

الجمهورية الجزائرية الديمقراطية الشعبية

**REPUBLIQUE ALGERIENNE DEMOCRATIQUE ET POPULAIRE**

وزارة التعليم العالي والبحث العلمي

Ministère de l'Enseignement Supérieur et de la Recherche Scientifique

جامعة أبي بكر بلقايد - تلمسان -

Université Aboubakr Belkaïd – Tlemcen –

Faculté de TECHNOLOGIE



## **THESE**

Présentée pour l'obtention du **grade de DOCTORAT 3<sup>ème</sup> Cycle**

**En : Télécommunications**

**Spécialité : Photonique, Micro et nano optique**

**Par : Abdelbasset Moungar**

### **Sujet**

**Démultiplexeurs à Résonateurs Annulaires Multicanaux autour des Longueurs d'Ondes Optiques 1.31 et 1.55  $\mu\text{m}$  à base des Cristaux Photoniques 2D pour les Systèmes DWDM**

Soutenue publiquement, le 13/ Juillet / 2021, devant le jury composé de :

MELIANI Maghnia	Prof	Univ. Tlemcen	Présidente
BADAOUI Hadjira	Prof	Univ. Tlemcen	Directeur
ABRI Mehadji	Prof	Univ. Tlemcen	Co-Directeur
MAHDJOUR Zoubir	Prof	Univ. Sidi Bel Abbes	Examineur
BENDAOUDI Amina	MCA	Univ. Sidi Bel Abbes	Examineur
DEBBAL Mohammed	MCA	Univ. Ain-Temouchent	Examineur

## Dédicace

*A toi Maman ! Sans toi, je n'aurais jamais pu y exister.*

*A mon Père ! Vous êtes la lumière de ma vie.*

*A ma chère sœur.*

*A mes frères vous êtes le soutien qu'existe toujours*

## Résumé

Les cristaux photoniques inspirés de la nature sont des nanostructures diélectriques dont l'indice de réfraction varie périodiquement à l'échelle de la longueur d'onde. Ces dernières ont la capacité d'empêcher la propagation de la lumière pour certaines gammes des longueurs d'ondes appelées bandes interdites photoniques. La possibilité de créer des défauts au sein du cristal donne à ces dernières l'avantage de contrôler et même confiner de la lumière par l'utilisation des résonateurs et employer la lumière comme un support de transmission, ce qui permet de concevoir de nombreux composants en optique intégrée. Parmi ces composants, on trouve le démultiplexeur qui est un composant clé dans les systèmes de transmission DWDM et qui est utilisé pour la séparation des longueurs d'ondes optiques. Dans la littérature, de nombreuses topologies des démultiplexeurs ont été proposées en se basant sur des techniques fondées sur des résonateurs optiques constitués des défauts. Parmi les différentes topologies, les résonateurs en anneau sont d'avantage pris en compte en raison de leurs caractéristiques spécifiques, notamment la facilité de conception et une sensibilité plus élevée par rapport à d'autres défauts connus. Les caractéristiques dans les résonateurs annulaires sont la base principale pour la conception et la fabrication de dispositifs à base de cristaux photoniques tels que les filtres optiques, les diviseurs, les commutateurs optiques, les portes logiques optiques, les capteurs optiques et les démultiplexeurs optiques. L'objectif de cette thèse est d'aller vers une séparation nette et efficace des longueurs d'ondes autour de 1.31 et 1.55  $\mu\text{m}$ , au-delà de quatre canaux, où on a validé 8 et 16 canaux à travers des topologies originales des démultiplexeurs à base des cristaux photoniques bidimensionnels.

**Mots clés :** Cristaux photoniques bidimensionnels, démultiplexeurs, résonateurs annulaires, démultiplexeurs multicanaux, DWDM.

## المخلص

البلورات الضوئية المستوحاة من الطبيعة هي هياكل نانوية عازلة يتغير معامل انكسارها بشكل دوري عبر الأطوال الموجية. هذه لديها القدرة على منع انتشار الضوء لنطاقات معينة من الأطوال الموجية تسمى فجوات الحزمة الضوئية. إن إمكانية حدوث عيوب داخل البلورة تمنحهم ميزة التحكم بل وحصر الضوء من خلال استخدام الرنانات واستخدام الضوء كوسيط نقل ، مما يجعل من الممكن تصميم العديد من المكونات في الدارات البصرية المدمجة. ومن بين هذه المكونات هو مقسم الترددات (Demultiplexer بالفرنسية) وهو عنصر أساسي في أنظمة الإرسال التي تعتمد على التقسيم المكثف للموجات الضوئية (DWDM بالفرنسية) والذي يستخدم لفصل أطوال الموجات البصري شديدة التقارب. في أدبيات الموضوع، تم اقتراح العديد من طوبولوجيا مقسم الترددات بناءً على تقنيات تعتمد على الرنانات الضوئية المكونة من العيوب. من بين مختلف الطوبولوجيا ، يتم إعطاء الرنانات الحلقية مزيداً من الاهتمام نظراً لخصائصها المحددة ، بما في ذلك سهولة التصميم والحساسية العالية مقارنة بالطوبولوجيات الأخرى المعروفة. الخصائص في الرنانات الحلقية هي الأساس الرئيسي لتصميم وتصنيع الأجهزة القائمة على البلورات الضوئية مثل المرشحات الضوئية ، والفواصل ، القلابات الضوئية ، والبوابات المنطقية الضوئية ، وأجهزة الاستشعار الضوئية و مقسمات الموجات الضوئية. الهدف من هذه الأطروحة هو التحرك نحو فصل واضح وفعال للأطوال الموجية حول 1.31 و 1.55 ميكرومتر ، ما وراء القنوات الرابعة ، حيث تم التحقق من صحة 8 و 16 قناة من خلال طوبولوجيا أصلية مقسمات الموجات الضوئية على أساس بلورات فوتونية ثنائية الأبعاد.

**الكلمات الرئيسية:** بلورات ضوئية ثنائية الأبعاد ، مقسم الترددات، رنانات حلقية ، مقسم الترددات متعدد القنوات ، التقسيم المكثف للموجات الضوئية.

## **Abstract**

Nature-inspired photonic crystals are dielectric nanostructures whose refractive index varies periodically across the wavelength spectrum. These have the ability to prevent the propagation of light for certain ranges of wavelengths called photonic bandgaps. The possibility of creating defects within the crystal gives them the advantage of controlling and even confining light through the use of resonators while employing light as a transmission medium, which makes it possible to design many components in integrated optics. Among these components is the demultiplexer which is a key component in DWDM transmission systems and it is used for optical wavelength separation. In the literature, many topologies of demultiplexers have been proposed based on techniques of which are the optical resonators that are made up of defects. Among the various defects, ring resonators are given more consideration due to their specific characteristics, including ease of design and higher sensitivity compared to other known structures. The characteristics in ring resonators are the main basis for the design and manufacture of photonic crystal devices such as optical filters, dividers, optical switches, optical logic gates, optical sensors and optical demultiplexers. The objective of this thesis is to move towards a clear and efficient separation of wavelengths around 1.31 and 1.55  $\mu\text{m}$ , beyond four channels, where we have validated 8 and 16 channels through original topologies of demultiplexers based on two-dimensional photonic crystals.

**Keywords:** Two-dimensional photonic crystals, demultiplexers, ring resonators, multichannel demultiplexers, DWDM.

# Remerciement

*Ce travail dirigé par Madame ABRI BADAoui Hadjira et Monsieur ABRI Mehadji, a été réalisé en collaboration avec Laboratoire de télécommunication de Tlemcen (LTT) de l'université Abou Bekr Belkaid de Tlemcen.*

*Je remercie vivement madame ABRI BADAoui Hadjira, Professeur à l'université Abou Bekr Belkaid de Tlemcen, pour m'avoir proposé et dirigé ce travail, pour l'aide, le suivie et les précieux conseils qu'elle m'a prodigué pendant la période de thèse. Je la remercie chaleureusement.*

*J'exprime ma vive gratitude à Monsieur ABRI Mehadji, Professeur à l'université Abou Bekr Belkaid de Tlemcen, pour sa disponibilité et ses explications toujours enrichissantes. Merci surtout pour ses encouragements et ses remarques pertinentes, qui m'ont permis jusqu'au bout de ce travail.*

*J'adresse mes vifs remerciements à Madame MELIANI Maghnia professeur à l'université de Tlemcen, pour l'intérêt qu'elle a porté à mon travail en faisant l'honneur de présider le jury de thèse.*

*Je remercie très sincèrement Monsieur MAHDJOUR Zoubir, Professeur à l'Université de Sidi Bel Abbes, qui m'a enseigné dans me premiers années au sein de l'UDL, et Madame BENDAOUdi Amina, maître de conférences à l'Université de Sidi Bel Abbes, pour avoir accepté tous deux de juger ce travail et d'assurer le rôle de rapporteurs. Je remercie Monsieur Debbal Mohammed, maître de conférences à l'Université Ain-Temouchent qui a eu la gentillesse de faire partie de mon jury de thèse.*

# Table des matières

<b>REMERCIEMENT</b> .....	<b>I</b>
<b>LISTE DES ABREVIATIONS</b> .....	<b>II</b>
<b>LISTE DE FIGURES</b> .....	<b>IV</b>
<b>INTRODUCTION GENERALE</b> .....	<b>1</b>
<b>CHAPITRE I LES CRISTAUX PHOTONIQUES (CPHS) PRINCIPES ET APPLICATIONS</b>	
I.1 INTRODUCTION: .....	5
I.2 CONCEPTS FONDAMENTAUX DE CRISTAUX PHOTONIQUES: .....	6
I.2.1 Les équations de Maxwell : .....	6
I.2.2 Caractéristiques géométriques et physiques d'un cristal photonique: .....	8
• Le contraste d'indice $\delta$ : .....	8
• Les périodes: .....	8
• Le facteur de remplissage $f$ : .....	9
I.2.3 Équations de maxwell dans un milieu périodique: .....	10
• Analogie électron-photon: .....	10
• Théorème de Bloch et zone de Brillouin: .....	11
• Loi d'échelle : .....	13
I.2.4 Origine de band interdit photonique : .....	13
I.3 PROPRIETES DE BASE DES CRISTAUX PHOTONIQUES : .....	16
I.3.1 Cristaux photoniques 1D (Réseau de Bragg): .....	16
• Applications du régime de diffraction: .....	19
• Applications du régime de sous-longueur d'onde: .....	22
• Applications du régime de réflexion Bragg: .....	30
I.3.2 Cristaux photoniques 2D: .....	32
• Diagramme de bande: .....	33
• Carte des bandes interdites : .....	34
• Ingénierie des défauts dans les cristaux photoniques 2D: .....	35
I.3.3 Cristaux photoniques 3D: .....	40
I.4 CONCLUSION: .....	41
BIBLIOGRAPHIE: .....	42
<b>CHAPITRE II: LES METHODES NUMERIQUES ET LOGICIEL DE SIMULATION</b>	
II.1 INTRODUCTION: .....	47
II.2 LES LOIS DE LA PHYSIQUE, LES MODELES MATHEMATIQUES ET LES EDP: .....	47
II.3 METHODES NUMERIQUE UTILISE POUR SIMULER LES CPHS: .....	48
II.3.1 Méthode de décomposition en onde plane PWEM: .....	49
II.3.2 Méthode des éléments finis: .....	53
II.4 COMSOL MULTIPHYSIQUE: .....	55
II.4.1 Simulation de band interdit photonique sur Comsol: .....	56
II.5 CONCLUSION: .....	59
BIBLIOGRAPHIE: .....	60
<b>CHAPITRE III SYSTEMES DE DEMULTIPLEXAGE PAR REPARTITION EN LONGUEUR D'ONDE WDM</b>	
III.1 INTRODUCTION: .....	63
III.2 DEMULTIPLEXAGE PAR REPARTITION EN LONGUEUR D'ONDE WDM: .....	63
III.2.1 Démultiplexage par répartition en longueur grossier (CWDM): .....	64

III.2.2 Applications CWDM: .....	65
III.2.3 Multiplexage par répartition en longueur d'onde dense (DWDM): .....	65
III.3 APPLICATION DES CRISTAUX PHOTONIQUES EN WDM: .....	67
III.3.1 Démultiplexeur / Multiplexeur ultra large bande 1310 nm / 1550 nm: .....	67
III.3.2 Un démultiplexeur optique à quatre canaux utilisant des cavités résonantes à base de cristal photonique: .....	70
III.3.3 Conception d'un démultiplexeur WDM basé sur résonateur annulaire quasi-carré RAQC: .....	73
• Résonateur annulaire: .....	73
• Démultiplexeur à huit résonateurs en anneau quasi carré: .....	74
• Démultiplexeur avec résonateur annulaire quasi carré modifié RAQC-M: .....	79
• Démultiplexeur basé sur un résonateur annulaire octogonal: .....	81
• Démultiplexeur basé sur une cavité annulaire en forme de huit en RAQC avec un indice de réfraction unique: .....	83
III.4 CONCLUSION: .....	86
BIBLIOGRAPHIE: .....	88

## **CHAPITRE IV CONCEPTION ET SIMULATION DES DEMULTIPLEXEURS DOUBLE BANDS MULTICANAUUX A BASE DES CPHS 2D**

IV.1 INTRODUCTION: .....	90
IV.2 LA CONCEPTION ET SIMULATION DU CIRCUIT: .....	90
IV.2.1 Matière utilisé : .....	90
IV.2.2 Structure à bande interdite photonique: .....	91
IV.2.3 Démultiplexeur large bande: .....	92
IV.2.4 Résonateur en anneau quasi carré (RAQC): .....	94
• RAQC avec cœur en diamant : .....	95
• RAQC avec nano-cavités annulaires : .....	99
IV.2.5 Démultiplexeur double bandes à base des RAQCs: .....	102
• Démultiplexeur à 16 canaux : .....	102
• Démultiplexeur à 8 canaux: .....	107
IV.3 CONCLUSION: .....	113
BIBLIOGRAPHIE: .....	115
<b>CONCLUSION GENERALE .....</b>	<b>117</b>



# Liste des abréviations

## Symboles:

$\lambda$  : Longueur d'onde.

$a$  : Période du cristal photonique.

$r$  : Rayon du cristal photonique.

$f$  : Facteur de remplissage.

$n$  : Indice de réfraction.

$\delta$  : Le contraste d'indice

$\vec{k}$ : Vecteur d'onde.

$\varepsilon$  : Permittivité diélectrique.

$\mu$  : Perméabilité magnétique.

$\Theta$  : Opérateur Hermitien.

$\vec{G}$ : Vecteur du réseau réciproque.

## Abréviation:

**BIP** : Bande Interdite Photonique.

**BOX** : La couche d'oxyde enterré.

**BWDM** : Multiplexage par division en longueur d'onde de base.

**CD** : Coupleur directionnel.

**CPh** : Cristal Photonique.

**CWDM**: Multiplexage par division en longueur d'onde grossier.

**DBR/RBD** : Réflecteurs de Bragg distribués.

**DFB** : Lasers distribués de rétroaction.

**DWDM** : Multiplexage par division en longueur d'onde dense.

**EDP** : équations différentielles partielles

**FBGs** : Fibres à grilles de Bragg.

**FDTD**: «Finite-Difference Time-Domain»*Eng*

**FEM** : «Finite-Element Method»*Eng* méthode des éléments finis.

**IaaS** : «Infrastructure as a Service»*Eng*

**MMI** : Coupleurs à interférence multimode.

**NCA**: Nano-cavités annulaires.

**PCF**: Photonic Crystal Fibers.

**SWG**: Sub-Wavelength Grating.

**SOI** : Silicon On Insulator.

**OPD** : longueur de chemin optique.

**PBG** : Photonic Band Gap.

**PhC** : Photonic Crystal.

**PML** : «Perfectly Matched Layer»*Eng*.

**PWE** : «Plane-Wave Expansion Method»*Eng* méthode des ondes planes.

**QSRR**: «Quasi Square Ring Resonator»*Eng*

**RAQC**: Résonateur en anneau quasi carré.

**VCSELS**: «Vertical-cavity surface-emitting lasers»*Eng*

**TDs** : tiges diélectriques.

**TE** : Transverse Electric.

**TM** : Transverse Magnetic

**TMM**: «Transfer Matrix Method»*Eng*

**W<sub>1</sub><sup>k</sup>** : guides d'ondes mono-rangées.

**WDM** : Wavelength division multiplexing.

# Liste de figures

## Chapitre I Les cristaux photoniques (CPhs) principes et applications

<b>Figure I-1:</b> Les différentes classes de cristaux photoniques : 1D, 2D et 3D [8].	5
<b>Figure I-2:</b> Les périodes d'un cristal photonique unidimensionnel	9
<b>Figure I-3:</b> cellule élémentaire de cristal photonique 2D	9
<b>Figure I-4:</b> Gauche: Relation de dispersion (diagramme de bande), fréquence $\omega$ en fonction du nombre d'ondes $k$ , d'un milieu uniforme unidimensionnel, où les lignes pointillées montrent l'effet de «repliement» de l'application du théorème de Bloch avec une périodicité artificielle $a$ . À droite: effet schématisé sur les bandes d'une variation diélectrique périodique physique (en médaillon), où un espace a été ouvert en divisant la dégénérescence aux limites $k = \pm \pi / a$ de la zone de Brillouin (ainsi qu'un écart d'ordre supérieur à $k = 0$ )	14
<b>Figure I-5:</b> Origine schématisée de la bande interdite dans une dimension. Les ondes planes dégénérées $k = \pm \pi / a$ d'un milieu uniforme sont divisées en ondes stationnaires $\cos(\pi x / a)$ et $\sin(\pi x / a)$ par une périodicité diélectrique, formant respectivement les bords inférieur et supérieur de la bande interdite. le premier a des pics de champ électrique dans le diélectrique ( $n$ ) élevé et se trouvera donc à une fréquence plus basse que le second (qui culmine dans le diélectrique bas).	15
<b>Figure I-6:</b> a) Vue supérieure et b) coupe transversale d'un cristal photonique 1D	17
<b>Figure I-7:</b> La bande schématisée d'un cristal photonique 1D avec propagation dans le sens de la longueur (le long de l'axe $x$ ).	18
<b>Figure I-8:</b> La vue en coupe d'un coupleur de réseau gravé à faible profondeur.	20
<b>Figure I-9:</b> Schémas décrivant le concept d'un coupleur de réseau fonctionnant comme un coupleur de sortie: a) Diffraction verticale de premier ordre et diffraction arrière de deuxième ordre et b) diffraction inclinée de premier ordre sans diffraction de deuxième ordre.	21
<b>Figure I-10:</b> Vue supérieure d'un convertisseur de mode basé sur SWG avec indications de section.	23
<b>Figure I-11:</b> a) Vue supérieure d'un croisement conventionnel de guide d'onde, b) vue transversale des sections MMI, et (c) vue supérieure d'une conception de croisement de guide d'ondes assistée par SWG.	25
<b>Figure I-12:</b> Vue supérieure d'un croisement de guide d'onde basé sur SWG.	26
<b>Figure I-13:</b> Schéma d'un coupler de MMI avec des indications.	27
<b>Figure I-14:</b> Schémas des coupleurs MMI : a) un coupleur de $4 \times 4$ MMI avec structures latérales SWG et (b) un coupleur $2 \times 2$ MMI avec section multimode basée sur SWG.	28
<b>Figure I-15:</b> Dispersion dans le régime de sous-longueur d'onde.	29
<b>Figure I-16:</b> Schéma d'un coupleur directionnel indépendant de polarisation basé sur des guides d'ondes de fente avec des structures de SWG.	30
<b>Figure I-17:</b> Schéma d'un polariseur TM-passe assisté de cristaux photoniques 1D.	32

- Figure I-18:** Structure périodique 2D a) Déconnectée; b) Connectée \_\_\_\_\_ 33
- Figure I-19:** Diagramme de bande photonique pour CPh 2D de trous dans un réseau triangulaire et trois gammes de fréquences pour différentes cibles d'application. \_\_\_\_\_ 34
- Figure I-20:** Carte de bande pour (a) les piliers diffuseurs carrés, (b) le pilier diffuseur hexagonal et (c) le pilier diffuseur circulaire en treillis en nid d'abeille. \_\_\_\_\_ 35
- Figure I-21:** Illustrations schématiques des défauts possibles de CPh. Perturber la ligne de pilier (rouge) peut permettre à un état localisé d'exister. La perturbation d'un pilier dans la majeure partie du cristal (jaune) peut permettre à un état de défaut localisé \_\_\_\_\_ 36
- Figure I-22:** Défaut dans un pilier simple rectangulaire manquant ( $r_{def} = 0$ ). (a) Les modèles de champ électrique des modes de défaut avec une fréquence de défaut de 0,386. Le panneau le plus à droite de (a) indique la force du champ. (b) Le spectre de fréquences de résonance trouvé à partir de la simulation d'impulsion de la structure de défaut. Le pic à  $0,387 \omega a / 2\pi c$  représente une longueur d'onde de  $1,47 \mu m$ . \_\_\_\_\_ 37
- Figure I-23:** Couplage entre deux défauts ponctuels dans un cristal photonique bidimensionnel à symétrie carrée. Le cristal ici est formé par un réseau de piliers de silicium s'étendant dans l'air. La gauche. Spectre de transmission mesuré en régime de couplage faible. Droite. Spectre de transmission mesuré en régime de couplage fort. \_\_\_\_\_ 38
- Figure I-24 :** La structure de bande projetée des modes TM pour un guide d'ondes dans un réseau carré de piliers de silicium dans l'air. La région verte contient un continuum d'états cristallins étendus. La bande interdite photonique est de couleur jaune. Le point en pointillés noirs est la bande des modes guidés qui longe le guide d'onde. (a) Le guide d'onde est formé en retirant une rangée de piliers en silicium comme indiqué dans l'encart. (b). Le guide d'ondes est formé en retirant trois rangées de pilier en silicium comme indiqué dans l'encart. \_\_\_\_\_ 39
- Figure I-25:** Le champ de déplacement d'un mode TM se déplaçant autour d'un coude serré dans un guide d'ondes creusé dans un réseau rectangulaire de piliers diélectriques. La lumière entre par le bas et sort par la droite. \_\_\_\_\_ 40
- Figure I-26 :** Perte sur la longueur d'onde pour 90 virages. \_\_\_\_\_ 40
- Figure I-27:** (a) Représentation schématique de la Yablonovite, structure 3D de périodicité cfc (d'après Yablonovitch et al.). (b) Image MEB d'un CPh 3D « tas de bois » fabriqué par lithographie UV dans du silicium (d'après Lin et al.). \_\_\_\_\_ 41

## CHAPITRE II LES METHODES NUMERIQUES ET LOGICIEL DE SIMULATION

- Figure II-1:** (a) Cristal photonique perforé avec trous d'air et (b) cellule unitaire pour les calculs de structure de bande. \_\_\_\_\_ 49
- Figure II-2:** Diagramme de dispersion pour réseau triangulaire avec  $r / a = 0,3$ ; une bande interdite s'ouvre entre les fréquences normalisées 0,252 et 0,328. \_\_\_\_\_ 52
- Figure II-3:** La fonction  $u$  (la ligne bleue continue) est approximée par  $u_h$  (la ligne rouge pointillée), qui est une combinaison linéaire de fonctions de base linéaires ( $\psi_i$  est représenté par les lignes noires pleines). Les coefficients sont notés  $u_0$  à  $u_7$ . \_\_\_\_\_ 53
- Figure II-4:** La fonction  $u$  (la ligne bleue continue) est approximée par  $u_h$  (la ligne rouge pointillée) avec différent élément de discrétisation, qui est une combinaison linéaire de fonctions de base linéaires ( $\psi_i$  est représenté par les lignes noires pleines). Les coefficients sont notés  $u_0$  à  $u_7$ . \_\_\_\_\_ 54

<b>Figure II-5:</b> Interface d'utilisateur de logiciel Comsol. _____	55
<b>Figure II-6:</b> Définition des cellules primitives carrées et des vecteurs de réseau $a_1$ et $a_2$ . _____	57
<b>Figure II-7:</b> Composant Z du champ électrique pour $k = 0$ _____	58
<b>Figure II-8:</b> Composant Z du champ électrique pour la cinquième bande et $k = 0,5$ . _____	58
<b>Figure II-9:</b> La relation de dispersion (fréquence en fonction du nombre d'onde), lorsque le vecteur d'onde varie dans la direction (1,1), pour les cinq bandes les plus basses. _____	59

## **CHAPITRE III SYSTEMES DE DEMULTIPLEXAGE PAR REPARTITION EN LONGUEUR D'ONDE WDM**

<b>Figure III-1:</b> représentation schématisée d'une liaison WDM de type sous-marine _____	63
<b>Figure III-2:</b> Representation schematique de spectre de CWDM _____	64
<b>Figure III-3:</b> Comparaison de spectre CWDM et DWDM _____	66
<b>Figure III-4:</b> Schema de DWDM bidirectionnel _____	66
<b>Figure III-5:</b> Schéma de principe du DEMUX / MUX optique basé sur un guide d'onde CPh avec filtre 1 et filtre 2. _____	67
<b>Figure III-6:</b> Caractéristiques de transmission à l'intérieur du filtre 1, du filtre 2 et de la réflectivité lorsque la longueur d'onde $\lambda$ de 1310 nm se propage à l'intérieur du circuit. _____	68
<b>Figure III-7:</b> Caractéristiques de transmission à l'intérieur du filtre 1, du filtre 2 et de la réflectivité lorsque la longueur d'onde $\lambda$ de 1550 nm se propage à l'intérieur du dispositif _____	69
<b>Figure III-8:</b> Résultats de la simulation FDTD de la division de canal de longueur d'onde pour (a) longueur d'onde source 1310 nm, et (b) longueur d'onde source 1550 nm pour le dispositif _____	70
<b>Figure III-9:</b> Structure de bande du cristal photonique _____	71
<b>Figure III-10:</b> a)Filtre optique utilisant la cavité résonnante;b)Spectre de sortie du filtre. _____	71
<b>Figure III-11:</b> La structure finale du démultiplexeur. _____	72
<b>Figure III-12:</b> Spectre de sortie du démultiplexeur _____	72
<b>Figure III-13:</b> Un résonateur en anneau simulé par ordinateur montrant l'entrée à onde continue à la résonance. _____	73
<b>Figure III-14:</b> Représentation schématique du diagramme de bande avant l'introduction des défauts. _____	75
<b>Figure III-15:</b> Vue en coupe du résonateur annulaire quasi caré RAQQ. _____	75
<b>Figure III-16:</b> Représentation schématique du démultiplexeur à huit canaux. _____	76
<b>Figure III-17:</b> Spectre de sortie du démultiplexeur à huit canaux. _____	76
<b>Figure III-18:</b> Distribution du champ électrique du démultiplexeur à (a) 1 496,9 nm et (b) 1 530,6 nm. _____	77
<b>Figure III-19:</b> Spectre de sortie du démultiplexeur à huit canaux basé sur un résonateur quasi-anneau. _____	78
<b>Figure III-20:</b> Distribution du champ électrique du démultiplexeur (a) 1 548,2 nm et (b) 1 556,4 nm. _____	79

- Figure III-21:** Représentation schématique du diagramme de bande de circuit. \_\_\_\_\_ 79
- Figure III-22:** Représentation schématique du (a) démultiplexeur WDM à huit canaux basé sur M-QSRR, (b) vue en coupe d'une paire de résonateur et (c) vue en coupe du M-QSRR. \_\_\_\_\_ 80
- Figure III-23:** Spectre de sortie du démultiplexeur à huit canaux basé sur M-QSRR. \_\_\_\_\_ 81
- Figure III-24:** Vue en coupe de (a) résonateur en anneau quasi-carré unique à cavité orthogonal modifiée, (b) cavité orthogonale modifiée et (c) vue 3D de cavité orthogonale modifiée \_\_\_\_\_ 82
- Figure III-25:** Représentation schématique d'un démultiplexeur à huit canaux basés sur RAQC utilisant une cavité octogonale modifiée. \_\_\_\_\_ 82
- Figure III-26:** résultats de la simulation. a) Spectre de sortie normalisé du démultiplexeur à huit canaux basé sur cavité orthogonale modifiée. b) Distribution de champ du canal  $\lambda_7$  (1 555,6 nm) pour un démultiplexeur à huit canaux à cavité orthogonale modifiée. \_\_\_\_\_ 83
- Figure III-27:** Diagramme de bande de la structure proposée avant l'introduction des défauts. \_\_\_\_\_ 84
- Figure III-28:** Conception schématique d'une seule RAQC avec micro-cavité en forme de huit \_\_\_\_\_ 84
- Figure III-29:** a) Représentation schématique du démultiplexeur à huit canaux basé sur RAQC b) Vue 3D du démultiplexeur à huit canaux basé sur RAQC. \_\_\_\_\_ 85
- Figure III-30:** Spectres normalisés de sortie du démultiplexeur à huit canaux. \_\_\_\_\_ 86
- Figure III-31:** Distribution de champ du démultiplexeur pour (a) canal 1 ( $\lambda_1 = 1537,1$  nm) (b) canal 4 ( $\lambda_4 = 1540,7$  nm). \_\_\_\_\_ 86

## **CHAPITRE IV CONCEPTION DES DEMULTIPLEXEURS DOUBLE BANDS MULTICANAUX A BASE DES CPHS 2D**

- Figure IV-1:** Réponse spectrale de GaAs proposée dans la région proche infrarouge entre 1,15  $\mu\text{m}$  et 1,70  $\mu\text{m}$  à 22 ° C de température. \_\_\_\_\_ 91
- Figure IV-2:** Diagramme de bande de CPhs à réseau carré sans défaut. Les paramètres sont définis comme:  $n = 3,370$ ,  $r = 0,21 \times a$  et  $a = 0,53 \mu\text{m}$ . \_\_\_\_\_ 92
- Figure IV-3:** Simulation du démultiplexeur large bande à séparateur en T. (a) La conception schématique des séparateurs où  $r_1 = 0,245 \times a$ ,  $r_2 = 0,327 \times a$  et  $r_3 = 0,42 \times a$ . (b) Les résultats de la simulation représentant le coefficient de transmission entre l'entrée \_\_\_\_\_ 93
- Figure IV-4:** Conception schématique de principe de couplage de RAQC \_\_\_\_\_ 95
- Figure IV-5:** Conception schématique et simulation du RAQC proposé. (a) Le croquis final de la conception proposée.(b) Les résultats de transmission simulés de RAQC pour tous les rayons relatifs intérieurs avec constantes de réseau donnés  $a = 0,53 \mu\text{m}$  et  $a_{in} = 0,3747 \mu\text{m}$ . (c) Distribution du champ électrique à la longueur d'onde 1,523  $\mu\text{m}$  avec  $r_{in} = 0,18 \times a$ . \_ 97
- Figure IV-6:** Les résultats de transmission simulés de RAQC pour tous les rayons relatifs intérieurs donnés, la constante de réseau  $a = 0,53 \mu\text{m}$  et la constante de réseau de cœur  $a_{in} = 0,3747 \mu\text{m}$ . \_\_ 98
- Figure IV-7:** Le RAQC proposé, (a). La conception schématique du RAQC-NCA.(b) Les résultats de la simulation du coefficient de transmission en fonction de la variation de longueur d'onde pour tous les paramètres de longueur d'onde de résonance autour de 1550 nm. (c) Les résultats de la simulation du coefficient de transmission en fonction de la variation de longueur d'onde pour tous les paramètres de longueur d'onde de résonance autour de 1310 nm. \_\_\_\_\_ 100

- Figure IV-8:** Les résultats de diffusion d'onde pour le RAQC-NCA simulé. (a) Ez donné à 1,5552  $\mu\text{m}$ . (c) Ez donné à 1,3108  $\mu\text{m}$ . \_\_\_\_\_ 101
- Figure IV-9:** La conception finale du démultiplexeur multicanal double bande. \_\_\_\_\_ 102
- Figure IV-10:** Spectre de transmission normalisé du circuit proposé. (a) La transmission normalisée du 1<sup>er</sup> bloc (autour de 1,55  $\mu\text{m}$ ) où  $a_{1,55} = 0,53 \mu\text{m}$  et  $r_{in}(\lambda_r) / a_{1,55} = s(\lambda_r)$ . (b) La transmission normalisée du 2<sup>ème</sup> bloc (environ 1,31  $\mu\text{m}$ ) où  $a_{1,31} = 0,45 \mu\text{m}$  et  $r_{in}(\lambda_r) / a_{1,55} = s(\lambda_r)$ . Avec « $\lambda_r$ » est la valeur de la longueur d'onde de résonance et «s» peut être donné comme étant un vecteur  $s(\lambda_r) = [0,18 \ 0,19 \ 0,20 \ 0,21 \ 0,225 \ 0,24 \ 0,255 \ 0,27]$ . \_\_\_\_\_ 103
- Figure IV-11:** Distribution de champ électrique dans le circuit présenté par son de composant transversale Ez autour 1.31 et 1.55  $\mu\text{m}$  (a) le port en résonance à  $\lambda = 1,536 \mu\text{m}$ . (b) le port en résonance à  $\lambda = 1,551 \mu\text{m}$ . (c) le port en résonance à  $\lambda = 1,304 \mu\text{m}$ . (d) le port en résonance à  $\lambda = 1,316 \mu\text{m}$ . \_\_\_\_\_ 106
- Figure IV-12:** conception schématique du démultiplexeur bi-bande à huit canaux \_\_\_\_\_ 108
- Figure IV-13:** Les spectres de transmission du démultiplexeur double bande à 8 canaux. (a) Les résultats de transmission du deuxième bloc autour de 1,55  $\mu\text{m}$ . (b) Les résultats de transmission du troisième bloc autour de 1,31  $\mu\text{m}$ . \_\_\_\_\_ 109
- Figure IV-14:** Résultats de la simulation du champ électrique d'onde diffusés dans le démultiplexeur à 8 canaux proposé. (a) Résultats de la simulation pour  $\lambda = 1,5552 \mu\text{m}$ . (b) résultats de simulation pour  $\lambda = 1,3152 \mu\text{m}$ . \_\_\_\_\_ 112

# Introduction Générale

Le transfert de données en grande quantité continue d'augmenter pour répondre à nos besoins de la vie moderne en matière de connexion Internet, de communications, de streaming... etc. L'utilisation de la lumière comme support de transmission dans les systèmes de communication à travers des fibres optiques était une solution optimale, cependant, l'exploitation de toute la bande passante lumineuse était un défi technologique; l'une des solutions les plus prometteuses qui ont été proposées à ce sujet est le multiplexage en longueur d'onde (WDM) [1, 2]. Ses applications avaient des limites techniques au début jusqu'à la première apparition du concept des cristaux photoniques (CPhs) [3, 4], où leurs applications se sont avérées étendues et dominantes dans plusieurs domaines tels que la conception de guides d'ondes [5], de filtres [6], séparateurs [7], cavités résonantes de taille réduite [8], coupleurs [9], démultiplexeurs [10, 11, 12] et dernièrement les applications de portes logique [13].

Le concept CPhs est basé sur une variation périodique du constant diélectrique de la matière dans laquelle le faisceau d'ondes électromagnétiques se déplace, cette variation ressemble à celle d'un potentiel périodique d'un électron dans un réseau atomique en physique du solide, ce qui permet le contrôle des mouvements de photons.

Le WDM est l'un des domaines les plus intéressants des applications CPhs; il est appliqué sur deux canaux à large bande de longueurs d'onde  $1,31 \mu\text{m}$  et  $1,55 \mu\text{m}$  et classé par CWDM à multiplexage en longueur d'onde grossier et DWDM par multiplexage par division en longueur d'onde dense. Le système DWDM (Secteur de normalisation des télécommunications de l'Union internationale des télécommunications, Recommandation UIT-T G.694.1) exploite un grand nombre de canaux séparés par un faible espacement et il est pris en considération dans cette étude.

Le *premier chapitre* de ce manuscrit sera consacré à un rappel sur les principes de base liés aux cristaux photoniques. Où nous présenterons brièvement les différents types de cristaux photoniques, ainsi que leurs propriétés électromagnétiques et nous allons nous intéresser aux BIPs bidimensionnels.

L'étude numérique des caractéristiques d'une structure donnée est une phase cruciale afin de concevoir un composant optimal qui répond aux critères de conception. Nous allons présenter dans le *deuxième chapitre* les méthodes de calculs qui seront exploitées durant notre recherche. La méthode des ondes planes (PWEM: «Plane-Wave Expansion Method»Eng) sera adaptée pour le calcul des bandes de fréquences permises et interdites, quant à la méthode des éléments finis (FEM: «Finite-Element Method»Eng), elle sera exploitée pour modéliser le comportement électromagnétique de



l'onde lumineuse dans le composant; La deuxième partie de ce chapitre sera consacrée à une présentation générale du logiciel de simulation «Comsol Multiphysics».

Le *troisième chapitre* de ce manuscrit sera consacré à une introduction sur le système de démultiplexage par répartition en longueur d'onde (WDM). La deuxième partie de ce chapitre sera consacrée pour les différents types de WDM existantes en introduisant l'intégration des cristaux photoniques (CPHs) dans les applications de démultiplexage de ces systèmes.

Quant au *quatrième chapitre*, une démonstration détaillée des étapes de conception par simulation d'un démultiplexeur dual bande multicanales est représentée. Dans un premier temps, on va modéliser le comportement d'un démultiplexeur ultralarge bande qui fonctionne dans les deux fenêtres optique 1550/1310 nm afin d'acquérir une bonne séparation des deux bande avec un faible taux de diaphonie, puis on aura la conception et la simulation des filtres à basse des résonateur annulaire quasi carré pour les applications de démultiplexage. Finalement un regroupement des filtres de différentes longueurs d'onde de résonance autour de guide d'onde pour chaque fenêtre va nous permettre de réaliser deux types de demux 1x8 et 1x16.

### **Bibliographie:**

- [1] R. L. Gallawa, «Optical Waveguide Technology for Modern Urban Communications,» *IEEE Transactions on Communications*, Vols. %1 sur %2COM-23 , n° 11, pp. 131-142, January 1975.
- [2] K. Kobayashi, «Optical Wavelength-division Multiplexing and Demultiplexing device». US Brevet 4, 198,117 field of research 350/96.19, 4 15 1980.
- [3] Y. E, "Inhibited spontaneous emission in solidstate physics and electronics," *Phys. Rev. Lett*, vol. 58, p. 2059–62, 1987.
- [4] J. S, «Strong localization of photons in certain disordered,» *Phys. Rev. Lett*, vol. 58, p. 2486–9, 1987.
- [5] Ma Y et al, «Ultralow loss single layer submicron silicon waveguide crossing for SOI optical interconnect.,» *Optics Express*, vol. 21, n°124, pp. 29374-29382, 2013.
- [6] Dideban, Ali & Habibiyan, Hamidreza & Ghafoorifard, Hassan, «Photonic crystal channel drop filters based on circular-shaped cavities,» *Photon Netw Commun*, vol. 34, n° 13, p. 468–477, 2017.
- [7] F. Amal, H. A Badaoui, A. Mehadji, «Ultra Highly Efficient 1× 3 and 1× 6 Splitters for Terahertz Communication Applications,» *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 28, n° 113, p. 1434 – 1437, 2016.

- [8] R. D. Meade, A. M. Rappe, K. M. Brommer, J. D. Joannopoulos, and O. L. Alerhand, «Accurate theoretical analysis of photonic bandgap materials,» *Phys. Rev.*, vol. B, n° 148, p. 8434–8437, 1993.
- [9] Tamir T, Peng ST, « Analysis and design of grating couplers,» *Applied Physics*, vol. 14, n° 13, pp. 235-254, 1977.
- [10] Abdelbasset Mounzar, Hadjira Badaoui, MehadjiAbri, « 16-Channels wavelength efficient demultiplexing around 1.31/1.55  $\mu\text{m}$  in 2D photonic crystal slab,» *Optik*, vol. 193, n° 12, p. 162685, 2019.
- [11] H. Absalan, «A Four-Channel Optical Demultiplexer Using Photonic Crystal-Based Resonant Cavities,» *Opt. Commun*, vol. 39, n° 14, p. 369–373, 2018.
- [12] R. Talebzadeh, M. Soroosh & T. Daghooghi, «A 4-Channel Demultiplexer Based on 2D Photonic Crystal Using Line Defect Resonant Cavity,» *IETE Journal of Research*, vol. 62, n° 16, pp. 866-872, 2016.
- [13] Iman Ouahab, Rafah Naoum, «A novel all optical 4x2 encoder switch based on photonic crystal ring resonators,» *Optik-International Journal for Light and Electron optics*, vol. 127, n° 119, pp. 7835-7841, 2016.

# **Chapitre I**

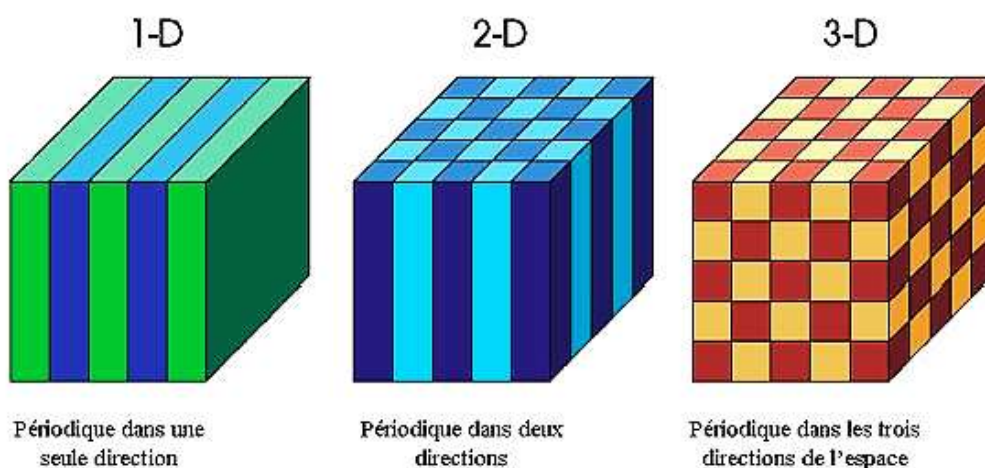
## **Les cristaux photoniques (CPhs) principes et applications**

## I.1 Introduction:

Les cristaux photoniques (CPhs), également connus sous le nom de structures à bandes interdites photoniques avec l'abréviation BIP (en anglais, Photonic Band Gap : PBG), sont des matériaux diélectriques périodiquement structurés, ils agissent comme des cristaux pour les photons qui ont la capacité d'inhiber la propagation de la lumière pour une gamme de fréquences, cette théorie a été initialement montrée par Lord Rayleigh en 1887 dans les structures de type miroir de Bragg, mais dès la généralisation du concept à deux et trois dimensions qui ont été initiées en 1987 par Yablonovitch [1] et John [2] dans le but de contrôler l'émission spontanée de la lumière, il y a eu beaucoup de discussions à leur sujet.

Initialement, Sajeev John a étudié la localisation d'ondes électromagnétiques dans les matériaux diélectriques avec des caractéristiques des tailles comparables à la longueur d'onde, tandis qu'Éli Yablonovitch a étudié l'émission spontanée inhibée d'un atome dans des miroirs diélectriques. Après leur découverte, de nombreuses applications ont émergé comme les fibres CPh, les filtres [3], les diviseurs [4], les démultiplexeurs [5, 6] et dernièrement les applications de portes logiques [7].

Ces matériaux artificiels, dont le constant diélectrique est modulé de façon périodique suivant une ou plusieurs dimensions de l'espace, peuvent être unidimensionnelle (1D), bidimensionnelle (2D) ou encore tridimensionnelle (3D) (**Figure I-1**). Cette variation périodique de l'indice optique entraîne l'apparition de gammes de fréquences pour laquelle la lumière ne peut alors plus se propager.



**Figure I-1:** Les différentes classes de cristaux photoniques : 1D, 2D et 3D [10].

Dans ce chapitre on va présenter les concepts de base liés aux cristaux photoniques ainsi que leurs applications dans le domaine des communications optiques, commençant par une présentation des différents types de cristaux photoniques ainsi que leurs propriétés électromagnétiques. Après, une démonstration de différents types d'application de ces modules dans le domaine de télécommunication.

## I.2 Concepts fondamentaux de cristaux photoniques:

### I.2.1 Les équations de Maxwell :

Les équations de Maxwell dans un milieu sans charges libres caractérisé par une permittivité électrique  $\epsilon$ , perméabilité magnétique  $\mu$  et la conductivité électrique  $\sigma$  prendre les formes suivantes.

Nom de l'équation	Forme différentielle	Commentaire
<b>La loi de Maxwell-Ampère</b>	$\nabla \times \vec{H} = \vec{J}_c + \frac{\partial(\epsilon\vec{E})}{\partial t}$	Le rotationnel du champ magnétique est la somme de sa dépendance à la variation du champ électrique au cours du temps et d'un courant de conduction électrique variant ou non où $\vec{J}_c = \sigma\vec{E}$ , avec $\sigma$ la conductivité.
<b>La loi de Faraday</b>	$\nabla \times \vec{E} = -\frac{\partial(\mu\vec{H})}{\partial t}$	Le rotationnel du champ électrique est (opposément) proportionnel à la variation du champ magnétique au cours du temps.
<b>La loi de Gauss</b>	$\nabla \cdot (\epsilon\vec{E}) = \rho$	La divergence du champ électrique est proportionnelle à la distribution de charges électriques, $\rho = 0$ dans un milieu diélectrique.
<b>La loi magnétique de Gauss</b>	$\nabla \cdot (\mu\vec{H}) = 0$	La divergence du champ magnétique est nulle car Il n'y a pas de charges magnétiques libres

**Tableau I-1:** les équations de Maxwell

La loi de Maxwell-Ampère et la loi de Faraday peuvent être combinées en une équation d'onde de second ordre en prenant la boucle d'une équation et en le remplaçant dans l'autre. En d'autres termes, le système formé par ces deux équations de premier ordre représente les ondes électromagnétiques.

Pour obtenir une seule équation d'onde de second ordre pour le champ électrique, supposez d'abord que le matériau est invariant dans le temps. La perméabilité peut alors être prise en dehors du dérivé de temps dans la loi de Faraday et inversée :

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

$$\mu^{-1}\nabla \times \vec{E} = -\frac{\partial(\vec{H})}{\partial t} \quad (\text{I-2})$$

Maintenant, prenez le rotationnel de cette équation:

$$\nabla \times (\mu^{-1}\nabla \times \vec{E}) = -\frac{\partial(\nabla \times \vec{H})}{\partial t} = -\frac{\partial}{\partial t} \left( \sigma \vec{E} + \frac{\partial(\varepsilon \vec{E})}{\partial t} \right) = -\sigma \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} - \varepsilon \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} \quad (\text{I-3})$$

La collecte des termes dans un côté donne:

$$\nabla \times (\mu^{-1}\nabla \times \vec{E}) + \sigma \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} + \varepsilon \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} = 0 \quad (\text{I-4})$$

Une dérivation similaire donne l'équation suivante en matière de champ magnétique :

$$\nabla \times (\nabla \times \vec{H}) + \mu\sigma \frac{\partial \vec{H}}{\partial t} + \mu\varepsilon \frac{\partial^2 \vec{H}}{\partial t^2} = 0 \quad (\text{I-5})$$

Avec cette formulation, nous avons assumé des propriétés matérielles indépendantes de l'espace. En dérivant plutôt une équation d'onde du potentiel vectoriel magnétique, cette restriction peut être assouplie, comme indiqué ci-dessous.

**Dans l'espace libre**  $\sigma = 0$ ,  $\varepsilon = \varepsilon_0$  et  $\mu = \mu_0$ . L'équation pour le champ électrique peut être mise sur le formulaire:

$$\nabla \times (\nabla \times \vec{E}) + \mu_0\varepsilon_0 \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} = 0 \quad (\text{I-6})$$

Une formulation équivalente est la suivante :

$$\nabla \times (\nabla \times \vec{E}) + \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} = 0 \quad (\text{I-7})$$

Où la vitesse de la lumière est:

$$C = \frac{1}{\sqrt{\mu_0\varepsilon_0}} \quad (\text{I-8})$$

La loi de Gauss dans l'espace libre est  $\nabla \cdot \vec{E} = 0$ , qui, avec l'identité vectorielle:

$$\nabla \times (\nabla \times \vec{E}) = \nabla(\nabla \cdot \vec{E}) - \nabla^2 \vec{E} = -\nabla^2 \vec{E} \quad (\text{I-9})$$

Donne la forme suivante, et peut-être plus familière, de l'équation d'onde:

$$\nabla^2 \vec{E} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} = 0 \quad (\text{I-10})$$

Et donne de la même façon la forme suivante pour le champ magnétique:

$$\nabla^2 \vec{H} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \vec{H}}{\partial t^2} = 0 \quad (\text{I-11})$$

**Dans un milieu diélectrique**  $\sigma = 0$ ,  $\varepsilon = \varepsilon_0 \varepsilon_r$  et  $\mu = \mu_0$ . L'équation d'onde pour le champ électrique peut être mise sur le formulaire:

$$\nabla^2 \vec{E} - \frac{1}{v^2} \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} = 0 \quad (\text{I-12})$$

Où « $v$ » est la vitesse de lumière dans un milieu diélectrique:

$$v = c/n = c/\sqrt{\varepsilon_r} \quad (\text{I-13})$$

De la même façon, pour le champ magnétique:

$$\nabla^2 \vec{H} - \frac{1}{v^2} \frac{\partial^2 \vec{H}}{\partial t^2} = 0 \quad (\text{I-14})$$

## I.2.2 Caractéristiques géométriques et physiques d'un cristal photonique:

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

- **Le contraste d'indice  $\delta$ :**

Rapport entre les indices des deux matériaux, qui peut être comparé à la hauteur de la barrière de potentiel de la physique du solide.

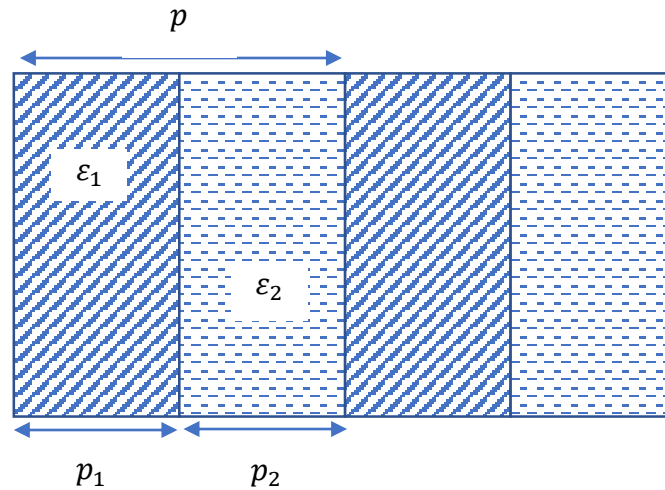
$$\delta = n_s/n_i \quad (\text{I-15})$$

Avec  $n_s$ : Indice de réfraction du matériau de haut indice.

$n_i$ : Indice de réfraction du matériau de base indice.

- **Les périodes:**

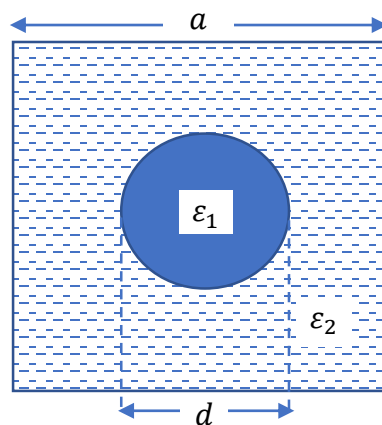
Ces paramètres géométriques, choisis selon le domaine de fréquences étudié, influent sur les caractéristiques de la bande interdite photonique. Comme exemple, pour un cristal photonique unidimensionnel, la période  $p = (p_1 + p_2)$  avec  $p_1$  l'épaisseur de la couche de permittivité  $\varepsilon_1$  et  $p_2$  l'épaisseur de la couche de permittivité  $\varepsilon_2$  comme indiqué dans la Figure I-2.



**Figure I-2:** Les périodes d'un cristal photonique unidimensionnel

- **Le facteur de remplissage f:**

Peut-être comparé au largeur du potentiel périodique. S'il est pris pour le matériau de haut indice par exemple, il est défini comme le rapport entre le volume occupé par ce matériau dans la cellule élémentaire du cristal et le volume de cellule de cette dernière. Pour le réseau bidimensionnel, le facteur de remplissage en air  $f$  désigne le rapport entre l'aire du motif (ici un disque) et l'aire de la cellule élémentaire du réseau considéré comme montre la **Figure I-3**



**Figure I-3:** cellule élémentaire de cristal photonique 2D

D'après la définition on trouve:

$$f = \frac{A_{\text{motif}}}{A_{\text{mail élémentaire}}} \quad (\text{I-16})$$

Avec  $f$ : Facteur de remplissage

$A_{\text{motif}}$ : Aire du disc

$A_{\text{mail élémentaire}}$ : Aire de la cellule élémentaire du réseau considéré.



