

**REPUBLIQUE ALGERIENNE DEMOCRATIQUE ET POPULAIRE
MINISTERE DE L'ENSEIGNEMENT SUPERIEUR
ET DE LA RECHERCHE SCIENTIFIQUE
UNIVERSITE DES FRERES MENTOURI-CONSTANTINE
FACULTE DES SCIENCES DE LA TECHNOLOGIE
DEPARTEMENT D'ELECTRONIQUE**

N° d'ordre :.....
Série :.....

THESE

Présentée en vue d'obtention du diplôme de
doctorat en sciences

OPTION : ELECTRONIQUE

Présentée par:

BENDJELLOUL Rahima

Thème

**Etude et caractérisation de circuits photoniques à base de
cristaux photoniques de micro piliers : Application aux
filtres à base de résonateurs**

Soutenu le : 06 / 07 / 2017

Devant le jury:

Mme F. MANSOUR	Président	Prof.	Université de Constantine
Mme T. BOUCHEMAT	Rapporteur	Prof.	Université de Constantine
Mr A. TELIA	Examineur	Prof.	Université de Constantine
Mr D. BENATIA	Examineur	Prof.	Université de Batna
Mr A. HOCINI	Examineur	Prof.	Université de M'Sila
Mr M. BOUCHEMAT	Invité	Prof.	Université de Constantine

Remerciements

Ce travail de thèse a été effectué au sein du Laboratoire Microsystèmes et Instrumentation (LMI), Département d'Electronique de l'université de Constantine, sous la direction scientifique du Professeur Bouchemat Touraya.

Je remercie chaleureusement ma directrice de thèse, professeur Bouchemat Touraya, pour m'avoir encadrée lors de mes recherches et pour m'avoir aidée à acquérir de nouvelles connaissances scientifiques. Je la remercie également de m'avoir accordée sa confiance et d'avoir respecté ma façon de travailler, ce qui a permis le bon déroulement de cette thèse

Je tiens aussi à dire un grand merci à Monsieur Mohamed Bouchemat, professeur à l'université de Constantine qui a toujours trouvé le temps et l'énergie de me donner des conseils très précieux à toutes les étapes importantes de ma thèse. J'ai beaucoup apprécié sa gentillesse, sa pédagogie et sa disponibilité.

Je suis très sensible à l'honneur que m'a fait l'ensemble des membres du jury : Madame Farida Mansour qui m'a fait l'honneur de présider mon jury de thèse, Monsieur Azzedine Telia, Monsieur Djamel Benatia et Monsieur Abdesslem Hocini d'avoir accepté de juger ce travail.

Un grand merci au docteur Ahlem Benmerkhi, maître-assistant à l'université de Constantine, pour sa présence, ses débats enrichissants et ses éclaircissements pertinents sur de nombreux sujets. Je lui souhaite une bonne continuation et un bon courage pour la soutenance de l'habilitation.

Je souhaite aussi remercier Rachid Deghdek, doctorant au labo LMI, pour sa disponibilité et son aide lors de l'installation du logiciel Fullwave. Merci Rachid et bon courage à toi pour la rédaction de ton manuscrit.

Je salue mes amies doctorantes du laboratoire LMI. Je leur souhaite à toutes une bonne continuation et bonne fin de thèse.

Merci à toutes mes amies qui m'ont soutenue et encouragée surtout pendant la rédaction et les jours précédents la soutenance : Noucha, Sabah, Maria, Nayad.

Je tiens à remercier ma famille et ma belle-famille, et tout particulièrement ceux qui me sont très chers : mes parents, mes sœurs, mon frère. Merci du fond du cœur pour votre confiance, votre soutien, votre amour, et surtout votre patience.

Enfin, j'exprime ma dernière pensée à mon mari Ghani et ma petite fille Lina pour m'avoir apporté le soutien et la bonne humeur dont j'avais tant besoin pour effectuer ce travail.

Merci à tous ceux que j'ai croisés à un moment ou un autre de ma vie qui, pour la plupart sans le savoir, ont contribué à me faire progresser.

Liste des abréviations

CPs : Cristaux photoniques

BIP : Bande Interdite Photonique

TE : Transverse Electrique, polarisation TE

TM : Transverse Magnétique, polarisation TM

CDF : Channel Drop Filter, filtre à extraction

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

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

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

PICs : Photonic Integrated Circuits, circuits photoniques intégrés

ISL : Intervalle Spectral Libre ou Free Spectral Range, FSR

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

FDTD : Finite-Difference Time-Domain method, méthode de calcul des différences finies dans le domaine temporel

PWE : Plane Wave Expansion method, méthode de décomposition en ondes planes

Table des matières

Remerciements	i
Liste des abréviations	ii
Introduction générale	1
I. Généralités sur les cristaux photoniques	4
I. 1. Introduction	4
I. 2. Qu'est-ce qu'un cristal photonique ?	4
I. 3. Equations de Maxwell	5
I.3.1. Analogie électron- photon	5
I. 3. 2. Quelques notions essentielles	7
I. 3. 2. 1. Notions de réseaux directs et réciproques	7
I. 3. 2. 2. Zones de Brillouin (ZB)	8
I. 3. 2. 3. Loi d'échelle	9
I. 4. Les différentes classes des cristaux photoniques	10
I. 4. 1. Cristaux photoniques unidimensionnels	10
I. 4. 1. 1. Vitesse de phase et vitesse de groupe	12
I. 4. 2. Cristaux photoniques bidimensionnels	13
I. 4. 2. 1. Diagrammes de bandes	15
I. 4. 2. 1. 1. Zone de Brillouin irréductible	15
I. 4. 2. 2. Carte des bandes interdites	17
I. 4. 3. Cristaux photoniques tridimensionnels	18
I.4. 4. Cristaux photoniques planaires	20
I.4.4.1. Cône de lumière	21
I.4.4.2. Approche membrane ou substrat	23
I.5. Défauts dans les cristaux photoniques	23
I.5.1. Défauts ponctuels	24
I.5.2. Défauts linéaires	25
I.6. Applications des cristaux photoniques	26
I.7. Technologies et matériaux	27
1.8. Conclusion	28
Références du chapitre I	29
II. Filtres optiques à cristaux photoniques	32
II. 1. Introduction	32
II. 2. Performances et état de l'art	33
II. 3. Filtre channel drop à base de résonateur en anneau à cristal photonique	36
II. 3. 1. Résonateurs en anneaux à cristaux photoniques (PCRRs)	36
II. 3. 2. Attributs des résonateurs en anneaux	38
II. 3. 2. 1. Facteur de qualité	38
II. 3. 2. 2. Finesse	40
II. 3. 3. Définition	40
II. 4. Principe de fonctionnement d'un filtre channel drop	41
II. 4. 1. Résonateur monomode	41
II. 4. 2. Résonateur à deux modes de symétrie opposée	42
II. 5. Quelques topologies	44
II. 5. 1. Filtre channel drop à base de PCRR carré et quasi-carré	44

II. 5. 2. Filtre channel drop à base de PCRR de forme hexagonale	45
II. 5. 3. Filtre channel drop à base de PCRR de forme circulaire	47
II. 6. Filtre channel drop en forme de T à base de PCRR	48
II. 7. Paramètres affectant les caractéristiques des filtres à extraction	49
II. 8. Démultiplexeurs à base de PCRRs	50
II. 9. Conclusion	52
Références du chapitre 2	53
III. Outils de simulation des cristaux photoniques	57
III. 1. Introduction	57
III. 2. Méthodes numériques	57
III. 2. 1. La méthode des ondes planes (PWE)	57
III. 2. 1. 1. Equation d'onde	58
III. 2. 1. 2. Propagation dans un milieu périodique - théorème de Bloch	58
III. 2. 2. La méthode FDTD	60
III. 2. 2. 1. Equations de Maxwell	61
III. 2. 2. 2. Principe des différences finies centrées	63
III. 2. 2. 3. Discrétisation des équations de Maxwell et algorithme de Yee	64
III. 2. 2. 4. Critère de stabilité (CFL)	68
III. 2. 2. 5. Conditions aux limites	68
III. 3. Logiciels	69
III. 4. Conclusion	70
Références du chapitre 3	70
IV. Résultats et interprétations	72
IV. 1. Introduction	72
IV. 2. Structure d'étude	72
IV. 2. Critères de sélection	72
IV. 2. 2. Paramètres de la structure étudiée	73
IV. 3. Filtre channel drop à base de PCRR : Système à quatre ports	75
IV. 3. 1. Structure de base	75
IV. 3. 2. Structure modifiée	81
IV. 3. 2. 1. Premier cas : Courbure du guide drop	81
IV. 3. 2. 2. Deuxième cas : Influence du PCRR	83
IV. 3. 2. 3. Troisième cas : Influence de la distance de couplage	86
IV. 3. 3. Paramètres affectant les caractéristiques du filtre	90
VI. 4. Filtre channel drop en forme de T à base de PCRR : Système à trois ports	94
IV. 4. 1. Structure du filtre	94
VI. 4. 2. Accordabilité du filtre	99
IV. 5. Démultiplexeur à base de PCRRs	101
IV. 6. Conclusion	106
Références du chapitre 4	106
Conclusion générale	109
Publications et communications	111

Introduction générale

Au cours des dernières années, des progrès remarquables ont été accomplis dans le domaine des sciences et techniques de l'information. Beaucoup de ces progrès découlent de la révolution de la physique des semi-conducteurs qui exploitait la propriété de conduction des électrons dans les matériaux cristallins. Cependant, dans cette nouvelle ère de l'information, et avec la demande sans cesse croissante de dispositifs de communication rapides, un nouveau type de transfert et de traitement de l'information vient se positionner au premier plan. Pour des raisons de consommation, de bande passante et de débit, l'optique est une alternative crédible aux interconnexions métalliques classiques. La transmission de l'information, tout en restant rapide, est également libérée des problèmes d'interférences parasites. Des circuits optiques existent déjà mais sont de l'ordre du millimètre, ils restent donc encombrants et peu favorables. Les cristaux photoniques (CPs), encore appelés matériaux à bandes interdites photoniques (BIP) apparaissent alors comme des candidats prometteurs pour la réalisation d'interconnexions optiques puisqu'ils permettent de manipuler la lumière à une échelle sub-micronique.

Les cristaux photoniques sont des structures diélectriques dont l'indice de réfraction est modulé périodiquement à l'échelle de la longueur d'onde, ce qui affectent la propagation des ondes électromagnétiques à l'intérieur de la structure. Du fait de cette périodicité, les CPs présentent une propriété optique unique : la bande interdite photonique (BIP) dans laquelle aucun mode électromagnétique ne peut se propager. En introduisant un défaut (ponctuel ou linéaire ou les deux) dans ces structures, la périodicité et donc la continuité de la BIP sont brisées et la propagation de la lumière peut être localisée dans la région du défaut. Une telle propriété permet la réalisation d'une grande variété de dispositifs actifs et passifs pour la communication optique tels que les diviseurs de puissance, les photodétecteurs, les filtres, les multiplexeurs et démultiplexeurs, les modulateurs,.... Comparés aux dispositifs optiques

conventionnels, les dispositifs optiques à base de cristaux photoniques ont suscité un grand engouement en raison de leur compacité par rapport aux dispositifs classiques, à leur vitesse d'opération élevée, à leur meilleur confinement, à leur intégration et au fait que la performance du dispositif n'est pas affectée par sa miniaturisation.

Les éléments de filtrage optique comptent parmi les composants les plus importants des systèmes de télécommunication. Ils permettent d'extraire une longueur d'onde précise d'un canal particulier, dans un flux de données, sans affecter les autres canaux. Ils sont capables de transmettre de manière sélective la lumière pour une plage de longueurs d'onde spécifiques et d'acheminer ou de bloquer le reste de longueurs d'ondes. Le filtre channel drop (CDF) joue un rôle clé dans l'intégration des circuits photoniques. IL a suscité l'attention des chercheurs en raison de la demande significative pour la sélection d'un canal requis à partir des systèmes WDM. De nombreux travaux de littérature ont portés sur différents types de filtres à base de cristaux photoniques bidimensionnels afin d'améliorer leurs caractéristiques de transmission. Les résonateurs en anneau à cristaux photoniques (Photonic crystals ring resonators : PCRRs) sont les composants les plus couramment utilisés pour concevoir des filtres optiques à base de CPs. Ce sont des candidats avantageux pour la réalisation d'une nouvelle génération de démultiplexeurs et de biodétecteurs.

Ainsi, le but de ce travail est l'étude et la caractérisation de circuits photoniques à base de cristaux photoniques bidimensionnels et en particulier l'étude des filtres à extraction à base de résonateurs en anneaux.

Cette thèse s'articule autour de quatre chapitres :

Le premier chapitre est une introduction générale à l'étude des propriétés des cristaux photoniques. Nous verrons qu'une grande partie de leurs propriétés peut être acquise de l'analogie qui existe entre les cristaux photoniques et les cristaux solides. Nous énumérons les différentes classes de ces cristaux, nous porterons une attention particulière à décrire les cristaux photoniques bidimensionnels. Nous présenterons quelques exemples d'applications utilisant ces structures. Nous parlerons enfin des matériaux et des technologies qui sont actuellement utilisés pour la fabrication des cristaux photoniques.

Dans le deuxième chapitre, nous présenterons les bases théoriques nécessaires à la compréhension des filtres channel drop (CDFs) à base de résonateurs en anneaux à cristaux photoniques (PCRRs). Pour cela, nous allons décrire dans un premier temps les PCRRs et présenter leurs propriétés générales. Le principe de fonctionnement du CDF sera également

décrit. Par la suite, nous détaillerons quelques configurations des CDFs à base de différents résonateurs et dévoilerons les paramètres affectant leurs caractéristiques. Nous terminerons ce chapitre par la présentation succincte de l'application du démultiplexage.

Le troisième chapitre est dédié aux outils de modélisation des cristaux photoniques. Tout d'abord nous parlerons des principales techniques utilisées. Nous détaillerons deux d'entre elles. Par la suite, nous décrirons les logiciels de simulation utilisés pour effectuer ce travail.

Le chapitre quatre quant à lui est consacré à l'étude numérique des filtres à extraction en utilisant la méthode des différences finies dans le domaine temporel à deux dimensions (FDTD-2D). Dans la première partie, nous allons considérer deux types de filtres, le premier contient quatre ports, un port d'entrée et trois ports de sortie, et est constitué d'un seul PCRR situé entre deux guides d'ondes parallèles. Tandis que le second comporte trois ports, un port d'entrée et deux ports de sortie, et est composé d'un seul PCRR introduit entre deux guides d'onde perpendiculaires. Dans la deuxième partie, nous allons étudier un démultiplexeur à cristal photonique en utilisant un filtre channel drop à base de PCRR comme élément fondamental pour sa conception. La structure finale de ce dernier est constituée de trois CDFs avec des indices de réfraction différents.

Enfin, nous achèverons ce document par une conclusion générale.

Chapitre I

Généralités sur les cristaux photoniques

I. 1. Introduction

Depuis quelques années, les cristaux photoniques constituent un domaine de recherche suscitant un engouement très important car ils permettent de contrôler de façon extensive la propagation de la lumière. Pour comprendre comment ces matériaux agissent sur la lumière, il est nécessaire de connaître l'origine de leurs propriétés, en particulier leurs caractéristiques de dispersion de la lumière.

Ce premier chapitre offre une introduction générale à l'étude des propriétés des cristaux photoniques. Nous verrons qu'une grande partie de ces propriétés peut être acquise de l'analogie qui existe entre les cristaux photoniques et les cristaux solides. Nous présenterons les différents types de ces cristaux, nous porterons une attention particulière à décrire les cristaux photoniques à deux dimensions (et leurs défauts) qui seront les seuls que nous exploiterons dans la suite de ce travail. Nous parlerons enfin des matériaux et des technologies qui sont actuellement utilisés pour la fabrication de ces cristaux photoniques.

I. 2. Qu'est-ce qu'un cristal photonique ?

Les cristaux photoniques (CPs) ou matériaux à bandes interdites photoniques sont des structures artificielles dont la constante diélectrique est modulée de façon périodique dans une ou plusieurs directions avec une période de l'ordre des longueurs d'onde des photons optiques. Selon le nombre de directions, ces structures sont désignées par l'appellation de cristaux photoniques à une, deux ou trois dimensions (voir figure 1.1) [1, 2]. La propriété principale des cristaux photoniques est l'existence de bandes de fréquences interdites, c'est-à-dire que la propagation de la lumière est interdite dans certaines directions et pour certaines fréquences, d'où l'appellation de matériaux à bandes interdites photoniques (BIPs). Ce phénomène est dans

une certaine mesure analogue à celui de l'ouverture de bandes interdites électroniques dans des cristaux atomiques de matériaux semi-conducteurs.

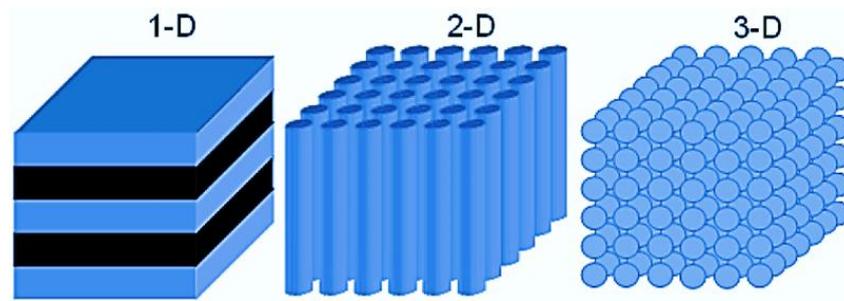


Figure 1.1 : Représentation schématique des différents types de cristaux photoniques : unidimensionnel (1D), bidimensionnel (2D) et tridimensionnel (3D).

En 1887, Lord Rayleigh est le premier à avoir montré que l'on pouvait produire un gap ou une bande interdite photonique dans des structures périodiques en étudiant le miroir de Bragg : la forme la plus simple d'un cristal photonique composée d'un empilement multicouche. La possibilité de généraliser le concept des bandes interdites photoniques aux structures bidimensionnelles et tridimensionnelles a été initiée par Eli Yablonovitch [3] et Sajeev John [4] en 1987 dans le but de contrôler l'émission spontanée de la lumière.

I. 3. Equations de maxwell

I. 3. 1. Analogie électron- photon

La théorie des cristaux photoniques s'inspire très largement de la similitude entre un photon qui se propage dans un cristal photonique et un électron dans un semi-conducteur. En effet, l'équation de Schrödinger, régissant le déplacement des électrons dans un matériau caractérisé par un potentiel périodique est analogue à l'équation de propagation, dérivée des équations de Maxwell, utilisée pour décrire la propagation d'une onde électromagnétique dans un matériau caractérisé par sa constante diélectrique périodique ε .

Avant de montrer les similitudes qui existent entre ces deux équations, commençons d'abord par écrire les équations de Maxwell qui gouvernent le comportement des systèmes optiques et électromagnétiques.

Dans le cas d'un milieu diélectrique, linéaire, isotrope, non magnétique, et en l'absence de charges et de courants, les équations de Maxwell s'expriment de la manière suivante [5] :

$$\begin{aligned}
 \nabla \cdot (\varepsilon(r) \cdot E(r, t)) &= 0 & (I.1) \\
 \nabla \cdot H(r, t) &= 0 & (I.2) \\
 \nabla \times E(r, t) &= -\mu_0 \frac{\partial H(r, t)}{\partial t} & (I.3) \\
 \nabla \times H(r, t) &= \varepsilon_0 \varepsilon(r) \frac{\partial E(r, t)}{\partial t} & (I.4)
 \end{aligned}
 \left. \vphantom{\begin{aligned} \nabla \cdot (\varepsilon(r) \cdot E(r, t)) &= 0 \\ \nabla \cdot H(r, t) &= 0 \\ \nabla \times E(r, t) &= -\mu_0 \frac{\partial H(r, t)}{\partial t} \\ \nabla \times H(r, t) &= \varepsilon_0 \varepsilon(r) \frac{\partial E(r, t)}{\partial t} \end{aligned}} \right\} (I)$$

Où E et H désignent respectivement les champs électrique et magnétique, ε est la permittivité relative appelée aussi la constante diélectrique, ε_0 et μ_0 représentent la permittivité diélectrique et la perméabilité magnétique du vide, r et t représentent les dépendances spatiales et temporelles.

Par manipulation des deux dernières équations, on obtient l'équation de propagation pour le champ électrique et en suivant les étapes suivantes :

En appliquant l'opérateur rotationnel dans (I. 3), on obtient :

$$\nabla \times (\nabla \times E(r, t)) = -\mu_0 \frac{\partial}{\partial t} (\nabla \times H(r, t)) \quad (I. 5)$$

En introduisant l'équation (I. 4) dans l'équation (I. 5), cette dernière devient :

$$\nabla \times (\nabla \times E(r, t)) = -\mu_0 \varepsilon_0 \varepsilon(r) \frac{\partial^2 E(r, t)}{\partial t^2} \quad (I. 6)$$

La recherche de solutions harmoniques $E(r, t) = E(r)e^{-i\omega t}$ aboutit à :

$$\nabla \times (\nabla \times E(r)) = \frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon(r) E(r) \quad (I. 7)$$

On sait que :

$$\nabla \times (\nabla \times E(r)) = \nabla \cdot (\nabla \cdot E(r)) - \Delta E(r)$$

$$\nabla \cdot E(r) = 0 \quad \Rightarrow \quad \nabla \cdot (\nabla \cdot E(r)) = 0$$

On a aussi :

$$\Delta E(r) = \nabla^2 E(r)$$

On aura donc :

$$\nabla^2 E(r) = -\frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon(r) E(r) \quad (I. 8)$$

C'est l'équation de propagation d'une onde électromagnétique dans un milieu de constante diélectrique $\varepsilon(r)$.

$c = \frac{1}{\sqrt{\mu_0 \epsilon_0}}$: La vitesse de la lumière.

ω : Pulsation.

L'équation de Schrödinger en régime stationnaire pour la fonction d'onde ψ d'un électron dans un potentiel V s'écrit sous la forme suivante [6] :

$$\nabla^2 \psi(r) = -\frac{2m}{\hbar^2} (E - V(r)) \psi(r) \quad (\text{I. 9})$$

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

\hbar est la constante de Planck réduite.

Dans ce cas, l'équation de Schrödinger qui régit le comportement des électrons dans un potentiel V (équation I. 9) est analogue à l'équation de propagation des photons dans un milieu de constante diélectrique ϵ (équation I. 8). Ainsi, de la même manière que la périodicité du potentiel cristallin d'un semi-conducteur entraîne l'apparition de bandes interdites en énergie pour les électrons, la périodicité de la constante diélectrique d'un cristal photonique est à l'origine de domaines de fréquences pour lesquels le cristal ne supporte pas de mode électromagnétique, autrement dit, pour lesquels la lumière ne peut se propager dans la structure.

D'autre part, de même qu'en dopant un semi-conducteur en ajoutant des impuretés, on rompt la périodicité du potentiel et on peut faire apparaître des niveaux d'énergie permis dans la bande interdite. 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 une fréquence de propagation permise dans la bande interdite photonique [7, 8].

I. 3. 2. Quelques notions essentielles

Nous avons précédemment montré que l'équation de Schrödinger était très proche des équations d'ondes électromagnétiques. Cette analogie permet l'utilisation des outils des concepts développés en physique du solide, tels que les notions de réseau réciproque, zone de Brillouin et le théorème de Bloch pour la résolution de l'équation d'onde.

I. 3. 2. 1. Notions de réseaux directs et réciproques

Un réseau cristallin est constitué par la répétition périodique dans les trois dimensions de l'espace d'une maille élémentaire. Les vecteurs de base de la maille élémentaire définissent une base \vec{a}_i qui représente les vecteurs primitifs du réseau.

Dans l'étude des cristaux photoniques, la représentation des diagrammes de bandes se fait pour des composantes du vecteur d'onde k . Pour travailler avec ce vecteur d'onde, on utilise une nouvelle base appelée base réciproque. Cette dernière est définie à partir des vecteurs de base du réseau direct, correspondant au réseau du cristal photonique dans l'espace physique, grâce à la transformation :

$$\vec{a}_i \cdot \vec{b}_j = 2\pi\delta_{ij} \quad (\text{I. 10})$$

Avec \vec{a}_i les vecteurs de base du réseau direct, \vec{b}_j les vecteurs de base du réseau réciproque et δ_{ij} le symbole de Kronecker.

C'est cette base qui va nous permettre de définir la zone de Brillouin dans l'espace des vecteurs d'onde (réseau réciproque) pour représenter les courbes de dispersion.

I. 3. 2. 2. Zones de Brillouin (ZB)

Les zones de Brillouin sont des régions qui partitionnent l'espace réciproque associé au cristal. La première zone de Brillouin est le plus petit volume entièrement compris entre les plans médiateurs des segments (lignes qui relient un nœud donné à tous ses voisins) du réseau réciproque tracés à partir de l'origine. La première zone de Brillouin est souvent appelée simplement zone de Brillouin.

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

Elle peut être obtenue de la manière suivante :

- Joindre un nœud du réseau à ses voisins les plus proches (premiers voisins).
- Tracer les plans médiateurs de ces segments.

La zone ainsi déterminée est la zone de Brillouin.

La figure 1.2 donne une représentation graphique des réseaux direct, réciproque et de la première ZB pour un réseau carré.

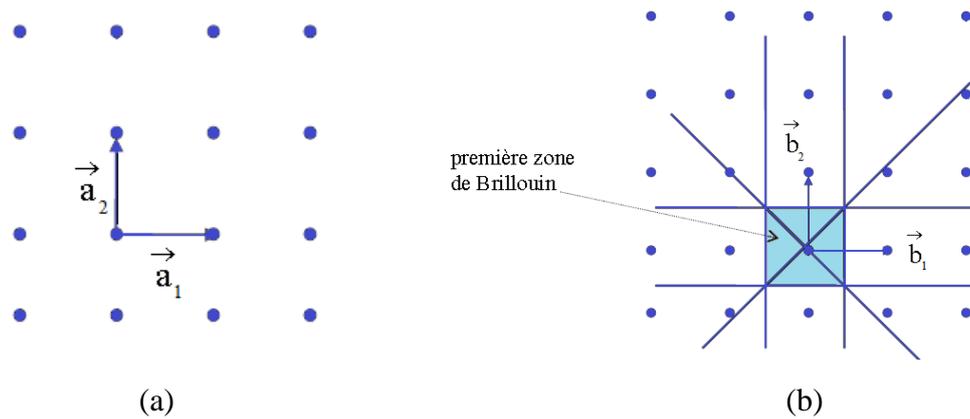


Figure 1.2 : Représentation d'un réseau carré dans : (a) l'espace réel et (b) l'espace réciproque avec la première zone de Brillouin associée.

I. 3. 2. 3. Loi d'échelle

Une des propriétés des cristaux photoniques est qu'ils obéissent à une loi d'échelle qui simplifie leur étude [5]. Cette propriété concerne les dimensions de la fréquence ω et du vecteur d'onde k dans la structure de bandes. En effet, si l'on réduit d'un facteur d'échelle s les distances caractéristiques r de la constante diélectrique $\varepsilon(r)$, les solutions de l'équation (I. 8) sont également réduites de ce même facteur s . Les relations de dispersion des cristaux photoniques sont ainsi généralement représentées en unités normalisées par la période « a » du réseau réel. Il est possible donc de définir des coordonnées réduites (ou normalisées) pour les fréquences et les vecteurs d'onde :

$$\omega_r = \omega \frac{a}{2\pi c} = \frac{a}{\lambda} \quad (\text{I. 11})$$

$$k_r = k \frac{a}{2\pi} \quad (\text{I. 12})$$

Où :

ω_r et k_r sont la fréquence et le vecteur d'onde normalisés.

c : la célérité de la lumière dans le vide.

ω et k : la pulsation et le vecteur d'onde.

Cette propriété intéressante nous permettra, pour une longueur d'onde donnée, d'accéder à une large gamme de fréquences réduites, simplement en faisant varier le paramètre de maille « a » de la structure. Cela signifie que l'on peut explorer expérimentalement les propriétés des

cristaux photoniques à l'échelle micro-onde où la technologie de conception ne demande pas beaucoup de contraintes et de prédire leurs propriétés à l'échelle submicronique.

I. 4. Les différentes classes des cristaux photoniques

Pour comprendre l'apparition de la bande interdite photonique et des propriétés qui en découlent, nous étudions d'abord le cas simple d'un milieu dont la constante diélectrique est périodique suivant une seule dimension : le miroir de Bragg. L'étude du cristal 1D est très utile pour comprendre les principaux phénomènes physiques présents également dans les cristaux 2D et 3D comme l'ouverture de bandes interdites photoniques. Dans une deuxième partie, nous détaillerons les cristaux photoniques à deux dimensions. Nous étudierons les deux types de réseaux existant de ces cristaux, nous verrons leurs propriétés géométriques, leurs zones de Brillouin irréductibles et leurs diagrammes de bandes. A cause des limitations de fabrication des cristaux photoniques tridimensionnels, ces derniers ne sont pas encore commercialisés. Ainsi, nous ne les étudions pas en détail. Les seuls cristaux qui seront considérés dans la suite de ce travail sont les cristaux bidimensionnels.

I. 4. 1. Cristaux photoniques unidimensionnels

Les cristaux photoniques unidimensionnels possèdent une permittivité diélectrique périodique dans une direction et uniforme dans les deux autres directions (Figure 1.3). Un cas particulier très intéressant est le miroir de Bragg, qui est un empilement de deux couches alternées de matériaux homogènes ayant des constantes diélectriques ε différentes [9]. Le miroir de Bragg est utilisé depuis fort longtemps comme miroir en optique et dans les cavités lasers. C'est d'ailleurs cette dernière utilisation, qui permit à Eli Yablonovitch de généraliser ce concept de miroir unidimensionnel aux dimensions supérieures.

Ce paragraphe illustre l'apparition de bandes interdites photoniques dans les cristaux photoniques avec l'exemple du miroir de Bragg. Pour ce faire, Considérons une onde électromagnétique de vecteur d'onde k qui se propage à incidence normale dans un miroir de Bragg constitué d'une alternance de couches d'épaisseurs a_1 et a_2 et de permittivités ε_1 et ε_2 (figure 1.3.a). La période est $a = a_1 + a_2$ dans la direction de l'empilement. L'onde va se réfléchir à chaque interface de cellule périodique élémentaire pour donner une onde de vecteur d'onde $-k$ (figure 1.3.b). Le déphasage entre deux ondes réfléchies successives est $2ak$. Tant que $2ak$ est très différent de 2π , les ondes réfléchies successivement n'interfèrent pas constructivement. Pour $k = \pm\pi/a$ (En bord de zone de Brillouin), les ondes réfléchies interfèrent constructivement. Les ondes propagatives et réfléchies de même énergie ω_0 ainsi

couplées par le milieu donnent naissance à deux ondes stationnaires en $k = \pm\pi/a$ de fréquences distinctes ω_1 et ω_2 .

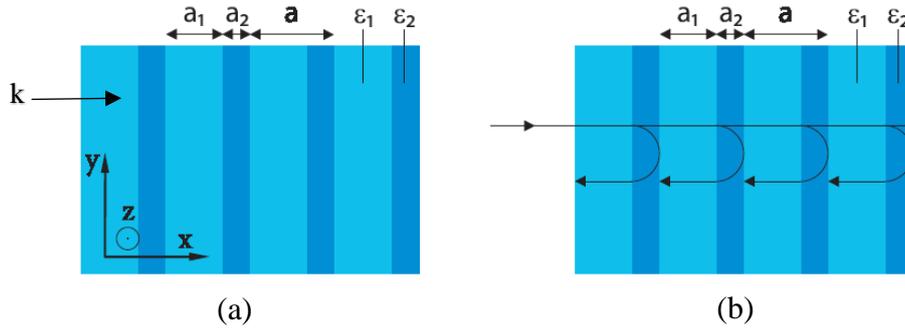


Figure 1.3 : (a) Représentation schématique d'un miroir de Bragg constitué de 2 types de couches de permittivité ϵ_1 et ϵ_2 . La maille du cristal est $a = a_1 + a_2$. (b) Schémas des réflexions sur les mailles successives [10].

