [36] M. Koshiba, "Wavelength Division Multiplexing and Demultiplexing With Photonic Crystal Waveguide Couplers," *J. Lightwave Technol., JLT*, vol. 19, no. 12, p. 1970, Dec. 2001.
- [37] Y. Yu, L. Lui, H. Tam, and W. Chung, "Fiber-laser-based wavelength-division multiplexed fiber Bragg grating sensor system," *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 13, no. 7, pp. 702–704, Jul. 2001.
- [38] H. Ishio, J. Minowa, and K. Nosu, "Review and status of wavelength-division-multiplexing technology and its application," *Journal of Lightwave Technology*, vol. 2, no. 4, pp. 448–463, Aug. 1984.
- [39] Y. Mori et al., "Wavelength-Division Demultiplexing Enhanced by Silicon-Photonic Tunable Filters in Ultra-Wideband Optical-Path Networks," *Journal of Lightwave Technology*, vol. 38, no. 5, pp. 1002–1009, Mar. 2020.
- [40] J. M. Senior and S. D. Cusworth, "Devices for wavelength multiplexing and demultiplexing," *IEE Proceedings J (Optoelectronics)*, vol. 136, no. 3, pp. 183–203, Jun. 1989.
- [41] D. Lenin Babu and T. Sreenivasulu, "4-Channel DWDM demultiplexer on silicon photonic crystal slab," *Sādhanā*, vol. 46, no. 1, pp. 1–4, Dec. 2021.
- [42] M. Azadi, M. Seifouri, and S. Olyaei, "Low crosstalk four-channel photonic crystal demultiplexer," *Sādhanā*, vol. 46, no. 3, pp. 1–7, Sep. 2021.
- [43] I. Nikolaidis, "Crosstalk in WDM Communication Networks [Book Review]," *IEEE Network*, vol. 16, no. 4, pp. 5–6, Jul. 2002.
- [44] S. Wang and Y. Xie, "Crosstalk noise and performance analysis of WDM-based torus networks-on-chip," in *2017 IEEE International Conference on Manipulation, Manufacturing and Measurement on the Nanoscale (3M-NANO)*, pp. 284–288, Aug. 2017.
- [45] S. Rawal and R. K. Sinha, "Design, analysis and optimization of silicon-on-insulator photonic crystal dual band wavelength demultiplexer," *Optics Communications*, vol. 282, no. 19, pp. 3889–3894, Oct. 2009.
- [46] F. Mehdizadeh, M. Soroosh, and H. Alipour-Banaei, "An optical demultiplexer based on photonic crystal ring resonators," *Optik*, vol. 127, no. 20, pp. 8706–8709, Oct. 2016.

Chapitre. VI

Résultats et interprétations

VI.1. Introduction

Avec l'apparition des nouveaux services liés au développement du multimédia, un débit de transmission d'informations plus élevé est apparu. Le développement des composants optiques est actuellement l'objectif de plusieurs axes de recherche et l'un des domaines de recherche les plus importants est les cristaux photoniques CPs. La découverte des cristaux photoniques a motivé plusieurs recherches et études pour la création des structures à cristaux photonique intégré. Ces structures à cristaux photoniques remplissent très bien le rôle de transmission et de séparation des longueurs d'onde et envoie chacune d'elles vers le client qui lui correspond avec des pertes faibles, pour des longues distances de propagation et performances non limitées.

Les éléments des réseaux de communication optique devraient être remplacés par des dispositifs optique à haut débit, les fibres optiques [1] dans ces réseaux ont été élargis et choisis comme supports pour véhiculer l'information. Pour une utilisation optimale de la capacité des fibres optiques existantes, en utilisant les technologies de multiplexage grossier en longueur d'onde (CWDM) et dense (DWDM) [2], [3], nous pouvons aussi augmenter la transmission du nombre de longueurs d'onde à deux, quatre, huit, ou plus dans une seule fibre. D'autre part la séparation de ces longueurs d'onde pour fournir l'information aux utilisateurs appropriés nécessite fortement le démultiplexage optique [4], [5]. Cet objectif peut être atteindre, avec diverses structures qui ont été mises en place telles que les structures plasmoniques et photoniques [6]–[8], qui fonctionnent généralement dans les longueurs d'onde du visible à l'UV. Pour assurer une bonne qualité de transmission du signal en optique, il faut déterminer l'espacement minimum à respecter entre les longueurs d'onde émises pour s'assurer qu'il n'y ait pas de chevauchement. Cet espacement dépend de plusieurs facteurs suivant la position : les paramètres de la structure qui entoure les résonateurs, les paramètres du résonateur et les dimensions de la structure.

Le travail de cette thèse est basé sur une étude numérique répartie en deux parties, la première partie concerne l'étude des filtres à cristaux photonique 2D à base des résonateurs en anneau. Dans cette partie nous avons présenté l'influence de la flexibilité des paramètres du résonateur annulaire comme la période, le rayon des tiges et l'indice de réfraction sur la structure du filtre. Pour la deuxième partie qui est basé sur le filtre optimisé dans la partie précédente nous avons proposé la conception de deux modèles d'une structure d'un démultiplexeur à quatre canaux, pour objectif peut fonctionner avec un meilleur taux de transmission et moins d'interférences entre les signaux optiques à la sortie des canaux du démultiplexeur.

VI.2. Structure d'un filtre basé sur un résonateur de forme étoile

Les caractéristiques de la première structure de base à cristaux photoniques que nous avons proposées dans cette section pour la conception d'un résonateur sont : un réseau carré avec matrice de taille 25×20 et constant de période $a = 0.627 \mu\text{m}$ qui représente la distance entre deux tiges de silicium d'indice de réfraction $n = 3.46$ et de rayon $r = 0.1024 \mu\text{m}$, immergés dans l'air d'indice de réfraction $n_{\text{air}} = 1$, la figure VI.1 présente la structure étudiée.

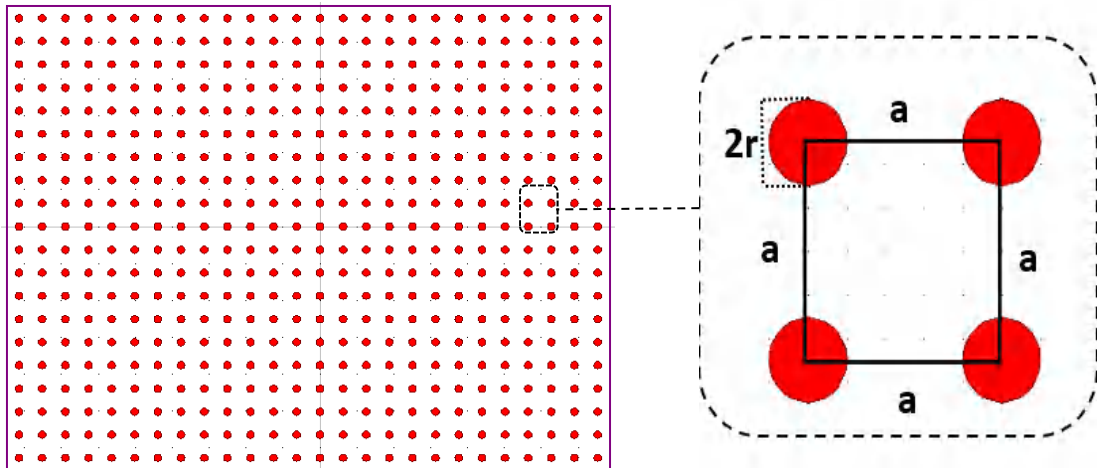


Figure VI.1 Structure carrée 2D avec des tiges de silicium de période $a=0.627 \mu\text{m}$ et un rayon $r=0.1024 \mu\text{m}$.

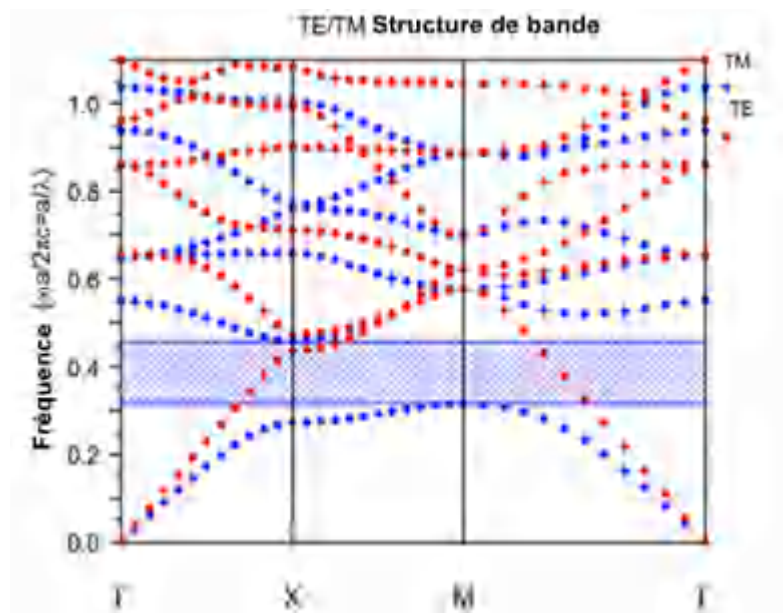


Figure VI.2 La bande interdite photonique d'un CP-2D à réseau carré.

Le diagramme des bandes TE/TM de la structure étudiée est calculé par le module BandSolve et présenté dans la figure VI.2. Nous remarquons l'existence d'une seule bande interdite pour les modes TM de fréquence normalisée dans une gamme $0.31529 < f = \frac{a}{\lambda} < 0.5951$ qui est équivalent à une bande de longueur d'onde suffisamment large $1.36444 \mu\text{m} < \lambda < 1.9886 \mu\text{m}$ et adéquate pour application au domaine de télécommunication. En revanche on constate une absence de bandes pour les modes TE. La conception de la structure du résonateur proposé est donnée dans la figure VI.3.

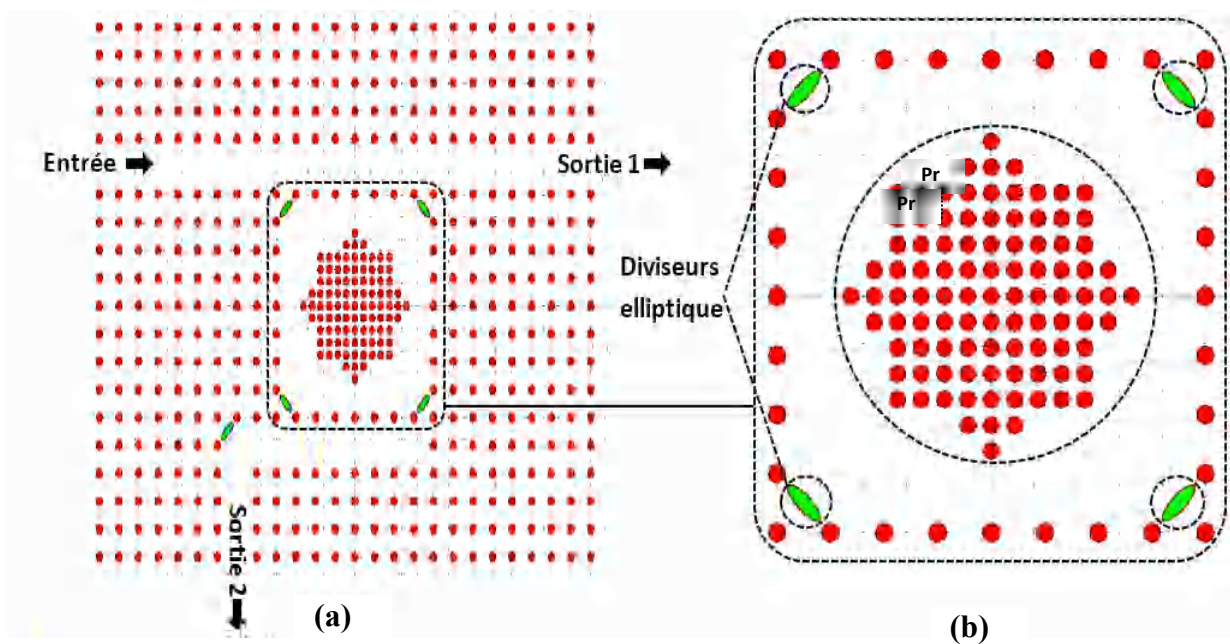


Figure VI.3 (a) La conception du résonateur proposé, (b) Agrandissement du résonateur anneaux.