Dans le cas de motifs circulaires de diamètre  $d$  dans un cristal carré de période  $a$ , on peut définir le facteur de remplissage dans l'air selon l'équation suivante:

$$f = \frac{1}{4}\pi(d/a)^2 \quad (\text{I-17})$$

Dans le cas de motifs circulaires de diamètre  $d$  dans un cristal triangulaire de période  $a$ , on peut définir le facteur de remplissage dans l'air selon l'équation suivante:

$$f = \frac{1}{2\sqrt{3}}\pi(d/a)^2 \quad (\text{I-18})$$

### I.2.3 Équations de maxwell dans un milieu périodique:

- **Analogie électron-photon:**

Un photon qui se propage dans un cristal photonique est l'équivalent d'un électron dans un semi-conducteur [9], cette analogie électron-photon découle de la similitude entre l'équation de Schrödinger régissant la propagation des électrons dans un matériau caractérisé par un potentiel électrostatique périodique et les équations de Maxwell utilisées pour décrire la propagation d'une onde électromagnétique dans un matériau caractérisé par sa constante diélectrique «  $\epsilon$  » périodique. Parce que chaque forme d'onde électromagnétique peut être réalisée par une superposition d'ondes harmoniques, seules les ondes monochromatiques doivent être prises en compte:

$$H(r, t) = H(r)e^{i\omega t} \quad (\text{I-19})$$

L'équation (I-5) dans un milieu diélectrique caractérisé par sa constante «  $\epsilon_r$  » périodique devient:

$$\vec{\nabla} \times \left( \frac{1}{\epsilon_r(r)} \vec{\nabla} \times \vec{H}(r) \right) = \left( \frac{\omega}{c} \right)^2 \vec{H}(r) \quad (\text{I-20})$$

De la même manière, on pourrait trouver l'équation du champ électrique dans les CPh:

$$\nabla \times \nabla \times \vec{E}(r) = \left( \frac{\omega}{c} \right)^2 \epsilon_r(r) \vec{E}(r) \quad (\text{I-21})$$

Les deux équations principales sont des équations à valeurs propres. Mais seule la première, (équation (I-20)), implique un opérateur qui est hermitien [10]. L'équation (I-21) pourrait être transformée pour contenir un opérateur hermitien. Notez que l'équation de Schrödinger en régime stationnaire pour la fonction d'onde  $\psi$  d'un électron dans un potentiel  $V$  s'écrivait très similaire à l'équation (I-20):

$$\frac{\hbar^2}{2m} \Delta\psi(r) + V(r)\psi(r) = E\psi(r) \quad (\text{I-22})$$

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

Après une comparaison entre les deux équations (I-20) et (I-22) on remarque une similarité de l'équation de valeur propre, avec valeur propre « $(\omega/C)^2$ » correspond à l'énergie cinétique représentée par l'opérateur propre « $\nabla^2$ » et « $\frac{1}{\epsilon_r(r)}$ » équivalant à la potentielle « $V(r)$ ». De cette similitude, drive l'analogie des deux systèmes. Où la modulation périodique de la constante diélectrique d'un cristal photonique est à l'origine des domaines de fréquences pour lesquels le cristal ne supporte pas de mode électromagnétique, équivalant à celui de la périodicité du potentiel cristallin d'un semi-conducteur entraîne l'apparition de bandes interdites en énergie pour les électrons, autrement dit, il existe des modes pour lesquels la lumière ne peut pas se propager dans le matériau.

En outre, par le dopage d'un semi-conducteur où on ajoute des impuretés, on perturbe la périodicité du potentiel électrostatique par conséquent l'apparaît des niveaux d'énergie devient possible dans la bande interdite [11, 12, 13, 14]. De même en introduisant un défaut dans la périodicité d'un cristal photonique on peut faire apparaître un mode localisé dans la bande interdite, c'est-à-dire d'une fréquence de propagation permise dans la bande interdite photonique [15, 16, 17, 14]. La réalisation de défaut est achevé par la modification de la constante diélectrique dans une ou plusieurs des cellules élémentaires du cristal.

- **Théorème de Bloch et zone de Brillouin:**

Un cristal photonique correspond à une fonction diélectrique périodique

$$\epsilon(x) = \epsilon(x + R_i) \quad (\text{I-23})$$

Où  $R_i$  sont les vecteurs de réseau direct qui sont périodiques dans 1, 2 et 3 dimensions pour des réseaux primitifs.

Dans ce cas, le théorème de Bloch-Floquet pour les problèmes périodiques des valeurs propres stipule que les solutions de l'équation (I-20) peuvent être considérées sous la forme suivante:

$$\vec{H}(x) = e^{i\vec{k}\cdot x} \vec{H}_{n,\vec{k}}(x) \quad (\text{I-24})$$

Avec les valeurs propres données comme  $\omega_n(\vec{k})$  et  $\vec{H}_{n,\vec{k}}$  est une fonction d'enveloppe périodique résultante, après l'intégration de cette expression dans l'équation (I-20) on aura la forme suivante:

$$(\vec{\nabla} + i\vec{k}) \times \frac{1}{\epsilon_r(x)} (\vec{\nabla} + i\vec{k}) \times \vec{H}_{n,\vec{k}}(x) = \left(\frac{\omega_n(\vec{k})}{c}\right)^2 \vec{H}_{n,\vec{k}}(x) \quad (\text{I-25})$$

Produisant un problème hermitien à valeur propre diffère sur la cellule primitive du réseau à chaque vecteur d'onde de Bloch  $\vec{k}$ . Cette cellule primitive est un domaine fini si la structure est périodique dans toutes les directions, conduisant à des valeurs propres discrètes marquées par  $n = 1, 2, 3 \dots$ . Ces valeurs propres  $\omega_n(\vec{k})$  sont des fonctions continues de  $\vec{k}$ , qui forment des «**ondes**» discrètes quand tracées en fonction de ce dernier, dans une «**structure de bande**» ou un «**diagramme de dispersion**»,  $\vec{k}$  et  $\omega$  sont des quantités conservées, ce qui signifie que la cartographie de diagramme de bande stipule toutes les interactions possibles dans le système. (Notez également que n'est pas obligé d'être réel; un  $\vec{k}$  complexe donne des modes évanescents qui peuvent décroître de manière exponentielle à partir des limites d'un cristal fini, mais qui ne peuvent pas exister dans la masse.)

De plus, les solutions propres sont des fonctions périodiques de  $\vec{k}$ , ainsi que la solution de  $\vec{k}$  est la même que la solution à  $\vec{k} + \vec{G}_j$ , où  $\vec{G}_j$  est un vecteur de réseau réciproque primitif définie par:

$$R_i \cdot \vec{G}_j = 2\pi \cdot m \quad (\text{I-26})$$

Avec  $m$  est un entier.

Grâce à cette périodicité, il suffit de calculer les solutions propres pour  $\vec{k}$  au sein de la cellule primitive de ce réseau réciproque, ou plus conventionnellement, on considère l'ensemble des vecteurs d'onde équivalentes la plus proches de l'origine  $\vec{k} = 0$  où une région appelée la première zone Brillouin. Par exemple, dans un système unidimensionnel, où  $R = a$  pour une certaine périodicité « $a$ » et  $G_1 = 2\pi/a$ , la première zone de Brillouin est la région  $k \in [-\pi/a, \pi/a]$ , tous les autres vecteurs d'onde sont équivalents à un certain point de cette zone en translation par un multiple de  $G_1$ .

De plus, la première zone Brillouin peut elle-même être redondante si le cristal possède des symétries supplémentaires telles que des plans de miroir; en supprimant ces régions redondantes, on obtient la zone de Brillouin irréductible, un polyèdre convexe que l'on retrouve tabulé pour la plupart des structures cristallines. Dans l'exemple unidimensionnel précédent, puisque la plupart des systèmes auront une symétrie d'inversion temporelle ( $k \rightarrow -k$ ), la zone de Brillouin irréductible serait  $k \in [0, \pi/a]$ .

Les relations de dispersion connues des guides d'ondes uniformes se présentent comme un cas particulier du formalisme de Bloch; une telle symétrie de translation correspond à une période

$a \rightarrow 0$ . Dans ce cas, la zone de Brillouin du vecteur d'onde  $\vec{k}$  (également appelée  $\vec{\beta}$ ) est illimitée, et l'enveloppe la fonction  $\vec{H}_{n,k}$  n'est fonction que des coordonnées transversales.

- **Loi d'échelle :**

Une propriété importante de l'électromagnétisme dans les systèmes diélectriques macroscopiques est qu'il n'existe pas de longueur fondamentale comme il existe le rayon de Bohr en physique atomique [14, 18]. Notez que l'équation (I-20) est évolutive. Imaginez une solution  $\vec{H}(\mathbf{r})$  comme vecteur propre et  $\omega^2/c^2$  comme valeur propre correspondante. Insérez la règle de mise à l'échelle  $r \rightarrow sr$ , donne:

$$\nabla \cdot \vec{H}(\mathbf{r}) \rightarrow \nabla_r \cdot \vec{H}(sr) \Big|_{r'=rs} = s \nabla_{r'} \cdot \vec{H}(r') \quad (\text{I-27})$$

Le facteur d'échelle peut être inclus dans le vecteur propre  $\mathbf{H}(\mathbf{r}) \rightarrow \mathbf{H}(s\mathbf{r})$  et la valeur propre se lirait  $\omega^2/c^2 \rightarrow (\omega/c)^2/s^2$

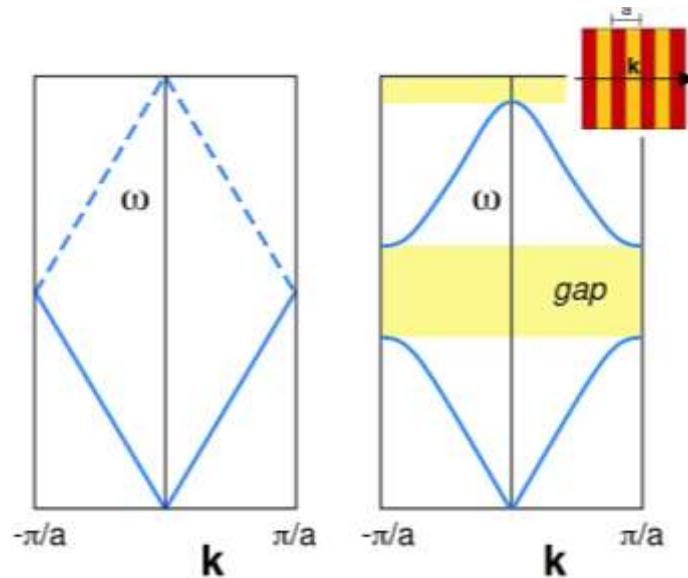
Ainsi, le doublement de la constante de réseau « $a$ » résulté en une diminution de la fréquence propre « $\omega$ » d'un facteur 2 [10]. Par conséquent, les structures de bande sont tracées par rapport aux fréquences normalisées  $a/\lambda = (a \cdot \omega)/(2\pi \cdot c)$ .

La géométrie d'un arrangement de matériaux destiné à un travail dans le domaine des micro-ondes peut donc être reprise pour un travail dans le domaine visible : les structures millimétriques servent alors de démonstrateurs avant la réalisation souvent plus lourde d'objets de taille submicronique [14].

#### I.2.4 Origine de band interdit photonique :

Une bande interdite photonique complète est une plage de  $\omega$  dans laquelle il n'y a pas de solutions de propagation ( $k$  réels) des équations de Maxwell (2) pour tout  $k$ , entouré d'états de propagation au-dessus et au-dessous du gap. Il existe également des gaps incomplets, qui n'existent que sur un sous-ensemble de tous les vecteurs d'ondes, polarisations et/ou symétries possibles.

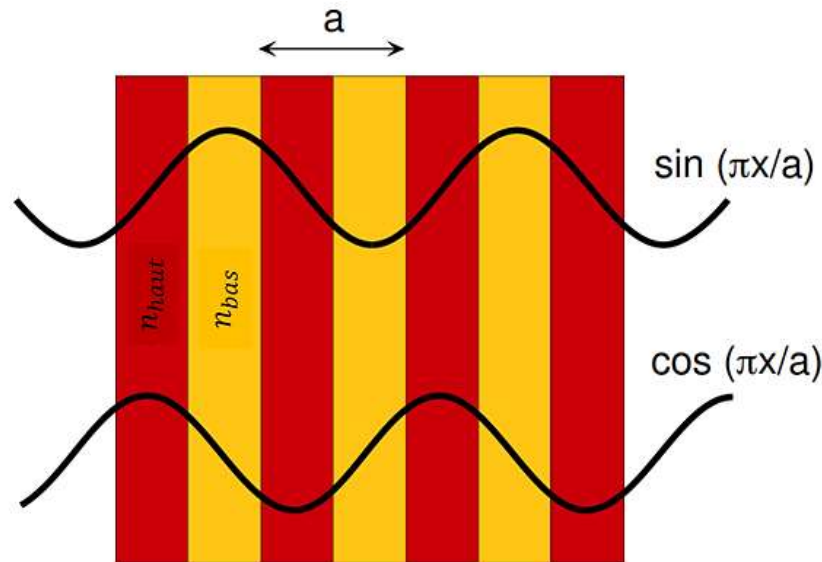
Considérons un système unidimensionnel avec indice de réfraction uniforme  $\varepsilon = 1$ , qui a des solutions propres d'ondes planes  $\omega(k) = ck$ . Ce « $\varepsilon$ » a une périodicité triviale « $a$ » pour tout  $a \geq 0$ , avec  $a = 0$  donnant la relation habituelle de dispersion non bornée. Nous sommes toutefois libres d'étiqueter les états en matière de fonctions d'enveloppe de Bloch et de vecteurs d'onde pour certains  $a \neq 0$ , dont les cas des bandes pour  $|k| > \pi/a$  sont transformées («pliées») dans la première zone de Brillouin, comme le montrent les lignes pointillées sur **Figure I-4** (à gauche).



**Figure I-4:** Gauche: Relation de dispersion (diagramme de bande), fréquence  $\omega$  en fonction du nombre d'ondes  $k$ , d'un milieu uniforme unidimensionnel, où les lignes pointillées montrent l'effet de «repliement» de l'application du théorème de Bloch avec une périodicité artificielle  $a$ . À droite: effet schématisé sur les bandes d'une variation diélectrique périodique physique (en médaillon), où un espace a été ouvert en divisant la dégénérescence aux limites  $k = \pm \pi / a$  de la zone de Brillouin (ainsi qu'un écart d'ordre supérieur à  $k = 0$ )

En particulier, le mode  $k = -\pi/a$  dans cette description se situe maintenant à un vecteur d'onde équivalant au mode  $k = \pi/a$ , et à la même fréquence; cette dégénérescence accidentelle est un artefact de la période «artificielle» que nous avons choisi. Au lieu d'écrire ces solutions d'ondes avec des champs électriques  $E(x) \sim \exp(\pm i\pi x/a)$ , nous pouvons écrire de manière équivalente des combinaisons linéaires  $e(x) = \cos(\pi x/a)$  et  $o(x) = \sin(\pi x/a)$  comme le montre la Fig. 3, tous les deux à  $\omega = c\pi/a$ .

Maintenant, cependant, supposons que nous perturbons « $\epsilon$ » de sorte qu'il soit non trivialement périodique de période « $a$ »; par exemple, une sinusoïde  $\epsilon(x) = 1 + \Delta \cdot \cos(2\pi x/a)$ , ou une onde carrée comme dans le schéma de **Figure I-5**. En présence d'un tel «potentiel» oscillant, la dégénérescence accidentelle entre  $e(x)$  et  $o(x)$  est cassée: en supposant  $\Delta > 0$ , alors le champ  $e(x)$  est plus concentré dans les régions de « $\epsilon$ » supérieur que  $o(x)$ , et se trouve donc à une fréquence plus basse. Ce décalage opposé des bandes crée une bande interdite, comme illustré sur la **Figure I-4** (à droite).



**Figure I-5:** Origine schématique de la bande interdite dans une dimension. Les ondes planes dégénérées  $k = \pm \pi / a$  d'un milieu uniforme sont divisées en ondes stationnaires  $\cos(\pi x / a)$  et  $\sin(\pi x / a)$  par une périodicité diélectrique, formant respectivement les bords inférieur et supérieur de la bande interdite. le premier a des pics de champ électrique dans le diélectrique ( $n$ ) élevé et se trouvera donc à une fréquence plus basse que le second (qui culmine dans le diélectrique bas).

Par les mêmes arguments, il s'ensuit que toute variation diélectrique périodique dans une dimension conduira à une bande interdite, quoique faible pour une petite variation; un résultat similaire a été identifié par Lord Rayleigh en 1887. Plus généralement, il découle immédiatement des propriétés des systèmes propres hermitiens que les valeurs propres minimisent un problème variationnel:

$$\omega_{n,\vec{k}}^2 = \min_{\vec{E}_{n,\vec{k}}} \frac{\int |(\vec{\nabla} + i\vec{k}) \times \vec{E}_{n,\vec{k}}|^2}{\int \varepsilon |\vec{E}_{n,\vec{k}}|^2} c^2 \quad (\text{I-28})$$

En matière d'enveloppe de champ électrique périodique  $\vec{E}_{n,\vec{k}}$ , où le numérateur minimise «l'énergie cinétique» et le dénominateur minimise «l'énergie potentielle». Ici, les bandes  $n > 1$  sont en outre contraintes d'être orthogonales aux bandes inférieures:

$$\int \vec{H}_{m,\vec{k}}^* \cdot \vec{H}_{n,\vec{k}} = \int \vec{E}_{m,\vec{k}}^* \cdot \vec{E}_{n,\vec{k}} = 0 \quad (\text{I-29})$$

Pour  $m < n$ .

Ainsi, à chaque  $\vec{k}$ , il y aura un écart entre les bandes «diélectriques» inférieures concentrées dans le diélectrique haut (potentiel faible) et les bandes «air» supérieures qui sont moins concentrées dans le diélectrique élevé: les bandes d'air sont expulsées par la condition d'orthogonalité, ou autrement doivent avoir des oscillations rapides qui augmentent leur énergie cinétique. (Les bandes diélectrique / air sont analogues aux bandes de valence / conduction dans un semi-conducteur.)

Pour qu'une bande interdite complète se produise en deux ou trois dimensions, deux obstacles supplémentaires doivent être surmontés. Premièrement, bien que dans chaque direction de symétrie du cristal (et chaque point  $k$ ) il y ait une bande interdite par l'argument unidimensionnel, ces bandes interdites ne se chevaucheront pas nécessairement en fréquence (ou même se trouveront entre les mêmes bandes). Pour qu'elles se chevauchent, les bandes interdites doivent être suffisamment grandes, ce qui implique un contraste  $\varepsilon$  au minimum (typiquement au moins 4/1 en 3d).

Puisque la fréquence intermédiaire  $1D \sim c\pi/a\sqrt{\varepsilon}$  varie inversement avec la période  $a$ , il est également utile que la périodicité soit presque la même dans différentes directions - ainsi, les plus grands écarts surviennent généralement pour les réseaux hexagonaux en 2d et le réseau fcc en 3d, qui ont le plus proche des zones de Brillouin circulaires / sphériques.

Deuxièmement, il faut tenir compte des conditions aux limites vectorielles sur le champ électrique: se déplaçant à travers une frontière diélectrique de  $\varepsilon$  à un certain  $\varepsilon' < \varepsilon$ , le «potentiel» inverse  $\varepsilon|\vec{E}|^2$  diminuera de façon discontinue si  $\vec{E}$  est parallèle à l'interface ( $\vec{E}_{\parallel}$  est continu) et augmentera de façon discontinue si  $\vec{E}$  est perpendiculaire à l'interface ( $\varepsilon\vec{E}_{\perp}$  est continu).

Cela signifie que, chaque fois que les lignes de champ électrique traversent une frontière diélectrique, il est beaucoup plus difficile de contenir fortement l'énergie de champ dans le diélectrique élevé, et l'inverse est vrai lorsque les lignes de champ sont parallèles à une frontière. Ainsi, afin d'obtenir une large bande interdite, une structure diélectrique doit être constituée de fines veines / membranes continues le long desquelles les lignes de champ électrique peuvent passer.

De cette façon, les bandes les plus basses peuvent être fortement confinées, tandis que les bandes supérieures sont forcées à une fréquence beaucoup plus élevée parce que les veines minces ne peuvent pas supporter plusieurs modes (à l'exception de deux polarisations orthogonales). Les veines doivent également courir dans toutes les directions, de sorte que ce confinement puisse se produire pour toutes les  $\vec{k}$  et polarisations, nécessitant une topologie complexe dans le cristal.

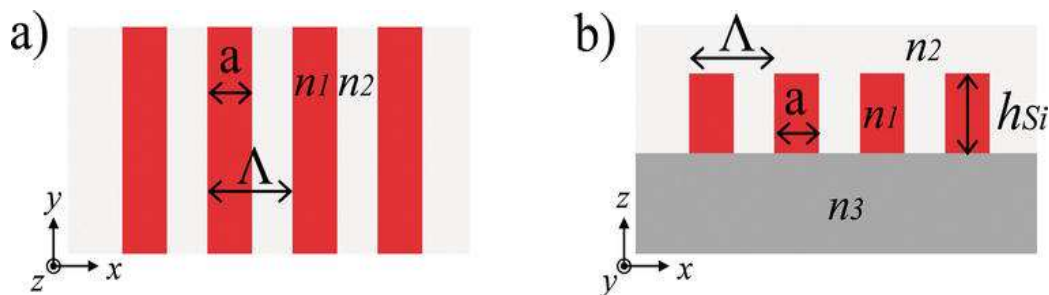
### I.3 Propriétés de base des cristaux photoniques :

La classification couramment utilisée pour caractériser les cristaux photoniques est le nombre de directions de périodicité que possède le matériau. Le cas le plus simple est une périodicité à une dimension et le cas le plus complexe est une périodicité à trois dimensions.

#### I.3.1 Cristaux photoniques 1D (Réseau de Bragg):

Dans la photoniques de silicium, les cristaux photoniques 1D peuvent être formés par des structures périodiques de bande comme indiqué dans **Figure I-6** [19]. Normalement, ces bandes sont

la couche de silicium en cristal à indice élevé qui est la couche optique de noyau de guide d'onde aussi bien. Les bandes à indice élevé sont entourées de matériaux à faible indice tel que l'air, l'oxyde de silicium et le polymère pour former une distribution périodiquement modulée de l'indice réfractif. En général, la direction incidente de la lumière peut être n'importe quelle direction par rapport aux cristaux photoniques. Concrètement, deux cas particuliers sont largement utilisés : a) la lumière se propage dans le sens inverse à travers le cristal photonique 1D (propagation le long de l'axe y ou z), et (b) la lumière se propage dans le sens de la longueur à travers le cristal photonique 1D (propagation le long de l'axe x **Figure I-6**). Dans cette partie, nous nous concentrerons sur les structures périodiques dans le sens de la longueur puisque les structures dans le sens de la longueur peuvent être facilement intégrées avec des guides d'ondes en silicium sous micromètre et fournir plus de flexibilités que celles des structures périodiques transversales. Aujourd'hui, des articles d'examen approfondis et des livres sont disponibles pour bien comprendre les propriétés électromagnétiques spécifiques des structures périodiques considérées ici [20].



**Figure I-6:** a) Vue supérieure et b) coupe transversale d'un cristal photonique 1D

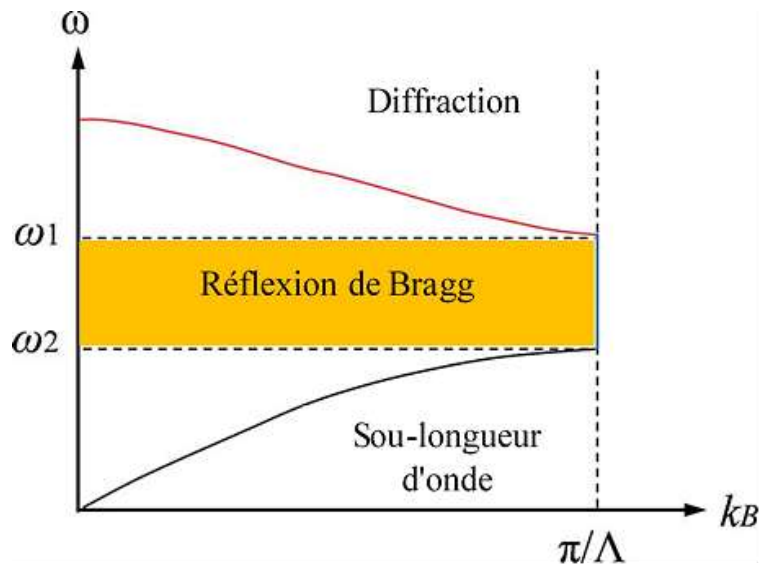
Un cristal photonique 1D dans le sens de la longueur fonctionne généralement dans les trois régimes suivants, selon le rapport entre la hauteur de la structure ( $N$ ) et la longueur d'onde de l'espace libre ( $\nu$ ) :

- *Régime de diffraction. Le faisceau entrant est dispersé dans différents ordres.*
- *Régime de réflexion de Bragg. Le faisceau entrant est réfléchi vers l'arrière.*
- *Régime de sous-longueur d'onde. Les effets de diffraction et de réflexion dus à la périodicité de la structure sont supprimés.*

Figure I-7 montre un diagramme schématique  $k - \omega$  d'une structure périodique 1D avec propagation dans le sens de la longueur (le long de l'axe x) [20]. On peut voir que, pour une structure périodique de hauteur donnée, le régime de travail est fortement lié à la longueur d'onde d'exploitation de l'espace libre ou à la fréquence d'exploitation  $\omega$ . Lorsque  $\omega > \omega_2$  (au-dessus de la



première BIP), le guide d'ondes devient avec perte pour le mode Bloch, et la lumière sera rayonnée hors du guide d'onde. Ce personnage a été utilisé pour concevoir des coupleurs de surface fibre à puce (coupleurs à grille). Dans la gamme de fréquences de  $\omega_2 > \omega > \omega_1$  (la première BIP), la lumière ne peut pas se propager à travers la structure périodique et se reflète, et c'est régime de réflexion de Bragg. La constante de propagation dans ce régime est constante :  $k_B = \pi/\Lambda$ . La BIP a été largement exploité pour concevoir des réflecteurs Bragg distribués (DBRs) sur différentes plateformes photoniques. Le dernier régime est situé en dessous de la première BIP où la fréquence de fonctionnement est inférieure à  $\omega_1$ .



**Figure I-7:** La bande schématisée d'un cristal photonique 1D avec propagation dans le sens de la longueur (le long de l'axe x).

De **Figure I-7**, on peut constater que le constant de propagation  $k_B$  se développe monotoniquement avec l'augmenter de la fréquence de fonctionnement, ce qui indique que le guide d'ondes périodique se comporte comme un guide d'ondes conventionnel. Ainsi, dans le régime de sous-longueur d'onde, les structures périodiques fonctionnent comme des médias homogènes. Prenons un cas général, la lumière se propage (le long de l'axe x) à travers la structure (**Figure I-6**), avec une polarisation linéaire soit parallèle ( $E_{\parallel}$ ) ou perpendiculaire ( $E_{\perp}$ ) aux interfaces entre les deux supports.

L'indice effectif équivalent de la structure peut être exprimé avec l'approximation du zéro ordre [17]:

$$n_{\parallel}^2 = \frac{\omega}{\Lambda} n_1^2 + \frac{\Lambda - \omega}{\Lambda} n_2^2 \quad (\text{I-30})$$

$$\frac{1}{n_{\perp}^2} = \frac{\omega}{\Lambda} \frac{1}{n_1^2} + \frac{\Lambda - \omega}{\Lambda} \frac{1}{n_2^2} \quad (\text{I-31})$$

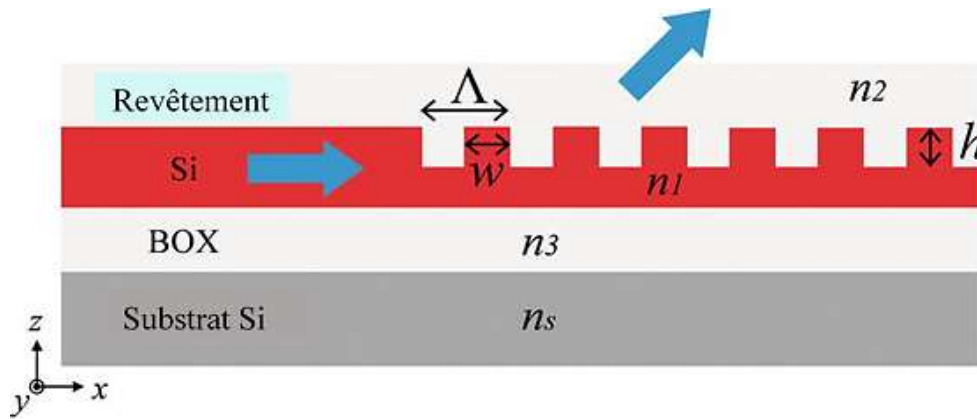
Où  $\omega/N$  est le cycle de service de la structure. Ainsi, l'index efficace et la biréfringence efficace peuvent être conçus en ajustant la géométrie de la structure. Cela permet de nouvelles approches de conception et peut être exploitée dans une variété d'appareils. L'équation (I-30) et (I-31) s'applique également aux structures transversales.

- **Applications du régime de diffraction:**

Par souci de clarté, la discussion sur les applications des cristaux photoniques 1D en photonique de silicium est divisée en trois parties. Par la suite, nous utiliserons l'expression générale « grilles diffractives » et « grilles de sous-longueur d'onde (SWG: Sub-Wavelength Grating) » pour indiquer les cristaux photoniques 1D fonctionnant dans le régime de diffraction et dans le régime de sous-longueur d'onde, respectivement. Cette section est consacrée aux applications du régime de diffraction. Les applications du régime de sous-longueur d'onde et du régime de réflexion Bragg sont examinées aux articles suivants. Cette section se concentre sur les composantes clés de la photonique de silicium : les coupleurs à grilles. Pour améliorer encore les performances, une combinaison de grilles diffractives et de structures transversales de sous-longueur d'onde est également présentée.

Un coupleur à grille est une structure périodique 1D qui peut diffracter la lumière de la propagation dans le guide d'ondes (en plan) à l'espace libre (hors plan). En plaçant une fibre optique au-dessus de la puce, une partie de la lumière rayonnée est recueillie. Il est normalement utilisé comme un dispositif I/O pour coupler la lumière entre la fibre et les guides d'ondes de silicium sous-micromètre. Et, les coupleurs à grille sont définis lithographiquement et peuvent être placés n'importe où sur la surface de la puce pour permettre des entrées et des sorties, qui sont particulièrement utiles pour la production massive. **Figure I-8** montre la vue transversale de coupleur à grille gravé à faible profondeur sur une couche de silicium porte sur un isolateur (SOI: Silicon On Insulator). L'épaisseur de la couche de silicium de base et l'épaisseur de la couche d'oxyde enterré (BOX) sont déterminées par le type d'empilage. Normalement, l'épaisseur de la couche de silicium de base ( $h_{Si}$ ) est de 150-300 nm. Le matériau de revêtement est habituellement de l'air ( $n_2 = 1$ ), du dioxyde de silicium ou un liquide indexé ( $n_2 \sim 1,45$ ).

**Figure I-8** illustre le concept d'un coupleur à réseau gravé travaillant comme coupleur de sortie. Le fonctionnement d'un coupleur à réseau gravé peut être compris par l'interférence constructive et destructrice résultant des fronts d'onde générés par la diffraction de la lumière des bandes de grille [23, 24]. Tout d'abord, nous pouvons vérifier **Figure I-9 a**. Dans ce cas, la longueur d'onde opérationnelle correspond au terrain des grilles. La diffraction de premier ordre se propagera verticalement, et la diffraction de deuxième ordre sera de retour au guide d'onde.



**Figure I-8:** La vue en coupe d'un coupleur de réseau gravé à faible profond.

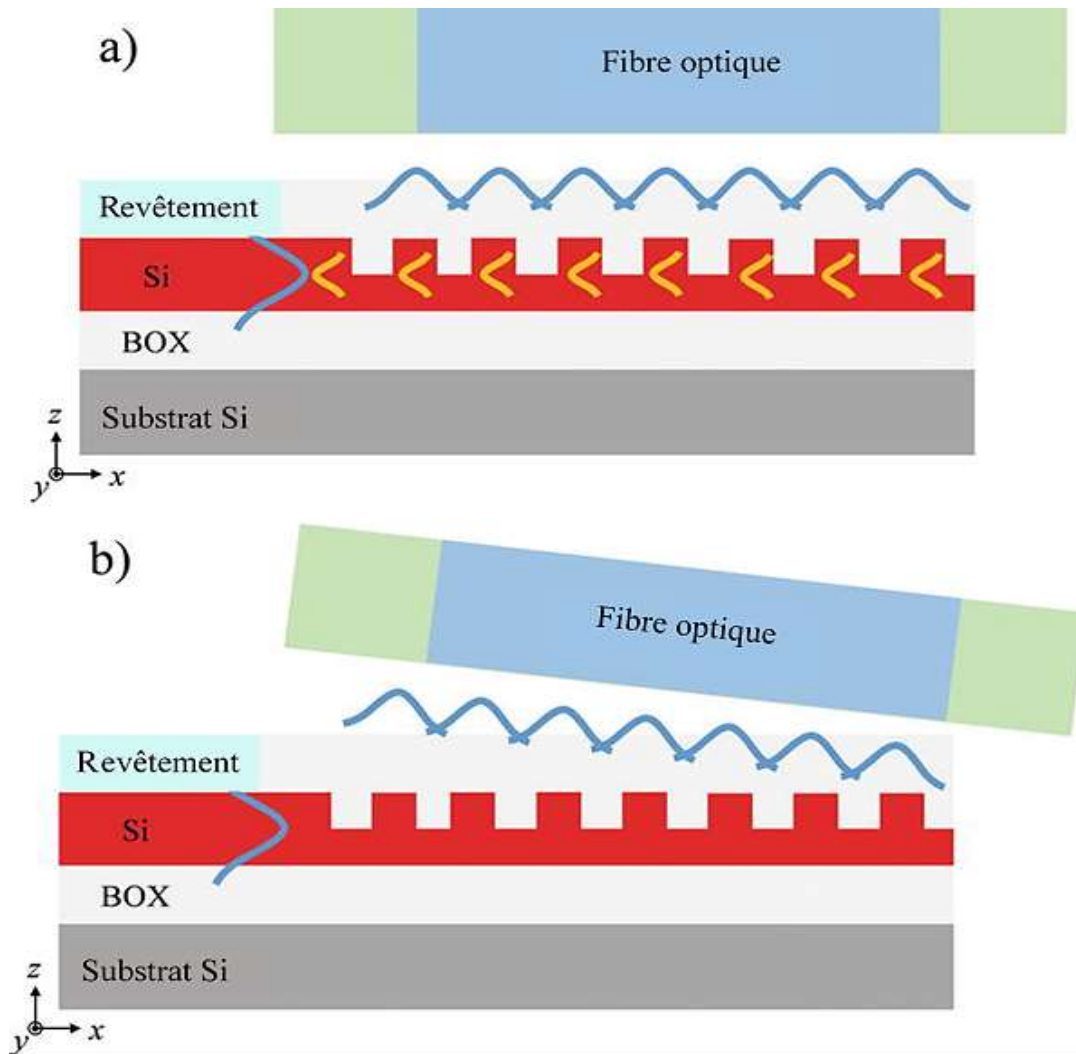
Cependant, la lumière de retour-voyage sera considérée comme réflexion pour le guide d'onde de silicium, qui n'est pas désiré puisque le chemin léger entre deux coupleurs à réseau peut former une cavité d'oscillation de Fabry-Pérot.

Cette oscillation modulera la transmission d'autres composants. Une façon efficace de résoudre ce problème est de désamorcer la grille et d'incliner la fibre (voir **Figure I-9b**) avec un petit angle vers la surface de grille. Lorsque la longueur d'onde à l'intérieur du guide d'onde est plus petite que la hauteur des grilles, les ondes lumineuses diffractées se propagent à un angle, et la réflexion causée par la diffraction de second ordre sera fortement supprimée.

Le coupleur à réseau gravé pourrait être bien décrit par loi de Bragg. Si les paramètres de grille sont fixés comme des constantes (comme la hauteur et les indices réfractifs des couches), alors l'angle de rayonnement est donné par l'équation [21]:

$$n_2 \sin \theta_k = n_{eff} + \frac{k\lambda}{\Lambda} \quad (\text{I-32})$$

Où  $n_2$  est l'indice réfractif du matériau de revêtement (voir **Figure I-8**) et  $k$  est un entier qui représente l'ordre de diffraction.



**Figure I-9:** Schémas décrivant le concept d'un coupleur de réseau fonctionnant comme un coupleur de sortie: a) Diffraction verticale de premier ordre et diffraction arrière de deuxième ordre et b) diffraction inclinée de premier ordre sans diffraction de deuxième ordre.

Dans certaines littératures, l'indice efficace  $n_{eff}$  est remplacé par l'indice de mode Bloch-Floquet ( $nB$ ). La raison principale est que la longueur relativement courte d'extraction de lumière entre une fibre et un coupleur à réseau gravé cause généralement une forte perturbation dans le guide d'onde. Mais pour le processus de conception préliminaire, l'utilisation d'index efficace suffit à comprendre qualitativement la propriété. Dans Réf. [21], seulement quand  $\sin\theta_k$  est réel, les grilles diffractent la lumière du guide d'onde. Par conséquent, nous pouvons jouer avec la hauteur des grilles de sorte que seul l'ordre  $k = -1$  se produit ou domine.

Une façon simple de réaliser un coupleur à réseau gravé est d'utiliser des grilles droites reliées à un cône pour convertir le mode fibre en un mode guide d'onde étroite. Pour obtenir une efficacité de conversion élevée, la longueur du cône doit être supérieure à  $100 \mu m$  [24, 25, 26], ce qui n'est pas souhaitable pour les systèmes d'intégration compacte et a haute densité. Alternativement, les grilles confocales permettent des conceptions plus compactes. L'ensemble de la grille est formé à une ellipse

avec un point focal commun, qui coïncide avec le point de focalisation optique où le guide d'ondes de silicium à mode unique est connecté [27, 28].

L'une des propriétés essentielles des coupleurs à réseau gravé est l'efficacité du couplage. Il y a trois facteurs principaux qui contribuent à une efficacité réduite d'un coupler à grille :

- Perte de pénétration, c'est-à-dire la fraction de la puissance du guide d'onde qui s'échappe dans le substrat. Pour une structure d'échoir à faible profondeur, environ 30 % de la puissance est perdue dans le substrat; et la perte de pénétration peut être supérieure à 50% dans une structure à gravure totale [24]. Cela peut être amélioré en utilisant des réflecteurs imbriqués dans le substrat [27, 28]. En conséquence, la puissance optique rayonnée vers le haut est améliorée, et le rayonnement vers le bas de substrat est réduit. Ces réflecteurs peuvent être une couche métallique ou un réflecteur Bragg à plusieurs couches.
  - Réflexion d'arrière, c'est-à-dire la puissance optique réfléchiée par le coupler dans le guide d'onde. Pour un coupler à réseau de dents de faible profondeur bien conçu, la réflexion arrière est inférieure à -20 dB, de sorte que cela ne contribue pas à une perte significative pour le coupler. Toutefois, cette perte peut être beaucoup plus élevée chez un coupler à réseau de grille à gravure totale. Couplage de la lumière sous un petit angle contribue également à éliminer la réflexion de Bragg de premier ordre, qui est une autre raison pour laquelle les coupleurs à réseau sont souvent conçus avec un angle de couplage.
  - Décalage de mode, c'est-à-dire le chevauchement intégral entre le faisceau lumineux diffracté et le mode fibre optique proche de Gaussien [27]. En théorie, le chevauchement intégral est déterminé par la fraction de la puissance du guide d'onde diffractée de chaque pas des grilles. Approximativement, cette fraction est en proportion directe de la différence d'index réfractif entre les bandes des grilles et les rainures. Par conséquent, par rapport aux structures gravées, une structure à grille gravée à faible profondeur possède une différence d'indice inférieure qui produit un faisceau lumineux rayonné relativement large. Par conséquent, les coupleurs à réseau conventionnels avec des grilles gravées à faible profondeur aident à améliorer le chevauchement du champ.
- **Applications du régime de sous-longueur d'onde:**

Cette section présente en outre des applications de structures SWG dans le sens de la longueur dans lesquelles la lumière se propage perpendiculairement aux interfaces de la structure (le long de la direction x dans **Figure I-6**). Comme mentionné précédemment, il est possible de concevoir à la fois un index efficace et une biréfringence efficace qui peuvent être exploités dans de nombreux

appareils photoniques en silicium pour l'amélioration de la bande passante optique et de la sensibilité de polarisation. Dans cette section, nous discutons d'abord du convertisseur de mode entre les guides d'ondes basés sur le SWG et les guides d'ondes conventionnels, qui est la composante de base pour l'intégration de ces deux types de technologies. Ensuite, nous passons à d'autres éléments-clés tels que les croisements de guides d'ondes, les coupleurs à interférence multimode (MMI) et les coupleurs directionnels indépendants de la bande large et de la polarisation.

- **Convertisseurs de mode:**

Pour utiliser pleinement les propriétés offertes par les guides d'ondes basés sur SWG et d'autres composants, l'intégration et l'interconnexion avec les guides d'ondes conventionnelles sont nécessaires. Il y a deux points-clés pour concevoir de tels convertisseurs de mode : faible perte et faible réflexion. Pour atteindre les deux objectifs, plusieurs travaux ont été réalisés dans des théories et des expériences [28, 29]. **Figure I-10** montre le diagramme schématique d'un convertisseur de mode qui contient trois parties : section de guide d'ondes classique, section de transition entre le guide d'ondes conventionnel et le guide d'ondes basé sur SWG, et section de guide d'ondes basée sur SWG. La section transition détermine les performances de ce convertisseur de mode; une approche claire consiste à gazouiller le pas et le cycle de service et à incorporer des éléments de pont entre les deux sections de guides d'ondes [29]. Semblable au cône inverse conventionnel, l'indice efficace de mode dans la section de transition change également graduellement le long de la propagation ; par conséquent, il convient de prendre un soin particulier pour éviter le régime de réflexion Bragg dans la bande passante optique de fonctionnement cible.



**Figure I-10:** Vue supérieure d'un convertisseur de mode basé sur SWG avec indications de section.

- **Croisements de guides d'ondes:**

Un croisement efficace de guide d'onde est fortement désiré pour matérialiser le plein potentiel de la photonique de silicium pour les interconnexions optiques sur puce. En raison du contraste à indice élevé de la plate-forme de silicium comme SOI, la perte d'insertion d'un croisement conventionnel de guide d'onde est d'environ 0,15 dB. Pour réduire la perte optique, un croisement de guides d'ondes conçu en utilisant l'optimisation des essaims de particules a été proposé et démontré,

avec une perte de  $-0,028 \pm 0,009$  dB pour une longueur d'onde de fonctionnement de 1550 nm [30]. Dans cette partie, nous introduisons quelques conceptions de croisement de guide d'onde aidées par des structures de SWG. La perte d'insertion confirmée expérimentalement est comparable ou même inférieure à celle des conceptions optimisées par essaim de particules. Un autre avantage de l'utilisation des structures SWG est d'améliorer la bande passante optique et la sensibilité à la polarisation.

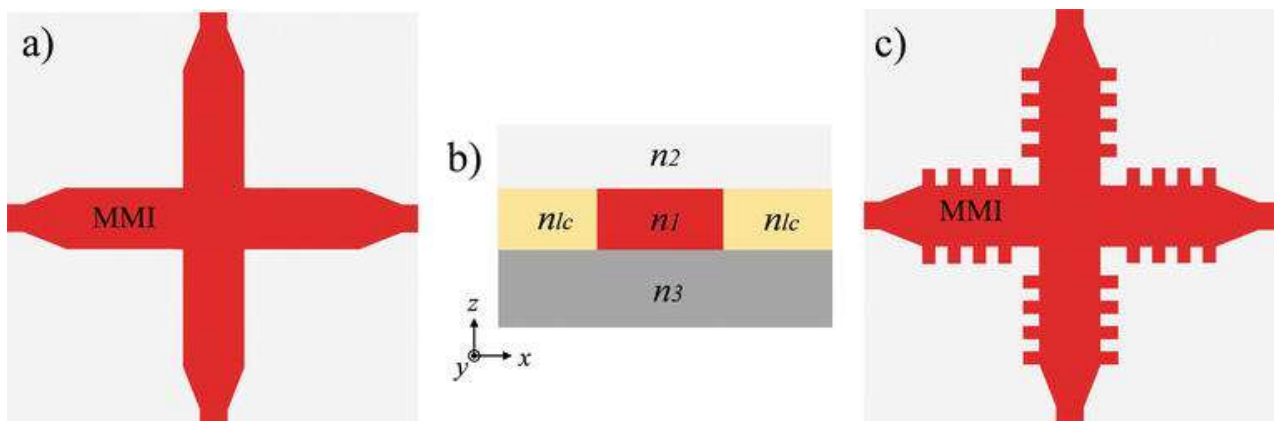
Tout d'abord, nous passons par quelques principes fondamentaux des croisements conventionnels de guides d'ondes. **Figure I-11a** donne la vue supérieure d'un croisement conventionnel de guide d'onde, et la section transversale de la région multimodale de guide d'onde est montrée dans **Figure I-11b**. Une conception conventionnelle est composée de régions MMI, de guides d'accès monomode et d'une section de croisement. Il a été constaté que la perte intrinsèque d'une telle conception est attribuée à trois aspects :

- Erreur de phase dans la région MMI. Lorsque de larges guides d'ondes multimodes sont utilisés, il est possible de trouver plus de deux modes excités dans les régions MMI. Certaines erreurs de phase apparaîtront, et la position d'auto-imagerie parfaite ne peut pas être trouvée en ajustant la longueur MMI. Pour éviter les modes d'ordre supérieur, des guides d'ondes multimodes étroites supportant trois modes (fondamental, premier ordre et deuxième ordre) sont applicables. Parmi ces modes, seuls les modes fondamentaux et de second ordre sont excités par une structure de MMI d'interférence symétrique. Ensuite, la longueur d'auto-imagerie n'est liée qu'à deux modes, et les erreurs de phase de mode d'ordre supérieur pourraient être complètement éliminées
- Perte causée par de fortes transitions entre les guides d'ondes monomode et les régions MMI. Comme suggéré par [31], un cône linéaire ou non linéaire peut être appliqué pour réduire la perte de transition. Il convient de souligner que le cône affecte également la partie puissance dans le mode de deuxième ordre dans les régions MMI [32]. Grâce à la simulation, nous pouvons trouver le rapport de forces optimales entre le mode fondamental et le mode de second ordre. Si le rapport de puissance est trop faible, les MMI perdent même la capacité de concentrer le faisceau lumineux au centre de la section de croisement, causant un décalage de mode entre le faisceau divergé après avoir traversé la section de croisement et les modes guidés du guide d'ondes multimode. Lorsque le rapport de forces est plus grand que la valeur optimale, une grande quantité du mode de deuxième ordre possédant un large spectre angulaire se disperse à travers la section de croisement, et une partie rayonne dans les régions orthogonales MMI, ce qui entraîne une

perte substantielle et diaphonie. Par conséquent, lors du choix de la longueur du cône, un compromis entre la perte de transition modale et le rapport de puissance à deux modes doit être trouvé.

- Décalage de mode entre les guides d'ondes multimodes et la section de croisement. La section de croisement est beaucoup plus large que la largeur du guide d'onde multimode, qui peut être considérée comme une couche de guide d'ondes qui prend en charge les modes TE purs. Toutefois, le mode dans le guide d'ondes d'accès monomode et le mode de deuxième ordre dans le guide d'ondes multimode sont deux modes quasi-TE avec une quantité considérable de polarisation TM. Ensuite, la puissance du mode TM sera dissipée dans la section de croisement. Il est constaté que la partie puissance de la polarisation TM peut être efficacement supprimée en augmentant l'indice latéral de revêtement ( $n_{lc}$ ) dans les régions MMI. Une façon simple est de déposer un matériau à indice élevé tel que  $Si_xN_{1-x}$ . En outre, l'utilisation d'une structure à gravure peu profonde étroitement contrôlée est faisable. Les deux approches compliquent le processus de fabrication.

Dans Réf. [32], les chercheurs ont mis au point un nouveau passage à niveau de guides d'ondes assistés par des structures SWG pour concevoir l'indice latéral de revêtement, simplifiant ainsi les procédures de fabrication. Figure I-11c donne le schéma d'une telle conception. Une matrice de franchissement  $\times 101$  MMI a été démontrée sur la plate-forme SOI.

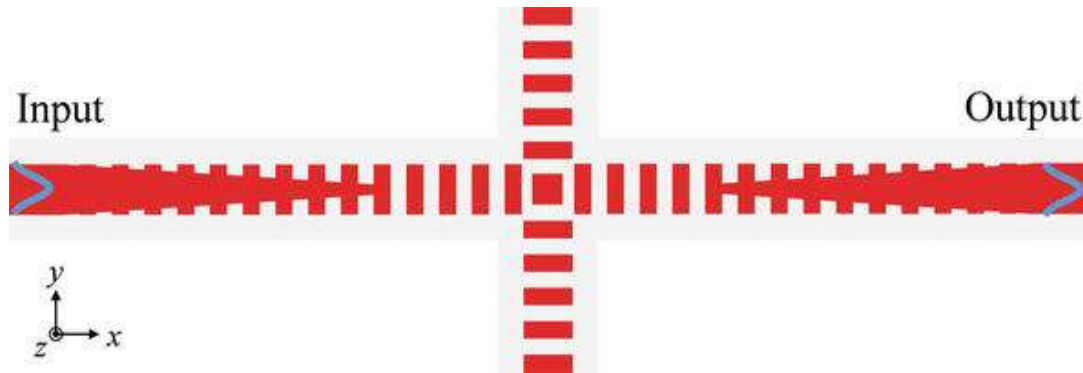


**Figure I-11:** a) Vue supérieure d'un croisement conventionnel de guide d'onde, b) vue transversale des sections MMI, et (c) vue supérieure d'une conception de croisement de guide d'ondes assistée par SWG.

Une perte d'insertion de 0,019 dB et une diaphonie inférieure à  $-40$  dB à une longueur d'onde de fonctionnement de 1 550 nm ont été obtenues pour chaque croisement. Il convient de noter que la bande passante optique (90 nm) est plus large que celle des dessins conventionnels.



**Figure I-12** montre une autre conception de croisement de guide d'onde qui se trouve sur les guides d'ondes basés sur SWG [33]. Par rapport aux dessins montrés dans **Figure I-11a** et *c*, cette traversée de guide d'onde n'a pas de guides d'ondes multimodes. Au centre du croisement, un segment carré est utilisé pour permettre une structure symétrique. La perte de croisement a été mesurée à 0,023 dB, la perte de la polarisation de <0,02 dB et la diaphonie inférieure de -40 dB [33]. Une amélioration de cette conception est l'insensibilité à la polarisation. Plus de discussions peuvent être trouvées dans Réf. [33].



**Figure I-12:** Vue supérieure d'un croisement de guide d'onde basé sur SWG.

#### ○ Coupleurs MMI:

Les coupleurs MMI sont largement utilisés comme éléments de base dans de nombreux appareils photoniques avancés, y compris les modulateurs MZ [34], dispositifs de polarisation-manipulation [35], dispositifs de manipulation de mode [36, 37], etc. Avant d'examiner un coupleur MMI haute performance assistée par des structures SWG, nous allons rappeler brièvement les limites fondamentales des coupleurs MMI conventionnels.

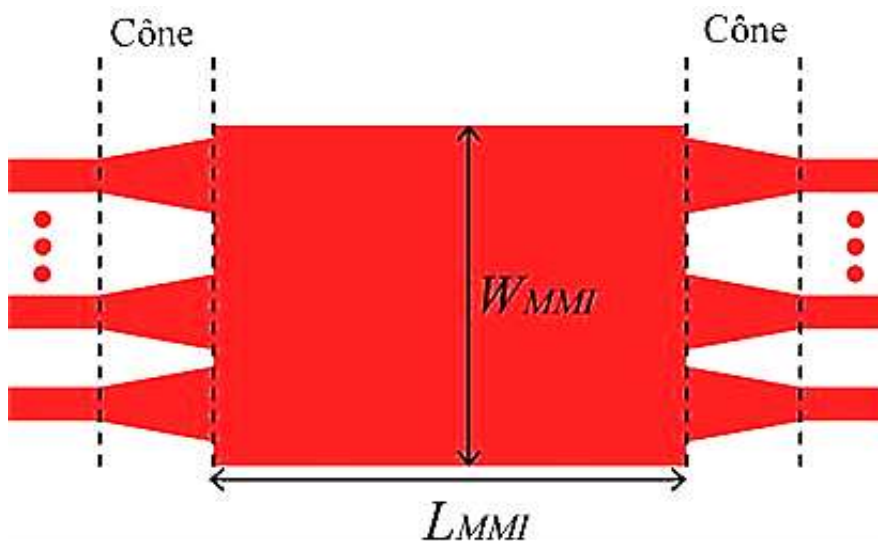
Un coupleur MMI se compose de guides d'ondes monomode in-/output et d'une section de guide d'ondes multimode, comme le montre **Figure I-13**. Le faisceau lumineux d'entrée excite plusieurs modes dans la section centrale avec différents coefficients d'excitation. Les coefficients sont déterminés par le profil du mode d'entrée et la structure de la section centrale (section MMI). Ces modes se propagent à travers la section centrale avec différentes constantes de propagation ( $\beta_m$ ) et interfèrent les uns avec les autres pour former l'auto-imagerie N-pli du mode d'entrée [38]. Placer les guides d'ondes de sortie à la position d'imagerie, le fractionnement du faisceau et la fonction de combinaison peuvent être atteints. Le MMI ou la longueur de la section centrale (LMMI) a une certaine relation avec la longueur de battement ( $L\pi$ ) des deux modes les plus bas excités dans la section centrale. La longueur de battement à la longueur d'onde de fonctionnement est donnée par

$$L_{\pi} = \frac{\pi}{\beta_1(\lambda) - \beta_2(\lambda)} \quad (\text{I-33})$$

Maintenant, nous passons en revue deux coupleurs MMI haute performance assistée par des structures SWG. Le premier cas est un coupleur MMI  $4 \times 4$  servant comme hybride à  $90^\circ$  pour des détections cohérentes.