La levée de dégénérescence ouvre une bande interdite photonique $\Delta\omega$ entre ω_1 et ω_2 dans laquelle aucun mode ne peut exister dans la structure. La partie jaune représente les régions où des modes électromagnétiques n'existent pas (figure 1.4). Lorsque les épaisseurs optiques des différentes couches sont égales ($n_1 a_1 = n_2 a_2$), la largeur $\Delta\omega$ de cette bande interdite ne dépend que du contraste d'indice, elle peut être approchée par [11] :

$$\Delta\omega = \frac{4}{\pi} \omega_0 \sin^{-1} \left(\frac{|n_1 - n_2|}{n_1 + n_2} \right) \quad (\text{I. 13})$$

Où n_1 et n_2 sont les indices de réfraction des deux matériaux diélectriques, avec $n = \sqrt{\epsilon}$.

Cette bande interdite est d'autant plus étroite que le contraste d'indice de réfraction entre les couches est faible, mais existe dès que $\epsilon_1 \neq \epsilon_2$. De part et d'autre de la bande interdite, les modes optiques propres de la structure sont stationnaires : la puissance du mode de fréquence ω_1 se concentre dans le matériau de fort indice, tandis que celle du mode de fréquence ω_2 se concentre dans le matériau de faible indice. Pour cette raison, les bandes de transmission correspondantes sont désignées respectivement par bande diélectrique et bande d'air [12].

Tous les résultats que nous avons énoncés ici sont valables dans le cas d'une onde incidente normale à la structure. Pour une incidence oblique, les fréquences des bandes interdites changent. Ainsi à une longueur d'onde donnée, le miroir de Bragg ne réfléchit que les rayons arrivant dans un certain cône : la bande interdite n'est pas complète, elle n'existe pas quel que

soit le vecteur d'onde de l'onde incidente. Afin de créer une bande interdite plus complète, il faut structurer la permittivité du matériau selon plusieurs dimensions de l'espace [13].

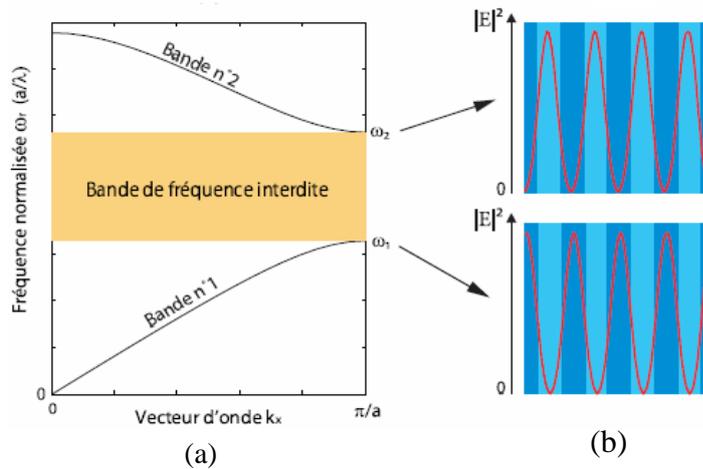


Figure 1.4 : (a) Relation de dispersion d'un miroir de Bragg ($a_1 = a_2$, $\varepsilon_1 = 1$, $\varepsilon_2 = 11$) pour un vecteur d'onde perpendiculaire aux couches. (b) Allure du champ électrique $|E|^2$ pour $k_x = \pi/a$ à l'intérieur des couches [10].

I. 4. 1. 1. Vitesse de phase et vitesse de groupe

Considérons un paquet d'ondes planes dont le spectre est étroit et centré sur la pulsation ω_0 et soit k_0 le vecteur d'onde correspondant à cette pulsation. La vitesse de groupe d'un paquet d'ondes correspond à la vitesse de propagation de ses maxima d'amplitude, c'est-à-dire à la vitesse de propagation de l'information et donc l'énergie lumineuse. Dans le cas 1D, elle peut être définie par :

$$v_g = \left(\frac{\partial \omega}{\partial k} \right)_{k=k_0} \quad (\text{I.14})$$

Il convient de ne pas confondre vitesse de groupe et vitesse de phase définie par :

$$v_\phi = \frac{\omega}{k} \quad (\text{I.15})$$

La vitesse de phase correspond à la vitesse de propagation de l'onde monochromatique de pulsation ω faisant partie du paquet d'onde.

On peut relier la vitesse de groupe à la vitesse de phase par la formule de Rayleigh en passant dans l'espace des longueurs d'onde :

$$v_g = v_\phi - \lambda \frac{\partial v_\phi}{\partial \lambda} \quad (\text{I.16})$$

A partir de cette formule, nous pouvons constater que la vitesse de groupe peut être positive ou négative et être, en valeur absolue, plus ou moins grande que la vitesse de phase.

Dans le cas d'un cristal photonique à deux ou trois dimensions la vitesse de groupe peut être définie par la relation suivante [14] :

$$\vec{v}_g = \overrightarrow{\text{grad}}_{\vec{k}}(\omega) \quad (\text{I.17})$$

Sachant que la dérivée de la relation de dispersion représente la vitesse de groupe de la lumière. Nous pouvons montrer alors à partir de la Figure 1.4 que cette vitesse de groupe en bord de zone de Brillouin (en $k = \pm\pi/a$) devient nulle où les courbes de dispersion atteignent un extrémum. Les cristaux photoniques sont ainsi capables de ralentir la lumière.

I. 4. 2. Cristaux photoniques bidimensionnels

Un cristal photonique bidimensionnel est une structure qui présente une modulation périodique de la constante diélectrique suivant deux directions de l'espace, et homogène dans la troisième. Les propriétés optiques des structures bidimensionnelles sont fortement dépendantes de la polarisation de l'onde électromagnétique. On peut séparer le champ électromagnétique en deux polarisations indépendantes, la polarisation TE (Transverse Electrique) et la polarisation TM (Transverse Magnétique). En polarisation TE, le champ électrique (E) est orienté dans le plan de périodicité et le champ magnétique (H) n'a qu'une composante normale au plan. Dans ce cas, les composantes du champ électromagnétique sont (E_x, E_y, H_z), les autres composantes étant nulles. En polarisation TM, les rôles de E et H sont permutés et le champ est de la forme (H_x, H_y, E_z) (figure 1.5).

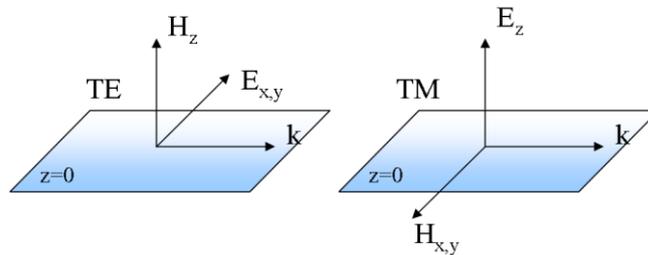


Figure 1.5 : Définition des polarisations pour les cristaux photoniques 2D.

Selon que l'on considère la polarisation TE ou TM, les bandes énergétiques permises ou interdites seront différentes. Il existe donc une bande interdite TE et une bande interdite 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 pour l'une des polarisations mais pas pour l'autre. Dans la plupart des cas l'intérêt d'un cristal photonique provient de sa capacité à interdire la propagation de la lumière. Il est donc hautement désirable de travailler avec un cristal qui présente la bande interdite la plus complète possible [15].

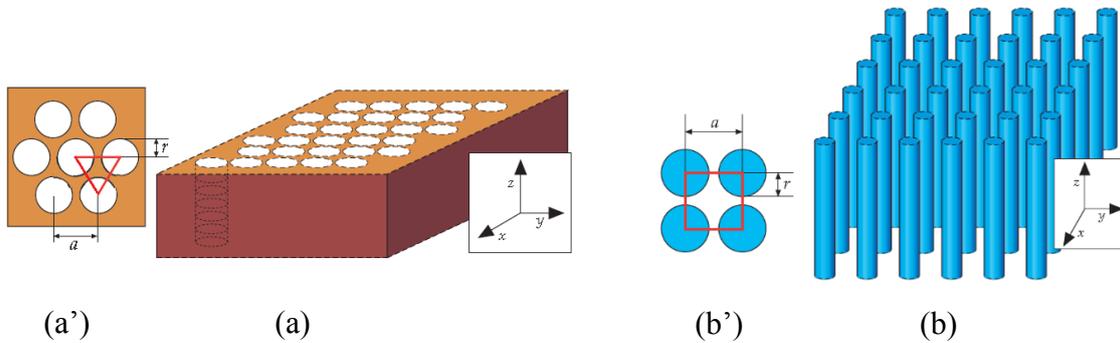


Figure 1.6 : Cristal photonique bidimensionnel constitué d'un (a) réseau triangulaire de trous d'air, (b) réseau carré de tiges diélectriques. (a') et (b') montrent les vues de haut des deux réseaux. a est le pas du réseau. r est le rayon des trous et des tiges dans (a) et (b) respectivement. La cellule élémentaire est représentée en rouge. La structure est homogène selon z et périodique suivant x et y [2].

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

Tableau 1.1 : Caractéristiques géométriques principales des réseaux bidimensionnels carré et triangulaire.

Les cristaux photoniques à deux dimensions sont généralement constitués d'un réseau périodique de piliers de diélectrique dans l'air ou de trous d'air percés dans une matrice diélectrique. Les deux réseaux les plus courants pour l'organisation des piliers (ou des trous) sont le réseau carré et le réseau triangulaire (figure 1.6) [16].

Les propriétés géométriques élémentaires des réseaux bidimensionnels carré et triangulaire de trous circulaires sont résumées dans le tableau 1-1. Le facteur de remplissage f désigne le rapport entre l'aire occupée par le motif et celle de la maille élémentaire du réseau.

I. 4. 2. 1. Diagrammes de bandes

En physique du solide, le comportement des électrons dans un cristal est régi par un potentiel périodique qui autorise ou qui interdit la propagation des électrons dans certaines directions appelées bandes interdites (ou gap). Par analogie avec la physique du solide, la description théorique d'un cristal photonique peut se faire à l'aide d'un diagramme de bandes offrant ainsi des informations sur la propagation de l'onde électromagnétique. Cependant, le calcul du diagramme de bandes d'une structure à cristal photonique permet de déterminer l'ensemble des caractéristiques de la structure (position spectrale des modes, les bandes interdites, la courbure de bande des modes de Bloch, choix du mode...); c'est donc un outil indispensable pour l'étude qualitative des cristaux photoniques.

Dans cette partie, nous présentons deux types de cristaux photoniques bidimensionnels. Nous calculons leurs diagrammes de bandes, à l'occasion desquels nous introduisons la notion de zone de Brillouin irréductible.

I. 4. 2. 1. 1. Zone de Brillouin irréductible

Pour une structure périodique 2D, la définition du diagramme de bandes consistera à reporter les courbes de dispersion $\omega_n(k)$ représentant la variation de la fréquence des modes en fonction du module du vecteur k qui parcourt le périmètre du triangle de la zone de Brillouin irréductible. Il est donc possible de réduire la zone d'étude de l'espace réciproque : on définit en effet la zone de Brillouin irréductible qui est la zone de Brillouin réduite par les symétries du groupe ponctuel auquel appartient la maille. Dans le cas du réseau carré, la zone de Brillouin est réduite à un triangle dont les sommets sont les points de haute symétrie de l'espace réciproque Γ , M et X. Dans le cas du réseau triangulaire, la zone de Brillouin est réduite à un triangle dont les sommets sont les points de haute symétrie de l'espace réciproque Γ , M et K. Le vecteur d'onde parcourt ainsi les directions de plus haute symétrie : ΓM , ΓX et XM pour le réseau carré, et : ΓM , ΓK et KM pour un réseau triangulaire.

La figure 1.7 représente l'espace direct et réciproque ainsi que la première zone de Brillouin et la zone de Brillouin irréductible pour un réseau carré et triangulaire. Les points de haute

symétrie du réseau réciproque sont également reportés sur la figure 1.7 pour les deux types de réseaux.

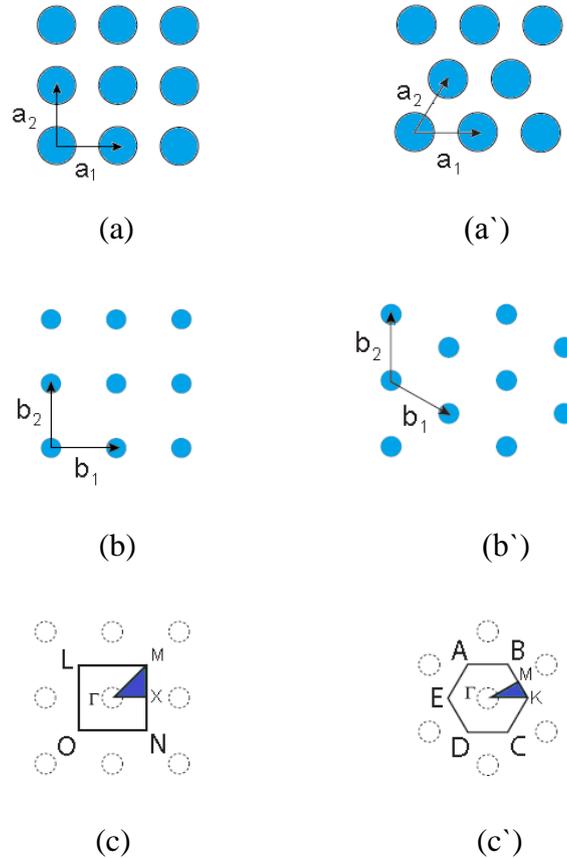


Figure 1.7 : Cristal photonique bidimensionnel de réseau triangulaire et carré. (a) Espace réel de vecteurs de base a_1 et a_2 , (b) espace réciproque de vecteurs de base b_1 et b_2 et (c) première zone de Brillouin (carré hexagone) de la structure carrée. Le triangle ayant pour sommet les points de haute symétrie Γ , M et X constitue la zone de Brillouin réduite. (a') Espace réel de vecteurs de base a_1 et a_2 , (b') espace réciproque de vecteurs de base b_1 et b_2 et (c') première zone de Brillouin (hexagone) de la structure triangulaire. Le triangle ayant pour sommet les points de haute symétrie Γ , M et K constitue la zone de Brillouin réduite [8].

La figure 1.8 représente les diagrammes de bandes calculés pour le réseau carré et triangulaire pour les deux polarisations. Les polarisations TE et TM se distinguent par des traits de couleurs différentes. Pour le réseau carré, La structure est constituée de tiges diélectriques cylindriques de permittivité $\varepsilon = 8.9$ dans de l'air ($\varepsilon = 1$) avec un diamètre de tiges égal à $0.2a$. Pour le réseau triangulaire, La structure étudiée correspond à une matrice bidimensionnelle de trous d'air ($\varepsilon = 1$) dans un matériau de permittivité $\varepsilon = 13$ où le diamètre des trous est égal à $0.48a$.

L'un des principaux résultats de la figure 1.8 concerne la différence de comportement entre les polarisations TE et TM. Sur la figure 1.8.a, on voit apparaître une plage de fréquences dans laquelle aucun mode TM ne peut se propager dans la structure, c'est : la bande interdite photonique en polarisation TM. Par contre pour les modes TE il n'existe pas de bande interdite photonique. Par conséquent, il n'y a pas de bande interdite complète pour ce réseau carré. Pour le réseau triangulaire (figure 1.8.b), une large BIP est observée pour la polarisation TE, par contre, pour la polarisation TM le gap obtenu est réduit. En effet, un gap TE est facilement accessible avec une structure dont la matrice de haut indice est connectée et à l'inverse, une structure dont le matériau de bas indice est connecté (des piliers dans l'air par exemple) est plus favorable à l'ouverture d'un gap TM [2,11]. Pour le réseau triangulaire, le recouvrement des deux bandes omnidirectionnelles TE et TM donne naissance à une bande interdite complète.

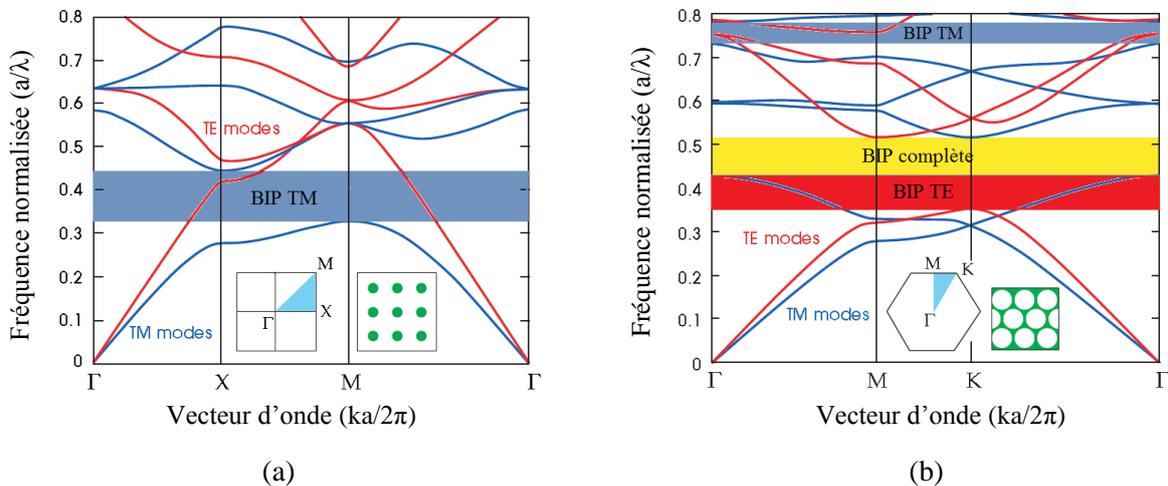


Figure 1.8 : Diagrammes de bandes d'une structure bidimensionnelle pour les polarisations TE (en rouge) et TM (en bleu) pour (a) un réseau carré, (b) un réseau triangulaire [2].

I. 4. 2. 2. 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 . Ces cartes sont très pratiques pour décider des paramètres du cristal photonique en vue d'une application précise. Pour une structure donnée, il est donc intéressant de connaître l'influence du facteur r/a sur la position et la largeur des gaps photoniques. La figure 1.9 illustre un exemple de calcul des cartes des bandes interdites pour les deux types de réseaux carré et triangulaire. Pour un réseau carré de trous d'air dans une matrice diélectrique ($\epsilon = 11.4$), une bande interdite s'ouvre pour $f = 0.35$ en polarisation TE et $f = 0.5$ en polarisation TM. Pour le réseau triangulaire qui est aussi constitué de trous d'air dans une matrice diélectrique ($\epsilon = 11.4$), les bandes interdites s'ouvrent pour $f = 0.11$ en polarisation TE et $f = 0.63$ en polarisation TM. Les zones de recouvrement des bandes

interdites TE et TM correspondent à la bande interdite complète. Le réseau triangulaire est généralement préféré au réseau carré parce qu'il permet l'ouverture de bandes interdites plus larges pour les modes TE. De plus, ces bandes s'ouvrent pour des facteurs de remplissage plus faibles. Il est aussi facile d'identifier le rayon optimal pour obtenir ces larges BIP.

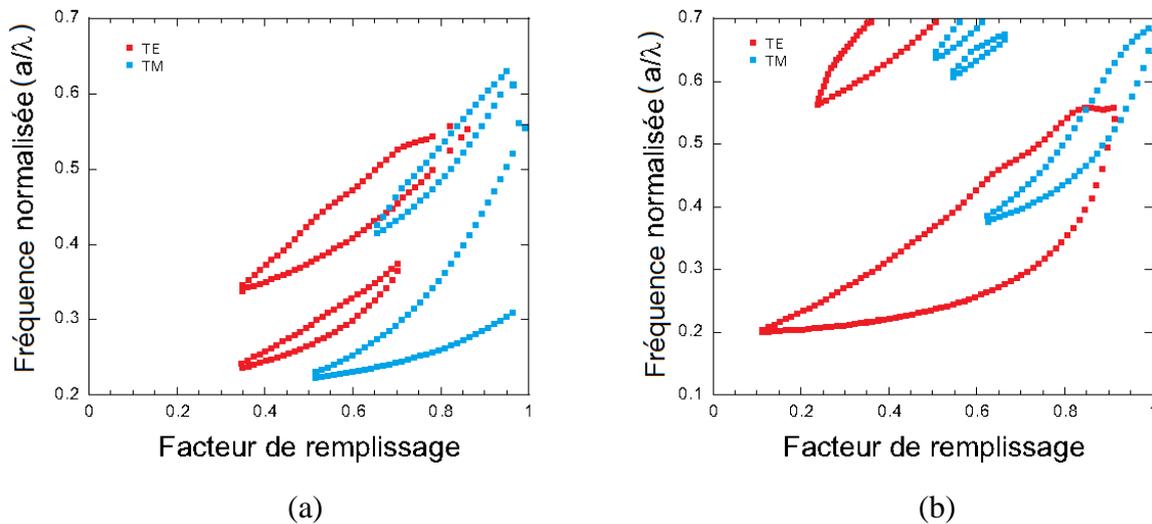


Figure 1.9 : Cartes des bandes interdites d'un réseau de trous d'air dans une matrice diélectrique ($\epsilon = 11.4$) pour (a) un réseau carré et (b) un réseau triangulaire.

I. 4. 3. Cristaux photoniques tridimensionnels

Dans le paragraphe précédent, nous avons étudié les cristaux photoniques bidimensionnels et souligné l'importance d'avoir une bande interdite photonique complète. Seuls les cristaux photoniques tridimensionnels peuvent permettre d'obtenir une bande interdite complète, c'est-à-dire une bande interdite dans toutes les directions de l'espace et pour toute polarisation ; c'est ce qui en fait leur principal intérêt [15]. Cependant, leurs méthodes de fabrication restent très délicates et ce, malgré des avancées remarquables. Il paraît encore difficile d'envisager leur intégration en tant que composants dans des circuits photoniques intégrés. C'est pour cette raison que les cristaux photoniques 2D, qui sont plus faciles à réaliser, sont passés au premier plan. On peut néanmoins citer de nombreuses méthodes de fabrication de structures 3D :

La Yablonovite est un des premiers cristaux photoniques tridimensionnels fabriqués. Elle a été construite en 1993 par E. Yablonovitch [17] en perçant des trous dans un bloc de plexiglass selon trois angles différents de $35,26^\circ$ par rapport à la verticale (figure 1.10). La structure est très proche d'une structure diamant.

La structure tas de bois est une structure à bande interdite complète simple à réaliser [19]. Elle peut être construite en optique. Elle est obtenue en déposant par couches successives des

rubans de silicium polycristallin dans des tranchées de silice. Après avoir bâti la structure, la silice est gravée pour obtenir un cristal photonique 3D de silicium dans de l'air (Figure 1.11).

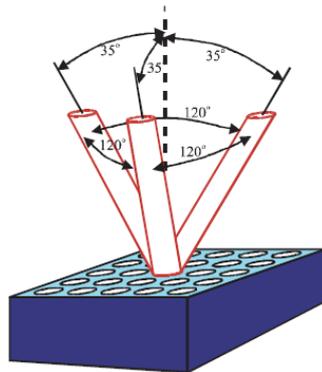


Figure 1.10 : Représentation schématique de la Yablonoïte [18].

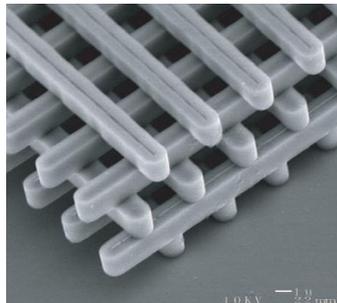


Figure 1.11 : Structure tas de bois [19].

Les opales forment une autre catégorie de structures tridimensionnelles. Basés sur l'organisation d'atomes sphériques, ces cristaux suscitent beaucoup d'intérêt. Les opales sont obtenues chimiquement par auto-organisation des sphères : on les appelle opales classiques. Les opales inverses sont fabriquées à partir des structures classiques par infiltration de matériau de haut indice entre les sphères [20, 21]. Ces sphères peuvent même être remplacées par de l'air en utilisant une gravure chimique. On obtient ainsi une matrice inversée de fort indice dans de l'air (figure 1.12).

Notons que l'on rencontre des cristaux photoniques 3D dans la nature. Ces structures remarquables ont la capacité de produire des bandes interdites partielles, qui peuvent refléter des couleurs vives sur de larges plages d'angles. Parmi ces structures, citons par exemple la structure d'opale inverse qui a été découverte dans les ailes de certaines espèces de papillons (figure 1.13) [22]. Elle apparaît dans la couleur verte du *Parides sesostris*. Ces opales inverses sont constituées de réseaux de vides creux remplis d'air dans un réseau de cuticules d'interconnexion. Cette nanostructure photonique semble être une variation mineure de la

structure tétraédrique du type diamant, qui offre une excellente réflectivité sur une large plage d'angles.

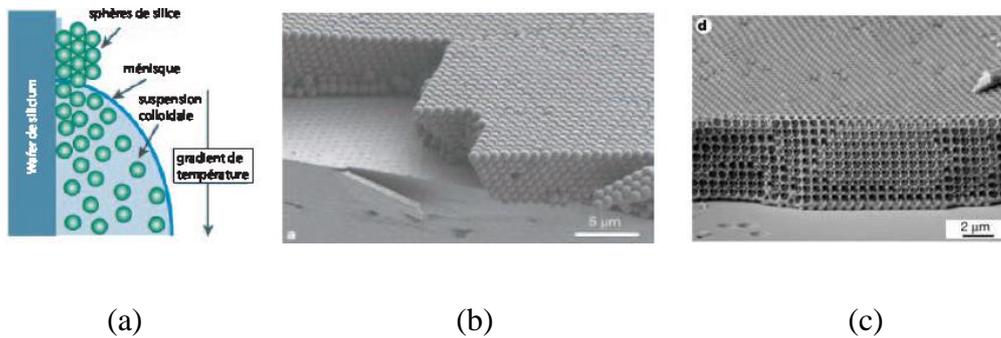


Figure 1.12 : (a) Etapes d'un procédé de fabrication d'opales. Des sphères de silices sont forcées de s'auto-organiser sur un substrat de silicium avec l'avancée du ménisque du solvant qui s'évapore. Pour obtenir une opale inversée de silicium, du silicium est infiltré entre les sphères de silice qui sont ensuite remplacées par de l'air en utilisant une gravure humide, (b) Image MEB d'une opale auto-organisée, (c) Image MEB d'une opale inversée [20, 21].

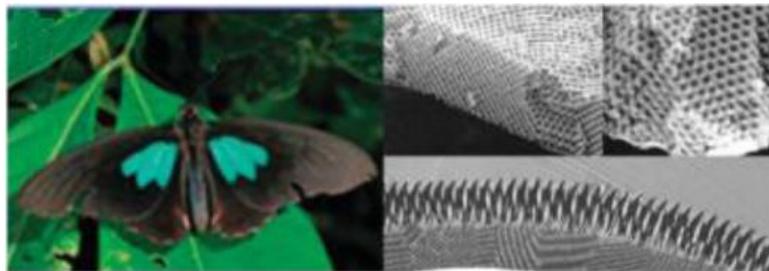


Figure 1.13 : Exemples de cristaux photoniques naturels : Structure opale inverse 3D apparaissant dans la couleur verte de Parides sesostris [22].

Malgré les remarquables progrès reportés récemment, les technologies de fabrication des cristaux photoniques 3D n'ont pas encore atteint des performances suffisantes pour envisager leur utilisation dans les prochaines générations de composants pour l'optique intégrée. De plus, il est difficile de créer des défauts (guide ou cavité) dans ce type de cristaux. C'est pourquoi la majorité des travaux de recherche concerne les cristaux photoniques bidimensionnels.

I.4. 4. Cristaux photoniques planaires

Une alternative aux cristaux photoniques tridimensionnels pour permettre de confiner la lumière dans la troisième direction de l'espace consiste à travailler en géométrie guide d'onde [23]. Dans ces composants, Le réseau 2D est gravé dans un guide d'onde classique constitué d'une couche guidante de haut indice entourée de couches de bas indice (figure 1.14). Les

cristaux photoniques ainsi obtenus portent le nom de cristaux photoniques bidimensionnels planaires, souvent appelés CP 2.5D. Dans ce cas, nous ne sommes plus dans une structure purement bidimensionnelle, nous combinons les propriétés du cristal photonique 2D et celles du guide d'onde plan. Dans ces cristaux, le confinement horizontal (dans la direction périodique) de la lumière est assuré par un cristal photonique bidimensionnel et le confinement vertical (dans la direction non périodique) se fait par guidage réfractif.

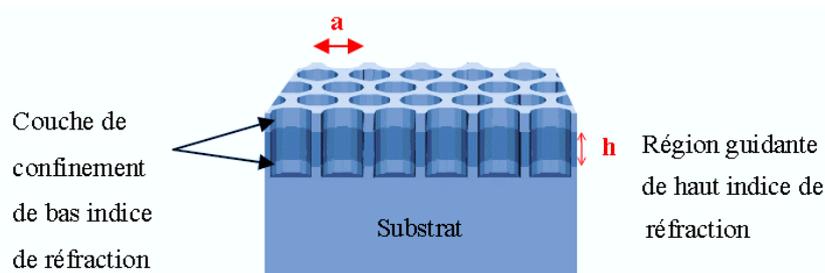


Figure 1.14 : Représentation schématique d'un cristal photonique planaire bidimensionnel de trous. Le pas du réseau est « a », « h » représente l'épaisseur de la couche guidante [24].

I.4.4.1. Cône de lumière

L'ajout de la structuration verticale du cristal photonique bidimensionnel a des conséquences sur le diagramme de bandes du cristal photonique 2D. En effet, même si l'existence du diagramme de bandes reste valable, il faut considérer la propagation hors plan du fait de l'épaisseur finie du cristal photonique. Dans ce cas, l'exemple du diagramme de bandes présenté sur la figure 1.8 n'est plus correct, il est remplacé par celui de la figure 1.15. Sur cette figure, on voit l'apparition d'une zone de forme de cône (zone violet) appelée cône de lumière. Elle est située au-dessus de ce que l'on appelle la ligne de lumière (trait en noir) qui marque la limite entre les modes qui resteront confinés dans la couche guidante et ceux pourront se coupler aux modes radiatifs [25]. La figure 1.15 montre les diagrammes de bandes d'un cristal photonique planaire pour deux topologies différentes : le réseau carré de tiges diélectriques ($\epsilon = 8.9$) dans l'air et le réseau triangulaire de trous d'air dans une matrice diélectrique ($\epsilon = 13$). Dans le réseau carré, le rayon des tiges est égal à $r = 0.2a$ et la hauteur du cristal est égal à $h = 2a$, tandis que pour le réseau triangulaire, le rayon des trous est égal à $r = 0.3a$ et la hauteur du cristal est égal à $h = 6a$.

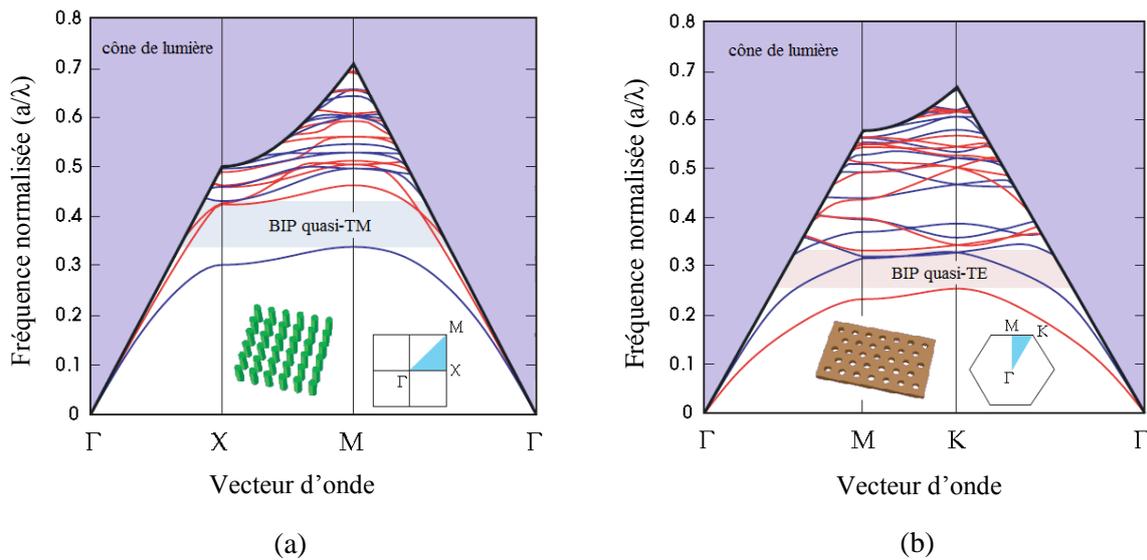


Figure 1.15 : Diagramme de bandes d'un CP 2.5D de membrane suspendue pour (a) un réseau carré et (b) un réseau triangulaire [2].