Cette conception est basée sur la suppression d'une matrice de 7×7 de tiges au centre de la structure, et la création d'une autre matrice de trous en silicium de 12×12 pour former la nouvelle forme du résonateur en anneau (**Figure VI.3.b**). Les paramètres de ce résonateur sont des tiges ayant un rayon $R_r = 0.9 \cdot r$ et une quasi période $Pr = 0.274 \mu\text{m}$, dans cette conception nous avons ajouté des diviseurs de forme elliptique pour augmenter le confinement de la lumière, la valeur de la longueur du grand rayon (ou demi-grand axe) du diviseur est $A = a/2.4$ et le petit rayon (ou demi-petit axe) est $B = a/3.8$ avec un indice de réfraction égal 3.0. Pour la création du guide d'entrée (guide bus) qui contient l'entrée et la sortie 1, nous avons supprimé 26 tiges dans la direction T-M, et pour le deuxième guide de sortie de forme L inversée 11 tiges dans la direction T-M et 5 tiges dans la direction M-k sont éliminées. De plus, dans le virage de ce guide de sortie un diviseur est ajouté pour améliorer la transmission dans ce guide.

VI.3. Etude de la transmission dans un filtre Channel drop à base d'un résonateur en anneau PCRR

Pour étudier la transmission dans le CDF, une source lumineuse est placée au port d'entrée du premier guide et deux moniteurs sont placés à la sortie des deux guides 1 et 2, pour collecter la puissance transmise dans les sorties des deux guides.

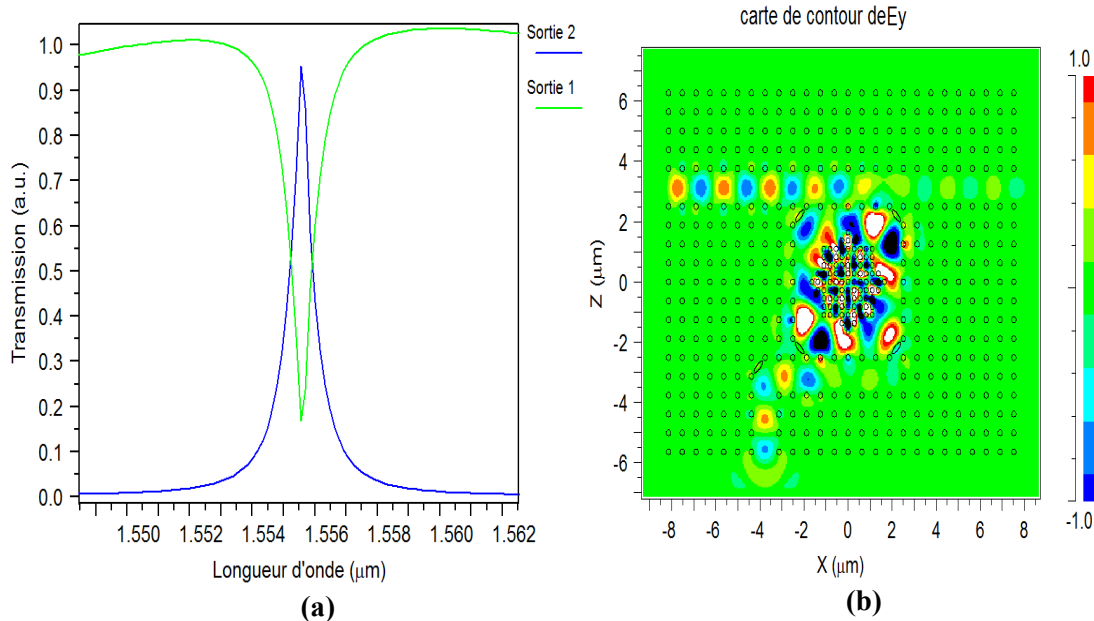


Figure VI.4 (a) Spectre de transmission normalisé du CDF à base de PCRR, (b) Répartition du champ dans le CDF en polarisation TM.

Le principe de fonctionnement de ce filtre, c'est que les ondes optiques pénètrent dans la structure via le port d'entrée et sortent du port 1, mais à la longueur d'onde optique désirée se couple dans l'anneau et se dirige vers le port de sortie 2. Nous observons à partir de la figure VI.4 (a), l'existence d'un pic résonant pour $\lambda=1555.6$ nm (dans la bande C de télécommunication), cette simulation montre qu'une conversion optimale supérieur à 95 % est atteinte entre les deux ports 1 et 2. Le facteur de qualité Q est supérieur à 2000. La propagation du champ pour la polarisation TM à la longueur d'onde de résonance $\lambda=1.555$ μm est représentée sur la figure VI.4 (b) où la lumière extraite du guide d'onde bus est transmise par l'intermédiaire du résonateur, vers le guide d'onde drop (la sortie 2).

VI.4. Etude de la variation du rayon minimale de l'ellipse de diffusion

Nous étudions l'influence de la variation du rayon ou le demi-petit axe B des ellipses de diffusion (les cinq ellipses de la figure VI.3 pour des valeurs qui varient dans l'intervalle $a < B < a/5$), les résultats trouvés sont représentés dans la figure VI.5.

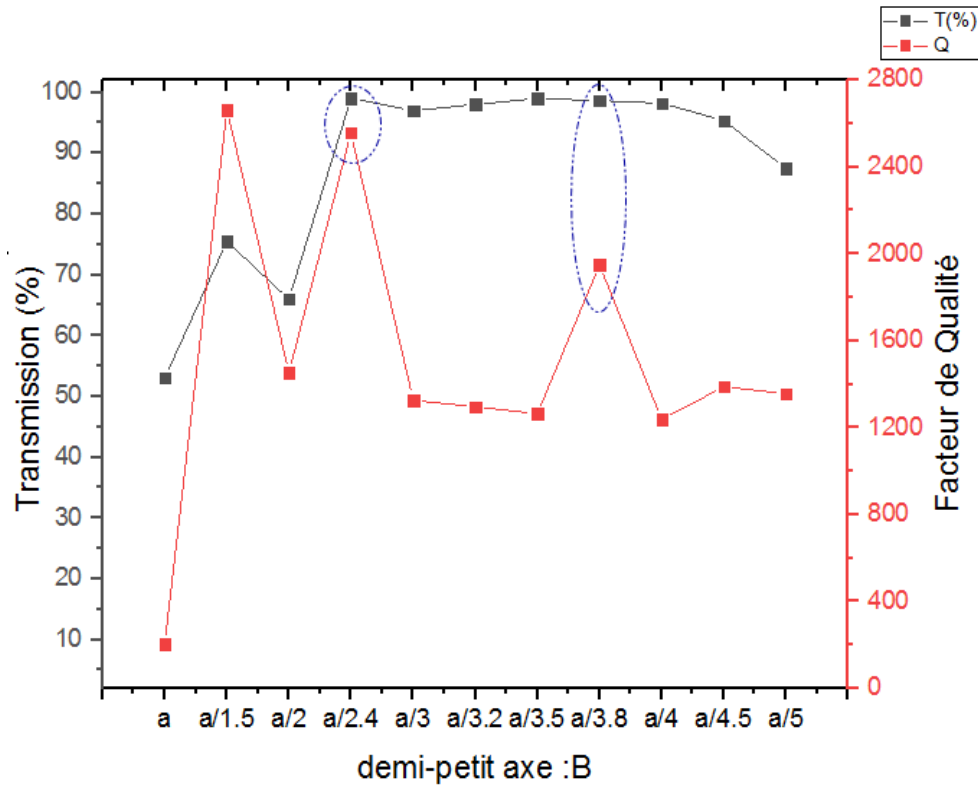


Figure VI.5 Etudes de la variation du rayon minimal des ellipses de diffusion sur la transmission et le facteur de qualité.

À partir la figure VI.5, nous constatons que les meilleurs résultats pour la variation du rayon B est observé pour $B = a/2.4$ et $B = a/3.8$ qui permet d'assuré un facteur de qualité respectivement proche de $Q=2222$ et $Q=1965$ et pour la transmission pour ces deux valeurs de rayon elle est importante est supérieur à $T=97\%$. D'autre part, et sachant que notre objectif est la modélisation d'un démultiplexeur en quatre canaux à base de ce résonateur avec une transmission forte nous avons choisi la deuxième valeur avec $B = a/3.8$ qui permet d'éviter la création des nouveaux pics avec une transmission faible à la sortie des canaux.

VI.5. Les effets de la période du réseau sur la résonance du résonateur

Pour l'obtention d'une meilleure résonance dans le résonateur. Nous avons étudié la variation du pas (période) entre les tiges du résonateur en anneau du filtre pour optimiser la configuration de la structure pour fonctionner avec une meilleure performance, les résultats obtenus sont présentés dans la figure VI.6.