Un paramètre vital de ce coupleur MMI est l'erreur de phase. Comme nous l'avons vu auparavant, l'utilisation du cône d'entrée est une pratique courante pour obtenir de petites erreurs de phase. Mais pour la plate-forme SOI, seule l'utilisation de cône d'entrée n'est pas suffisante pour atteindre l'objectif puisque le grand contraste de l'indice entre la gaine le cœur dans le guide d'onde SOI conduit les modes d'ordre supérieur à ne pas satisfaire correctement l'équation (I-33).

Le grand contraste latéral de l'indice peut être adapté par une (certaine) extra étape (s) de gravure à faible profondeur pour définir la région multimodale à gravure peu profonde. Cela a été confirmé expérimentalement comme un moyen efficace [39]. Cependant, des étapes de gravure supplémentaires et une profondeur de gravure étroitement contrôlée sont nécessaires, ce qui complique le processus de fabrication et ne convient pas à la production massive.



**Figure I-13:** Schéma d'un coupleur de MMI avec des indications.

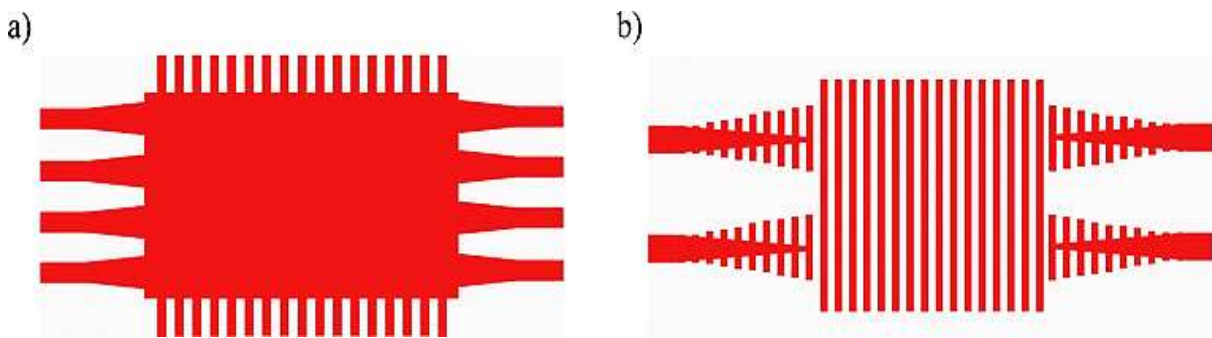
Au lieu d'introduire le processus de gravure peu profonde, l'intégration latérale des structures SWG permet également l'ingénierie latérale d'index de revêtement avec une seule étape de gravure totale. Le processus de conception est simple :

- calculer l'indice effectif équivalent des structures SWG sous différentes hauteurs et cycles service;
- balayer l'indice de la gaine d'un coupleur de  $4 \times 4$  MMI pour trouver une valeur optimale;

- utiliser les données calculées à la première étape comme table de recherche et, ensuite, les paramètres de géométrie de la structure de la sous-longueur d'onde qui donne la valeur désirée de l'indice latéral de la gaine;
- utiliser FDTD pour vérifier l'avantage de la structure.

Le diagramme schématique est représenté dans **Figure I-14a**. Le rapport de rejet de mode commun simulé et l'erreur de phase de moins de 24 dB et 2°, respectivement, sont présentés dans Réf [40]. Cette technique peut également être exploitée dans n'importe quel coupler  $N \times N$  MMI.

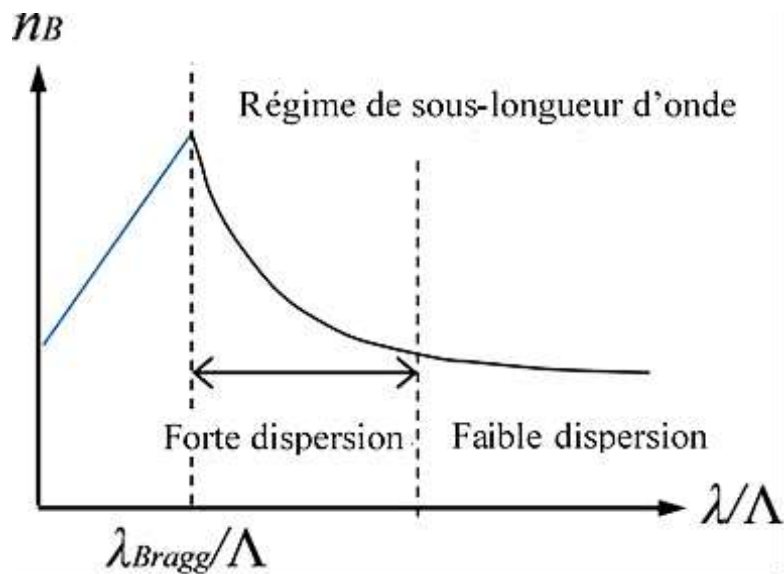
Le deuxième cas est le coupler  $2 \times 2$  MMI haut débit. Pratiquement, les coupleurs MMI à large bande sont exigés à simplifier le système et réduire les coûts. Comme dans le cas ci-dessus, l'optimisation de l'entrée conique élargit la bande passante. Dans Réf. [41], les chercheurs ont proposé un coupler  $2 \times 2$  MMI à large bande dans lequel la section multimodale conventionnelle est remplacée par un guide d'ondes basé sur SWG longitudinale de largeur 6,0  $\mu\text{m}$ , fréquence de 198,0 nm et un cycle de service de 50 %.



**Figure I-14:** Schémas des coupleurs MMI : a) un coupler de  $4 \times 4$  MMI avec structures latérales SWG et (b) un coupler  $2 \times 2$  MMI avec section multimode basée sur SWG.

Le diagramme schématique est montré dans **Figure I-14b**. Pour bien comprendre comment les structures SWG peuvent être exploitées pour augmenter considérablement la bande passante des coupleurs MMI, il est utile de redessiner le régime de sous-longueur d'onde en **Figure I-7** d'une manière équivalente, comme le montre **Figure I-15**.

On peut voir que le régime de sous-longueur d'onde peut être divisé en deux régions : la région à forte dispersion ( $\lambda$  est proche de la longueur d'onde de Bragg) et la région à faible dispersion ( $\lambda \gg \Lambda$ ). La partie passionnante est que la valeur de dispersion est réglable par le changement de fréquence, qui peut être utilisé pour concevoir des coupleurs MMI à large bande. En résultats, la bande passante du coupler MMI en **Figure I-14b** est déterminé par la fréquence.



**Figure I-15:**Dispersion dans le régime de sous-longueur d'onde.

Pour se connecter aux structures conventionnelles de guides d'ondes, des convertisseurs de mode similaires à ceux décrits dans la section précédente ont été placés dans les ports in/output **Figure I-14b**. Les convertisseurs de mode aident également à étendre le champ de mode pour exciter uniquement les modes d'ordre inférieur. En raison de l'indice réfractif équivalent relativement faible de la région multimodale basée sur le SWG, la longueur de l'MMI est également raccourcie en retour. En outre, cette technique peut être appliquée à la conception de coupleurs directionnels à large bande [42].

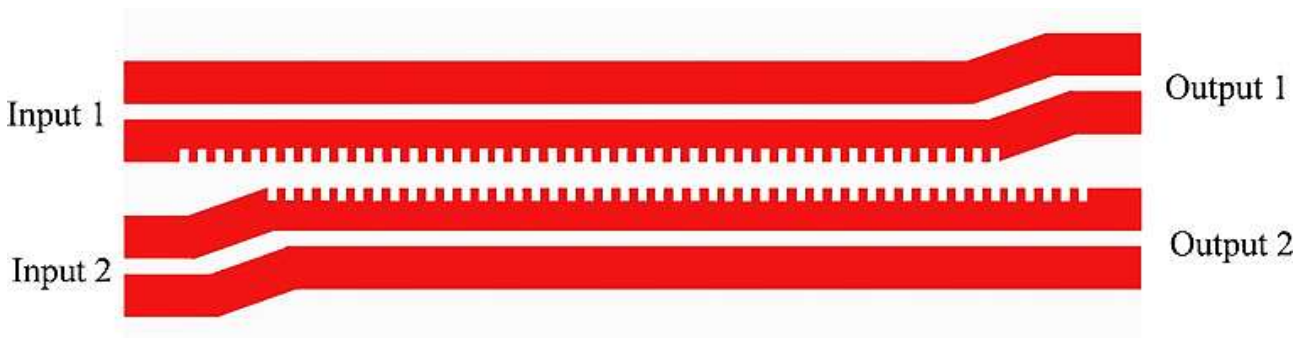
- **Couples directionnels indépendants de polarisation:**

Avec ses performances supérieures, le coupleur directionnel (CD) a attiré des attentions considérables et a été largement utilisé dans des nombreuses applications, y compris les capteurs sur puces, filtres, commutateurs, et diviseur de faisceau de polarisation. Par rapport à d'autres coupleurs, tels que les coupleurs MMI et les coupleurs de branche Y, les CDs traitent des propriétés précieuses en matière de perte ultra-faible, faible réflexion, et le rapport de couplage de puissance arbitraire obtenu en ajustant la longueur et l'écart de la région de couplage. Toutefois, en utilisant des guides d'ondes SOI sous-micromètres, la longueur de battement du mode TE diffère considérablement de celle du mode TM en raison de la biréfringence élevée des guides d'ondes de silicium, ce qui entraîne une sensibilité au rapport de puissance aux états de polarisation. Un CD indépendant de la polarisation est utile pour certaines applications en ce qui concerne la quantité de puissance optique collectée ou fractionnement. Certaines techniques ont été proposées et confirmées expérimentalement pour résoudre ce problème. Une solution consiste à utiliser des systèmes de diversité de polarisation où des dispositifs de division et de rotation de la polarisation sont nécessaires, ce qui augmente la taille

et la complexité du système. Une autre approche consiste à rendre le coupler directionnel intrinsèquement insensible à la polarisation [43, 44, 45].

Récemment, CD indépendant de la polarisation à guide d'ondes à fente assisté par SWG avec une tolérance de fabrication relativement grande a été démontré sur la puce SOI [46]. **Figure I-16** décrit le diagramme schématique de cette conception. Les structures SWG sont étendues dans l'espace entre deux guides d'ondes de fente parallèles. Les structures SWG sont considérées comme des médias homogènes. En calculant la relation entre la longueur des battements des deux états de polarisation et l'indice réfractif des structures *SWG* ( $nk$ ), il a été constaté que les deux courbes sont de pentes différentes. En ajustant le cycle de service, si les indices efficaces  $n_{\perp}$  du mode *TE* et  $n_{\parallel}$  du mode *TM* dans les structures SWG répondent au  $nk_{TE}$  et au  $nk_{TM}$  pour la même longueur de battement pour les modes *TE* et *TM*, alors le cycle de service optimal est atteint. Des simulations FDTD pour une confirmation supplémentaire sont nécessaires.

L'efficacité mesurée du couplage est de 97,4 et 96,7% pour les modes *TE* et *TM*, respectivement, à une longueur d'onde de 1 550 nm. Il convient de noter qu'un avantage supplémentaire de cette conception est sa large bande passante de plus de 120 nm (1475-1595 nm) théoriquement et dépassant l'ensemble de la bande C (1525-1570 nm) expérimentalement. Pour interconnecter une telle conception avec un guide d'ondes conventionnel, un convertisseur de guide d'ondes à fente vers un guide d'onde à ruban est nécessaire.



**Figure I-16:** Schéma d'un coupler directionnel indépendant de polarisation basé sur des guides d'ondes de fente avec des structures de SWG.

- **Applications du régime de réflexion Bragg:**

Cette section est consacrée aux applications du régime de réflexion Bragg de cristaux photoniques 1D. Par souci de clarté (sauf indication contraire), nous utiliserons ci-après l'expression générale « grille de Bragg » pour indiquer les cristaux photoniques 1D opérant dans le régime de réflexion de Bragg comme le montre **Figure I-7**. Une caractéristique importante de grilles de Bragg est la relation linéaire  $n_{Bragg} \sim \lambda/\Lambda$  dans la bandgap photonique ( $\omega_1 > \omega > \omega_2$ ). La Bip a été largement

exploité pour concevoir des réflecteurs de Bragg distribués (RBD) sur différentes plateformes photoniques en tant qu'éléments-clés des lasers RBD [47, 48], lasers distribués de rétroaction (DFB lasers) [49], fibres à grilles de Bragg (FBGs) [50], Lasers à émission de surface à cavité verticale (VCSELs: Vertical-cavity surface-emitting lasers) [53], etc. Sur la plate-forme de silicium, les grilles de Bragg à base de guide d'onde de silicium ont été intégrées avec des éléments de gain III-V pour fournir une rétroaction optique pour les lasers sur une puce de silicium.

Cette section commence par une brève discussion sur les grilles de Bragg servant de miroirs dans les lasers hybrides sur une puce de silicium. Puis, les grilles de Bragg conçues comme un polariseur et un filtre de passage en mode d'ordre supérieur.

- **Lasers hybrides avec grilles de Bragg:**

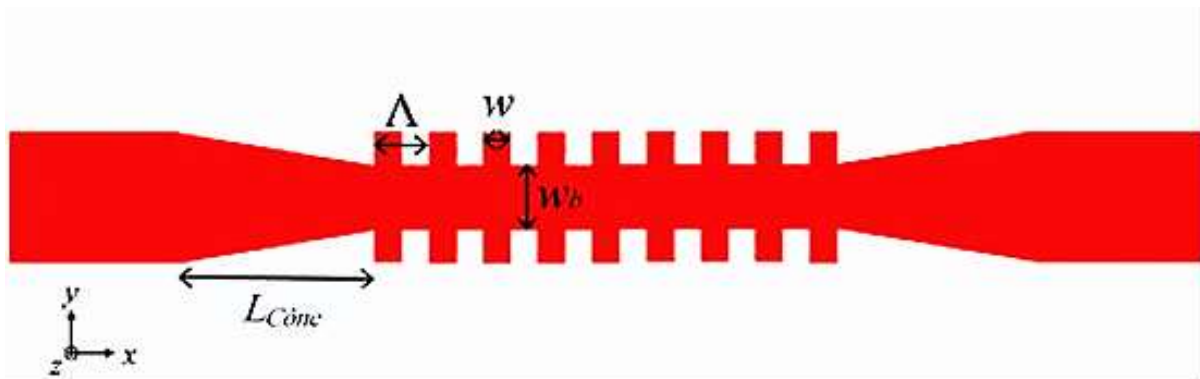
La réalisation d'un laser efficace, fiable et pompé électriquement sur une plaquette de silicium reste un défi scientifique. Dans Réf. [54], les chercheurs ont d'abord démontré un laser à points quantiques à pompage électrique haute performance par croissance épitaxiale de matériaux III-V sur un substrat en silicium. Une autre approche courante pour réaliser la source de lumière sur une couche de silicium est le collage de plaquettes. Plusieurs programmes de processus de cautionnement ont été proposés [53, 54, 55]. Pour fabriquer un laser à longueur d'onde unique et un tableau laser multilongueurs d'onde, les diodes laser préfabriquées à longueur d'onde unique peuvent être directement collées sur une plaquette de silicium [56]. Alternativement, intégrer des sections de gain III-V aux circuits photoniques de silicium et les sélections de longueur d'onde sont fait par quelques dispositifs sensibles à la longueur d'onde à base de silicium tel que le résonateur d'anneau, la structure de rétroaction fendu, et le réflecteur de Bragg. Dans Réf. [55], un tableau laser évanescent DFB à quatre canaux à longueur d'onde a été conçu et fabriqué. Sous chaque section de gain III-V, les grilles de Bragg ont été fabriquées à la surface du guide d'ondes en silicium. Les puits multi-quantiques de «InGaAsP» d'une section de gain se propage et s'évanouit dans un guide d'ondes en silicium et est modulé par les grilles, formant un laser DFB. Pour réaliser différentes longueurs d'onde de canal, la largeur du guide d'onde de silicium est variée pour obtenir différentes constantes de propagation de Bragg.

- **Polariseurs TM-passe:**

Les dispositifs photoniques basés sur les guides d'ondes SOI souffrent toujours de graves problèmes de sensibilité à la polarisation dus à une biréfringence élevée, ce qui limite considérablement leur portée d'application. Divers dispositifs de polarisation ont attiré l'attention, y compris des séparateurs de faisceaux de polarisation, des rotateurs de polarisation, et polariseurs. Parmi eux, un polariseur est utilisé pour atteindre la lumière polarisée linéairement avec un rapport

d'extinction élevé. Dans les pratiques, une faible perte, une ration d'extinction élevée et un polariseur compact d'empreinte sont très recherchés. La raison d'être de base de la conception d'un polariseur est de perdre ou de filtrer l'état de polarisation inattendue à partir des chemins de propagation optiques avec un effet négligeable sur l'état de polarisation souhaité et de maintenir la taille de l'appareil aussi petit que possible.

Dans Réf. [57], un polariseur TM-passe à base de guides d'ondes est fabriqué avec des cristaux photoniques 1D. Le schéma de cette conception est représenté dans **Figure I-17**. L'appareil est composé de trois parties : les guides d'ondes in-/out, le cristal photonique 1D avec dents et ponts, et les cônes de transition. Le pas a été bien conçu pour rendre le guide d'ondes soutenant le mode Bloch pour l'état de polarisation TM, de sorte que la lumière polarisée TM incident passe par le guide d'ondes avec une perte excessive très faible. D'autre part, pour l'état de polarisation TE, le guide d'ondes fonctionne comme un réflecteur Bragg, et par conséquent la lumière polarisée TE incidente est réfléchiée avec une efficacité très élevée.

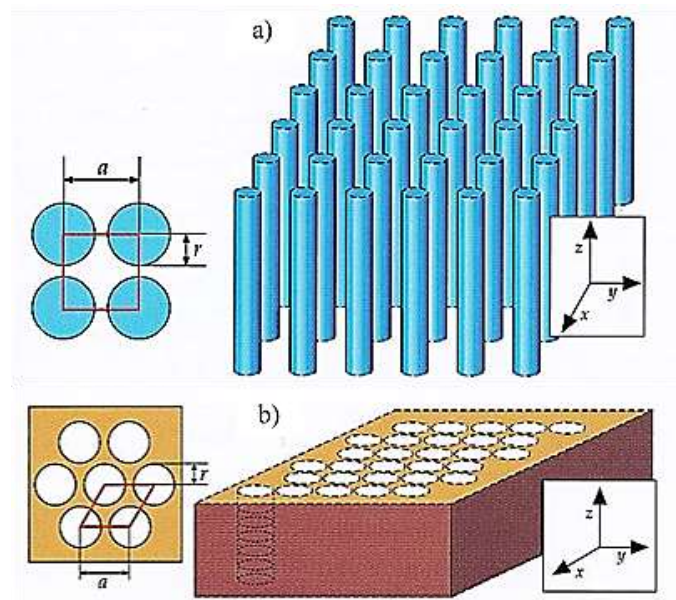


**Figure I-17:** Schéma d'un polariseur TM-passe assisté de cristaux photoniques 1D.

Ainsi, le flux de processus de conception peut être le suivant : (1) utiliser l'état du régime de réflexion Bragg pour estimer approximativement les paramètres du cristal photonique; (2) simuler les diagrammes  $k-\omega$  pour les modes TE et TM par l'utilisation de la FDTD 3D; et (3) calculer les réponses de transmission pour les modes TE et TM afin de vérifier davantage la conception. Dans Réf.[57], un rapport d'extinction mesuré de 40 dB a été obtenu avec un nombre de période de 40.

### I.3.2 Cristaux photoniques 2D:

Un cristal photonique bidimensionnel est une structure qui présente une modulation périodique de la permittivité diélectrique suivant deux directions de l'espace, et homogène dans la troisième. Il existe plusieurs façons de réaliser ces structures bidimensionnelles. Par exemple, on peut placer des tiges diélectriques dans l'air ou dans un autre diélectrique comme on peut le concevoir d'un ensemble de trous percés dans un diélectrique (**Figure I-18**).



**Figure I-18:** Structure périodique 2D a) Déconnectée; b) Connectée [14]

Afin d'ouvrir des bandes interdites larges, il faut un contraste d'indice  $\Delta n$  (différence entre les indices du milieu et des tiges) suffisamment grand. Les réponses optiques de ces structures dépendent de la polarisation, *TE* (champ E dans le plan de la périodicité) et *TM* (champ H dans le plan de périodicité). Comme ils peuvent ne pas posséder une bande interdite complète. Les CPhs-2D se regroupent principalement suivant trois familles qui sont le réseau carré, triangulaire et hexagonal [14].

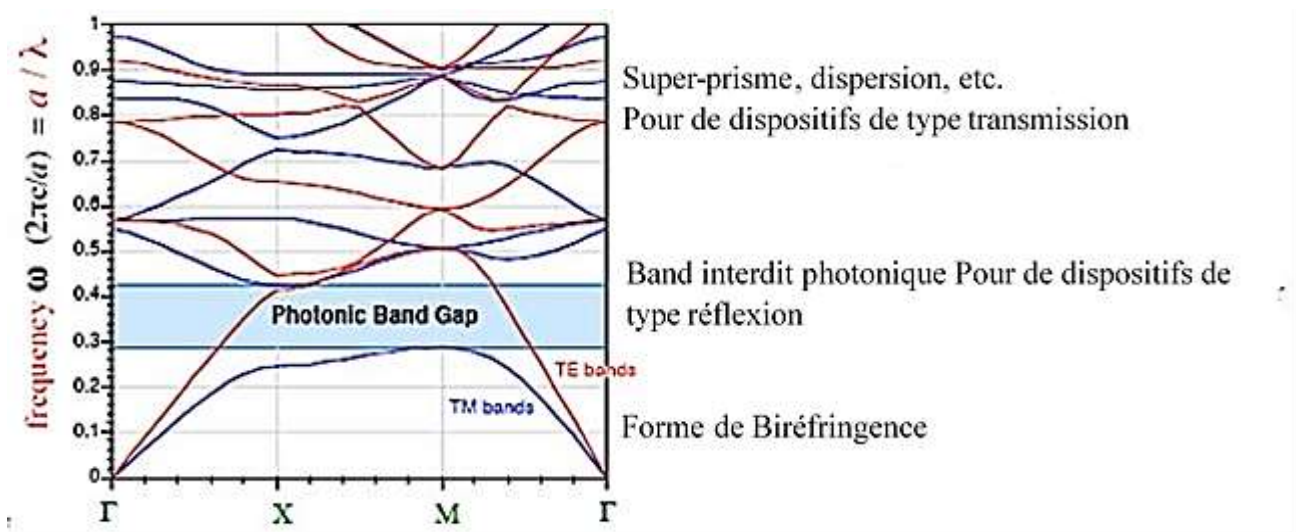
- **Diagramme de bande:**

Le diagramme de bande photonique indique qu'il existe trois gammes de fréquences différentes pour la lumière, qui peuvent être utilisées pour des applications réelles, comme illustré sur la **Figure I-19**. Le premier est la gamme de fréquences la plus basse en dessous du premier repliement de zone de la bande photonique. Le gradient de la bande photonique droite la plus basse est déterminée par l'indice de réfraction effectif  $n$  du CPh et il est différent pour différentes polarisations. Classiquement, cette caractérisation est appelée biréfringence de forme. Puisque le calcul du BIP prédit précisément l'indice effectif pour chaque polarisation, l'indice est contrôlé artificiellement par la structure CPh.

Le second est la bande interdite photonique, ce qui signifie la bande d'arrêt omnidirectionnelle. C'est l'une des propriétés les plus uniques des CPh, et c'était en fait le sujet principal au début de la recherche CPh. La bande interdite photonique peut être utilisée comme réflecteur pour la lumière qui doit entrer dans le CPh à partir de directions arbitraires. Elle s'applique aux dispositifs de type réflexion, par exemple les lasers et les guides d'ondes.



Le troisième est la plage de fréquences la plus élevée au-dessus de la bande interdite photonique où des bandes photoniques complexes existent. La pente d'une bande photonique est proportionnelle à la vitesse du groupe de la lumière. Par conséquent, la bande horizontale à un bord de bande signifie « $v_g$ » nulle et la localisation de l'énergie lumineuse. Dans les CPh 2D, une telle vitesse du groupe nulle ou faible apparaît non seulement à la limite de la bande, mais dans de nombreuses bandes. Ils seront efficaces pour l'amélioration de diverses interactions de la lumière avec les matériaux de la CPh. De plus, la distribution 2D des bandes, appelée surface de dispersion, permet une propagation unique de la lumière dans les CPh. Ainsi, cette gamme de fréquences peut être utilisée dans des dispositifs fonctionnels de type transmission. Les bandes au-dessus et au-dessous de BIP sont également désignées respectivement par «bande aérienne» et «bande diélectrique».



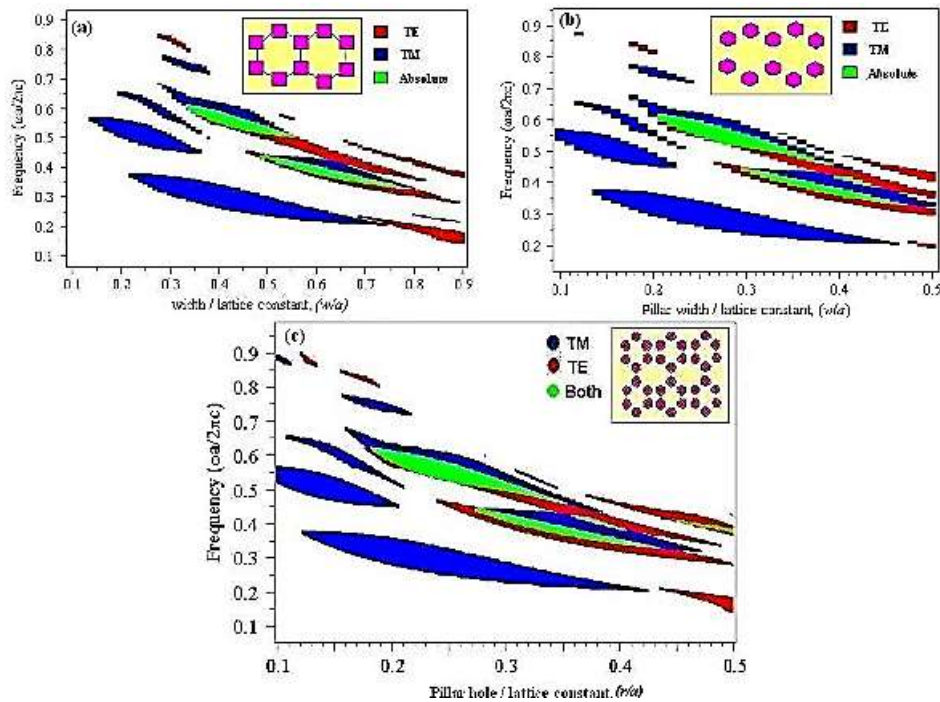
**Figure I-19:** Diagramme de bande photonique pour CPh 2D de trous dans un réseau triangulaire et trois gammes de fréquences pour différentes cibles d'application.

Pour interpréter le diagramme de bande, il convient tout d'abord de prendre en compte l'influence de la polarisation de la lumière. En effet selon que l'on considère la polarisation Transverse Electrique (TE) ou Transverse Magnétique (TM), les bandes énergétiques permises ou interdites seront différentes. On peut par exemple montrer qu'une structure constituée d'un réseau triangulaire de cylindres de permittivité élevée plongé dans une matrice de permittivité plus faible conduit à l'apparition d'une large bande interdite photonique pour la polarisation TM. Lorsque les bandes interdites photoniques pour les polarisations TE et TM se recouvrent, on parle alors de bande interdite complète. Un cristal photonique peut également présenter une bande interdite dans une des directions du réseau mais pas dans les autres.

- **Carte des bandes interdites :**

Les cartes de bandes interdites représentent les bords de bandes interdites pour un réseau donné en fonction du facteur de remplissage  $f$ , La **Figure I-20** montre un exemple de tracé de carte

des bandes  $t$  pour des piliers diffuseurs carrés, hexagonaux et circulaires dans un réseau en nid d'abeilles. Une carte d'espace est un tracé des emplacements des bandes interdites photoniques d'un cristal, car un ou plusieurs des paramètres du cristal sont modifiés. Les espaces rouge et bleu indiquent respectivement la bande interdite TE et la bande interdite TM. Pendant ce temps, les espaces verts montrent la bande interdite absolue sur laquelle les bandes interdites TE et TM se chevauchent. Comme on peut le voir, les trois structures dans un réseau en nid d'abeilles ont une bande interdite absolue et les intervalles diminuent tous en fréquence lorsque la fraction de remplissage augmente.



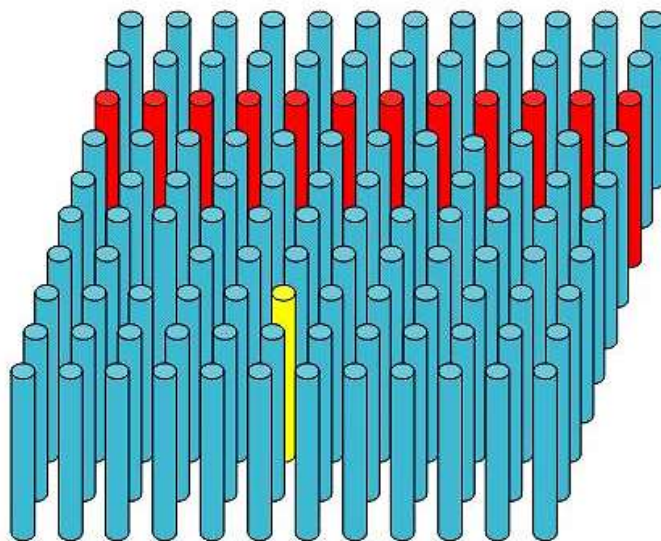
**Figure I-20:** Carte de bande pour (a) les piliers diffuseurs carrés, (b) le pilier diffuseur hexagonal et (c) le pilier diffuseur circulaire en treillis en nid d'abeille.

- **Ingénierie des défauts dans les cristaux photoniques 2D:**

De la même manière que pour les cristaux à l'état solide, il existe deux types principaux de défauts: les défauts de cavités et les défauts étendus. Les défauts de cavités sont associés à des perturbations très locales de la périodicité du cristal, et leur présence est révélée par l'apparition de modes électromagnétiques à des fréquences discrètes, qui peuvent être considérées comme analogues à des états électroniques isolés. De même, les défauts étendus peuvent être vus comme analogues aux dislocations du cristal, et ils peuvent se traduire par l'apparition de bandes de transmission dans des régions spectrales où il existe une bande interdite photonique dans le cas d'un cristal parfaitement périodique.

La **Figure I-21** montre l'illustration schématique des défauts possibles de CPh. Un seul pilier du cristal peut être retiré ou remplacé par un autre dont la taille, la forme ou le constant diélectrique

est différente de l'original. Des cavités et des défauts étendus peuvent être utilisées pour créer un composant de guidage d'ondes de base tel qu'un guide d'ondes et un guide d'ondes de courbure.



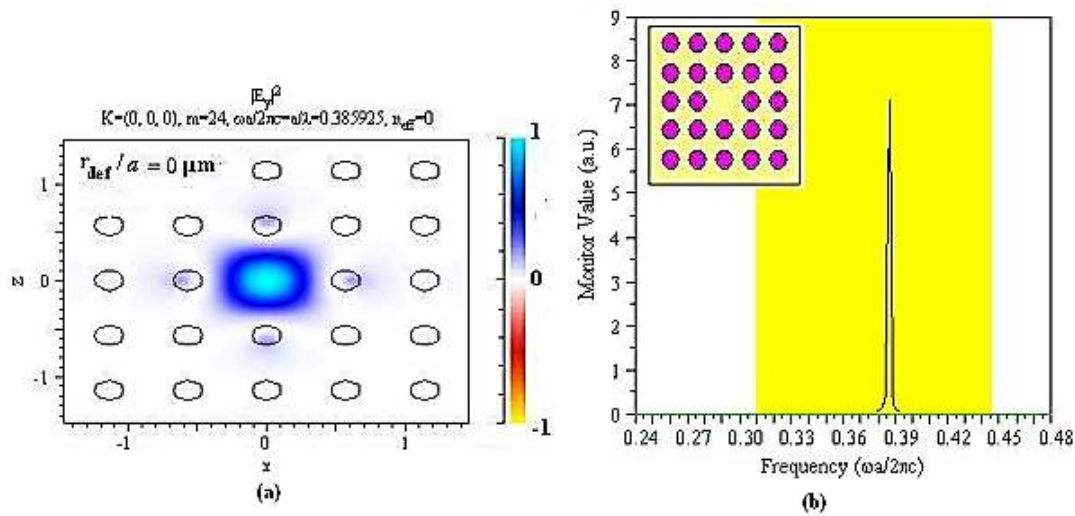
**Figure I-21:** Illustrations schématiques des défauts possibles de CPh. Perturber la ligne de pilier (rouge) peut permettre à un état localisé d'exister. La perturbation d'un pilier dans la majeure partie du cristal (jaune) peut permettre à un état de défaut localisé

- **Défauts de cavités:**

Des défauts de cavités peuvent être créés en modifiant localement l'indice de réfraction, en changeant la taille des motifs (défaut de substitution), en déplaçant l'un des motifs périodiques (défaut interstitiel) ou en insérant un motif différent (dopant). Là encore, la présence d'un défaut ponctuel peut conduire à des niveaux d'énergie discrètes au sein des espaces photoniques. Les défauts ponctuels dans les cristaux photoniques bidimensionnels, correspondent à des modes électromagnétiques localisés dans le cas où les bandes interdites sont omnidirectionnelles, ne serait-ce que pour une certaine polarisation. Si cette condition est remplie, le champ électromagnétique se trouve en réalité concentré dans la région du défaut et évanescence dans les régions environnantes. En revanche, dans le cas où la bande interdite n'est pas omnidirectionnelle, une fraction de l'énergie électromagnétique s'échappera constamment de la région du défaut vers des directions selon lesquelles la propagation est autorisée. Dans ce cas, la présence d'un défaut ponctuel conduit essentiellement à un pic de densité d'états électromagnétiques.

En supprimant un pilier du treillis, nous créons une cavité qui est effectivement entourée de murs réfléchissants. Si la cavité a la taille appropriée pour supporter un mode dans la bande interdite, la lumière ne peut pas s'échapper et nous pouvons épingler le mode sur le défaut. En fait, une cavité résonnante serait utile chaque fois que l'on voudrait contrôler le rayonnement dans une gamme de fréquences étroite

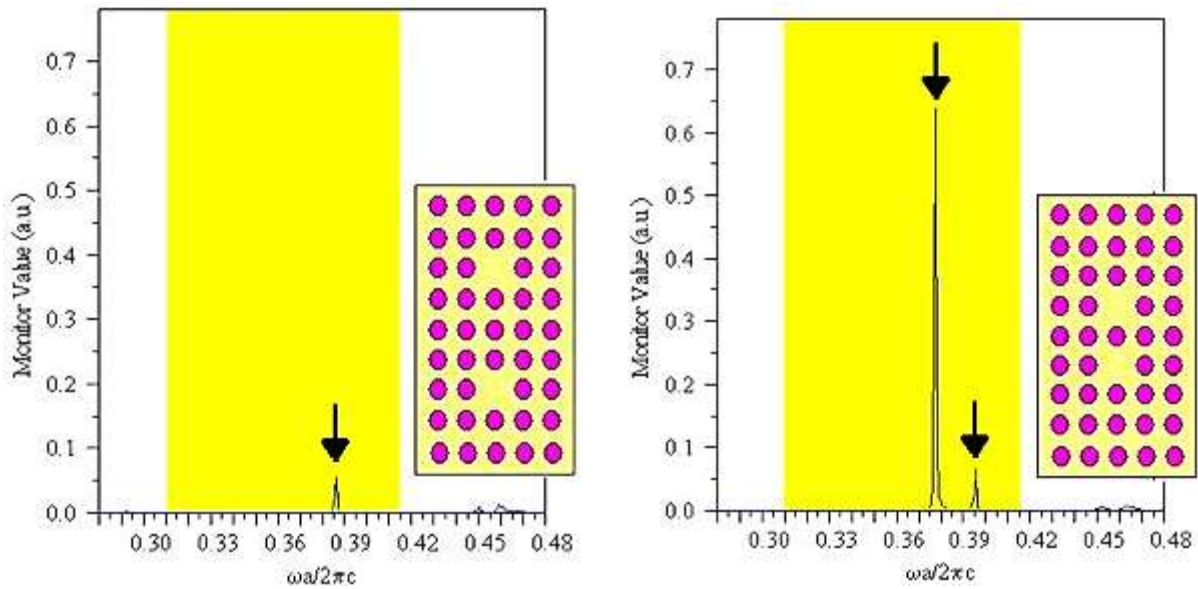
La **Figure I-22** montre les caractéristiques de défaut lorsqu'un seul pilier manquant est impliqué au centre du type de pilier circulaire parfait dans un treillis rectangulaire de CPh. La **Figure I-22 (a)** représente les distributions de champ calculées pour un défaut créé dans un réseau carré bidimensionnel formé par des piliers diélectriques dans l'air. Le défaut a été créé ici en supprimant un pilier. L'onde incidente est supposée être polarisée TM. La suppression d'un pilier introduit un pic dans la densité d'états du cristal. En **Figure I-22 (b)**, le pic se trouve être situé dans la bande interdite photonique située dans l'espace jaune, alors l'état induit par défaut doit être évanescent - le mode de défaut ne peut pas pénétrer dans le reste du cristal, car il a une fréquence en la bande interdite. Dans ce cas, un seul pilier manquant émet la longueur d'onde de résonance de 1,47  $\mu\text{m}$ .



**Figure I-22:** Défaut dans un pilier simple rectangulaire manquant ( $r_{\text{def}} = 0$ ). (a) Les modèles de champ électrique des modes de défaut avec une fréquence de défaut de 0,386. Le panneau le plus à droite de (a) indique la force du champ. (b) Le spectre de fréquences de résonance trouvé à partir de la simulation d'impulsion de la structure de défaut. Le pic à 0,387  $\omega a / 2\pi c$  représente une longueur d'onde de 1,47  $\mu\text{m}$ .

Lorsque plusieurs défauts ponctuels de même nature sont présents dans un cristal photonique, et lorsque la distance entre ces défauts est suffisamment grande, leur influence mutuelle peut être négligée. Dans ce cas, tout se passe comme si une dégénérescence énergétique du système se produisait plusieurs fois. En effet, si les modes électromagnétiques associés aux différents défauts sont localisés dans des régions différentes du cristal, leurs distributions de champ sont identiques. En revanche, lorsque la distance entre les défauts diminue, le couplage entre ces défauts conduit à la formation de modes électromagnétiques avec des distributions de champs différentes: dans ce cas, la dégénérescence énergétique est levée.

La **Figure I-23** illustre les effets induits par un tel couplage par une mesure spectrale effectuée à l'aide de FDTD. Deux ont été introduits en supprimant deux piliers diélectriques. Le spectre de transmission du cristal a ensuite été mesuré pour deux distances différentes entre les défauts.

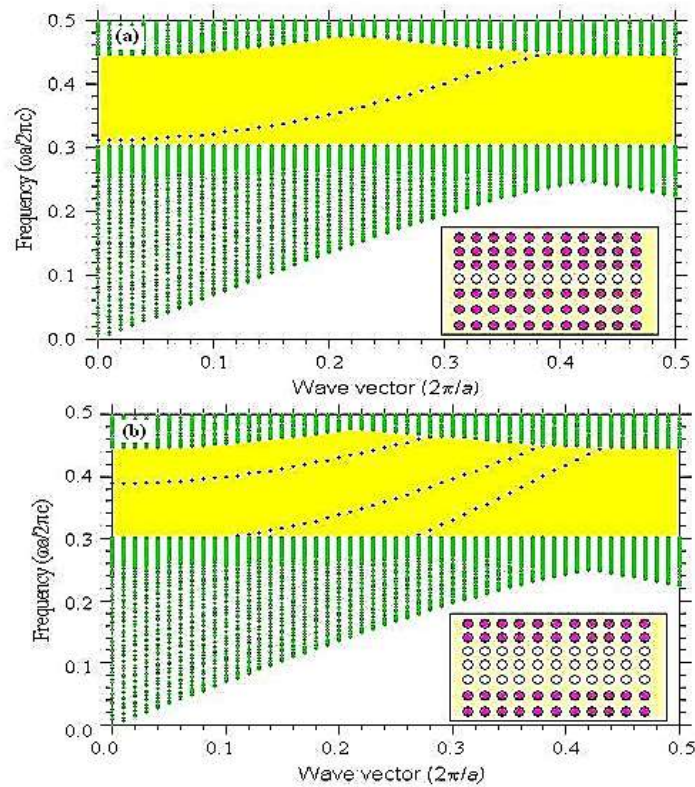


**Figure I-23:** Couplage entre deux défauts ponctuels dans un cristal photonique bidimensionnel à symétrie carrée. Le cristal ici est formé par un réseau de piliers de silicium s'étendant dans l'air. La gauche. Spectre de transmission mesuré en régime de couplage faible. Droite. Spectre de transmission mesuré en régime de couplage fort.

Lorsque les deux défauts sont éloignés l'un de l'autre, comme dans le cas de la partie gauche de la **Figure I-23**, un seul pic de transmission est observé du côté haute fréquence de la bande interdite TE. Cela correspond à un défaut d'air

- **Défauts étendus:**

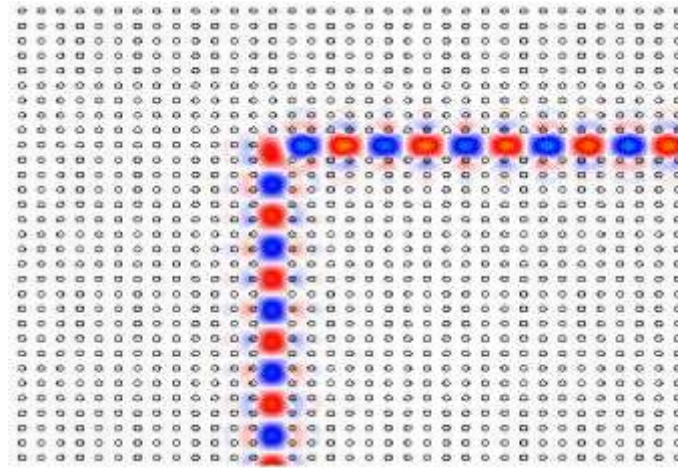
Nous pouvons utiliser des défauts de cavités dans les cristaux photoniques pour piéger la lumière, comme nous l'avons vu dans le défaut ponctuel. En utilisant des défauts étendus ou des défauts de ligne, nous pouvons également guider la lumière d'un endroit à un autre. L'idée de base est de tailler un guide d'ondes dans un cristal photonique par ailleurs parfait. La lumière qui se propage dans le guide d'ondes avec une fréquence dans la bande interdite du cristal est confinée et peut-être dirigée le long du guide d'onde.



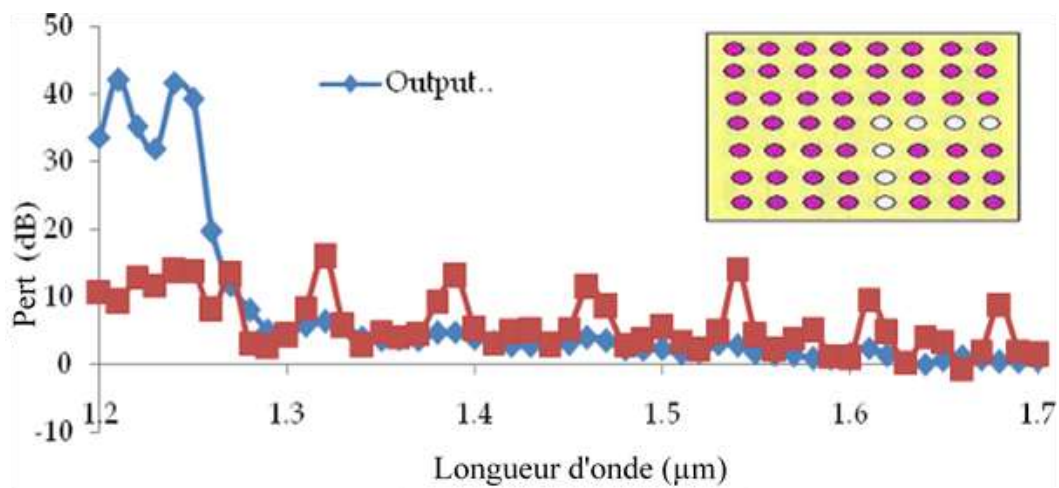
**Figure I-24** : La structure de bande projetée des modes TM pour un guide d'ondes dans un réseau carré de piliers de silicium dans l'air. La région verte contient un continuum d'états cristallins étendus. La bande interdite photonique est de couleur jaune. Le point en pointillés noirs est la bande des modes guidés qui longe le guide d'onde. (a) Le guide d'onde est formé en retirant une rangée de piliers en silicium comme indiqué dans l'encart. (b). Le guide d'ondes est formé en retirant trois rangées de piliers en silicium comme indiqué dans l'encart.

Sur la **Figure I-24** (a), nous montrons la structure de bande pour le guide créé en supprimant une rangée de piliers dans la direction du cristal, comme indiqué dans l'encart. On retrouve un seul mode guidé à l'intérieur de la bande interdite. Le champ électrique du mode présente une symétrie uniforme par rapport au plan du miroir le long de l'axe de guidage. Le mode lui-même ressemble beaucoup au mode fondamental d'un guide d'ondes diélectrique classique: il a un profil sinusoïdal à l'intérieur du guide et se désintègre exponentiellement à l'extérieur. Sur la **Figure I-24** (b), le guide d'ondes est réalisé en supprimant trois rangées de piliers dans la direction du cristal (voir l'encart). Il existe maintenant trois modes guidés à l'intérieur de l'entrefer qui peuvent à nouveau être classés en fonction de leur symétrie par rapport au plan du miroir le long de l'axe de guidage. Les premiers et deuxièmes modes sont pairs, tandis que le troisième mode est impair.

Dans un réseau rectangulaire, nous pouvons découper un guide d'ondes avec une courbure nette à  $90^\circ$  comme le montre la **Figure I-25**. Ici, nous traçons le champ de déplacement du mode de propagation TM lorsqu'il se déplace autour du coin. Même si le rayon de courbure du virage est inférieur à la longueur d'onde de la lumière, presque toute la lumière qui va à une extrémité sort par l'autre.



**Figure I-25:** Le champ de déplacement d'un mode TM se déplaçant autour d'un coude serré dans un guide d'ondes creusé dans un réseau rectangulaire de piliers diélectriques. La lumière entre par le bas et sort par la droite.



**Figure I-26 :** Perte sur la longueur d'onde pour 90 virages.

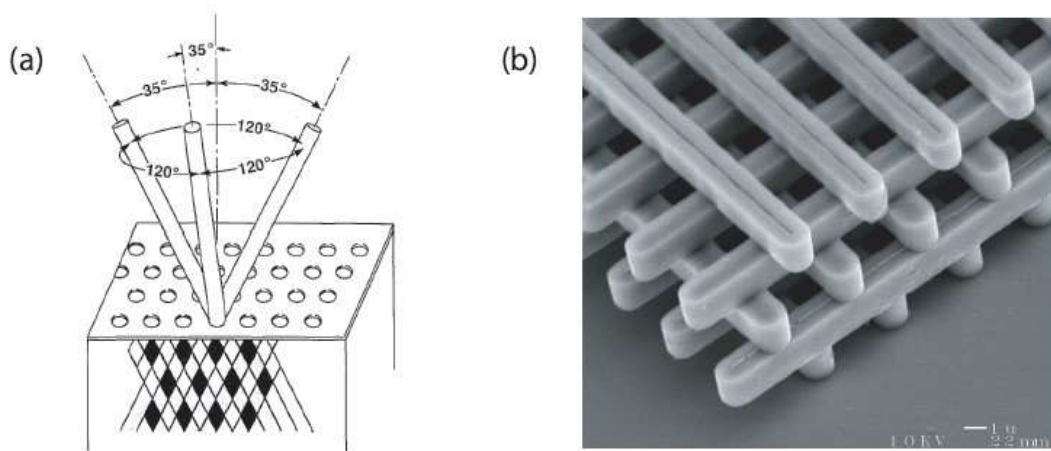
La **Figure I-26** montre la perte sur la longueur d'onde pour 90 °. L'affaiblissement de transmission pour un coude à 90 ° le long du régime de télécommunication peut être atteint à moins de 5 dB. La réflectivité à ce coin aigu est d'environ 0-15 dB.

Ce chiffre a prouvé que le PhC est un matériau approprié pour guider la lumière dans des coins très pointus avec une très faible perte par rapport au guide d'ondes conventionnel qui perd généralement 13 à 40 dB.

### I.3.3 Cristaux photoniques 3D:

Afin d'atteindre une bande interdite omnidirectionnelle associée, l'utilisation d'un cristal photonique tridimensionnel est nécessaire. Une large gamme de travaux a ciblé les diverses structures géométriques réalisables et leur fabrication [14].

La Yablonovite [58] est l'un des principaux cristaux photoniques tridimensionnels fabriqués. Il avait été réalisé en 1993 par E. Yablonovitch en forant des trous à trois angles associés séparés de cent vingt degrés, et en créant un angle de trente-cinq degrés par rapport au traditionnel (**Figure I-27 a**). Cette structure permet d'obtenir un maillage en blocs centré sur la face avec des motifs non sphériques. Tandis que la structure « pile de bois » [59] est obtenue en déposant des couches séquentielles de rubans d'éléments polycristallins dans des tranchées en oxyde de silicium. lors de la construction de la structure, la silice est inscrite pour obtenir un cristal photonique 3D de silicium dans l'air (**Figure I-27 b**) qui a une distinction d'indice suffisante pour ouvrir la bande interdite photonique omnidirectionnelle associée.



**Figure I-27:** (a) Représentation schématique de la Yablonovite, structure 3D de périodicité cfc (d'après Yablonovitch et al.). (b) Image MEB d'un CPh 3D « tas de bois » fabriqué par lithographie UV dans du silicium (d'après Lin et al.).

#### I.4 Conclusion:

L'exploitation des cristaux photoniques pour le contrôle de la lumière est une alternative prometteuse pour briser la limitation des circuits électroniques. Dans ce chapitre, nous avons présenté les concepts de base liés aux cristaux photoniques ainsi que leur différent mode d'utilisation en présentant la méthode d'ingénierie de cristaux photonique telle que l'exploitation de diagramme de bande et la carte de bande pour préciser la bande interdite photonique et l'exploiter pour but de conception des composants qui servent dans le domaine d'optique intégrée, le prochain chapitre on va entamer les méthodes d'analyse et logiciel de simulation des structures de circuit CPhs en précisant les CPhs 2D



**Bibliographie:**

- [1] Y. E, "Inhibited spontaneous emission in solidstate physics and electronics," Phys. Rev. Lett, vol. 58, p. 2059–62, 1987.
- [2] J. S, «Strong localization of photons in certain disordered,» Phys. Rev. Lett, vol. 58, p. 2486–9, 1987.
- [3] L. Farah, A. B. Hadjira, A. Mehadji, «A Novel 1.31  $\mu\text{m}$  Narrow-band TE-Mode filter Design based on PBG Shift in 2D Photonic Crystal Slab,» Photonics Letters of Poland, vol. 8, n°13, pp. 82-84, 2016.
- [4] F. Amal, H. A Badaoui, A. Mehadji, «Ultra Highly Efficient  $1 \times 3$  and  $1 \times 6$  Splitters for Terahertz Communication Applications,» IEEE Photonics Technology Letters, vol. 28, n° 113, p. 1434 – 1437, 2016.
- [5] Abdelbasset Mounzar, Hadjira Badaoui, MehadjiAbri, « 16-Channels wavelength efficient demultiplexing around 1.31/1.55  $\mu\text{m}$  in 2D photonic crystal slab,» Optik, vol. 193, n° 12, p. 162685, 2019.
- [6] Farhad Mehdizahed, Mohammad Soroosh, «A new proposal for eight-channel optical demultiplexer based on photonic crystals resonant cavities,» Photonic network communications, vol. 31, pp. 65-70, February 2016.
- [7] Iman Ouahab, Rafah Naoum, «A novel all optical 4x2 encoder switch based on photonic crystal ring resonators,» Optik-International Journal for Light and Electron optics, vol. 127, n° 119, pp. 7835-7841, 2016.
- [8] L. Ferrier, «Micro-nanostructures à base de cristaux photoniques pour le contrôle,» Thèse de doctorat, Ecole Centrale de Lyon, 10 décembre 2008.
- [9] C. Kittel, Introduction to Solid State Physics, New York, London, Sydney: John Wiley and Sons Inc, 1967.
- [10] Wehrspohn, Ralf. Rhein, A. Geppert, Torsten., «Photonic Crystals: Principles and Applications,» Encyclopedia of Materials: Science and Technology, vol. , n° 1 , p. , 2006/12/31 .
- [11] E. Yablonovitch, T. J. Gmitter, R. D. Meade, A. M. Rappe, K. D. Brommer, J.D.Joannopoulos, «Donor and acceptor modes in photonic band structure,» Phys. Rev.Lett, vol. 67, p. 3380 – 3383, 1991.
- [12] M. Plihal, A. A. Maradudin, «Photonic band structure of two-dimensional systems :the triangular lattice,» Phys. Rev., vol. 44, n°1B, p. 8565 – 8571, 1991.
- [13] A. Shinya, M. Notomi, I. Yokohama, C. Takahashi, J. Takahachi, et T. Tamamura, «Two-dimensional Si photonic crystals on oxide using SOI substrate,» Optic and Quant.Elect, vol. 34, p. 113–121, 2002.
- [14] U. Iman, «Contribution à la conception des Switches tout optique dans les cristaux photoniques non-linéaires,» UDL, Sidi Belabess Algeria, 2017.
- [15] S. Noda, A. Chutinan, M. Imada, «Trapping and emission of photons by a single defect in a photonic bandgap structure,» Journal of Nature, vol. 407, p. 608, 2000.