D'une manière générale, les modes présents dans une structure de hauteur finie sont :

- Les modes rayonnés qui sont des modes totalement délocalisés et qui constituent le continuum des modes radiatifs. Ils se propagent dans le cristal photonique ainsi que dans le milieu extérieur.
- Les modes résonnants qui sont situés au-dessus de la ligne de lumière. Ils sont fortement localisés dans le guide plan mais peuvent se coupler au continuum des modes radiatifs. Ce couplage avec les modes radiatifs est à l'origine de pertes dans la direction verticale d'où l'appellation de modes quasi-guidés.
- Les modes parfaitement guidés qui sont situés sous la ligne de la lumière et qui restent confinés dans le plan. Ils ne peuvent pas se coupler aux modes radiatifs et sont théoriquement sans pertes.

Dans les cristaux photoniques planaires, le cône de lumière n'est pas la seule nouvelle notion apportée par le caractère fini du cristal photonique dans la direction verticale, il y a aussi les notions de modes quasi-TE et quasi-TM. En effet, dans ces structures, il n'est plus possible de distinguer les polarisations TE (E_x, E_y, H_z) et TM (H_x, H_y, E_z) comme dans le cas des structures bidimensionnelles [25]. On peut cependant classer les modes selon leur symétrie par rapport au plan médian de la couche guidante. Si le guide planaire est symétrique, les modes seront soit symétriques (pairs) soit antisymétriques (impairs). Il faut noter que dans le plan médian du guide, un mode pair est purement TE alors qu'un mode impair est purement TM. Pour qualifier

les modes pairs, on parlera de modes quasi-TE. De la même manière, les modes impairs sont qualifiés de modes quasi-TM.

I.4.4.2. Approche membrane ou substrat

Suivant le contraste d'indice des matériaux utilisés pour réaliser le confinement vertical, on distingue deux types de cristaux photoniques planaires. Si la différence d'indice est faible $n_2 \approx n_1$, on parle d'approche substrat et si elle est grande $n_2 \gg n_1$, on parle d'approche membrane. Les deux approches sont illustrées sur la figure 1.16.

- Dans l'approche substrat le mode guidé est fortement étendue verticalement dans les couches de faible indice. De plus, la bande interdite photonique est située dans le cône de lumière, ce qui entraîne des pertes dans la direction verticale à cause du couplage aux modes radiatifs. Par conséquent, une gravure profonde (une gravure totale de la couche guidante et d'une partie de la couche de confinement) est nécessaire pour minimiser les pertes verticales. La profondeur de gravure du cristal photonique rend la fabrication de ce type de configuration plus difficile.

- Dans l'approche membrane la lumière est extrêmement confinée dans la couche guidante et le nombre de modes disponibles sous le cône de lumière est plus important et sans pertes. Dans ce type de configuration, la gravure de la couche guidante de haut indice est suffisante et il n'est pas nécessaire de la prolonger dans les couches de bas indice ; ce qui rend la fabrication plus aisée.

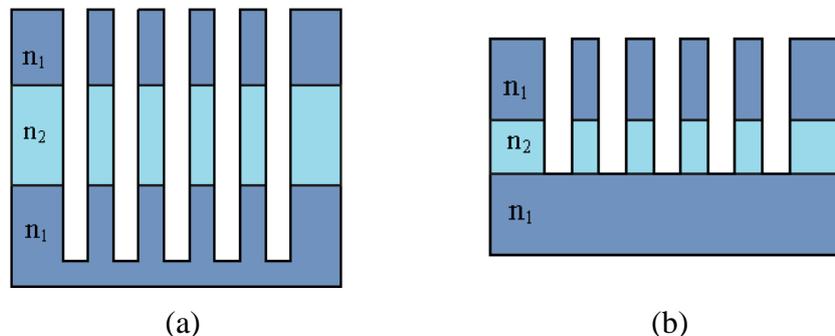


Figure 1.16 : Géométrie des deux types d'un cristal photonique planaire : (a) l'approche substrat et (b) l'approche membrane.

I.5. Défauts dans les cristaux photoniques

Nous avons vu plus haut que la propriété principale des cristaux photoniques était l'existence de la bande interdite photonique dans laquelle la lumière ne peut se propager dans la structure. Toutefois, l'introduction de défauts dans la périodicité du cristal permet d'obtenir des fréquences de propagation permises, appelées modes de défauts, dans la bande interdite

photonique [2]. Ces défauts sont obtenus en brisant localement la périodicité du cristal, c'est-à-dire en créant une imperfection dans la structure périodique.

Dans les cristaux photoniques à deux dimensions, deux types de défauts sont réalisables. On peut considérer les défauts ponctuels et les défauts linéaires.

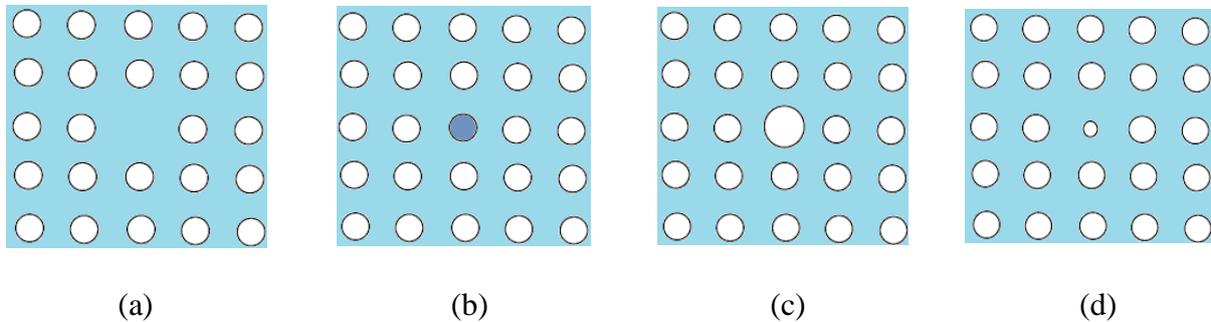


Figure 1.17 : Exemples de défauts ponctuels dans un cristal photonique 2D créés (a) en omettant un seul motif, (b) en modifiant l'indice de réfraction d'un seul motif, (c) et (d) en variant le rayon d'un seul motif dans la structure.

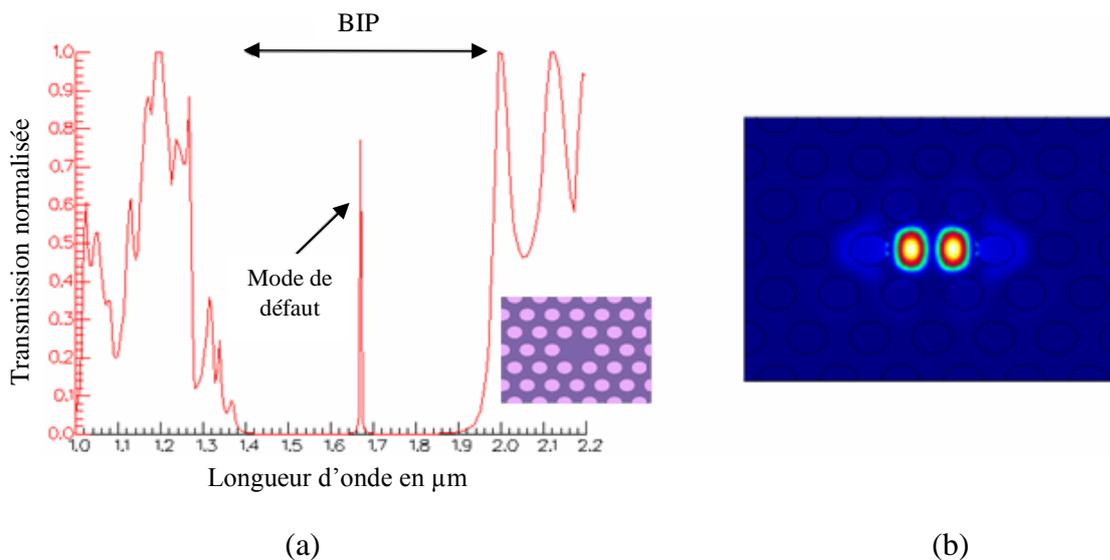


Figure 1.18 : (a) Spectre de transmission d'un CP 2D avec un motif manquant. Le CP est composé d'un réseau triangulaire de trous d'air de rayon $R = 0.32a$ gravés dans une matrice diélectrique d'indice de réfraction $n = 3.42$. Le pas du réseau est $a = 0.42 \mu m$. (b) Intensité du champ dans la cavité pour $\lambda = 1.67 \mu m$.

I.5.1. Défauts ponctuels

Le défaut ponctuel le plus répandu est créé en omettant ou en modifiant un ou plusieurs motifs (trous ou tiges) du cristal photonique (figure 1.17). Par conséquent, un mode de défaut localisé peut apparaître dans la bande interdite photonique. Un exemple est illustré sur la figure 1.18.b. Sur cette figure, on peut voir que la lumière est piégée à l'intérieur du défaut ponctuel, vu que le matériau est réfléchissant à cette longueur d'onde. Dans le spectre de transmission du

cristal photonique, ce mode de défaut se traduit par l'apparition d'un pic fin dans la bande interdite comme représenté sur la figure 1.18.a. Un défaut ponctuel dans un cristal photonique peut donc servir de cavité résonante puisqu'il piège la lumière dans une bande de fréquence très étroite [26].

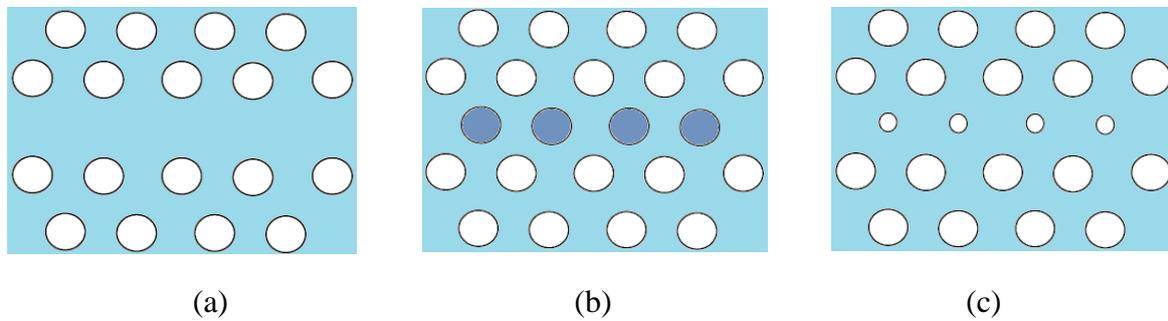


Figure 1.19 : Exemples de défauts linéaires dans un cristal photonique 2D créés (a) en omettant une seule rangée de motifs, (b) en modifiant l'indice de réfraction d'une seule rangée de motifs, (c) en variant le rayon d'une seule rangée de motifs de la structure.

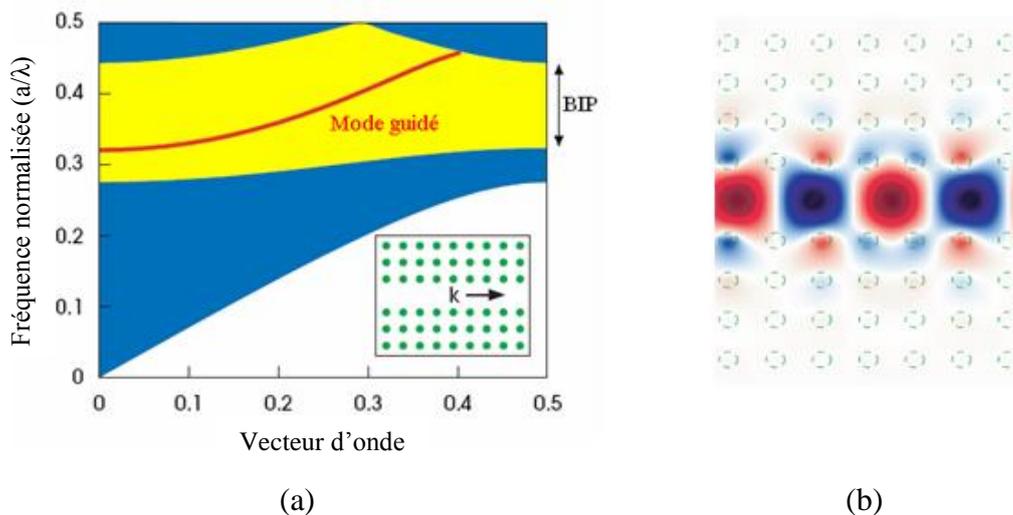


Figure 1.20 : (a) Diagramme de bandes d'un CP 2D avec une rangée de motifs manquante. Le CP est formé par un réseau carré de tiges de diamètre $d = 0.2a$ et d'indice $n = 2.98$ plongées dans l'air. Les bandes bleues montrent les bandes de transmission et la bande jaune, la bande interdite photonique. (b) Intensité du champ dans le guide en polarisation TM [2].

1.5.2. Défauts linéaires

En introduisant un défaut linéaire dans un cristal photonique, il est possible d'orienter la propagation de la lumière dans une direction choisie. Ce type de défauts peut être créé en supprimant ou en modifiant une ou plusieurs rangées de motifs (trous ou de tiges) du cristal photonique (figure 1.19). Les défauts linéaires sont appelés aussi défauts étendus et peuvent servir de guides d'ondes. Au sein de ces défauts, des modes ayant une fréquence appartenant à

la bande interdite photonique peuvent exister (figure 1.20.a). Ces modes électromagnétiques associés aux guides d'onde sont des modes confinés et peuvent se propager le long de ce guide.

Les guides à rangés manquantes, orientées dans les directions de symétrie du cristal photonique, constituent une des principales catégories de guides à cristaux photoniques. On appelle W_n (W : abréviation de Waveguide) les guides d'ondes à cristaux photoniques, où n est le nombre de rangées de motifs manquants : Un guide W_1 correspond à un cristal photonique ayant une (1) rangée de motifs manquante. Sur la carte de champ de la figure 1.20.b, on peut voir la propagation du champ électromagnétique dans un guide d'onde W_1 .

Dans ces guides à cristaux photoniques, le processus de guidage de la lumière est différent de celui des guides d'onde classiques, où le guidage est assuré par réflexion totale interne, il est déterminé par la propagation des modes de Bloch [27]. Dans ce cas, les modes sont guidés par le phénomène de bande interdite. Les réflexions multiples sur les motifs du cristal localisent la lumière au niveau de la zone de défaut.

I.6. Applications des cristaux photoniques

Les cavités résonantes et les guides d'ondes à cristaux photoniques ont fait l'objet d'un effort de recherche significatif puisqu'ils sont les composants de base dans les circuits photoniques intégrés. En se basant sur ces composants, différents dispositifs ont été proposés et démontrés durant ces dernières années dans plusieurs domaines disciplinaires telles que les coupleurs directionnels [28, 29], les doubles virages [30], les filtres [31, 32], les démultiplexeurs [33, 34], les diviseurs de puissance [35, 36], les capteurs et biocapteurs [37, 38]. Ces nouveaux dispositifs reproduisent les principes opérationnels des différents composants d'un circuit intégré, en utilisant les photons comme porteur d'information à la place des électrons. Quelques exemples de ces dispositifs sont montrés sur la figure 1.21.

Parmi les différentes applications des cristaux photoniques, nous ne présentons dans ce travail que deux des applications qui ont un intérêt dans le domaine optique : les démultiplexeurs et les filtres channel drop.

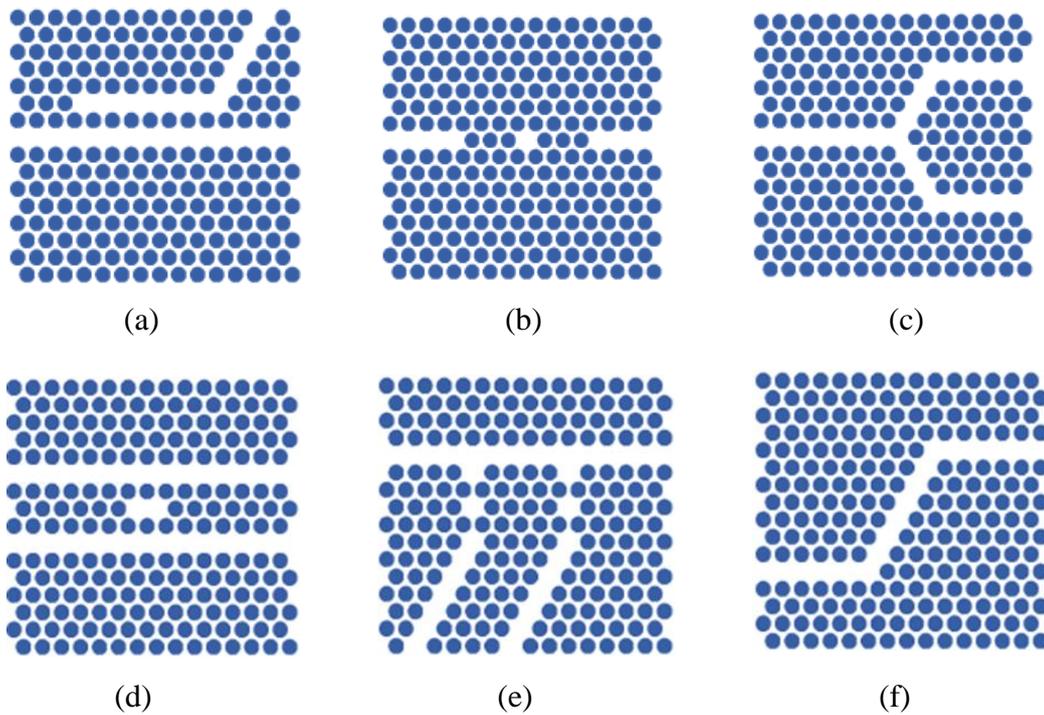


Figure 1.21 : Quelques exemples de dispositifs à base de cristaux photoniques bidimensionnels : (a) coupleur directionnel [28], (b) biocapteur [38], (c) diviseur de puissance [36], (d) filtre [31], (e) démultiplexeur [33] et (f) double virage [30].

I.7. Technologies et matériaux

La plus grande difficulté dans l'étude des matériaux à bandes interdites photoniques est leur fabrication. En effet, la réalisation de ces matériaux pour le visible ou le proche infrarouge nécessite des modulations spatiales de l'indice de réfraction de quelques centaines de nanomètres. A cette échelle de longueur d'onde, la fabrication de tels dispositifs n'est pas aisée.

Les cristaux photoniques 1D, communément appelés miroirs de Bragg, sont les structures photoniques les plus simples et profitent d'une réalisation potentiellement aisée, ils ont été largement étudiés jusque-là. De ce fait, les cristaux 2D ont depuis connu un intérêt considérable s'inscrivant dans le développement de l'optique intégrée, puisque leurs techniques de fabrication sont plus faciles et utilisent des technologies existantes dans le domaine des semi-conducteurs.

Les cristaux photoniques 3D permettent quant à eux un contrôle de la lumière omnidirectionnel et offrent un grand potentiel d'applications. Cependant, les techniques de fabrication de telles structures sont encore à un niveau de maturité technologique relativement faible, bien que des progrès aient été réalisés dans ce domaine.

La réalisation de cristaux photoniques nécessite des matériaux qui doivent être transparents dans la gamme spectrale sur laquelle ils sont étudiés et doivent avoir une permittivité

diélectrique la plus grande possible pour un fort confinement du champ. La réalisation des cristaux photoniques sur semi-conducteurs est un choix judicieux car leur technologie est bien maîtrisée actuellement. Le monde des semi-conducteurs est dominé, en termes de marché, par le silicium, pour une raison simple : son faible coût. Ce dernier est transparent aux longueurs d'onde des télécommunications et possède un indice de réfraction élevé. De plus, sa technologie est extrêmement bien contrôlée et compatible avec les technologies de la microélectronique CMOS (Complementary Metal Oxide Semiconductor) [10].

Après le Silicium, les semi-conducteurs III-V sont les deuxièmes matériaux semi-conducteurs les plus utilisés dans l'industrie [39, 40]. Ces matériaux sont principalement utilisés pour réaliser des dispositifs actifs (qui émettent de la lumière) grâce à leur gap électronique direct qui leur confère de bonnes propriétés d'émission. En revanche, les semi-conducteurs de la catégorie IV-IV ne sont pas adaptés à la fabrication de dispositifs actifs du fait de leur gap indirect qui leur procure des propriétés médiocres d'émission de lumière. Par contre, ils sont technologiquement mieux maîtrisés et moins coûteux.

A l'heure actuelle, les matériaux hétéroépitaxiés comme le GaAs, l'InP [41, 42] ou encore le silicium sur des substrats dits Silicon-On-Insulator (SOI) [43, 44] possédant un fort contraste d'indice sont utilisés dans la fabrication des dispositifs à base de cristaux photoniques 1D et 2D puisqu'ils permettent d'obtenir de larges bandes interdites. Cependant, l'utilisation de matériaux ayant un plus faible contraste d'indice, tels que les matériaux diélectriques comme Si_3N_4 , TiO_2 ou SiO_2 présentent un grand intérêt. Bien que les cristaux obtenus possèdent une bande interdite étroite, la faible différence d'indice avec le milieu environnant permet de limiter les pertes par diffusion due aux rugosités de surface. Depuis plusieurs années, la recherche s'oriente également sur l'utilisation de matériaux polymères [40].

I. 8. Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons présenté les concepts fondamentaux liés aux cristaux photoniques. Parmi ces concepts nous avons vu que la propagation d'ondes à travers ces matériaux pouvait mener à la formation de bandes interdites ; plages de fréquences pour lesquelles aucune onde ne se propagera dans le cristal photonique. L'utilisation de cet effet de bande interdite rend ces structures très prometteuses pour réaliser des composants optiques compacts et originaux et ouvre la voie à une intégration dans des circuits CMOS traditionnels.

Références du chapitre 1

- [1] E. Yablonovitch, "Photonic band-gap crystals," *J. Phys. Condens. Matter*, vol. 5, pp. 2443–2460, 1993.
- [2] J.D. Joannopoulos, R. D. Meade, J. N. Winn, *Photonic Crystals- Molding the Flow of Light*. Princeton University Press, Princeton, NJ, 2008.
- [3] E. Yablonovitch, "Inhibited spontaneous emission on solid-state physics and electronics," *Phys. Rev. Lett.*, vol. 58, pp. 2059–2062, 1987.
- [4] S. John, "Strong localization of photons in certain disordered dielectric superlattices," *Phys. Rev. Lett.*, vol. 58, pp. 2486–2489, 1987.
- [5] K. Sakoda, *Optical properties of photonic crystals*. Springer series in optical sciences vol. 80, Springer-Verlag, Berlin, 2001.
- [6] C. Kittel, *Quantum Theory of Solids*. John Wiley and Sons Inc., New York, 1963.
- [7] P. Filloux, "Etude et réalisation de structures bidimensionnelles à bandes photoniques interdites pour le domaine optique et proche infrarouge". Thèse de Doctorat n. 6714, Université Paris Sud XI, Orsay, 2001.
- [8] Y. Benachour, "Optimisation de cristaux photoniques pour l'optique non linéaire". Thèse de Doctorat n. 8997, Université de Paris Sud XI, Orsay, 2008.
- [9] S. Massaoudi, "Etude théorique et expérimentale des matériaux à bandes interdites photoniques bidimensionnels (BIP 2D) en Micro-Ondes: Application à l'ultraréfraction". Thèse de Doctorat n.7844, Université de Paris Sud XI, Orsay, 2005.
- [10] D. Bernier, "Propriétés de superprisme des cristaux photoniques sur substrats SOI pour le démultiplexage en longueur d'onde", Thèse de Doctorat n. 8997, Université Paris Sud XI, Orsay, 2008.
- [11] J. M. Lourtioz, H. Benisty, V. Berger, J. M. Gérard, D. Maystre, et A. Tchernokov, *Les cristaux photoniques ou « la lumière en cage »*. GET et Lavoisier, Paris, 2003.
- [12] B. Lombardet, "Etude et réalisation de cristaux photoniques pour l'optique intégrée". Thèse de Doctorat n.3254, Institut de photonique et d'électronique quantiques, Lausanne, EPFL, 2005.
- [13] S. Mazoyer, "Lumière lente dans les guides à cristaux photoniques réels". Thèse de Doctorat, Université de Paris Sud XI, Orsay, 2011.
- [14] P. Yeh, "Electromagnetic propagation in birefringent layered media", *J. Opt. Soc. Am.*, vol. 69, n. 5, pp. 742–756, 1979.
- [15] B. Cluzel, "Réalisation et imagerie par sonde locale de cristaux photoniques sur SOP". Thèse de doctorat, Université de Dijon, 2005.
- [16] D. Neel, "Etude en champ proche optique de guides à cristaux photoniques sur SOP". Thèse de Doctorat n.06 ISAL0090, Institut National des Sciences appliquées de Lyon, 2006.
- [17] E. Yablonovitch, "Photonic band-gap structures," *J. Opt. Soc. Am. B*, vol. 10, pp. 283–295, 1993.
- [18] L. Oyhénart, "Modélisation, réalisation et caractérisation de cristaux photoniques tridimensionnels en vue d'applications à la compatibilité électromagnétique". Thèse de Doctorat n. 3114, Université de Bordeaux I, 2005.
- [19] S.Y. Lin, J. G. Fleming, D. L. Hetherington, B. K. Smith, R. Biswas, K. M. Ho, M. M. Sigalas, W. Zubrzycki, S. R. Kurtz, J. Bur, "A three-dimensional photonic crystal operating at infrared wavelengths," *Nature*, vol. 394, pp. 251–253, 1998.
- [20] J.D. Joannopoulos, "Photonics: Self-assembly lights up," *Nature*, vol. 414, pp. 257–258, 2001.

- [21] Y.A. Vlasov, X.Z. Bo, J.C. Sturm, D.J. Norris, "On-chip natural assembly of silicon photonic bandgap crystals," *Nature*, vol. 414, pp. 289–293, 2001.
- [22] Y. Zhao, Z. Xie, H. Gu, C. Zhu, Z. Gu, "Bio-inspired variable structural color materials," *Chem. Soc. Rev.*, vol. 41, pp. 3297–3317, 2012.
- [23] T.F. Krauss, R.M.D.L. Rue, S. Brand, "Two-dimensional photonic-bandgap structures operating at near-infrared wavelengths," *Nature*, vol. 383, pp. 699–702, 1996.
- [24] J. Torres, "Exaltation de la génération de second harmonique dans les Cristaux Photoniques à base de Nitrures". Thèse de Doctorat, Université de Montpellier II, 2004.
- [25] S.G. Johnson, S. Fan, P. R. Villeneuve, J. D. Joannopoulos, L. A. Kolodziejski, "Guided modes in photonic crystal slabs," *Phys. Rev. B*, vol. 60, pp. 5751–5758, 1999.
- [26] J. D. Joannopoulos, P. R. Villeneuve, S. Fan, "Photonic crystals: putting a new twist on light," *Nature*, vol. 386, pp. 143–149, 1997.
- [27] P. Sanchis, P. Bienstman, B. Luysaert, R. Baets, J. Marti, "Analysis of Butt Coupling in Photonic Crystals," *IEEE Journal of Quantum Electronics*, vol. 40, pp. 541–550, 2004.
- [28] A. Sharkawy, S. Shi, D. W. Prather, R. A. Soref "Electro-optical switching using coupled photonic crystal waveguides," *Optics Express*, vol. 10, pp. 1048–1059, 2002.
- [29] M. Khatibi Moghadam, A.R. Attari, M.M. Mirsalehi, "Improved photonic crystal directional coupler with short length," *Photonics Nanostruct Fundam Appl.*, vol. 8, pp. 47–53, 2010.
- [30] H. Badaoui, M. Feham, M. Abri, "Double Bends and Y-Shaped Splitter Design for Integrated Optics," *Progress In Electromagnetics Research Letters*, vol. 28, pp. 129–138, 2012.
- [31] H. Takano, B.S. Song, T. Asano, S. Noda, "Highly efficient multi-channel drop filter in atwo-dimensional hetero photonic crystal," *Optics Express*, vol. 14, pp. 3491–3496, 2006.
- [32] A. Benmerkhi, M. Bouchemat, T. Bouchemat, N. Paraire, "Numerical optimization of high-Q-factor photonic crystal microcavities with a graded air lattice," *Journal of the Optical Society of America B*, vol. 28, pp. 336–341, 2011.
- [33] M.Y. Tekeste, J.M. Yarrison-Rice, "High efficiency photonic crystal based wavelength demultiplexer," *Optics Express*, vol. 14, pp. 7931–7942, 2006.
- [34] A. Rostami, H. Alipour Banaei, F. Nazari, A. Bahrami, "An ultra compact photonic crystal wavelength division demultiplexer using resonance cavities in a modified Y-branch structure," *Optik*, vol. 122, pp. 1481–1485, 2011.
- [35] S. Fan, S. G. Johnson, J. D. Joannopoulos, C. Manolatou, H. A. Haus, "Waveguide branches in photonic crystals," *Journal of the Optical Society of America B*, vol. 18, pp. 162–165, 2001.
- [36] A. Ghaffari, F. Monifi, M. Djavid, M.S. Abrishamian, "Analysis of Photonic Crystal Power Splitters with Different Configurations," *Journal of Applied Sciences*, vol. 8, pp. 1416–1425, 2008.
- [37] F. Bougriou, T. Bouchemat, M. Bouchemat, N. Paraire, "Optofluidic sensor using two-dimensional photonic crystal waveguides," *The European Physical Journal Applied Physics*, vol. 62, pp. 11201, 2013.
- [38] A. Harhouz, A. Hocini, "Design of high-sensitive biosensor based on cavity-waveguides coupling in 2D photonic crystal," *Journal of Electromagnetic Waves and Applications*, vol. 29, pp. 659–667, 2015.

- [39] P. A. Rigby, G. Parry, "Fabrication of practical photonic crystals," IEE Colloquium on Semiconductor Optical Microcavity Devices and Photonic Bandgaps (Digest No. 1996/267), pp. 9-1–9-5, London, 1996.
- [40] K. Busch, S. Lölkes, R. B. Wehrspohn, H. Föll, Photonic Crystals: Advances in Design, Fabrication, and Characterization. Wiley-Vch Verlag GmbH and Co. KGaA, Weinheim, Germany, 2004.
- [41] A.A.M. Kok, E. J. Geluk, J.J.G.M. van der Tol, M.K. Smit, "Optical characterization of pillar-based photonic crystal waveguides in InP/InGaAsP/InP technology," in Proc. NanoNed Symp., Nijmegen, The Netherlands, 2007.
- [42] A.A.M. Kok, E.J. Geluk, B. Docter, J.J.G.M. van der Tol, R. Nötzel, M.K. Smit, R. Baets, "Transmission of pillar-based photonic crystal waveguides in InP technology," Applied Physics Letters, vol. 91, p. 201109-1–201109-3, 2007.
- [43] W. Bogaerts, V. Wiaux, D. Taillaert, S. Beckx, B. Luyssaert, P. Bienstman, R. Baets, "Fabrication of photonic crystals in silicon-on-insulator using 248-nm deep UV lithography," IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics, vol. 8, pp. 928–934, 2002.
- [44] A. Lupu, E. Cassan, S. Laval, L. El Melhaoui, P. Lyan, J. Fedeli, "Experimental evidence for superprism phenomena in SOI photonic crystals," Optics Express, vol. 12, pp. 5690–5696, 2004.

Chapitre II

Filtres optiques à cristaux photoniques

II. 1. Introduction

Au cours des dernières années, l'accroissement du volume des données échangées dans les systèmes de télécommunications optiques a entraîné le développement de réseaux de télécommunications à très haut débit qui nécessitent une intégration plus dense des composants et réclament leur miniaturisation. Ces composants devront traiter une plus grande quantité d'informations et sous des débits de transfert plus élevés. Les structures périodiques artificielles, appelées cristaux photoniques (CPs), notamment les bidimensionnels, apparaissent alors comme des candidats prometteurs pour la conception de solutions performantes et compactes pour l'émission de la lumière, le guidage, le multiplexage et la photodétection..., puisqu'ils permettent de manipuler la lumière à une échelle submicronique.