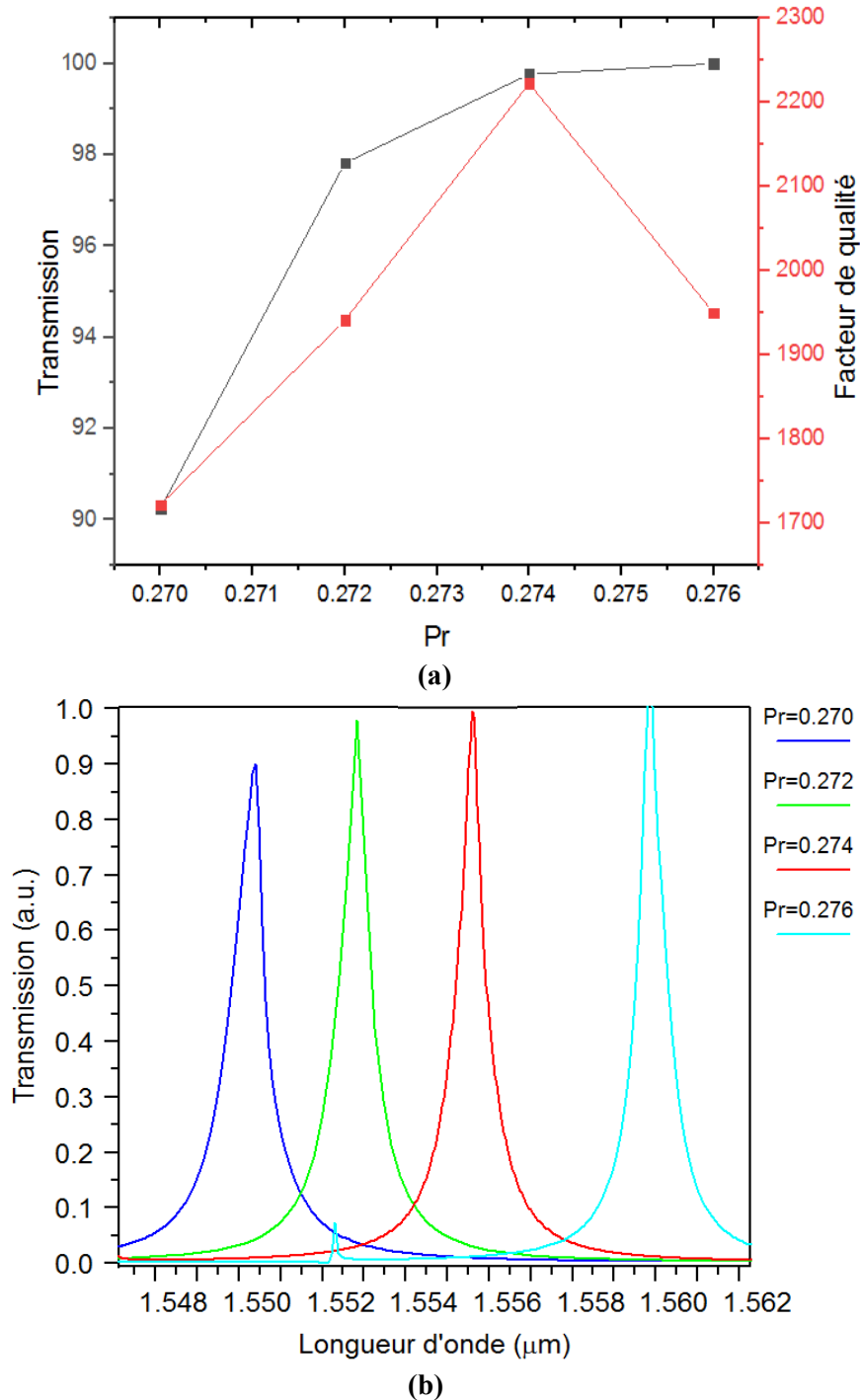


Figure VI.6 (a) Variation de la transmission pour différentes valeurs de Pr, (b) Variation de Q et T par rapport à Pr.

La figure VI.6 (a) présente la variation de la transmission en fonction de la longueur d'onde pour différentes valeurs de la constante de maille ou la période de réseau des tiges d'anneau, le déplacement de la longueur d'onde résonnante vers les grandes longueurs d'onde est clairement visible sur la figure si nous augmentons la période, nous remarquons aussi qu'avec cette variation de la période, la transmission et le facteur de qualité sont modifiés dans la figure VI.6 (b). Cette figure indique les spécifications de ces changements, la valeur optimale de la

période 'pr' est $pr=0.274 \mu\text{m}$ qui donne une transmission supérieure de 98% et un facteur de qualité supérieur 2200.

VI.6. Effet de la variation de l'indice de réfraction du résonateur en anneau

Nous allons étudier l'influence de la variation de l'indice de réfraction sur les caractéristiques du PCRR, pour cela nous fixons tous les paramètres de la structure et nous changeons uniquement la valeur de l'indice de réfraction des tiges d'anneau nr. Les résultats sont donnés sur la figure VI.7.

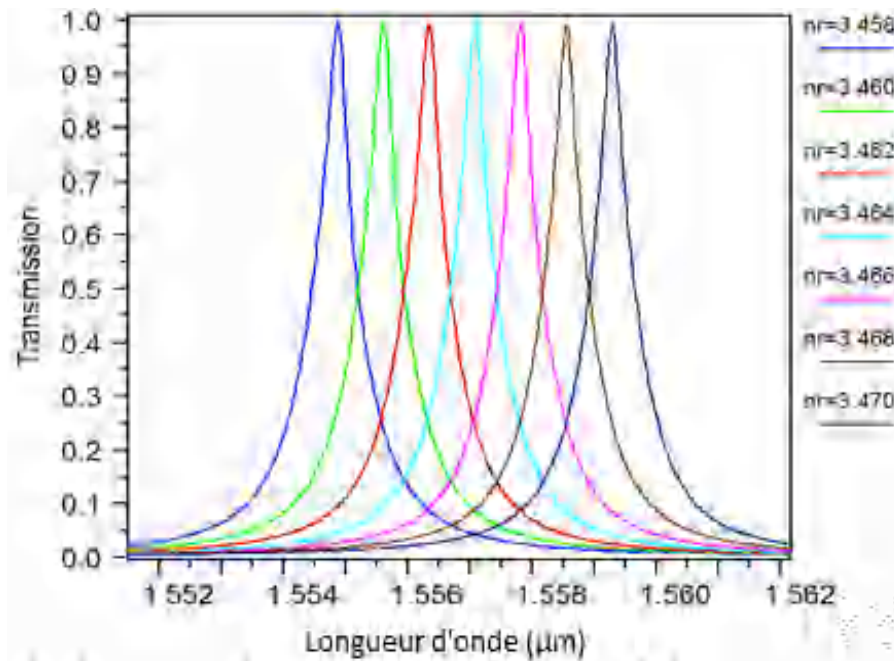


Figure VI.7 La transmission en fonction de la longueur d'onde pour différentes valeurs de l'indice de réfraction des tiges du résonateur en anneau.

La figure VI.7 présente les spectres de sortie au port 2 calculés pour différentes valeurs de l'indice de réfraction des tiges du résonateur, à partir de $nr = 3.458$ jusqu'à $nr = 3.470$. Nous remarquons qu'il y a différentes longueurs d'onde de résonance pour les différents indices de réfraction. Aussi nous constatons que le résonateur est très sélectif, pour des petites variations des indices de réfraction. Cette caractéristique permet la conception d'un démultiplexeur performant.

VI.7. Conception d'un démultiplexeur à base des résonateurs de forme étoile

La structure du démultiplexeur de la figure VI.8 que nous avons proposé est formée de 3 parties qui sont un guide d'onde en bus, 4 guides d'ondes de sorties et 4 résonateurs de forme étoile. Premièrement le guide en bus est formé par élimination de 61 trous dans la direction T-M, ensuite les 4 guides de sorties de forme *L* inversé sont créés par suppression des 10 trous en direction T-M et 5 trous dans la direction M-k, pour les 4 résonateurs PCRRs, nous avons

utilisé les caractéristiques du résonateur de base de la figure VI.3, D'autre part nous avons conservé tous les paramètres de la structure de base. Pour contrôler les longueurs d'ondes de résonances dans la structure de la figure VI.8, le paramètre qui peut être contrôler c'est l'indice de réfraction des résonateurs, cette variation donne différentes longueurs d'onde de résonance dans la bande de transmission conventionnel (C) avec une sensibilité à l'indice de réfraction très élevée ce qui implique une séparation de l'ensemble des signaux avec un espacement large entre canaux supérieur à 1.6 nm.

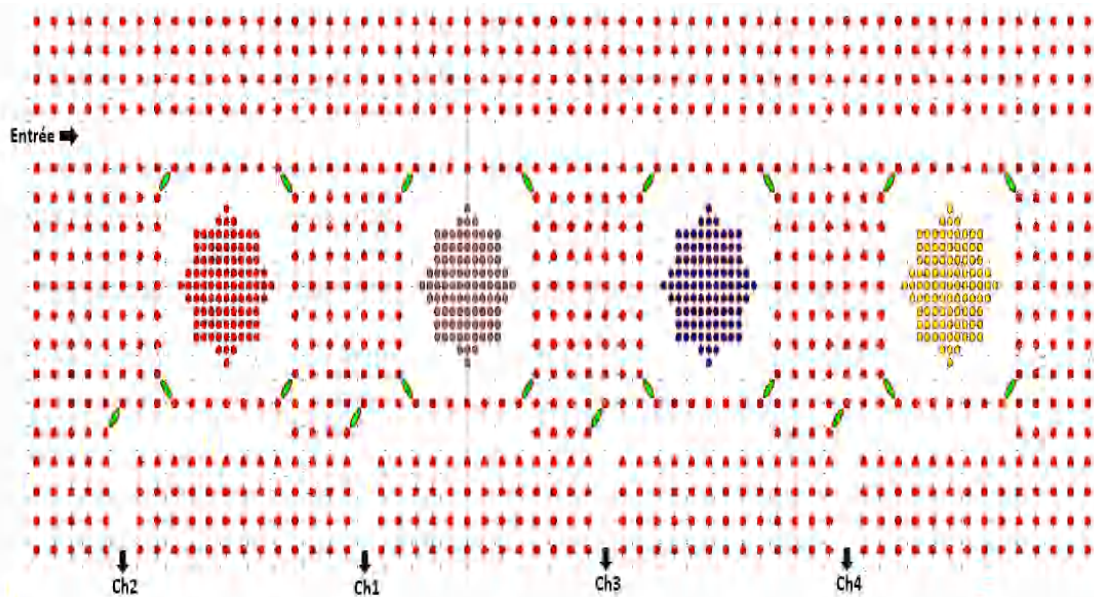


Figure VI.8 La structure du démultiplexeur proposée.

VI.8. Etude des résultats du démultiplexeur à base des résonateurs de forme étoile

Dans cette étude de la structure du démultiplexeur et pour la stabilisation de système, la taille de maillage est prise $Dx = Dz = \frac{a}{16}$ où $Dx = Dz = 39.1875$ nm avec $a = 627$ nm, nous avons obtenu les spectres à la sortie des quatre canaux qui sont présentés dans la figure VI.9.

La figure VI.9 présente les fenêtres spectrales de résonance dans les quatre canaux de sortie du démultiplexeur qui sont respectivement $\lambda_1 = 1555.6$ nm, $\lambda_2 = 1553.8$ nm, $\lambda_3 = 1559.2$ nm et $\lambda_4 = 1557.4$ nm. Nous constatons que le spectre global présente un bon espacement entre les signaux de chaque canal, ce qui permet de minimiser les interférences entre les canaux de sortie. Aussi pour la transmission à la sortie du démultiplexeur, elle est élevée et supérieur de 90% et d'autres résultats de la distribution du spectre et les caractéristiques du démultiplexeur sont illustrés dans la figure VI.10 et le tableau 1 respectivement.

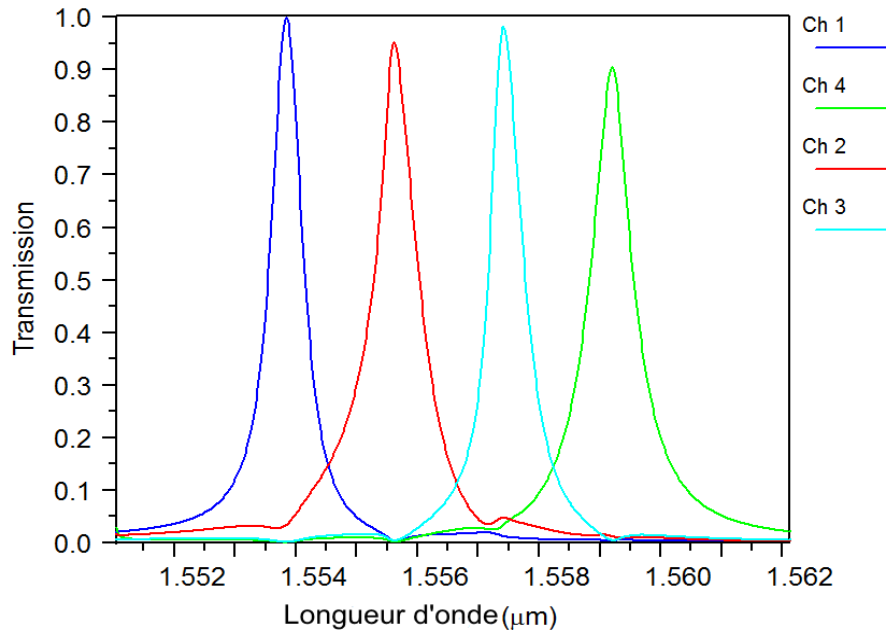


Figure VI.10 Le spectre de transmission à la sortie des quatre canaux.