- [16] C. Kee, S. P. Han, K. Byoung, et al, «Photonic band gaps and defect modes of polymer photonic crystal slabs,» *Appl. Phys. Lett*, vol. 86, p. 051101, 2005.
- [17] T. Baba, D. Sano, K. Nozaki, K. Inoshita, Y. Kuroki, et F. Koyama, «Observation of fast spontaneous emission decay in GaInAsP photonic crystal point defect nanocavity at room temperature,» *Appl. Phys. Lett*, vol. 85, p. 3989, 2004.
- [18] J. Joannopoulos, R. D. Meade, et J. N. Winn, *Photonic Crystals- Molding the Flow of light*, Princeton : Princeton University Press, 1995.
- [19] L. Han, «1D Photonic Crystals: Principles and Applications in Silicon Photonics.,» *intechopen.com*, 2018.
- [20] Joannopoulos JD, Johnson SG, Winn JN, Meade RD. , *Photonic Crystals: Molding the Flow of Light.*, Princeton: NJ: Princeton University Press, 2008.
- [21] Tamir T, Peng ST, « Analysis and design of grating couplers,» *Applied Physics*, vol. 14, n° %13, pp. 235-254, 1977.
- [22] Chrostowski L, Hochberg M, *Silicon Photonics Design*, United Kingdom: Cambridge University Press, 2015.
- [23] Vermeulen D et al, «. High-efficiency fiber-to-chip grating couplers realized using an advanced CMOS-compatible silicon-on-insulator platform,» *Optics Express.* , vol. 18, n° %117, pp. 18278-18283, Aug 2010.
- [24] Taillaert D et al, «Grating couplers for coupling between optical fibers and Nanophotonic waveguides,» *Japanese Journal of Applied Physics*, vol. 45, n° %18R, p. 6071, 2006.
- [25] Van Laere F et al, « Compact focusing grating couplers for silicon-on-insulator integrated circuits.,» *IEEE Photonics Technology Letters.* , vol. 19, n° %123, pp. 1919-1921, 2007.
- [26] Waldhäusl R, Schnabel B, Dannberg P, Kley E-B, Bräuer A, Karthe W., « Efficient coupling into polymer waveguides by gratings.,» *Applied Optics.*, vol. 36, n° %136, pp. 9383-9390, Dec 1997.
- [27] Taillaert D, Bienstman P, Baets R. , «Compact efficient broadband grating coupler for silicon-on-insulator waveguides.,» *Optics Letters.* , vol. 29, n° %123, pp. 2749-2751, Dec 2004.
- [28] Cheben P et al, «Refractive index engineering with subwavelength gratings for efficient microphotonic couplers and planar waveguide multiplexers.,» *Optics Letters.* , vol. 35, n° %115, pp. 2526-2528, 2010.
- [29] Cheben P, Xu D-X, Janz S, Densmore A., « Subwavelength waveguide grating for mode conversion and light coupling in integrated optics.,» *Optics Express.*, vol. 14, n° %111, pp. 4695-4702, 2006.
- [30] Ma Y et al, «Ultralow loss single layer submicron silicon waveguide crossing for SOI optical interconnect.,» *Optics Express.*, vol. 21, n° %124, pp. 29374-29382, 2013.
- [31] Chen CH, Chiu CH. , «Taper-integrated multimode-interference based waveguide crossing design.,» *IEEE Journal of Quantum Electronics*, vol. 46, n° %111, pp. 1656-1661, 2010.

- [32] Zhang Y, Hosseini A, Xu X, Kwong D, Chen RT. , «Ultralow-loss silicon waveguide crossing using Bloch modes in index-engineered cascaded multimode-interference couplers.,» *Optics Letters*, vol. 38, n° %118, pp. 3608-3611, 2013.
- [33] Bock PJ et al. . , «Subwavelength grating crossings for silicon wire waveguides,» *Optics Express*, vol. 18, n° %115, pp. 16146-16155, 2010.
- [34] Thomson DJ et al., « 50-Gb/s silicon optical modulator.,» *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 24, n° %14, pp. 234-236, Feb 2012.
- [35] Han L, Liang S, Zhu H, Zhang C, Wang W., « A high extinction ratio polarization beam splitter with MMI couplers on InP substrate.,» *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 27, n° %17, pp. 782-785, Apr 2015.
- [36] Han L, Liang S, Zhu H, Qiao L, Xu J, Wang W., « Two-mode de/multiplexer based on multimode interference couplers with a tilted joint as phase shifter.,» *Optics Letters*, vol. 40, n° %14, p. 518, Feb 2015.
- [37] Han L, Liang S, Xu J, Qiao L, Zhu H, Wang W. , «Simultaneous wavelength- and mode-division (de)multiplexing for high-capacity on-Chip data transmission link,» *IEEE Photonics Journal*, vol. 8, n° %12, pp. 1-10, Apr 2016.
- [38] Soldano LB, Pennings ECM., « Optical multi-mode interference devices based on self-imaging: Principles and applications,» *Journal of Lightwave Technology*., vol. 13, n° %14, pp. 615-627, 1995.
- [39] Halir R, Roelkens G, Ortega-Moñux A, Wangüemert-Pérez JG., « High-performance 90° hybrid based on a silicon-on-insulator multimode interference coupler.,» *Optics Letters*, vol. 36, n° %12, pp. 178-180, 2011.
- [40] Ortega-Monux A et al. , «High-performance multimode interference coupler in silicon waveguides with subwavelength structures.,» *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 23, n° %119, pp. 1406-1408, 2011.
- [41] Maese-Novo A et al. , «Wavelength independent multimode interference coupler.,» *Optics Express*, vol. 21, n° %16, pp. 7033-7040, 2013.
- [42] Halir R et al., « Colorless directional coupler with dispersion engineered sub-wavelength structure.,» *Optics Express*, vol. 20, n° %112, pp. 13470-13477, 2012.
- [43] Cheng N-C, Ma Y-F, Fu P-H, Chin C-C, Huang D-W., « Horizontal slot waveguides for polarization branching control,» *Applied Optics*, vol. 54, n° %13, pp. 436-443, 2015.
- [44] Alam MZ, Aitchison JS, Mojahedi M. , «Polarization-independent hybrid plasmonic coupler for a silicon on insulator platform.,» *Optics Letters*, vol. 37, n° %116, pp. 3417-3419, 2012.
- [45] Xiao J, Liu X, Sun X. , «Design of polarization-independent optical couplers composed of three parallel slot waveguides.,» *Applied Optics*, vol. 47, n° %114, pp. 2687-2695, 2008.
- [46] Liu L, Deng Q, Zhou Z. , «Subwavelength-grating-assisted broadband polarization-independent directional coupler.,» *Optics Letters*, vol. 41, n° %17, pp. 1648-1651, 2016.
- [47] Han L et al. , «DBR laser with over 20 nm wavelength tuning range.,» *IEEE Photonics Technology Letters*, pp. 1-1, 2016.

- [48] Han L et al. , «Electroabsorption-modulated widely tunable DBR laser transmitter for WDM-PONs.,» *Optics Express.*, vol. 22, n° %124, p. 30368, Dec 2014.
- [49] Zhang C, Liang S, Zhu H, Han L, Wang W. , «Multichannel DFB laser arrays fabricated by upper SCH layer SAG technique,» *IEEE Journal of Quantum Electronics*, vol. 50, n° %12, pp. 92-97, Feb 2014.
- [50] K. R., *Fiber Bragg Grating.*, San Diego: Academic Press, 1999.
- [51] Jewell JL, Harbison JP, Scherer A, Lee YH, Florez LT. , « Vertical-cavity surface-emitting lasers: Design, growth, fabrication, characterization.,» *IEEE Journal of Quantum Electronics*, vol. 27, n° %16, p. 1991, 1332-1346.
- [52] Sun C et al., « Single-chip microprocessor that communicates directly using light.,» *Nature*, vol. 528, n° %17583, pp. 534-538, Dec 2015.
- [53] Kreissl J, Bornholdt C, Gaertner T, Moerl L, Przyrembel G, Rehbein W., « 1550 nm flip-chip compatible electroabsorption-modulated laser with 40 Gb/s modulation capability. In: IPRM 2011 – 23rd International Conference on Indium Phosphide and Related Materials,» *IEEE*, pp. 1-4, 2011.
- [54] Liang D, Roelkens G, Baets R, Bowers JE., «Hybrid integrated platforms for silicon photonics. *Materials*,» Basel, vol. 3, n° %13, pp. 1782-1802, 2010.
- [55] Tao L et al., «4- $\lambda$  InGaAsP-Si distributed feedback evanescent lasers with varying silicon waveguide width,» *Optics Express.*, vol. 22, n° %15, p. 5448, Mar 2014.
- [56] Roth JE, Palermo S, Helman NC, Bour DP, Miller DA, and Horowitz M., « 1550nm Optical Interconnect Transceiver with Low Voltage Electroabsorption Modulators Flip-Chip Bonded to 90nm CMOS, in *Optical Fiber Communication Conference and Exposition and The National Fiber Optic Engineers Conference, OSA Technical Digest Series*,» Optical Society of America, 2007.
- [57] Guan X, Chen P, Chen S, Xu P, Shi Y, Dai D. , «Low-loss ultracompact transverse-magnetic-pass polarizer with a silicon subwavelength grating waveguide.,» *Optics Letters*, vol. 39, n° 115, pp. 4514-4517, 2014.
- [58] E.Yablonovitch, «Photonic band-gap structures,» *Optical Society of America.B*, vol. 10, n° 12, pp. 283-295, 1993.
- [59] S.Y.Lin, et al., «A three-dimensional photonic crystal operating at infrared wavelengths,» *Journal of Nature*, vol. 394 , n° 16690, pp. 251-253, 1998.

## **Chapitre II**

### **Les méthodes numériques et logiciel de simulation**

## II.1 Introduction:

La description du monde physique repose sur plusieurs concepts représentés par des objets mathématiques. Les principes de la physique sont généralement exprimés par des relations entre ces objets. Dans plusieurs cas, ces objets mathématiques peuvent être manipulés symboliquement et les équations qui les gouvernent résolues analytiquement. Les modèles les plus simples de la physique se prêtent à ces calculs, et leur solution analytique permet de comprendre l'effet des divers paramètres impliqués. Notre compréhension de base de la physique doit donc énormément à notre capacité à résoudre exactement certains modèles simples. Dans la plupart des cas, dont les plus réalistes, les modèles ne peuvent être résolus analytiquement et tout un attirail de méthodes d'approximation analytiques a été développé, dans le but de conserver autant que possible les avantages d'une solution analytique, même approchée [1].

Dans ce chapitre on va introduire les différentes méthodes de calcul numérique, puis on détaillera le logiciel de simulation utilisé «COMSOL» et les différentes analogies d'application de ces systèmes et son mode opératoire.

## II.2 Les lois de la physique, les modèles mathématiques et les EDP:

Les lois de la physique définissent les règles, telles que nous les observons, du mouvement de la matière et des concepts connexes dans l'espace et dans le temps. Par exemple, la loi de conservation de l'énergie peut non seulement être appliquée à la matière mais aussi à des concepts connexes tels que le rayonnement électromagnétique.

Dans «Lectures on Physics», Richard Feynman discute de l'analyse des problèmes physiques. Il mentionne qu'une approche possible pour se faire une bonne idée du comportement d'un système consiste à examiner la solution des équations différentielles qui décrivent un tel système pour différentes circonstances. Il déclare en outre: "Il n'y a qu'une seule manière précise de présenter les lois, et c'est au moyen d'équations différentielles." [2]

Les équations différentielles décrivent le changement d'un système plutôt que son état dans l'espace et le temps. Plus précisément, les équations différentielles partielles (EDP) décrivent de tels changements dans plus d'une variable indépendante. En mathématiques, une équation différentielle partielle (EDP) est une équation qui impose des relations entre les différentes dérivées partielles d'une fonction multivariable. Par exemple, un changement d'un système dans le temps ( $t$ ) et dans l'espace ( $x$ ,  $y$  et  $z$ ) peut être décrit avec une EDP. En supposant que nous connaissons la solution au temps  $t$  et toutes les positions ( $x$ ,  $y$ ,  $z$ ), nous pouvons utiliser une EDP qui décrit un système pour estimer numériquement la solution après un très petit changement de temps et toutes les positions.

Ici,  $t$ ,  $x$ ,  $y$  et  $z$  sont appelés les variables indépendantes. La loi de conservation de l'énergie dans les solides et les fluides peut être décrite comme une EDP exprimant les changements de température,  $T$ , dans l'espace. Dans un tel cas, la température ( $T$ ) est appelée la variable dépendante. Nous pouvons sélectionner une position dans l'espace et le temps et obtenir une valeur unique pour  $T$  en résolvant les équations aux dérivées partielles. En d'autres termes,  $T$  dépend de  $x$ ,  $y$ ,  $z$  et  $t$ . Cependant, une valeur de  $T$ , tirée de la solution des EDP, ne nous donne pas automatiquement la position dans le temps et dans l'espace. En ce sens,  $x$ ,  $y$ ,  $z$  et  $t$  sont indépendants de la température.

Nous supposons donc que les EDP peuvent être utilisées pour décrire les lois de la physique. La résolution des EDP dans un modèle mathématique permet de prédire le résultat d'une expérience et aide les ingénieurs et les scientifiques à comprendre le processus ou le phénomène décrit par ce modèle mathématique. Une fois validée, la solution des EDP, associée à des méthodes de variation des paramètres du modèle, peut également être utilisée pour optimiser la conception d'un appareil ou d'un processus.

### II.3 Méthodes numérique utilisé pour simuler les CPhs:

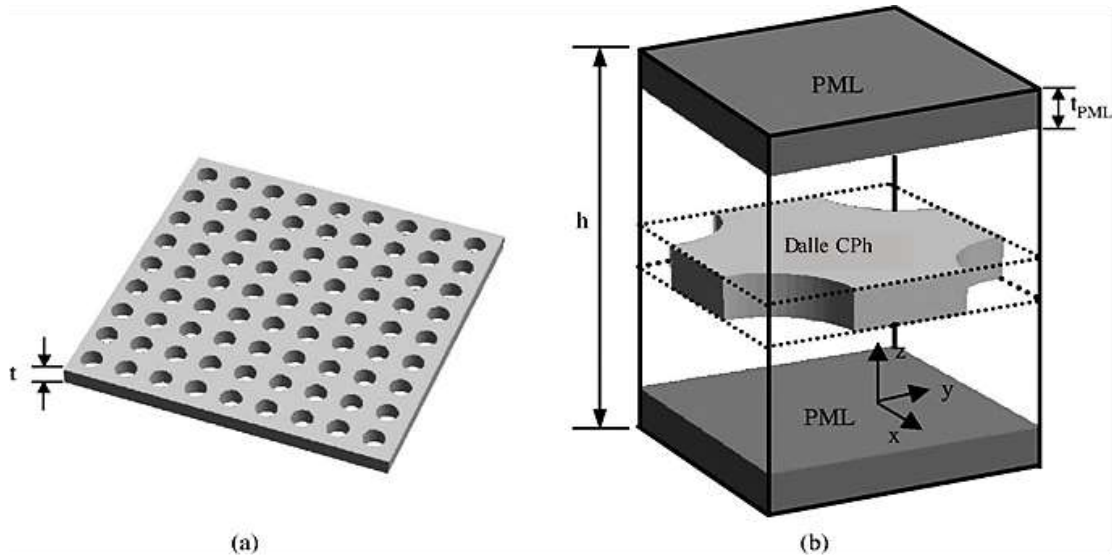
Les cristaux photoniques ont suscité beaucoup d'intérêt en raison de leurs applications prometteuses dans les applications d'optique intégrée. Récemment, diverses méthodes ont été proposées pour calculer les structures de bande des CPhs, telles que la méthode de décomposition en onde plane (PWEM: «Plane-Wave Expansion Method»<sub>Eng</sub>) [3, 4, 5], la méthode de la matrice de transfert (TMM: «Transfer Matrix Method»<sub>Eng</sub>) [6, 7], la méthode du domaine temporel à différence finie (FDTD: «Finite-Difference Time-Domain»<sub>Eng</sub>) [8, 9, 10], et la méthode des éléments finis (FEM: «Finite-Element Method»<sub>Eng</sub>) [11, 12, 13]. Le PWEM est utilisé pour le calcul de la structure de bande des structures périodiques générales dans lesquelles les structures s'étendent périodiquement dans toutes les dimensions. Le FDTD est une technique d'analyse numérique utilisée pour modéliser l'électrodynamique computationnelle (trouver des solutions approximatives au système d'équations différentielles associé).

La méthode des éléments finis (FEM) est la méthode la plus largement utilisée pour résoudre des problèmes d'ingénierie et des modèles mathématiques. Les domaines problématiques typiques d'intérêt incluent les domaines traditionnels de l'analyse structurelle, du transfert de chaleur, de l'écoulement de fluide, du transport de masse et du potentiel électromagnétique.

### II.3.1 Méthode de décomposition en onde plane PWEM:

La méthode de décomposition en onde plane (PWEM: «Plane-Wave Expansion Method»<sub>Eng</sub>) est une technique de calcul en électromagnétique permettant de résoudre les équations de Maxwell en les transformant en un problème aux valeurs propres.

La **Figure II-1** (a) montre un cristal photonique perforé avec des trous d'air. La dalle est d'une épaisseur  $t$ , et le réseau de trous d'air avec des rayons  $r$  est de période  $a$  [14]. La cellule unitaire pour les calculs de structure de bande est représentée sur la **Figure II-1** (b), et consiste en un CPh à deux dimensions avec une constante diélectrique relative  $\epsilon_r$  prit en sandwich par deux matériaux de gaine d'indice de réfraction inférieur. La super-cellule de hauteur  $h$  est soutenue par deux couches homogènes parfaitement appariées (PML: «Perfect Matched Layer»<sub>Eng</sub>) d'épaisseur  $t_{PML}$ .



**Figure II-1:** (a) Cristal photonique perforé avec trous d'air et (b) cellule unitaire pour les calculs de structure de bande.

Notre formulation commence par un tenseur constitutif général  $\bar{\bar{s}}$ , qui permet d'utiliser un milieu anisotrope dans toute la cellule unitaire. Ce tenseur fournit à la fois le milieu isotrope sans perte dans la région de calcul primaire et les absorbeurs PML à base de matériau anisotrope adjacent au plan limitant du réseau externe pour atténuer les réflexions d'ondes parasites. Dans cet article, le PML sera considéré comme un matériau anisotrope uni-axial comme décrit dans la Réf. [15]. Pour une PML perpendiculaire à l'axe  $z$ , les équations de courbe de Maxwell harmoniques temporelles peuvent s'écrire sous leur forme la plus générale [15, 16]

$$\nabla \times H = j\omega\epsilon\bar{\bar{s}}E \quad (\text{II-1})$$

$$\nabla \times E = -j\omega\mu\bar{\bar{s}}H \quad (\text{II-2})$$

Où  $\bar{\bar{s}}$  est le tenseur diagonal défini par:



$$\bar{\bar{s}} = \begin{bmatrix} S_z & 0 & 0 \\ 0 & S_z & 0 \\ 0 & 0 & S_z^{-1} \end{bmatrix} \quad (\text{II-3})$$

Avec l'élément diagonal de  $\bar{\bar{s}}$  donné par:

$$S_z = K_z + j\xi_z \quad (\text{II-4})$$

Compte tenu de la définition ci-dessus,  $\bar{\bar{s}}$  peut être utilisé dans toute la région de calcul. Par exemple, dans la région de calcul primaire,  $\bar{\bar{s}}$  sera réduit à un tenseur d'identité en définissant  $S_z = 1$ .

En éliminant le champ électrique, on peut obtenir l'équation d'onde vectorielle pour le champ magnétique comme:

$$\nabla \times \left( \frac{1}{\bar{\bar{\epsilon}}_r(r)} \nabla \times H(r) \right) = \left( \frac{\omega}{c} \right)^2 \bar{\bar{\mu}}_r(r) H(r) \quad (\text{II-5})$$

Où  $\bar{\bar{\epsilon}}_r = \epsilon_r \bar{\bar{s}}$  et  $\bar{\bar{\mu}}_r = \mu_r \bar{\bar{s}}$

La faible convergence du PWEM est principalement due à la discontinuité de la permittivité aux interfaces diélectrique. Pour surmonter ce problème, nous utilisons un tenseur diélectrique efficace à proximité des interfaces pour lisser la fonction diélectrique réelle. Selon la théorie du milieu effectif, près de l'interface diélectrique, on peut faire la moyenne de la constante diélectrique de deux manières sur la base de la polarisation de l'onde incidente par rapport à la normale de surface  $\hat{n}$ . Pour la polarisation avec le champ électrique  $\mathbf{E} \parallel \hat{n}$ , on fait la moyenne de l'inverse de  $\epsilon_r$ , qui est noté  $\bar{\bar{\epsilon}}_r^{-1}$ ; pour la polarisation avec  $\mathbf{E} \perp \hat{n}$ , on prend l'inverse de la moyenne de  $\epsilon_r$ , qui est notée  $\bar{\bar{\epsilon}}_r^{-1}$ . En conséquence, le tenseur diélectrique inverse  $1/\epsilon_r$  peut s'écrire:

$$\bar{\bar{\epsilon}}_r^{-1} = \overline{\epsilon_r^{-1}} P + \bar{\bar{\epsilon}}_r^{-1} (1 - P) \quad (\text{II-6})$$

Où P est la matrice de projection sur  $\hat{n}$  :  $P_{ij} = \hat{n}_i \hat{n}_j$ .

En raison de l'homogénéité du PML et des couches de gaine, la procédure ci-dessus est appliquée uniquement à la région du cristal photonique avec discontinuité de la constante diélectrique. En combinant les deux cas de PML et la théorie du milieu effectif, l'inverse du constant diélectrique peut être exprimé sous forme tenseur  $\bar{\bar{\epsilon}}_r^{-1}$ .

Si les PML sont introduits dans la direction z, l'onde sortante sera efficacement absorbée. Par conséquent, la périodicité artificielle dans la direction z peut être utilisée sans affecter le problème de gain. De plus, à la suite de la mise en œuvre du PML, tous les vecteurs d'onde dans la direction z seront projetés dans les directions planaire; ainsi, seuls les vecteurs d'ondes planaire doivent être considérés. En outre, le PWEM peut être utilisé pour le calcul de la structure de bande de CPhs.

Lorsque cela est fait, le matériau dans l'espace tridimensionnel peut être supposé être périodique, et les fonctions diélectriques inverse et de perméabilité peuvent être développées sous la forme de séries de Fourier comme

$$\frac{1}{\bar{\epsilon}_r(\mathbf{r})} = \sum_{\mathbf{G}} \bar{K}(\mathbf{G}) \exp(j\mathbf{G} \cdot \mathbf{r}) \quad (\text{II-7})$$

$$\bar{\mu}_r(\mathbf{r}) = \sum_{\mathbf{G}} \bar{\eta}(\mathbf{G}) \exp(j\mathbf{G} \cdot \mathbf{r}) \quad (\text{II-8})$$

Où  $\bar{K}(\mathbf{G})$  et  $\bar{\eta}(\mathbf{G})$  sont les coefficients de Fourier donnés par:

$$\bar{K}(\mathbf{G}) = \frac{1}{V} \int_V \frac{1}{\bar{\epsilon}_r(\mathbf{r})} \exp(-j\mathbf{G} \cdot \mathbf{r}) dV \quad (\text{II-9})$$

$$\bar{\eta}(\mathbf{G}) = \frac{1}{V} \int_V \bar{\mu}_r(\mathbf{r}) \exp(-j\mathbf{G} \cdot \mathbf{r}) dV \quad (\text{II-10})$$

$V$  est le volume de la cellule unitaire,  $\mathbf{G} = m_1\mathbf{g}_1 + m_2\mathbf{g}_2 + m_3\mathbf{g}_3$  est le vecteur de réseau réciproque et  $\mathbf{g}_i$  ( $i = 1, 2, 3$ ) sont les vecteurs de réseaux réciproques primitifs. Les coefficients de Fourier peuvent être calculés efficacement par la transformée de Fourier rapide tridimensionnelle.

De la même manière, le champ magnétique peut être étendu comme:

$$H(\mathbf{r}) = \sum_{\mathbf{G}} \sum_{\lambda} h_{\mathbf{G}}^{\lambda} \mathbf{e}_{\mathbf{G}}^{\lambda} \exp[j(\mathbf{k} + \mathbf{G}) \cdot \mathbf{r}] \quad (\text{II-11})$$

Où  $\mathbf{e}_{\mathbf{G}}^{\lambda}$  avec  $\lambda = 1, 2$  désignent deux vecteurs unitaires tels que l'ensemble  $\{\mathbf{e}_{\mathbf{G}}^{\lambda}, \mathbf{e}_{\mathbf{G}}^{\lambda}, \mathbf{k} + \mathbf{G}\}$  forme un ensemble de vecteurs orthogonaux et  $\mathbf{k} = k_x\hat{x} + k_y\hat{y}$  est le vecteur d'onde planaire. Pour toute onde plane  $\exp[j(\mathbf{k} + \mathbf{G}) \cdot \mathbf{r}]$  avec un vecteur d'onde de propagation  $\mathbf{k} + \mathbf{G}$ , les champs électromagnétiques peuvent être exprimés comme une superposition de deux composantes orthogonales arbitraires situées dans un plan perpendiculaire au vecteur d'onde  $\mathbf{k} + \mathbf{G}$ .

Remplacer les équations. (II-8) et (II-11) dans l'équation d'onde (II-5), nous obtenons le problème de valeurs propres suivants [17]:

$$\sum_{\mathbf{G}'} \sum_{\lambda=1}^2 H_{\mathbf{G},\mathbf{G}'}^{\lambda,\lambda'} h_{\mathbf{G}',\lambda} = \left(\frac{\omega}{c}\right)^2 \sum_{\mathbf{G}'} \sum_{\lambda=1}^2 B_{\mathbf{G},\mathbf{G}'}^{\lambda,\lambda'} h_{\mathbf{G}',\lambda} \quad (\text{II-12})$$

Où les matrices  $H_{\mathbf{G},\mathbf{G}'}^{\lambda,\lambda'}$  et  $B_{\mathbf{G},\mathbf{G}'}^{\lambda,\lambda'}$  sont données par:

$$H_{\mathbf{G},\mathbf{G}'}^{\lambda,\lambda'} = |\mathbf{k} + \mathbf{G}| |\mathbf{k} + \mathbf{G}'| \begin{bmatrix} \hat{\mathbf{e}}_{\mathbf{G}}^2 \bar{K}_{\mathbf{G},\mathbf{G}'} \hat{\mathbf{e}}_{\mathbf{G}'}^2 & -\hat{\mathbf{e}}_{\mathbf{G}}^2 \bar{K}_{\mathbf{G},\mathbf{G}'} \hat{\mathbf{e}}_{\mathbf{G}'}^1 \\ -\hat{\mathbf{e}}_{\mathbf{G}}^1 \bar{K}_{\mathbf{G},\mathbf{G}'} \hat{\mathbf{e}}_{\mathbf{G}'}^2 & \hat{\mathbf{e}}_{\mathbf{G}}^1 \bar{K}_{\mathbf{G},\mathbf{G}'} \hat{\mathbf{e}}_{\mathbf{G}'}^1 \end{bmatrix} \quad (\text{II-13})$$

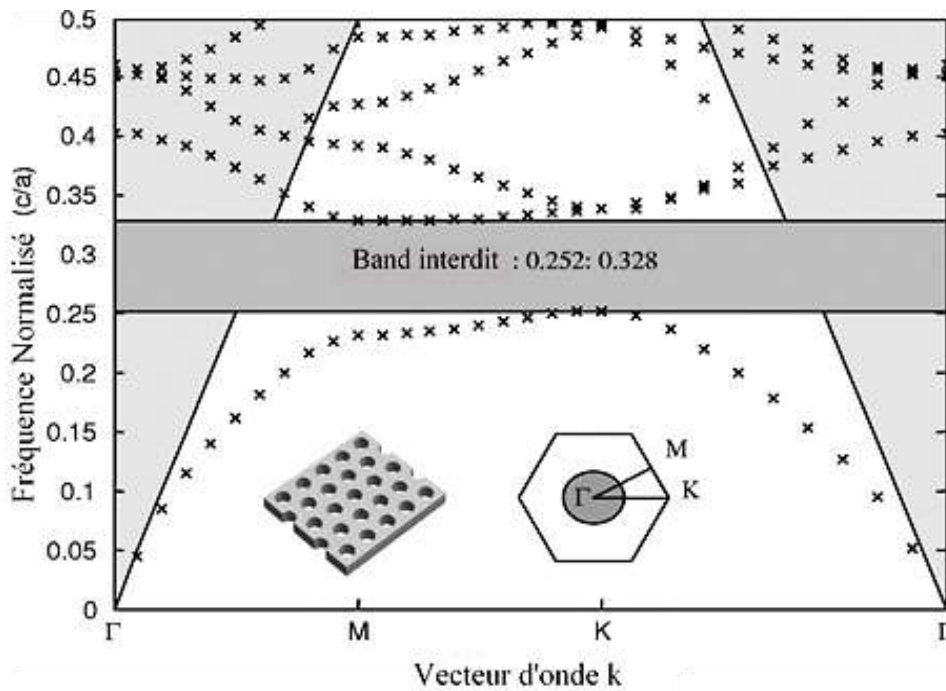
$$B_{\mathbf{G},\mathbf{G}'}^{\lambda,\lambda'} = \begin{bmatrix} \hat{\mathbf{e}}_{\mathbf{G}}^1 \bar{\eta}_{\mathbf{G},\mathbf{G}'} \hat{\mathbf{e}}_{\mathbf{G}'}^1 & \hat{\mathbf{e}}_{\mathbf{G}}^1 \bar{\eta}_{\mathbf{G},\mathbf{G}'} \hat{\mathbf{e}}_{\mathbf{G}'}^2 \\ \hat{\mathbf{e}}_{\mathbf{G}}^2 \bar{\eta}_{\mathbf{G},\mathbf{G}'} \hat{\mathbf{e}}_{\mathbf{G}'}^1 & \hat{\mathbf{e}}_{\mathbf{G}}^2 \bar{\eta}_{\mathbf{G},\mathbf{G}'} \hat{\mathbf{e}}_{\mathbf{G}'}^2 \end{bmatrix} \quad (\text{II-14})$$

Avec  $\bar{K}_{\mathbf{G},\mathbf{G}'} = \bar{K}(\mathbf{G} - \mathbf{G}')$  et  $\bar{\eta}_{\mathbf{G},\mathbf{G}'} = \bar{\eta}(\mathbf{G} - \mathbf{G}')$

Puisqu'un matériau avec pertes a été introduit dans le PML pour absorber les modes de rayonnement, les matrices  $H_{G,G'}^{\lambda,\lambda'}$  et  $B_{G,G'}^{\lambda,\lambda'}$  ne sont pas réelles; on aboutit ainsi à un problème de valeurs propres complexe généralisé. Des fréquences complexes peuvent alors être obtenues en résolvant ce problème de valeurs propres. Une fois que la valeur propre et le vecteur propre associé sont obtenus, les profils de mode pour chaque mode propre peuvent être calculés en transposant le vecteur propre dans l'équation d'expansion magnétique.

En raison de la symétrie du CPh dans la direction z, les modes propres peuvent être classés en deux catégories: les modes pair et impair. Pour le mode pair, les composantes de champ électrique transverse et la composante de champ magnétique dans la direction z ( $H_z$ ) ont des propriétés paires par rapport au plan symétrique coupant la dalle en deux; pour le mode impair, les composantes du champ magnétique transversal et la composante du champ électrique dans la direction z ( $E_z$ ) sont des fonctions impaires.

Sur le plan symétrique, les modes pair et impair sont respectivement des modes purement TE et TM. Ainsi, ces modes sont également appelés modes du type TE et du type TM, respectivement. De plus, avec l'utilisation de la condition de symétrie, les dimensions des matrices  $H_{G,G'}^{\lambda,\lambda'}$  et  $B_{G,G'}^{\lambda,\lambda'}$  peuvent être réduites d'un facteur 2. Un exemple de simulation avec la méthode PWEM est donné dans la **Figure II-2**.



**Figure II-2:** Diagramme de dispersion pour réseau triangulaire avec  $r/a = 0,3$ ; une bande interdite s'ouvre entre les fréquences normalisées 0,252 et 0,328.

### II.3.2 Méthode des éléments finis:

La description des lois de la physique pour les problèmes dépendant de l'espace et du temps est généralement exprimée en termes d'équations aux dérivées partielles (EDP). Pour la grande majorité des géométries et des problèmes, ces EDP ne peuvent pas être résolus avec des méthodes analytiques. Au lieu de cela, une approximation des équations peut être construite, généralement basée sur différents types de discrétisations. Ces méthodes de discrétisation approchent les EDP avec des équations de modèles numériques, qui peuvent être résolues à l'aide de méthodes numériques. La solution des équations du modèle numérique est, à son tour, une approximation de la solution réelle des EDP. La méthode des éléments finis (FEM) est utilisée pour calculer ces approximations.

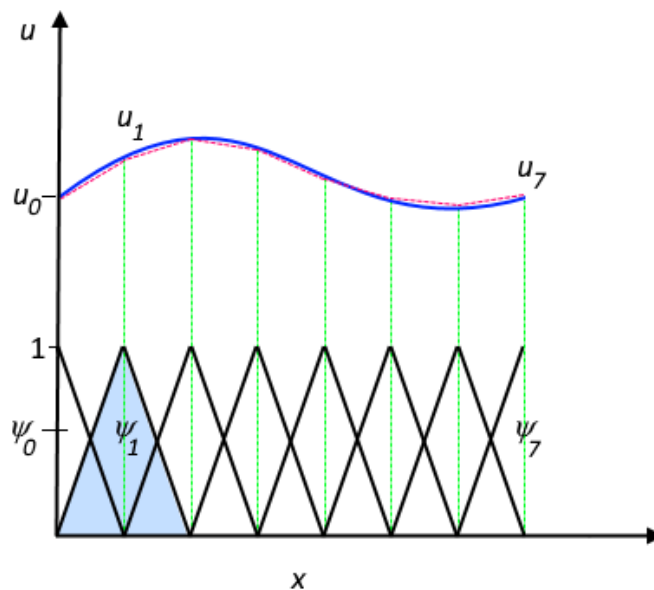
Prenons, par exemple, une fonction  $u$  qui peut être la variable dépendante dans un EDP (ex: Température, potentiel électrique, onde électromagnétique, etc.) La fonction  $u$  peut être approchée par une fonction  $u_h$  en utilisant des combinaisons linéaires de fonctions de base selon l'expression suivante:

$$u \approx u_h \tag{II-15}$$

Et

$$u_h = \sum_i u_i \psi_i \tag{II-16}$$

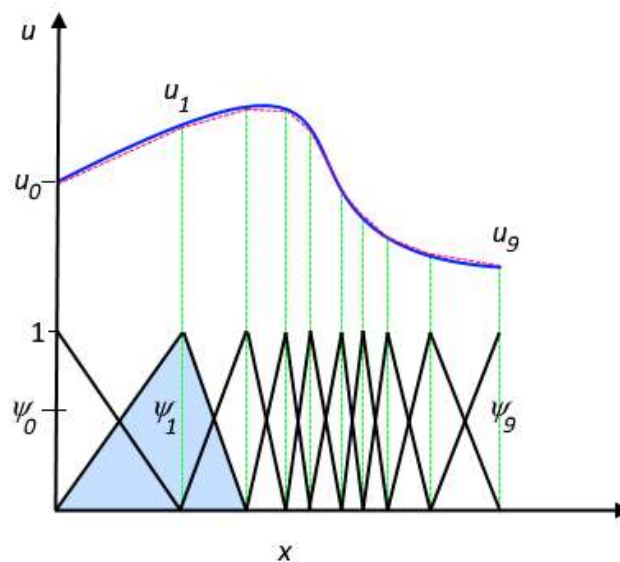
Ici,  $\psi_i$  désigne les fonctions de base et  $u_i$  désigne les coefficients des fonctions qui se rapprochent de  $u$  avec  $u_h$ . La **Figure II-3** illustre ce principe pour un problème 1D.



**Figure II-3:** La fonction  $u$  (la ligne bleue continue) est approchée par  $u_h$  (la ligne rouge pointillée), qui est une combinaison linéaire de fonctions de base linéaires ( $\psi_i$  est représenté par les lignes noires pleines). Les coefficients sont notés  $u_0$  à  $u_7$ .

« $u$ » pourrait, par exemple, représenter la température sur la longueur ( $x$ ) d'une tige qui n'est pas chauffée uniformément. Ici, les fonctions de base linéaires ont une valeur de 1 à leurs nœuds respectifs et de 0 à d'autres nœuds. Dans ce cas, il y a sept éléments le long de la partie de l'axe  $x$ , où la fonction  $u$  est définie (c'est-à-dire la longueur de la tige).

Un des avantages de l'utilisation de la méthode des éléments finis est qu'elle offre une grande liberté dans le choix de la discrétisation, aussi bien dans les éléments qui peuvent être utilisés pour discrétiser l'espace que dans les fonctions de base. Dans la **Figure II-4**, par exemple, les éléments sont uniformément répartis sur l'axe  $x$ , bien que cela ne doive pas être le cas. Des éléments plus petits dans une région où le gradient de  $u$  est grand auraient également pu être appliqués, comme indiqué ci-dessous.



**Figure II-4:** La fonction  $u$  (la ligne bleue continue) est approximée par  $u_h$  (la ligne rouge pointillée) avec différents éléments de discrétisation, qui est une combinaison linéaire de fonctions de base linéaires ( $\psi_i$  est représenté par les lignes noires pleines). Les coefficients sont notés  $u_0$  à  $u_7$ .

Ces deux figures montrent que les fonctions de base linéaires sélectionnées incluent un support très limité (différent de zéro uniquement sur un intervalle étroit) et se chevauchent le long de l'axe des  $x$ . En fonction du problème à résoudre, d'autres fonctions peuvent être choisies à la place des fonctions linéaires.

Un autre avantage de la méthode des éléments finis est que la théorie est bien développée. La raison en est la relation étroite entre la formulation numérique et la formulation faible du problème EDP. Par exemple, la théorie fournit des estimations d'erreur utiles, ou des limites pour l'erreur, lorsque les équations du modèle numérique sont résolues sur un ordinateur.

En revenant sur l'histoire de FEM, l'utilité de la méthode a été reconnue pour la première fois au début des années 1940 par Richard Courant, un mathématicien germano-américain. Bien que

Courant ait reconnu son application à une gamme de problèmes, il a fallu plusieurs décennies avant que l'approche ne soit généralement appliquée dans des domaines autres que la mécanique des structures, devenant ce qu'elle est aujourd'hui.

**II.4 Comsol Multiphysique:**

COMSOL Multiphysique est une plate-forme de simulation qui englobe toutes les étapes du flux de travail de modélisation - de la définition des géométries, des propriétés des matériaux et de la physique qui décrivent des phénomènes spécifiques à la résolution et au post-traitement de modèles pour produire des résultats précis et fiables.

Pour créer des modèles à utiliser dans des domaines d'application spécialisés ou des domaines d'ingénierie, vous pouvez augmenter COMSOL Multiphysique avec n'importe quelle combinaison de modules complémentaires de la suite de produits. Les produits d'interfaçage permettent également d'intégrer la simulation avec d'autres logiciels d'ingénierie et mathématiques utilisés dans la conception de produits et de processus. Lorsque vous avez développé un modèle, vous pouvez même le convertir en une application de simulation avec une interface utilisateur dédiée, qui peut être conçue pour une utilisation très spécifique par des personnes extérieures au service R&D.

L'arborescence du modèle, dans le Constructeur du modèle, offre un aperçu complet du modèle et permet d'accéder à toutes les fonctionnalités (géométrie, maillage, paramètres physiques, conditions aux limites, études, solveurs, post-traitement et visualisations).

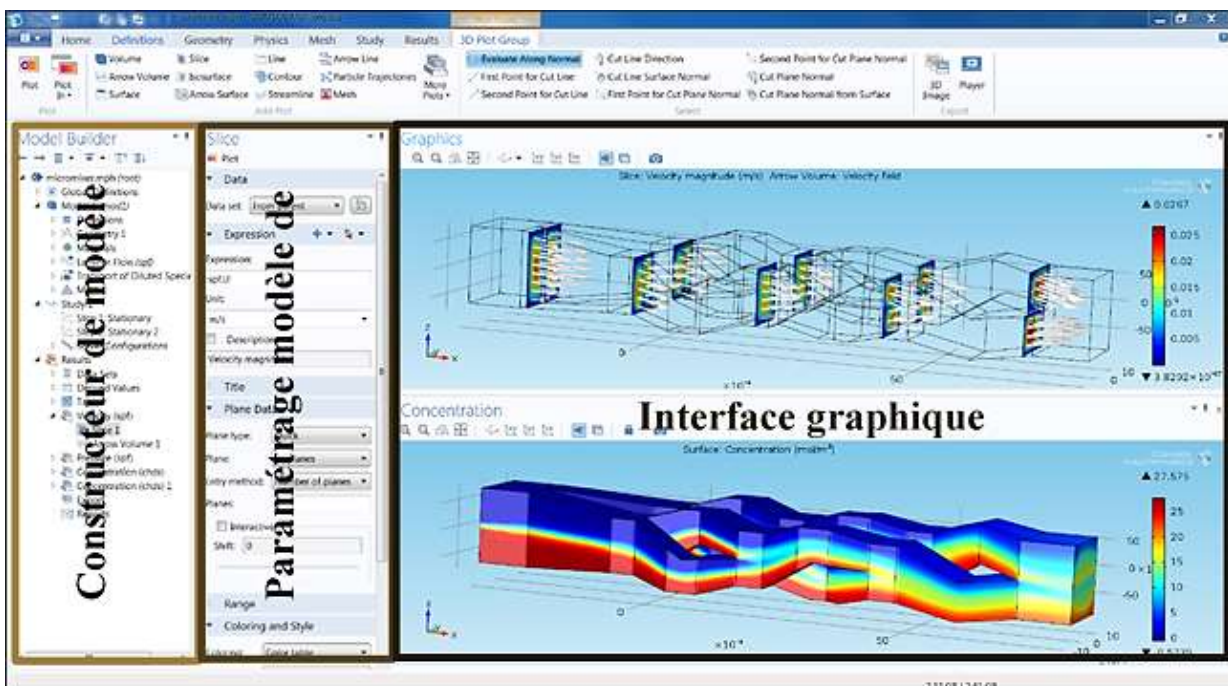


Figure II-5: Interface d'utilisateur de logiciel Comsol.

COMSOL Multiphysique propose des outils de modélisation géométrique en 1D, 2D et 3D, à partir d'un moteur géométrique COMSOL natif. Différentes primitives sont disponibles et il est également possible d'extruder des objets géométriques 2D en 3D. De plus, une révolution ou une extrusion peut être appliquée aux objets en 2D le long de courbes paramétrées. Les opérations booléennes (union, différence ou intersection par exemple) permettent de créer des formes plus complexes impliquant des ensembles de solides, de surfaces, de courbes et de points. Les fonctions de modélisation à main levée font appel aux surfaces et aux courbes paramétrées, ainsi qu'aux courbes interpolées. Les opérations géométriques sont toujours organisées selon une séquence dans l'arborescence du modèle.

#### II.4.1 Simulation de band interdit photonique sur Comsol:

Le modèle étudie la propagation des ondes dans un cristal photonique constitué de piliers de GaAs placés à égale distance les uns des autres. La distance entre les piliers détermine une relation entre le nombre d'onde et la fréquence du signal qui empêche la lumière de certaines longueurs d'onde de se propager à l'intérieur de la structure cristalline. Cette gamme de fréquences est appelée la bande interdite photonique (Réf. [18]). Il existe plusieurs bandes interdites pour une certaine structure, et cette application extrait les bandes interdites pour les bandes les plus basses du cristal.

Il y a deux complications principales avec cette analyse de bande interdite. Premièrement, l'indice de réfraction du GaAs dépend de la fréquence. Deuxièmement, le vecteur d'onde doit être rampé pour le diagramme de bande. Bien que vous puissiez résoudre chacune de ces complications avec le solveur de valeurs propres séparément, les deux complications combinées rendent la tâche difficile sans reformuler le problème. Ainsi, formulez un problème de valeur propre non linéaire, en utilisant un solveur stationnaire avec la valeur propre comme inconnue. L'équation de la valeur propre est une normalisation du champ électrique, donc le champ moyen est l'unité sur le domaine. Le solveur non linéaire trouve la valeur propre correcte avec un indice de réfraction mis à jour par rapport à la valeur propre trouvée. De plus, le solveur paramétrique peut balayer le vecteur d'onde,  $k$ .

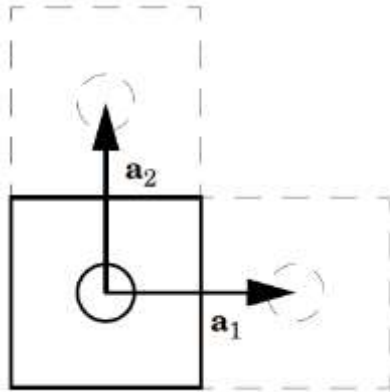
Le vecteur d'onde de l'onde de propagation,  $k$ , entre dans la simulation comme conditions aux limites de périodicité de Floquet (Réf. [78])

$$E_z(1) = E_z(2)e^{-i\beta} \quad (\text{II-17})$$

Où  $\beta$  est un facteur de phase déterminé par le vecteur d'onde  $k$  et la distance  $d$  entre les frontières périodiques:

$$\beta = kd \quad (\text{II-18})$$

La gamme pour le  $k$  balayé est déterminée par les vecteurs de réseau réciproque du cristal photonique, et ceux-ci sont déterminés à partir des vecteurs de réseau primitifs. Pour un cristal 2D, il existe deux vecteurs de réseau,  $a_1$  et  $a_2$ , définis dans la **Figure II-6**.



**Figure II-6:** Définition des cellules primitives carrées et des vecteurs de réseau  $a_1$  et  $a_2$ .

Les vecteurs de réseau réciproque sont calculés à partir de « $a_1$ » et « $a_2$ » en utilisant les relations:

$$b_1 = 2\pi \frac{a_2 \times a_3}{a_1 \cdot (a_2 \times a_3)} \quad (\text{II-19})$$

$$b_2 = 2\pi \frac{a_3 \times a_1}{a_1 \cdot (a_2 \times a_3)} \quad (\text{II-20})$$

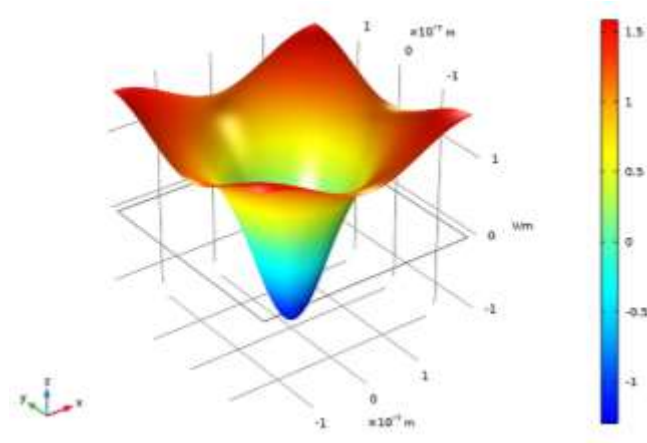
Où  $a_3$  est supposé être le vecteur unitaire « $e_z$ ». Lorsque « $a_1$ » et « $a_2$ » sont perpendiculaires l'un à l'autre et à « $a_3$ », « $b_1$ » et « $b_2$ » deviennent

$$b_1 = 2\pi \frac{a_1}{|a_1||a_1|} \quad (\text{II-21})$$

$$b_2 = 2\pi \frac{a_2}{|a_2||a_2|} \quad (\text{II-22})$$

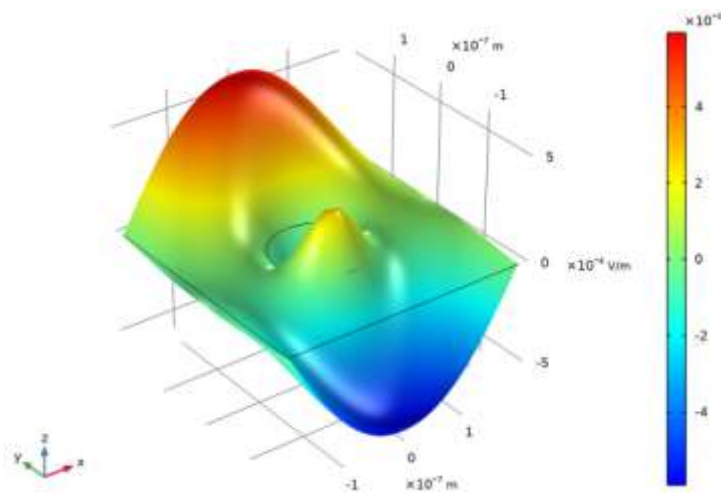
La **Figure II-7** montre le composant  $z$  du champ électrique, telle que déterminée par le solveur de fréquence propre pour  $k = 0$ .





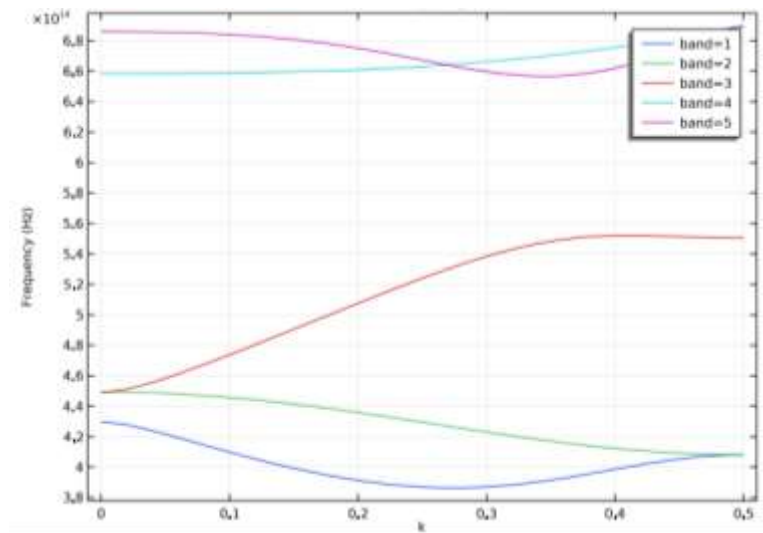
**Figure II-7:** Composant Z du champ électrique pour  $k = 0$

La **Figure II-8** montre le composant z du champ électrique pour  $k = 0,5$  pour la cinquième bande, telle que déterminée par le solveur non linéaire.



**Figure II-8:** Composant Z du champ électrique pour la cinquième bande et  $k = 0,5$ .

Enfin, la **Figure II-9** montre le diagramme de bande pour  $k$  balayé de 0 à 0,5 dans la direction (1,1). Notez que les bandes deux et trois sont dégénérées pour  $k = 0$ , et que les bandes un et deux et quatre et cinq sont dégénérées à  $k = 0,5$ .



**Figure II-9:** La relation de dispersion (fréquence en fonction du nombre d'onde), lorsque le vecteur d'onde varie dans la direction (1,1), pour les cinq bandes les plus basses.

Entre les bandes trois et quatre, il y a une plage de fréquences pour laquelle il n'y a pas d'états. Cette plage de fréquences correspond à une bande interdite dans la structure, car il ne peut y avoir d'ondes se propageant dans la direction de propagation (1,1) pour cette plage de fréquences. Notez qu'il existe en fait une bande avec une fréquence plus basse que pour la bande la plus basse de la **Figure II-9**. Cependant, cette bande a des fréquences si petites que l'approximation de l'indice de réfraction dépendant de la fréquence de GaAs n'est plus valide. Ainsi, cette bande n'a pas été incluse dans les calculs.

## II.5 Conclusion:

Dans ce chapitre, les méthodes de modélisation et simulation de phénomènes physiques tel que le phénomène de propagation des ondes électromagnétiques dans les milieux avec différents indices de réfraction était brièvement présentée et expliquée, de même une présentation de logiciel de simulation Comsol était entamé afin de donner un exemple de simulation d'une cellule de cristal photonique, dans le prochain chapitre une explication de la technique de démultiplexage avec des exemples de la littérature qui vont être présenter et expliquer.