Le filtre optique à extraction (channel drop filter : CDF) est l'un des composants les plus importants et les plus essentiels des circuits photoniques intégrés (photonic integrated circuits : PICs) et des systèmes de télécommunications optiques à multiplexage en longueur d'onde (Wavelength Division Multiplexing : WDM). Ce dispositif permet d'extraire une longueur d'onde bien précise d'un canal particulier, dans un flux de données, sans affecter les autres canaux. Actuellement, l'espacement entre les canaux devient de plus en plus dense pour exploiter pleinement la bande passante spectrale dans les systèmes à multiplexage en longueur d'onde dense (Dense Wavelength Division Multiplexing : DWDM). Un grand nombre de canaux contenant différentes longueurs d'onde nécessite un filtre submicronique. En utilisant les cristaux photoniques, on peut concevoir un filtre channel drop de très petite dimension [1, 2].

Le présent chapitre a pour objectif d'introduire les bases théoriques nécessaires à la compréhension des filtres channel drop (CDFs) à base de résonateurs en anneaux à cristaux

photoniques (PCRRs). Pour cela, nous allons décrire dans un premier temps les PCRRs et présenter leurs propriétés générales. Nous parlerons ensuite du principe de fonctionnement d'un CDF. Par la suite, nous détaillerons quelques configurations des CDFs à base de différents résonateurs. Nous terminerons ce chapitre par la présentation succincte de l'application du démultiplexage.

II. 2. Performances et état de l'art

Le filtre channel drop joue un rôle clé dans les circuits photoniques intégrés. Il a suscité l'intérêt des chercheurs en raison de la demande significative pour sélectionner un canal requis à partir des systèmes WDM. Les filtres channel drop conventionnels, tels que les filtres à base du réseau de Bragg, les filtres Fabry-Pérot, les filtres à grille de guide d'onde en réseau, les filtres électro-optiques et les filtres à résonateurs en anneaux [3, 4] sont tous de l'ordre du centimètre et millimètre, ce qui peut ne pas convenir aux circuits photoniques intégrés. Cependant, la conception des filtres à extraction basés sur les cristaux photoniques réduirait leur dimension jusqu'à l'ordre du micromètre.

De nombreuses configurations du filtre channel drop, à base de cristaux photoniques, peuvent être trouvées dans la littérature. Une conception possible de cet élément utilise des résonateurs optiques pour sélectionner une seule fréquence spécifique qui correspond à la fréquence de résonance. Un résonateur est un dispositif qui permet de confiner l'énergie d'une onde électromagnétique à certaines fréquences. En optique, il constitue un élément indispensable à la conception de plusieurs dispositifs, dont des capteurs, des lasers, des filtres, des interféromètres... etc. Il existe de nombreuses configurations, illustrées sur la figure 2.1.

Tous les résonateurs optiques ont le même principe de base. La lumière est piégée à l'intérieur de la structure de manière à ce qu'elle repasse plusieurs fois sur le même chemin. L'onde lumineuse interfère alors avec elle-même. Pour que l'onde interfère constructivement à chaque tour, il faut que le chemin optique parcouru soit un multiple entier de la longueur d'onde. Ainsi, pour les longueurs d'onde respectant cette condition il y aura résonance. Les autres subiront des interférences destructives et ne resteront donc pas dans le résonateur [5].

La cavité Fabry-Pérot (figure 2.1.a) est le résonateur le plus connu. Elle est constituée de deux miroirs parallèles positionnés l'un face à l'autre. L'onde lumineuse emprisonnée dans la structure, effectue un grand nombre d'aller-retour entre les deux miroirs et interfère à chaque passage. Dans un cristal photonique, ce type de résonateur peut être créé en omettant un ou plusieurs motifs (trous ou tiges) du cristal photonique. Il est aussi possible de modifier le rayon

des motifs, ou encore de déplacer certains motifs d'une ou plusieurs rangées. Cela a pour effet de créer un mode de défaut dont la fréquence se situe dans la bande interdite et qui est localisé autour du site du défaut. C'est une cavité résonante puisque les photons sont piégés à l'intérieur de ce défaut, vu que le CP environnant joue le rôle d'un miroir réfléchissant pour ces photons.

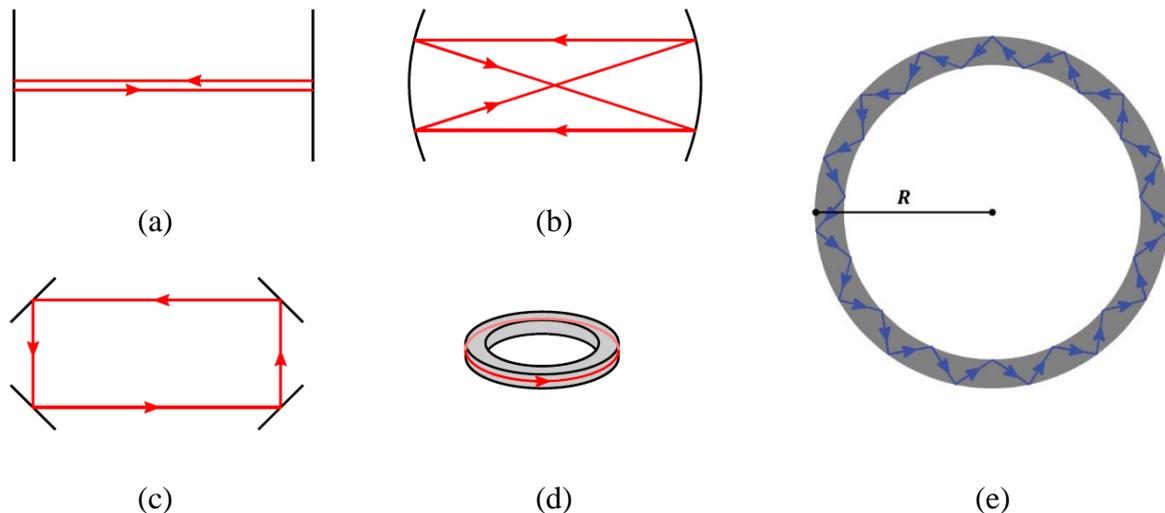


Figure 2.1 : Différentes configurations de résonateurs optiques : (a) Cavité Fabry-Pérot, (b) Fabry-Pérot avec miroirs sphériques, (c) Anneau en espace libre, (d) Résonateur en anneau. (e) Un résonateur en anneau de rayon R avec un cœur d'indice de réfraction élevé (indiqué en gris) entouré par une gaine de faible indice (indiquée en blanc). Une onde électromagnétique se propageant à l'intérieur du résonateur est totalement réfléchi aux interfaces formées par les frontières du résonateur avec le matériau de la gaine.

Une première proposition théorique d'un filtre à extraction à base de cavités résonantes a été donnée par Fan et al. en 1998 [6]. Le filtre consiste en un système à quatre ports constitué d'une seule cavité résonante placée entre deux guides d'onde parallèles. Il apparaît qu'un transfert maximal du signal d'entrée du guide bus au guide drop parallèle aura lieu lorsque le résonateur entre les deux guides d'onde supportera deux modes de résonance dégénérés de symétries différentes. En 2003, Akahane et al. ont introduit une conception d'une surface d'émission constituée d'un guide d'onde et d'une cavité linéique [7]. Dans leur structure, une lumière d'entrée pénètre dans le guide d'onde, traverse la cavité, et par la suite quitte la cavité verticalement. Dans cette configuration, il n'est typiquement pas possible de recevoir la lumière émise en dessous de la structure et donc dans les meilleures conditions, on peut obtenir une efficacité d'extraction de 50%. En 2004, Kim et al. ont présenté un filtre à extraction de cinq canaux dans un système à trois ports [8]. Chaque canal est composé d'une cavité résonante couplée directement à un guide d'onde drop. Un autre canal est placé à l'extrémité du guide d'onde bus, il fonctionne comme un réflecteur pour les autres canaux. Des efficacités

d'extraction supérieures à 96% ont été obtenues dans tous les canaux. Dans une autre étude, un nouveau filtre channel drop à trois ports a été proposé en 2006 par Ren et al. [9]. Dans leur structure, deux microcavités ont été utilisées. Une a été employée pour extraire une longueur d'onde précise et ensuite la transférer du guide d'onde bus au guide d'onde drop par effet de résonance, alors que l'autre a été utilisée pour réaliser la rétroaction de réflexion sélective de longueur d'onde dans le guide d'onde bus. Les résultats numériques ont démontré une efficacité d'extraction complète à la résonance via ce système à trois ports. Dans la même année, et en se basant sur ce système, les mêmes auteurs ont réussi à concevoir un filtre de six canaux [10]. Les résultats numériques ont vérifié sa faisabilité. Des efficacités d'extraction supérieures à 95% sont atteintes dans tous les canaux.

Les résonateurs en anneau représentent un autre groupe de résonateurs optiques (figure 2.1.d). Dans ces dispositifs, la lumière se propageant à l'intérieur du résonateur y est confinée par réflexion totale interne : Quand le matériau utilisé présente un contraste d'indice suffisamment élevé avec le milieu environnant le résonateur, la lumière est forcée à faire le tour du résonateur en se reflétant à angle rasant chaque fois qu'elle rencontre la paroi (voir figure 2.1.e). A l'inverse des résonateurs conventionnels, dans les résonateurs en anneaux à cristaux photoniques (Photonic Crystals Ring Resonators, PCRRs), sur lesquels porte plus particulièrement ce travail, la lumière est confinée par effet de bande interdite photonique. Les PCRRs sont obtenus par la suppression de quelques motifs du cristal photonique suivant une forme annulaire. Récemment, différentes configurations ont été proposées pour la conception des filtres optiques à extraction. On en détaillera quelques-unes dans la suite de ce chapitre.

De nombreux résultats expérimentaux des CDFs créés dans des plates-formes à cristaux photoniques bidimensionnels ont été rapportés [11-17]. Noda et al. ont démontré un filtre channel drop à émission de surface dans un système à trois ports [12]. Le filtre est constitué d'une cavité couplée à un guide d'onde. Les photons se propageant à travers le guide d'onde sont piégés par le défaut ponctuel, qui les émet ensuite à l'espace libre. Dans un autre travail, Akahane et al. ont présenté une étude théorique et expérimentale d'un filtre à extraction composé de deux défauts ponctuels en cascade situés entre deux défauts linéaires dans un cristal photonique planaire [14]. En outre, ils ont théoriquement démontré que l'efficacité d'extraction a été considérablement améliorée, jusqu'à 93%, en introduisant des cristaux photoniques à hétéro-structures, qui consistent en une série de régions du cristal photonique connectées avec des constantes de réseau différentes. Par ailleurs, ces cristaux photoniques à hétéro-structures ont été utilisés pour démontrer des opérations d'extraction de longueurs d'onde avec des

facteurs de qualité Q (défini par le rapport de la longueur d'onde de résonance, λ_0 , à la largeur à mi-hauteur du pic, $\Delta\lambda$) très élevés (plus d'un million) [15, 16]. En utilisant le concept des cristaux photoniques à hétéro-structure, un CDF à quatre canaux a été expérimentalement étudié par Takano et al. [17]. Le dispositif se compose de quatre unités de filtre simplement connectées avec des différences de 5 nm entre les pas du réseau. Quatre canaux ont été obtenus avec succès, avec des efficacités élevées, de près de 100%, et des facteurs de qualité égaux, à travers tous les canaux.

II. 3. Filtre channel drop à base de résonateur en anneau à cristal photonique

Parmi les différents types de filtres cités auparavant, nous nous intéressons à des filtres channel drop à base de résonateur en anneau à cristaux photoniques. Avant d'aller plus loin, nous allons d'abord discuter de ce type de résonateurs et voir quelles sont leurs caractéristiques.

II. 3. 1. Résonateurs en anneaux à cristaux photoniques (PCRRs)

Les résonateurs en anneaux ont reçu une plus grande attention de la communauté de recherche afin de concevoir des dispositifs optiques tels que capteurs, modulateurs, commutateurs, et filtres [18-21], vu qu'ils permettent un confinement important de la lumière dans un petit volume. Ces structures offrent une sélectivité spectrale élevée, un large intervalle spectral libre (ISL, l'écart entre deux longueurs d'ondes résonantes consécutives ou Free Spectral Range, FSR), et ils peuvent répondre aux exigences micrométriques actuelles. Jusqu'à présent, les résonateurs en anneaux ont été démontrés avec succès à partir de matériaux très différents [18, 19] comme le silicium sur silice, l'arséniure de gallium (GaAs), le phosphore d'indium (InP), différents types de verre ou bien des polymères. Le silicium ou les semiconducteurs III-V sont plus souvent utilisés que les matériaux polymères à cause de leur indice de réfraction élevé permettant d'obtenir un très bon confinement optique. Une des conceptions les plus prometteuses est le microrésonateur en anneau [22, 23-25], dans lequel un mode circulant dans l'anneau est excité par une onde qui se propage dans le guide d'onde voisin. Pour obtenir un grand intervalle spectral libre (ISL), un rayon d'anneau inférieur à $5\ \mu\text{m}$ est requis [23]. Néanmoins, pour ce type de résonateurs, limités par le principe de confinement de la réflexion totale interne, leurs pertes de propagation augmentent exponentiellement avec la réduction du rayon de l'anneau, ce qui limite en pratique ce rayon à quelques micromètres (environ $3\ \mu\text{m}$). En outre, leur performance est très sensible à la rugosité de la surface et au nano-espace entre le résonateur et les guides d'ondes (bus et drop), ce qui crée un autre défi dans la fabrication [26].

D'autre part, les résonateurs en anneaux à cristaux photoniques (PCRRs) peuvent surmonter ces défis parce qu'ils ont le potentiel d'atteindre des facteurs de qualité très élevés, réaliser de faibles pertes dans des espaces ultra-compacts qui sont deux à quatre fois plus petits que la taille minimale utilisable des anneaux conventionnels. Pour ces dispositifs, le choix de la taille de l'anneau est déterminé par la longueur d'onde de résonance désirée et le compromis entre le facteur de qualité Q et le volume modal V . Ce dernier est proportionnel à la taille de l'anneau, avec un volume modal restreint pour des anneaux plus petits. Contrairement aux résonateurs en anneaux conventionnels, les modes résonnants dans les PCRRs sont supportés par la bande interdite photonique, ce qui est plus efficace pour le confinement optique, particulièrement pour les résonateurs ultra-compacts [27]. En omettant quelques motifs (trous ou tiges) du cristal photonique afin d'avoir une forme en anneau, on obtient un résonateur en anneau à cristal photonique (PCRR). La figure 2.2 montre quelques exemples de PCRR: un anneau quasi-carré dans un réseau carré, un anneau hexagonal dans un réseau triangulaire, et un anneau circulaire dans un quasi-cristal photonique. Le concept du PCRR a été introduit pour la première fois par Kim et al. [28], dans lequel ils ont proposés et démontrés un laser à cristal photonique bidimensionnel (CP-2D) basé sur un résonateur en anneau hexagonal. Plus tard, Kumar et al. [29] ont étudié les caractéristiques spectrales d'un résonateur en anneau de forme rectangulaire couplé à des guides d'ondes dans un CP-2D de réseau carré, et ont discuté les effets des dimensions de l'anneau et des paramètres de la structure sur les propriétés de résonance du résonateur. Jusqu'à présent, diverses applications des PCRRs, telles que des diviseurs de puissance [30], des capteurs [31], et des démultiplexeurs [32] ont été rapportées.

L'une des problématiques les plus importantes est celle de coupler les résonateurs avec des guides d'onde. En effet, le guide d'onde est l'élément fondamental permettant l'entrée et la sortie du signal pour le résonateur, il est donc indispensable pour ce composant. Lorsque la lumière avec une longueur d'onde appropriée est injectée à l'entrée d'un guide d'onde (bus), couplé latéralement à un ou plusieurs PCRRs, elle sera transmise au résonateur par couplage évanescent. Grâce aux multiples rotations effectuées et aux phénomènes d'interférences constructives, l'intensité s'accroît pour des longueurs d'onde spécifiques et la résonance se produit. A la résonance, une intensité très élevée existe ainsi dans l'anneau. Ces intensités sont évanescentes et décroissent exponentiellement hors de l'anneau [33]. Comme seules quelques longueurs d'onde résonnent à l'intérieur de l'anneau, la structure fonctionne en quelque sorte comme un filtre sélectif en longueur d'onde.

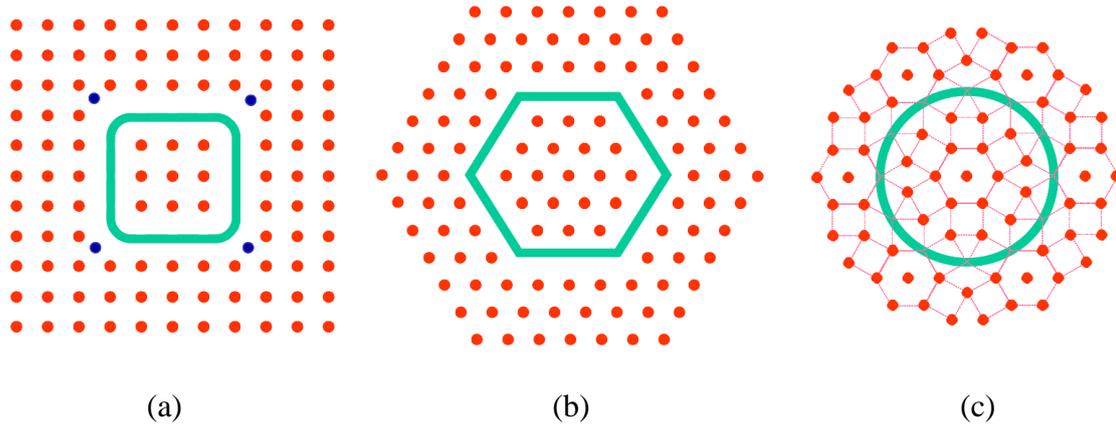


Figure 2.2 : Résonateurs en anneaux à cristaux photoniques (photonic crystals ring resonators, PCRRs) : (a) un anneau quasi-carré dans un réseau carré, (b) un anneau hexagonal dans un réseau triangulaire, et (c) un anneau circulaire dans un quasi-cristal photonique [27].

II. 3. 2. Attributs des résonateurs en anneaux

Lorsqu'on parle des résonateurs en anneaux, on se réfère souvent à plusieurs quantités décrivant des attributs spécifiques du résonateur. Dans cette partie, nous allons définir deux caractéristiques importantes des résonateurs : la finesse F et le facteur de qualité Q .

II. 3. 2. 1. Facteur de qualité

Le facteur de qualité (Q) est une grandeur utilisée pour exprimer le confinement temporel de l'énergie dans un résonateur. Plus la lumière demeure dans le résonateur (avant d'en sortir), plus le facteur de qualité est élevé, et meilleur est le résonateur. Le facteur de qualité est proportionnel à la durée de vie τ d'un photon à l'intérieur du résonateur et peut être défini en fonction de celle-ci par la relation [5, 34, 35] :

$$Q = \omega_r \tau \quad (\text{II.1})$$

Avec ω_r la fréquence à la résonance.

En terme énergétique, ce facteur de qualité correspond au rapport entre l'énergie stockée E dans le résonateur et la puissance dissipée P à la fréquence de résonance ω_r [34, 35] :

$$Q = \omega_r \frac{E}{P} \quad (\text{II.2})$$

Une autre manière de quantifier le facteur de qualité en terme spectral est de faire le rapport entre la longueur d'onde centrale λ_r de résonance et de sa largeur à mi-hauteur $\Delta\lambda$ (full width at half maximum, FWHM). Cette formulation du facteur de qualité en longueurs d'onde est

possible grâce à la forme lorentzienne de la résonance tel que représenté sur la figure 2.3. Il s'exprime comme [5, 34, 35] :

$$Q = \frac{\lambda_r}{\Delta\lambda} = \frac{\omega_r}{\Delta\omega} \quad (\text{II.3})$$

Le facteur de qualité est inversement proportionnel au FWHM, ce qui implique qu'une résonance étroite dans le domaine fréquentiel correspond à un résonateur à faibles pertes.

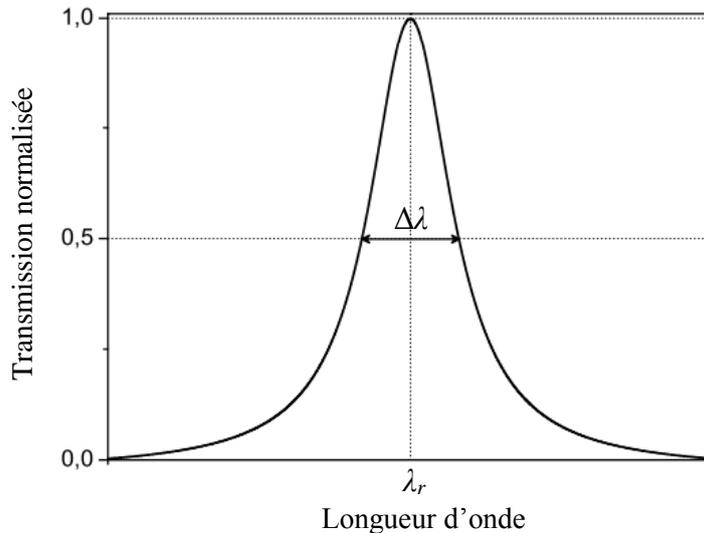


Figure 2.3 : Réponse spectrale d'un résonateur en anneau.

Dans le cas d'un résonateur isolé, le facteur de qualité dépend directement des pertes de ce résonateur. Divers mécanismes contribuent à limiter ce facteur. Les pertes les plus importantes sont souvent les pertes dues à l'absorption, la diffusion, et à la radiation. Dans ce cas, le facteur de qualité est appelé facteur de qualité intrinsèque (Q_i), et est relié aux différentes pertes dans le résonateur par la relation suivante [34] :

$$\frac{1}{Q_i} = \frac{1}{Q_a} + \frac{1}{Q_d} + \frac{1}{Q_r} \quad \text{Où :} \quad (\text{II.4})$$

Q_a correspond aux pertes par absorption dues au fait que les matériaux utilisés ne sont pas totalement transparents.

Q_d correspond aux pertes par diffusion dues aux imperfections du cristal.

Q_r correspond aux pertes par radiation dues aux fuites du champ résultant de la taille finie du cristal.

En pratique, les résonateurs qui sont étudiés ne sont pas isolés, ils sont couplés à des guides d'onde. Aux termes de la relation (II.4) il faut donc ajouter un terme Q_c^{-1} qui correspond aux pertes par couplage. On note en général Q_L (loaded) le facteur de qualité total incluant les pertes intrinsèques Q_i et les pertes par couplage Q_c [34, 35].

$$\frac{1}{Q_L} = \frac{1}{Q_i} + \frac{1}{Q_c} \quad (\text{II.5})$$

Le facteur de qualité est d'une importance particulière dans de nombreuses applications des résonateurs en anneaux. Par exemple, pour le filtrage, plus Q est élevé, plus le filtre est sélectif. Pour la biodétection, un facteur de qualité élevé signifie une meilleure limite de détection (sensibilité).

II. 3. 2. 2. Finesse

En plus du facteur de qualité, une autre mesure communément utilisée est la finesse (F) du résonateur. Elle est définie comme le rapport entre l'intervalle spectral libre (ISL : la distance entre deux pics) et la largeur à mi-hauteur ($\Delta\lambda$) d'une résonance [5, 34] :

$$F = \frac{ISL}{\Delta\lambda} \quad (\text{II.6})$$

La finesse est d'autant plus grande que les pics sont étroits. Elle se rapporte au nombre de passages du champ dans le résonateur, ainsi, pour des résonateurs de haute finesse, le champ intra-résonateur peut être très élevé, ce qui favorise l'apparition d'effets non-linéaires. Une finesse élevée est un atout important pour ce type de résonateurs, ce qui fait d'eux de bons candidats pour d'autres applications telles que les capteurs et le filtrage.

II. 3. 3. Définition

Le schéma de principe d'un filtre à extraction est représenté sur la figure 2.4. C'est un système à quatre ports, un port d'entrée et trois ports de sortie, où deux guides d'ondes, le bus et le drop, sont couplés par l'intermédiaire d'un résonateur optique. Ce dispositif élémentaire de la technologie WDM permet le transfert sélectif et directif de la lumière entre deux guides d'ondes via une zone de couplage. Autrement dit, lorsque des signaux WDM (c'est-à-dire des signaux multi-fréquences) se présentent à l'entrée du premier guide d'onde (bus), une seule fréquence sera sélectionnée et transférée ensuite dans la direction de propagation vers l'avant ou vers l'arrière dans le second guide d'onde (drop) [6].

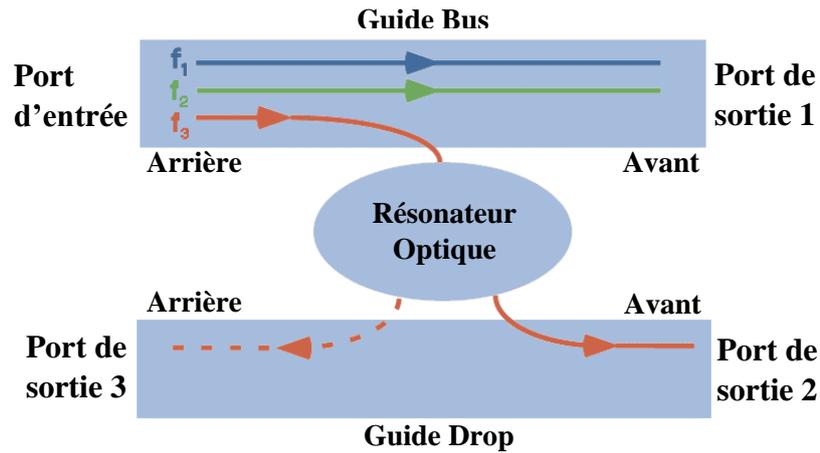


Figure 2.4 : Représentation schématique d'un filtre channel drop.

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

II. 4. Principe de fonctionnement d'un filtre channel drop

La configuration du filtre channel drop considéré dans cette partie est schématisée sur la figure 2.5. Elle comprend un résonateur en anneau inséré entre deux guides d'onde, dénommés respectivement bus (correspondant au guide d'injection) et drop (guide qui recueille le signal extrait du guide d'injection). En général, les modes du résonateur interagissent avec les modes de propagation des guides d'onde sur une longueur finie L que l'on appelle longueur d'interaction : C'est la région où les champs des modes du résonateur chevauchent avec les champs des guides d'onde. Avant de décrire les conditions qui permettent une extraction optimale, commençons par considérer le cas d'un résonateur en anneau monomode.

II. 4. 1. Résonateur monomode

On considère un résonateur en anneau supportant un seul mode dans la gamme de fréquences d'intérêt. Les guides d'onde sont également monomodes dans cette gamme de fréquences et leur dispersion est négligée. Tant que le résonateur supporte un seul mode résonant, la puissance lumineuse décroît de manière égale dans les deux guides d'onde le long des directions vers l'avant et vers l'arrière, ce qui introduit une réflexion, comme il est illustré sur la figure 2.4. Dans ce cas, la moitié de la puissance d'entrée à la fréquence de résonance reste dans le guide

bus et est répartie de façon égale dans les ports 1 et 2, tandis que l'autre moitié, réduite par les pertes, est répartie de manière égale dans les ports 3 et 4 du guide drop [6, 36]. Dans un filtre à extraction, on désire que toute la puissance injectée soit redistribuée, à la résonance, entièrement dans l'un des deux ports du guide drop. On peut dire donc que ce genre de résonateur n'est pas adapté à une fonction de type extraction directive. Dans quelles conditions obtient-on 100% d'extraction ?

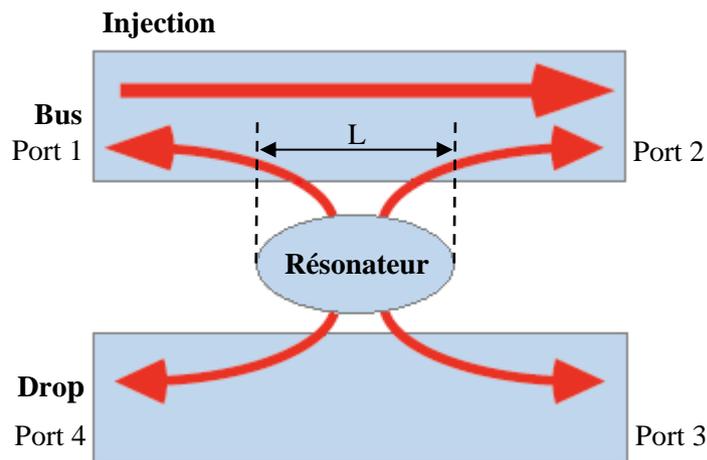


Figure 2.5 : Principe de fonctionnement d'un CDF comportant un résonateur qui supporte un seul mode de résonance.

II. 4. 2. Résonateur à deux modes de symétrie opposée

Dans ce paragraphe, nous montrerons qu'une extraction totale peut être obtenue en créant des états résonants de symétries opposées dans le résonateur. Dans ce cas, Deux plans de symétrie peuvent être considérés pour cette structure, un perpendiculaire aux guides d'onde et l'autre parallèle aux guides d'onde. Afin d'inhiber le signal réfléchi dans le guide bus, il est nécessaire que les modes présentent des symétries opposées par rapport au plan perpendiculaire : le mode pair et le mode impair. Le mode pair décroît avec la même phase dans les directions vers l'avant et vers l'arrière (figure 2.6.a), tandis que, pour le mode impair l'amplitude de décroissance dans la direction vers l'avant est en opposition de phase avec celle dans la direction vers l'arrière (figure 2.6.b). A cause de l'opposition de phase entre les deux modes du résonateur dans la direction vers l'arrière, les amplitudes des modes s'annulent et aucun signal réfléchi n'est possible, comme il est montré sur la figure 2.6.c. On note que, pour que cette annulation se produise, il faut que les deux modes de résonances aient la même fréquence et la même bande passante [6, 36].

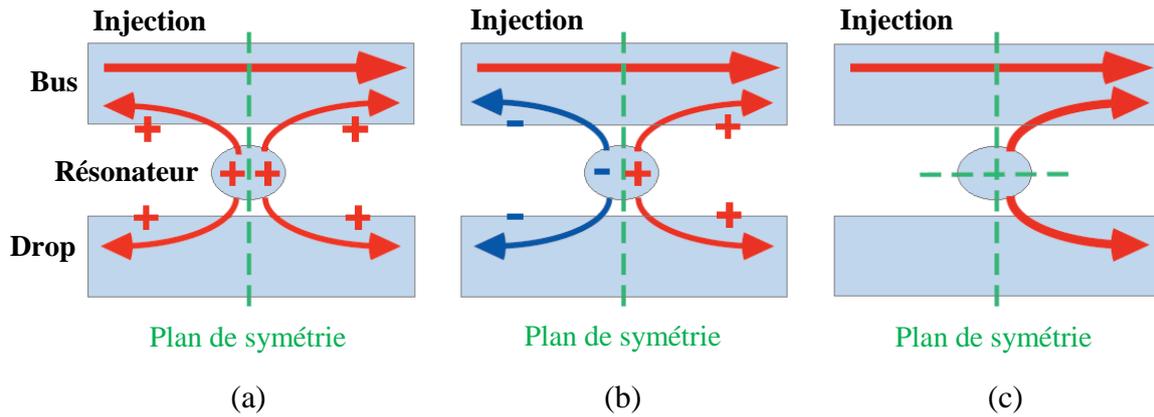


Figure 2.6 : Principe de fonctionnement d'un CDF comportant un résonateur qui supporte deux modes de même symétrie par rapport à un plan parallèle aux guides d'onde et de symétrie opposée par rapport à un plan perpendiculaire aux guides d'onde.

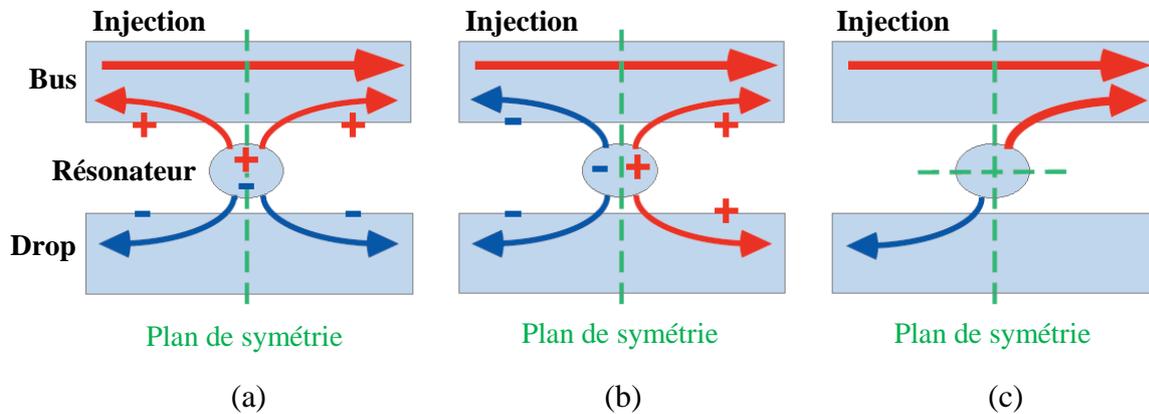


Figure 2.7 : Principe de fonctionnement d'un CDF comportant un résonateur qui supporte deux modes de symétrie opposée par rapport à un plan parallèle aux guides d'onde et par rapport à un plan perpendiculaire aux guides d'onde.