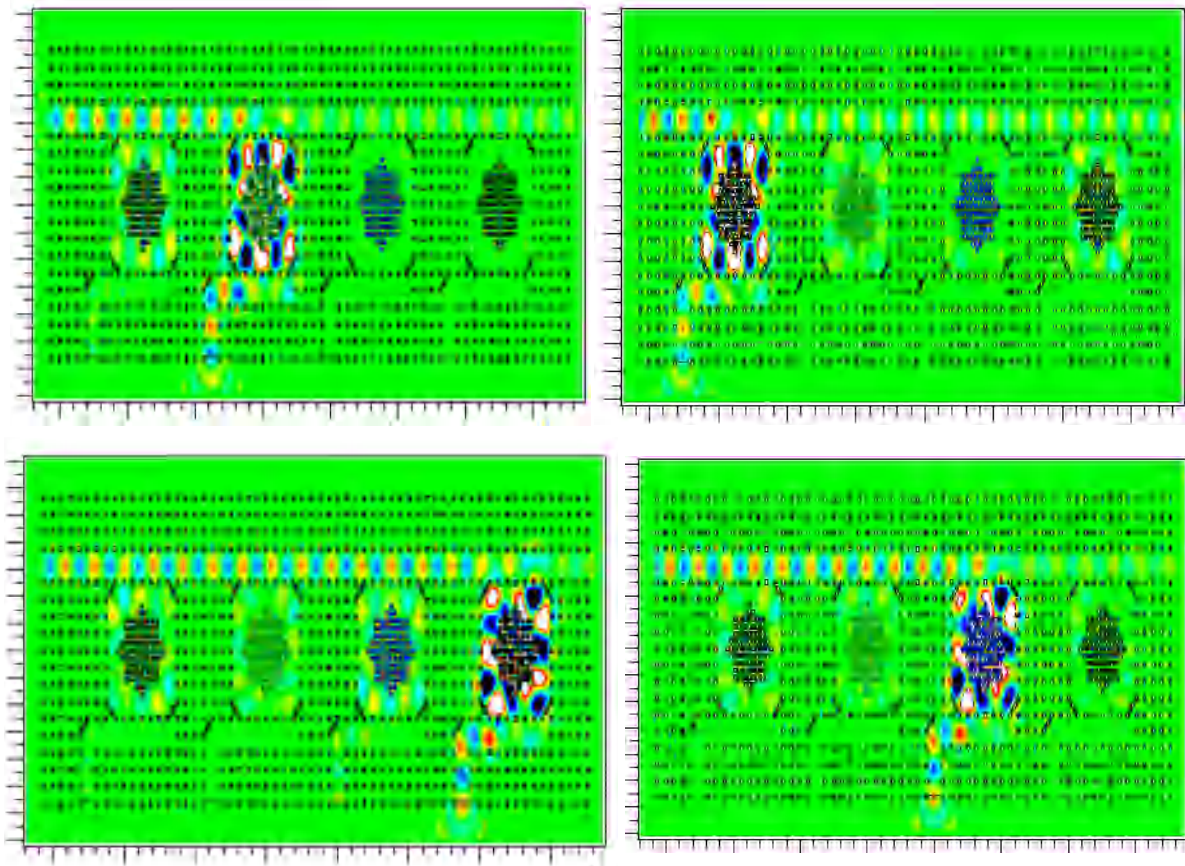


Figure VI.9 La propagation de spectre de transmission pour les différents canaux.

La figure VI.10 illustre la distribution du spectre de transmission dans les différents canaux où nous pouvons constater que chaque spectre d'une longueur de résonance suivent la trajectoire du canal approprié.

| Canaux | nr | λ (nm) | Espacement des canaux (nm) | Transmission (%) | Q |
|----------|-------|----------------|----------------------------|------------------|--------|
| Canal 01 | 3.460 | 1555.6 | 1.8 | 95.11 | 1959.6 |
| Canal 02 | 3.455 | 1553.8 | 1.8 | 99.80 | 2729.1 |
| Canal 03 | 3.470 | 1559.2 | 1.8 | 90.40 | 1825.3 |
| Canal 04 | 3.465 | 1557.4 | 1 | 98.20 | 3854.2 |

Tableau 1 Les différentes caractéristiques du démultiplexeur

Du tableau 1 nous constatons que pour des petites variations de l'indice de réfraction de 0.005, le démultiplexeur sépare les longueurs d'ondes et envoie chacune d'elles vers la sortie appropriée avec un taux de transmission supérieur à 90%, un facteur de qualité qui peut aller jusqu'à 3854.2 et un espacement entre canaux égale à 1.8 nm. Pour cet espacement, la diaphonie entre les canaux de sortie est donnée dans le tableau.2.

| Xij | 1 | 2 | 3 | 4 |
|-----|--------|--------|--------|--------|
| 1 | 1 | -24.30 | -26.93 | -23.66 |
| 2 | -14.69 | 1 | -32.13 | -30.59 |
| 3 | -18.51 | -23.98 | 1 | -22.59 |
| 4 | -19.57 | -13.28 | -14.06 | 1 |

Tableau 2 La diaphonie dans le démultiplexeur

Nous remarquons du tableau 2 et la figure VI.9 que les interférences entre les spectres dans les canaux de sortie sont faibles et varie entre -13.28 dB et -32.13 dB. Donc cet espacement supérieur à 0.8 nm (CWDM) entre les canaux a permis la conservation du signal à la sortie.

A la fin de cette première partie de cette étude nous avons remarqué que notre structure du démultiplexeur proposée est intéressante avec comme résultat, un facteur de qualité de 2584.5, une faible diaphonie moyenne de -21.92 dB et une taille de la structure de $463.11 \mu\text{m}^2$, donc afin de d'améliorer encore les performances à la sortie du démultiplexeur comme la diaphonie et la taille de la structure, une autre étude est présenté dans la section suivante avec un autre model d'un résonateur.

VI.9. Structure d'un filtre basé sur un résonateur formé avec des sous anneaux

Pour objectif de minimiser la taille et la valeur moyenne de la diaphonie, nous avons proposé une deuxième conception, cette structure est basée sur un réseau carré avec une taille de 21×18 des tiges diélectrique d'indice $n=3.9$ [9], avec un constant de période $a = 619$ nm qui représente

la distance entre deux tiges et le rayons d'une tige $r = 0.11\mu\text{m}$. Ces paramètres sont choisis pour obtenir une bande interdite aux alentours de la gamme de longueur d'onde souhaitée.

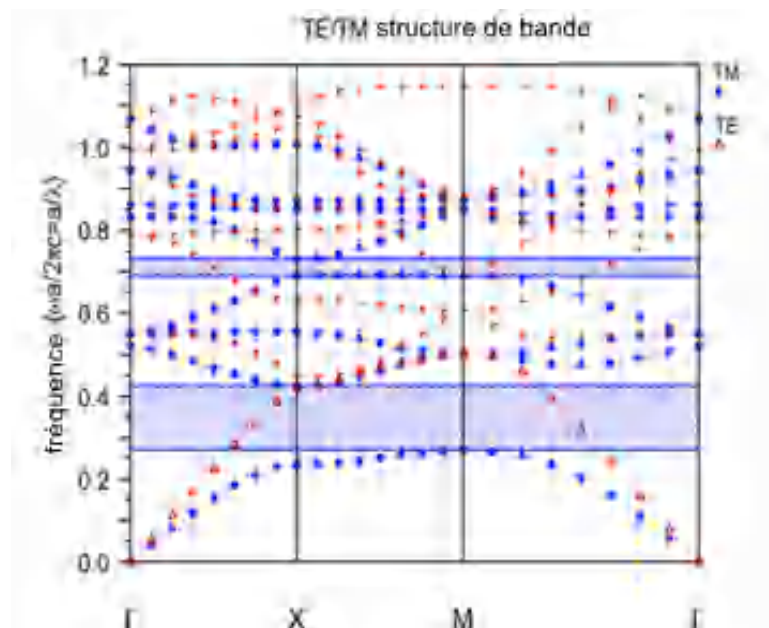


Figure VI.11 La bande interdite photonique d'un CP-2D.

A partir du diagramme des bandes TE/TM, nous observons sur la figure VI.11, qu'il n'y a pas de bandes interdites photoniques pour les modes TE mais en revanche, deux bandes interdites photoniques pour les modes TM apparaissent. La première est une bande qui contient la gamme des fréquences normalisées $0.2641 \leq a/\lambda \leq 0.4151$, correspond à la gamme de longueur d'onde $1.5044 \mu\text{m} \leq \lambda \leq 2.3665 \mu\text{m}$, et la deuxième bande plus étroite avec un intervalle de fréquence $0.6882 \leq a/\lambda \leq 0.7210$, qui correspond à l'intervalle de longueur d'onde $0.8668 \mu\text{m} \leq \lambda \leq 0.9081 \mu\text{m}$. Dans cette étude, nous nous intéressons par la première bande qui est adéquate au domaine de la communication optique.

La figure VI.12 présente la structure du CDF, ce dernier est composé d'un résonateur à base de 9 sous anneaux, des tiges sont ajoutées dans les extrémités de l'anneau principal du résonateur et le guide de forme L pour augmenter le couplage entre les deux guides (bus et drop). Pour le guide d'entrée (bus) est créé par élimination d'une ligne de tiges dans la direction X , et pour le guide de forme L par élimination de 10 tiges dans la direction X et 4 tiges dans la direction Z . La configuration du résonateur en anneau principale est créée par l'élimination d'une matrice de 7×7 et cette dernière est remplacée par la structure montrée sur la figure VI.12.(b), le rayon des tiges de sous-anneaux est $r_a = 113 \text{ nm}$ et la distance entre chaque centre de sous-anneau avec ses tiges $d_1 = 294 \text{ nm}$. Les deux tiges bleues ont une distance du centre des sous-anneaux $d_2 = 277 \text{ nm}$.

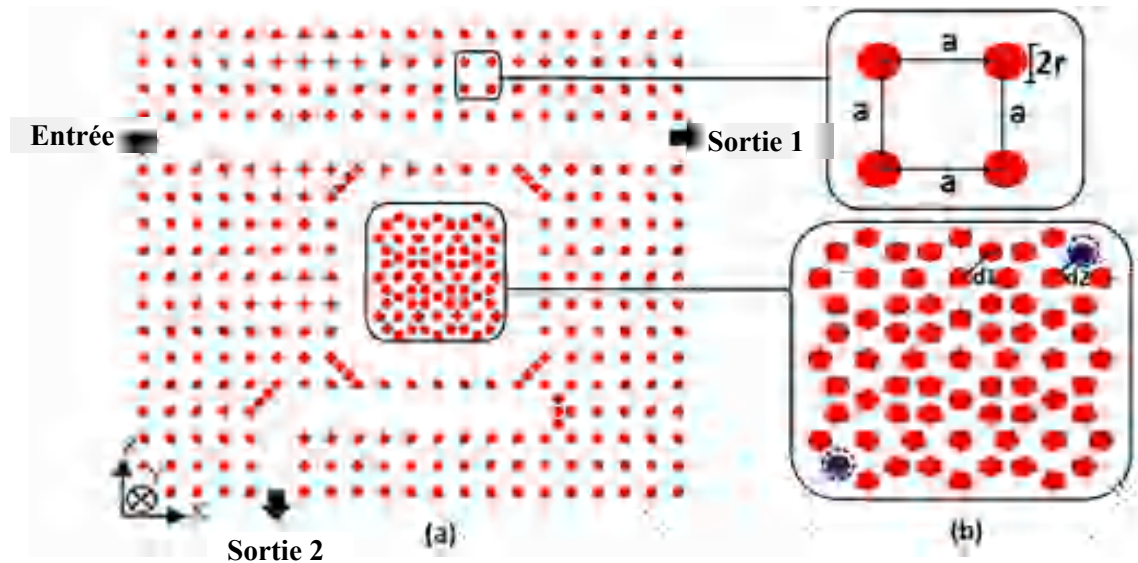


Figure VI.12 (a) Conception du résonateur proposé, (b) Anneau de résonateur.