**Bibliographie:**

- [1] D. SÉNÉCHAL, «MÉTHODES NUMÉRIQUES ET SIMULATIONS (PHQ404),» UNIVERSITÉ DE SHERBROOKE, Canada, 2018.
- [2] R. Feynman, «Differential Calculus of Vector Fields,» The Feynman Lectures on Physics, Caltech's Division of Physics, Mathematics and Astronomy. California Institute of Technology, CALIFORNIA, 2013.
- [3] R. D. Meade, A. M. Rappe, K. M. Brommer, J. D. Joannopoulos, and O. L. Alerhand, «Accurate theoretical analysis of photonic bandgap materials,» *Phys. Rev*, vol. B, n° 148, p. 8434–8437, 1993.
- [4] K. M. Ho, C. T. Chan, and C. M. Soukoulis, «Existence of a photonic gap in periodic dielectric structures,» *Phys. Rev. Lett*, vol. 65, p. 3152–3155, 1990.
- [5] S. S. Xiao, L. F. Shen, and S. L. He, «A plane-wave expansion method based on the effective medium theory for calculating the band structure of a two-dimensional photonic crystal,» *Phys. Lett*, vol. A, n° 1313, p. 132–138, 2003.
- [6] P. M. Bell, J. B. Pendry, L. M. Moreno, and A. J. Ward, «A program for calculating photonic band structures and transmission coefficients of complex structures,» *Comput. Phys. Commun*, vol. 85, p. 306–322, 1995.
- [7] M. M. Sigalas, R. Biswas, K. M. Ho, and C. M. Soukoulis, «Theoretical investigation of off-plane propagation of electromagnetic waves in two-dimensional photonic crystals,» *Phys. Rev.*, vol. B, n° 158, p. 6791–6794, 1998.
- [8] T. Baba, A. Motegi, T. Iwai, N. Fukaya, Y. Watanabe, and A. Sakai, «Light propagation characteristics of straight singleline-defect waveguides in photonic crystal slabs fabricated into a silicon-on-insulator substrate,» *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. 38, pp. 743-752, 2002.
- [9] L. Wu and S. L. He, «Revised finite-difference time-domain algorithm in a nonorthogonal coordinate system and its application to the computation of the band structure of a photonic crystal,» *J. Appl. Phys*, vol. 91, p. 6499–6506, 2002.
- [10] C. T. Chan, Q. L. Yu, and K. M. Ho, «Order-N spectral method for electromagnetic waves,» *Phys. Rev.*, vol. B, n° 151, p. 16635–16642, 1995.
- [11] W. Axmann and P. Kuchment, «An efficient finite element method for computing spectra of photonic and acoustic bandgap materials,» *J. Comput. Phys*, vol. 150, p. 467–481, 1999.
- [12] D. C. Dobson, «An efficient method for band structure calculations in 2D photonic crystals,» *J. Comput. Phys*, vol. 149, p. 363–376, 1999.
- [13] D. C. Dobson, J. Gopalakrishnan, and J. Pasciak, «An efficient method for band structure calculations in 3D photonic crystals,» *J. Comput. Phys.*, vol. 161, p. 668–679, 2000.
- [14] Shouyuan Shi, Caihua Chen, and Dennis W. Prather, «Plane-wave expansion method for calculating band structure of photonic crystal slabs with perfectly matched layers,» *Opt. Soc. Am. A*, vol. 21, n° 19, pp. 1769- 1775, April 28, 2004.

- [15] Z. S. Sacks, D. M. Kingsland, R. Lee, and J. Lee, «A perfectly matched anisotropic absorber for use as an absorbing boundary condition,» *IEEE Trans. Antennas Propag*, vol. 43, p. 1460–1463, 1995.
- [16] A. Taflove and S. C. Hagness, *Computational Electrodynamics: The Finite-Difference Time-Domain Method*, 2nd ed., Boston, Mass: Artech House, 2000.
- [17] Z. Y. Li, J. Wang, and B. Y. Gu, «Creation of partial band gaps in anisotropic photonic-bandgap structures,» *Phys. Rev.*, vol. B, n° 158, p. 3721–3729, 1998.
- [18] J.D. Joannopoulos, R.D. Meade, and J.N. Winn, *Photonic Crystals :Modeling the Flow of Light*, Princeton : Princeton University Press, 1995.
- [19] C. Kittel, *Introduction to Solid State Physics*, 7th ed, New York: John Wiley & Sons, 1996.

## **Chapitre III**

### **Systemes de démultiplexage par répartition en longueur d'onde WDM**

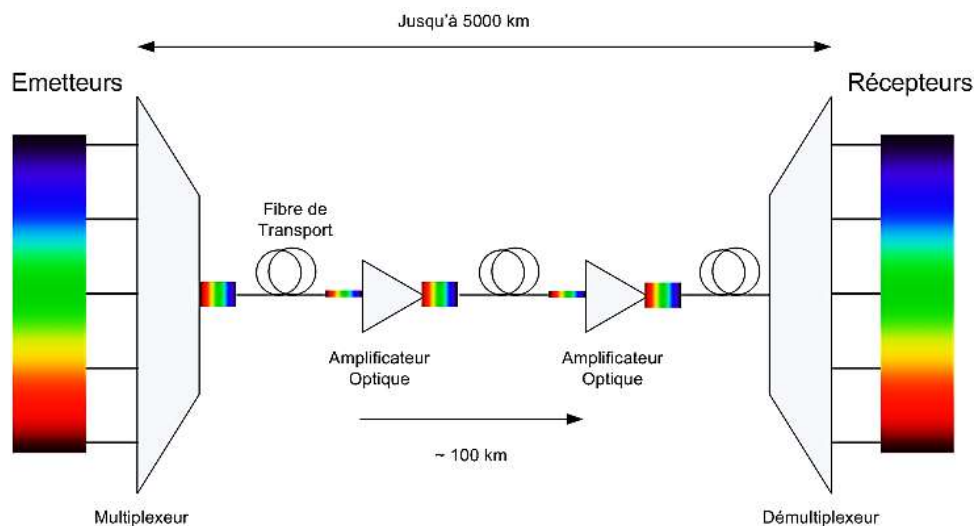
### III.1 Introduction:

Dans les communications par fibre optique, le multiplexage par répartition en longueur d'onde (WDM) est une technique qui multiplexe un certain nombre de signaux porteurs optiques sur une seule fibre optique en utilisant différentes longueurs d'onde (c'est-à-dire des couleurs) de lumière laser [79]. Les réseaux optiques modernes sont désormais inconcevables sans multiplexeurs de longueurs d'onde. Des multiplexeurs WDM, CWDM et DWDM sont utilisés pour multiplier, par l'adjonction de multiples longueurs d'onde parfois très proches, la largeur de bande de transmission et donc le débit global d'un lien optique. De même, cette technique permet des communications bidirectionnelles sur un brin de fibre [79].

Dans ce chapitre on va introduire le système multiplexage par répartition en longueur d'onde (WDM), puis on détaillera les différents types de WDM existant en introduisant l'intégration des cristaux photoniques (CPHs) dans les applications de démultiplexage de ces systèmes.

### III.2 Démultiplexage par répartition en longueur d'onde WDM:

Le multiplexage par répartition en longueur d'onde (WDM) est une excellente technique pour augmenter la capacité effective des fibres optiques utilisées dans les communications optiques. Pour mettre en œuvre la technique WDM, nous avons besoin de démultiplexeurs de longueur d'onde optique capables de séparer des canaux optiques très proches en fonction de leurs longueurs d'onde centrales.



**Figure III-1:** représentation schématisée d'une liaison WDM de type sous-marine

On peut noter ici que l'on est en présence de plusieurs LASER émettant des radiations de longueurs d'onde différentes. Par analogie, nous disposons en sortie de plusieurs photodiodes capables de détecter les radiations lumineuses concernées. Il est à noter que ce type de configuration est celle utilisée actuellement dans les réseaux de type «backbone». Les liaisons optiques sont

réalisées sur des distances de l'ordre de 5000 Km en général. Les amplificateurs optiques, permettant de régénérer le signal, sont disposés tous les ~ 100 Km.

Les systèmes WDM sont divisés en trois modèles de longueur d'onde différents: normal (WDM), grossier (CWDM) et dense (DWDM). Le WDM normal (parfois appelé BWDM) utilise les deux longueurs d'onde normales 1310 et 1550 sur une fibre. Le WDM grossier fournit jusqu'à 16 canaux sur plusieurs fenêtres de transmission de fibres de silice. Le WDM dense (DWDM) utilise la fenêtre de transmission en bande C (1530 nm-1565 nm) mais avec un espacement de canaux plus dense. Les plans de canaux varient, mais un système DWDM typique utiliserait 40 canaux à un espacement de 100 GHz ou 80 canaux avec un espacement de 50 GHz. Certaines technologies sont capables d'un espacement de 12,5 GHz (parfois appelé WDM ultra-dense).

### III.2.1 Démultiplexage par répartition en longueur grossier (CWDM):

La technique CWDM (Coarse Wavelength Division Multiplexing Recommendation ITU-T G.694.2) est adaptée pour le transport à distance courte. En outre, le système CWDM est idéalement adéquat pour des infrastructures en fibre optique avec des portées de fibres qui sont à 60 km ou moins et qui n'ont pas besoin de la régénération du signal ou de la présence des amplificateurs optiques, utilisent des lasers qui ont un débit de 2,5 Gbps (OC-48/STM-16) et peuvent multiplexer jusqu'à 18 longueurs d'onde. Cela fournit un maximum de 45 Gbps sur une seule fibre optique. Le laser de transmission et le détecteur de réception sont généralement intégrés dans un ensemble unique appelé un émetteur-récepteur optique.

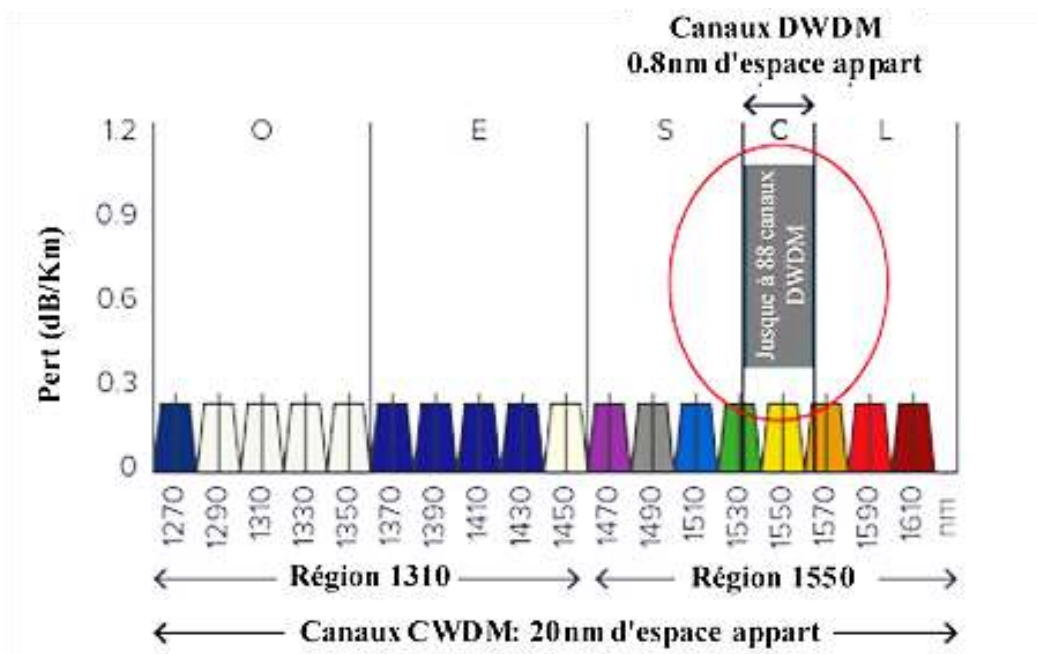


Figure III-2: Représentation schématique de spectre de CWDM

Les multiplexeurs optiques et démultiplexeurs sont définis à ces longueurs d'onde. Ils ne nécessitent pas un contrôle étroit en longueur d'onde, ce qui explique leur coût moins élevé par rapport aux équipements DWDM. Comme montré dans la **Figure III-2** le système CWDM propose huit canaux et huit longueurs d'onde dans la région 1550 nm, allant de 1470 nm à 1610 nm, et dix canaux et dix longueurs d'onde dans la région 1310 nm, allant de 1270 nm à 1450 nm. Il y a un espacement de 20 nm entre chaque canal. En d'autres termes, CWDM transmet moins de canaux grâce à un espacement plus large entre chaque canal. L'espacement plus large (20 nm contre 1,6 nm de DWDM) tolère des températures beaucoup plus élevées et des fluctuations de température beaucoup plus importantes que DWDM.

### III.2.2 Applications CWDM:

CWDM est convient pour une utilisation dans des applications métropolitaines. Les exigences de stabilisation de fréquence optique assouplies permettent aux coûts associés du CWDM de se rapprocher de ceux des composants optiques non WDM. Le CWDM est utilisé dans les réseaux de télévision par câble, où différentes longueurs d'onde sont utilisées pour les signaux en aval et en amont. Dans ces systèmes, les longueurs d'onde utilisées sont souvent largement séparées. Par exemple, le signal en aval pourrait être à 1310 nm tandis que le signal en amont est à 1550 nm.

Certains émetteurs-récepteurs GBIC (Gigabit Interface Converter) et SFP (Small Form Factor Pluggable) utilisent des longueurs d'onde CWDM normalisées. La norme de couche physique 10GBASE-LX4 10 Gbit / s est un exemple de système CWDM dans lequel quatre longueurs d'onde proches de 1310 nm, chacune transportant un flux de données de 3,125 gigabit par seconde (Gbit / s), sont utilisées pour transporter 10 Gbit / s de données agrégées [2].

Le CWDM passif est une implémentation de CWDM qui n'utilise aucune énergie électrique. Il sépare les longueurs d'onde à l'aide de composants optiques passifs tels que des filtres passe-bande et des prismes. De nombreux fabricants font la promotion de la CWDM passive pour déployer la fibre dans la maison.

### III.2.3 Multiplexage par répartition en longueur d'onde dense (DWDM):

le système DWDM (Recommandation UIT-T G.694.1) facilite de transmettre un plus grand nombre de canaux efficaces pour des longueurs d'onde comprises entre environ 1525 et 1565 nm (bande C), ou 1570 et 1610 nm (bande L) avec un espacement étroit des canaux (1,6 nm / 0,8 nm / 0,4 nm) . Par conséquent, le système DWDM sera utilisé pour le réseau point à point haut capacité; cependant, CWDM sera utilisé pour les réseaux d'accès et les réseaux régionaux.



Les canaux de longueur d'onde DWDM sont mis en œuvre via un réseau de faisceaux laser infrarouge (IR). Dans un système dans lequel chaque canal transporte 100 Gbps et 192 canaux par paire de fibres, cela se traduit par une capacité de 19,2 Tbps par paire.

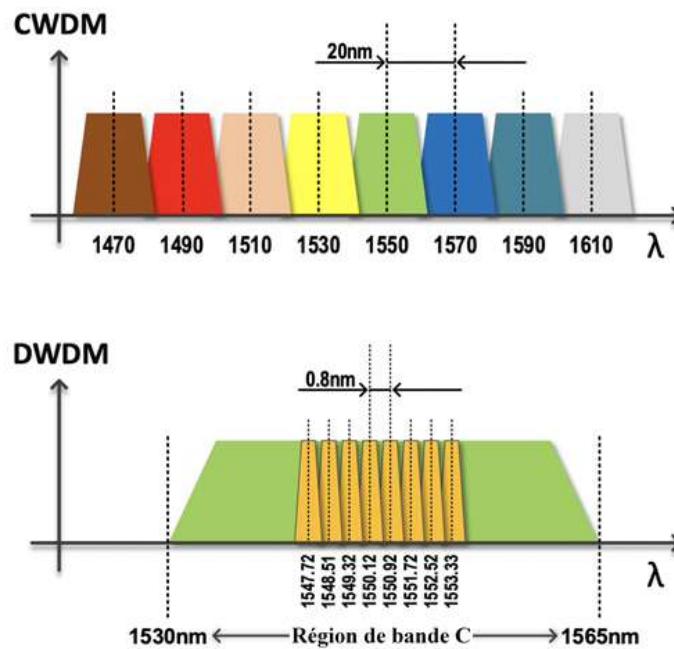


Figure III-3: Comparaison de spectre CWDM et DWDM

Parce que les canaux sont physiquement distincts et n'interfèrent pas les uns avec les autres grâce aux propriétés de la lumière, chacun des canaux peut utiliser différents formats de données et être transmis aux différents débits de données.

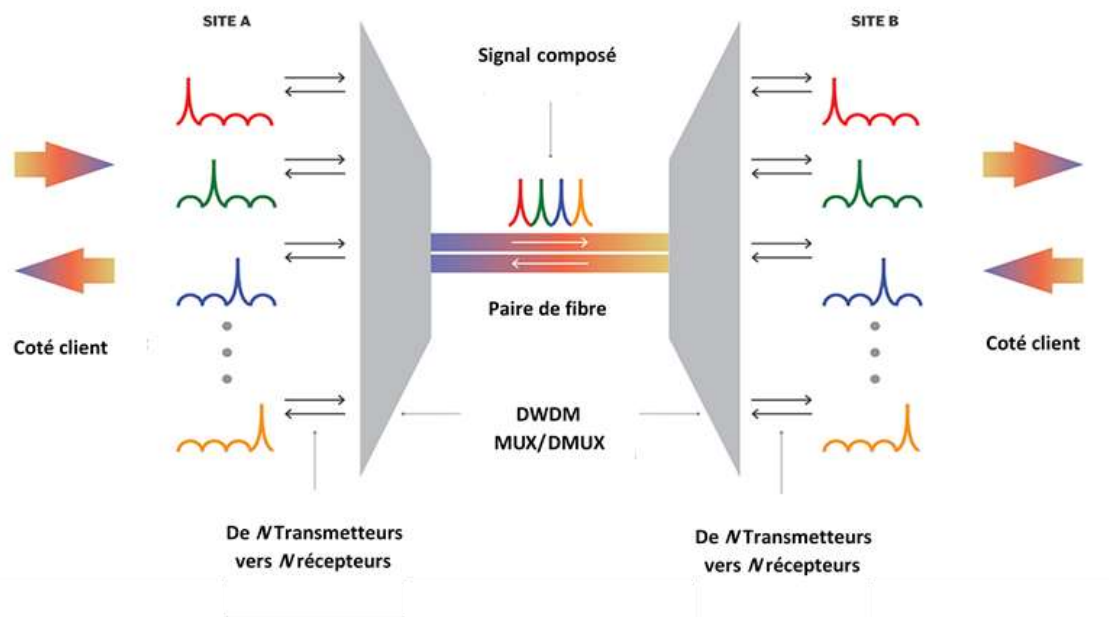


Figure III-4: Schéma de DWDM bidirectionnel

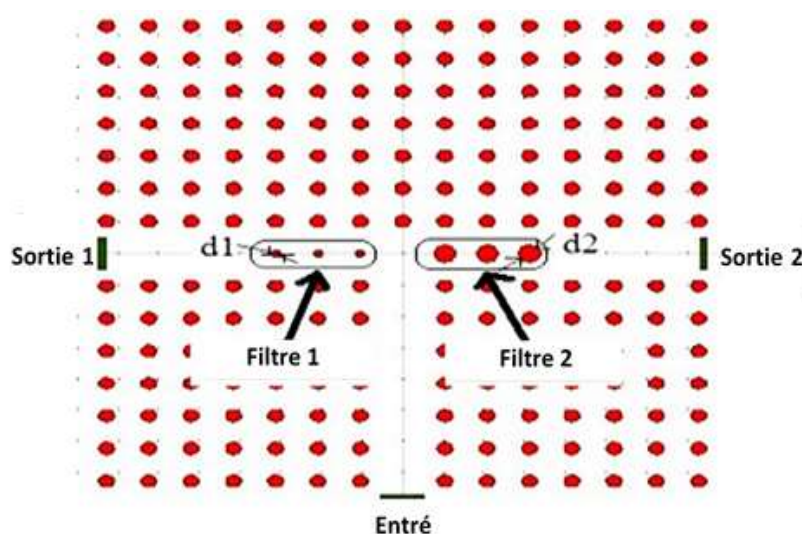
En raison de sa capacité à traiter autant de données, DWDM est populaire auprès des entreprises de télécommunications et de câblodistribution et fait partie intégrante de leurs réseaux centraux. Il est également intéressant pour quiconque gère des centres de données densément peuplés, en particulier les fournisseurs de services Cloud Hyperscale pour leurs infrastructures IaaS (Infrastructure as a Service) ou les fournisseurs de colocation pour leurs espaces densément multi-locataires, par exemple.

### III.3 Application des Cristaux Photoniques en WDM:

De nos jours, la conception de dispositifs optiques miniaturisés hautes performances est l'un des défis technologiques les plus importants des systèmes de traitement de l'information en communication optique. Les CPh ont une excellente capacité à contrôler la propagation des ondes lumineuses et les possibilités de mettre en œuvre des filtres optiques dans les systèmes WDM [3, 4, 5] car il offre une très grande sensibilité à la longueur d'onde, une vitesse Téra-hertz et une taille miniaturisée sans dégradation des performances de l'appareil. Récemment, les systèmes WDM ont reçu une grande attention dans la communauté de recherche car ils prennent en charge de nombreux canaux avec un espacement étroit des canaux dans une seule fibre. En utilisant des cavités et des guides d'ondes basés sur CPh comme blocs de construction, des opportunités infinies dans de nouvelles configurations de dispositifs ont émergé.

#### III.3.1 Démultiplexeur / Multiplexeur ultra large bande 1310 nm / 1550 nm:

La **Figure III-5** montre le diagramme schématique du démultiplexeur à 1310/1550 nm [6] pour un réseau rectangulaire de piliers en silicium.

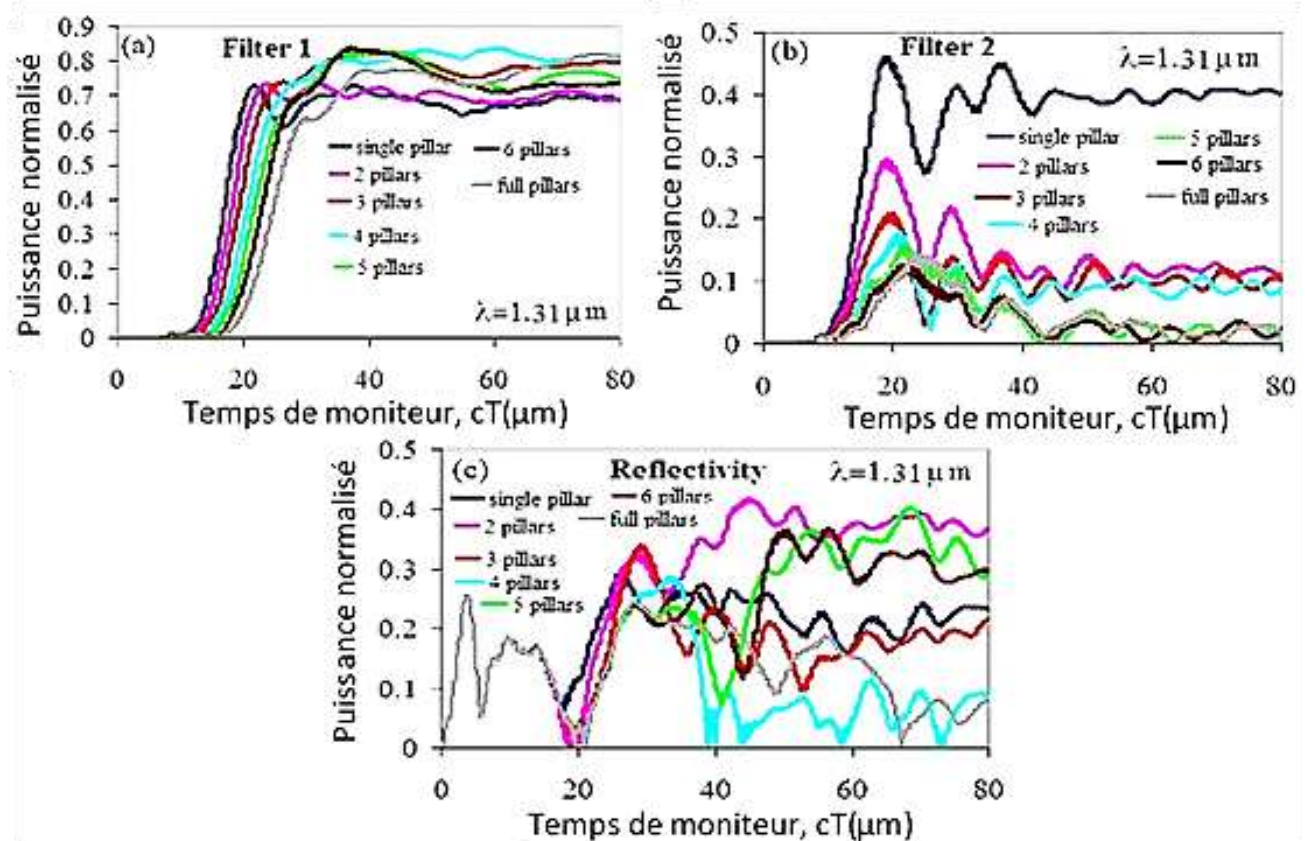


**Figure III-5:** Schéma de principe du DEMUX / MUX optique basé sur un guide d'onde CPh avec filtre 1 et filtre 2.

Deux filtres avec un défaut de rayon à l'intérieur sont placés à la jonction en T. Le filtre 1 a un défaut de rayon de  $r_1=0,11a$  qui ne filtre que la longueur d'onde de 1310 nm et le filtre 2 a un défaut de rayon de  $r_2=0,25a$  et n'émet absolument que la longueur d'onde de 1310 nm à l'intérieur.

La **Figure III-6** montre les caractéristiques de transmission au niveau du filtre 1, du filtre 2 et de la réflectivité à un nombre variable de piliers défectueux à une longueur d'onde d'entrée de 1310 nm. Fondamentalement, lorsque la longueur d'onde de 1310 nm se propage à l'intérieur circuit, elle pénètre dans le filtre 1. Au filtre 2, la puissance maximale de 40% est détectée au moniteur 2 et la puissance maximale de 38% a été réfléchi au moniteur de réflectivité.

La **Figure III-6(b)** montre la puissance normalisée à l'intérieur du filtre 2. La puissance produite à l'intérieur de ce filtre est appelée diaphonie. Dans le cas idéal, la puissance doit être nulle sur ce moniteur 2, tandis que la puissance doit transmettre 100% au moniteur 1. Malheureusement, cela ne s'est pas produit dans notre circuit car une petite quantité de puissance se dissipe dans le filtre 2 et se réfléchit. Le nombre minimum de piliers défectueux à l'intérieur du filtre a provoqué la diaphonie maximale à l'intérieur de circuit.



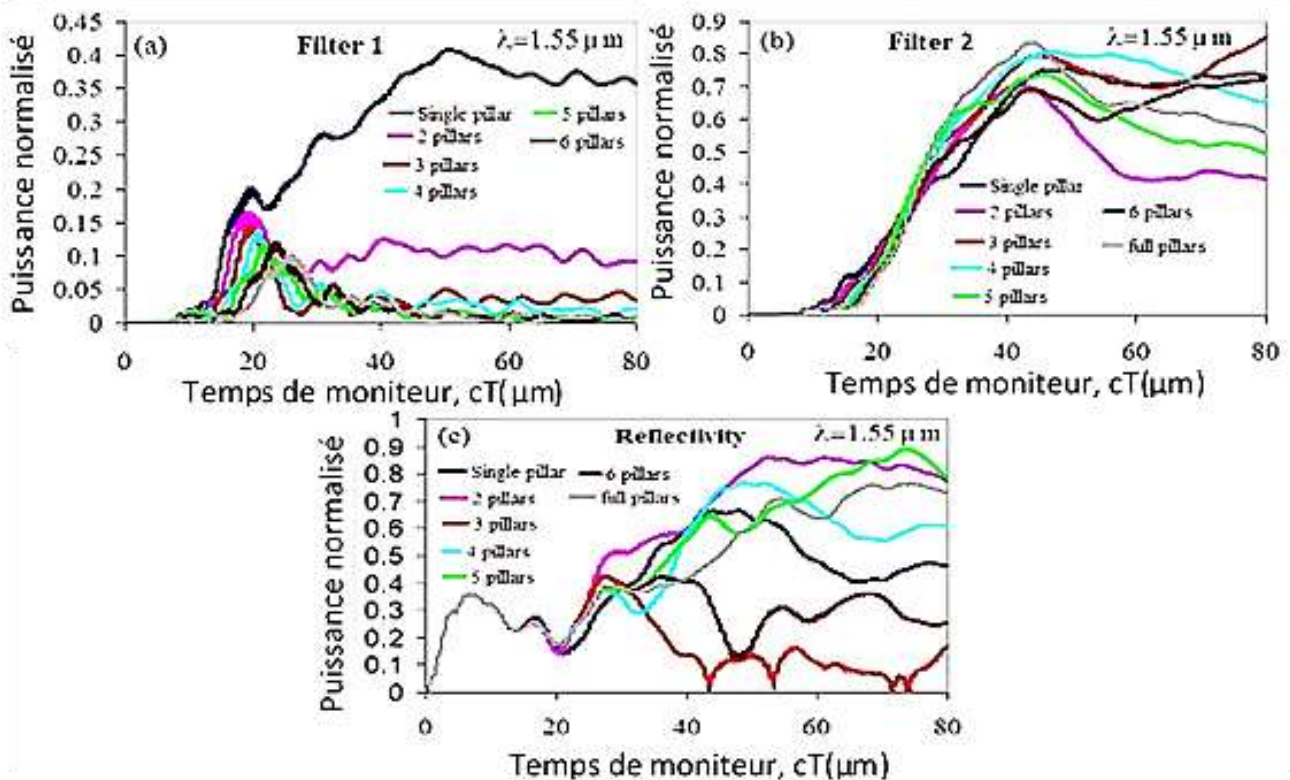
**Figure III-6:** Caractéristiques de transmission à l'intérieur du filtre 1, du filtre 2 et de la réflectivité lorsque la longueur d'onde  $\lambda$  de 1310 nm se propage à l'intérieur du circuit.

Une petite quantité d'énergie a été réfléchi lorsque tous les piliers sont occupés à l'intérieur des deux filtres, comme illustré sur la **Figure III-6(c)**. Une puissance moyenne de 24% est réfléchi

lorsque la longueur d'onde de 1310 nm se propage à l'intérieur du circuit. **Figure III-7** montre les caractéristiques de transmission au moniteur 1, au moniteur 2 et au moniteur de réflectivité lorsque la longueur d'onde de 1550 nm se propage à l'intérieur du dispositif. Comme on peut le voir, le filtre au niveau de chaque bras fonctionne correctement car la puissance détectée sur le moniteur 1 est minimale tandis que la puissance est maximale sur le moniteur 2. Cette situation est vice-versa lorsque la longueur d'onde de 1310 nm se propage à l'intérieur du dispositif.

Un maximum de 85% de la puissance est transféré à l'intérieur du moniteur 2 lorsque la longueur d'onde de 1550 nm se propage à l'intérieur de l'appareil. Le graphique de transmission de **Figure III-7** (b) semble aléatoire et ne dépend pas du nombre de piliers défectueux. En effet, le défaut de deux piliers a donné la puissance la plus minimale tandis que les trois piliers simples donnent la transmission la plus élevée.

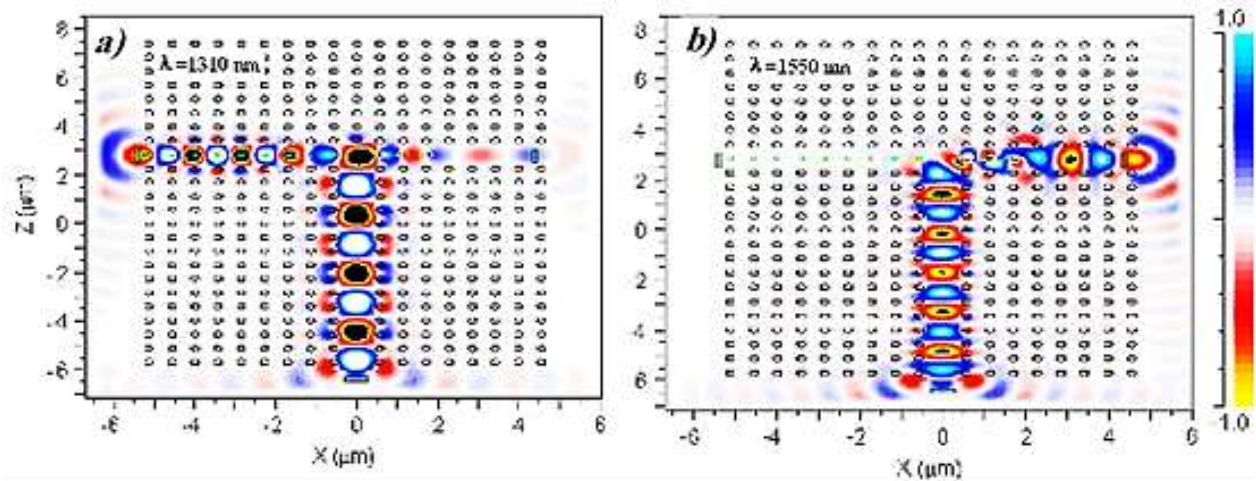
La puissance qui se réfléchit lorsque la longueur d'onde de 1550 nm se propage à l'intérieur du dispositif est plus élevée comme le montre **Figure III-7**(c). 78% de la puissance est réfléchi lorsque les piliers défectueux à l'intérieur du moniteur correspondent à deux et cinq piliers.



**Figure III-7:** Caractéristiques de transmission à l'intérieur du filtre 1, du filtre 2 et de la réflectivité lorsque la longueur d'onde  $\lambda$  de 1550 nm se propage à l'intérieur du dispositif

La distribution du champ électromagnétique calculée pour le dispositif est représentée sur la **Figure III-8** pour deux signaux transmis avec une longueur d'onde de 1310 nm (**Figure III-8**(a)) et

1550 nm (**Figure III-8(b)**). Le filtre 1 a des piliers défectueux complets à l'intérieur et le diamètre des piliers défectueux est plus petit que le diamètre des piliers environnants ( $d_1 < d$ ) dans le bras gauche. Le filtre 1 ne laisse passer que la longueur d'onde de 1310 nm à l'intérieur et une très petite diaphonie a été détectée au niveau du moniteur 2.



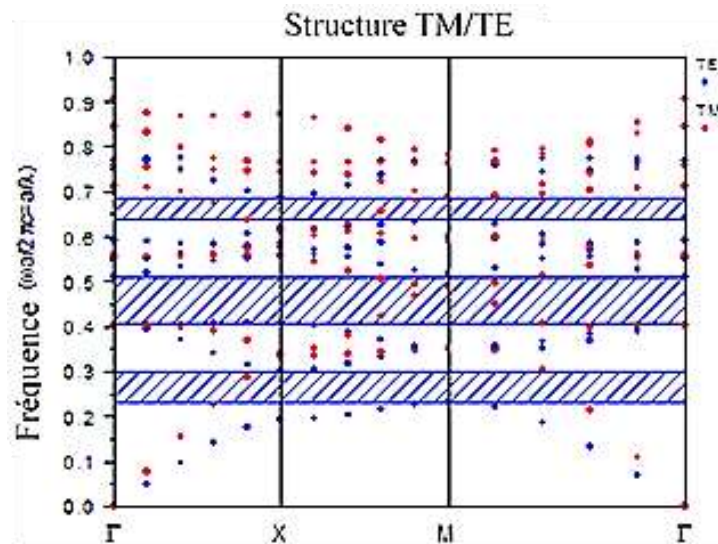
**Figure III-8:** Résultats de la simulation FDTD de la division de canal de longueur d'onde pour (a) longueur d'onde source 1310 nm, et (b) longueur d'onde source 1550 nm pour le dispositif

Pendant ce temps, le filtre 2 avec le diamètre des piliers défectueux est plus grand que les piliers environnants ( $d_2 > d$ ) et trois piliers défectueux à l'intérieur. Le filtre 2 dans le bras droit autorise une longueur d'onde de 1550 nm et réfléchit la longueur d'onde de 1310 nm. Ainsi fait la longueur d'onde 1550 nm pour tourner vers le bras gauche.

### III.3.2 Un démultiplexeur optique à quatre canaux utilisant des cavités résonantes à base de cristal photonique:

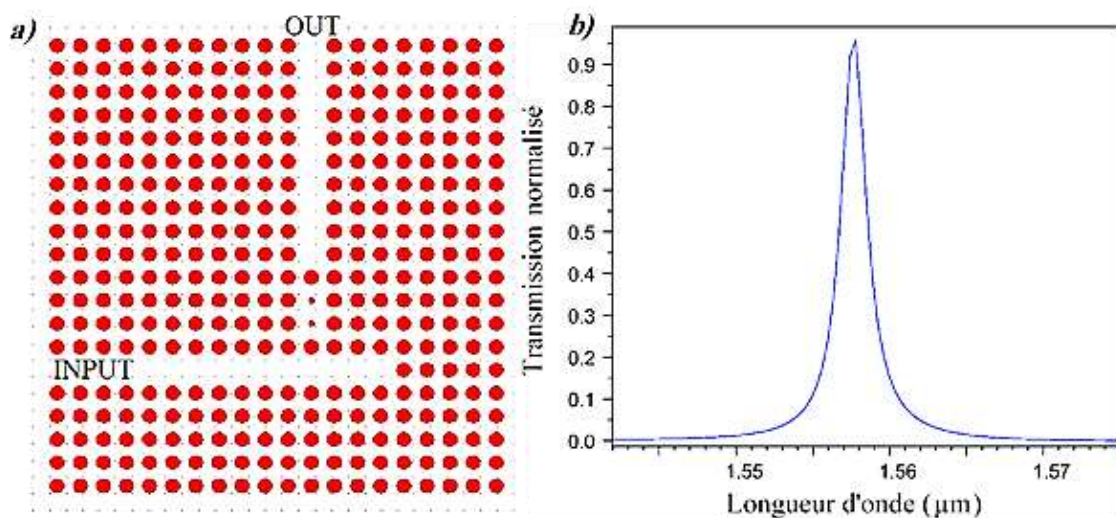
La structure CPh utilisée pour concevoir la structure proposée est une structure en treillis carré 2D qui a des tiges diélectriques dont le rayon et l'indice de réfraction sont de 210 nm et 3,46 [7]. La période de la structure est de 692 nm. Le diagramme de structure de bande de cette structure est représenté sur la **Figure III-9**, qui montre qu'elle présente trois bandes interdites photoniques en mode TM. Nous n'avons besoin que du deuxième PBG qui est entre 0,41 et 0,51 fréquence normalisée qui est égale à 1 368 nm – 1 698 nm.

Pour concevoir le démultiplexeur proposé, nous concevons d'abord un filtre optique, puis en utilisant les résultats obtenus pour ce filtre, nous concevons la structure finale du démultiplexeur optique. Le filtre proposé tel que représenté sur la **Figure III-10(a)** est composé d'un guide d'ondes d'entrée, d'une cavité résonnante et d'un guide d'ondes de sortie.



**Figure III-9:** Structure de bande du cristal photonique

Le guide d'ondes d'entrée a été créé en retirant 15 tiges dans le sens horizontal. Le guide d'ondes de sortie a également été créé en retirant neuf tiges dans le sens vertical. Enfin, en réduisant le rayon de deux tiges entre les guides d'ondes d'entrée et de sortie, nous avons créé la cavité résonnante. Le rayon de ces tiges défectueuses a été choisi comme étant  $r = 85$  nm. Le spectre de sortie du filtre a été obtenu comme la **Figure III-10(b)**.

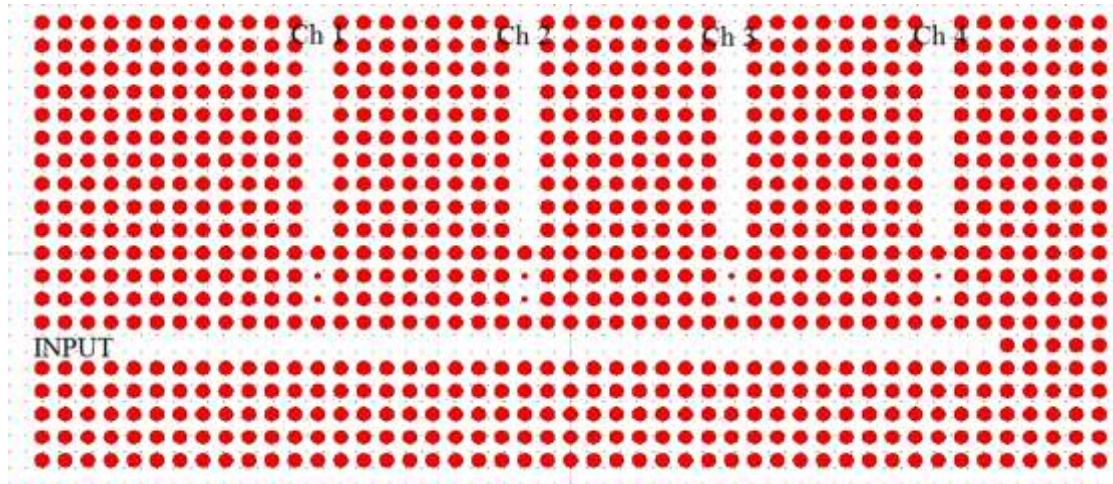


**Figure III-10:** a) Filtre optique utilisant la cavité résonnante; b) Spectre de sortie du filtre.

La **Figure III-10(b)** montre que la structure proposée possède un mode résonnant à  $\lambda = 1\,577$  nm avec une efficacité de transmission égale à 95%. La bande passante et le facteur de qualité du filtre sont respectivement de 2 nm et 788.

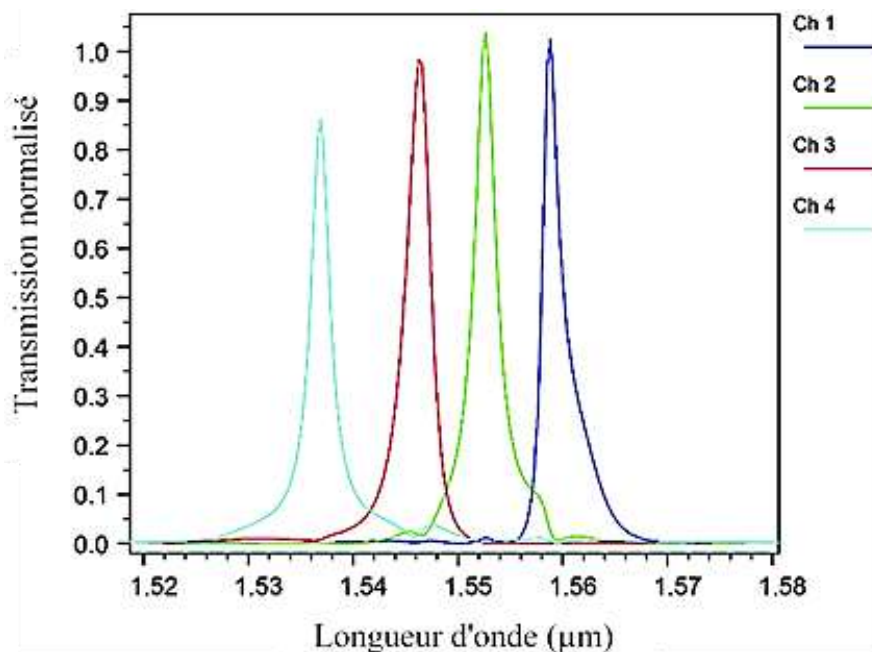
Pour concevoir un démultiplexeur à quatre canaux, nous devons créer un guide d'ondes d'entrée, quatre guides d'ondes de sortie et quatre cavités résonnantes. Pour créer quatre cavités résonnantes, nous avons choisi quatre valeurs différentes pour le rayon des tiges défectueuses à

l'intérieur des cavités résonnantes. Telle que pour canaux 1, 2, 3 et 4, le rayon des tiges défectueuses est de 81, 77, 73 et 69 nm, respectivement. Le schéma final du démultiplexeur est montré sur la **Figure III-11**. Le spectre de sortie de notre démultiplexeur est représenté sur la **Figure III-12**. Nous avons quatre canaux optiques à  $\lambda_1 = 1\,537\text{ nm}$ ,  $\lambda_2 = 1\,546\text{ nm}$ ,  $\lambda_3 = 1\,553\text{ nm}$  et  $\lambda_4 = 1\,560\text{ nm}$ .



**Figure III-11:** La structure finale du démultiplexeur.

L'espacement moyen des canaux entre les canaux adjacents est d'environ 7 nm. L'efficacité de transmission est très importante dans les démultiplexeurs optiques, démultiplexeur à haute efficacité de transmission, se traduit par une transmission à faible perte dans les réseaux optiques. L'efficacité de transmission pour les quatre canaux est de 85%, 96%, 100% et 100%. Les spécifications complètes sont répertoriées dans le **Tableau III-1**.



**Figure III-12:** Spectre de sortie du démultiplexeur

Canal	$\lambda_0(\text{nm})$	$\Delta\lambda_0(\text{nm})$	Q Transmission (%)
1	1 537	2,5	85
2	1 546	3,0	95
3	1 553	2,5	100
4	1 560	2,0	100

**Tableau III-1:**Résultats de la simulation du démultiplexeur.

Les valeurs de diaphonie sont répertoriées dans le **Tableau III-2**. Le niveau de diaphonie de notre structure varie de  $-18$  dB à  $-30$  dB.

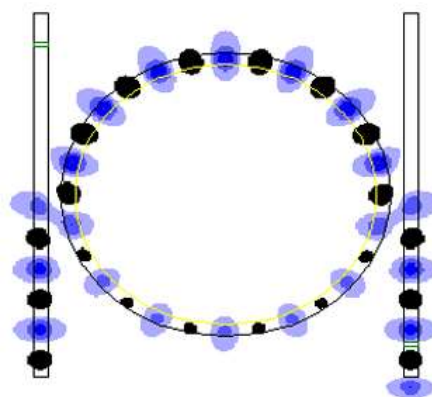
Canal	1	2	3	4
1	-	-20	-25	-30
2	-20	-	-20	-30
3	-30	-25	-	-20
4	-25	-25	-18	-

**Tableau III-2:**Valeurs de diaphonie du démultiplexeur (dB).

### III.3.3 Conception d'un démultiplexeur WDM basé sur résonateur annulaire quasi-carré RAQC:

- **Résonateur annulaire:**

Un résonateur annulaire optique est un ensemble de guides d'ondes dans lequel au moins l'un est une boucle fermée couplée à une sorte d'entrée et de sortie de lumière. (Ceux-ci peuvent être, mais sans s'y limiter, des guides d'ondes.) Les concepts derrière les résonateurs optiques en anneau sont les mêmes que ceux derrière les galeries de chuchotement, sauf qu'ils utilisent la lumière et obéissent aux propriétés derrière l'interférence constructive et la réflexion interne totale.



**Figure III-13:** Un résonateur en anneau simulé montrant l'entrée d'onde continue à la résonance.

Lorsque la lumière de la longueur d'onde de résonance passe à travers la boucle à partir du guide d'ondes d'entrée, elle s'accumule en intensité sur les multiples allers-retours en raison d'interférences constructives et est émise vers le guide d'ondes du bus de sortie qui sert de guide d'ondes de détecteur. Étant donné que seules quelques longueurs d'onde sélectionnées seront en



résonance dans la boucle, le résonateur en anneau optique fonctionne comme un filtre. De plus, comme cela a été impliqué précédemment, deux guides d'ondes en anneau ou plus peuvent être couplés l'un à l'autre pour former un filtre optique d'ajout / suppression [8].

Pour comprendre le fonctionnement des résonateurs en anneau optique, nous devons d'abord comprendre la différence de longueur de chemin optique (OPD) d'un résonateur en anneau. Ceci est donné comme suit pour un résonateur à anneau unique:

$$OPD = 2\pi r n_{eff} \quad (\text{III-1})$$

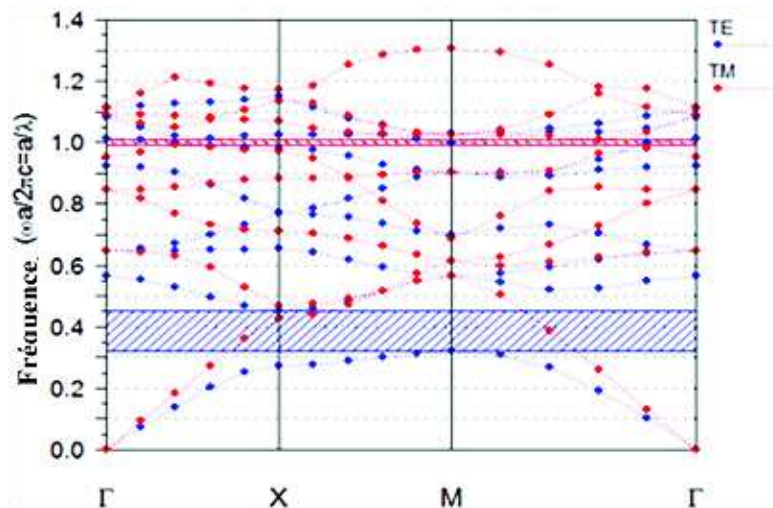
Où  $r$  est le rayon du résonateur en anneau et  $n_{eff}$  est l'indice de réfraction effectif du matériau du guide d'onde. En raison de l'exigence de réflexion interne totale,  $n_{eff}$  doit être supérieur à l'indice de réfraction du fluide environnant dans lequel le résonateur est placé (par exemple l'air). Pour que la résonance se produise, la condition de résonance suivante doit être satisfaite:

$$OPD = m\lambda_m \quad (\text{III-2})$$

Où  $\lambda_m$  est la longueur d'onde de résonance et « $m$ » est le numéro de mode du résonateur en anneau. Cette équation signifie que pour que la lumière interfère de manière constructive à l'intérieur du résonateur annulaire, la circonférence de l'anneau doit être un multiple entier de la longueur d'onde de la lumière. En tant que tel, le numéro de mode doit être un entier positif pour que la résonance se produise. En conséquence, lorsque la lumière incidente contient plusieurs longueurs d'onde (comme la lumière blanche), seules les longueurs d'onde de résonance pourront traverser complètement le résonateur en anneau.

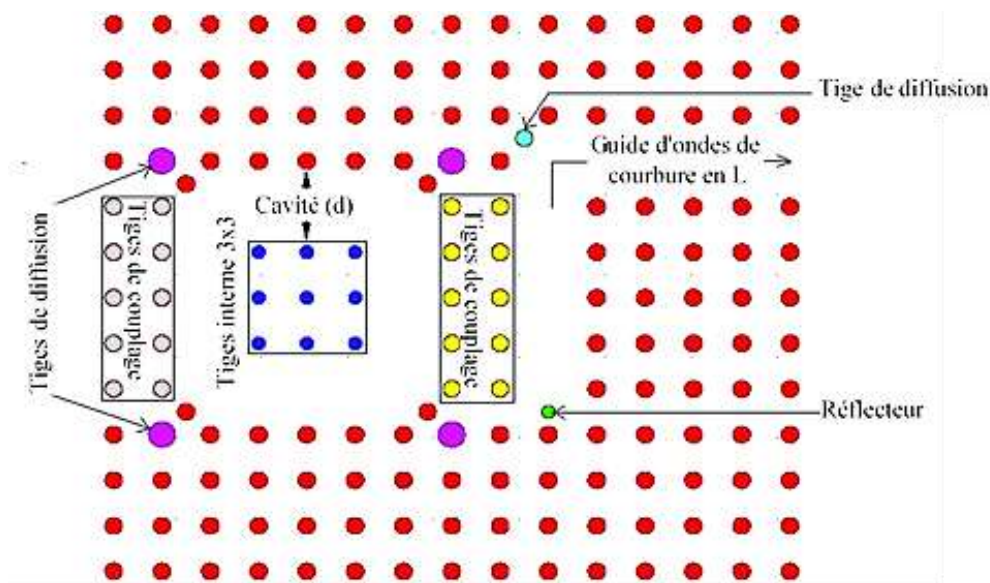
- **Démultiplexeur à huit résonateurs en anneau quasi carré:**

Les dimensions des paramètres structuraux sont le rayon ( $r$ ) = 100 nm des tiges diélectriques immergées dans l'air, l'espacement entre les tiges qui est une constante de réseau ( $a$ ) = 562 nm et la différence d'indice de réfraction ( $\Delta$ ) = 2,24. À partir de la **Figure III-14** [9], on remarque que la couleur bleue représente band interdit photonique BIP TE et que sa gamme de longueurs d'onde est comprise entre 1 244 et 1 748 nm et que la couleur rouge représente BIP TM dont la valeur est de 556 à 565 nm, qui sont calculés par  $f = a / \lambda = \omega a / 2\pi c$ . La gamme de longueurs d'onde du premier BIP TE couvre la gamme souhaitée pour les applications WDM, le premier BIP TE est considéré pour une étude plus approfondie. Le démultiplexeur se compose principalement d'un guide d'ondes de bus, d'un guide d'ondes à chute (guide d'ondes de courbure en L), de résonateurs annulaires, de tiges de diffusion, de tiges de couplage et de tiges de réflecteur.



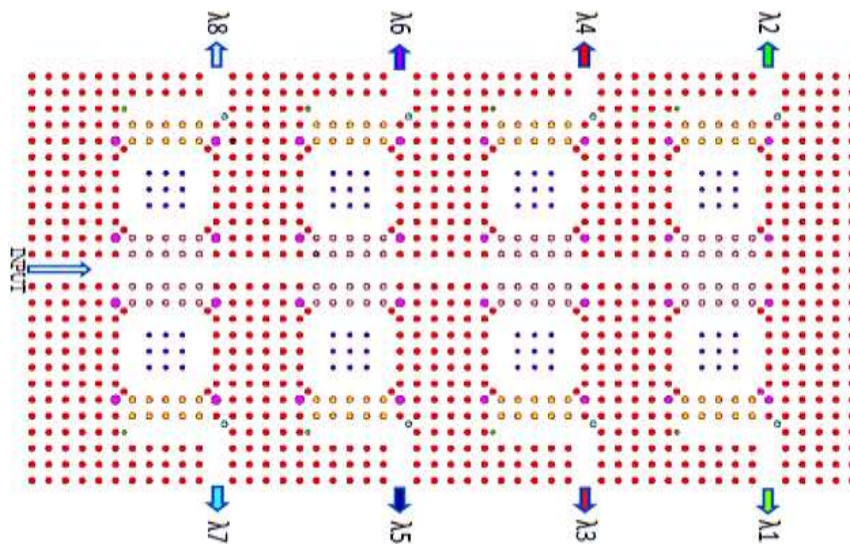
**Figure III-14:** Représentation schématique du diagramme de bande avant l'introduction des défauts.