D'une autre part, grâce à la dégénérescence des modes, l'onde entrante interfère de manière destructive avec l'amplitude de décroissance vers l'avant du guide d'onde bus, provoquant ainsi l'annulation de toute la puissance transmise dans le guide bus et qui sera complètement transférée dans le guide drop. La direction du transfert dépend quant à elle des symétries des deux modes du résonateur selon un plan de symétrie parallèle aux guides d'onde. Lorsque les deux modes ont les mêmes symétries par rapport à ce plan (figure 2.6.a, 2.6.b, et 2.6.c) tout le signal est transféré vers l'avant dans le guide drop. A l'inverse (figure 2.7.a, 2.7.b, et 2.7.c), si les deux modes ont des symétries opposées par rapport à ce plan, tout le signal est transféré vers l'arrière [6, 36].

II. 5. Quelques topologies

On trouvera, dans la littérature, la description de plusieurs types de filtres à extraction à base de résonateurs en anneaux à cristaux photoniques. Le principe consiste en général à extraire une longueur d'onde spécifique d'un train d'ondes circulant dans un guide d'onde, et à la transférer vers un autre guide via un résonateur en anneau à cristal photonique. Plusieurs groupes de recherche ont étudié les différents types de filtres channels drop, à base de cristaux photoniques bidimensionnels dans des réseaux carré et triangulaire, afin d'améliorer leurs performances.

II. 5. 1. Filtre channel drop à base de PCRR carré et quasi-carré [27]

La structure considérée dans cette configuration est un cristal photonique bidimensionnel (CP-2D) constitué de piliers diélectriques répartis dans un réseau carré, comme le montre la figure 2.8.a. Dans cette étude, le filtre channel drop à base de PCRR (figure 2.8.a) se compose de deux guides d'ondes dans la direction horizontale et d'un PCRR carré placé entre eux. Le guide d'onde du haut est appelé guide d'onde bus alors que le guide d'onde du bas est connu sous le nom de guide d'onde drop. Le port du signal d'entrée est marqué A avec une flèche sur le côté gauche du guide d'onde bus. Les ports C et D du guide d'onde drop sont les terminaux du guide et sont désignés par port d'extraction vers l'avant et port d'extraction vers l'arrière, respectivement, alors que le port B sur le côté droit du guide d'onde bus est désigné comme terminal de transmission vers l'avant.

Les guides d'ondes bus et drop sont formés en introduisant des défauts linéaires dans le CP alors que le PCRR carré est réalisé en créant des défauts ponctuels (c'est-à-dire en supprimant des tiges pour créer une forme carrée). Les piliers situés à l'intérieur du PCRR carré sont appelées tiges intérieures tandis que les tiges de couplage sont celles placées entre le PCRR carré et les guides d'ondes.

Afin d'améliorer l'efficacité d'extraction et la sélectivité spectrale (le facteur de qualité Q) en supprimant les modes de contre-propagation qui peuvent provoquer des oscillations parasites dans le spectre de transmission [29], les tiges de couleur bleue dites tiges de dispersion, symbolisées par « s » sur la figure 2.8.a sont placées à chaque coin des quatre côtés du résonateur avec une constante de demi-réseau, ce qui transforme l'anneau carré en un anneau quasi-carré. Ces tiges de dispersion ont exactement les mêmes diamètres et les mêmes indices de réfraction que toutes les autres tiges diélectriques dans la structure photonique.

Les caractéristiques de transmission du filtre ont été simulées avec la technique des différences finies dans le domaine temporel (FDTD) utilisant les couches parfaitement adaptées (Perfectly Matched Layer, PML) comme conditions de frontières absorbantes.

Sur la figure 2.8.b sont présentés les spectres de transmission normalisés pour les trois ports de sortie (B, C, D) du filtre à extraction à base de résonateur en anneau quasi-carré à cristal photonique. Il est noté que, pour un résonateur sans tiges de dispersion, on obtient une faible efficacité d'extraction avec une basse sélectivité spectrale (courbe en rouge). En introduisant les quatre tiges de dispersion, la sélectivité spectrale est nettement améliorée, avec une efficacité d'extraction de près de 100% ($> 98\%$), qui peut être obtenue à la fréquence de résonance (1567 nm dans ce cas). Le facteur de qualité Q de ce filtre est seulement de 160. Ce dernier peut être optimisé en augmentant la distance de couplage entre le PCRR et les guides d'ondes. Cependant, il existe un compromis entre l'augmentation du facteur Q et la diminution de l'efficacité d'extraction.

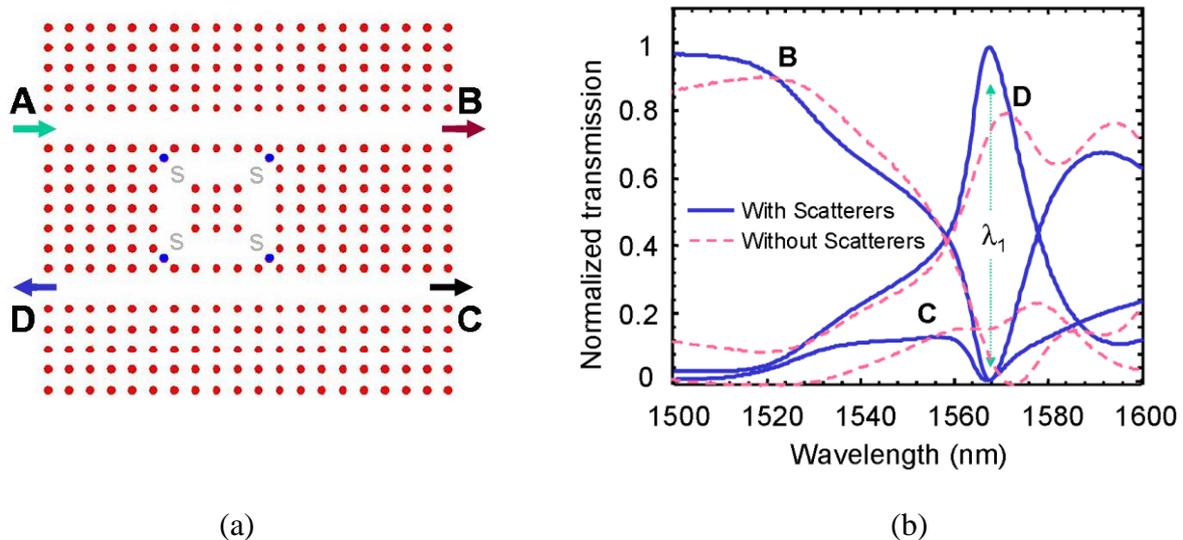


Figure 2.8 : (a) Structure schématique et (b) spectres de transmission normalisée du CDF à base de PCRR quasi-carré [27].

II. 5. 2. Filtre channel drop à base de PCRR de forme hexagonale [37]

La figure 2.9.a montre la structure schématique du filtre à extraction basé sur un résonateur en anneau à CP de forme hexagonale. IL est conçu sur un CP-2D de trous d'air suivant un réseau triangulaire. Le résonateur est pris en sandwich entre deux guides d'ondes (le bus et le drop). Le port d'entrée est marqué avec une flèche jaune et situé sur le côté gauche du guide d'onde inférieur (bus). Les ports B et C du guide d'onde supérieur sont les sorties du guide drop. La technique 2D-FDTD a été employé pour obtenir les caractéristiques de ce filtre. Les spectres de transmission de tous les ports sont représentés sur la figure 2.9.b. Un pic de

résonance apparaît à $1564,5 \text{ nm}$ avec un facteur de qualité de 423 et une efficacité d'extraction égale à 55%.

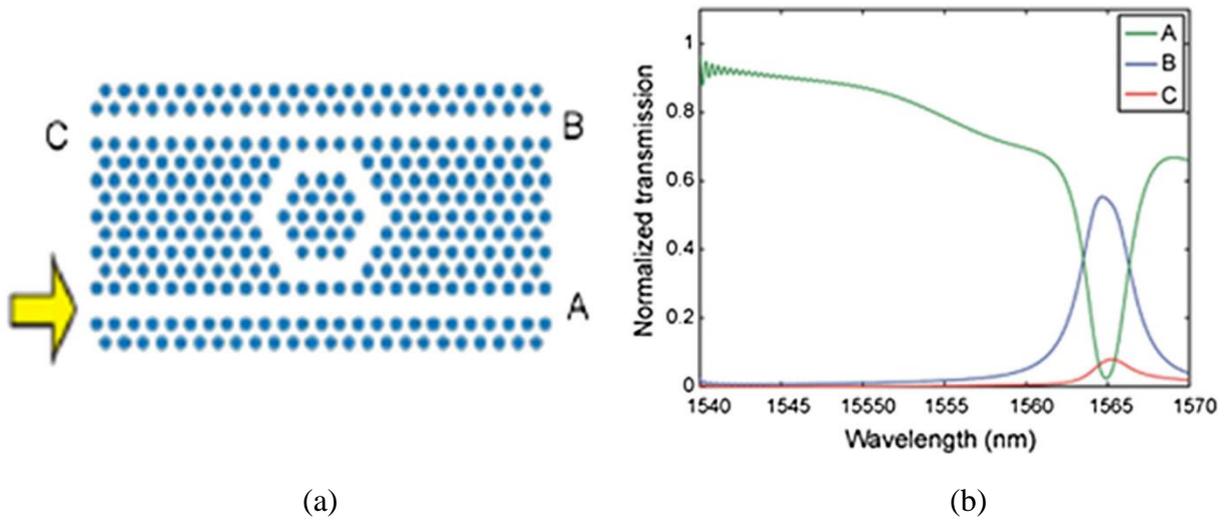


Figure 2.9 : (a) Structure schématique et (b) spectres de transmission normalisée du CDF à base de PCRR de forme hexagonale [37].

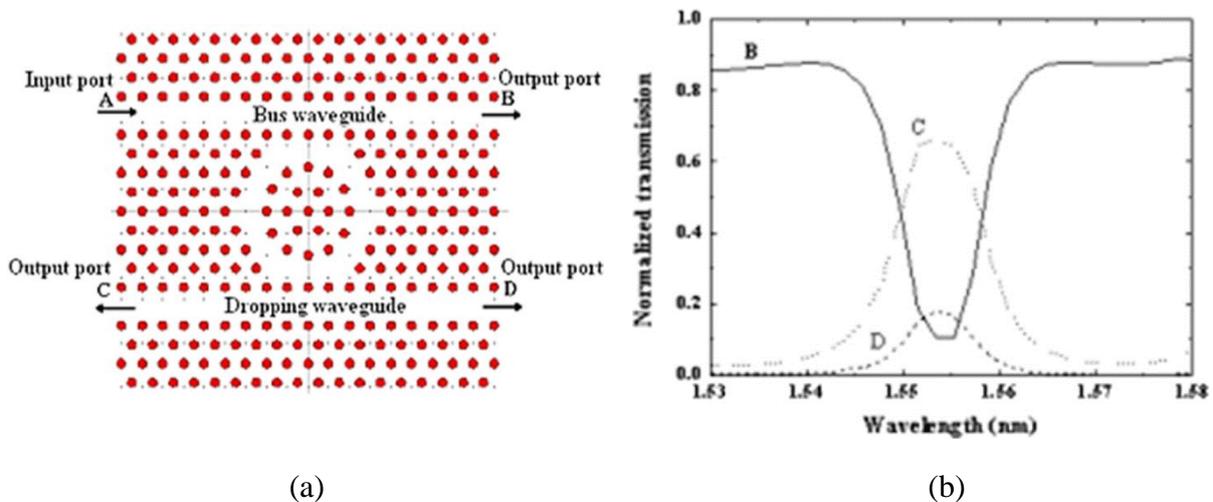


Figure 2.10 : (a) Structure schématique et (b) spectres de transmission normalisée du CDF à base de PCRR de forme hexagonale [38].

Antérieurement, un CDF à base de PCRR de forme hexagonale a été présenté [38], où la forme extérieure du résonateur est hexagonale et les tiges intérieures sont déplacées vers le centre pour créer une forme circulaire à l'intérieur du résonateur (comme on peut le voir sur la figure 2.10.a). Dans ce cas, la longueur d'onde de résonance, l'efficacité d'extraction et le facteur Q sont 1553 nm , 70% et 108, respectivement comme le montre la figure 2.10.b.

Pour obtenir une efficacité d'extraction élevée et un grand facteur de qualité, deux tiges de dispersion étiquetées « s », identiques aux autres tiges de la structure, ont été introduites. La structure schématique et les spectres de transmission normalisé du filtre channel drop à base du résonateur en anneau à CP hexagonal avec les tiges de dispersion sont représentés sur la figure 2.11.a et 2.11.b, respectivement. L'introduction de ces tiges améliore de manière significative les caractéristiques de ce filtre, en augmentant l'efficacité d'extraction à environ 95% à la longueur d'onde de résonance de 1550 nm et le facteur de qualité à 245.

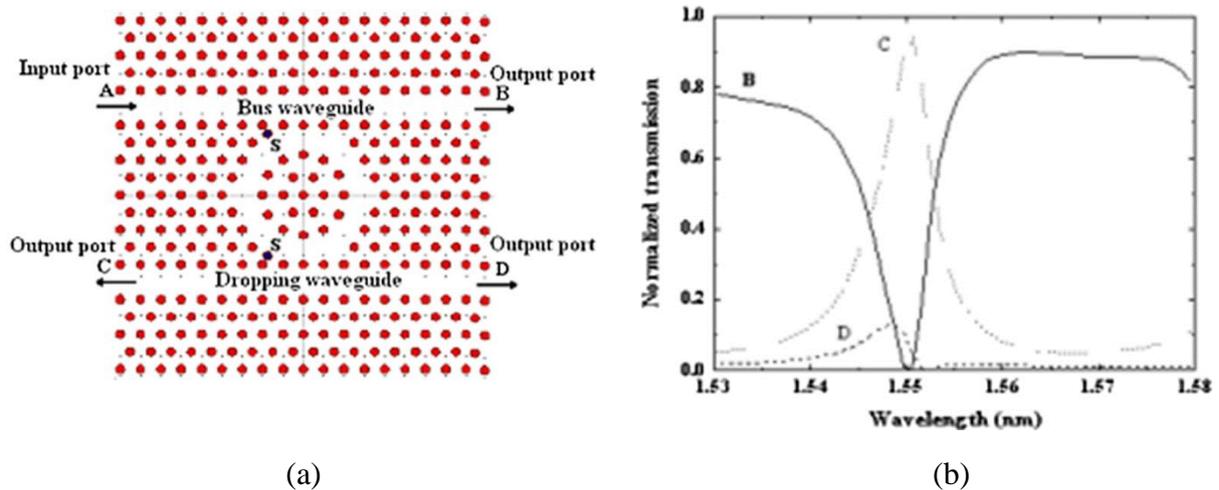


Figure 2.11 : (a) Structure schématique et (b) spectres de transmission normalisée du CDF à base de PCRR de forme hexagonale avec les tiges de dispersion [38].

II. 5. 3. Filtre channel drop à base de PCRR de forme circulaire [39]

Le filtre proposé est conçu en utilisant un cristal photonique à deux dimensions de tiges diélectriques dans un réseau carré. La figure 2.12.a montre la structure schématique du CDF, qui se compose des guides d'ondes bus et drop et d'un résonateur en anneau circulaire (élément de couplage). En outre, il comporte quatre ports, parmi lesquels les ports A et B sont les terminaux d'entrée et de sortie du guide bus, alors que les ports C et D sont les terminaux du guide drop et sont désignés par port d'extraction vers l'avant et port d'extraction vers l'arrière, respectivement. Le PCRR est formé par des défauts ponctuels (en omettant quelques tiges du cristal photonique). La forme circulaire du résonateur est structurée en faisant varier la position des tiges intérieures et extérieures de leurs positions initiales vers le centre. Dans le but d'améliorer l'efficacité d'extraction et la sélectivité spectrale en supprimant les modes de contre-propagation, des tiges de dispersion ('s') sont placées à chaque coin des quatre côtés du résonateur avec une constante de demi-réseau. Les propriétés du matériau et la dimension des tiges de dispersion sont similaires aux autres tiges de la structure. Les spectres de la transmission normalisée du filtre channel drop sont obtenus à l'aide de la technique 2D-FDTD

et sont illustrés sur la figure 2.12.b. La longueur d'onde de résonance du filtre est observée à 1491 nm . La simulation indique une efficacité d'extraction de 100% et un facteur de qualité de 114.69.

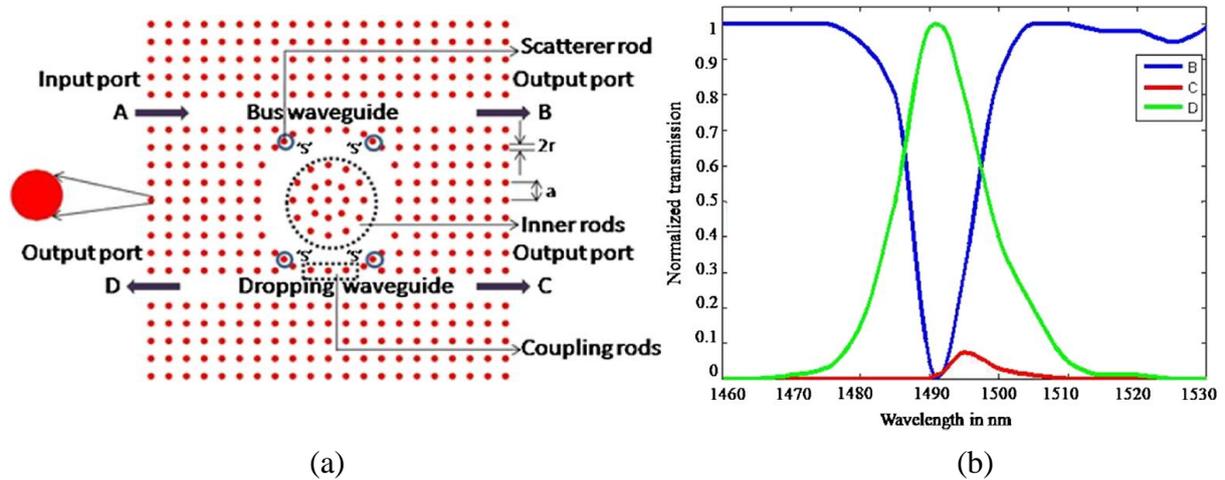


Figure 2.12 : (a) Structure schématique et (b) spectres de transmission normalisée du CDF à base de PCRR de forme circulaire [39].

II. 6. Filtre channel drop en forme de T à base de PCRR

Contrairement aux différents filtres cités plus haut, ce type de filtre contient trois ports, un port d'entrée et deux ports de sortie. C'est un système à trois ports dans lequel un PCRR est situé entre deux guides d'ondes, un horizontal appelé guide bus et l'autre vertical connu sous le nom de guide drop. Ce type de structure à trois ports peut être facilement étendu à des filtres multicanaux en utilisant un ensemble de résonateurs avec des indices de réfraction différents, d'où les différentes fréquences de résonance, ou en utilisant le concept du CP hétéro-structure [40].

En plaçant un guide d'onde à côté d'un résonateur en anneau, l'énergie électromagnétique se propageant dans le guide d'onde sera piégée dans le résonateur en raison du couplage à la fréquence de résonance. Autrement dit, lors de la résonance, le résonateur en anneau extrait la lumière du guide horizontal et la transfère au guide vertical. Dans le cas ordinaire, lorsque l'anneau ne résonne pas, toute la puissance reste dans le guide bus et passe par le port de sortie.

Les systèmes de filtres à trois ports ont également été proposés par plusieurs groupes de chercheurs [40, 41, 42]. La figure 2.13.a. représente la structure schématique d'un CDF en forme de T à base d'un PCRR [41]. Dans cette structure, le résonateur en anneau est créé en supprimant un carré de dimension 7×7 de tiges diélectriques puis en le remplaçant par une structure quasi-cristalline. Les ondes optiques pénètrent dans la structure par le port A et sortent

par le port B, mais lors de la résonance, les longueurs d'onde optiques seront transférées au guide drop via l'anneau résonnant et sortent par le port C. A $\lambda = 1551 \text{ nm}$ (résonance), l'efficacité d'extraction dépasse 90 % avec un facteur de qualité de 387 (figure 2.13.b).

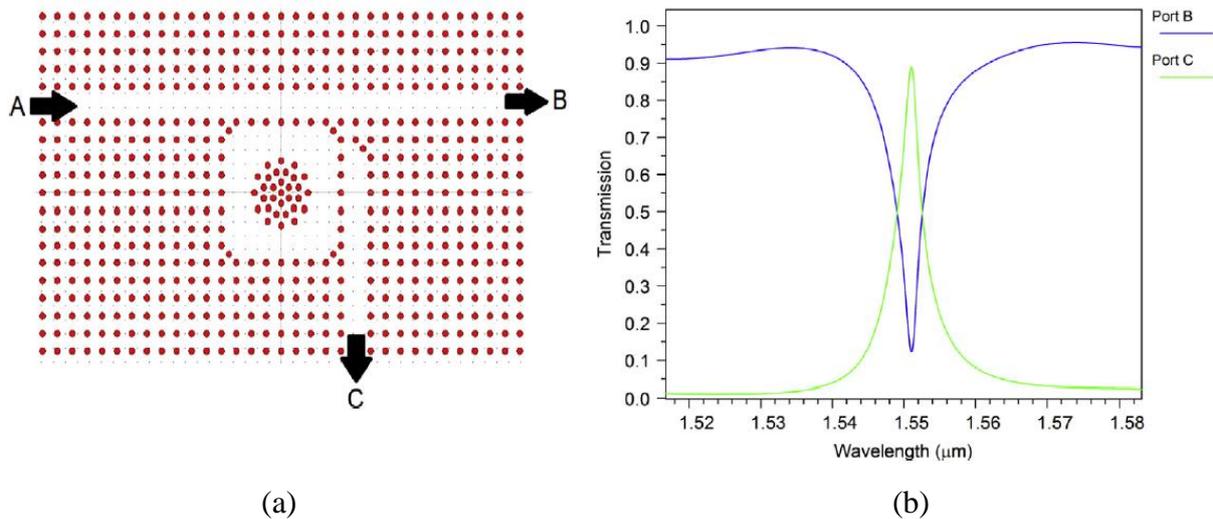


Figure 2.13 : (a) Structure schématique et (b) spectres de transmission normalisée d'un CDF en forme de T [41].

II. 7. Paramètres affectant les caractéristiques des filtres à extraction

Bien que les filtres channel drop basés sur les résonateurs en anneaux à cristaux photoniques aient une longueur d'onde de fonctionnement fixe, leur domaine d'application deviendra beaucoup plus large si la longueur d'onde de fonctionnement est ajustée suivant l'application désirée. Cela améliorerait considérablement l'utilisation des dispositifs optiques à base de CPs pour des applications à la demande. En général, l'accordabilité de la longueur d'onde résonnante du CDF peut être effectuée en modifiant les paramètres structuraux de la structure tels que l'indice de réfraction, la constante du réseau, et le rayon des tiges. Plusieurs mécanismes d'accordabilité sont dédiés à la modification des paramètres structuraux tels que le mécanisme thermique [43, 44], mécanique [45, 46], et les actionneurs de systèmes microélectromécaniques (MEMS) [47]. L'effet thermo-optique peut être utilisé pour induire la variation de l'indice de réfraction d'un matériau. Selon la référence [43], l'effet thermo-optique, où l'augmentation de température est provoquée par l'absorption de la lumière extérieure, est utilisé pour accorder la longueur d'onde de résonance d'un filtre à extraction. Dans la référence [45], l'accordabilité mécanique est obtenue en appliquant une force mécanique avec des actionneurs MEMS. Cette contrainte produit un déplacement latéral des trous du CP et modifie par conséquent le spectre de réflectivité.

De nombreuses études ont été réalisées pour accorder la longueur d'onde de résonance dans différentes conceptions du CDF [39, 48, 49]. Dans la référence [48], les auteurs ont analysé les effets de plusieurs paramètres sur la longueur d'onde de résonance tels que l'indice de réfraction des tiges intérieures, les tiges de couplage, les tiges adjacentes, les tiges de la structure entière, le rayon des tiges intérieures et de la structure entière. Ils ont montré que la longueur d'onde résonnante du CDF dépend de ces paramètres, ce qui signifie qu'en changeant l'un de ces derniers, on peut contrôler la longueur d'onde de sortie de la structure. Ils ont également observé qu'avec la variation de ces paramètres, l'efficacité d'extraction et la largeur du pic de résonance ont changé.

II. 8. Démultiplexeurs à base de PCRRs

Afin d'optimiser l'utilisation de la capacité effective des fibres optiques existantes, nous pouvons augmenter le nombre de longueurs d'onde à l'intérieur de chaque fibre. En utilisant les technologies de multiplexage en longueur d'onde (WDM) et de multiplexage en longueur d'onde dense (DWDM), une seule fibre optique suffit pour transmettre plusieurs signaux de longueurs d'onde différentes (ou canaux) en même temps. Cette technologie permet d'obtenir de très hauts débits de transmission d'information. On appelle multiplexeur le composant qui permet d'injecter sur la même ligne plusieurs signaux de différentes longueurs d'onde. Le démultiplexeur est le dispositif dont nous avons besoin pour séparer ces canaux et les transmettre aux utilisateurs appropriés (voir figure 2.14) [50, 51].

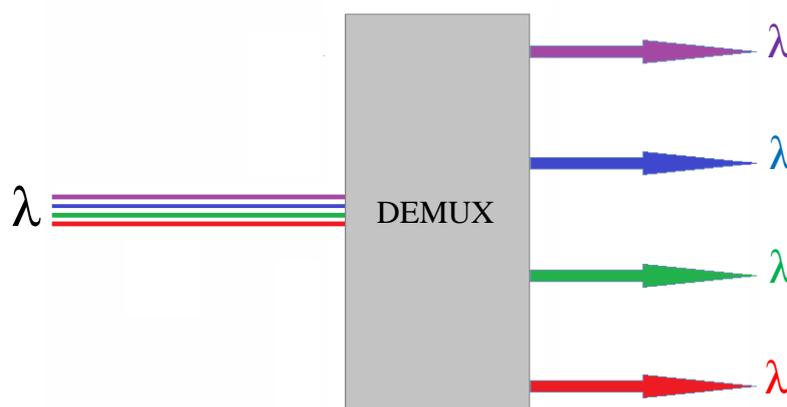


Figure 2.14 : Schéma du principe de fonctionnement d'un démultiplexeur.

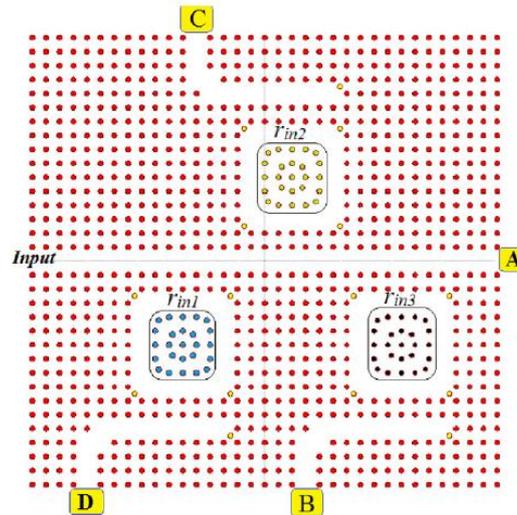
Le démultiplexeur classique peut être réalisé par le biais de filtres sélectifs en longueur d'onde, de réseaux de diffractions, de coupleurs guide à guide,...Cependant, ces dispositifs demeurent d'une taille relativement importante : plusieurs millimètres ou centimètres. Notre

approche est de chercher à réduire la taille de ces composants en les remplaçant par des dispositifs à cristaux photoniques.

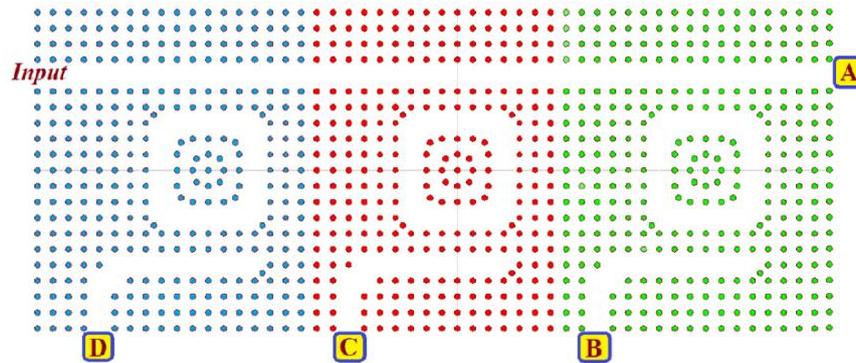
Différentes techniques ont déjà été présentées dans la littérature pour démultiplexer un signal grâce aux cristaux photoniques. Les guides d'onde en cascade [52], les superprismes [53], les cavités résonantes [55], et les filtres sélectifs en cascade [56] sont les dispositifs les plus couramment utilisés pour concevoir des démultiplexeurs optiques à base de CPs. Tous les travaux mentionnés ci-dessus présentent certains inconvénients et limitations : tels qu'un grand espacement entre les canaux, une faible efficacité de transmission, et un faible facteur de qualité. La diminution de l'espacement entre les canaux et la conception de démultiplexeurs optiques dont les canaux sont très proches les uns des autres est très cruciale dans les applications DWDM. De ce fait, beaucoup de chercheurs se sont concentrés sur la réduction de l'espacement entre les canaux dans les démultiplexeurs à CPs [32, 57].

La performance du démultiplexeur est évaluée quantitativement en mesurant sa diaphonie, qui est définie comme le rapport de la puissance au port de sortie indésirable pour une longueur d'onde spécifique à la puissance à un port souhaité [58]. Selon cette définition, une faible diaphonie signifie une meilleure performance.

Le CDF à base de PCRR est un autre dispositif commun pour la conception des démultiplexeurs optiques. Récemment, différentes structures ont été proposées pour réaliser des démultiplexeurs optiques en utilisant des résonateurs en anneaux à cristaux photoniques [32, 40, 42, 59, 60]. Les figures 2.15.a et 2.15.b extraites des références [59, 60] représentent les structures schématiques de deux configurations différentes de démultiplexeurs conçus à partir de filtres à extraction à base du même type de PCRR (quasi-carré). Dans la figure 2.15.a, les CDFs sont en cascade et les longueurs d'ondes désirées à la sortie de chaque canal (B, C, D) sont obtenues en modifiant l'indice de réfraction des tiges intérieures de chaque résonateur. La figure 2.15.b représente un démultiplexeur hétéro-structure où la sélection des longueurs d'onde se fait en modifiant l'indice de réfraction de chaque CDF. Les résultats de la simulation ont montré que ces structures (figure 2.15.a et figure 2.15.b) possèdent de bonnes performances et ont révélé une puissance transmise moyenne supérieure à 90 et 95 %, l'espacement des canaux est d'environ 8 et 6.1 nm et la largeur de bande pour chaque canal individuel est d'environ 2.8 et 2.75 nm, respectivement. La valeur moyenne de la diaphonie entre les canaux de sortie dans les deux structures est d'environ -29 et -24.44 dB, respectivement.



(a)



(b)

Figure 2.15 : Représentation schématique (a) d'un démultiplexeur constitué de trois CDFs en cascade et (b) d'un démultiplexeur hétéro-structure [59, 60].

II. 9. Conclusion

Ce deuxième chapitre a permis de montrer la faisabilité d'un CDF à base de PCRR, dont le comportement physique a été présenté. De manière à introduire le sujet, une première approche descriptive de l'état de l'art et des performances a été présentée. Différents exemples portant sur la conception de ces filtres à base de différents PCRRs ont été présentés en soulignant des travaux de recherche antérieurs. L'une des applications des CDFs à base de PCRRs ayant suscité le plus d'intérêt est le démultiplexage en longueurs d'onde sur lequel nous reviendrons spécifiquement au chapitre 4.