Avec le module Fullwave nous avons initialisé le processus de simulation, où une source lumineuse est placée à l'entrée et deux moniteurs sont placés à la sortie des deux guides d'ondes pour collecter la variation de la puissance transmise dans les guides. Pour l'étude nous avons concentré sur une conception optimale d'un résonateur à cristal photonique conventionnel, en introduisant la conception du résonateur proposé à l'intersection des guides afin d'améliorer la puissance de conversion entre les ports de sortie et de contrôler la longueur d'onde de résonance. Les conditions aux limites utilisées sont de couches parfaitement adaptées (PML) entourant notre structure, la largeur de cette PML est de 500 nm. Donc pour ces conditions, la simulation de la fréquence de résonance de la structure proposée est donnée sur la figure VI.13.

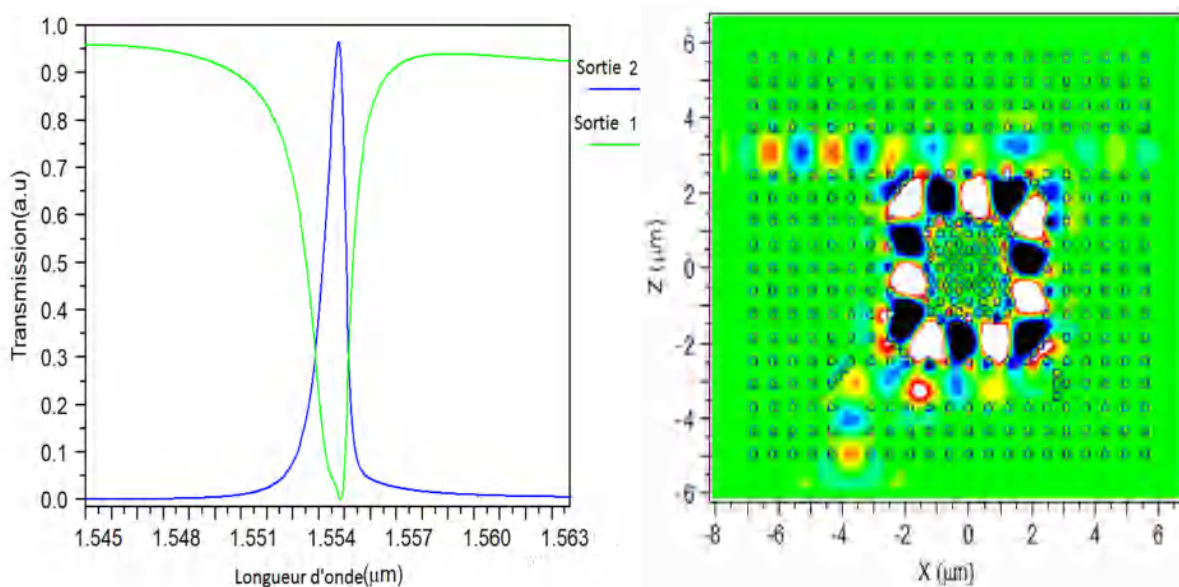


Figure VI.13 (a) Spectre de transmission normalisé du CDF à base de PCRR, (b) Répartition du champ dans le CDF en polarisation TM.

Le spectre de transmission pour les deux ports de sortie du résonateur 1 et 2 est donné sur la figure VI.13 (a). La longueur d'onde de résonance est observée pour $\lambda = 1538.6$ nm, où nous remarquons que 95.81% de la conversion de puissance est réalisée entre la sortie 1 et la sortie 2. Pour montrer la détection et la sélectivité de notre structure proposée pour différentes variations de la constante de réseau (la période entre les tiges), le spectre à la sortie 2 du filtre est présenté sur la figure VI.14.

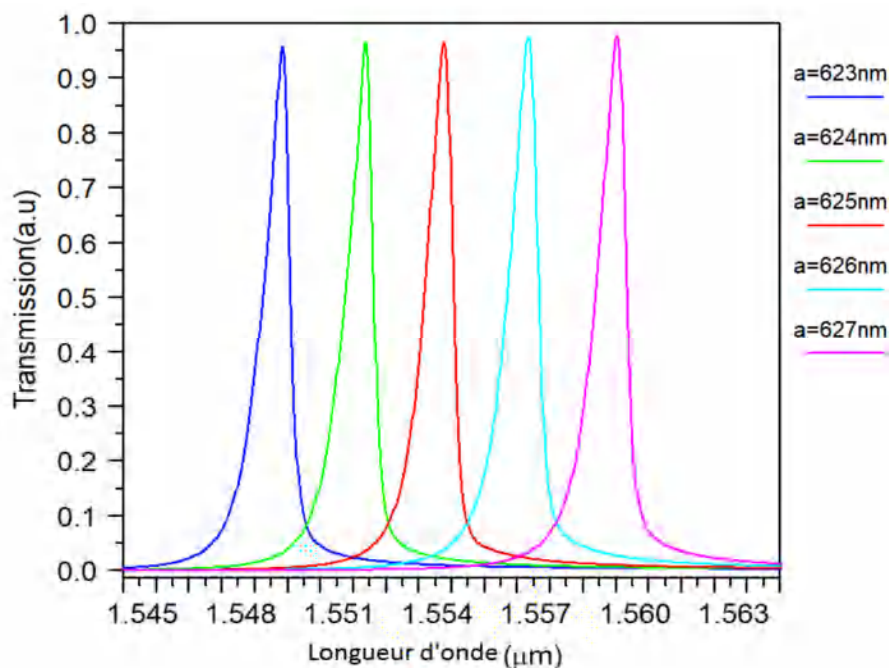


Figure VI.14 Spectres de sortie du filtre optique proposé pour différentes constantes de réseau.

La figure VI.14 montre que notre structure est sensible à la variation de la constante de réseau 'a' et les caractéristiques des résultats pour ces variations sont données dans le tableau.3.

Nous remarquons pour notre structure proposée du filtre CDF qu'elle est capable de détecter des petites variations de la constante de réseau d'environ 1 nm, avec une transmission et un facteur de qualité élevés.

| Constante de réseau (nm) | λ (nm) | Transmission (%) | Facteur de qualité |
|--------------------------|----------------|------------------|--------------------|
| 617 | 1533.5 | 95.55 | 3297.2 |
| 618 | 1535.9 | 94.54 | 3259.3 |
| 619 | 1538.6 | 95.81 | 3019.6 |
| 620 | 1541.2 | 93.86 | 3099.7 |
| 621 | 1543.6 | 96.77 | 3069.8 |

Tableau 3 Spécifications du CDF proposé pour différentes constantes de réseau.

Pour étudier la résonance du filtre optique proposé pour une faible variation géométrique de l'anneau du résonateur, la figure VI.15 donne la variation du confinement de puissance à la sortie 2 en fonction du rayon des tiges d'anneau "ra". Un résumé de ces résultats est donné dans le tableau 4.

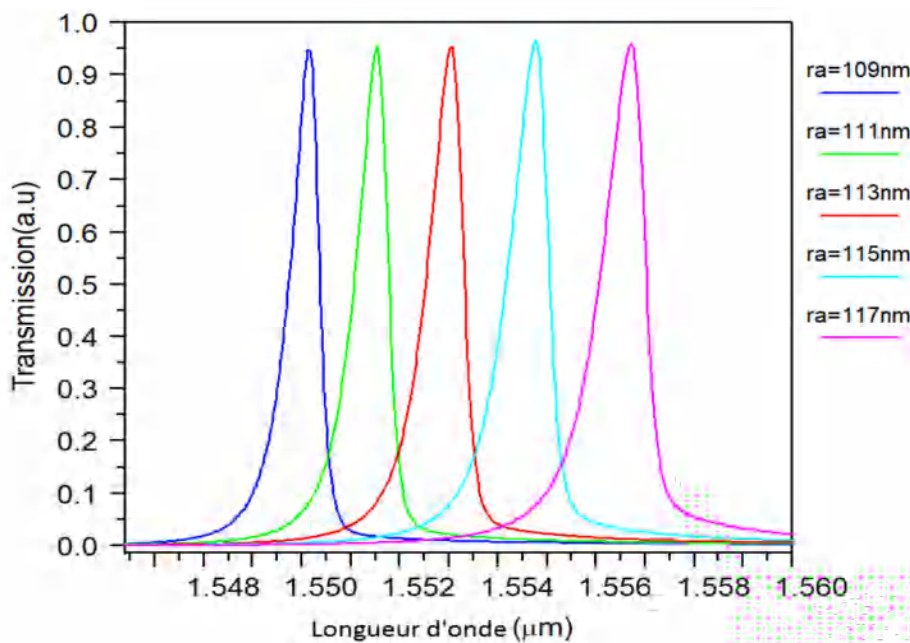


Figure VI.15 Spectres de sortie du filtre optique proposé pour différents rayons des tiges d'anneau.

| Le rayon du tige annulaire (nm) | λ (nm) | Transmission (%) | Facteur de qualité |
|---------------------------------|----------------|------------------|--------------------|
| 107 | 1534.2 | 91.28 | 4315.1 |
| 109 | 1535.6 | 95.28 | 3750.7 |
| 111 | 1537.0 | 95.31 | 3460.9 |
| 113 | 1538.6 | 95.81 | 3019.6 |
| 115 | 1540.4 | 96.02 | 2850.5 |

Tableau 4 Spécifications du filtre optique proposé pour différentes valeurs du rayon des tiges d'anneau

Nous remarquons à partir de la figure VI.15 et le tableau 4 que notre structure proposée est également capable de détecter des petites variations dans le rayon des tiges d'anneau (qui est composée de 9 sous-anneaux) avec un fort confinement et un facteur de qualité élevé.

Afin d'ajuster notre filtre proposé pour détecter la variation de l'indice de réfraction, l'interaction lumière-matériau joue un rôle important pour obtenir une haute sensibilité et un confinement de puissance optimal.

Pour étudier l'influence de la variation de l'indice de réfraction, la figure VI.16 donne les différentes longueurs d'onde de résonance pour de petites variations de l'indice de réfraction de la structure proposée.