Le démultiplexeur a huit résonateurs en anneau, où quatre résonateurs en anneau sont situés sur le côté gauche du guide d'ondes de bus et les quatre résonateurs en anneau restants sont placés sur le côté droit du guide d'onde de bus. L'emplacement et la taille des résonateurs annulaires dans un appareil sont responsables de la chute d'une longueur d'onde souhaitée. Le guide d'ondes bus et le guide d'ondes à chute sont créés en introduisant des défauts de ligne.



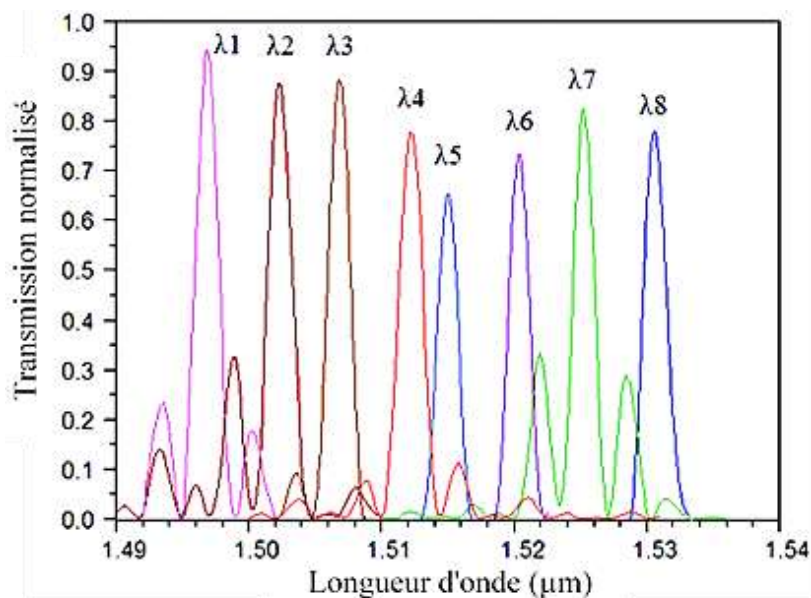
**Figure III-15:** Vue en coupe du résonateur annulaire quasi caré RAQQ.

Dans ce démultiplexeur, la chute de canal est réalisée en ayant le résonateur annulaire avec une taille de cavité différente. La taille de la cavité est modifiée en faisant varier le rayon des tiges internes situées dans le résonateur annulaire. Lorsque le signal d'entrée gaussien est appliqué au guide d'ondes principal, le signal est transféré du guide d'ondes de bus au résonateur annulaire par des tiges de couplage et atteint sa destination par l'intermédiaire du guide d'ondes de courbure en L à la condition de résonance ON. Le démultiplexeur a huit résonateurs annulaires avec une taille de cavité et un rayon de tige de diffusion différents qui font tomber le canal à l'orifice respectif.



**Figure III-16:** Représentation schématique du démultiplexeur à huit canaux.

L'effet d'un changement de la longueur d'onde de résonance tout en faisant varier la taille de l'espace de cavité ( $d$ ). On étudie que la longueur d'onde de résonance de la structure est décalée vers une longueur d'onde inférieure tout en augmentant la taille de la cavité



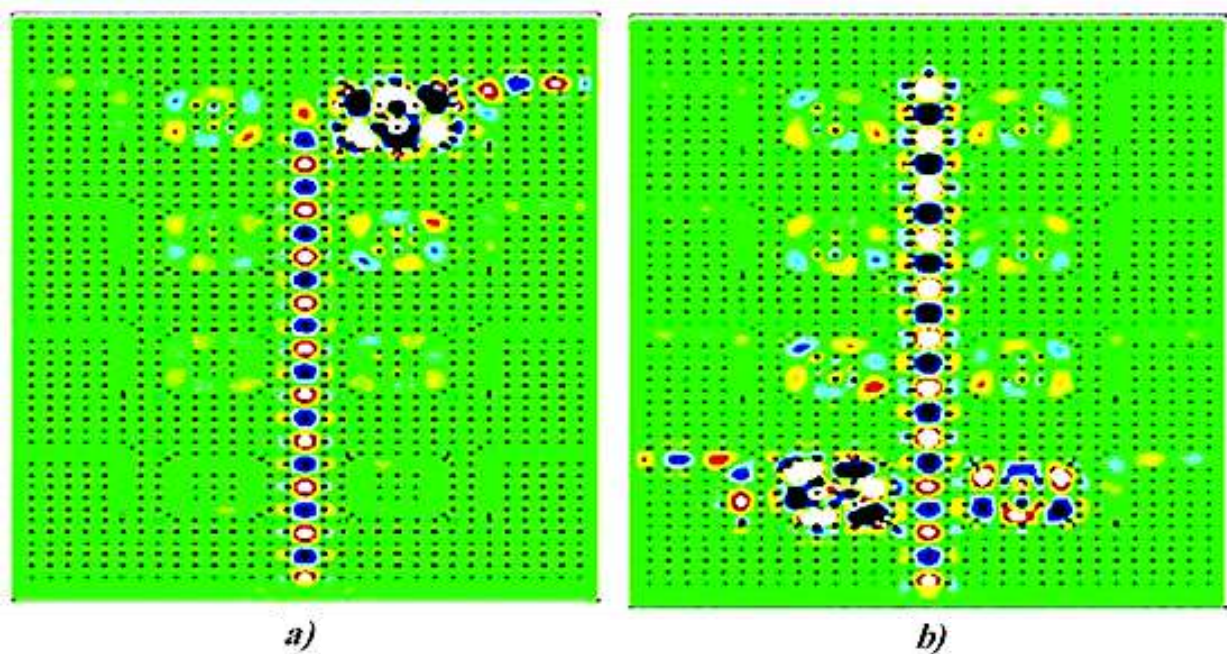
**Figure III-17:** Spectre de sortie du démultiplexeur à huit canaux.

Lorsque la rigidité diélectrique de la structure est diminuée tout en augmentant la taille de la cavité, la longueur d'onde de résonance est décalée vers la région de longueur d'onde inférieure. La longueur d'onde de résonance est inversement proportionnelle à la taille de la cavité.

La **Figure III-17** montre la réponse spectrale du démultiplexeur à huit canaux. La gamme de longueurs d'onde de fonctionnement du démultiplexeur varie de 1 495 à 1 530 nm avec un espacement des canaux d'environ 5 nm. En règle générale, les canaux sont disponibles dans la plage de la bande S (1 460–1 530 nm). L'efficacité globale et le facteur Q sont respectivement de 81% et 825.

La longueur d'onde de résonance du démultiplexeur à huit canaux est 1496,9 nm ( $\lambda_1$ ), 1502,3 nm ( $\lambda_2$ ), 1506,9 nm ( $\lambda_3$ ), 1510 nm ( $\lambda_4$ ), 1515 nm ( $\lambda_5$ ), 1520,4 nm ( $\lambda_6$ ), 1525,3 nm ( $\lambda_7$ ) et 1530,6 nm ( $\lambda_8$ ). La largeur spectrale ( $\Delta\lambda$ ) de cette structure est d'environ 1,8 nm. Le facteur Q des canaux est 788, 790, 793, 839, 842, 844, 897 et 805.

À  $\lambda_1 = 1\,496,9$  nm, sous résonance, tous les signaux d'entrée sont atteints au point 1, par conséquent une force de signal plus élevée est obtenue au canal 1 à une longueur d'onde souhaitée. De même, à  $\lambda_8 = 1\,530,6$  nm, sous le port de résonance 8 a reçu tout le signal lancé. Cependant, en l'absence de résonance, le signal est réfléchi vers la source. La distribution du champ électrique du démultiplexeur au canal  $\lambda_1$  (1 496,9 nm) et au canal  $\lambda_8$  (1 530,6 nm) est représentée sur les **Figure III-18** (a) et (b), respectivement.



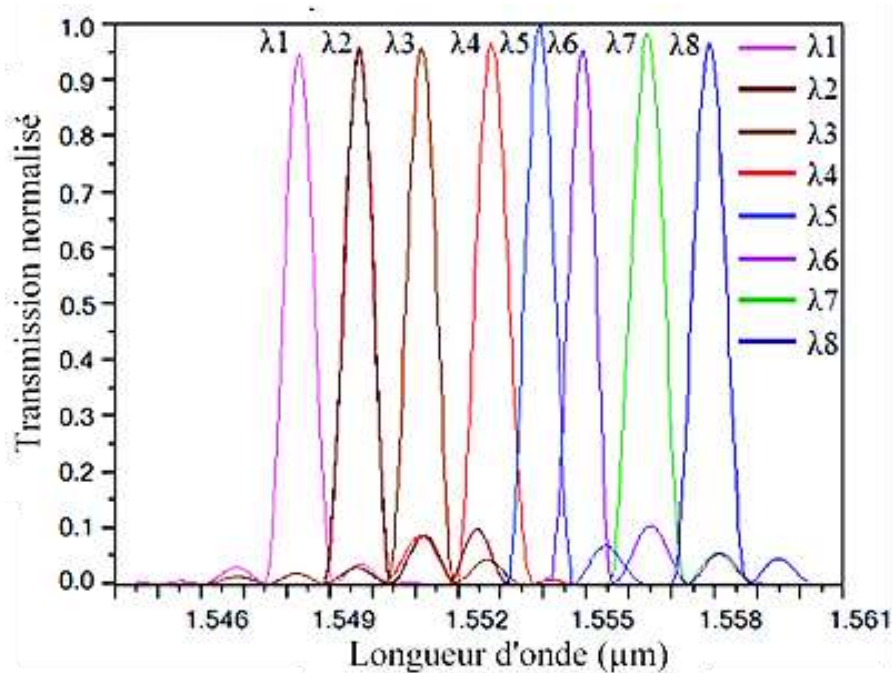
**Figure III-18:** Distribution du champ électrique du démultiplexeur à (a) 1 496,9 nm et (b) 1 530,6 nm.

Ensuite, on montre les résultats du même démultiplexeur avec une taille unique de tiges intérieures et un indice de réfraction spécifique. Dans ce démultiplexeur, la sélection de canal est effectuée en ayant un résonateur annulaire avec un indice de réfraction unique de 3,66 et un rayon des tiges internes dans une microcavité des RAQC est 70, 71, 72, 73, 74, 75, 76 et 77 nm, respectivement.

La **Figure III-19** représente la réponse spectrale du démultiplexeur à huit canaux. La gamme de longueurs d'onde de fonctionnement du démultiplexeur est de 1 548 à 1 558 nm et l'espacement moyen des canaux entre les canaux est d'environ 1,4 nm. En règle générale, les canaux sont disponibles dans la plage de bande DWDM. L'efficacité globale et le facteur Q sont respectivement

de 96% et 1 922. La largeur spectrale ou largeur spectrale du canal est calculée au point de pleine largeur demi-maximum (FWHM: full width half maximum).

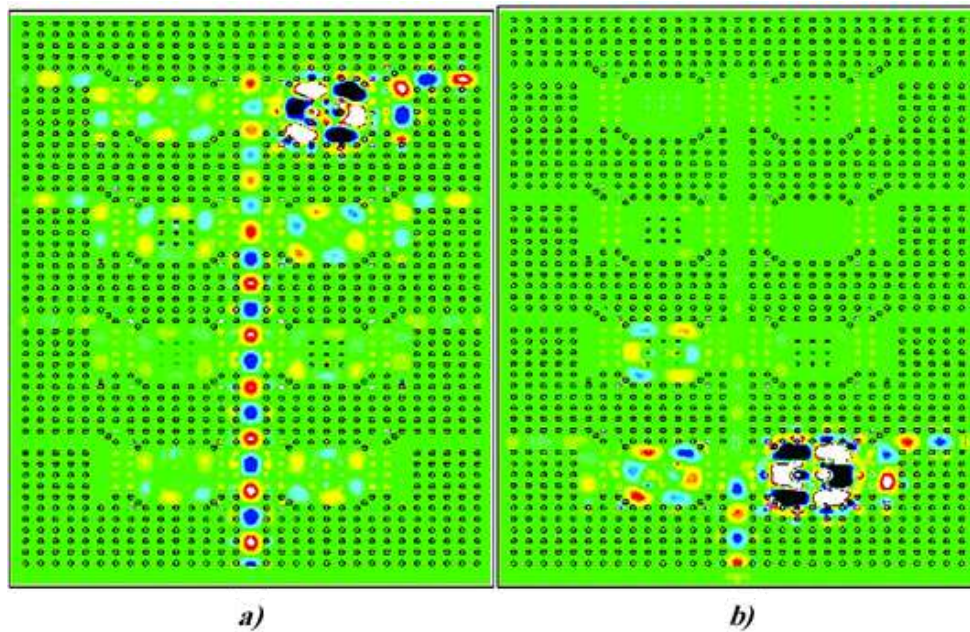
Le facteur Q a été calculé pour les canaux démultiplexés. Les longueurs d'onde de résonance du démultiplexeur à huit canaux sont 1548,2 nm ( $\lambda_1$ ), 1549,5 nm ( $\lambda_2$ ), 1551,1 nm ( $\lambda_3$ ), 1552,7 nm ( $\lambda_4$ ), 1553,8 nm ( $\lambda_5$ ), 1554,9 nm ( $\lambda_6$ ), 1556,4 nm ( $\lambda_7$ ) et 1 557,8 nm ( $\lambda_8$ ). La largeur spectrale ( $\Delta\lambda$ ) de cette structure est d'environ 0,8 nm. Les facteurs Q des canaux sont 1 935, 1 937, 1 939, 1 725, 1 942, 2 221, 1 729 et 1 947.



**Figure III-19:** Spectre de sortie du démultiplexeur à huit canaux basé sur un résonateur quasi-anneau.

Le signal lumineux gaussien est lancé au port d'entrée du démultiplexeur. Les distributions de champ électrique du démultiplexeur au canal  $\lambda_1$  (1 548,2 nm) et au canal  $\lambda_7$  (1 556,4 nm) sont représentées sur les **Figure III-20** (a) et (b), respectivement.

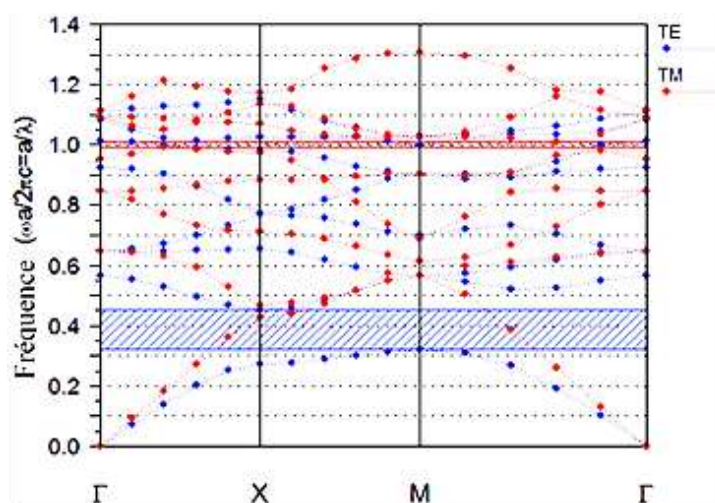
Sous résonance ON, les longueurs d'onde chutées aux ports 1 et 7 sont  $\lambda_1 = 1 548,2$  nm et  $\lambda_7 = 1 556,4$  nm, respectivement. De la même manière, tous les autres canaux sont abandonnés aux ports respectifs. Si un seul port agit comme une résonance ON, tous les autres ports agiront comme une résonance OFF. Cependant, à la résonance OFF, le signal est réfléchi vers la source.



**Figure III-20:** Distribution du champ électrique du démultiplexeur (a) 1 548,2 nm et (b) 1 556,4 nm.

- **Démultiplexeur avec résonateur annulaire quasi carré modifié RAQC-M:**

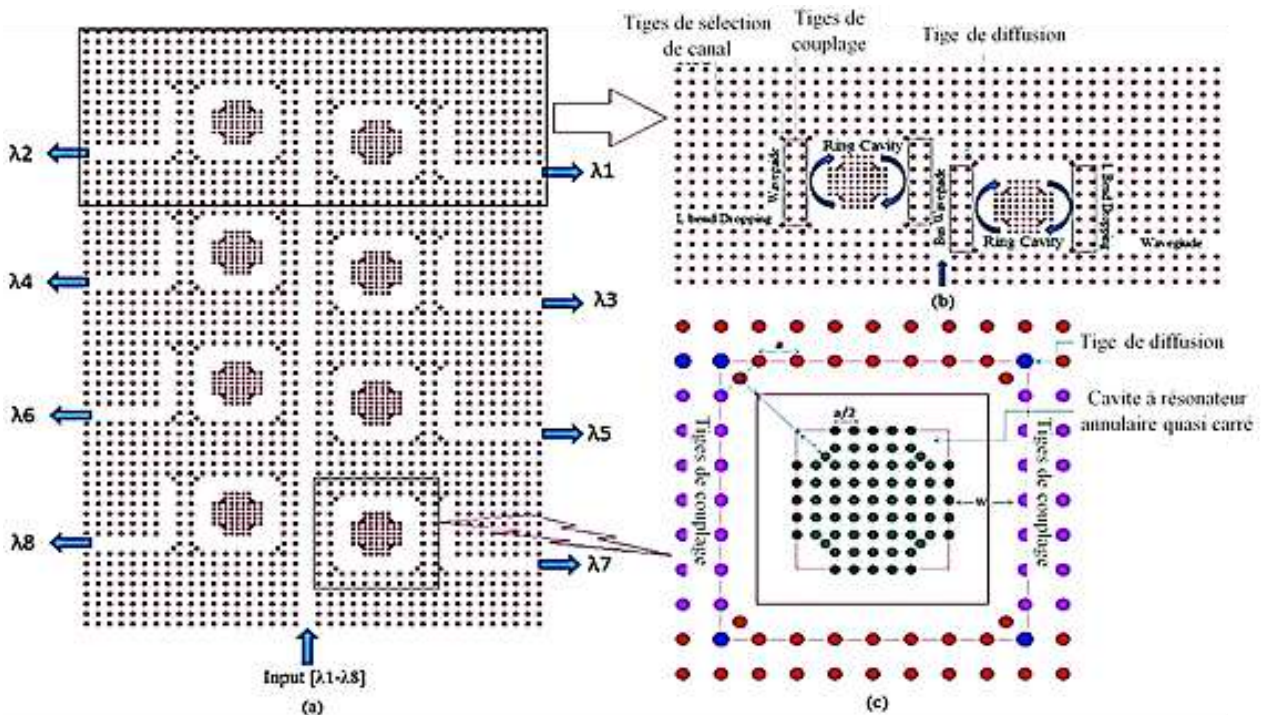
Le diagramme de bande du démultiplexeur avant l'introduction du défaut est représenté sur la **Figure III-21**[10]. Le rayon ( $r$ ) des tiges diélectriques est de 100 nm, l'espacement entre les tiges est appelé constante de réseau  $a = 562$  nm et  $\Delta = 2,24$ . Le diagramme de bande a à la fois TE PBG et TM PBG où la couleur bleue indique TE PBG et la couleur rouge représente TM PBG. Le premier TE PBG est obtenu entre  $0,32151 < (a / \lambda) < 0,44767$  dont la plage de longueur d'onde correspondante s'étend de 1225 à 1748 nm. La fréquence normalisée de TM PBG est comprise entre  $0,98895 < (a / \lambda) < 1,0093$ . Comme le premier TE PBG tombe sur la troisième fenêtre du système de communication optique, le premier TE PBG est considéré ici.



**Figure III-21:** Représentation schématique du diagramme de bande de circuit.

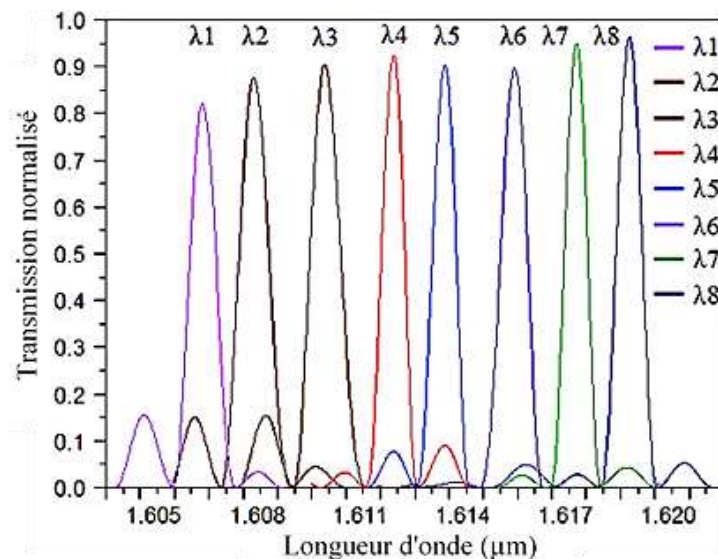
Le démultiplexeur à huit canaux à base de RAQC-M est illustré sur la **Figure III-22** (a). Il comprend un guide d'onde bus, huit résonateurs en anneau quasi carré et huit guides d'ondes en L. Le nombre total de barres dans les directions «X» et «Z» est respectivement de 40 et 60. Le dispositif global est de  $757,12 \mu\text{m}^2$ . Les tiges qui sont positionnées à l'intérieur du résonateur annulaire sont appelées tiges internes. Le rayon des tiges internes ( $r_1$ ) est unique afin de laisser tomber une longueur d'onde souhaitée, car la sélection du canal se fait principalement en modifiant la taille du résonateur annulaire. La vue en coupe de deux résonateurs annulaires est illustrée à la **Figure III-22** (b).

Dans le démultiplexeur à huit canaux, la sélection de canal est effectuée en ayant le résonateur en anneau de tailles différentes. La taille du résonateur annulaire est modifiée en faisant varier le rayon des tiges internes. La vue en coupe du RAQC-M est représentée sur la **Figure III-22** (c), où les tiges internes sont agencées avec une demi-maille constante et également sa tige d'angle est retirée afin d'améliorer la propagation du signal dans le résonateur annulaire.



**Figure III-22:** Représentation schématique du (a) démultiplexeur WDM à huit canaux basé sur M-QSRR, (b) vue en coupe d'une paire de résonateur et (c) vue en coupe du M-QSRR.

Un signal d'entrée gaussien est appliqué au port d'entrée et le signal se déplace à l'intérieur du guide d'ondes de bus. Dans la condition de résonance du résonateur en anneau, le signal d'entrée est couplé du guide d'ondes de bus au RAQC respectif et à son guide d'ondes de courbure en L respectif. La **Figure III-23** montre la réponse spectrale du démultiplexeur WDM à huit canaux à base sur M-QSRR.



**Figure III-23:** Spectre de sortie du démultiplexeur à huit canaux basé sur M-QSRR.

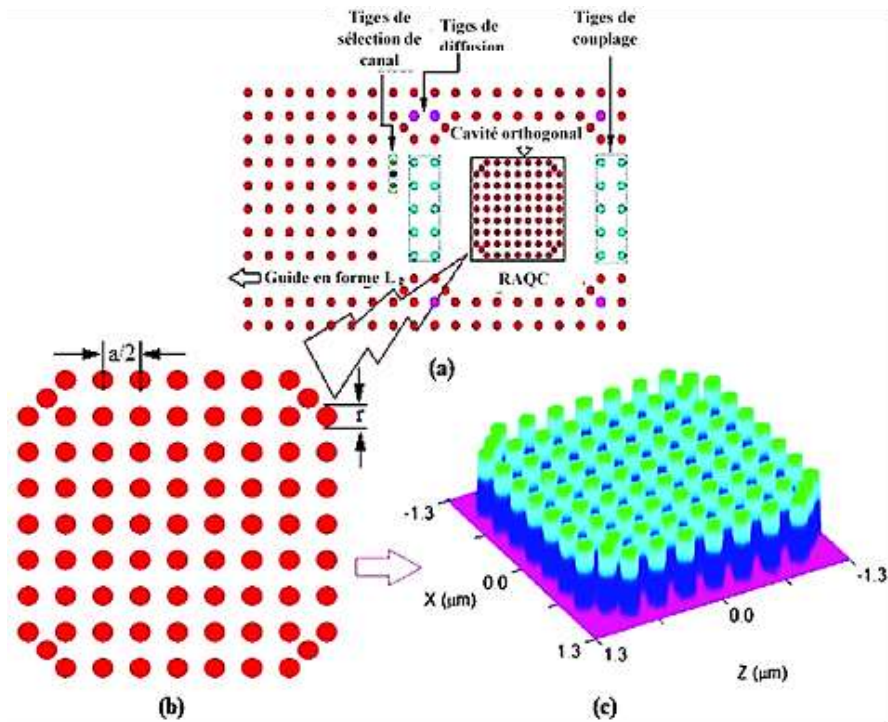
La longueur d'onde de résonance, la largeur spectrale, l'efficacité de transmission et le facteur Q du canal ( $\lambda_1$ ) sont respectivement de 1606,8 nm, 0,9 nm, 82% et 1785. Les canaux ( $\lambda_1 - \lambda_8$ ) sont filtrés séparément en ayant le RAQC-M avec un rayon de tige unique. Si le rayon de la tige est augmenté, la taille du RAQC-M est augmentée, ce qui augmente la rigidité diélectrique effective du démultiplexeur; par conséquent, la longueur d'onde distincte est séparée. La largeur spectrale, l'efficacité de transmission et le facteur Q obtenus du démultiplexeur varient respectivement de 0,7 nm à 2,0 nm, 82% à 96% et 1 608 à 2 311.

- **Démultiplexeur basé sur un résonateur annulaire octogonal:**

La structure est constituée de tiges de «Si» noyées dans l'air [11]. La constante de réseau (a), le rayon (r) et l'indice de réfraction (n) des tiges sont de 560 nm, 100 nm et 3,4, respectivement. Le diagramme de bande a deux modes TE, où le champ électrique se déplace parallèlement à l'axe de la tige et le champ magnétique se déplace perpendiculairement à l'axe de la tige. Le premier et le deuxième BIP TE se situent entre  $0,30233 < (a/\lambda) < 0,44593$  et  $0,7448 < (a/\lambda) < 0,75959$ , respectivement. La gamme de longueurs d'onde du premier BIP TE est comprise entre 1 255 nm et 1 852 nm, ce qui est considéré.

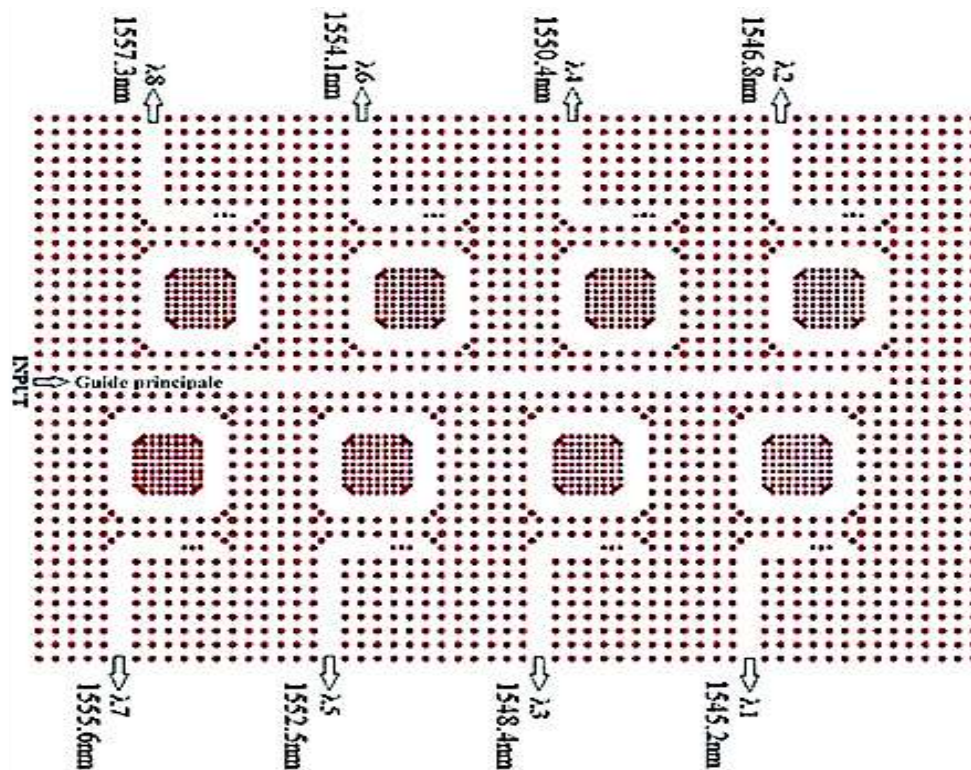
Le démultiplexeur à huit canaux à base sur un résonateur octogonal (voir **Figure III-24**) se compose d'un résonateur annulaire octogonal modifié, de tiges de diffusion, de tiges de couplage, de tiges de sélection de canaux et de guides d'ondes de flexion en L.





**Figure III-24:** Vue en coupe de (a) résonateur en anneau quasi-carré unique à cavité orthogonal modifiée, (b) cavité orthogonale modifiée et (c) vue 3D de cavité orthogonale modifiée

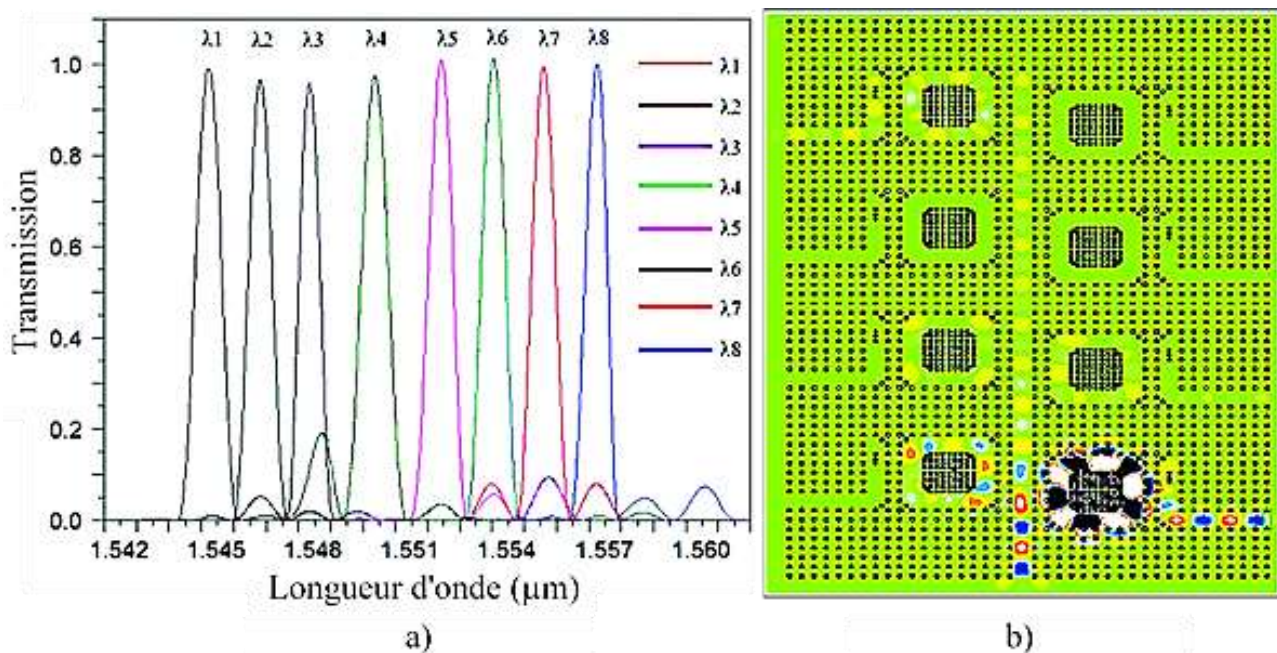
Le résonateur en anneau octogonal est utilisé pour sélectionner le canal souhaité, tandis que le guide d'ondes de courbure en L est utilisé pour supprimer le canal sélectionné.



**Figure III-25:** Représentation schématique d'un démultiplexeur à huit canaux basés sur RAQC utilisant une cavité octogonale modifiée.

La taille du guide d'ondes de bus est de 920 nm (2a), ce qui est utile pour propager les ondes lumineuses linéairement et les distribuer aux résonateurs annulaires via des tiges de couplage. Le démultiplexeur à huit canaux est représenté sur la **Figure III-25**. Il est composé de 40 x 60 réseaux périodiques de tiges diélectriques immergées dans le milieu aérien. La structure globale est de 752,64  $\mu\text{m}^2$ .

La **Figure III-26 a)** montre la réponse spectrale de sortie d'un démultiplexeur à huit canaux. La longueur d'onde de résonance des huit canaux est de 1545,2 nm ( $\lambda_1$ ), 1546,8 nm ( $\lambda_2$ ), 1548,4 nm ( $\lambda_3$ ), 1550,4 nm ( $\lambda_4$ ), 1552,5 nm ( $\lambda_5$ ), 1554,1 nm ( $\lambda_6$ ), 1555,6 nm ( $\lambda_7$ ) et 1 557,3 nm ( $\lambda_8$ ), respectivement. La longueur d'onde de résonance, l'efficacité de transmission, le facteur Q et la largeur spectrale du canal 1 ( $\lambda_1$ ) sont respectivement de 1 545,2 nm, 99%, 1 545 et 0,9 nm. L'espacement des canaux est atteint à 1,6 nm. La distribution du champ électrique du démultiplexeur à huit canaux à  $\lambda_7 = 1 555,6$  nm est illustrée à la **Figure III-26b)**. D'après la figure, il est obtenu qu'à la résonance ON de  $\lambda_7$ , les signaux sont transférés du guide d'ondes de bus dans le RAQC qui à son tour du RAQC à port de sortie 7.

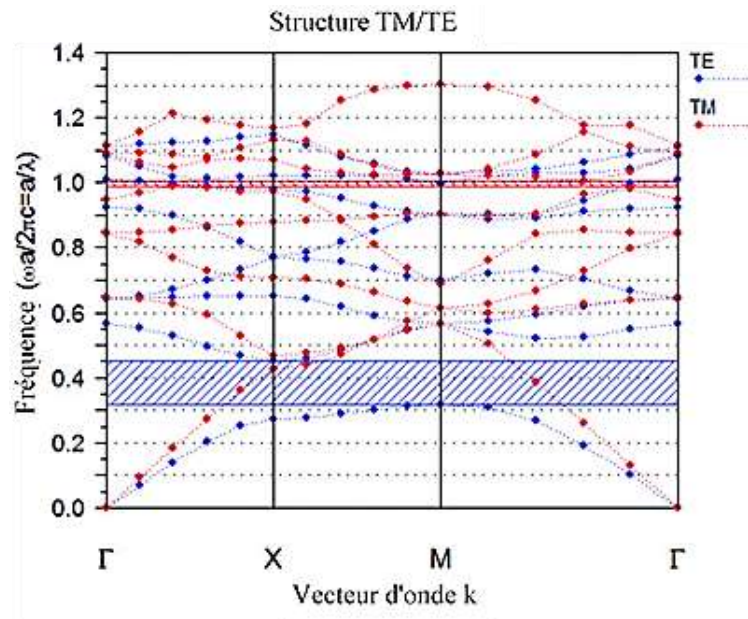


**Figure III-26:** résultats de la simulation. a) Spectre de sortie normalisé du démultiplexeur à huit canaux basé sur cavité orthogonale modifiée. b) Distribution de champ du canal  $\lambda_7$  (1 555,6 nm) pour un démultiplexeur à huit canaux à cavité orthogonale modifiée.

- **Démultiplexeur basé sur une cavité annulaire en forme de huit en RAQC avec un indice de réfraction unique:**

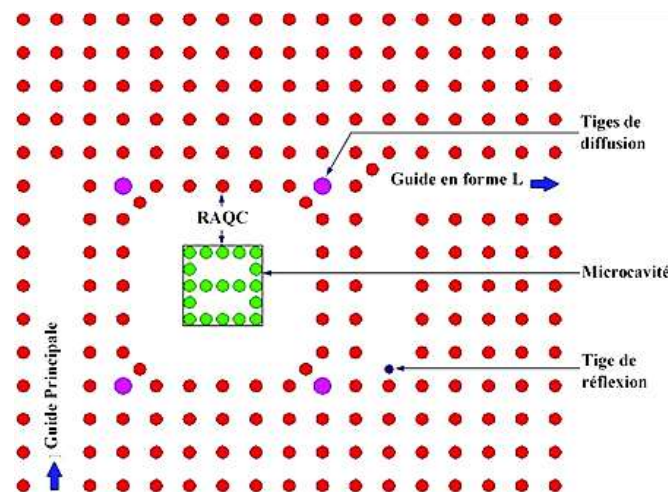
Le motif de couleur bleue dans le diagramme de bande représente la BIP des modes TE et la couleur rouge représente la BIP des modes TM. Les espaces TE et TM sont obtenus en ayant le rayon (r) des tiges diélectriques immergées dans l'air (0,1a), la distance entre les tiges (a) rien que la

constante de réseau (560 nm) et la différence d'indice de réfraction entre les tiges et l'air est  $n = 2,24$  [12].



**Figure III-27:** Diagramme de bande de la structure proposée avant l'introduction des défauts.

Le premier BIP se situe entre  $0,3133 < (a/\lambda) < 0,45174$ , la taille de l'écart TE est de  $0,13837(a/\lambda)$  et le second BIP est de  $0,98895 < (a/\lambda) < 1,0052$ , la taille de gap TM est de  $0,01675(a/\lambda)$ . La longueur d'onde normalisée souhaitée du premier BIP est de  $1240\text{nm} < \lambda < 1787\text{nm}$ , elle est obtenue par  $\omega a/2\pi c = a/\lambda$ .

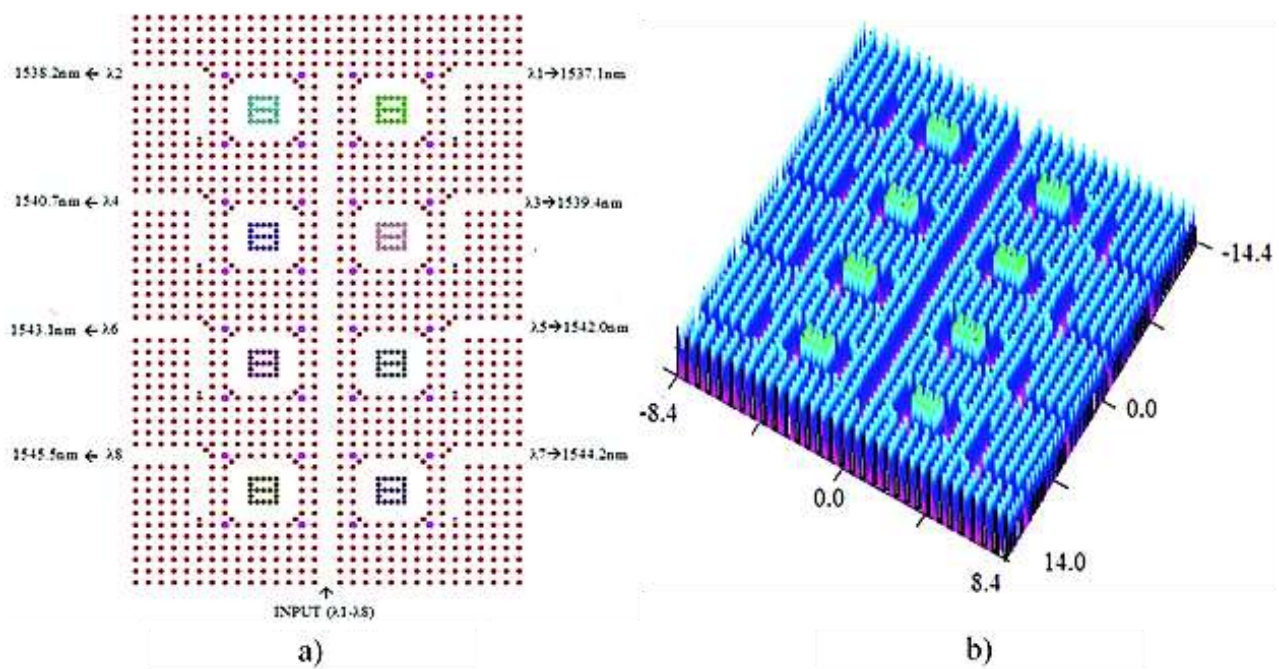


**Figure III-28:** Conception schématique d'une seule RAQC avec micro-cavité en forme de huit

Chacun des RAQC possède des tiges internes en forme de huit avec un indice de réfraction différent. Selon les changements d'indice de chaque QSRR, le canal souhaité est sélectionné via le guide d'ondes de flexion L. La tige de réflecteur est située au niveau du guide d'ondes de courbure L, qui est placé à 50 nm de distance de l'extrémité fermée. La taille de la tige de réflecteur est augmentée

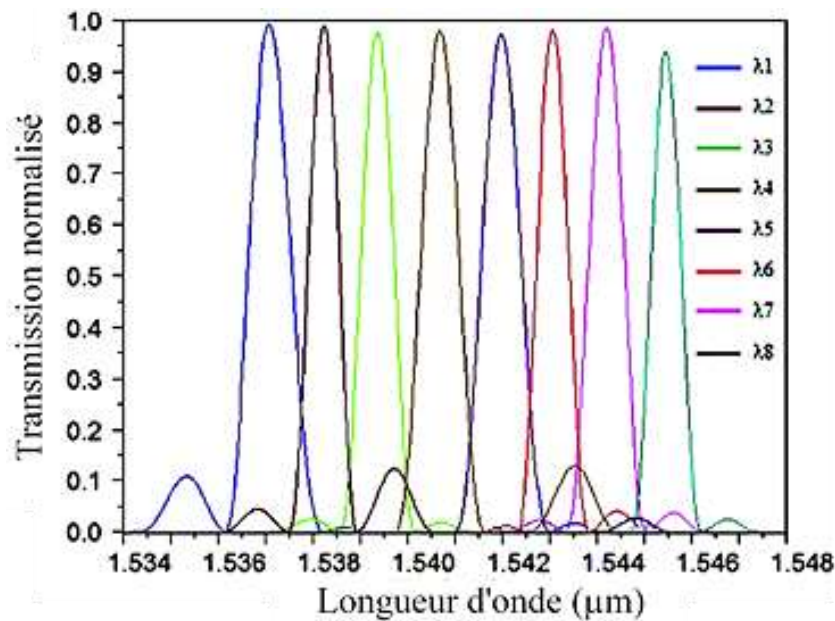
d'un facteur de 1 nm de 70 à 77 nm afin de larguer huit canaux centrés respectivement à 1537,1, 1538,2, 1539,4, 1540,7, 1542,0, 1543,1, 1544,2 et 1545,5 nm. La vue en coupe d'un seul CPh-QSRR dans la structure est représentée sur la **Figure III-28**.

Le démultiplexeur se compose de huit RAQC en CPhs à base d'une microcavité en forme de huit, un guide d'ondes de bus et un guide d'ondes en L. dans la **Figure III-29.a)**, le démultiplexeur est composée du réseau périodique de 30 x 50 des tiges diélectriques. Les RAQC sont conçus dans un réseau cubique qui est organisé dans l'ordre des nombres pairs et impairs. Les ports de canal sont sélectionnés comme des canaux impairs ( $\lambda_1, \lambda_3, \lambda_5$  et  $\lambda_7$ ) du côté droit et des canaux pairs du côté gauche ( $\lambda_2, \lambda_4, \lambda_6$  et  $\lambda_8$ ) du guide d'ondes de bus, ce qui réduit la diaphonie et les interférences. La **Figure III-29.b)** montre une vue 3D du démultiplexeur qui donne la taille globale de la structure 470,4  $\mu\text{m}$ . La structure est simple et compacte.



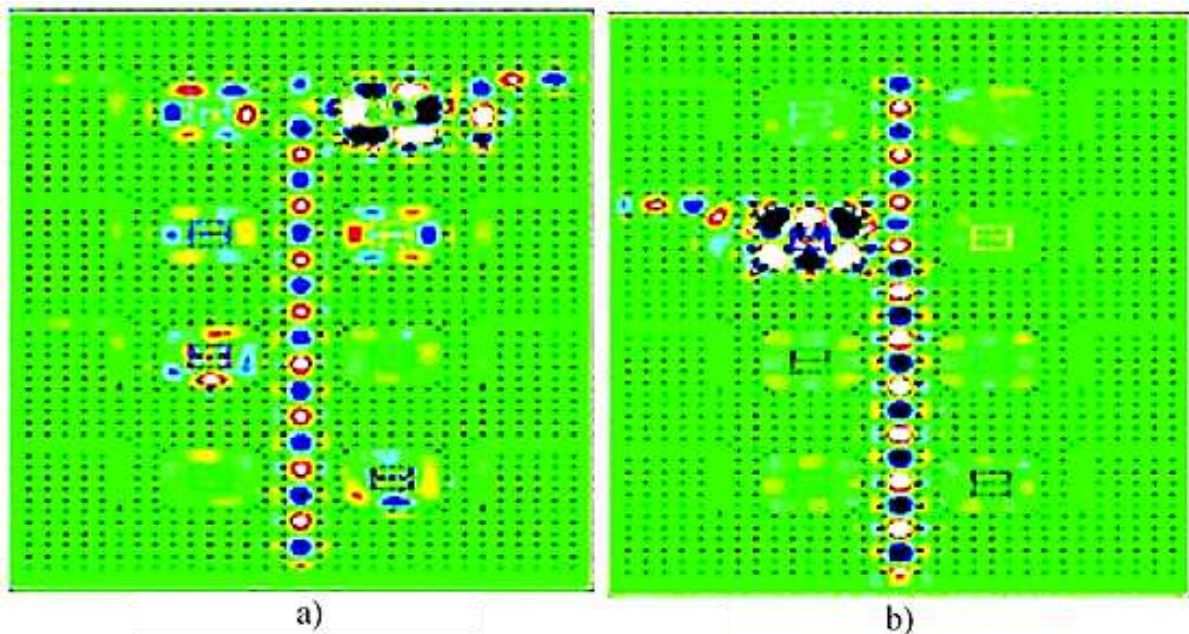
**Figure III-29:** a) Représentation schématique du démultiplexeur à huit canaux basé sur RAQC b) Vue 3D du démultiplexeur à huit canaux basé sur RAQC.

Le spectre de transmission normalisé (**Figure III-30**) au port de sortie du démultiplexeur à huit canaux est obtenu en effectuant une FFT des champs qui sont calculés par la méthode FDTD 2D. La largeur spectrale ( $\Delta\lambda$ ) a été estimée par une fonction de distribution gaussienne pour un FWHM de spectre. La largeur spectrale moyenne estimée est d'environ 0,8 nm. La puissance d'émission globale estimée est d'environ 98% et la valeur minimale et maximale du facteur Q sont de 1 707 et 2 572. Le signal lumineux gaussien est lancé au port d'entrée.



**Figure III-30:** Spectres normalisés de sortie du démultiplexeur à huit canaux.

La simulation 2D-FDTD est effectuée et sa distribution de champ électrique du démultiplexeur DWDM pour  $\lambda_1$  et  $\lambda_8$  est représentée sur les **Figure III-31** (a) et (d).



**Figure III-31:** Distribution de champ du démultiplexeur pour (a) canal 1 ( $\lambda_1 = 1537,1$  nm) (b) canal 4 ( $\lambda_4 = 1540,7$  nm).

#### III.4 Conclusion:

Dans ce chapitre, la théorie de démultiplexage en répartition de longueur d'onde a été présentée, de même les différents types de technologie de démultiplexage ont été brièvement discutés, arrivent aux applications de technologie de cristaux photoniques dans le domaine du démultiplexage de

longueur d'onde WDM, il a été passé en revue la conception et l'analyse des performances des différents types de démultiplexeurs WDM. En introduisant les démultiplexeurs à large bande à base des cavités résonantes puis les démultiplexeurs pour les applications CWDM et DWDM à base de cavité résonante. Enfin on a introduit la technique du résonateur annulaire quasi-carré RAQC, où l'impact des paramètres de performance est étudié pour les différentes formes et l'indice de réfraction du noyau interne pour le RAQC. Le démultiplexeur est conçu en utilisant différentes tailles de RAQS avec noyau interne où chaque résonateur annulaire est responsable de filtrage d'un canal. Les tailles des RAQC sont modifiées en ayant le rayon de tige interne différente dans une microcavité à indice de réfraction constant.

**Bibliographie:**

- [1] Cai, Hong; Parks, Joseph. W (2015). "Optofluidic wavelength division multiplexing for single-virus detection". Proceedings of the National Academy of Sciences of the United States of America. 112: – via JSTOR., p. 12933–12937.
- [2] Rudy L. Horne, Christopher K. R. T. Jones and Tobias Schäfer, «The Suppression of Four-Wave Mixing by Random Dispersion,» *SIAM Journal on Applied Mathematics*, vol. 69, n° 13, p. 690–703, 2008.
- [3] Avizit Basa K, Zargis Talukder MD, Rakibul Islam MD., «Performance analysis and comparison between coarse WDM and dense WDM,» *Global J Res Eng Electr Electron Eng*, vol. 13, p. 45–52., 2013.
- [4] Abdelbasset Moungar, Hadjira Badaoui, MehadjiAbri, « 16-Channels wavelength efficient demultiplexing around 1.31/1.55  $\mu\text{m}$  in 2D photonic crystal slab,» *Optik*, vol. 193, n° 12, p. 162685, 2019.
- [5] R. Talebzadeh, M. Soroosh & T. Daghooghi, «A 4-Channel Demultiplexer Based on 2D Photonic Crystal Using Line Defect Resonant Cavity,» *IETE Journal of Research*, vol. 62, n° 16, pp. 866-872, 2016.
- [6] Sahbuddin Shaari and Azliza J. M. Adnan, «Photonic Crystal Multiplexer/Demultiplexer Device for Optical Communications,» *Frontiers in Guided Wave Optics and Optoelectronics*, Bishnu Pal, IntechOpen, February 1st 2010.
- [7] H. Absalan, «A Four-Channel Optical Demultiplexer Using Photonic Crystal-Based Resonant Cavities,» *Opt. Commun*, vol. 39, n° 14, p. 369–373, 2018.
- [8] Chremmos, Ioannis; Schwelb, Otto; Uzunoglu, Nikolaos, eds. (2010). , *Photonic Microresonator Research and Applications.*, Boston: Springer Series in Optical Sciences MA: Springer US., 2010.
- [9] Venkatachalam K, Sriram Kumar D, Robinson S. , «Performance analysis of 2D-photonic crystal based eight channel wavelength division demultiplexer.,» *Optik.*, vol. 127, n° 126, p. 8819, 2016.
- [10] Kannaiyan V, Dhamodharan SK, Savarimuthu R., « Investigation on modified quasi-square PCRR based demultiplexer for WDM applications.,» *Opt Quant Electron.* , vol. 48, n° 11, p. 1–12., 2016.
- [11] Kannaiyan V, Dhamodharan SK, Savarimuthu R., « Performance analysis of 2DPC octagonal ring resonator based eight channel demultiplexer.,» *Opt Appl.*, vol. XLVII, n° 11, p. 7–18., 2017.
- [12] Kannaiyan V, Dhamodharan SK, Savarimuthu R., « Investigation of 2D-PC ring resonator based demultiplexer for ITU-T G.694.1 WDM systems.,» *Opt Commun.*, vol. 3, n° 17, pp. 1-8, 2018.

## **Chapitre IV**

### **Conception et simulation des démultiplexeurs double bands multicanaux a base des CPhs 2D**



## IV.1 Introduction:

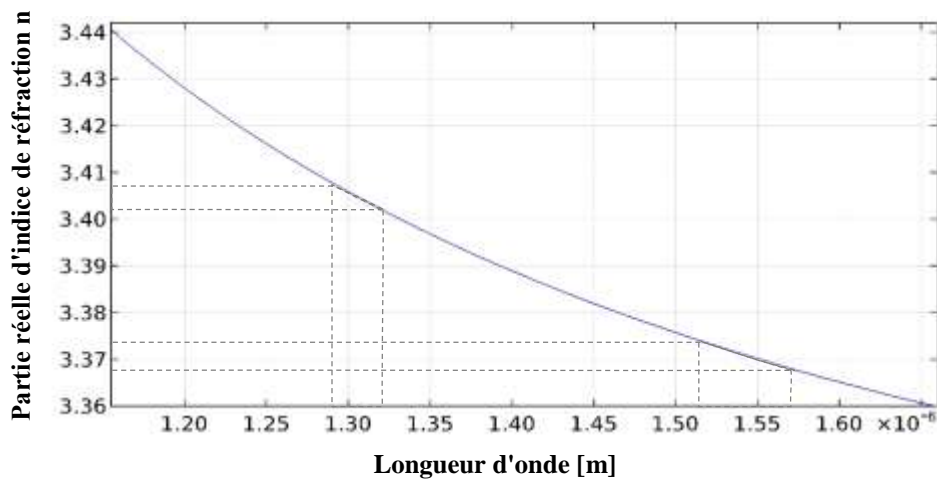
Les démultiplexeurs proposés dans ce chapitre sont basés sur des CPhs bidimensionnels, avec une structure en treillis carré incorporée, les tiges sont de matériau semi-conducteur GaAs arsenic gallium qui est proposé par Skauli et al en 2003 [1]. Logiciel COMSOL Multiphysique basé sur la méthode des éléments finis (FEM) est utilisé pour simuler la distribution et la transmission des ondes électromagnétiques à travers les structures CPhs pour différentes valeurs de longueur d'onde.

Ce chapitre est structuré comme suit, au début, on présente la phase de conception du démultiplexeur mentionné qui se compose de trois blocs qui sont le démultiplexeur à large bande comme bloc principal, les deux modèles de filtre à résonateur en anneau quasi carré RAQC (QSRR en anglais: Quasi Square Ring Resonator) sont proposés comme base de notre démultiplexeur, adaptés pour fonctionner en deux bandes, où la première bande est autour  $\lambda = 1,55 \mu m$  et la deuxième est autour de  $\lambda = 1,31 \mu m$ , se terminant par les résultats de la diffusion des ondes électromagnétiques des démultiplexeurs multicanaux double bande, un tableau de diaphonie, une comparaison des résultats acquis avec d'autres références et se terminant par une conclusion.