Références du chapitre 2

- [1] M. Plihal, A. A. Maradudin, “Photonic Band-Structure of 2-Dimensional Systems – the Triangular Lattice,” *Phys. Rev. B*, vol. 44, pp. 8565–8571, 1991.
- [2] A. Sharkawy, S. Shi, D. W. Prather, R. A. Soref “Electro-optical switching using coupled photonic crystal waveguides,” *Optics Express*, vol. 10, pp. 1048–1059, 2002.
- [3] D. Sadot, E. Boimovich, “Tunable optical filters for dense WDM networks”, *IEEE Communications Magazine*, pp. 50–55, 1998.
- [4] S. Riaz Ahemed, “Performance Analysis of DWDM”, *Journal of Theoretical and Applied Information Technology*, pp. 590–594, 2005.
- [5] A. Ramier, “Intégration de guides d’onde et microrésonateurs à mode de galerie par assemblage à puce retournée”, Mémoire présenté en vue de l’obtention du diplôme de Maîtrise ès sciences appliquées, Université de Montréal, Canada, 2014.
- [6] S. Fan, P. R. Villeneuve, and J. D. Joannopoulos, “Channel drop filters in photonic crystals,” *Optics Express*, vol. 3, pp. 4–11, 1998.
- [7] Y. Akahane, M. Mochizuki, T. Asano, Y. Tanaka, S. Noda, “Design of a channel drop filter by using a donor-type cavity with high-quality factor in a two-dimensional photonic crystal slab,” *Applied Physics Letters*, vol. 82, pp. 1341, 2003.
- [8] S. Kim, I. Park, H. Lim, “Highly efficient photonic crystal-based multichannel drop filters of three-port system with reflection feedback,” *Optics Express*, vol. 12, pp. 5518–5525, 2004.
- [9] H. Ren, C. Jiang, W. Hu, M. Gao, J. Wang, “Photonic crystal channel drop filter with a wavelength-selective reflection micro-cavity,” *Optics Express*, vol. 14, pp. 2446–2458, 2006.
- [10] H. Ren, C. Jiang, W. Hu, M. Gao, J. Wang, “Design and analysis of two-dimensional photonic crystals channel filter,” *Optics Communication*, vol. 266, pp. 342–348, 2006.
- [11] M.Y. Tekeste, J.M. Yarrison-Rice, “High efficiency photonic crystal based wavelength demultiplexer,” *Optics Express*, vol. 14, pp. 7931–7942, 2006.
- [12] S. Noda, A. Chutinan, M. Imada, “Trapping and emission of photons by a single defect in a photonic bandgap structure,” *Nature*, vol. 407, pp. 608–610, 2000.
- [13] Y. Akahane, T. Asano, B.S. Song, S. Noda, “Investigation of high-Q channel drop filters using donor-type defects in two-dimensional photonic crystal slabs,” *Applied Physics Letters*, vol. 83, pp. 1512, 2003.
- [14] Y. Akahane, T. Asano, H. Takano, B.S. Song, Y. Takana, S. Noda, “Two-dimensional photonic-crystal-slab channel-drop filter with flat-top response,” *Optics Express*, vol. 13, pp. 2512–2530, 2005.
- [15] T. Asano, B.S. Song, S. Noda, “Analysis of the experimental Q factors (~ 1 million) of photonic crystal nanocavities,” *Optics Express*, vol. 14, pp. 1996–2002, 2006.
- [16] Y. Takahashi, H. Hagino, Y. Tanaka, B.S. Song, T. Asano, S. Noda, “High-Q nanocavity with a 2-ns photon lifetime ,” *Optics Express*, vol. 15, pp. 17206–17213, 2007.
- [17] H. Takano, B.S. Song, T. Asano, S. Noda, “Highly efficient multi-channel drop filter in a two-dimensional hetero photonic crystal,” *Optics Express*, vol. 14, pp. 3491–3496, 2006.
- [18] C.Y Chao, W. Fung, L.J. Guo, “Polymer Microring Resonators for Biochemical Sensing Applications,” *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, vol. 12, pp. 134–142, 2006.

- [19] Q. Xu, S. Manipatruni, B. Schmidt, J. Shakya, M. Lipson, “12.5 Gbit/s carrier-injection-based silicon micro-ring silicon modulators,” *Optics Express*, vol. 15, pp. 430–436, 2007.
- [20] X. Yan, C.S. Ma, C.T. Zheng, X Y Wang, D.M. Zhang, “Analysis of electro-optic switches with series-coupled multiple microring resonators,” *Optoelectronics Letters*, vol. 5, pp. 81–84, 2009.
- [21] A. Melloni, “Synthesis of a parallel-coupled ring-resonator filter,” *Optics Letters*, vol. 26, pp. 917–919, 2001.
- [22] B. E. Little, S. T. Chu, H. A. Haus, J. Foresi, J. P. Laine, “Microring resonator channel dropping filters,” *Journal of Lightwave Technology*, vol. 15, pp. 998–1005, 1997.
- [23] B. E. Little, J. Foresi, G. Steinmeyer, E. R. Thoen, S. T. Chu, H. A. Haus, E. Ippen, L. C. Kimberling, W. Greene, “Ultra-compact Si-SiO₂ microring resonator optical channel dropping filters,” *IEEE Photonic Technology letter*, vol. 10, pp. 549–551, 1998.
- [24] V. R. Almeida, C. A. Barrios, R. R. Panepucci, M. Lipson, “All-optical control of light on a silicon chip,” *Nature*, vol. 431, pp. 1081–1084, 2004.
- [25] T. Barwicz, M. Popovic, P. Rakich, M. Watts, H. Haus, E. Ippen, H. Smith, “Microring-resonator based add-drop filters in SiN: fabrication and analysis,” *Optics Express*, vol. 12, pp. 1437–1442, 2004.
- [26] B. E. Little, J. P. Laine, S. T. Chu, “Surface-roughness-induced contradirectional coupling in ring and disk resonators,” *Optics Letters*, vol. 22, pp. 4–6, 1997.
- [27] Z. Qiang, W. Zhou, R.A. Soref. “Optical add-drop filters based on photonic crystal ring resonators,” *Optics Express*, vol. 15, pp. 1823–1831, 2007.
- [28] S.H. Kim, H.Y. Ryu, H.G. Park, G.H. Kim, Y.S. Choi, Y.H. Lee, J.S. Kim “Two-dimensional photonic crystal hexagonal waveguide ring laser,” *Applied physics letters*, vol. 81, pp. 2499–2501, 2002.
- [29] V.D. Kumar, T. Srinivas, A. Selvarajan “Investigation of ring resonators in photonic crystal circuits,” *Photonics and Nanostructures – Fundamentals and Applications*, vol. 2, pp. 199–206, 2004.
- [30] L. Wu, M. Wang, “1x2 type photonic crystal power splitter with ring resonators,” *Optik*, vol. 126, pp. 3613–3615, 2015.
- [31] F.L. Hsiao, C. Lee, “Computational study of photonic crystals nano-ring resonator for biochemical sensing,” *IEEE Sensors Journal*, vol. 10, pp. 1185–1191, 2010.
- [32] H. Alipour-Banaei, F. Mehdizadehb, S. Serajmohammadi, “A novel 4-channel demultiplexer based on photonic crystal ring resonators,” *Optik*, vol. 124, pp. 5964–5967, 2013.
- [33] Y.F. Xiao, B. Min, X. Jiang, C.H. Dong, L. Yang, “Coupling whispering-gallery-mode microcavities with modal coupling mechanism,” *IEEE Journal of Quantum Electronics*, vol. 44, pp. 1065–1070, 2008.
- [34] L. Ghisa, “Couplage de micro résonateurs. Applications aux fonctions optiques de traitement du signal”. Thèse de Doctorat, Université de Rennes I, Rennes, 2008.
- [35] P.H. Merrer, “Élaboration de sources hyperfréquences à haute pureté spectrale à base de résonateurs optiques”. Thèse de Doctorat, Université Toulouse III, Toulouse, 2009.
- [36] C. Manolatou, M. J. Khan, S. Fan, Pierre R. Villeneuve, H. A. Haus, J. D. Joannopoulos, “Coupling of Modes Analysis of Resonant Channel Add–Drop Filters,” *IEEE Journal of Quantum Electronics*, vol. 35, pp. 1322–1331, 1999.
- [37] F.L. Hsiao, C. Lee, “A nano ring resonator based on 2D hexagonal lattice photonic crystals,” in *IEEE Conference on Optical MEMS and Nanophotonics*, Clearwater, Florida, pp. 107–108, 2009.

- [38] Y. Zheng, S. Li, and J. Kang, "Two dimensional photonic crystal channel filter based on ring resonator," in IEEE Conference on Photonics and Optoelectronics, Wahun, China, pp. 1–3, 2009.
- [39] S. Robinson, R. Nakkeeran, "Two dimensional Photonic Crystal Ring Resonator based Add Drop Filter for CWDM systems," *Optik*, vol. 124, pp. 3430–3435, 2013.
- [40] M. Djavid, F. Monifi, A. Ghaffari, M.S. Abrishamian, "Heterostructure wavelength division demultiplexers using photonic crystal ring resonators," *Optics communication*, vol. 281, pp. 4028–4032, 2008.
- [41] H. Alipour-Banaei, M. Jahanara, F. Mehdizadeh, "T-shaped channel drop filter based on photonic crystal ring resonator," *Optik*, vol. 125, pp. 5348–5351, 2014.
- [42] H. Alipour-Banaei, F. Mehdizadeh, S. Serajmohammadi "Optical wavelength demultiplexer based on photonic crystal ring resonators," *Photonic Network Communications*, vol. 29, pp. 146–150, 2015.
- [43] T. Asano, W. Kunishi, M. Nakamura, B.S. Song, S. Noda, "Dynamic Wavelength Tuning of Channel drop Device in Two-dimensional Photonic Crystal Slab," *Electronics Letters*, vol. 41, pp. 37–38, 2005.
- [44] G. Bi, Y. Zhang, H. Wang, "Tunable Study of Frequency Selective Filter Based on Photonic Crystal," *Progress In Electromagnetics Research Symposium*, pp. 22–26, 2005.
- [45] S. Hadzialic, S. Kim, A.F. Sarioglu, A. Sveinung-Sudbo, O. Solgaard, "Displacement sensing with a mechanically tunable photonic crystal," *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 22, pp. 1196–1198, 2010.
- [46] O. Levy, B.Z. Steinberg, A. Boag, S. Krylov, I. Goldfarb, "Mechanical tuning of two-dimensional photonic crystal cavity by micro electron mechanical flexures," *Sensors and Actuators A*, vol. 139, pp. 47–52, 2007.
- [47] X. Chew, G. Zhou, F. Siong-Chau, J. Deng, X. Tang, Y. Chong-Loke, "Dynamic tuning of an optical resonator through MEMS driven coupled photonic crystal nano cavities," *Optics Letters*, vol. 35, pp. 2517–2519, 2010.
- [48] M.R. Rakhshani, M.A. Mansouri-Birjandi, "Realization of tunable optical filter by photonic crystal ring resonators," *Optik*, vol. 124, pp. 5377– 5380, 2013.
- [49] F. Mehdizadeh, H. Alipour-Banaei, S. Serajmohammadi, "Channel-drop filter based on a photonic crystal ring resonator," *Journal of Optics*, vol. 15, pp. 075401, 2013.
- [50] A.K. Dutta, N.K. Dutta, M. Fujiwara, *WDM Technologies: Optical Networks*, vol.III, Elsevier Academic Press, 2004.
- [51] H.J.R. Dutton, *Understanding Optical Communications*, IBM Corporation, 1998.
- [52] A.E. Akosman, M. Mutlu, H. Kurt, E. Ozbay, "Dual-frequency division de-multiplexer based on cascaded photonic crystal waveguides," *Physica B : Condensed Matter*, vol. 407, pp. 4043–4047, 2012.
- [53] D. Bernier, X. Le Roux, A. Lupu, D. Marris-Morini, L. Vivien, E. Cassan, "Compact, low cross-talk CWDM demultiplexer using photonic crystal superprism," *Optics Express*, vol. 16, pp. 17209–17214, 2008.
- [54] A. Rostami, H. Alipour Banaei, F. Nazari, A. Bahrami, "An ultra compact photonic crystal wavelength division demultiplexer using resonance cavities in a modified Y-branch structure," *Optics Express*, vol. 122, pp. 1481–1485, 2011.
- [55] G. Manzacca, D. Paciotti, A. Marchese, M. Svaluto Moreolo, G. Cincotti, "2D photonic crystal cavity-based WDM multiplexer ," *Photonics and Nanostructures - Fundamentals and Applications*, vol. 5, pp. 164–170, 2007.

- [56] H. Ghorbanpour, S. M. akouei, “2-channel all optical demultiplexer based on photonic crystal ring resonator,” *Frontiers of Optoelectronics*, vol. 6, pp. 224–227, 2013.
- [57] M.R. Almasian, K. Abedi, “A proposal for optical WDM using embedded photonic crystal ring Resonator with distributed coupling,” *Physica E*, vol. 79, pp. 173–179, 2016.
- [58] S. Rawal, R.K. Sinha, “Design, analysis and optimization of silicon-on-insulator photonic crystal dual band wavelength demultiplexer,” *Optics Communications*, vol. 282, pp. 3889–3894, 2009.
- [59] M.R. Rakhshani, M.A. Mansouri-Birjandi, “Design and simulation of wavelength demultiplexer based on heterostructure photonic crystals ring resonators,” *Physica E*, vol. 50, pp. 97–101, 2013.
- [60] M.A. Mansouri-Birjandi, M.R. Rakhshani, “A new design of tunable four-port wavelength demultiplexer by photonic crystal ring resonators,” *Optik*, vol. 124, pp. 5923–5926, 2013.

Chapitre III

Outils de simulation des cristaux photoniques

III. 1. Introduction

Les différentes méthodes utilisées pour décrire la propagation des ondes électromagnétiques dans les cristaux photoniques nécessitent en général un fort investissement en programmation et en analyse numérique. Les principales techniques utilisées sont la décomposition en ondes planes (Plane Wave Expansion, PWE), la méthode des différences finies dans le domaine temporel (Finite Difference Time Domain, FDTD), les matrices de transfert, et les théories de diffraction par les réseaux. Chacun de ces outils de calcul nous permet de dégager les informations nécessaires à la compréhension du fonctionnement des cristaux photoniques.

III. 2. Méthodes numériques

Dans ce travail, nous nous restreignons à l'étude de deux méthodes numériques pour analyser les matériaux à bande interdite photonique : la méthode des différences finies temporelles et la méthode des ondes planes. Nous les présentons ci-dessous.

III. 2. 1. La méthode des ondes planes (PWE)

La méthode de décomposition en ondes planes s'applique à toutes les structures dont la constante diélectrique varie de façon périodique dans l'espace [1]. Le théorème de Bloch permet en effet de décomposer le champ sur une base d'ondes planes et de simplifier la résolution des équations de Maxwell en un problème classique de diagonalisation de matrices. Cette méthode est la plus couramment utilisée pour calculer les diagrammes de bandes des cristaux photoniques parfaitement périodiques.

Pour mieux comprendre cette méthode, nous devons d'abord comprendre les modifications qu'induit un milieu de constante diélectrique périodique sur la propagation d'une onde

électromagnétique. Pour cela, nous devons résoudre les équations de Maxwell (équations I, chapitre I, paragraphe I. 3. 1) et énoncer le théorème de Bloch.

III. 2. 1. 1. Equation d'onde

Par manipulation des équations de Maxwell et en éliminant le champ électrique dans ces dernières, elles se simplifient et nous obtenons l'équation d'onde suivante :

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

En introduisant l'opérateur hermitique : $\Theta = \nabla \times \frac{1}{\varepsilon(r)} \nabla \times$

On peut réécrire l'équation (III.1) sous la forme d'un problème aux valeurs propres :

$$\Theta H(r) = \frac{\omega^2}{c^2} H(r) \quad (\text{III.2})$$

III. 2. 1. 2. Propagation dans un milieu périodique - théorème de Bloch

Dans les cristaux photoniques, la constante diélectrique est périodique telle que $\varepsilon(r) = \varepsilon(r + R)$, où R est un vecteur du réseau direct.

Du fait de la périodicité de $\varepsilon(r)$, le théorème de Bloch nous indique que le champ H peut s'écrire sous la forme d'un produit d'une onde plane par une fonction périodique :

$$H(r) = U_k(r) e^{ikr} \quad (\text{III.3})$$

Avec :

k : le vecteur d'onde dans la zone de Brillouin du réseau réciproque.

$U_k(r)$ est une fonction périodique qui possède la même périodicité de la structure :

$$U_k(r) = U_k(r + R).$$

Dans ce cas, il est possible de développer $\varepsilon(r)$ et $U_k(r)$ en séries de Fourier :

$$\varepsilon(r) = \sum_G \varepsilon(G) e^{iGr} \quad (\text{III.4})$$

$$H(r) = U_k(r) e^{ikr} = \left(\sum_G U_k(G) e^{iGr} \right) e^{ikr} = \sum_G U_k(G) e^{i(G+k)r} \quad (\text{III.5})$$

L'inverse de $\varepsilon(r)$ $\left(\eta(r) = \frac{1}{\varepsilon(r)} \right)$ peut aussi se décomposer en séries de Fourier tel que :

$$\eta(r) = \sum_G \eta(G) \cdot e^{iGr} \quad (\text{III.6})$$

Où G est un vecteur du réseau réciproque défini tel que : $G_i \cdot R_j = 2\pi\delta_{ij}$

$\varepsilon(G)$, $\eta(G)$ et $U_k(G)$ sont les composantes dans l'espace réciproque.

En reportant l'expression de $H(r)$ (III.5) et de $\eta(r)$ (III.6) dans l'équation maîtresse (III.1), on obtient :

$$\sum_G \eta(G - G')(k + G') \times ((k + G) \times u_k(G)) = \frac{\omega(k)^2}{c^2} u_k(G') \quad (\text{III.7})$$

Cette équation est à la base de la méthode des ondes planes. Sa résolution permet d'obtenir une série de fréquences propres $\omega_n(k)$, fonctions du vecteurs k et distinguées par un indice de bande entier n .

C'est un système linéaire de dimension infinie car il y a une infinité de vecteurs G du réseau réciproque. La diagonalisation, qui doit être effectuée pour chaque valeur de k , permet alors de déterminer les valeurs propres $\omega_n(k)$. Il est possible de restreindre l'étude des états propres à la première zone de Brillouin étant donné le fait qu'une translation d'une période a laisse invariant le cristal [2].

L'ensemble des solutions discrètes $\omega_n(k)$ en fonction du vecteur d'onde k n'est rien d'autre que l'ensemble des courbes de dispersion des modes de Bloch dans le cristal photonique, qui elles-mêmes constituent le diagramme de bandes du cristal photonique étudié.

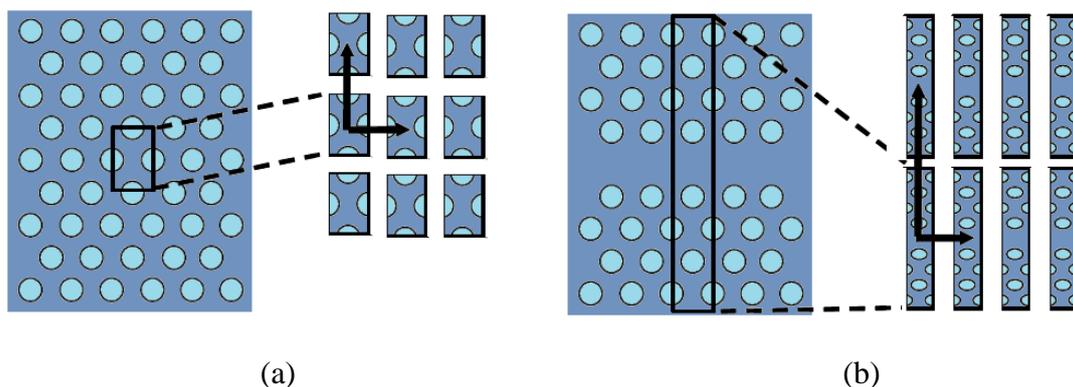


Figure 3.1 : (a) Exemple de définition d'une cellule élémentaire dans le cas d'un cristal photonique sans défaut. (b) Exemple de définition d'une supercellule dans le cas d'un cristal photonique avec un défaut linéaire.

En pratique, pour calculer le diagramme de bandes d'un cristal photonique par la méthode des ondes planes, il faut au préalable définir une cellule élémentaire et un réseau périodique

selon lequel cette cellule est reproduite afin de représenter l'espace dans sa totalité. Dans le cas d'une structure comportant un défaut linéaire ou ponctuel comme dans le cas des guides d'onde ou des cavités à cristaux photoniques, la cellule est plus grande et on parle alors de supercellule (voir Figure 3.1) [3].

III. 2. 2. La méthode FDTD

La méthode des différences finies dans le domaine temporel (Finite Difference Time Domain, FDTD) permet d'étudier de manière précise et fiable de nombreux problèmes appartenant à l'électromagnétisme. C'est un outil utile pour la modélisation des systèmes fortement hétérogènes (contenant des matériaux aux fonctions diélectriques différentes : diélectrique, métal, plasma,...), tout en tenant compte des formes géométriques les plus complexes des objets pouvant constituer le système.

La méthode FDTD a été initialement proposée par Yee en 1966 [4] pour l'analyse de problèmes en électromagnétisme. Ce dernier a développé les premiers algorithmes de calcul concernant l'approche temporelle. Cette méthode a continué à être développée par les travaux de Taflove dans les années 1975 [5] en introduisant des termes de conductivité électrique et magnétique autorisant le traitement des pertes. Ensuite, elle a été appliquée aux cristaux photoniques.

Cette technique consiste à discrétiser les équations de Maxwell dans l'espace et dans le temps en utilisant une grille de cellules élémentaires. Les équations de Maxwell sont remplacées par un système d'équations qui relie le champ électromagnétique de chaque cellule aux champs des cellules voisines. Tous les calculs sont faits directement dans le domaine temporel et les équations sont discrétisées localement avec des formulations explicites. Le choix du pas d'échantillonnage influe toutefois sur la précision des résultats. Pour garantir la convergence des résultats, la discrétisation spatio-temporelle adoptée doit vérifier une condition de stabilité [6, 7], qui établit une relation entre un maillage fin et un pas temporel réduit.

Depuis le premier algorithme proposé par Yee, la méthode FDTD a été très utilisée en électromagnétisme. Sa versatilité permet de simuler la plupart des systèmes. En effet, cette méthode permet de calculer les diagrammes de bande mais est surtout utilisée pour simuler la propagation de la lumière dans les structures à base de cristaux photoniques en calculant l'évolution temporelle du champ électromagnétique. Le principal inconvénient de cette méthode est qu'elle est très coûteuse en temps de calcul et en espace mémoire car la précision dépend directement du maillage spatio-temporel de la structure. Cet outil requiert de gros

moyens matériels qui peuvent vite devenir excessifs lorsque l'on souhaite calculer des structures un peu plus exotiques (matériaux métalliques, grandes structures, ...), ce qui oblige à réduire la taille de l'espace de travail. Néanmoins, en 2D, la FDTD reste un outil très performant permettant l'optimisation des paramètres structuraux d'un réseau en vue d'une application donnée.

Dans la suite de cette partie, la méthode FDTD sera détaillée où nous expliquerons les principaux points clés nécessaires à la modélisation des cristaux photoniques.

III. 2. 2. 1. Equations de Maxwell

Lorsqu'on considère un milieu linéaire, homogène, isotrope, et en l'absence de charges et de courants, les équations de Maxwell-Faraday et de Maxwell-Ampère s'écrivent comme suit :

$$\nabla \times E = -\mu \frac{\partial H}{\partial t} \quad (\text{III.8})$$

$$\nabla \times H = \varepsilon \frac{\partial E}{\partial t} \quad (\text{III.9})$$

$$(\text{III.8}) \Rightarrow \frac{\partial H}{\partial t} = -\frac{1}{\mu} \nabla \times E \quad (\text{III.10})$$

$$(\text{III.9}) \Rightarrow \frac{\partial E}{\partial t} = \frac{1}{\varepsilon} \nabla \times H \quad (\text{III.11})$$

Où E et H désignent respectivement les champs électrique et magnétique, ε et μ représentent la permittivité électrique et la perméabilité magnétique.

Le développement de ces deux équations (III.10) et (III.11) dans un repère cartésien (x, y, z) donne six équations relatives aux différentes composantes des champs électrique et magnétique :

$$\frac{\partial H_x}{\partial t} = \frac{1}{\mu} \left(\frac{\partial E_y}{\partial z} - \frac{\partial E_z}{\partial y} \right) \quad (\text{III.12})$$

$$\frac{\partial H_y}{\partial t} = \frac{1}{\mu} \left(\frac{\partial E_z}{\partial x} - \frac{\partial E_x}{\partial z} \right) \quad (\text{III.13})$$

$$\frac{\partial H_z}{\partial t} = \frac{1}{\mu} \left(\frac{\partial E_x}{\partial y} - \frac{\partial E_y}{\partial x} \right) \quad (\text{III.14})$$

$$\frac{\partial E_x}{\partial t} = \frac{1}{\varepsilon} \left(\frac{\partial H_z}{\partial y} - \frac{\partial H_y}{\partial z} \right) \quad (\text{III.15})$$

$$\frac{\partial E_y}{\partial t} = \frac{1}{\varepsilon} \left(\frac{\partial H_x}{\partial z} - \frac{\partial H_z}{\partial x} \right) \quad (\text{III.16})$$

$$\frac{\partial E_z}{\partial t} = \frac{1}{\varepsilon} \left(\frac{\partial H_y}{\partial x} - \frac{\partial H_x}{\partial y} \right) \quad (\text{III.17})$$

Dans les cristaux photoniques bidimensionnels, c'est-à-dire dans le cas où la périodicité du cristal est suivant deux directions et invariante suivant la troisième direction, la propagation se fait dans le plan et toutes les dérivées partielles s'annulent suivant la troisième direction. Pour illustrer ce cas, supposons que le cristal est périodique suivant les directions x et y et infini suivant z. Les dérivées par rapport à z s'annulent. Les équations (III.12) à (III.17) deviennent alors :

$$\frac{\partial H_x}{\partial t} = \frac{1}{\mu} \left(-\frac{\partial E_z}{\partial y} \right) \quad (\text{III.18})$$

$$\frac{\partial H_y}{\partial t} = \frac{1}{\mu} \left(\frac{\partial E_z}{\partial x} \right) \quad (\text{III.19})$$

$$\frac{\partial H_z}{\partial t} = \frac{1}{\mu} \left(\frac{\partial E_x}{\partial y} - \frac{\partial E_y}{\partial x} \right) \quad (\text{III.20})$$

$$\frac{\partial E_x}{\partial t} = \frac{1}{\varepsilon} \left(\frac{\partial H_z}{\partial y} \right) \quad (\text{III.21})$$

$$\frac{\partial E_y}{\partial t} = \frac{1}{\varepsilon} \left(-\frac{\partial H_z}{\partial x} \right) \quad (\text{III.22})$$

$$\frac{\partial E_z}{\partial t} = \frac{1}{\varepsilon} \left(\frac{\partial H_y}{\partial x} - \frac{\partial H_x}{\partial y} \right) \quad (\text{III.23})$$

Les équations (III.18) à (III.23) sont les équations d'évolution des composantes des champs électrique et magnétique. On remarque que l'évolution de H_x , H_y , et E_z est indépendante de celle E_x , E_y , et H_z . De ce fait résulte deux systèmes d'équations indépendants, l'un décrivant la polarisation TE et l'autre la polarisation TM. On peut donc traiter d'une façon indépendante la propagation du champ électromagnétique pour les deux polarisations.

La polarisation TE (Transverse Electrique) est la polarisation où le champ électrique est perpendiculaire à la direction (Oz). Elle est définie par le système suivant :

$$\frac{\partial E_x}{\partial t} = \frac{1}{\varepsilon} \left(\frac{\partial H_z}{\partial y} \right) \quad (\text{III.24})$$

$$\frac{\partial E_y}{\partial t} = \frac{1}{\varepsilon} \left(-\frac{\partial H_z}{\partial x} \right) \quad (\text{III.25})$$

$$\frac{\partial H_z}{\partial t} = \frac{1}{\mu} \left(\frac{\partial E_x}{\partial y} - \frac{\partial E_y}{\partial x} \right) \quad (\text{III.26})$$

La polarisation TM (Transverse Magnétique) est la polarisation où le champ magnétique est perpendiculaire à la direction (Oz). Elle est définie par le système suivant :

$$\frac{\partial H_x}{\partial t} = \frac{1}{\mu} \left(-\frac{\partial E_z}{\partial y} \right) \quad (\text{III.27})$$

$$\frac{\partial H_y}{\partial t} = \frac{1}{\mu} \left(\frac{\partial E_z}{\partial x} \right) \quad (\text{III.28})$$

$$\frac{\partial E_z}{\partial t} = \frac{1}{\varepsilon} \left(\frac{\partial H_y}{\partial x} - \frac{\partial H_x}{\partial y} \right) \quad (\text{III.29})$$

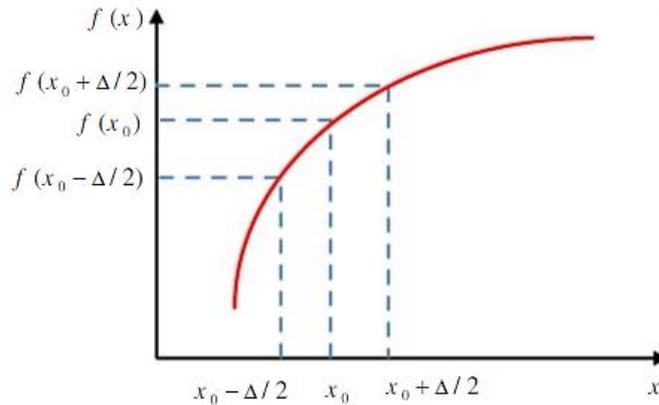


Figure 3.2 : Représentation du principe de calcul de la dérivée première de $f(x)$ en x_0 . On l'approxime par un développement limité en série de Taylor à droite et à gauche de x_0 .

III. 2. 2. 2. Principe des différences finies centrées

La méthode FDTD consiste à transformer les équations aux dérivées partielles que l'on veut résoudre, en équations aux différences finies. Son principe fondamental est basé sur le principe

des différences finies centrées qui utilise les développements limités en série de Taylor. Il est schématisé sur la figure 3.2 et donné comme suit :

Soit $f(x)$ une fonction continue représentant une composante du champ électrique ou magnétique et dérivable jusqu'à l'ordre n . Il est possible d'obtenir une approximation centrée de la dérivée première de $f(x)$ en x_0 par un développement limité en série de Taylor à droite et à gauche du point x_0 :

$$f\left(x_0 - \frac{\Delta x}{2}\right) = f(x_0) - \left(\frac{\Delta x}{2}\right)f'(x_0) + \frac{1}{2!}\left(\frac{\Delta x}{2}\right)^2 f''(x_0) - \frac{1}{3!}\left(\frac{\Delta x}{2}\right)^3 f'''(x_0) + \dots - \frac{(-1)^n}{n!}\left(\frac{\Delta x}{2}\right)^n f^{(n)}(x_0) \quad (\text{III.30})$$

$$f\left(x_0 + \frac{\Delta x}{2}\right) = f(x_0) + \left(\frac{\Delta x}{2}\right)f'(x_0) + \frac{1}{2!}\left(\frac{\Delta x}{2}\right)^2 f''(x_0) + \frac{1}{3!}\left(\frac{\Delta x}{2}\right)^3 f'''(x_0) + \dots + \frac{1}{n!}\left(\frac{\Delta x}{2}\right)^n f^{(n)}(x_0) \quad (\text{III.31})$$

La soustraction de ces deux équations et la division par Δx , nous donne le résultat suivant :

$$f'(x_0) = \frac{f\left(x_0 + \frac{\Delta x}{2}\right) - f\left(x_0 - \frac{\Delta x}{2}\right)}{\Delta x} + o(\Delta x^2) \quad (\text{III.32})$$

Où $o(\Delta x^2)$ représente l'erreur d'ordre 2 commise, et qui sera négligée par la suite.

On appelle approximation centrée cette approximation de la dérivée. Elle est utilisée pour discrétiser les dérivées partielles, spatiales et temporelles, présentes dans les équations de Maxwell. Ainsi, chaque dérivée partielle (temporelle ou spatiale) dans les équations d'évolution des composantes des champs électrique et magnétique (équations (III.12) à (III.17)) sera remplacée par un développement de Taylor du second ordre.