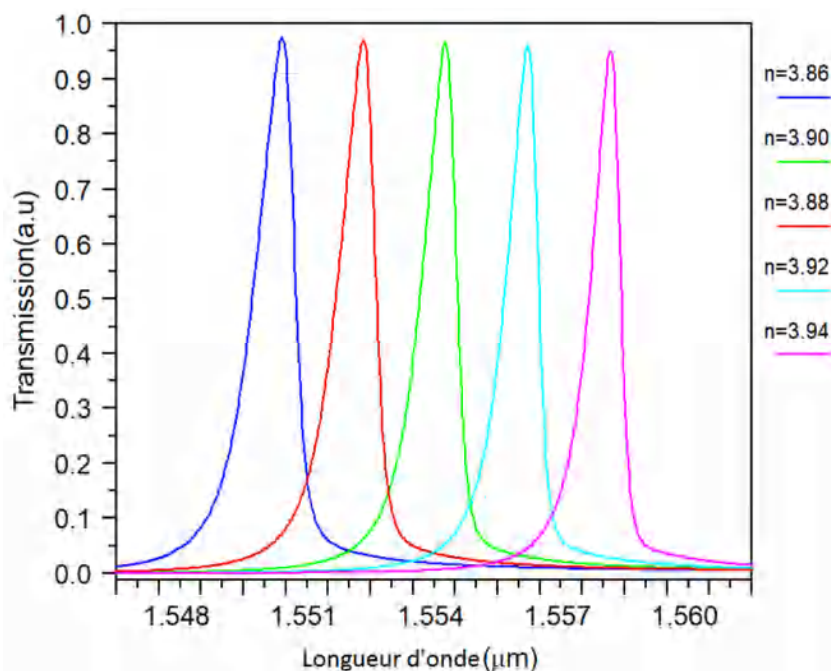


Figure VI.16 Spectres de sortie du filtre optique proposé pour différentes valeurs d'indice de réfraction.

Le facteur de qualité est un paramètre essentiel dans un détecteur, donc les propriétés des résultats obtenus dans la figure VI.16 de la structure proposée sont données dans le tableau.5.

| n | λ (nm) | Transmission (%) | Facteur de qualité |
|------|----------------|------------------|--------------------|
| 3.84 | 1532.8 | 97.04 | 2577.5 |
| 3.87 | 1535.7 | 96.52 | 2794.7 |
| 3.90 | 1538.6 | 95.81 | 3019.6 |
| 3.93 | 1541.5 | 94.29 | 3249.4 |
| 3.96 | 1544.6 | 93.54 | 3483.4 |

Tableau5 Spécifications du filtre proposé pour différentes valeurs d'indice de réfraction.

La structure optique du filtre CDF formé par l'introduction de sous-anneaux couplés à des guides permet d'obtenir un facteur de qualité très élevé (supérieur à 2577.5) tout en gardant un faible volume modal et une puissance de confinement élevée (supérieure à 95%) à la sortie 2. Donc ces résultats intéressants contribuent pour la conception d'un démultiplexeur performant. Dans un filtre détecteur, l'obtention des facteurs de qualité élevés permet une lecture plus fine des décalages des longueurs d'ondes. Ainsi pour s'assurer que la structure proposée est fiable,

elle doit avoir à la fois un fort confinement du champ électromagnétique et un fort facteur de qualité dans un encombrement réduit, pour l'intégrer à d'autres fonctionnalités optiques. Par conséquent, notre structure proposée, comparée à d'autres structures trouvées dans les références (Tableau6) garantit des résultats prometteurs avec une transmission modale moyenne de 95.30 %, un facteur de qualité moyen de 3149.12 et un dimensionnement de $144.83 \mu\text{m}^2$. Ces résultats ont été obtenus par optimisation des paramètres opto-géométriques de la structure du filtre CDF pour fonctionner aux longueurs d'ondes du domaine de télécommunication.

| Structure | Transmission (%) | Facteur de qualité Q | Dimension (μm^2) |
|-----------------------------------|------------------|----------------------|-------------------------------|
| Structure de filtre proposer | 95.30 | 3149.12 | 144.83 |
| Rebhi and Najjar [10] | 100 | 2578.5 | - |
| Massoudi et al. [11] | 95 | 2210 | - |
| Seifouri et al.[9] | 95 | 1290 | 211.1 |
| Alipour-Banaei, Mehdizadeh. F[12] | 99.6 | 5170 | 741 |
| Bendjelloul et al.[13] | 99 | 1011 | - |
| Alipour-Banaei et al.[14] | 90 | 387 | 242.4 |
| Robinson and Nakkeeran [15] | 100 | 114.69 | 129.96 |

Tableau 6 Comparaison du filtre de base du démultiplexeur conçu à base des sous anneaux avec des références

VI.10. Conception d'un démultiplexeur à quatre canaux basé sur un résonateur formé avec des sous anneaux

Nous avons conçu une structure d'un démultiplexeur basée sur quatre canaux de sorties en forme de L et avec les filtres optimisés dans la section précédente, où nous avons une source d'entrée et quatre sorties pour des longueurs d'ondes de fonctionnement spécifique. Les paramètres de la structure sont la période $a=618 \text{ nm}$, le rayon des tiges $r=110\text{nm}$ et quatre résonateurs avec des tiges de rayon $Rr1 =109 \text{ nm}$, $Rr2 =113 \text{ nm}$, $Rr3 =117 \text{ nm}$ et $Rr4 =121 \text{ nm}$ respectivement, avec une structure à pleine grandeur $405.6 \mu\text{m}^2$. Pour les spectres de transmission à la sortie des quatre canaux du démultiplexeur sont donnés sur la figureVI.18.

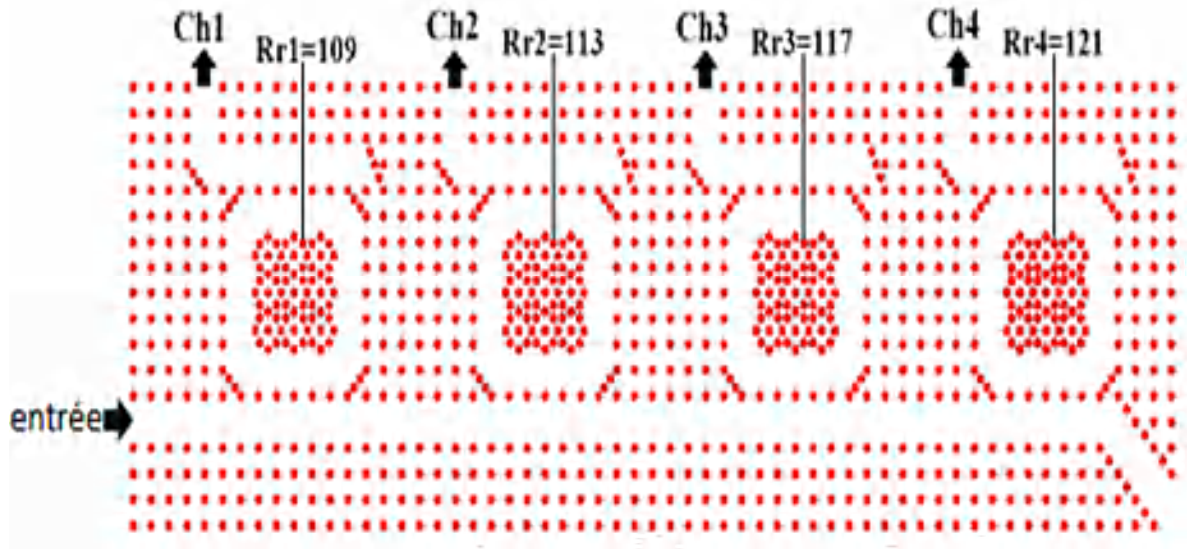


Figure VI.18 La structure proposée d'un démultiplexeur basée sur quatre canaux.

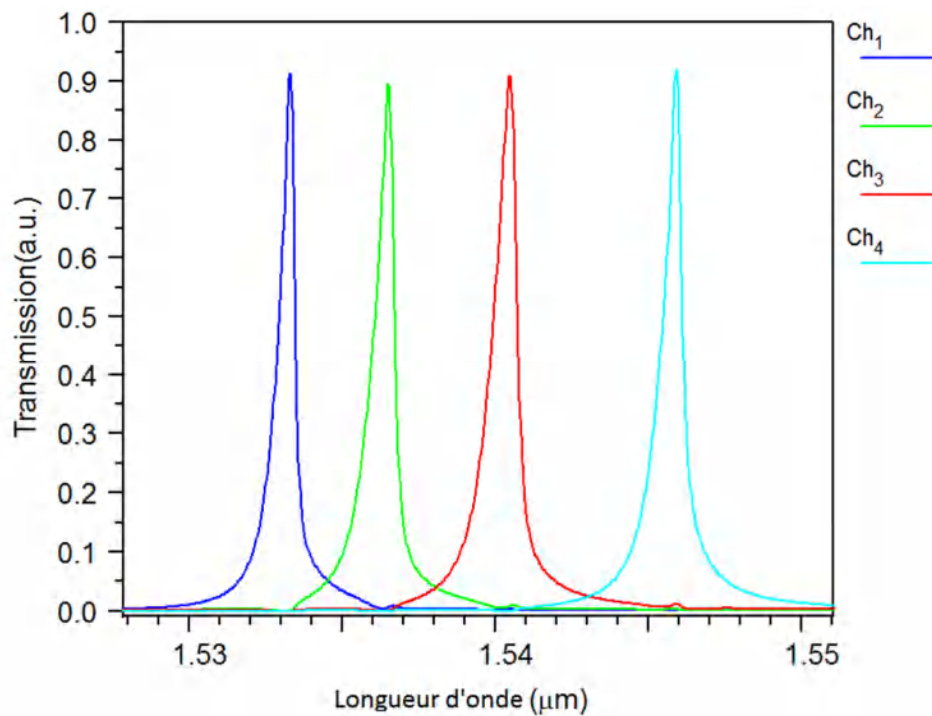


Figure VI.17 Spectres de transmission des quatre canaux du démultiplexeur.

Nous observons que les longueurs d'onde de résonance dans les quatre canaux de sortie sont les suivants $\lambda_1 = 1533.3$ nm, $\lambda_2 = 1536.6$ nm, $\lambda_3 = 1540.5$ nm and $\lambda_4 = 1545.9$ nm respectivement où nous pouvons remarquer que la transmission pour chaque canal est forte. Donc les résultats de transmission et d'autres caractéristiques de démultiplexeur sont donnés dans le tableau 7.

| Canaux | Rr(nm) | λ (nm) | Largueur spectrale (nm) | Transmission (%) | Facteur de qualité |
|----------|--------|----------------|-------------------------|------------------|--------------------|
| Canal 01 | 109 | 1533.3 | 0.6 | 91.35 | 2555.5 |
| Canal 02 | 113 | 1536.5 | 0.7 | 89.49 | 2195.0 |
| Canal 03 | 117 | 1540.5 | 0.8 | 90.95 | 1925.6 |
| Canal 04 | 121 | 1545.9 | 0.7 | 91.95 | 2208.4 |

Tableau 7 Les caractéristiques des spectres dans les canaux de sortie

Nous observons que le taux de transmission dans ce démultiplexeur est supérieur à 89% et le facteur de qualité avec une valeur maximale de 2555.5. Nous pouvons également noter que la valeur moyenne de la largeur spectrale est de 0.72 nm ce qui fait que l'application de la structure proposée fonctionne très bien en terme de démultiplexage. Pour la distribution du champ électrique est présentée dans la figure VI.19.