## IV.2 La conception et simulation du circuit:

### IV.2.1 Matière utilisé :

Comme indiqué précédemment, la substance prise en considération lors de la conception du démultiplexeur proposé est le semi-conducteur à l'arsenic de gallium (GaAs) qui est proposé, démontré et publié par Skauli et al en 2003 [1], les propriétés de substance sont intégrées dans COMSOL Multiphysics sous la sous-famille des matériaux inorganiques de la famille des matériaux optiques, les valeurs d'indice de réfraction sont données par une fonction d'interpolation à partir d'ensemble des valeurs en fonction de la longueur d'onde du faisceau électromagnétique incident. Les résultats de la fonction d'interpolation sont présentés dans la Figure IV-1, le graphique représente la partie réelle de l'indice de réfraction tandis que la partie imaginaire est prise comme une valeur nulle ( $k = 0$ ) dans toute la gamme de transmission de longueurs d'onde entre 1,15 et 1,70  $\mu m$  à 22 ° C de température.

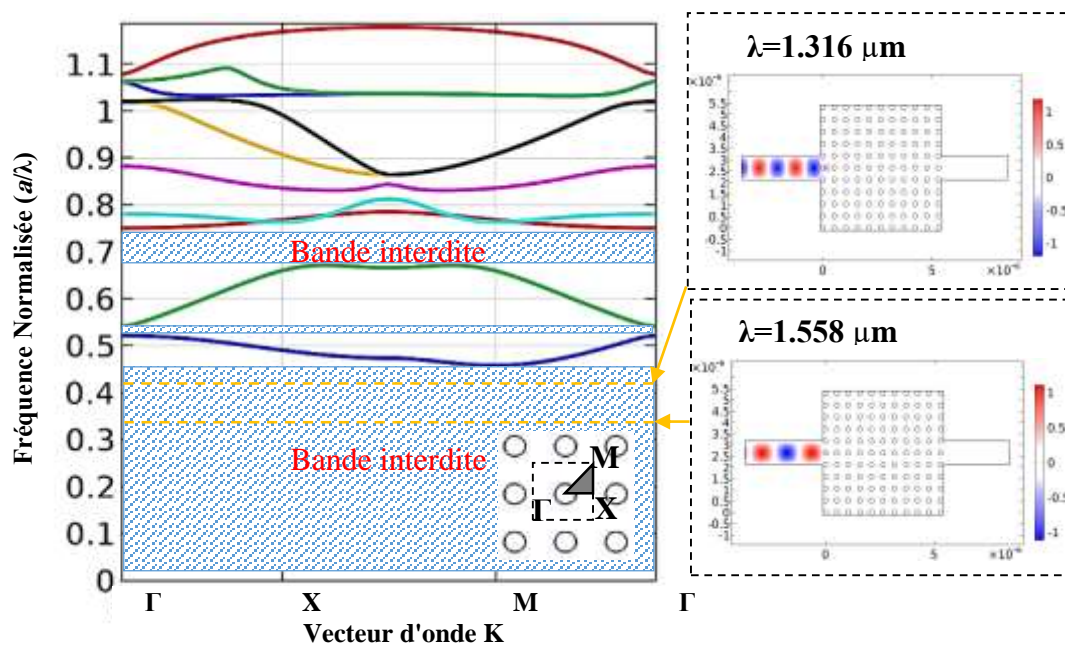


**Figure IV-1:** Réponse spectrale de GaAs proposée dans la région proche infrarouge entre 1,15  $\mu\text{m}$  et 1,70  $\mu\text{m}$  à 22 ° C de température.

Les résultats présentés montrent la variation de la partie réelle d'indice de réfraction «n» en fonction de la longueur d'onde entre 1,15  $\mu\text{m}$  et 1,70  $\mu\text{m}$  pour un degré de température constant (22 ° C), on a remarqué que la variation «n» est celle d'une fonction d'arc avec un faible rapport de flexion, en réduisant l'intervalle aux deux ouvertures à large bande autour des longueurs d'onde 1,31 et 1,55  $\mu\text{m}$ , la variation devient linéaire et leurs valeurs réelles de l'indice de réfraction correspondant sont  $n_{1,31} = 3.404$  et  $n_{1,55} = 3.370$ , ce qui est fiable pour notre application d'étude et on donne une approche plus pratique aux simulations.

#### IV.2.2 Structure à bande interdite photonique:

Dans cette section, on traite l'analyse du diagramme de bande afin de décider des paramètres des cristaux photoniques pour le démultiplexeur. Le diagramme est tracé à l'aide de la méthode de décomposition en ondes plane (plane wave expansion method PWEM) du logiciel COMSOL Multiphysics, la fréquence normalisée  $a / \lambda$  est simulée par rapport au vecteur d'onde K. Notre choix pour cette étude est axé sur le réseau carré car il fait partie des géométries simples qui offrent une large bande interdite photonique (BIP). Pour établir les paramètres physiques du démultiplexeur, il est nécessaire de calculer les diagrammes de bande interdite de la conception. Pour notre démultiplexeur proposé, l'indice de réfraction, le rayon de la tige diélectrique et la constante de fond sont supposés être  $n = 3,370$ ,  $r = 0,21 \times a$  et  $a = 0,53 \mu\text{m}$ , respectivement. Comme le montre la Figure IV-2, la structure CPhs prend en charge une bande interdite photonique dans la région  $0 < a/\lambda < 0,45$ ,  $0,52 < a/\lambda < 0,54$  et  $0,68 < a/\lambda < 0,75$  pour le mode TE.

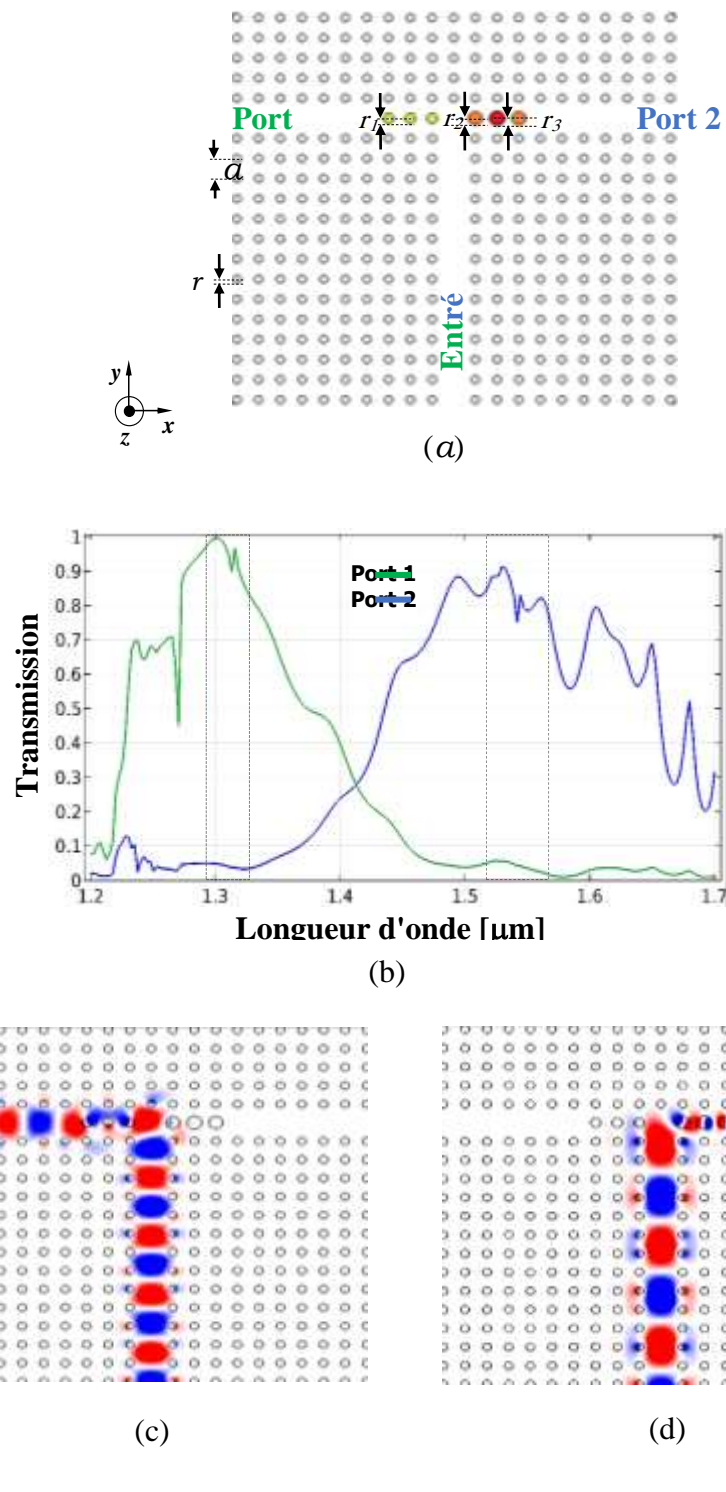


**Figure IV-2:** Diagramme de bande de CPhs à réseau carré sans défaut. Les paramètres sont définis comme:  $n = 3,370$ ,  $r = 0,21 \times a$  et  $a = 0,53 \mu\text{m}$ .

Comme montre la Figure IV-2, la transmission est nulle à la longueur d'onde  $1,558 \mu\text{m}$  ( $a/\lambda = 0,34$ ) et  $1,316 \mu\text{m}$  ( $a/\lambda = 0,402$ ) correspondant à l'absence de modes dans ces régions. En conséquence, le champ électrique est réfléchi.

### IV.2.3 Démultiplexeur large bande:

Le démultiplexeur à deux canaux proposé est un séparateur en T formé avec un guide d'onde à une seule rangée dans une structure CPhs à réseau carré comme le montre la **Figure IV-3(a)**, la dalle CPhs utilisée est constituée de tiges de cylindre GaAs en réseau d'air avec une constante de fond  $a = 0,53 \mu\text{m}$ , un rayon relatif  $r = 0,21 \times a$  et une résolution de 21 tiges horizontalement et 20 tiges verticalement, en gardant six tiges dans le guide d'ondes horizontal (trois de chaque côté) et en modifiant leur rapport de rayons « $r$ », on obtiens une séparation des longueurs d'onde comme démontré dans le **Figure IV-3** sur le plan Oxyz.



**Figure IV-3:** Simulation du démultiplexeur large bande à séparateur en T. (a) La conception schématique des séparateurs où  $r_1 = 0,245 \times a$ ,  $r_2 = 0,327 \times a$  et  $r_3 = 0,42 \times a$ . (b) Les résultats de la simulation représentant le coefficient de transmission entre l'entrée

La Figure IV-3 montre la simulation du démultiplexeur large bande à séparateur en T, où la Figure IV-3 (a) représente la conception schématique du séparateur T qu'été obtenue en retirant partiellement deux rangées des tiges diélectriques (TDs), dont la première est en retirant verticalement quinze TDs de la 11<sup>ème</sup> colonne, et la seconde en supprimant horizontalement quatorze TDs de la

15<sup>ème</sup> rangée tout en conservant six TDs comme indiqué sur la Figure IV-3 (a), dont leurs rayons doivent être modifiés pour arriver aux résultats souhaités, les trois TDs sur le côté gauche du séparateur sont de rayon  $r_1 = 0,245 \times a$  pour réaliser le couplage d'onde au port «1» autour de  $1,31 \mu m$ , tandis que sur le côté droit, les rayons des deux TDs latéraux sont de  $r_2 = 0,327 \times a$  et celui du milieu est de rayon  $r_3 = 0,42 \times a$  pour obtenir un couplage d'onde au port «2» environ  $1,55 \mu m$  comme le montre le graphique de la Figure IV-3 (b), les résultats représentent le coefficient de transmission entre l'entrée et le port «1» et le port «2» en longueur d'onde, dans lequel la disposition verte représente le coefficient transmission vers port «1» comme la valeur absolue de  $S_{21}$  de la matrice de diffusion d'onde et le bleu représente le coefficient de transmission vers port «2» comme la valeur absolue de  $S_{31}$  de la même matrice, où la séparation entre les deux ports est bien présentée, les valeurs de transmission maximales sont  $|S_{21}| = 1$   $|S_{31}| = 0,9$  aux longueurs d'onde correspondantes

$\lambda = 1,30 \mu m$  et  $\lambda = 1,525 \mu m$  respectivement, qui font partie des bandes souhaitées, mais aux longueurs d'onde centrales des bandes visées ( $\lambda = 1,31 \mu m$  et  $\lambda = 1,55 \mu m$ ) les valeurs de transmission sont  $|S_{21}| = 0,95$  et  $|S_{31}| = 0,80$  qui sont les meilleurs résultats qu'on a obtenus jusqu'à présent pour le démultiplexage à large bande, sur la Figure IV-3(c) et (d), la composante transversale de l'onde électromagnétique  $E_z$  est présentée en correspondant aux longueurs d'onde  $\lambda = 1,31 \mu m$  et  $\lambda = 1,55 \mu m$  respectivement où les impulsions positives sont en rouge et les impulsions négatives sont en bleu.

#### IV.2.4 Résonateur en anneau quasi carré (RAQC):

Commençons par explication du mécanisme physique de couplage à l'intérieur du résonateur en anneau. Comme montre la Figure IV-4, le mécanisme physique conduisant le couplage dans le démultiplexeur PhC, basé sur des résonateurs en anneaux, est examiné en utilisant la théorie de la diffusion [2, 3]. Le champ se déplaçant vers la droite dans le guide d'onde  $a_1$  fuit dans la cavité et excite un mode de propagation dans le sens horaire  $b_2$  qui peut être potentiellement recyclé à l'intérieur de la cavité créant une résonance à l'intérieur de la cavité à des longueurs d'onde spécifiques.

Avec:

$$b_2 = \sqrt{1 - t^2} a_1 \quad \text{III.4-1}$$

« $t$ » est le coefficient de transmission qui correspond au champ qui reste dans le guide d'onde après avoir traversé la région de couplage.

Un autre mode de déplacement vers la droite  $a_2$  est généré en raison du couplage de l'anneau avec un guide d'onde de bus. Le champ  $b_2$  accumule une phase  $\varnothing = \frac{\omega C}{c} = \frac{2\pi C}{\lambda}$  se propageant à travers la circonférence  $C$  de l'anneau donnant un champ  $b_1$ :

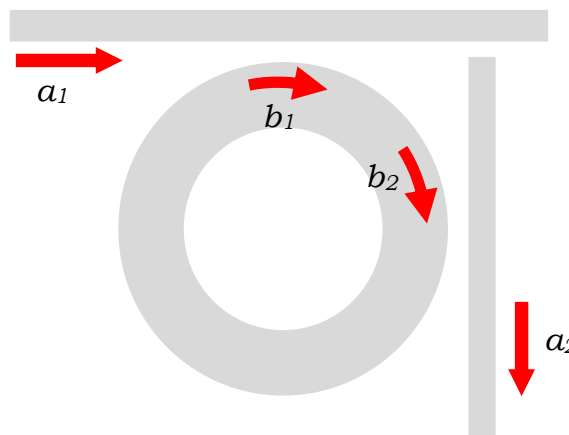
$$b_1 = e^{-\alpha_z C/2} e^{i\varnothing} b_2 \quad \text{III.4-2}$$

La perte totale d'anneau est notée  $\alpha$ :

$$\alpha^2 = \alpha^{-\alpha_z C} \quad \text{III.4-3}$$

**On obtient:**

$$b_2 = \sqrt{1 - t^2} a_1 + t b_1 \quad \text{III.4-4}$$



**Figure IV-4:** Conception schématique de principe de couplage de RAQC

Le démultiplexeur proposé est basé sur un ensemble des filtres add-drop à base des résonateurs annulaires qui sont continuellement de grand intérêt en tant qu'éléments de base pour démultiplexage [4, 5, 6, 7].

- **RAQC avec cœur en diamant :**

Le filtre obtenu est de deux guides d'onde perpendiculaires couplés à travers un RAQC avec un noyau en forme de diamant conçu sur un CPh à réseau carré avec une période  $a = 0,53 \mu\text{m}$  et un rayon relatif de tiges  $r = 0,21 \times a$  comme indiqué sur la Figure IV-5 (a), pour réaliser le circuit proposé, une rangée entière de TDs est retirée pour créer le guide d'onde du bus principal  $W_1^K$  (un guide d'onde d'une seule ligne) et le guide d'onde de sortie a été obtenu en retirant dix TDs de la 14<sup>ème</sup> colonne en ajoutant deux TDs réfléchissantes, avec un constant de réseau  $a_{ref} = 0,5 \times a$  et dont

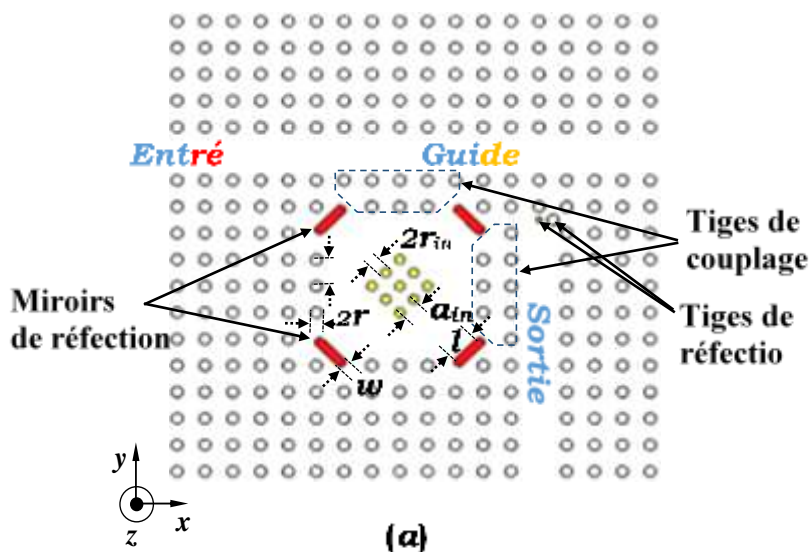
la valeur de rayon de la première est la moitié de celle des tiges de réseau et le rayon de la seconde est de la même que celle des tiges de réseau comme le montre la Figure IV-5 (a), à l'aide de cette composition, on peut atteindre une réflexion maximale d'énergie vers la sortie.

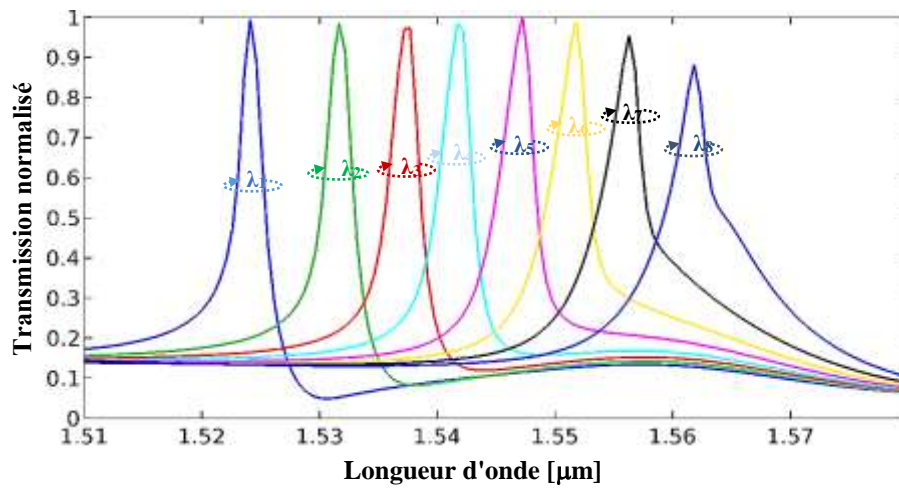
Le résonateur annulaire, d'autre part, est conçu en créant une cavité par le retrait d'un réseau de  $5 \times 5$  de TD séparée par deux rangées du guide d'onde du bus principal, le centre de cavité est ensuite remplie par un noyau de réseau de  $3 \times 3$  de TD en forme de diamant et d'une constante de réseau intérieur  $a_{in} = 0,3747 \mu m$ , cependant, un rayon relatif intérieur " $r_{in}$ " variable est introduit à l'aide d'une fonction de mise à l'échelle intégrée dans COMSOL où:

$$r_{in} = s \times a \tag{III.4-5}$$

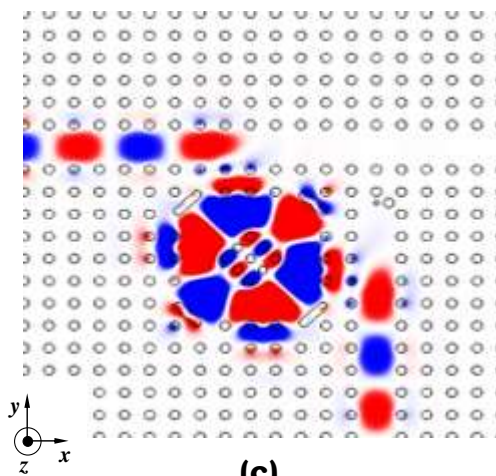
Avec « $a$ » est la constante de réseau de fond et  $s \in [0,18 \ 0,19 \ 0,20 \ 0,21 \ 0,225 \ 0,24 \ 0,255 \ 0,27]$  pour obtenir une commutation de résonance aux longueurs d'onde correspondantes  $\lambda_r \in [1,523 \ 1,531 \ 1,536 \ 1,541 \ 1,547 \ 1,551 \ 1,555 \ 1,555 \ 1,561] \mu m$  respectivement, ce qui est possible grâce à une option intégrée de balayage paramétrique.

Un nouveau concept de miroir réfléchissant est modélisé et introduit dans le résonateur en anneau, il est réalisé par la combinaison de deux TDs de rayon  $r_{tige} = 0,0835 \mu m$  distants par un espacement de réseau  $a_{tige} = 0,729 \mu m$  avec un rectangle diélectrique de largeur  $w = 2 \times r_{tige}$  et longueur  $l = a_{tige}$ , ce processus permet de créer un miroir de forme rectangulaire avec des bords courbés, les miroirs sont positionnés sur les quatre coins de la cavité résonante pour obtenir un confinement de puissance maximale aux longueurs d'onde de résonance préalablement mentionnées. La transmission normalisée pour les différentes longueurs d'onde est représentée dans la Figure IV-5 (b).





(b)



(c)

**Figure IV-5:** Conception schématique et simulation du RAQC proposé. (a) Le croquis final de la conception proposée. (b) Les résultats de transmission simulés de RAQC pour tous les rayons relatifs intérieurs avec constantes de réseau données  $a = 0,53 \mu\text{m}$  et  $a_{in} = 0,3747 \mu\text{m}$ . (c) Distribution du champ électrique à la longueur d'onde  $1,523 \mu\text{m}$  avec  $r_{in} = 0,18 \times a$ .

Dans ce cas, il est évident d'après la Figure IV-5 (c) que le couplage entre les guides d'onde et l'anneau est très efficace en raison de l'existence d'un mode guidé. Cela est dû au couplage de la puissance du guide d'onde vers l'anneau.

La résonance, tout d'abord, est atteinte autour de la longueur d'onde correspond à  $1,55 \mu\text{m}$ , mais une modification paramétrique est appliquée pour déplacer la résonance autour de la longueur d'onde  $1,31 \mu\text{m}$ , dont la constante de réseau  $a_{1,31} = 0,45 \mu\text{m}$ , la constante de réseau de cœur du résonateur  $a_{in,1,31} = 0,3181 \mu\text{m}$  et l'espacement entre les tiges du miroir réfléchissant devient  $a_{tige,1,31} = 0,619 \mu\text{m}$ , au contraire les rapports rayon de tige par la constante de réseau est le même que ce mis en évidence précédemment où:

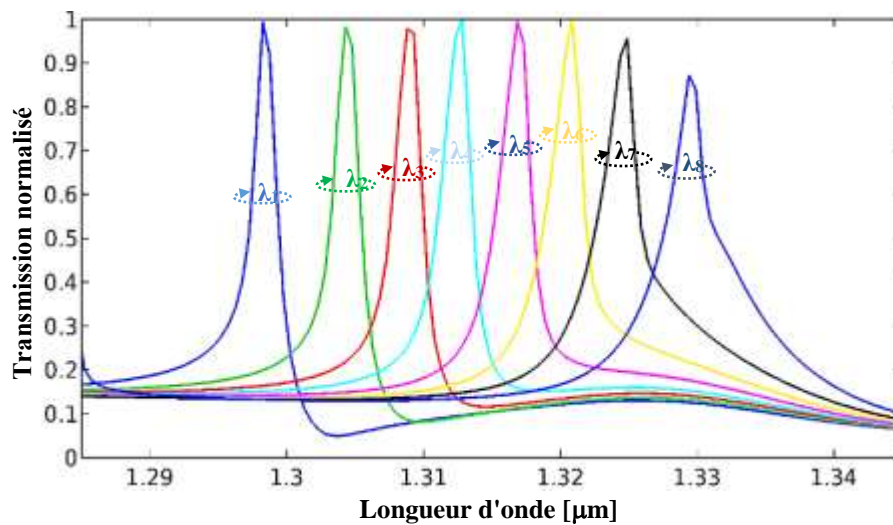


$$\frac{r_{1.31}}{a_{1.31}} = \frac{r_{tige1.31}}{a_{tige1.31}} = \mathbf{0.21} \quad \text{III.4-6}$$

Et

$$\frac{r_{in1.31}}{a_{in1.31}} = \mathbf{s} \quad \text{III.4-7}$$

Avec «s» est de mêmes valeurs que celles introduites précédemment pour obtenir une résonance aux longueurs d'onde correspondantes de  $\lambda_r = 1,296 \ 1,304 \ 1,308 \ 1,312 \ 1,316 \ 1,320 \ 1,324 \ \text{et} \ 1,328 \ \mu\text{m}$ , comme indiquées sur la Figure IV-6.



**Figure IV-6:** Les résultats de transmission simulés de RAQC pour tous les rayons relatifs intérieurs donnés, la constante de réseau  $a = 0,53 \ \mu\text{m}$  et la constante de réseau de cœur  $a_{in} = 0,3747 \ \mu\text{m}$ .

La simulation de diffusion de champ d'onde de RAQC autour de  $1,31 \ \mu\text{m}$  présente une similarité avec celle de la Figure IV-5 (c), mais la seule différence qu'on remarque est sa dimension qui est corrélée avec la constante de réseau «a» et le rayon de tiges «r», tandis que la variation des rayons des tiges de cœur de l'anneau est pour but d'acquérir un déplacement de la longueur d'onde de résonance.

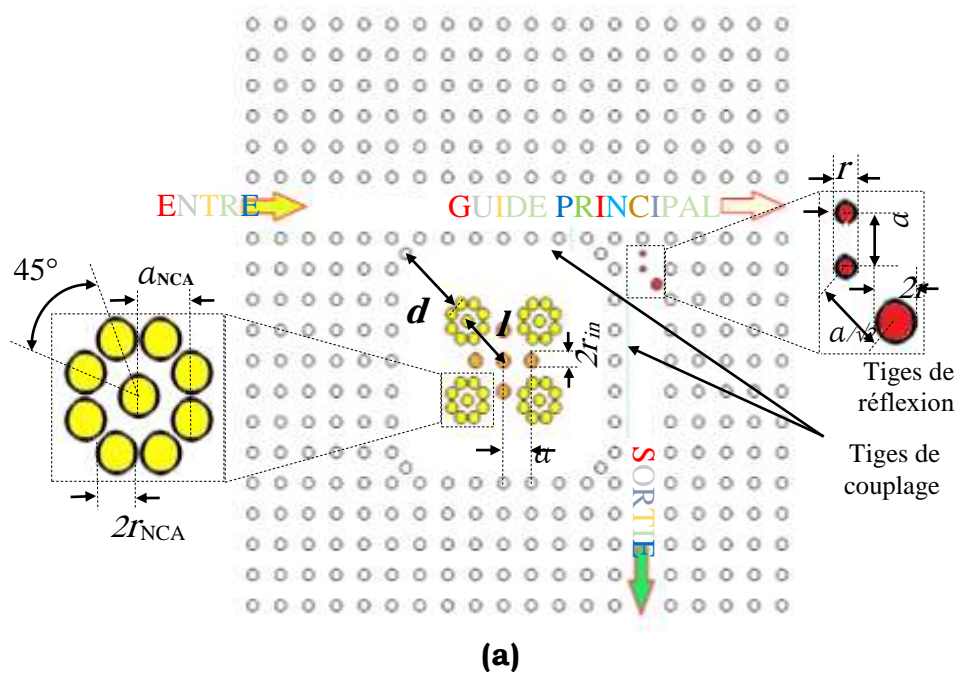
D'après les résultats obtenus, il est clair que la largeur spectrale se situe approximativement entre  $\Delta\lambda = 2,5 \ \text{nm}$  et  $\Delta\lambda = 3 \ \text{nm}$ , cependant, l'espacement des canaux adjacents varie entre  $\Delta\lambda_{ij} = 4 \ \text{nm}$  et  $\Delta\lambda_{ij} = 8 \ \text{nm}$ .

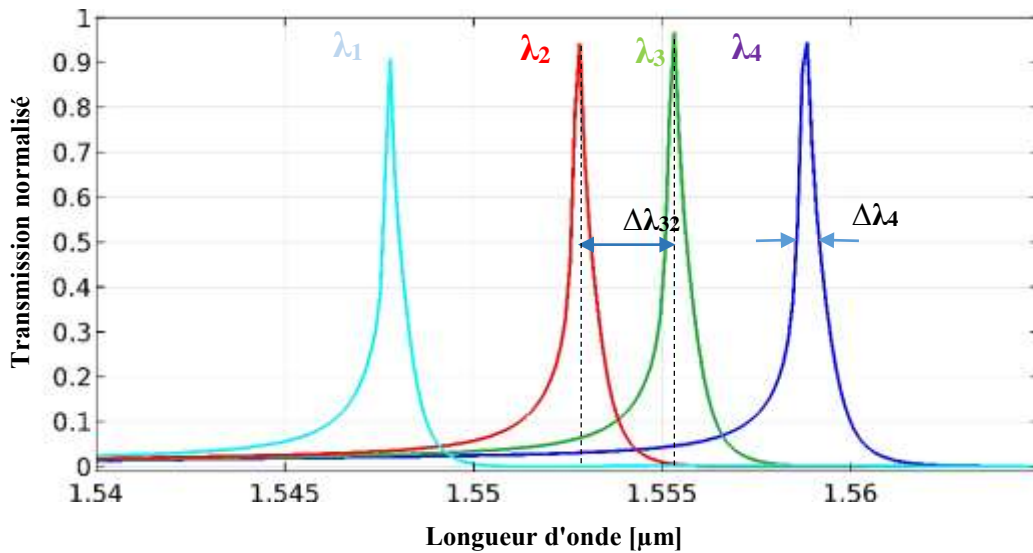
Par conséquent, on peut supposer que le fonctionnement mutuel des résonateurs adjacents avec une faible diaphonie entre les sorties est possible lorsqu'ils sont regroupés pour créer l'esquisse finale du démultiplexeur.

- **RAQC avec nano-cavités annulaires :**

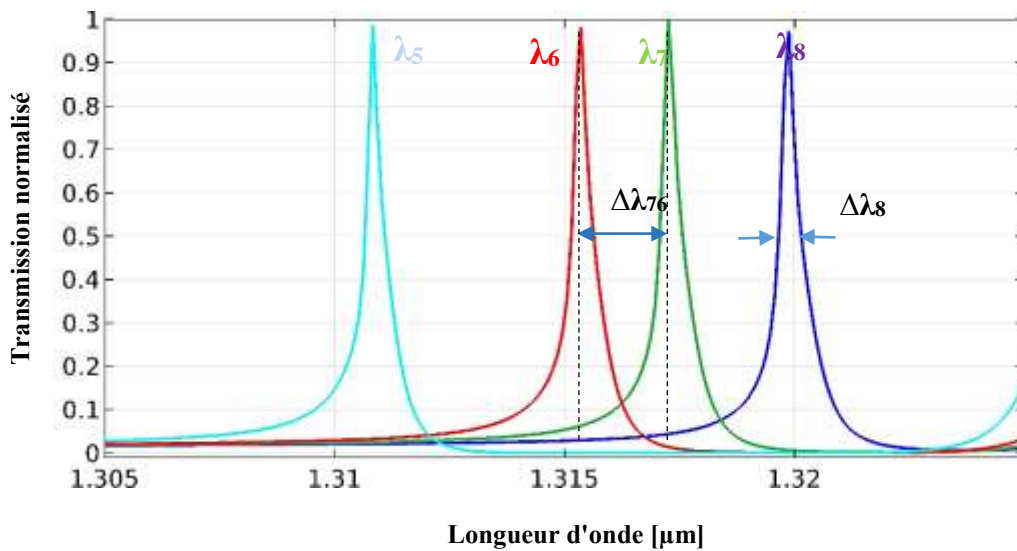
Dans la **Figure IV-7 (a)** on montre le filtre add-drop de résonateur en anneau proposé qui est obtenu grâce à la suppression d'une rangée entière de TDs horizontalement pour créer le guide d'onde principal et de 11 TDs verticalement pour créer le guide d'onde de sortie, ce dernier est séparé du guide principal par deux nano TDs avec une tige latérale réfléchissante pour la séparation et le guidage de la lumière à la fréquence de résonance, le rayon relatif des nano TDs est de la moitié de celui du rayon relatif du réseau de fond tandis que la tige latérale réfléchissante est du même rayon relatif que le dernier, les deux guides d'ondes sont reliés par une microcavité dont laquelle est séparée par une paroi d'une seule rangée de tiges de couplage composée de 5 TDs dans les deux côtés, la microcavité est créée en supprimant 49 tiges carrées (7x7) tout en ajoutant 1 TD dans chaque coin, ce qui donne un ensemble de tiges extérieures situées de manière quasi carrée, puis à l'intérieur, on ajoute 41 tiges de différents rayons relatifs ( $r_{NCA}$  et  $r_{in}$ ) qui sont conçus comme indiqué sur la **Figure IV-7 (a)**.

Sur la même figure, la microcavité est composée de quatre nano-cavités annulaires «NCA» à rayon relatif variable « $r_{NCA}$ » situés entre le TD de centre et les quatre coins de la cavité. La taille du coin creux « $d$ » varie en plus de la variation du rayon relatif de NCA pour obtenir une résonance à différentes valeurs de longueur d'onde, de plus quatre TDs sont dispersés sous forme de diamant et situés entre les quatre nano cavités de manière centralement symétrique pour assurer un couplage de maximum d'énergie de faisceau incident au guide d'onde de sortie à la longueur d'onde de résonance en imitant le principe de l'antenne Yagi.





(b)



(c)

**Figure IV-7:** Le RAQC proposé, (a). La conception schématique du RAQC-NCA.(b) Les résultats de la simulation du coefficient de transmission en fonction de la variation de longueur d'onde pour tous les paramètres de longueur d'onde de résonance autour de 1550 nm. (c) Les résultats de la simulation du coefficient de transmission en fonction de la variation de longueur d'onde pour tous les paramètres de longueur d'onde de résonance autour de 1310 nm.

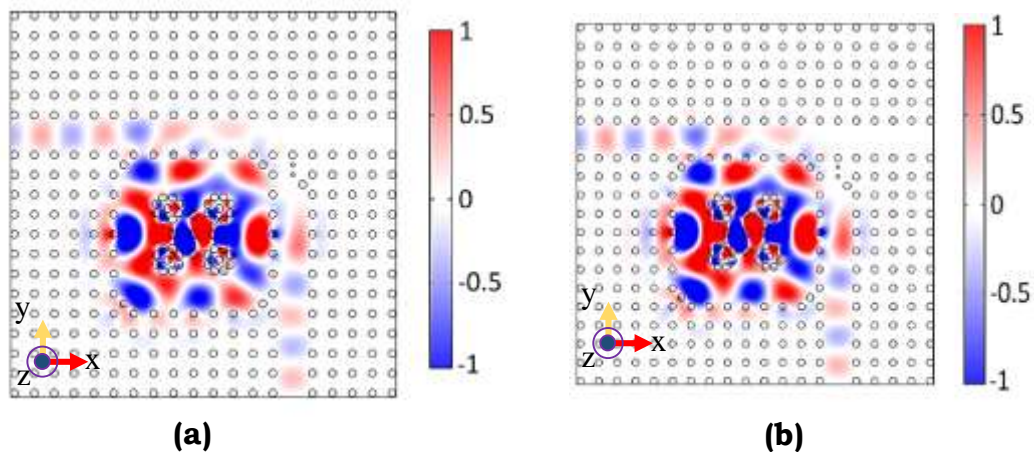
Sur la **Figure IV-7** (b) et (c), les résultats de transmission sont présentés autour de 1,55 et 1,31  $\mu\text{m}$ , la transmission entrée sortie est simulée pour les paramètres de quatre longueurs d'onde de résonance pour chaque bande, les dispositions sont données comme la valeur absolue du coefficient de transmission de la matrice de diffusion  $|S_{31}|$ , la variation de la longueur d'onde de résonance dépend exactement des rayons relatifs de tiges du NCA « $r_{\text{NCA}}$ » et de la variation de la taille du creux de coin « $d$ », tandis que l'adaptation de la bande est obtenue grâce à la variation constante du réseau

de fond. Les paramètres de conception pour chaque longueur d'onde de résonance et pour chaque bloc sont représentés dans le Tableau IV-1.

Bloque N°	$a$ (nm)	$r$ (nm)	$r_{in}$ (nm)	$a_{NCA}$ (nm)	$r_{NCA}$ (nm)	$d$ (nm)	$l$ (nm)	Longueur d'onde de résonance $\lambda_i$ (nm)
2	640	120	150.4	551.87	129.68	1606.91	1170.69	1547.66
			151.3	551.36	130.34	1608.36	1169.61	1552.56
			151.8	551.36	130.77	1608.36	1169.61	1555.20
			152.4	551.04	131.21	1609.26	1168.93	1558.72
3	539	101	126.6	464.72	109.15	1353.47	985.83	1310.80
			127.4	464.56	109.80	1353.93	985.48	1315.20
			127.8	464.07	110.03	1355.30	984.46	1317.21
			128.3	463.00	110.20	1358.35	982.17	1319.72

**Tableau IV-1:** Les paramètres de conception du RAQC-NCA proposé

Le RAQC-NCA est situé entre le guide d'ondes principal et le guide d'ondes descendant, le signal est injecté au guide d'ondes principal via le port d'entrée, à la fréquence de résonance, il est couplé au guide d'ondes de chute passant par le RAQC puis se propage à la sortie pour la longueur d'onde correspondante. Sur la Figure IV-8, on présente les résultats de la simulation de diffusion des ondes dans la composante pour deux longueurs d'onde de résonance différentes 1,5552 et 1,3108  $\mu\text{m}$ , les résultats dans la figure sont représentée par la composante longitudinale de l'onde électromagnétique  $E_z$ .



**Figure IV-8:** Les résultats de diffusion d'onde pour le RAQC-NCA simulé. (a)  $E_z$  donné à 1,5552  $\mu\text{m}$ . (c)  $E_z$  donné à 1,3108  $\mu\text{m}$ .

Les résultats présentés sur la Figure IV-8 montrent la similitude du comportement des circuits dans la première et la seconde bande d'onde (1,550 et 1,310  $\mu\text{m}$ ) tandis que les dimensions des circuits varient. Le filtre proposé a été simulé sur COMSOL Multiphysics et les résultats achevés ont montré une utilisation prometteuse pour l'application de démultiplexage dense des longueurs d'ondes

DWDM, dans la phase suivante, la conception finale des démultiplexeurs proposés sera démontrée et discutée.

#### IV.2.5 Démultiplexeur double bande à base des RAQCs:

- **Démultiplexeur à 16 canaux :**

Le démultiplexeur proposé est conçu sous une forme rectangulaire, occupant une superficie de  $752,25 \mu\text{m}^2$ , il se compose de  $59 \times 27$  TDs espacées d'une constante de réseau  $a_{1,55} = 0,53 \mu\text{m}$ , représentant, à la fois le bloc principal en tant que démultiplexeur à large bande, et le premier bloc démultiplexeur (autour  $1,55 \mu\text{m}$ ), en plus,  $31 \times 53$  TDs espacées avec une constante de réseau de  $a_{1,31} = 0,45 \mu\text{m}$  représentant le deuxième bloc démultiplexeur (autour  $1,31 \mu\text{m}$ ), ce qui donne une longueur totale de  $l = 54,59 \mu\text{m}$  et une largeur équivalente à  $w = 13,80 \mu\text{m}$ .

Le démultiplexeur comme le montre la Figure IV-9 se compose de trois blocs sur le plan Oxyz, dont le premier bloc est le démultiplexeur à large bande situé au milieu du circuit avec une constante de réseau  $a = 0,53 \mu\text{m}$  avec un guide d'onde d'entrée résultant en deux guides d'ondes à la sortie, dont celui de droite est couplé au bus principale du premier bloc démultiplexeur autour  $1,55 \mu\text{m}$  qui est de la même constante de réseau, tandis que, la sortie gauche est couplée au deuxième bloc démultiplexeur autour  $1,31 \mu\text{m}$  avec une constante d'espacement de réseau de  $a_{1,31} = 0,45 \mu\text{m}$ .

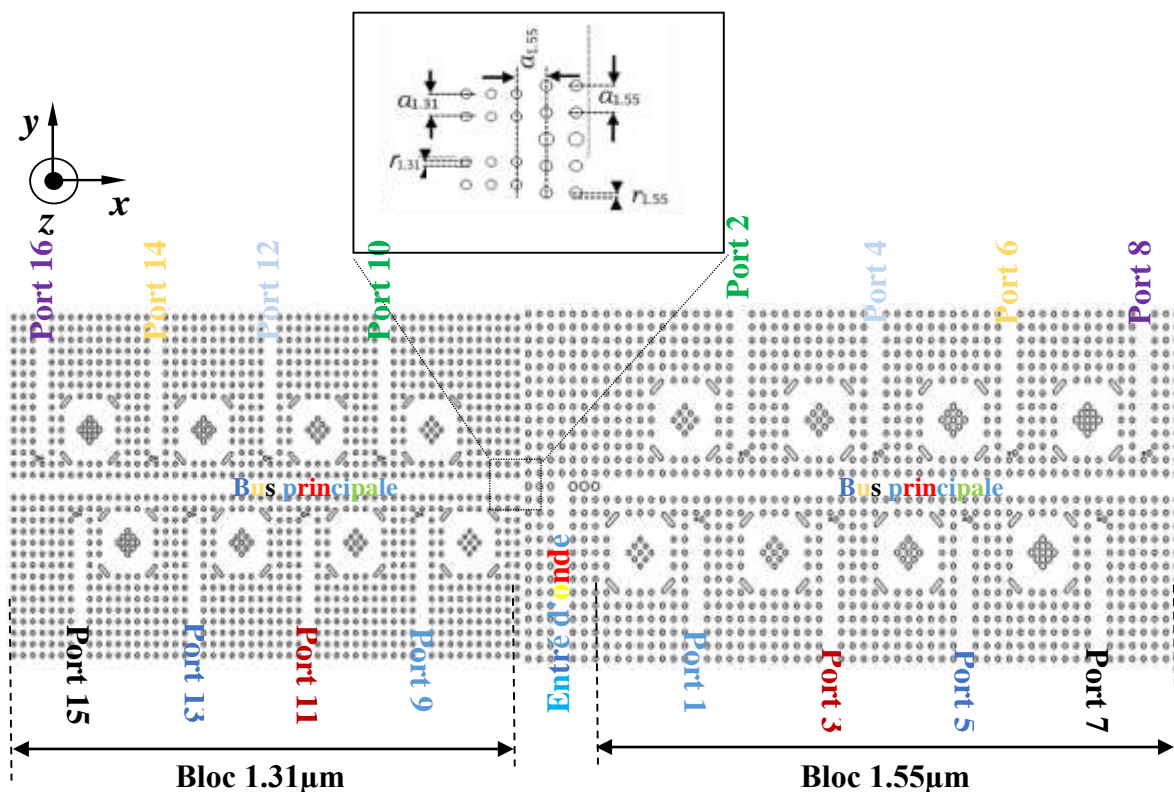
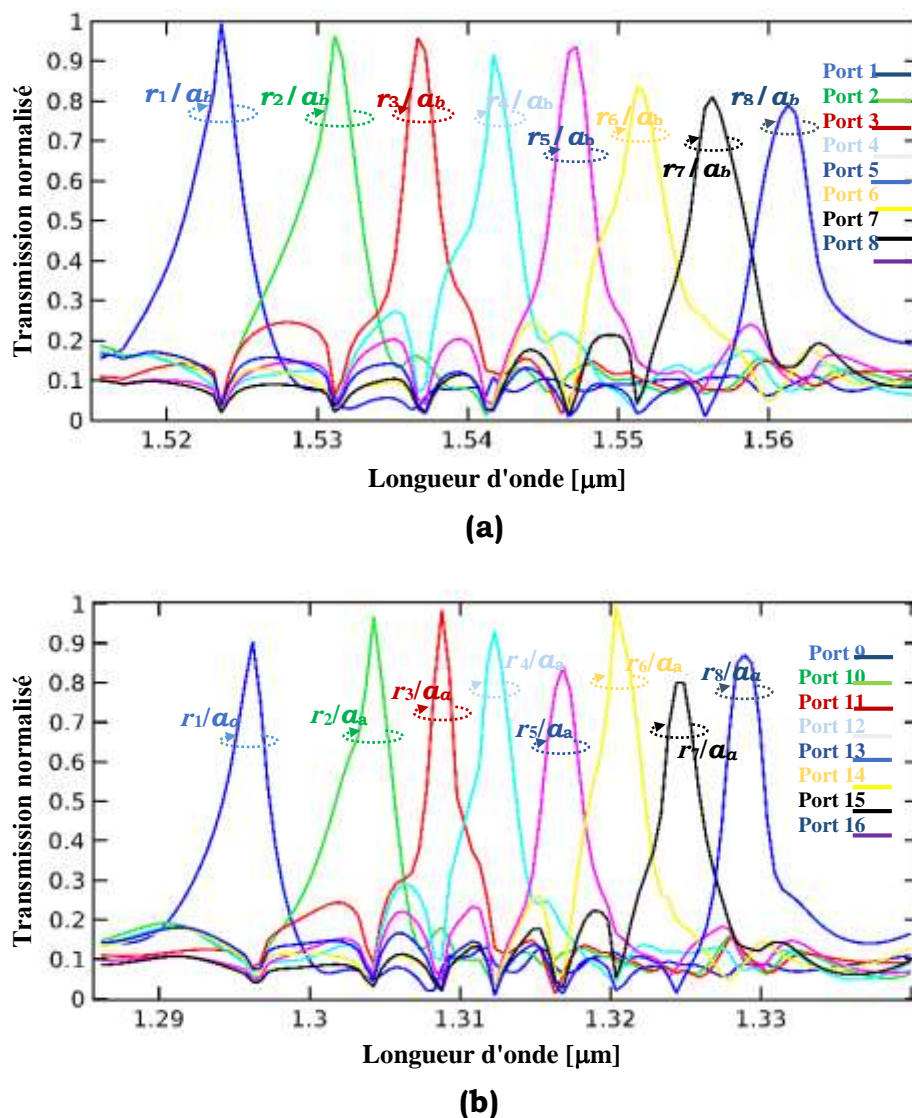


Figure IV-9: La conception finale du démultiplexeur multicanal double bande.

La connexion entre les deux guides d'ondes avec des constantes de réseau différentes appelle un défi, mais ce défi est résolu par la centralisation mutuelle des deux guides d'ondes autour du même axe tandis que les deux blocs sont espacés d'une constante de réseau de  $a = 0,53 \mu m$ . Le premier 1<sup>er</sup> et deuxième 2<sup>ème</sup> bloc sont de la même conception, où le guide d'ondes du bus principal est confiné entre huit filtres à base de RAQC dans chaque bloc tout en étant symétriquement positionné tandis que chaque côté est décalé de l'autre pour réduire les effets mutuels résultant, à la fin, en une seule entrée avec seize sorties comme le montre la Figure IV-9. Après la simulation du circuit proposé, on a obtenu les résultats affichés sur la Figure IV-10, où les valeurs de transmission normalisées sont tracées en fonction des valeurs de longueur d'onde et chaque sortie est définie par sa courbe de couleur correspondante.



**Figure IV-10:** Spectre de transmission normalisée du circuit proposé. (a) La transmission normalisée du 1<sup>er</sup> bloc (autour de  $1,55 \mu m$ ) où  $a_{1,55} = 0,53 \mu m$  et  $r_{in}(\lambda_r) / a_{1,55} = s(\lambda_r)$ . (b) La transmission normalisée du 2<sup>ème</sup> bloc (environ  $1,31 \mu m$ ) où  $a_{1,31} = 0,45 \mu m$  et  $r_{in}(\lambda_r) / a_{1,55} = s(\lambda_r)$ . Avec « $\lambda_r$ » est la valeur de la longueur d'onde de résonance et « $s$ » peut être donné comme étant un vecteur  $s(\lambda_r) = [0,18 \ 0,19 \ 0,20 \ 0,21 \ 0,225 \ 0,24 \ 0,255 \ 0,27]$ .

Comme montre la Figure IV-10, la transmission normalisée des deux blocs montre une similarité dès le premier coup d'œil, cependant, les résultats du premier bloc présentent un agrandissement spectral par rapport à ceux du deuxième bloc qui peut être démontré par le changement de la constante de réseau, où le premier graph (autour 1,55  $\mu\text{m}$ ) occupe une bande passante fonctionnelle de  $B_p = 52 \text{ nm}$ , d'autre part le second graph (autour 1,31  $\mu\text{m}$ ) occupe une bande passante fonctionnelle de  $B_p = 43 \text{ nm}$ , dans la même figure, les longueurs d'onde de résonance correspondent aux pics de la transmission vers la sortie sont déduites dans le **Tableau IV-2** pour chaque valeur de «s» et pour les deux bandes de longueurs d'onde:

$\lambda_r$	s ( $\lambda_r$ )	Longueur d'onde de résonance $\lambda_r$ ( $\mu\text{m}$ ) de premier bloc	Longueur d'onde de résonance $\lambda_r$ ( $\mu\text{m}$ ) de deuxième bloc
$\lambda_1$	0.18	1.523	1.296
$\lambda_2$	0.19	1.531	1.304
$\lambda_3$	0.20	1.536	1.308
$\lambda_4$	0.21	1.541	1.312
$\lambda_5$	0.225	1.547	1.316
$\lambda_6$	0.24	1.551	1.320
$\lambda_7$	0.255	1.555	1.324
$\lambda_8$	0.27	1.561	1.328

**Tableau IV-2:** Valeurs de longueurs d'onde de résonance pour chaque valeur «s».

On peut déduire l'espacement des canaux entre deux ports adjacents dans le domaine des longueurs d'onde du Tableau IV-2, qui montre une égalité du premier et deuxième espacement des canaux de la sortie  $\Delta\lambda = 8 \text{ nm}$  dans les deux blocs (environ 1,31  $\mu\text{m}$  et 1,55  $\mu\text{m}$ ), cependant, on pouvons voir que l'espacement des canaux des autres sorties adjacentes varie entre  $\Delta\lambda = 4 \text{ nm}$  et  $\Delta\lambda = 5 \text{ nm}$  pour le deuxième bloc (environ 1,31  $\mu\text{m}$ ), différemment, dans le premier bloc (environ 1,55  $\mu\text{m}$ ) l'espacement des canaux des autres sorties adjacentes est confiné entre  $\Delta\lambda = 5 \text{ nm}$  et  $\Delta\lambda = 6 \text{ nm}$  sauf pour celle entre la sixième 6<sup>ième</sup> et la septième 7<sup>ième</sup> sorties qui est de  $\Delta\lambda = 4 \text{ nm}$ , enfin on peut supposer que cette différenciation dans l'espacement des canaux entre les deux blocs est causée par la variation de la constante de réseau dont on peut dire qu'ils sont proportionnels. Sur les deux graphs de la Figure IV-10.

Une chute de transmission été remarquée dans les signaux des sorties autres que celle résonnée, ce qui entraîne une réduction de la valeur de diaphonie, cependant, ce phénomène s'atténue plus le signal se propage dans le circuit (du 1<sup>er</sup> à la 8<sup>ième</sup> sorties) dans les deux blocs, ce qui pourrait être expliqué par le positionnement des sorties au cours de la conception de circuit, où à la résonance de la première sortie, le signal ne passe pas aux autres sorties, cependant, il est affecté par le signal transmit au cours de leurs résonances, en revanche la 8<sup>ième</sup> port n'est pas affectée par le signal transmit vers d'autres ports au cours de leurs résonances, mais le signal transmis affecte tous les ports au cours

de résonance de la 8<sup>ième</sup> port. Les valeurs de diaphonie entre les différentes portes des deux blocs sont calculées et présentées dans le Tableau IV-3 où les secteurs surlignés en bleu représentent les valeurs de diaphonie intra-bloc dans le premier 1<sup>er</sup> et le deuxième 2<sup>ième</sup> bloc, le secteur vert représente la diaphonie inter-bloc avec le 2<sup>ième</sup> bloc comme cible de transmission tandis que le secteur doré représente les valeurs de diaphonie inter-bloc avec le 1<sup>er</sup> bloc comme cible de transmission

Les valeurs surlignées en orange et jaune représentent respectivement les maximums et les minimums dans chaque secteur où l'on peut voir dans le premier secteur en bleu une diaphonie maximale de -9,68 dB et une diaphonie minimale de -38,25 dB, en revanche dans le deuxième secteur en bleu on peut voir un maximum de -12,78 dB et un minimum de -41,39 dB, dont on peut conclure que la séparation des ports dans le deuxième 2<sup>ième</sup> bloc est meilleure que celle du premier 1<sup>er</sup> bloc.