III. 2. 2. 3. Discrétisation des équations de Maxwell et algorithme de Yee

Une double discrétisation, à la fois temporelle et spatiale, est effectuée pour la résolution des équations d'évolution des composantes des champs électrique et magnétique (équations (III.12) à (III.17)). Donc, il est nécessaire de définir un pas d'incrément temporel Δt pour discrétiser le temps et des pas spatiaux Δx , Δy et Δz pour réaliser un maillage de l'espace.

D'après les équations (III.12) à (III.17) et d'après la définition de la dérivée centrée, chaque composante du champ électrique est entourée par quatre composantes du champ magnétique,

et inversement. Les valeurs du champ électrique et du champ magnétique seront calculées en différents points du maillage. Elles seront respectivement appelées nœuds électriques et nœuds magnétiques. Par exemple, d'après l'équation (III.12), les nœuds H_x doivent se trouver entre deux nœuds E_z et entre deux nœuds E_y (Figure 3.3). De même, d'après l'équation (III.15), Les nœuds E_x doivent se trouver entre deux nœuds H_y et entre deux nœuds H_z (Figure 3.4).

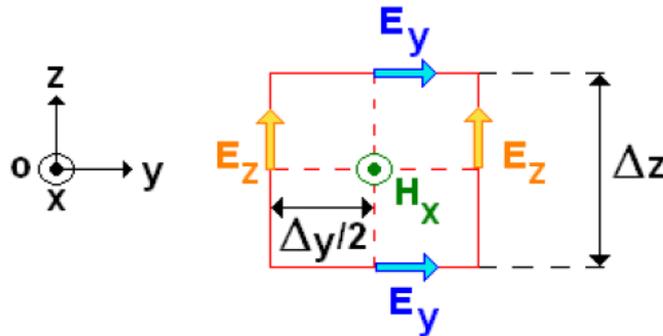


Figure 3.3 : Circulation du champ E autour du champ H [8].

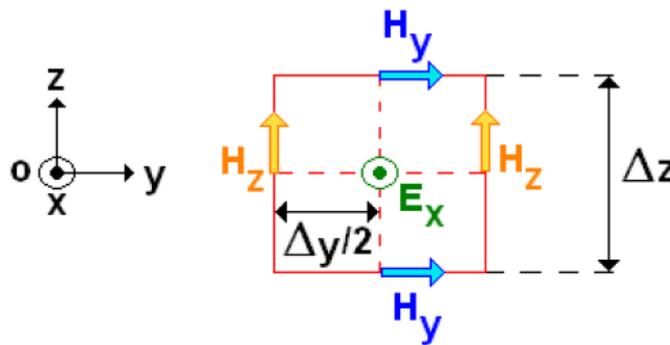


Figure 3.4 : Circulation du champ H autour du champ E [8].

L'approximation centrée de la dérivée première appliquée aux équations (III.12) à (III.17) fournit des conditions qui prises dans leur ensemble aboutissent au schéma de Yee représenté sur la figure 3.5.

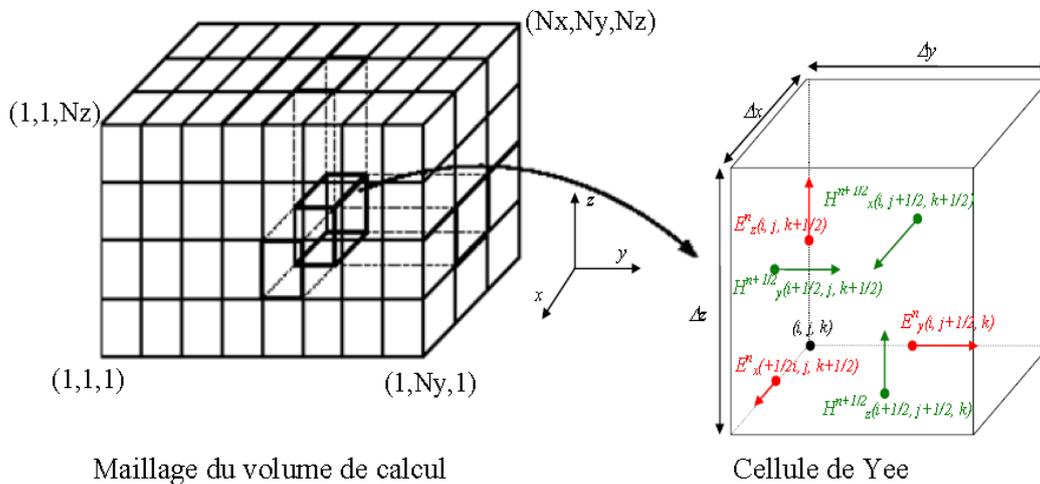


Figure 3.5 : Discrétisation spatiale du volume de calcul [4].

Les parallélépipèdes ou mailles élémentaires constituent le volume de calcul. Afin de le représenter selon le schéma décrit précédemment, on doit construire un maillage pour la structure étudiée. Dans ce cas, les dérivées spatiales sont évaluées dans les trois directions x , y , et z avec des incréments constants : Δx , Δy et Δz , appelés pas spatiaux. Il en découle le schéma de maillage spatial présenté sur la figure 3.5 ainsi que le maillage temporel présenté sur la figure 3.6. Le volume de calcul est donc un parallélépipède comme le montre la figure 3.5. Il est composé de $N_x \times N_y \times N_z$ cellules (ou mailles) élémentaires (cellules de Yee) de dimensions $\Delta x \times \Delta y \times \Delta z$. $A^n(i, j, k)$ représente la composante du champ A de la cellule évaluée à l'instant d'échantillonnage $n\Delta t$, où Δt est le pas d'échantillonnage temporel.

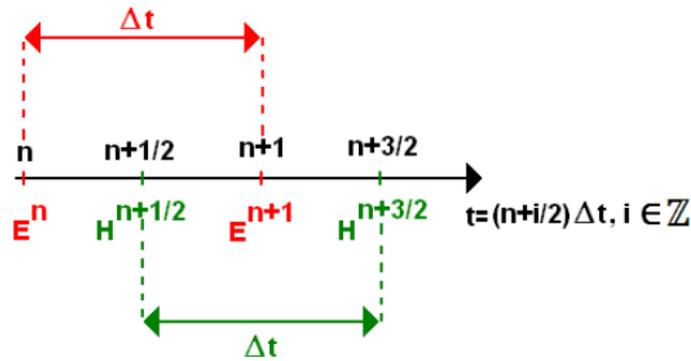


Figure 3.6 : Discrétisation temporelle [8].

D'après le schéma temporel (figure 3.6), on arrive à la conclusion que le champ électrique et le champ magnétique ne peuvent pas être calculés au même instant mais à des instants décalés. Sachant que Δt est le pas d'échantillonnage temporel, on calculera donc le champ électrique pour des multiples entiers de Δt et le champ magnétique pour des multiples demi-entiers de Δt .

Après discrétisation, les équations aux dérivées partielles (III.12) à (III.17) deviennent respectivement :

$$H_x^{n+\frac{1}{2}}(i, j, k) = H_x^{n-\frac{1}{2}}(i, j, k) + \quad (\text{III.33})$$

$$\frac{\Delta t}{\mu} \left(\frac{E_y^n(i, j, k + \frac{1}{2}) - E_y^n(i, j, k - \frac{1}{2})}{\Delta z} - \frac{E_z^n(i, j + \frac{1}{2}, k) - E_z^n(i, j - \frac{1}{2}, k)}{\Delta y} \right)$$

$$H_y^{n+\frac{1}{2}}(i + \frac{1}{2}, j + \frac{1}{2}, k) = H_x^{n-\frac{1}{2}}(i + \frac{1}{2}, j + \frac{1}{2}, k) + \quad (\text{III.34})$$

$$\frac{\Delta t}{\mu} \left(\frac{E_z^n(i+1, j+\frac{1}{2}, k) - E_z^n(i, j+\frac{1}{2}, k)}{\Delta x} - \frac{E_x^n(i+\frac{1}{2}, j+\frac{1}{2}, k+\frac{1}{2}) - E_x^n(i+\frac{1}{2}, j+\frac{1}{2}, k-\frac{1}{2})}{\Delta z} \right)$$

$$H_z^{n+\frac{1}{2}}(i+\frac{1}{2}, j, k+\frac{1}{2}) = H_z^{n-\frac{1}{2}}(i+\frac{1}{2}, j, k+\frac{1}{2}) + \quad (\text{III.35})$$

$$\frac{\Delta t}{\mu} \left(\frac{E_x^n(i+\frac{1}{2}, j+\frac{1}{2}, k+\frac{1}{2}) - E_x^n(i+\frac{1}{2}, j-\frac{1}{2}, k+\frac{1}{2})}{\Delta y} - \frac{E_y^n(i+1, j, k+\frac{1}{2}) - E_y^n(i, j, k+\frac{1}{2})}{\Delta x} \right)$$

$$E_x^{n+1}(i+\frac{1}{2}, j+\frac{1}{2}, k+\frac{1}{2}) = E_x^n(i+\frac{1}{2}, j+\frac{1}{2}, k+\frac{1}{2}) + \quad (\text{III.36})$$

$$\frac{\Delta t}{\varepsilon} \left(\frac{H_z^{n+\frac{1}{2}}(i+\frac{1}{2}, j+1, k+\frac{1}{2}) - H_z^{n+\frac{1}{2}}(i+\frac{1}{2}, j, k+\frac{1}{2})}{\Delta y} - \frac{H_y^{n+\frac{1}{2}}(i+\frac{1}{2}, j+\frac{1}{2}, k+1) - H_y^{n+\frac{1}{2}}(i+\frac{1}{2}, j+\frac{1}{2}, k)}{\Delta z} \right)$$

$$E_y^{n+1}(i, j, k+\frac{1}{2}) = E_y^n(i, j, k+\frac{1}{2}) + \quad (\text{III.37})$$

$$\frac{\Delta t}{\varepsilon} \left(\frac{H_x^{n+\frac{1}{2}}(i, j, k+\frac{1}{2}) - H_x^{n+\frac{1}{2}}(i, j, k)}{\Delta z} - \frac{H_z^{n+\frac{1}{2}}(i+\frac{1}{2}, j, k+\frac{1}{2}) - H_z^{n+\frac{1}{2}}(i-\frac{1}{2}, j, k+\frac{1}{2})}{\Delta x} \right)$$

$$E_z^{n+1}(i, j+\frac{1}{2}, k) = E_z^n(i, j+\frac{1}{2}, k) + \quad (\text{III.38})$$

$$\frac{\Delta t}{\varepsilon} \left(\frac{H_y^{n+\frac{1}{2}}(i+\frac{1}{2}, j+\frac{1}{2}, k) - H_y^{n+\frac{1}{2}}(i-\frac{1}{2}, j+\frac{1}{2}, k)}{\Delta x} - \frac{H_x^{n+\frac{1}{2}}(i, j+1, k) - H_x^{n+\frac{1}{2}}(i, j, k)}{\Delta y} \right)$$

Les équations (III.33) à (III.38) permettent de calculer les composantes des champs E et H .

Par exemple, dans l'équation (III.38) la notation $E_z^{n+1}(i, j+\frac{1}{2}, k)$ représente la valeur que prend la composante du champ électrique selon l'axe z , au point de coordonnées $(x=i\Delta x, y=(j+\frac{1}{2})\Delta y, z=k\Delta z)$ et au temps $t=(n+1)\Delta t$. Le calcul de la composante E_z du champ électrique à l'instant $t=(n+1)\Delta t$ fait intervenir la composante de E_z au même point de

l'espace discrétisé, mais à l'instant précédent $t = n\Delta t$, ainsi que les valeurs des quatre plus proches composantes du champ magnétique qui l'entourent à l'instant $t = (n + \frac{1}{2})\Delta t$.

III. 2. 2. 4. Critère de stabilité (CFL)

Lors de la discrétisation du domaine de calcul, le choix des pas spatiaux et temporel n'est pas arbitraire. Il a un impact à la fois sur la précision et la stabilité de l'algorithme FDTD. En effet, l'étude de la stabilité numérique a montré que lors du choix de l'incrément temporel il faut veiller à respecter un critère appelé critère de stabilité numérique ou critère de Courant-Friedrich-Levy (CFL) [5, 9, 10] donné par :

$$\Delta t \leq \frac{1}{c \sqrt{\frac{1}{\Delta x^2} + \frac{1}{\Delta y^2} + \frac{1}{\Delta z^2}}} \quad (\text{III.39})$$

Où c est la vitesse de la lumière dans le vide.

Cette condition peut être expliquée de la manière suivante : Le nombre d'itérations qui décrit le temps de propagation dépend du pas spatial. Il devient très grand si le pas choisi est plus fin (maillage spatial fin), ce qui implique un temps de calcul élevé.

III. 2. 2. 5. Conditions aux limites

Lorsqu'une méthode FDTD est utilisée pour la modélisation d'un système physique ouvert, où les ondes peuvent se propager à l'infini, il est nécessaire d'appliquer des conditions de frontière absorbante dites Absorbing Boundary Condition (ABC) qui permettent de restreindre le domaine de calcul. Il s'agit de conditions qui imposent une contrainte de non-réflexion des ondes incidentes au-delà d'une frontière artificielle définie dans la modélisation [11, 12]. Il existe différentes conditions aux limites telles que les conditions périodiques [13, 14], les conditions absorbantes de Mur [15] ou encore les couches absorbantes parfaitement adaptées (Perfectly Matched Layer ou PML). Dans cette thèse, les conditions PML sont les seules conditions qui ont été utilisées pour les calculs en FDTD.

Les conditions PML (Perfectly Matched Layer)

Une des plus remarquables conditions ABC est la Perfectly Matched Layer (PML), couche parfaitement adaptée, qui a été développée par Bérenger [16] pour l'absorption des ondes électromagnétiques. Bérenger a montré qu'il était possible de simuler l'espace libre en ajoutant tout autour du domaine de calcul une couche composée d'un matériau fictif absorbant de

conductivités électrique σ et magnétique σ^* non nulles. Cette couche absorbante permet d'obtenir une adaptation d'impédance avec le vide et élimine toute réflexion.

Toute onde électromagnétique arrivant à l'interface entre deux milieux représentant des caractéristiques différentes est réfléchi. Il est donc nécessaire de construire les PML de façon à ce que la transmission des ondes électromagnétiques à leur entrée soit parfaite. Leur indice optique doit être identique à celui du milieu d'intérêt qui leur est adjacent et leurs conductivités doivent vérifier l'équation suivante :

$$\frac{\sigma_i}{\epsilon_{PML}} = \frac{\sigma_i^*}{\mu_0}, \quad i=x, y, z \quad (\text{III.40})$$

La relation (III.40) est la condition d'adaptation d'impédance entre deux milieux de même indice optique dont l'un est absorbant.

La figure 3.7 représente la répartition des conductivités des couches PML avec une illustration 2D. Cette figure montre que sur les bords du volume de calcul (couches absorbantes frontières), une seule composante de la conductivité intervient dans la définition des couches absorbantes (c'est à dire sur cette exemple σ_x ou σ_y). Par contre sur les coins du volume de calcul (couches absorbantes coins), deux composantes de la conductivité sont présentes (σ_x et σ_y).

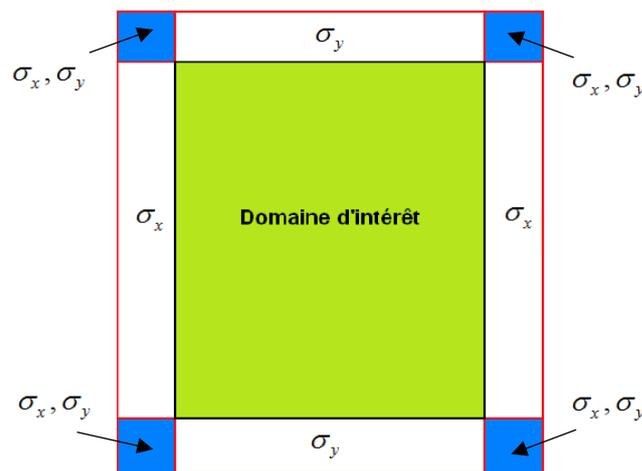


Figure 3.7 : Représentation d'un volume de calcul 2D entouré de couches PML.

III. 3. Logiciels

Il existe plusieurs logiciels dédiés à la modélisation des cristaux photoniques. Dans le cadre de cette thèse, deux simulateurs commerciaux ont été utilisés : Bandsolve et Fullwave de la société RSoft design [17].

Le premier logiciel permet d'obtenir les diagrammes de dispersion et d'extraire les bandes interdites photoniques que nous utiliserons pour décrire les propriétés générales de nos cristaux photoniques 2D. Il est basé sur une mise en œuvre optimisée avancée de la technique de décomposition en ondes planes (PWE) pour les structures périodiques. Cet outil de simulation est idéal pour l'extraction des structures de bandes pour des cristaux bidimensionnels et tridimensionnels sans défauts et avec défauts. De plus, il peut être exploité pour modéliser des structures de fibre telles que les fibres à cristaux photoniques, qui sont particulièrement un vrai challenge pour d'autres outils de simulation.

Le deuxième logiciel utilise la méthode des différences finies dans le domaine temporel (FDTD). Il permet d'obtenir des diagrammes de bandes, mais il est plus utilisé pour simuler la propagation de la lumière dans les structures à base de cristaux photoniques. Il permet notamment d'obtenir les coefficients de réflexion et de transmission de structures à géométrie complexe, ce qui ne s'obtient pas aisément avec d'autres outils de simulation.

III. 4. Conclusion

Pour étudier et comprendre la propagation des champs électromagnétiques dans les cristaux photoniques, des méthodes analytiques et numériques ont été implémentées. Dans ce chapitre, deux méthodes numériques (méthode des différences finies temporelles et méthode des ondes planes) parmi plusieurs ont été décrites. Ce sont ces deux méthodes numériques qui ont été exploitées dans cette thèse.

Références du chapitre 3

- [1] M. Plihal, A. A. Maradudin, "Photonic Band-Structure of 2-Dimensional Systems – the Triangular Lattice," *Phys. Rev. B*, vol. 44, pp. 8565–8571, 1991.
- [2] J. Joannopoulos, R. D. Meade, J. N. Winn, *Photonic Crystals- Molding the Flow of Light*. Princeton University Press, Princeton, NJ, 2008.
- [3] R. D. Meade, K. D. Brommer, A. M. Rappe, J. D. Joannopoulos, "Photonic Bound-States in Periodic Dielectric Materials," *Phys. Rev. B*, vol. 44, pp. 13772–13774, 1991.
- [4] K. S. Yee, "Numerical solution of initial boundary value problems involving Maxwell's equations in isotropic media," *IEEE Trans. Antennas Propag.*, vol. 14, pp. 302–307, 1966.
- [5] A. Taflove, *Computational Electrodynamics : the Finite-Difference Time-Domain method*. Artech House, Boston, London, 1995.
- [6] D. Botteldooren, "Finite-difference time-domain simulation of low-frequency room acoustic problems," *J Acoust Soc Am*, vol. 98, pp. 3302– 3308, 1995.
- [7] S. Wang, "Finite-difference time-domain approach to underwater acoustic scattering problems," *J Acoust Soc Am*, vol. 99, pp. 1924–1931, 1996.

- [8] O. Saison-Franciaso, “Etude théorique et modélisation par la méthode FDTD de nanostructures plasmoniques : Application à la conception de biocapteurs”. Thèse de Doctorat n.41474, Université de Lille1, 2014.
- [9] A. Taflove, M.E. Brodwin, “Numerical Solution of Steady-State Electromagnetic Scattering Problems Using the Time-Dependent Maxwell's Equations,” *IEEE Trans. Microw. Theory Tech*, vol. 23, pp. 623–630, 1975.
- [10] R. Courant, K. Friedrichs, H. Lewyt, “On the Partial Difference Equations of Mathematical Physics,” *IBM Journal of Research and Development* (Traduction de l'article original paru dans *Mathematische Annalen*, vol. 100, pp. 32–74, 1928), vol. 11, pp. 215–234, 1967.
- [11] F. Schubert, A. Peiffer, B. Köhler, T. Sanderson, “The elastodynamic finite integration technique for waves in cylindrical geometries,” *J Acoust Soc Am*, vol. 104, pp. 2604–2614, 1998.
- [12] D. Botteldooren, “Acoustical finite-difference time-domain simulation in a quasi-Cartesian grid,” *J Acoust Soc Am*, vol. 95, pp. 2313–2319, 1994.
- [13] P. Harms, R. Mittra, Wai Ko, “Implementation of the periodic boundary condition in the finite-difference time-domain algorithm for FSS structures,” *IEEE Trans. on Antennas and Propagation*, vol. 42, pp. 1317–1324, 1994.
- [14] F. Yang, J. Chen, R. Qiang, A. Elsherbeni, “FDTD Analysis of Periodic Structures at Arbitrary Incidence Angles: A Simple and Efficient Implementation of the Periodic Boundary Conditions,” *IEEE*, vol. 06, pp. 2715–2718, 2006.
- [15] G. Mur, “Absorbing boundary conditions for the finite-difference approximation of the time-domain electromagnetic field equations,” *IEEE Trans. Electromagnetic Compatibility*, vol. 23, pp. 377–382, 1981.
- [16] J.P. Berenger, “A perfectly matched layer for the absorption of electromagnetic waves,” *Journal of Computational Physics*, vol. 114, pp. 185–200, 1994.
- [17] <https://optics.synopsys.com/rsoft/>.

Chapitre IV

Résultats et interprétations

IV. 1. Introduction

Ce chapitre est consacré à l'étude numérique de structures périodiques bidimensionnelles. Parmi les différentes applications (diviseurs de puissance, filtres, commutateurs, détecteurs,...), notre choix s'est orienté vers des filtres channel drop basés sur le couplage latéral entre des résonateurs en anneaux et des guides d'onde. Nous présentons les différentes stratégies de conception que nous avons exploitées pour améliorer les performances de ces filtres. Les propriétés de ces structures photoniques sont numériquement étudiées en utilisant la méthode des différences finies dans le domaine temporel à deux dimensions (FDTD-2D).

IV. 2. Structure d'étude

IV. 2. 1. Critères de sélection

Dans le but de choisir une plateforme à cristaux photoniques bidimensionnels, dont l'application principale sera le filtrage, un certain nombre de choix concernant l'architecture adoptée doit être fait afin de s'assurer de la faisabilité de nos travaux. Il faudra s'assurer que la qualité du CP choisi est suffisante et que ses propriétés permettent d'envisager leur utilisation pour le filtrage. Ainsi, le choix de la géométrie du CP est fondé selon un certain nombre de critères de base.

- D'un point de vue du matériau, il faut s'assurer de l'existence d'une bande interdite photonique suffisamment large : celle-ci n'existe que pour des contrastes d'indice suffisamment élevés entre les matériaux qui composent le cristal photonique.
- Concernant le choix de la géométrie du CP-2D, Il existe plusieurs types de motifs élémentaires pour la conception d'une structure bidimensionnelle, comme les réseaux de trous ou de

micropiliers. Ceux-ci peuvent être agencés selon différentes formes de mailles, les réseaux carrés et triangulaires étant les plus étudiés. En parallèle, ces dernières doivent rendre possible la création d'un défaut de façon reproductible dans le cristal photonique pour la réalisation d'un résonateur en anneau à cristal photonique (PCRR), qui ne doit pas avoir une forme exotique, afin de pouvoir comparer les structures obtenues à celles déjà étudiées dans la littérature. Cependant, cette géométrie doit être compatible avec l'application de filtrage visée : idéalement, les filtres auront de forts facteurs de qualité et permettront une extraction optimale.

- Lors de la conception d'un cristal photonique 2D, il est possible pour un type de réseau choisi d'ajuster le pas du réseau et le facteur de remplissage (rapport r/a). Ces paramètres influencent directement les propriétés et l'allure du diagramme de bandes associé au cristal photonique conçu, en particulier la largeur et la position de la bande interdite. Ces paramètres sont fixés de façon à obtenir une bande interdite pour au moins une polarisation à des longueurs d'onde d'intérêt telle que $1.55 \mu m$.

IV. 2. 2. Paramètres de la structure étudiée

Nous avons mentionné dans le chapitre 1 que le Silicium (Si) est un matériau prometteur, particulièrement dans le domaine de la photonique. En effet, son indice de réfraction élevé et sa transparence aux longueurs d'onde des télécommunications permettent la création de résonateurs et de guides d'ondes à fort confinement du champ électromagnétique. De plus, sa technologie est bien maîtrisée actuellement et compatible avec les technologies de la microélectronique.

Parmi les géométries simples à considérer pour la réalisation de cristaux photoniques 2D, une matrice de trous d'air à maille triangulaire dans un matériau diélectrique est la géométrie standard qui permet d'obtenir une large bande interdite. Le réseau carré quant à lui, permet un confinement efficace de la lumière, une structure simple et des modes de propagation facilement contrôlables. La géométrie du cristal photonique utilisé dans la suite de ce travail sera un réseau carré ; bien que le réseau triangulaire offre une bande interdite plus large que le réseau carré. Ce choix est justifié par le fait que ce type de réseau est mieux adapté aux formes des PCRRs (forme carré et forme en plus) que le réseau triangulaire. Par ailleurs, les motifs élémentaires seront des micropiliers dans l'air, et non pas des trous d'air dans une matrice diélectrique, en raison de leurs faibles pertes hors-du plan et de leur compatibilité avec les circuits photoniques intégrés classiques [1]. Cependant, il convient de noter que les réseaux triangulaires sont généralement utilisés dans des structures à trous d'air, alors que les réseaux carrés sont utilisés

dans des structures à base de piliers. Les structures de piliers dans l'air sont également réalisables et ont été fabriquées ces dernières années [2,3].

Dans notre étude nous optons donc pour un cristal photonique bidimensionnel formé par des piliers en Silicium (Si) de section circulaire réparties selon un réseau carré de période $a=0.72 \mu\text{m}$ (a est la distance entre le centre de deux motifs adjacents), plongées dans l'air d'indice de réfraction $n_{\text{air}} = 1$. Le rayon des tiges est de $r = 0.1*a$ et leur indice de réfraction est $n_{\text{Si}} = 3.48$. Le schéma de la structure est reporté sur la figure 4.1.a.

Un cristal photonique est généralement caractérisé par son diagramme de bandes. Dans la figure 4.2, nous avons calculé avec le logiciel de simulation Bandsolve de RSoft¹, basé sur la méthode des ondes planes (PWE), le diagramme de bandes de la structure étudiée. Ce diagramme représente :

- En abscisse, le parcours fait par le vecteur d'onde lorsqu'il décrit le contour formé par les points de haute symétrie Γ , X , M de la première zone de Brillouin (figure 4.1.b).
- En ordonnée, la fréquence des modes calculés.

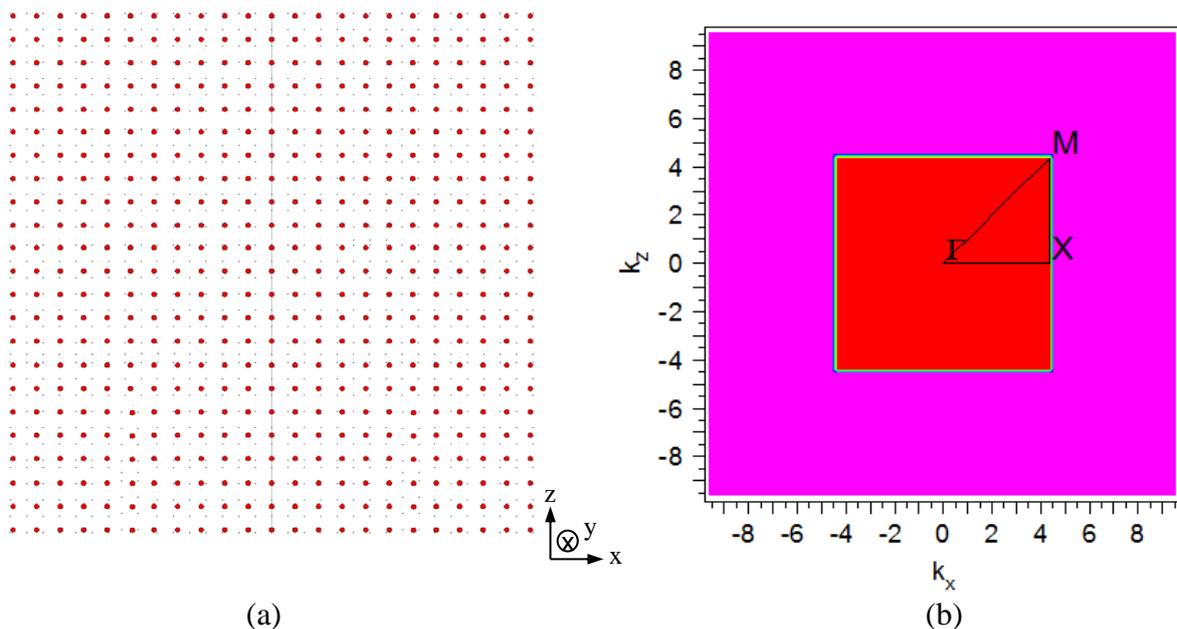


Figure 4.1 : (a) Structure schématique d'un CP-2D formé par un réseau carré de pas $a = 0.72 \mu\text{m}$ de tiges cylindriques d'indice de réfraction $n = 3.48$ entourées par l'air, (b) Représentation de la première zone de Brillouin de la structure définie par les points de haute symétrie Γ , X et M .

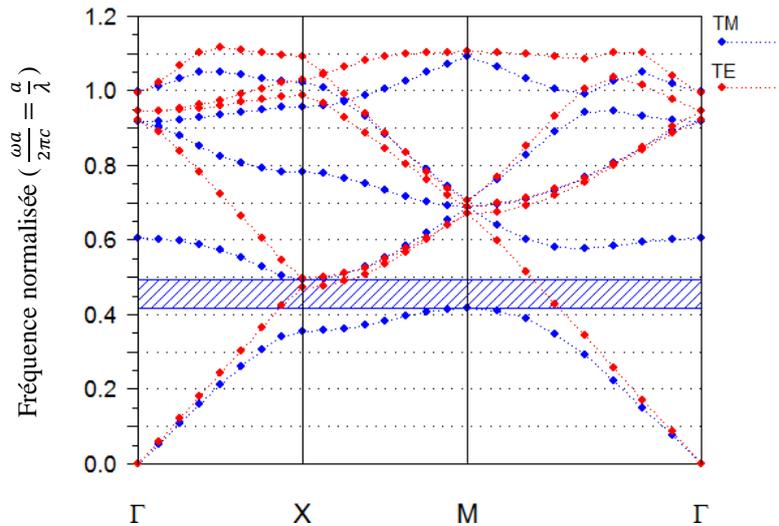


Figure 4.2 : Diagramme de bandes d'un CP-2D constitué par un réseau carré de pas $a=0.72\mu\text{m}$ de piliers d'indice de réfraction $n = 3.48$ plongées dans l'air.

Pour chaque vecteur d'onde du contour défini par les points de hautes symétries de la première zone de Brillouin, il existe plusieurs fréquences correspondant aux différents modes de propagation susceptibles de se propager dans le cristal photonique. En fonction de ce calcul, nous pouvons alors déterminer les bandes interdites photoniques (BIPs) du cristal considéré. Dans la figure 4.2, une bande interdite est observée pour la polarisation *TM* mais aucune bande interdite n'apparaît pour la polarisation *TE*. En effet, les BIPs *TE* s'ouvrent généralement pour des structures connectées, tandis que l'ouverture de BIPs *TM* est plutôt favorisée par des structures déconnectées comme le cas de notre structure (des piliers dans l'air). La bande interdite *TM* s'ouvre pour des fréquences normalisées entre $0.417 < a/\lambda < 0.495$ correspondant aux longueurs d'onde $1.454 \mu\text{m} < \lambda < 1.726 \mu\text{m}$. Une onde électromagnétique incidente dans le plan perpendiculaire au réseau des tiges sera donc réfléchi si sa fréquence est comprise dans l'intervalle spectral précédent.