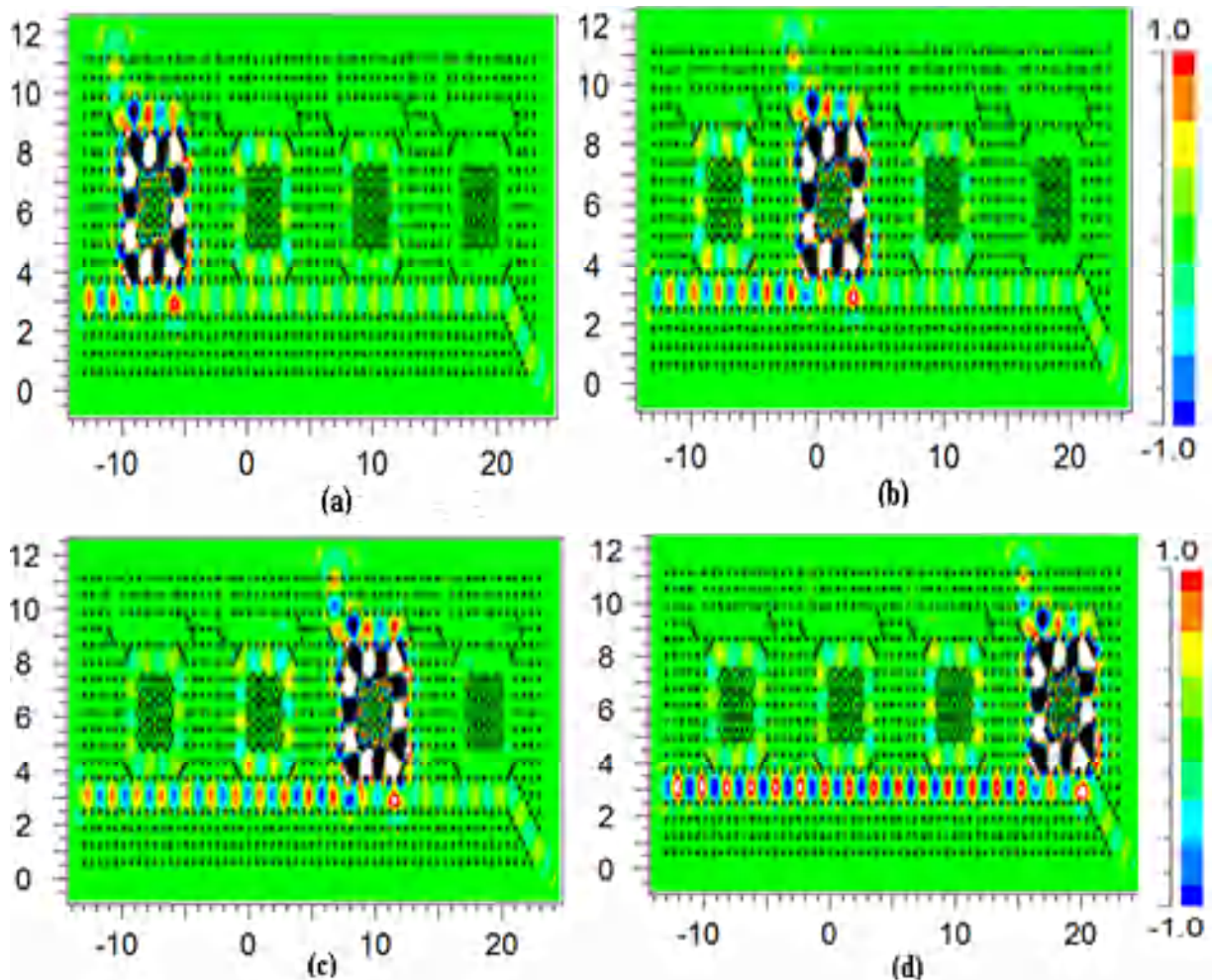


Figure VI.19 Distribution du champ électrique du démultiplexeur proposé.

La diaphonie est une caractéristique importante dans la conception des démultiplexeurs dans un système WDM. Le résultat de la diaphonie pour ce démultiplexeur est donné dans le tableau 8.

| X _{ij} | 1 | 2 | 3 | 4 |
|-----------------|--------|--------|--------|--------|
| 1 | 1 | -30.40 | -38.81 | -45.45 |
| 2 | -21.66 | 1 | -34.33 | -43.40 |
| 3 | -25.27 | -19.67 | 1 | -37.54 |
| 4 | -28.49 | -24.86 | -18.91 | 1 |

Tableau 8 Résultats de la diaphonie entre les canaux de sortie

D'après les résultats présentés sur la diaphonie entre les canaux de la structure, les valeurs de la diaphonie pour la structure varie entre -18.91 dB et -40.6 dB, avec une diaphonie moyenne d'environ -30.73 dB est meilleure que les autres travaux basés sur le démultiplexage à 4 canaux [16-21]. Cette valeur de diaphonie est très bien adaptée pour faire fonctionner notre démultiplexeur proposé avec un signal de haute qualité.

Un résumé de nos résultats de modélisation comparés avec les différentes études de recherches trouvées dans la littérature est donné dans le tableau 9.

| Référence | Nombre des canaux | Facteur de qualité | Diaphonie (dB) | dimension |
|-------------------|-------------------|--------------------|----------------|-----------|
| Structure DEMUX 2 | 4 | 2221.13 | -30.37 | 405.6 |
| Structure DEMUX 1 | 4 | 2584.5 | -21.92 | 463.11 |
| [16] | 5 | 1039 | -17.85 | 689.61 |
| [17] | 8 | 2088 | -28 | *** |
| [18] | 4 | 1943 | -18.1 | 421 |
| [19] | 8 | 1200 | -18 | *** |
| [20] | 4 | 1234 | -15.4 | 422.5 |
| [21] | 4 | 1496 | -22 | 313.3 |

Tableau 9 Comparaison des démultiplexeurs proposés avec ceux précédemment rapportés

Nous constatons à la fin de cette étude et du tableau.9 que nos résultats sont intéressants.

VI.10.Conclusion

Le travail présenté dans ce chapitre visait initialement à concevoir un modèle avec configuration optimisée d'un filtre à cristal photonique capable de détecter des petites variations de la constante de réseau, du rayon des tiges "ra" du résonateur et après la variation de l'indice de réfraction du matériau infiltré dans les tiges du résonateur. Ce filtre optimisé est intégré et utilisé pour fonctionner comme un démultiplexeur à quatre canaux avec de faibles interférences et bonne qualité du signal à la sortie.

Pour cela nous avons commencé de proposer la conception d'un filtre de qualité de forme étoile pour la conception d'un démultiplexeur intéressant avec comme résultat, un facteur de qualité de 2584.5, une faible diaphonie moyenne de -21.92 dB et une taille de la structure de 463.11 μm^2 .

Après nous avons simulé une deuxième structure d'un filtre avec une autre forme en sous-anneaux, la simulation a montré un taux de transmission modal moyen de 95,30%, un petit dimensionnement de 144,83 μm^2 obtenu par l'optimisation des paramètres opto-géométriques de ce filtre qui fonctionne avec un facteur de qualité moyen de 3149.12, cette valeur est optimale par rapport à d'autres systèmes à base des filtres. Après un autre démultiplexeur à base de ce filtre est proposé. Ce dernier démultiplexeur peut fonctionner avec une transmission élevée supérieure à 89 %, un facteur de qualité avec une valeur maximale de 2555.5 et une meilleure diaphonie moyenne d'environ -30.73 dB.

Références

- [1] S. Miller, *Optical Fiber Telecommunications*. Elsevier, 2012.
- [2] B. Mukherjee, *Optical WDM Networks*. Springer Science & Business Media, 2006.
- [3] M. Bouda and T. Naito, “High-capacity upstream DWDM extended reach PON based on colourless CWDM transmitters with single nominal wavelength,” in 2008 34th European Conference on Optical Communication, pp. 1–2, Sep. 2008.
- [4] K. Aoyama and J. Minowa, “Optical demultiplexer for a wavelength division multiplexing system,” *Appl. Opt.*, vol. 18, no. 8, pp. 1253–1258, Apr. 1979.
- [5] Y. Fujii, K. Aoyama, and J. Minowa, “Optical demultiplexer using a silicon echelette grating,” *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. 16, no. 2, pp. 165–169, Feb. 1980.
- [6] S. Boscolo, M. Midrio, and C. G. Someda, “Coupling and decoupling of electromagnetic waves in parallel 2D photonic crystal waveguides,” *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. 38, no. 1, pp. 47–53, Jan. 2002.
- [7] Kosaka, H., Kawashima, T., Tomita, A., Notomi, M., Tamamura, T., Sato, T., & Kawakami, S, “Photonic crystals for micro lightwave circuits using wavelength-dependent angular beam steering,” *Applied Physics Letters*, vol. 74, no 10, p. 1370-1372, 1999.
- [8] Y. Zhu, X. Hu, C. Lu, Y. Huang, and Q. Gong, “All-Optical Tunable Wavelength-Division Multiplexing Based on Colloidal Crystal Coated Silver Film,” *Plasmonics*, vol. 7, no. 4, pp. 589–594, Dec. 2012.
- [9] M. Seifouri, V. Fallahi, and S. Olyaei, “Ultra-high-Q optical filter based on photonic crystal ring resonator,” *Photonic Netw. Commun.*, vol. 35, no. 2, pp. 225–230, Apr. 2018.
- [10] S. Rebhi and M. Najjar, “High Q-factor optical filter with high refractive index sensitivity based on hourglass-shaped photonic crystal ring resonator,” *Optik*, vol. 202, p. 163663, Feb. 2020.
- [11] R. Massoudi, M. Najjar, F. Mehdizadeh, and V. Janyani, “Investigation of resonant mode sensitivity in PhC based ring resonators,” *Opt. Quantum Electron.*, vol. 51, no. 3, p. 87, Mar. 2019.
- [12] H. Alipour-Banaei and F. Mehdizadeh, “High sensitive photonic crystal ring resonator structure applicable for optical integrated circuits,” *Photonic Netw. Commun.*, vol. 33, no. 2, pp. 152–158, Apr. 2017.
- [13] R. Bendjelloul, T. Bouchemat, and M. Bouchemat, “An optical channel drop filter based on 2D photonic crystal ring resonator,” *J. Electromagn. Waves Appl.*, vol. 30, no. 18, pp. 2402–2410, Dec. 2016.
- [14] H. Alipour-Banaei, M. Jahanara, and F. Mehdizadeh, “T-shaped channel drop filter based on photonic crystal ring resonator,” *Optik*, vol. 125, no. 18, pp. 5348–5351, Sep. 2014.
- [15] R. Savarimuthu and N. Rangaswamy, “Coupled mode theory analysis for circular photonic crystal ring resonator-based add-drop filter,” *Opt. Eng.*, vol. 51, no. 11, p. 114001, Nov. 2012.
- [16] S. Naghizade and S. M. Sattari-Esfahlan, “An Optical Five Channel Demultiplexer-Based Simple Photonic Crystal Ring Resonator for WDM Applications,” *J. Opt. Commun.*, vol. 41, no. 1, pp. 37–43, Jan. 2020.

- [17] S. Serajmohammadi, H. Alipour-Banaei, and F. Mehdizadeh, “Application of Photonic Crystal Ring Resonators for Realizing All Optical Demultiplexers,” *Frequenz*, vol. 72, no. 9–10, pp. 465–470, Sep. 2018.
- [18] V. Fallahi, M. Seifouri, S. Olyaei, and H. Alipour-Banaei, “Four-channel optical demultiplexer based on hexagonal photonic crystal ring resonators,” *Opt. Rev.*, vol. 24, no. 4, pp. 605–610, Aug. 2017.
- [19] R. Talebzadeh, M. Soroosh, Y. S. Kaviani, and F. Mehdizadeh, “Eight-channel all-optical demultiplexer based on photonic crystal resonant cavities,” *Optik*, vol. 140, pp. 331–337, Jul. 2017.
- [20] H. Alipour-Banaei, F. Mehdizadeh, and S. Serajmohammadi, “A novel 4-channel demultiplexer based on photonic crystal ring resonators,” *Optik*, vol. 124, no. 23, pp. 5964–5967, Dec. 2013.
- [21] A. Rostami, H. A. Banaei, F. Nazari, and A. Bahrami, “An ultra compact photonic crystal wavelength division demultiplexer using resonance cavities in a modified Y-branch structure,” *Optik*, vol. 122, no. 16, pp. 1481–1485, Aug. 2011.