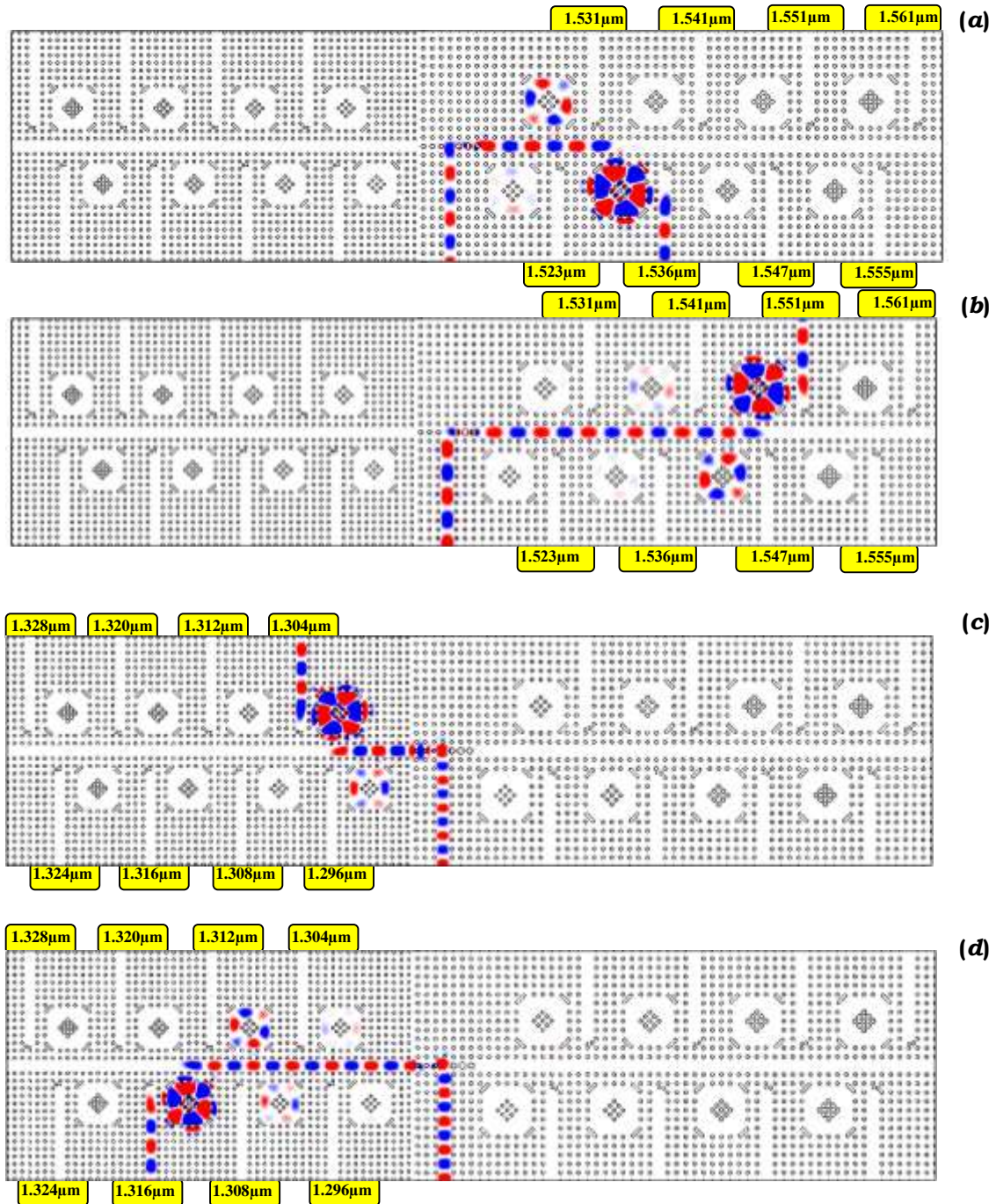
		Bloc 1.55 μm								Bloc 1.31 μm							
		port 1	port 2	port 3	port 4	port 5	port 6	port 7	port 8	port 9	port 10	port 11	port 12	port 13	port 14	port 15	port 16
Bloc 1.55 μm	port 1		-27.47	-28.44	-31.65	-31.94	-29.99	-34.02	-28.99	-105.41	-135.45	-159.13	-176.90	-208.56	-220.92	-250.83	-263.15
	port 2	-24.17		-23.87	-29.24	-27.58	-32.13	-32.96	-28.92	-103.19	-131.26	-149.46	-173.82	-204.97	-219.48	-250.61	-264.61
	port 3	-29.71	-15.43		-22.47	-25.06	-30.64	-29.84	-27.95	-106.41	-133.79	-165.26	-180.50	-213.44	-233.47	-257.64	-275.37
	port 4	-18.47	-27.14	-17.57		-26.52	-27.31	-30.69	-31.65	-110.01	-127.11	-155.39	-180.32	-235.28	-223.71	-268.61	-288.04
	port 5	-21.59	-17.18	-19.81	-13.39		-17.81	-23.31	-30.27	-107.87	-134.70	-144.94	-170.25	-200.41	-218.86	-239.71	-254.93
	port 6	-18.44	-19.78	-18.44	-20.47	-15.68		-19.71	-29.67	-82.82	-85.75	-100.55	-128.48	-125.48	-120.92	-145.38	-149.70
	port 7	-17.29	-21.33	-20.14	-15.51	-19.28	-9.69		-38.25	-109.21	-119.83	-102.16	-129.77	-141.45	-174.90	-185.99	-229.05
	port 8	-19.28	-17.44	-16.15	-20.50	-17.61	-17.42	-15.42		-99.36	-113.49	-162.05	-152.26	-192.31	-197.76	-240.43	-241.56
Bloc 1.31 μm	port 9	-52.52	-51.63	-52.48	-50.54	-50.64	-52.16	-49.38	-54.34		-22.42	-21.18	-23.83	-24.94	-22.42	-26.52	-21.64
	port 10	-37.64	-43.53	-40.89	-39.98	-37.96	-41.29	-39.91	-44.00	-26.58		-20.90	-22.29	-24.15	-29.11	-29.75	-25.77
	port 11	-41.65	-41.36	-39.46	-44.69	-43.51	-41.17	-40.50	-46.94	-31.16	-13.62		-17.42	-20.31	-25.90	-25.57	-23.22
	port 12	-43.23	-44.48	-42.70	-46.71	-43.89	-45.67	-44.75	-50.54	-20.50	-31.96	-17.27		-36.27	-34.58	-41.29	-41.39
	port 13	-44.04	-38.69	-61.94	-64.88	-82.34	-79.64	-90.63	-102.62	-22.25	-17.22	-23.11	-13.47		-22.76	-29.92	-36.65
	port 14	-27.93	-35.64	-31.38	-39.20	-38.51	-49.03	-37.16	-49.92	-18.67	-20.55	-19.65	-27.24	-15.62		-25.54	-33.32
	port 15	-47.04	-44.37	-43.99	-47.26	-45.79	-44.64	-40.86	-43.86	-19.39	-20.70	-20.90	-16.87	-17.49	-12.78		-23.43
	port 16	-48.67	-50.56	-49.16	-50.27	-51.44	-48.04	-46.03	-50.84	-19.92	-18.54	-17.48	-21.64	-19.50	-19.80	-16.47	

**Tableau IV-3:** Les valeurs de diaphonie entre les sorties à leurs longueurs d'onde de résonance correspondantes pour les deux blocs, les lignes représentent les ports en résonance et les colonnes représentent les ports affectés par la diaphonie.

En comparant le secteur vert et le secteur doré, on peut voir que le maximum et le minimum dans le secteur vert sont respectivement de -27,93 dB et -102,62 dB, qui sont supérieurs à ceux du secteur doré qui sont respectivement de -82,82 dB et -288,04 dB d'où l'on peut conclure que le 1<sup>er</sup> bloc est bien séparé du 2<sup>ième</sup> bloc autour de 1,31 μm ce qui est meilleur que la séparation de 2<sup>ième</sup> du 1<sup>er</sup> bloc autour de 1,55 μm, et qui peut être défini comme l'effet de la variation de dimension du guide d'onde du bus principal entre le bloc principal et le 2<sup>ième</sup> bloc, même si les deux blocs sont bien



séparés. Enfin, sur la Figure IV-11, la propagation des ondes électromagnétiques à travers le circuit conçu est présentée par l'élément transversal du champ électrique  $E_z$  en deux couleurs (rouge et bleu). La propagation des ondes électromagnétiques dans le circuit est présentée en lobes dont les rouges représentent l'impulsion positive et les bleus représentent l'impulsion négative comme le montre la Figure IV-11. Il est clairement visible que l'anneau affecté à la longueur d'onde de résonance de chaque sortie est le précédent adjacent dans le domaine spatial et spectral.



**Figure IV-11:** Distribution de champ électrique dans le circuit présenté par son de composant transversale  $E_z$  autour 1.31 et 1.55  $\mu\text{m}$  (a) le port en résonance à  $\lambda = 1,536 \mu\text{m}$ . (b) le port en résonance à  $\lambda = 1,551 \mu\text{m}$ . (c) le port en résonance à  $\lambda = 1,304 \mu\text{m}$ . (d) le port en résonance à  $\lambda = 1,316 \mu\text{m}$ .

Enfin dans le Tableau IV-4, on présente une comparaison entre les résultats obtenus et les résultats d'autres travaux récents :

Références	Nombre des canaux	Efficacité de Transmission (%)	Facteur de Qualité	Bands de Fonctionnement	Type de Résonateur CPhs en anneau
Robinson and Nakkeeran [8]	/	100	114.6	autour 1.50 $\mu$ m	Circulaire
Ma et Ogusu [9]	/	95	775	autour 1.55 $\mu$ m	Diamant
Bai et al [10]	/	90	840	autour 1.55 $\mu$ m	45°
Hsiao and Lee [11]	/	55	423	autour 1.55 $\mu$ m	Hexagonal
Andalib and Granpayeh [12]	/	68	153.6	autour 1.55 $\mu$ m	Double incurvée
Djavid et al [13]	3	99	52.7	autour 1.55 $\mu$ m	Quasi-carré
M.Radhouene et al [14]	6	100	5040	autour 1.51 $\mu$ m	Filtre à défaut de ligne
Talebzadeh et al [15]	4	93.45	4107.3	autour 1.64 $\mu$ m	Filtre à défaut de cavité résonante
<b>Notre travail</b>	<b>16 (2x8)</b>	<b>93 et 88</b>	<b>622 et 517.6</b>	<b>autour 1.31<math>\mu</math>m et autour 1.55<math>\mu</math>m</b>	<b>Quasi-carré + cœur en forme de diamant</b>

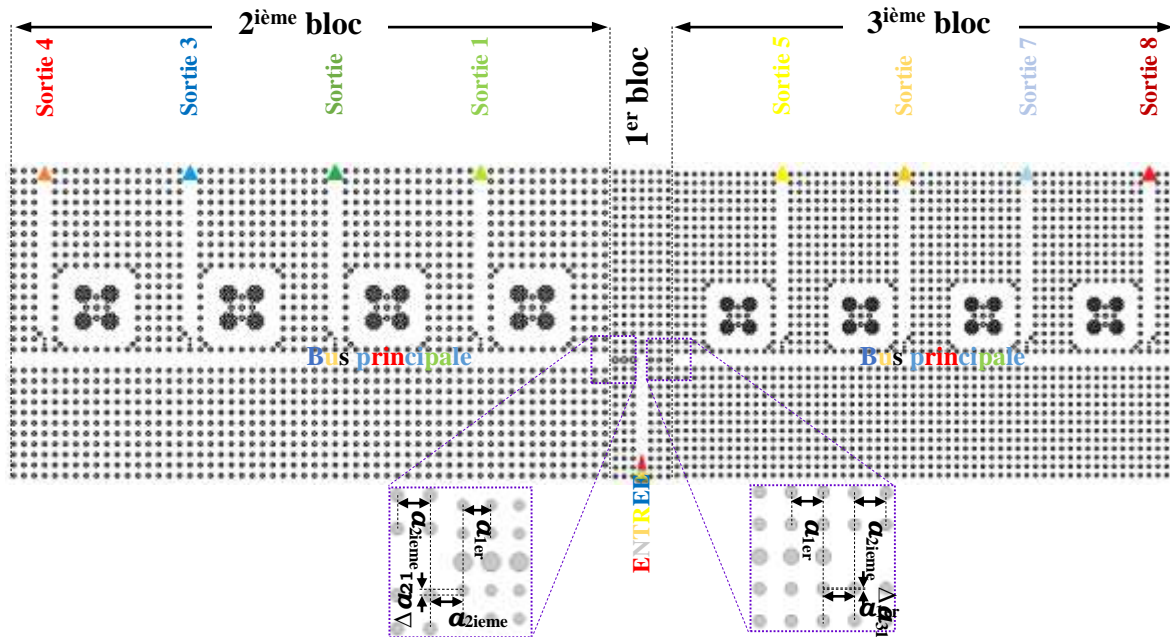
**Tableau IV-4:** Une comparaison de certains travaux publiés et les résultats obtenus dans Notre travail en termes d'efficacité de transmission et de facteur de qualité avec précision du type de résonateur en anneau.

Comme présenté dans le Tableau IV-4, le circuit offre une propriété de double fonctionnalité où le démultiplexeur produit une grande efficacité de transmission d'environ 90% en moyenne entre les deux blocs avec un facteur de qualité moyen Q de 622 autour de 1,31  $\mu$ m et 517,6 autour de 1,55  $\mu$ m, même si il est en retard en termes de facteur de qualité par rapport aux dernières œuvres, celui-ci présente un nouvel aspect de la fonctionnalité bi-bande avec seize canaux de sorties, huit pour chaque bloc.

- **Démultiplexeur à 8 canaux:**

Conçu sous une forme rectangulaire sur un réseau carré des CPhs à base des TDs intégrés dans l'air, le démultiplexeur proposé occupe une superficie de 1351,09  $\mu$ m<sup>2</sup> à la suite de la combinaison des trois blocs précédemment discutés, le premier bloc principal est situé au centre du démultiplexeur et se compose de 36 rangées de TDs situées horizontalement et 7 rangées de TDs situées en vertical avec  $a_{1er}$  comme constante de treillis d'arrière-plan résultant en une taille de circuit de 74,85  $\mu$ m<sup>2</sup>, ce dernier est responsable de la séparation des deux bandes (autour 1,55 et 1,31  $\mu$ m) et du couplage des ondes au deuxième et troisième blocs, les deux autres blocs sont les démultiplexeurs à 4 canaux qui sont placés symétriquement sur les côtés latéraux du bloc principal avec leur guide d'ondes principal couplé à ses sorties, ils sont constitués de quatre RAQC-NCA séparés par 3 rangées verticales de TDs et ils sont positionnés sur un seul côté du guide d'ondes principal, chacun d'eux a

été conçu pour laisser tomber l'une des huit longueurs d'onde mentionnées précédemment (**Tableau IV-1**), les deux blocs ont été adaptés pour fonctionner dans une bande d'onde par la variation de leur constante de réseau de fond ( $a_{2\text{ième}}$  et  $a_{3\text{ième}}$ ). Les empreintes du deuxième et troisième blocs sont 696,84 et 579,35  $\mu\text{m}^2$  respectivement. Sur la Figure IV-12, nous présentons la conception schématique du démultiplexeur où chaque bloc est montré, l'esquisse finale du démultiplexeur proposé est un circuit à une entrée et huit sorties.

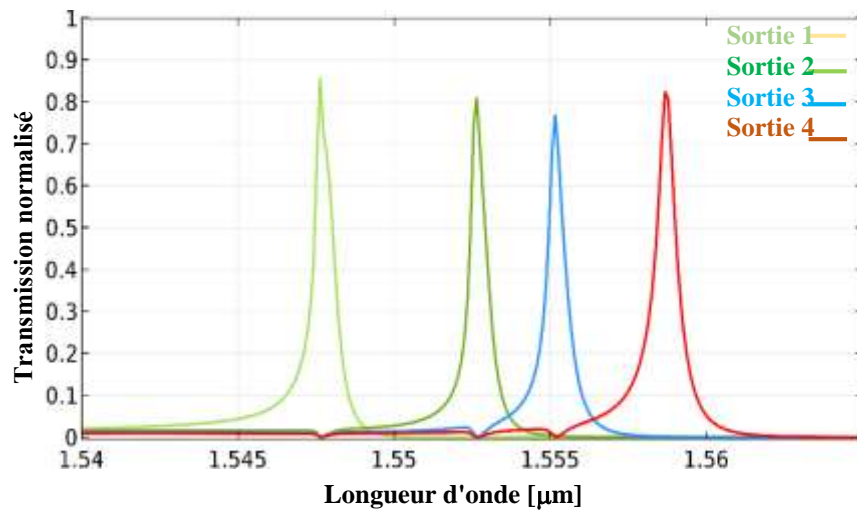


**Figure IV-12:** conception schématique du démultiplexeur bi-bande à huit canaux

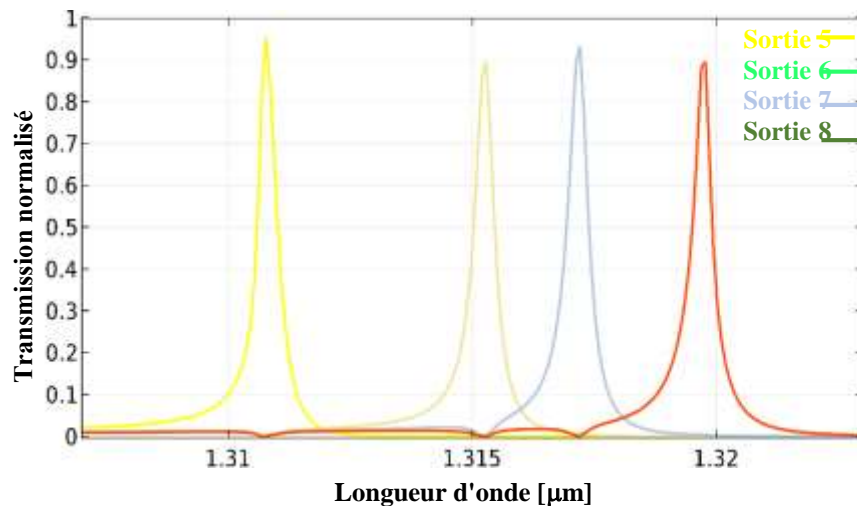
Sur la Figure IV-12, on a présenté l'esquisse finale du démultiplexeur proposé, les trois blocs étaient situés de la manière présentée pour obtenir le maximum couplage d'énergie entre l'entrée du circuit et le deuxième et le troisième bloc en passant par le premier bloc, pour atteindre cette caractéristique des guides d'ondes principaux du deuxième et troisième blocs étaient alignés autour du même axe que celui du guide d'ondes des sorties de premier bloc. La distance entre les sorties de premier bloc et les entrées des autres blocs ont été choisie pour réduire les pertes d'insertion entre eux et obtenir une efficacité de transmission plus élevée, sur la Figure IV-13, les résultats de simulation du circuit proposé sont présentés pour chaque bloc séparément.

Sur la Figure IV-13, les résultats de simulation du démultiplexeur proposé sont présentés, comme remarque, les deux blocs montrent une similitude dans leur comportement où chaque transmission de sortie atteint son pic à la longueur d'onde de résonance correspondante, mais la bande passante de fonctionnement ( $\Delta B$ ) occupé par chaque bloc varie légèrement, dont la bande passante de fonctionnement du deuxième bloc qui est  $\Delta B_{2\text{ième}}$  est de la valeur 12nm alors que pour la valeur de la bande passante de fonctionnement du troisième bloc  $\Delta B_{3\text{ième}}$  est 10nm, la différence de ces valeurs

peut être interprétée comme les effets de la variation de la constante de réseau de fond, leur variation peut être mise en évidence comme corrélation linéaire.



(a)



(b)

**Figure IV-13:** Les spectres de transmission du démultiplexeur double bande à 8 canaux. (a) Les résultats de transmission du deuxième bloc autour de 1,55  $\mu\text{m}$ . (b) Les résultats de transmission du troisième bloc autour de 1,31  $\mu\text{m}$ .

Le Tableau IV-5 montre les longueurs d'onde de résonance de chaque sortie ainsi que le facteur de qualité et les valeurs d'efficacité de transmission. Comme le montre le Tableau IV-5, les longueurs d'onde de résonance ressemblent à celles des filtres add-drop proposés, cependant une disparité dans les valeurs d'efficacité de transmission est notée qui peut être démontrée comme l'effet du démultiplexeur large bande du bloc principal, les valeurs de transmission du premier bloc sont limités entre 90 et 75% pour la première bande (autour de 1,55  $\mu\text{m}$ ) et entre 99 et 84% pour la deuxième bande (autour de 1,31  $\mu\text{m}$ ) résultant dans un couplage d'énergie d'onde limité au guide d'onde principal des deux autres blocs.

Bloc	Sortie N°	Longueur d'onde de résonance $\lambda_i$ (nm)	Facteur de qualité	Efficacité de la transmission (%)
2 <sup>ème</sup>	1	1547.66	3869	86
	2	1552.56	3881	81
	3	1555.20	3888	77
	4	1558.72	3897	82
3 <sup>ème</sup>	5	1310.80	3277	95
	6	1315.20	3288	89
	7	1317.21	3293	94
	8	1319.72	3299	88

**Tableau IV-5:** Les résultats de la simulation du démultiplexeur proposé.

Il est bien évident dans les schémas de transmission de la Figure IV-13 que le pic de transmission à chaque port équivaut à une baisse des valeurs de transmission des autres ports qui se traduisent par une faible valeur de diaphonie, ce phénomène était censé d'être le résultat de la mise en place physique spécifique des filtres dans les deux blocs, où les uns de longueur d'onde de résonance la plus basse ont été placés près des sorties du premier bloc tandis que les filtres de longueur d'onde de résonance la plus élevée ont été placés plus loin de manière d'obtenir un démultiplexeur à diaphonie faible et de haut rendement. Comme le cas de démultiplexeur à 16 canaux, dans le Tableau IV-6, on donne les valeurs de diaphonie du démultiplexeur proposé où deux concepts sont discutés.

Premièrement, les valeurs de diaphonie intra-bloc qui représentent le couplage indésirable du signal aux sorties non ciblées à la longueur d'onde de résonance de sortie ciblée dans le même bloc, en revanche, les valeurs de diaphonie inter-blocs ressemblent au principe précédent tell que les sorties non ciblées étant celles de l'autre bloc. Les valeurs présentées dans le Tableau IV-6 sont exprimées en dB, les lignes du tableau représentent les sorties ciblées tandis que les colonnes représentent les sorties non ciblées. Dans le Tableau IV-6, deux types de secteurs sont affichés, le premier est à fond blanc et représente les valeurs de diaphonie vers les ports du même bloc que celui des cibles, tandis que le second type est surligné en or clair et il représente les valeurs de diaphonie à des ports différents blocs de celle de ceux ciblés. Les secteurs présentent un grand contraste entre leurs valeur qui peut être interprété comme l'effet du processus de démultiplexage doublé, où le signal d'entrée a été filtré dans le premier démultiplexeur large bande du bloc principal puis filtré dans chaque bloc par les filtres à RAQC-NCA pour être couplé à la sortie correspondante, ce processus finit par réduire la possibilité que le signal soit couplé aux ports de l'autre bloc, ce qui entraîne des valeurs de diaphonie extrêmement faibles, en revanche, les valeurs des secteurs de diaphonie intra-bloc dépendent de

l'immunité de filtres à RAQC-NCA contre les longueurs d'onde non correspondantes résultant en des valeurs de diaphonie plus élevées que la précédente.

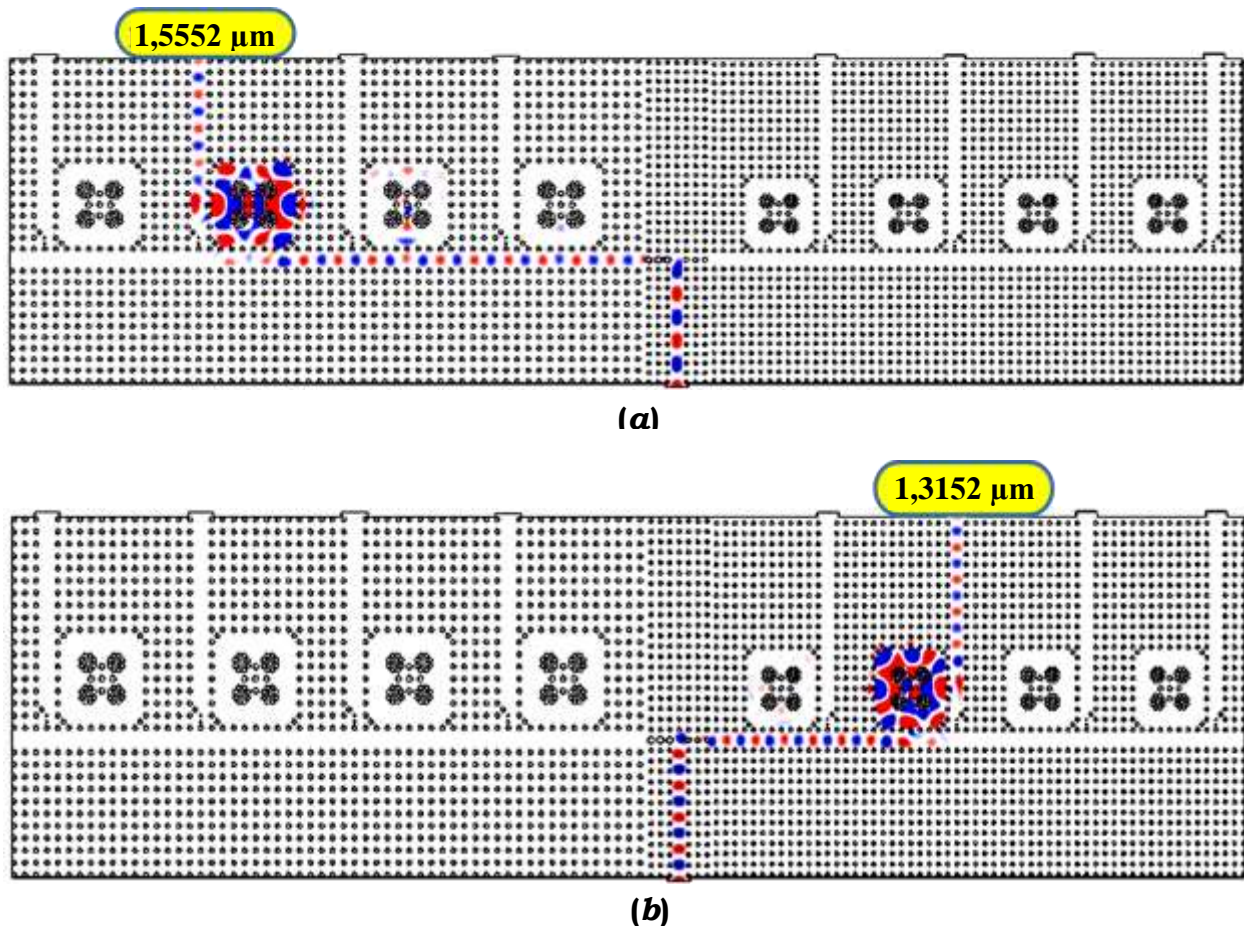
		2 <sup>ème</sup> bloc				3 <sup>ème</sup> bloc			
$x_{ij}$ (dB)		Sortie 1	Sortie 2	Sortie 3	Sortie 4	Sortie 5	Sortie 6	Sortie 7	Sortie 8
2 <sup>ème</sup> bloc	Sortie 1	-	-41.67	-37.75	-39.07	-26.15	-25.72	-28.27	-31.71
	Sortie 2	-34.69	-	-19.69	-23.25	-25.93	-41.68	-54.92	-65.78
	Sortie 3	-28.02	-22.43	-	-33.88	-27.99	-60.10	-73.05	-102.65
	Sortie 4	-26.97	-32.97	-27.31	-	-29.07	-38.64	-48.72	-58.59
3 <sup>ème</sup> bloc	Sortie 5	-49.47	-43.55	-51.22	-68.71	-	-27.53	-29.08	-29.96
	Sortie 6	-46.86	-43.95	-49.25	-56.77	-37.03	-	-28.37	-33.69
	Sortie 7	-48.64	-49.52	-54.62	-55.02	-33.27	-20.75	-	-29.37
	Sortie 8	-56.49	-57.70	-61.38	-59.04	-38.68	-33.19	-22.24	-

**Tableau IV-6:** Les valeurs de diaphonie du démultiplexeur proposé entre les sorties de même bloc et les sorties de différents blocs.

Dans le Tableau IV-6, deux types de secteurs sont affichés, le premier est à fond blanc et représente les valeurs de diaphonie vers les ports du même bloc que celui des cibles, tandis que le second type est surligné en or clair et il représente les valeurs de diaphonie à des ports différents blocs de celle de ceux ciblés. Les secteurs présentent un grand contraste entre leurs valeur qui peut être interprété comme l'effet du processus de démultiplexage doublé, où le signal d'entrée a été filtré dans le premier démultiplexeur large bande du bloc principal puis filtré dans chaque bloc par les filtres à RAQC-NCA pour être couplé à la sortie correspondante, ce processus finit par réduire la possibilité que le signal soit couplé aux ports de l'autre bloc, ce qui entraîne des valeurs de diaphonie extrêmement faibles, en revanche, les valeurs des secteurs de diaphonie intra-bloc dépendent de l'immunité de filtres à RAQC-NCA contre les longueurs d'onde non correspondantes résultant en des valeurs de diaphonie plus élevées que la précédente.

Dans le même tableau, on a mis en évidence les valeurs de diaphonie les plus basses et les plus élevées dans chaque secteur en jaune et bleu clair respectivement, ce qui peut aider à noter le port le plus affecté parmi les autres pendant le processus de démultiplexage, la valeur de diaphonie la plus élevée indiquée dans le **Tableau IV-6** se situe entre la 2<sup>ème</sup> et la 3<sup>ème</sup> sortie à la résonance de 2<sup>ème</sup> qui est de la valeur  $x_{32} = -19,69$  dB et qui montre une sensibilité élevée entre les deux ports, tandis que la valeur la plus basse de diaphonie marquée se situe entre la 3<sup>ème</sup> et la 8<sup>ème</sup> sorties à la résonance de 3<sup>ème</sup> et qui est de la valeur  $x_{83} = -102,65$  dB, ceci prouve les effets du processus de double démultiplexage.

Les résultats de la simulation du champ électrique d'onde diffusée dans le circuit conçu sont représentés sur la **Figure IV-14**, ils sont présentés en lobs rouge et bleu comme l'impulsion positive et négative de la composante longitudinale des champs électriques  $E_z$ .



**Figure IV-14:** Résultats de la simulation du champ électrique d'onde diffusés dans le démultiplexeur à 8 canaux proposé. (a) Résultats de la simulation pour  $\lambda = 1,5552 \mu\text{m}$ . (b) résultats de simulation pour  $\lambda = 1,3152 \mu\text{m}$ .

La propagation des ondes dans le circuit présente une similitude pour le deuxième et le troisième bloc, mais une variation de longueur d'onde est bien vue dans les dimensions des lobs dans le guide d'onde d'entrée du bloc principal, une autre différence est présentée comme l'intensité de l'énergie de la cavité à la longueur d'onde de résonance.

Enfin, une faible énergie de diaphonie est notée aux autres sorties à la longueur d'onde de résonance de chacune.

Dans la section suivante, nous présentons une comparaison entre nos travaux et certains travaux récemment publiés comme le montre le **Tableau IV-7**.

Références	Nombre des canaux	Largeur spectrale (nm)	Facteur de Qualité	Diaphonie (dB)	Bands de Fonctionnement	Type de Résonateur CPhs en anneau
Y.Zhuang et al [105]	8	0.7	2225	-20.4	1550	Filtres passe-bande étroits
Dideban, Ali et al [17]	**	0.68	2246	**	1525	RA de forme circulaire
V. Kannaiyan et al [18]	8	0.8	2037	-28.9	1540	RAQC
Fallahi, Vahid et al [19]	4	0.82	1943	-18.1	1580	RA Hexagonal
H. Alipour-Banaei et al [7]	4	0.47	3409	-26.1	1550	RAQC
K.Venkatachalam et al [20]	8	1.8	825	**	1550	RAQC
Tavousi Alireza [21]	4	0.5	3100	-24	1550	Forme octogonale Hétéro-Structure
<b>Nos résultats</b>	<b>8 (4+4)</b>	<b>0.4</b>	<b>3897 3299</b>	<b>-19.69 -20.75</b>	<b>1550 1310</b>	<b>NRC-QSRR</b>

\*\* Non discuté      RA: résonateur annulaire      RAQC: résonateur annulaire quasi carré

**Tableau IV-7:** La comparaison entre les résultats obtenus et les travaux récemment publiés

Comme la montre le **Tableau IV-7**, la dernière colonne à droite donne la structure de base du filtre sur lequel le démultiplexeur est basé, cependant pour le travail publié dans [17], seule la fonctionnalité de filtre d'add-drop a été discutée. À partir des résultats présentés, on peut voir que les RAQC ont des résultats prometteurs en ce qui concerne leurs facteurs de qualité «Q» même que pour les valeurs de diaphonie qui sont les plus basses notées, ce travail présente un facteur de qualité «Q» élevé par rapport à certains des derniers travaux rapportés, en parallèle, il présente une égalité avec d'autres en termes d'espacement des canaux, ses caractéristiques présentent une compatibilité élevée de la conception proposée avec les systèmes de communication DWDM. Dans le même aspect, des valeurs de diaphonie faibles ont été obtenues, ce qui indique une isolation de port élevée aux longueurs d'onde de résonance.

Enfin, la caractéristique nouvelle et la plus prometteuse de la conception proposée est la fonctionnalité bi-bande qui représente un nouveau concept pour créer des dispositifs optiques adaptés pour fonctionner pour plus d'une fenêtre optique.

### IV.3 Conclusion:

Dans ce chapitre, deux démultiplexeurs en longueur d'onde basés sur des filtres add-drop à résonateur en anneau quasi carré ont été conçu et simulé environ 1,31 et 1,55  $\mu\text{m}$  avec succès à l'aide de logiciel COMSOL Multiphysique, les démultiplexeurs sont conçu sur un réseau carré des CPhs avec des tiges GaAs intégrés dans l'air, les deux démultiplexeurs sont couplés à un démultiplexeur à large bande pour séparer les deux bandes des longueurs d'ondes, où le premier est de 16 canaux avec



un RAQC de noyau en forme de diamant dans lequel l'influence de la variation de rayon des tiges de cœur en forme de diamant sur sa réponse spectrale a été démontrée, une efficacité de transmission de 88% avec un facteur de qualité de 517,6 et de 93% avec un facteur de qualité de 622 a été atteinte à la fois dans le premier bloc autour de 1,55  $\mu\text{m}$  et le deuxième bloc autour de 1,31  $\mu\text{m}$ .

Le deuxième démultiplexeur est de 8 canaux a base du RAQC avec des nano-cavités annulaires avec quatre canaux pour chaque fenêtre optique, un facteur de qualité et une efficacité de transmission élevée ont été rapportées environ de 3897 et 86 % respectivement autour de 1550 nm tandis que 3299 et 95 % autour de 1310 nm qui présent une adaptation aux applications DWDM, même si le module proposé souffre d'une surface importante, il est toujours adapté à la conception de circuits optiques intégrés.

## Bibliographie:

- [1] T. Skauli, P. S. Kuo, K. L. Vodopyanov, T. J. Pinguet, O. Levi, L. A. Eyres, J. S. Harris and M. M. Fejer, B. Gerard, L. Becouarn, and E. Lallier, «Improved dispersion relations for GaAs and applications to nonlinear optics,» *Journal of Applied Physic*, vol. 94, n° 10, pp. 6447-6455, 2003.
- [2] Wim Bogaerts, Peter DeHeyn, Thomas VanVaerenbergh, Katrien DeVos, Shankar Kumar Selvaraja, Tom Claes, Pieter Dumon, Peter Bienstman, Dries VanThourhout, and Roel Baets, "Silicon microring resonators," *Laser & Photonics Reviews*, vol. 6, no. 1, p. 47–73, 2012.
- [3] O. Reshef, M. G. Moebius, and E. Mazur, «Extracting losses from asymmetric resonances in micro-ring resonators,» *Journal of Optics*, vol. Volume 19, n° 6,, p. 65804, May 2017.
- [4] Hamed Alipour-Banaei, Farhad Mehdizadeh, «Significant role of photonic crystal resonant cavities in WDM and DWDM communication tunable filters,» *Optik - International Journal for Light and Electron Optics*, vol. 124, n°17, pp. 2639-2644, September 2013.
- [5] Hamed Alipour-Banaei, Somaye Serj Mohammadi, Farhad Mehdizadeh, «Optical wavelength demultiplexer based on photonic crystal ring resonators,» *photonic network communications*, vol. 29, n°2, pp. 146-150, April 2015.
- [6] Farhad Mehdizadeh, Mohammad Soroosh, «A new proposal for eight-channel optical demultiplexer based on photonic crystals resonant cavities,» *Photonic network communications*, vol. 31, pp. 65-70, February 2016.
- [7] H. Alipour-Banaei, S. Serajmohammadi, F. Mehdizadeh, «Optical wavelength demultiplexer based on photonic crystal ring resonators,» *Photonic Network Communications*, vol. 29, n°2, p. 146–150, 2015.
- [8] S. Robinson, R. Nakkeeran, «Performance evaluation of PCRR based add drop filter with different rod shapes,» *Journal of Microwaves Optoelectronics and Electromagnetic Applications*, vol. 11, n°1, pp. 26-38, 2012.
- [9] Z. Ma, K. Ogusu,, "Channel drop filters using photonic crystal Fabry–Perot resonators," *Optics communications*, vol. 284, no. 5, p. 1192–1196, March 2011.
- [10] J.B. Bai, J.Q. Wang, X.Y. Chen, J.Z. Jiang, H. Li, Y.S. Qiu, Z.X. Qiang, «Characteristics of 45° photonic crystal ring resonators based on square-lattice silicon rods,» *Optoelectronics Letters*, vol. 6, n°3, p. 203–206, May 2010.
- [11] F. L. Hsiao, C. Lee, «A nano-ring resonator based on 2-D hexagonal-lattice photonic crystals,» chez *International Conference on Optical MEMs and Nanophotonics*, Clearwater,FL, 2009.
- [12] P. Andalib, N. Granpayeh, «Optical add/drop filter based on dual curved photonic crystal resonator,» chez *the International Conference on Optical MEMs and Nanophotonics*, Freiburg, 2008.
- [13] M. Djavid, F. Monifi, A. Ghaffari, M. S. Abrishamian, "Heterostructure wavelength division demultiplexers using photonic crystal ring resonators," *Optics communications*, vol. 281, no. 15-16, pp. 4028-4032, August 2008.
- [14] M. Radhouene, M. Najjar, M. Chhipa, S. Robinson, B. Suthar, «performance optimization of six channels wdm demultiplexer based on photonic crystal structure,» *Journal of Ovonic Research*, vol. 13, n°5, p. 291 – 297, 2017.
- [15] R. Talebzadeh, M. Soroosh & T. Daghooghi, «A 4-Channel Demultiplexer Based on 2D Photonic Crystal Using Line Defect Resonant Cavity,» *IETE Journal of Research*, vol. 62, n°6, pp. 866-872, 2016.

- [16] Y. Zhuang, et al. , «Design of a DWDM Multi/Demultiplexer Based on 2-D Photonic Crystals,» *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 28, n°15, pp. 1669-1672, 01 Aug 2016.
- [17] Dideban, Ali & Habibiyan, Hamidreza & Ghafoorifard, Hassan, «Photonic crystal channel drop filters based on circular-shaped cavities,» *Photon Netw Commun*, vol. 34, n°3, p. 468–477, 2017.
- [18] V. Kannaiyan, R. Savarimuthu, S.K. Dhamodharan, «Performance analysis of an eight channel demultiplexer using a 2D-photonic crystal quasi square ring resonator,» *Opto-Electronics Review*, vol. 25, n°2, pp. 74-79, 2017.
- [19] Fallahi, Vahid & Seifouri, Mahmood & Olyaei, Saeed & Alipour-Banaei, Hamed, «Four-channel optical demultiplexer based on hexagonal photonic crystal ring resonators,» *Optical Review*, vol. 24, n°4, p. 605–610, 2017.
- [20] Venkatachalam, K., D.S. Kumar, S. Robinson, «Investigation on 2D photonic crystal-based eight-channel wavelength-division demultiplexer,» *Photonic Network Communications*, vol. 34, n°1, p. 100–110, 2017.
- [21] A. Tavousi, «Wavelength-division demultiplexer based on hetero-structure octagonal-shape photonic crystal ring resonators,» *Optik*, vol. 179, n°30-4026, pp. 1169-1179, February 2019.

# Conclusion générale

Le travail de la thèse présentée dans ce manuscrit vise à étudier, concevoir par simulation et optimiser de nouvelles techniques de démultiplexage en répartitions de longueur d'onde (WDM: «Wave Division Demultiplexing»<sub>Eng</sub>) dans les cristaux photoniques bidimensionnels, en exploitant la band interdit photonique des cristaux photoniques 2D «CPhs». Dans un premier temps, il fallait chercher à tirer les briques de base afin de bien se situer. Pour cela, une recherche bibliographique approfondie a été faite pour saisir les notions élémentaires des applications de WDM aux cristaux photoniques, dans le but d'arriver à comprendre les différentes techniques intégrées dans le domaine du démultiplexage en longueur d'onde.

Pour cela Le premier chapitre de ce manuscrit été consacré à un rappel sur les principes de base liés aux cristaux photoniques, où nous avons présenté brièvement les différents types de cristaux photoniques, ainsi que leurs propriétés électromagnétiques et leur différents mode d'utilisation en présentant la méthode d'ingénierie de cristaux photoniques, telle que l'exploitation de diagramme de bande et la carte de bande pour préciser la band interdit photonique, et l'exploiter pour but de conception des composants qui serve dans le domaine d'optique intégrée, où nous étions intéressés aux BIPs bidimensionnels.

Notamment, dans le deuxième chapitre, les méthodes de modélisation et simulation de phénomènes physiques été brièvement présentés et expliqués, où diverses méthodes ont été proposées pour calculer les structures de bande des CPhs, telles que la méthode de décomposition en onde plane (PWEM: «Plane-Wave Expansion Method»<sub>Eng</sub>), qui était utilisé pour le calcul de la structure de bande des structures périodiques générales dans lesquelles les structures s'étendent périodiquement dans toutes les dimensions. Cette méthode sera adaptée pour le calcul des bandes de fréquences permises et interdites.

La méthode des éléments finis (FEM: «Finite-Element Method»<sub>Eng</sub>) était utilisée pour résoudre des problèmes d'ingénierie et les modèles mathématiques de propagation des ondes électromagnétiques dans les milieux avec différents indices de réfraction. De même une présentation de logiciel de simulation Comsol était entamé afin de donner un exemple de simulation d'une cellule de cristal photonique.

Dans le troisième chapitre, la théorie de démultiplexage en répartition de longueur d'onde WDM a été présenté, de même les différents types de technologie de démultiplexage ont été brièvement discutés, arrivent aux applications de technologie de cristaux photoniques dans le domaine du démultiplexage de longueur d'onde, il a été passé en revue la conception et l'analyse des

performances des différents types de démultiplexeurs WDM, en introduisant les démultiplexeurs à large bande à base des cavités résonantes puis les démultiplexeurs pour les applications CWDM et DWDM à base de cavité résonante. Enfin on a introduit la technologie des résonateurs annulaires quasi carré RAQC, où l'impact des paramètres de performance est étudié pour les différentes formes et l'indice de réfraction du noyau interne pour le RAQC. Le démultiplexeur est conçu en utilisant différentes tailles de RAQS avec noyau interne où chaque résonateur annulaire est responsable de filtrage d'un canal. Les tailles des RAQC sont modifiées en ayant le rayon de tige interne différente dans une microcavité à indice de réfraction constant.

Notre choix s'est orienté vers les résonateurs annulaires quasi carrés RAQC à base des CPhs bidimensionnels qui représentent une voie ultime pour la conception de démultiplexeur optique ultra-large bande et de fonctionnalité double bande avec un taux de sélectivité très élevé caractérisé par un facteur de qualité important. En effet dans le quatrième chapitre, deux démultiplexeurs en longueur d'onde basés sur des filtres add-drop à résonateur en anneau quasi carré ont été conçu et simulé environ 1,31 et 1,55  $\mu\text{m}$  avec succès à l'aide de logiciel COMSOL Multiphysique, les démultiplexeurs ont été conçu sur un réseau carré des CPhs avec des tiges GaAs intégrés dans l'air, les deux démultiplexeurs ont été couplés à un démultiplexeur à large bande pour séparer les deux bandes des longueurs d'ondes.

Dans cette thèse on a entamé deux conceptions où le premier est de 16 canaux avec un RAQC de noyau en forme de diamant dans lequel l'influence de la variation de rayon des tiges de cœur en forme de diamant sur sa réponse spectrale a été démontrée, une efficacité de transmission de 88% avec un facteur de qualité de 517,6 et de 93% avec un facteur de qualité de 622 ont été atteintes à la fois dans le premier bloc autour de 1,55  $\mu\text{m}$  et le deuxième bloc autour de 1,31  $\mu\text{m}$ .

Le deuxième démultiplexeur est de 8 canaux à base du RAQC avec des nano-cavités annulaires avec quatre canaux pour chaque fenêtre optique, un facteur de qualité et une efficacité de transmission élevées ont été rapportées environ de 3897 et 86 % respectivement autour de 1550 nm tandis que 3299 et 95 % autour de 1310 nm qui présent une adaptation aux applications DWDM, même si le module proposé souffre d'une surface importante, il est toujours adapté à la conception de circuits optiques intégrés. Finalement, le travail visé dans cette thèse est d'optimiser la conception des modules de démultiplexage à base des circuits optiques élémentaires intégrés dans des plateformes cristaux photoniques bidimensionnels, le bute que se suivre comme perspective, est d'intégrer de nouvelles technologies telles que la non-linéarité notamment les effets Kerr et Pockels, de même trouver une méthode de réalisation des concepts précédemment proposer de même les circuits envisagés dans le futur.

**Résumé:** Les cristaux photoniques inspirés de la nature sont des nano-structures diélectriques dont l'indice de réfraction varie périodiquement à l'échelle de la longueur d'onde. Ces dernières ont la capacité d'empêcher la propagation de la lumière pour certaines gammes des longueurs d'ondes appelées bandes interdites photoniques. La possibilité de créer des défauts au sein du cristal donne à ces dernières l'avantage de contrôler et même confiner de la lumière par l'utilisation des résonateurs et employer la lumière comme un support de transmission, ce qui permet de concevoir de nombreux composants en optique intégrée. Parmi ces composants, on trouve le démultiplexeur qui est un composant clé dans les systèmes de transmission DWDM et qui est utilisé pour la séparation des longueurs d'ondes optiques. Dans la littérature, de nombreuses topologies des démultiplexeurs ont été proposées en se basant sur des techniques fondées sur des résonateurs optiques constitués des défauts. Parmi les différentes topologies, les résonateurs en anneau sont d'avantage pris en compte en raison de leurs caractéristiques spécifiques, notamment la facilité de conception et une sensibilité plus élevée par rapport à d'autres défauts connus. Les caractéristiques dans les résonateurs annulaires sont la base principale pour la conception et la fabrication de dispositifs à base de cristaux photoniques tels que les filtres optiques, les diviseurs, les commutateurs optiques, les portes logiques optiques, les capteurs optiques et les démultiplexeurs optiques. L'objectif de cette thèse est d'aller vers une séparation nette et efficace des longueurs d'ondes autour de 1.31 et 1.55  $\mu\text{m}$ , au-delà de quatre canaux, où on a validé 8 et 16 canaux à travers des topologies originales des démultiplexeurs à base des cristaux photoniques bidimensionnels

**Mots clés :** Cristaux photoniques bidimensionnels, démultiplexeurs, résonateurs annulaires, démultiplexeurs multicanaux, DWDM.

**المخلص:** البلورات الضوئية المستوحاة من الطبيعة هي هياكل نانوية عازلة يتغير معامل انكسارها بشكل دوري عبر الأطوال الموجية. هذه لديها القدرة على منع انتشار الضوء لنطاقات معينة من الأطوال الموجية تسمى فجوات الحزمة الضوئية. إن إمكانية حدوث عيوب داخل البلورة تمنحهم ميزة التحكم بل وحصر الضوء من خلال استخدام الرنانات واستخدام الضوء كوسيط نقل ، مما يجعل من الممكن تصميم العديد من المكونات في الدارات البصرية المدمجة. ومن بين هذه المكونات هو مقسم الترددات (Demultiplexer بالفرنسية) وهو عنصر أساسي في أنظمة الإرسال التي تعتمد على التقسيم المكثف للموجات الضوئية (DWDM بالفرنسية) والذي يستخدم لفصل أطوال الموجات البصري شديدة التقارب. في أدبيات الموضوع، تم اقتراح العديد من طوبولوجيا مقسم الترددات بناءً على تقنيات تعتمد على الرنانات الضوئية المكونة من العيوب. من بين مختلف الطوبولوجيا ، يتم إعطاء الرنانات الحلقية مزيداً من الاهتمام نظراً لخصائصها المحددة ، بما في ذلك سهولة التصميم والحساسية العالية مقارنة بالطوبولوجيات الأخرى المعروفة. الخصائص في الرنانات الحلقية هي الأساس الرئيسي لتصميم وتصنيع الأجهزة القائمة على البلورات الضوئية مثل المرشحات الضوئية ، والفواصل ، القلابات الضوئية ، والبوابات المنطقية الضوئية ، وأجهزة الاستشعار الضوئية ومقسمات الموجات الضوئية. الهدف من هذه الأطروحة هو التحرك نحو فصل واضح وفعال للأطوال الموجية حول 1.31 و 1.55 ميكرومتر ، ما وراء القنوات الرابعة ، حيث تم التحقق من صحة 8 و 16 قناة من خلال طوبولوجيا أصلية مقسمات الموجات الضوئية على أساس بلورات فوتونية ثنائية الأبعاد.

**الكلمات الرئيسية:** بلورات ضوئية ثنائية الأبعاد ، مقسم الترددات، رنانات حلقية ، مقسم الترددات متعدد القنوات ، التقسيم المكثف للموجات الضوئية.

**Abstract:** Nature-inspired photonic crystals are dielectric nanostructures whose refractive index varies periodically across the wavelength spectrum. These have the ability to prevent the propagation of light for certain ranges of wavelengths called photonic bandgaps. The possibility of creating defects within the crystal gives them the advantage of controlling and even confining light through the use of resonators while employing light as a transmission medium, which makes it possible to design many components in integrated optics. Among these components is the demultiplexer which is a key component in DWDM transmission systems and it is used for optical wavelength separation. In the literature, many topologies of demultiplexers have been proposed based on techniques of which are the optical resonators that are made up of defects. Among the various defects, ring resonators are given more consideration due to their specific characteristics, including ease of design and higher sensitivity compared to other known structures. The characteristics in ring resonators are the main basis for the design and manufacture of photonic crystal devices such as optical filters, dividers, optical switches, optical logic gates, optical sensors and optical demultiplexers. The objective of this thesis is to move towards a clear and efficient separation of wavelengths around 1.31 and 1.55  $\mu\text{m}$ , beyond four channels, where we have validated 8 and 16 channels through original topologies of demultiplexers based on two-dimensional photonic crystals.

**Keywords:** Two-dimensional photonic crystals, demultiplexers, ring resonators, multichannel demultiplexers, DWDM.

## ACTIVITES SCIENTIFIQUES

### a) Les publications internationales :

1. **Abdelbasset Moungar**, Hadjira Badaoui, Mehadji Abri, ' 16-Channels wavelength efficient demultiplexing around 1.31/1.55  $\mu\text{m}$  in 2D photonic crystal slab', *Optik*, Volume 193, September 2019, 162685. <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0030402619305029> (*JCR, Impact Factor: 2.187*)
2. L. Mokhtari, H. A. Badaoui, M. Abri, **M. Abdelbasset**, F. Lallam, and B. Rahmi, "Proposal of a New Efficient or/Xor Logic Gates and All-Optical Nonlinear Switch in 2D Photonic Crystal Lattices," *Progress In Electromagnetics Research C*, Vol. 106, 187-197, 2020.  
doi:[10.2528/PIERC20051501](https://doi.org/10.2528/PIERC20051501)  
<http://www.jpier.org/pierc/pier.php?paper=20051501> (*scopus*)
3. **Abdelbasset Moungar**, Hadjira Badaoui, Mehadji Abri, ' Efficient 8-Channels CWDM Demultiplexer in GaAs Photonic Crystal ', *Optical and Quantum Electronics*, springer, soumise.

### b) Les Communications Internationales:

1. L. Mokhtari, M. Abri, H. Abri Badaoui, **A. Moungar** and F. Lallam, *Cristaux Photoniques à Structure déconnectée pour la conception Numérique d'un Filtre selectif*, XIIIèmes Journées Maghrébines des Sciences des Matériaux JMSM'2020 Oran (Algérie) 09 – 11 Mars 2020.  
<https://jmsm2020.sciencesconf.org/>
2. **Moungar Abdelbasset**, Hadjira Badaoui and Abri Mehadji, 'Efficient Demultiplexing of Two Channels Based on Quasi-Square Ring Resonator for Integrated Optics', *ISPA'19: The Sixth International Conference on the Image and Signal Processing and their Applications* Mostaganem, Algeria, November 24-25, 2019. DOI: [10.1109/ISPA48434.2019.8966850](https://doi.org/10.1109/ISPA48434.2019.8966850)  
**Edité par : IEEE Xplore** <https://ieeexplore.ieee.org/abstract/document/8966850>