Conclusion générale

Les cristaux photoniques sont des matériaux artificiels périodiques à base des matériaux diélectrique ou métallique, ont des propriétés intéressantes telles que la bande interdite photonique BIP et la capacité de contrôler la propagation de la lumière dans des dimensions de l'ordre de grandeur de la longueur d'onde. Ces cristaux photoniques bénéficient aussi de leurs compatibilités avec les procédés de fabrication (mieux maîtrisés) en micro et nanoélectronique, tout ça a permis d'ouvrir la voie de lancer plusieurs études pour objectif de réaliser de nombreuses fonctions optiques à base de ces matériaux pour différents domaines d'application tel que le guidage et multiplexage.

Un système de communication à base de la technologie de multiplexage en longueur d'onde WDM est une meilleure approche pour atteindre l'utilisation optimale de la capacité de la fibre dans le but d'augmenter le nombre de canaux de communication, les recherches pour la conception et la fabrication des nouveaux composants optiques avec des caractéristiques mieux plus performant et avec une taille réduite, à la base des nouveaux matériaux mettre les CPs un choix prometteur pour ce but.

À partir de ça, l'ensemble des travaux présentés dans ce manuscrit de thèse sont dédiés à la conception et l'optimisation de nouvelles structures d'un démultiplexeur à cristaux photoniques bidimensionnels qui peut jouer un rôle crucial à la séparation des données de transmission au long d'une chaîne de transmission. Dans ce contexte, plusieurs structures originales à base d'un résonateur en anneau ont été proposées.

Pour cet étude le logiciel Rsoftcad est utilisé qui est parfaitement adapté à la conception des circuits photoniques, avec l'utilisation de ces modules BandSOLVE et fullwave, qui sont basés sur la méthode des ondes planes (PWE) et la méthode de FDTD respectivement.

Dans ce cadre, nous pouvons conclure ce travail de recherche en deux grandes parties:

Dans la première partie, l'étude est commencée par la conception d'une nouvelle configuration d'un filtre à base d'un résonateur en anneau à cristaux photoniques 2D avec une maille de forme carrée. Dans la structure il y a un guide de forme $w1$ qui contient l'entrée et la première sortie-1 du signal, de plus un deuxième guide de forme L inversée avec une deuxième sortie-2 et entre ces deux guides un résonateur en anneau au centre de forme étoile. Pour maximiser la transmission dans cette structure des diviseurs de forme elliptique avec des paramètres géométriques sélectifs sont utilisés. De plus, une optimisation est donnée des paramètres de ce filtre proposé pour fonctionner avec d'autres filtres dans une structure d'un

démultiplexeur à quatre canaux performants avec un minimum d'interférences. Des résultats importants sont obtenus pour ce filtre avec une transmission supérieure à 98% et un facteur de qualité supérieur à 2200. Ces résultats permettent d'intégrer ce filtre pour la modélisation d'un démultiplexeur de quatre canaux. L'efficacité de transmission et la diaphonie entre les canaux de ce démultiplexeur sont optimisées, tandis que la diaphonie trouvée est entre -18.45 et -49.38 dB (avec une moyenne de -32.36 dB) et un rendement de transmission supérieur à 93% sont obtenus aux longueurs d'ondes de fonctionnement.

Dans la deuxième partie, pour minimiser la taille et la valeur moyenne de la diaphonie qui sont deux caractéristiques importantes dans un démultiplexeur, une deuxième conception d'un démultiplexeur est proposée. Le filtre de base proposé avec une période entre les trous égale à 619 nm et contient un résonateur en sous-anneaux. La flexibilité est étudiée de ce filtre pour les différents paramètres (période, indice de réfraction, rayon de sous anneau) et par comparaison à d'autres structures trouvées dans la littérature, cette structure du filtre est performante avec une transmission modale moyenne de 95.30%, un facteur de qualité moyen de 3149,12 et une taille réduite de $144,83\mu\text{m}^2$. Ces propriétés permettent de modéliser un autre démultiplexeur à quatre canaux avec un facteur de qualité moyen de 2221.4, de taille minimale $405\mu\text{m}^2$ avec un meilleur taux de transmission et moins d'interférences (diaphonie de -32dB) entre les signaux optiques à la sortie des canaux. Donc, ces résultats fournissent des règles de conception utiles pour des applications impliquant des résonateurs à cristaux photoniques optimales.

Nous pouvons dire au final, que les résultats montrés dans ce travail sont intéressants et cette recherche est considérée comme une contribution pour améliorer les caractéristiques des démultiplexeurs à cristaux photoniques.

Publications

- **F. Larioui**, M. R. Lebbal, T. Bouchemat, and M. Bouchemat, “Conventional band demultiplexer with high quality factor and transmission power based on four optimized shaped photonic crystal resonators,” *J. Opt. Commun*, (): 000010151520190257, Jul. 2020, <https://doi.org/10.1515/joc-2019-0257>.
- **F. Larioui**, M. R. Lebbal, T. Bouchemat, and M. Bouchemat, “DEMUX with low crosstalk and compact channel drop filter based on photonics crystals ring resonator with high quality factor,” *Frequenz*, vol. 75, no. 11–12, pp. 561–568, Dec. 2021, <https://doi.org/10.1515/freq-2020-0217>.

Résumé

Un système de communication à base de la technologie de multiplexage en longueur d'onde WDM est une meilleure approche pour atteindre l'utilisation optimale de la capacité de la fibre dans le but d'augmenter le nombre de canaux de communication, les recherches pour la conception et la fabrication des nouveaux composants optique avec des caractéristiques plus performant avec une taille réduite, à la base des nouveaux matériaux mettre les CPs un choix prometteur pour ce but.

Le travail présenté dans ce manuscrit visait initialement à concevoir un modèle avec configuration optimisée d'un filtre à cristal photonique capable de détecter des petites variations de la constante de réseau, du rayon des tiges "ra" du résonateur et après la variation de l'indice de réfraction du matériau infiltré dans les tiges du résonateur. Ce filtre optimisé est intégré et utilisé pour fonctionner comme un démultiplexeur à quatre canaux avec de faibles interférences et bonne qualité du signal à la sortie.

Pour cela nous avons commencé à proposer la conception d'un filtre à résonateur en anneaux de forme étoile pour concevoir un démultiplexeur intéressant avec un facteur de qualité de 2584,5, une diaphonie moyenne faible de -21,92 dB et une taille de structure de 463,11 μm^2 .

Après nous avons simulé une deuxième structure d'un filtre avec une autre forme en sous-anneaux, la simulation a montré un taux de transmission modal moyen de 95,30%, un petit dimensionnement de 144,83 μm^2 obtenu par l'optimisation des paramètres opto-géométriques de ce filtre qui fonctionne avec un facteur de qualité moyen de 3149.12, cette valeur est optimale par rapport à d'autres systèmes à base des filtres. Après un autre démultiplexeur à base de ce filtre est proposé. Ce dernier démultiplexeur peut fonctionner avec une transmission élevée supérieure à 89 %, un facteur de qualité avec une valeur maximale de 2555,5 et une meilleure diaphonie moyenne d'environ -30,73 dB.

Mots clés : Cristaux photoniques, résonateur en anneau, démultiplexeur, multiplexage par répartition en longueur d'onde.

Summary

A communication system based on WDM wavelength division multiplexing technology is a better approach to achieve the optimal utilization of fiber capacity in order to increase the number of communication channels, research for the design and manufacture of new optical components with higher performance characteristics and reduced size, based on new materials make CPs a promising choice for this purpose.

The work presented in this manuscript initially aimed to design a model with optimized configuration of a photonic crystal filter capable of detecting small variations in the lattice constant, the radius of the "ra" rods of the resonator and after the variation of the refractive index of the material infiltrated in the rods of the resonator. This optimized filter is integrated and used to operate as a four channel demultiplexer with low interference and good signal quality at the output.

For this we started to propose the design of a star-shaped quality filter for the design of an interesting demultiplexer with as a result, a quality factor of 2584.5, a low average crosstalk of -21.92 dB and a size of the structure of 463.11 μm^2 .

After we simulated a second structure of a filter with another form in sub-rings, the simulation showed an average modal transmission rate of 95.30%, a small dimensioning of 144.83 μm^2 obtained by the optimization of the parameters opto-geometric of this filter, which works with an average quality factor of 3149.12, this value is optimal compared to other systems based on filters. After another demultiplexer based on this filter is proposed. This latest demultiplexer can operate with a high transmission greater than 89%, a quality factor with a maximum value of 2555.5 and an average best crosstalk of about -30.73 dB.

Keywords: Photonic crystals, ring resonator, demultiplexer, wavelength division multiplexing.

ملخص

يعد نظام الاتصالات القائم على تقنية تعدد الإرسال بتقسيم الطول الموجي لإدارة الطلب على الطاقة نهجًا أفضل لتحقيق الاستخدام الأمثل لسعة الألياف من أجل زيادة عدد قنوات الاتصال، والبحث عن تصميم وتصنيع مكونات بصرية جديدة ذات خصائص أداء محسنة وتقليل الحجم، اعتمادًا على مواد جديدة، تجعل CPS خيارًا واعدًا لهذا الغرض .

يهدف العمل المقدم في هذه المخطوطة في البداية إلى تصميم نموذج بتكوين محسن لمرشح بلوري ضوئي قادر على اكتشاف الاختلافات الصغيرة في ثابت الشبكة، ونصف قطر قضبان "ra" للرنان وبعد تباين معامل الانكسار لـ المادة المخترقة في قضبان الرنان. تم دمج هذا المرشح المحسن واستخدامه للعمل كمزيل تعدد إرسال رباعي القنوات مع تداخل منخفض وجودة إشارة جيدة عند الخرج.

لتصميم مزيل تعدد الإرسال مثير للاهتمام، ونتيجة لذلك بدأنا في اقتراح تصميم مرشح جودة النموذج بعامل جودة يبلغ 2584.5، ومتوسط تداخل منخفض يبلغ 21.92- ديسيبل ومساحة الهيكل 463.11 ميكرومتر مربع.

بعد أن قمنا بمحاكاة بنية ثنائية لمرشح مع شكل آخر في الحلقات الفرعية، أظهرت المحاكاة متوسط معدل نقل إشارة بنسبة 95.30٪، وبعدها صغير قدره 144.83 ميكرومتر مربع تم الحصول عليه من خلال تحسين المعلمات الهندسية البصرية لهذا الفلتر الذي يعمل بمتوسط عامل جودة يبلغ 3149.12، تعد هذه القيمة مثالية مقارنة بالأنظمة الأخرى القائمة على المرشحات. بعد اقتراح مزيل تعدد آخر يعتمد على هذا المرشح يمكن أن يعمل جهاز إزالة تعدد الإرسال هذا مع إرسال أعلى من 89٪، وعامل جودة بقيمة قصوى تبلغ 2555.5 ومتوسط أفضل تداخل يبلغ حوالي 30.73- ديسيبل.

الكلمات المفتاحية: البلورات الضوئية، الرنان الحلقي، مزيل تعدد الإرسال، مضاعفة تقسيم الطول الموجي.