IV. 3. Filtre channel drop à base de PCRR : Système à quatre ports

IV. 3. 1. Structure de base

La structure schématique du filtre channel drop (CDF) considéré dans cette étude est illustrée sur la figure 4.3. La structure fait 23 rangées de long et 23 rangées de large. Comme le montre la figure 4.3, le filtre se compose de deux guides d'onde et d'un résonateur en anneau à cristal photonique (PCRR), en forme de plus, placé entre eux. La distance entre le résonateur et chaque guide d'onde est désignée par la distance de couplage (D_c), elle est d'une seule rangée de piliers

($D_c = 0a$). Le guide d'onde du haut est appelé guide d'onde bus ; il est créé par l'omission d'une rangée de tiges du cristal photonique dans la direction ΓX . Tandis que celui du bas est appelé guide d'onde drop ; Il est également créé en supprimant une rangée de tiges du cristal photonique dans la direction ΓX . La forme plus du PCRR est créée en omettant 32 tiges du cristal photonique. Le port du signal d'entrée est marqué A, il est situé sur le côté gauche du guide d'onde bus. Alors que le port B sur le côté droit du guide bus est désigné comme terminal de transmission vers l'avant. Les ports C et D du guide d'onde drop sont les terminaux du guide et sont désignés par port d'extraction vers l'avant et port d'extraction vers l'arrière, respectivement. Les tiges situées à l'intérieur du PCRR sont appelées tiges intérieures tandis que les tiges de couplage sont celles placées entre le PCRR et les guides d'ondes.

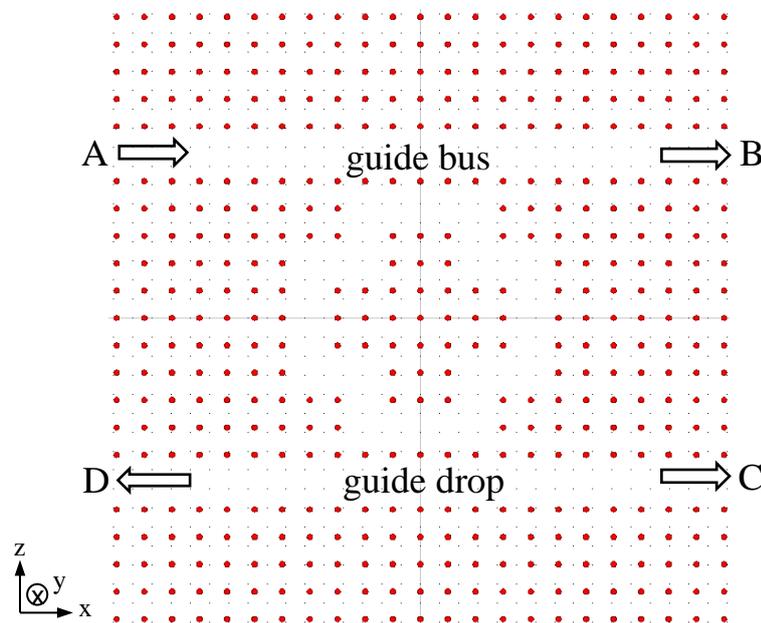


Figure 4.3 : Structure schématique du CDF proposé.

Nous avons vu dans le chapitre 2 que l'exploitation des deux modes dégénérés, présents dans le résonateur, avec des répartitions du champ ayant des symétries opposées peut être mise à profit pour la réalisation d'un CDF permettant le transfert sélectif et directif de la lumière se propageant d'un premier guide d'onde (bus) vers un second guide (drop) par l'intermédiaire du résonateur. Les symétries de ces modes à la résonance vont imposer la directivité du transfert de la lumière dans le guide drop.

L'efficacité d'extraction et le facteur de qualité sont les caractéristiques les plus importantes du nouveau filtre. Pour obtenir ces caractéristiques, nous devons calculer le spectre de transmission de cette structure. Pour ce faire, nous utilisons le logiciel commercial Fullwave de Rsoft Design Group¹, basé sur la méthode des différences finies temporelles (FDTD). Cette méthode nécessite d'appliquer des conditions de frontières absorbantes afin de restreindre le domaine de calcul et éliminer les réflexions parasites engendrées aux bords de la fenêtre de calcul. Dans notre travail, nous considérons le modèle des couches absorbantes découverte par J.P. Béranger [4] et désignée par PML (Perfectly Matched Layer) qui est parfaitement adapté pour la modélisation des frontières absorbantes en électromagnétisme. La largeur de la couche PML entourant la région simulée est de 500 nm. Dans le processus de simulation, une source lumineuse avec polarisation *TM* est placée au port d'entrée A et trois moniteurs sont placés à la sortie des ports B, C et D pour collecter la puissance transmise dans les guides bus et drop.

Sur la figure 4.4, nous présentons les spectres de transmission dans le guide d'onde bus (port B) et dans le guide d'onde drop vers l'avant (port C) et vers l'arrière (port D), calculés à partir des simulations 2D-FDTD, pour la gamme de longueurs d'ondes associée à la BIP. On remarque que le filtre admet plusieurs modes de propagation dans la BIP, mais monomode dans la gamme de longueurs d'ondes entre 1.515 μm et 1.585 μm . Ces modes correspondent aux modes résonants du PCRR isolé (non couplé) (voir figure 4.5). L'apparition de ces derniers dans le spectre de transmission du CDF, ne peut provenir que du transfert d'une partie de la lumière du guide bus vers l'arrière dans le guide drop par l'intermédiaire du résonateur à des longueurs d'onde spécifiques (résonance). Dans le même temps, l'analyse spectrale du signal transmis à travers le guide bus, fait apparaître des creux de transmission qui coïncident spectralement avec les modes du résonateur, alors que le guide bus avait une transmission uniforme en l'absence du PCRR (voir figure 4.6). En général, en approchant un guide d'onde d'un résonateur en anneau, le champ évanescant à travers la paroi du guide d'onde pourrait exciter le mode de résonance du résonateur, ce qui entraînerait un couplage de puissance du mode de propagation du guide d'onde au mode résonnant du résonateur.

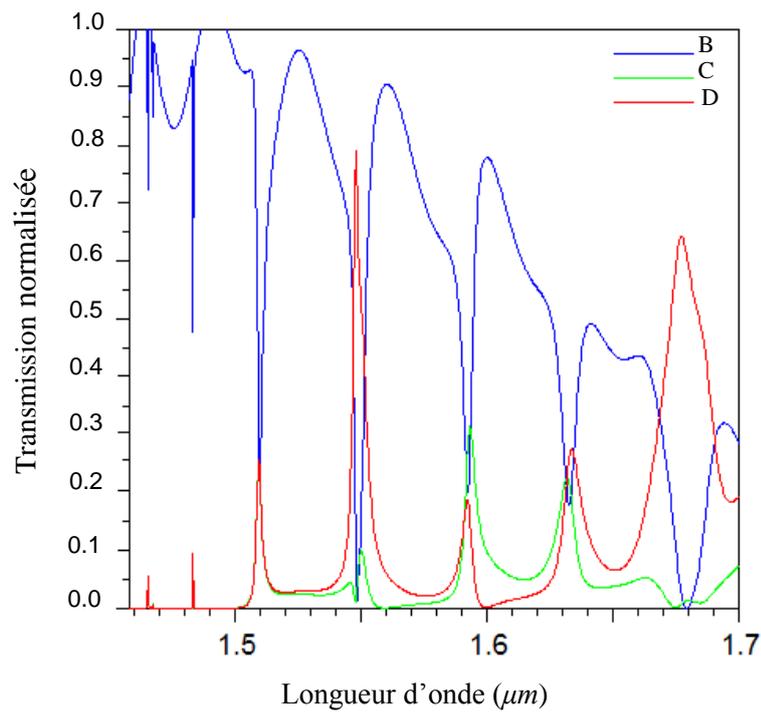


Figure 4.4 : Spectre de transmission du CDF aux ports B, C et D.

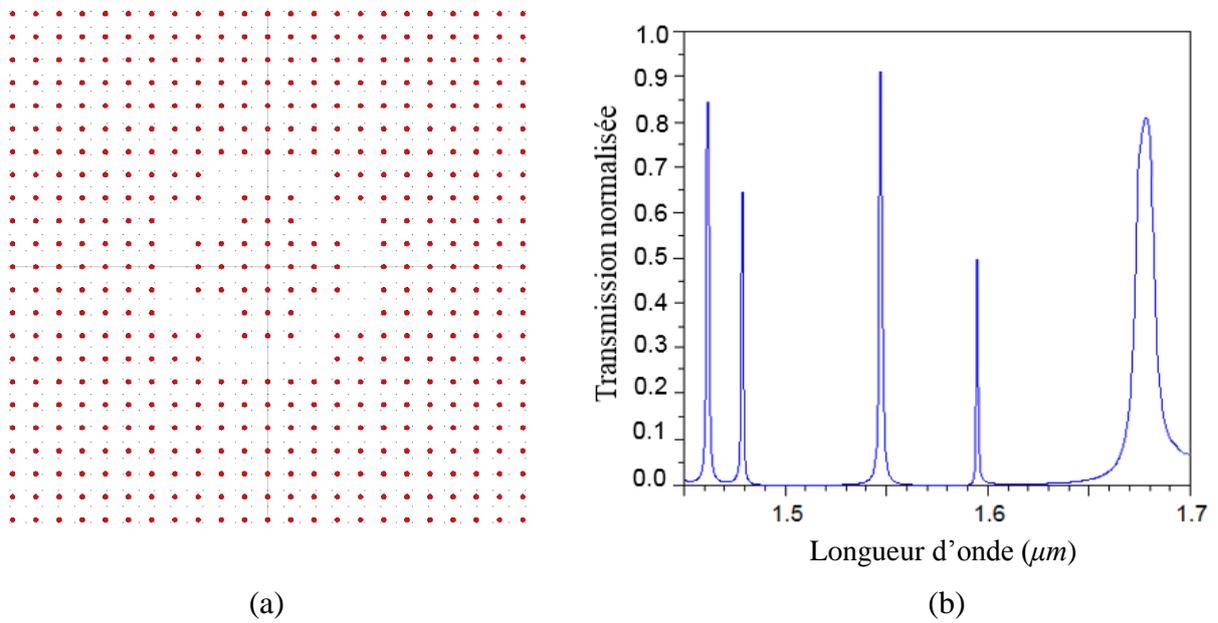


Figure 4.5 : (a) Schéma du PCRR non couplé et (b) sa réponse spectrale.

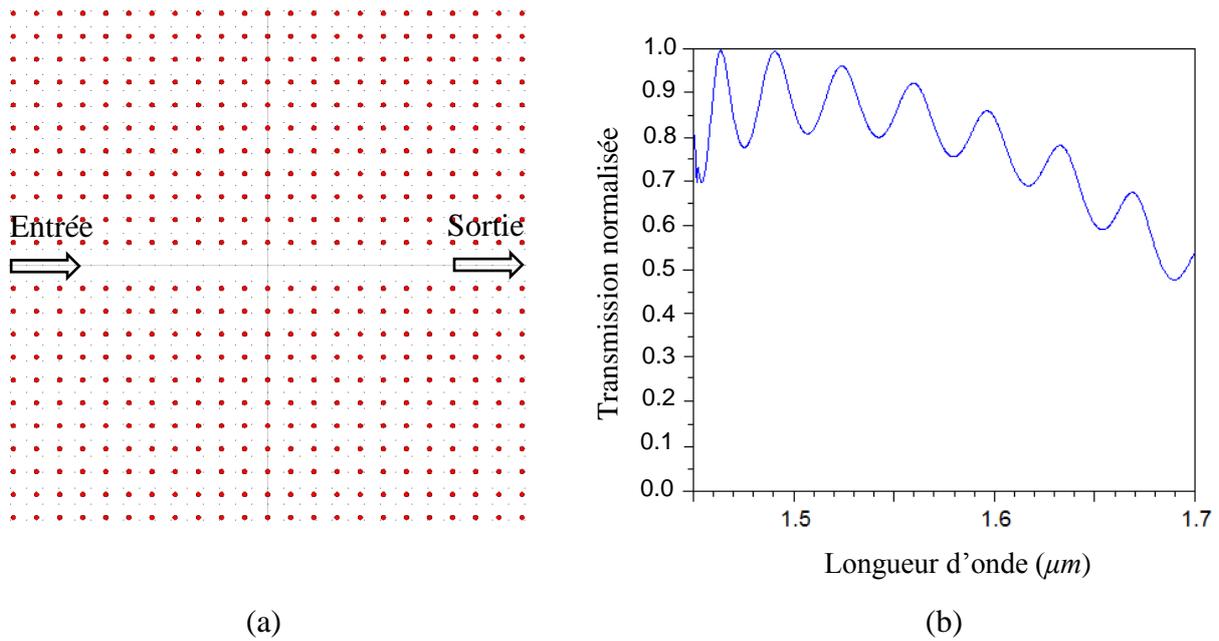


Figure 4.6 : (a) Schéma du guide d'onde non couplé et (b) sa réponse spectrale

Le facteur de qualité (Q) calculé pour le mode situé à $\lambda = 1,5485 \mu\text{m}$ est de $Q = 703.69$, il est inférieur à celui calculé pour le résonateur non couplé ($Q = 28098$). Ce dernier est réduit par les pertes dues au couplage entre le guide et le PCRR. Ce facteur est défini par le rapport $\lambda/\Delta\lambda$, où $\Delta\lambda$ est la largeur à mi-hauteur du pic (FWHM) et λ est la longueur d'onde de résonance. Dans notre cas, l'outil automatisé Q-Finder calcule le facteur Q en utilisant la méthode des différences finies temporelles combinée à l'analyse harmonique rapide (Fast Analyse Harmonique, FHA).

Pour mieux défendre le choix de taille du PCRR utilisé dans la conception de notre CDF, nous avons simulé deux filtres créés à partir de deux PCRRs en forme de 'plus' de tailles différentes. Les deux résonateurs sont créés en supprimant 44 et 56 tiges en Si du CP, comme le montre respectivement les figures 4.7.a et 4.8.a. On observe que le nombre de modes dans la même gamme spectrale augmente avec la taille du résonateur (figure 4.7.b et figure 4.8.b). En effet, le volume modal est proportionnel à la taille du résonateur, avec un volume modal plus petit pour des résonateurs restreints. On note aussi une réduction significative de l'intervalle spectral libre (ISL). En effet, si l'on cherche à concevoir un dispositif accordable (dont on peut modifier la longueur d'onde de résonance), on a tout intérêt à avoir un ISL large. L'ISL constitue la limite supérieure de la gamme d'accordabilité.

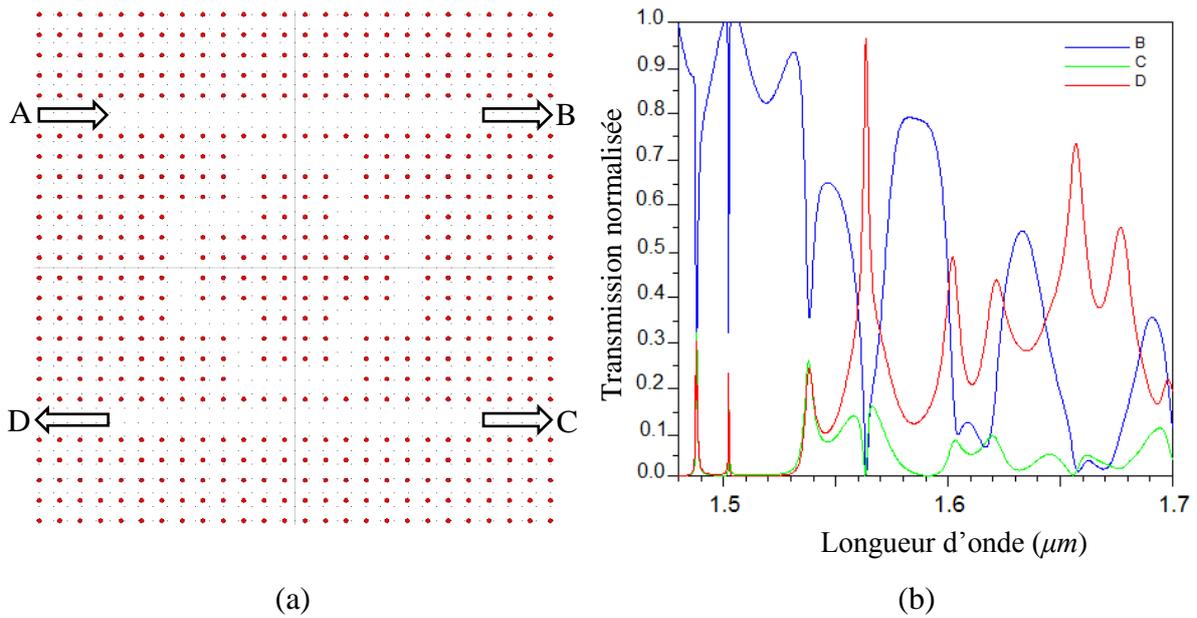


Figure 4.7 : (a) Représentation schématique d'un CDF à base d'un PCRR créé en supprimant 44 tiges du CP et (b) son spectre de transmission.

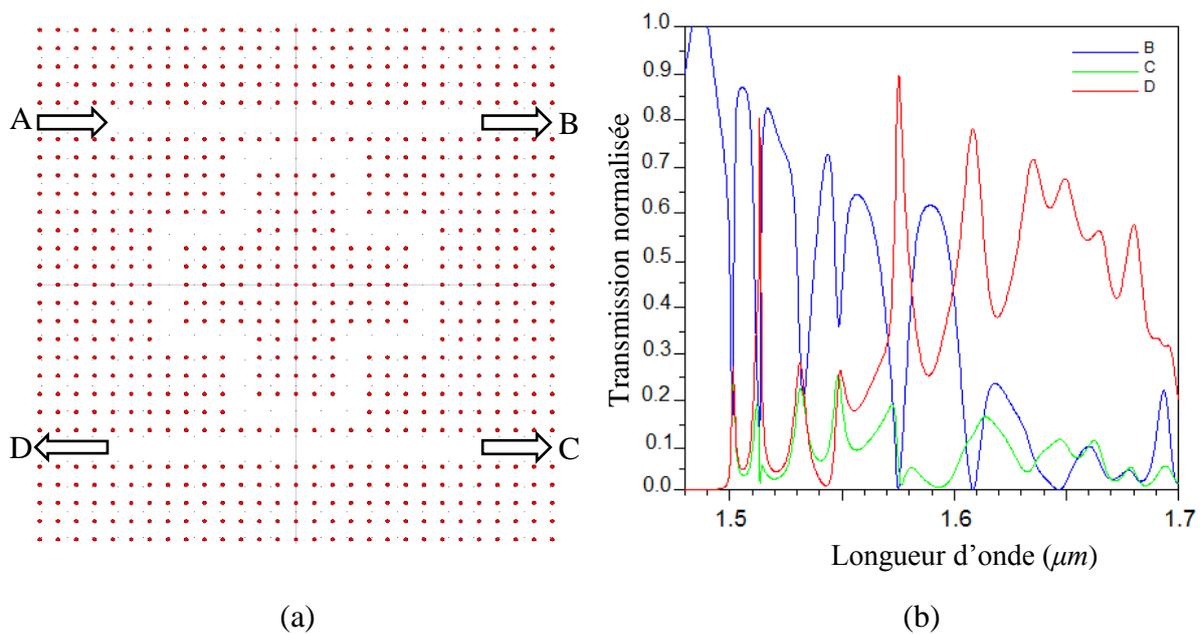


Figure 4.8 : (a) Représentation schématique d'un CDF à base d'un PCRR créé en supprimant 56 tiges du CP et (b) son spectre de transmission.

Sur ces figures, il est également visible que l'augmentation de la taille du filtre a pour effet de décaler la longueur d'onde de résonance vers les plus grandes valeurs, en s'éloignant de la longueur d'onde centrale de travail visée pour notre dispositif, et qui se situe aux alentours de 1.55 μm . En d'autres termes, un décalage vers le rouge se produit dans la longueur d'onde résonnante. Ce décalage est dû à une augmentation de la taille effective du résonateur en anneau [5].

Le seul inconvénient du CDF de la figure 4.3 basé sur le PCRR créé par l'omission de 32 tiges du CP (notre choix) est sa transmission un peu faible (79.89 %) au port D et qui représente l'efficacité d'extraction du filtre à la résonance. Le compromis à faire consiste alors à extraire le maximum de signal mais tout en gardant un faible volume modal.

Plusieurs types de résonateurs en anneaux à cristaux photoniques ont vu le jour récemment dans le but d'augmenter l'efficacité d'extraction et le facteur de qualité dans ce type de filtres [6-14]. Tous leurs résultats illustrent l'importance de la recherche en cours pour améliorer les caractéristiques des filtres à extraction à base de PCRRs.

C'est dans ce contexte que nous abordons la simulation d'un CDF à quatre ports à base d'un PCRR en forme de plus, et qui est schématisé sur la figure 4.3.

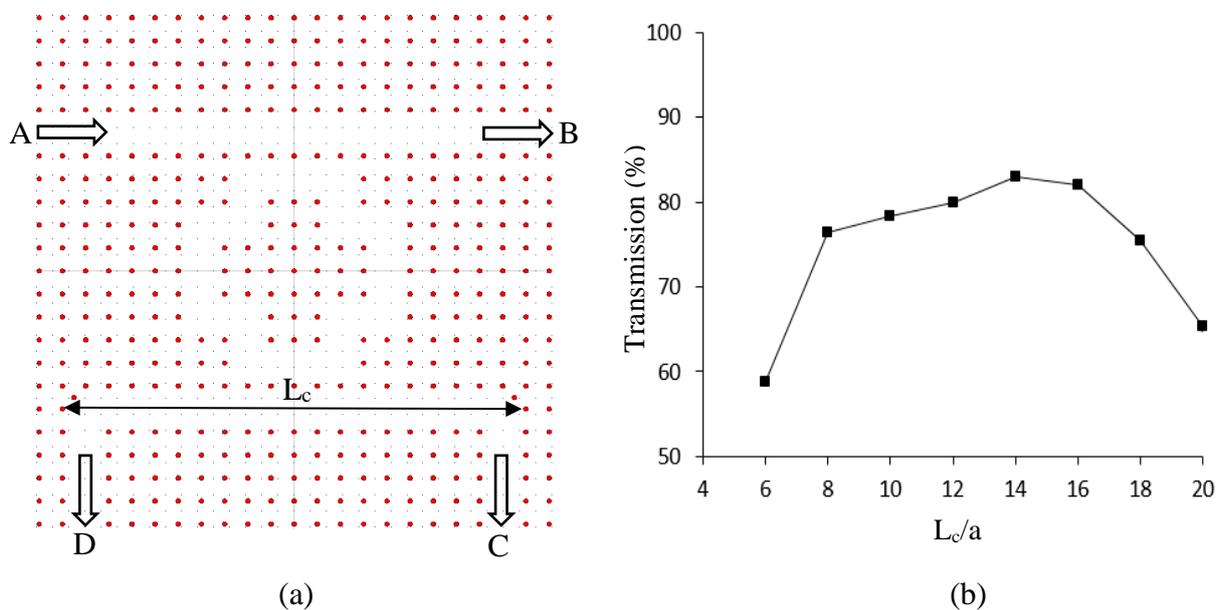


Figure 4.9 : (a) Schémas du CDF avec les deux extrémités courbées. (b) Son efficacité d'extraction pour différentes longueurs de couplage (L_c).

IV. 3. 2. Structure modifiée

Afin d'améliorer les caractéristiques du filtre channel drop proposé, nous considérons trois cas de structures modifiées :

IV. 3. 2. 1. Premier cas : Courbure du guide drop

Dans la mesure où notre objectif est de s'orienter vers du démultiplexage en longueurs d'onde, en utilisant le CDF proposé comme élément de base du démultiplexeur, il est préférable que les deux extrémités du guide d'onde drop soient courbées. Ainsi, avant de s'intéresser à la

détermination des séries de paramètres les plus adaptées à l'amélioration des caractéristiques de notre filtre, l'influence de la courbure des deux extrémités du guide drop sur la réponse spectrale du filtre à extraction va d'abord être étudiée. Pour ce faire, nous modifions la structure du guide drop en courbant ses deux extrémités d'un angle de 90° par rapport à l'horizontale, comme le montre la figure 4.9.a. Le fait de courber le guide drop a pour effet de réduire la longueur d'interaction (ou de couplage, L_c) entre ce guide et le résonateur, et par conséquent diminuer l'effet de couplage entre le bras du résonateur et ce même guide. Afin d'éviter les pertes de propagation dans le guide drop, en réduisant les pertes par courbures dans ce dernier, nous introduisons deux tiges additionnelles à chaque coin de courbure du guide drop avec une constante de demi-réseau [15, 16]. Ces tiges additionnelles ont exactement les mêmes rayons et les mêmes indices de réfraction que toutes les autres tiges dans la structure photonique. La figure 4.9.b présente le résultat d'une simulation évaluant l'efficacité d'extraction pour différentes longueurs de couplage (L_c). Cette figure montre que la puissance transférée vers l'arrière dans le guide drop la plus élevée est d'environ 83 % pour $L_c = 14a$ avec un facteur de qualité $Q = 569.42$.

Ces valeurs sont certes plus faibles que celles obtenues dans la littérature [6-8, 11, 14]. Nous allons donc proposer des solutions pour les améliorer.

Dans toute la suite, lorsque nous nous référerons au guide d'onde drop du CDF, nous entendrons le guide drop courbé représenté sur la figure 4.10.

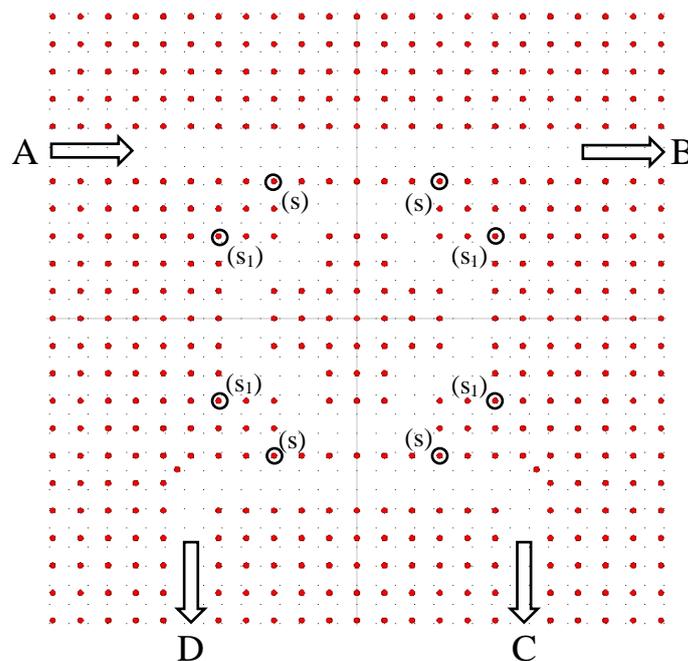


Figure 4.10 : Schémas du CDF avec L_c optimale.

IV. 3. 2. 2. Deuxième cas : Influence du PCRR

Comme nous l'avons évoqué dans le chapitre 2, l'exploitation des deux modes dégénérés du PCRR et de symétries opposées permettrait un transfert optimal de la lumière du guide d'onde bus vers le guide drop via ce résonateur. Cependant, dans le cas que nous avons étudié l'efficacité d'extraction reste limitée. Quelques pistes peuvent être explorées afin d'améliorer le taux de puissance transférée vers l'arrière dans le guide d'onde drop. La première est d'agrandir la structure en augmentant la taille du résonateur. Or nous avons pu vérifier sur les spectres de transmission précédents (figure 4.7.b et figure 4.8.b) que plus la taille du PCRR augmente, plus le nombre de modes excités dans la gamme de longueurs d'onde d'intérêt ($1.515 \mu\text{m} - 1.585 \mu\text{m}$) s'élève, et donc le filtre n'est plus monomode dans cette gamme de longueurs d'onde. Néanmoins, nous avons noté une amélioration dans l'efficacité d'extraction, 90 % pour la figure 4.7.a et 88 % pour la figure 4.8.a.

La deuxième solution réside dans la modification de la structure du PCRR, par modification de sa géométrie, de ses contours,... En effet, la courbure à 90° à chaque coin du résonateur donne naissance à des modes de contre-propagation qui peuvent provoquer des oscillations parasites dans le spectre de transmission. Pour cela, une nouvelle technique de couplage basée sur l'introduction de tiges localisées (dites tiges de dispersion) à chaque coins du PCRR a été investiguée pour la première fois par Kumar et al. [17]. Elle améliore de manière significative les résultats de transmission de la structure sans tiges de dispersion. Chaque tige introduite dans le résonateur agit comme un réflecteur à angle droit réduisant ainsi les pertes par courbures dans chaque coin [17]. Par conséquent, l'efficacité d'extraction pourrait ainsi être grandement améliorée. Cette technique d'optimisation a été adoptée par plusieurs groupes de recherche, nous avons présenté quelques-uns dans le chapitre 2, mais elle ne constitue pas une solution satisfaisante pour notre structure.

En nous inspirant des travaux du groupe Y. Zhang et al. [5] réalisés en 2014, nous avons pu améliorer non seulement l'efficacité d'extraction de notre filtre, mais aussi le facteur de qualité Q tout en gardant le mode résonant aux alentours de $1.55 \mu\text{m}$. Dans leurs travaux, les auteurs ont pu montrer expérimentalement que la réduction du rayon des six trous positionnés aux différents coins du PCRR de forme hexagonale, améliore de manière significative le facteur de qualité de celui-ci. Dans notre cas, c'est l'augmentation du rayon des huit tiges situées aux différents coins externes du PCRR, qui va apporter des améliorations aux caractéristiques de notre CDF.

Ainsi, nous entamons notre étude par le calcul des spectres de transmission pour la variation du rayon des quatre tiges marquées par 's' sur la figure 4.10 tandis que le rayon des quatre autres tiges marquées par 's₁' sur la même figure sont constants (égaux à r). Le choix de ces rayons s'est fait de façon intuitive dans un premier temps et optimisé numériquement. Il n'y a pas de vrai critère de choix si ce n'est que les pertes sont minimales.

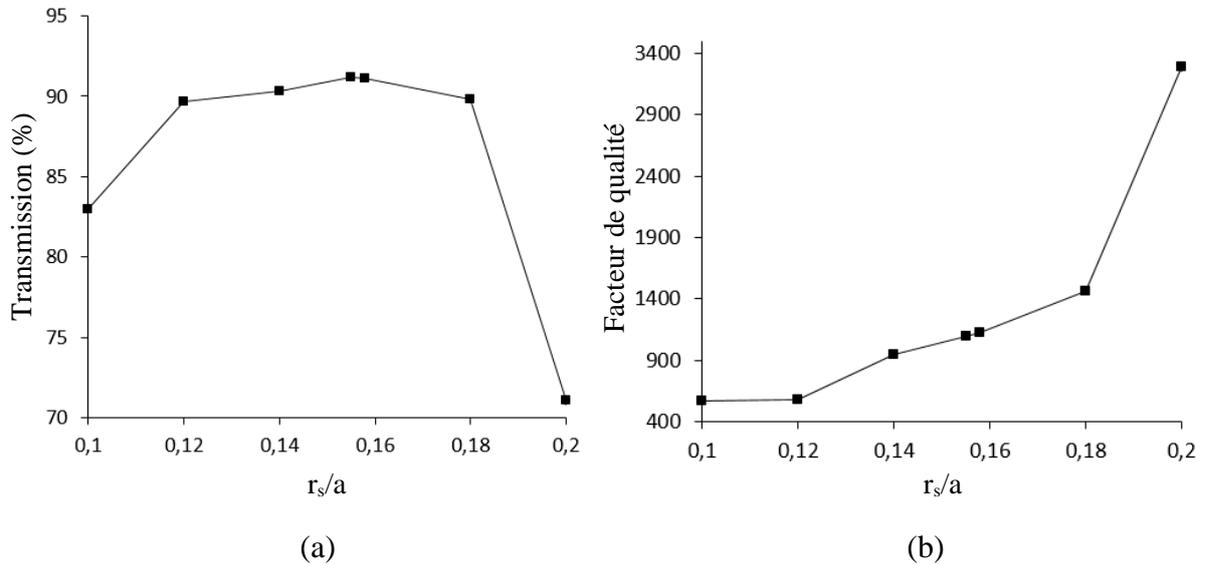


Figure 4.11 : (a) Transmission et (b) facteur de qualité du CDF en fonction du rayon (r_s) des quatre tiges (s).

Sur la figure 4.11.a, nous pouvons noter qu'une efficacité d'extraction maximale peut être observée pour deux rayons différents : 91.15 % pour $r_s = 0.155a$ et 91.11 % pour $r_s = 0.158a$. Le facteur de qualité, quant à lui, est représenté en figure 4.11.b. Le facteur Q maximum que nous avons calculé $Q = 3293.7$ apparaît à $r_s = 0.2a$ avec une faible transmission (71.06 %). Donc, on pourrait choisir l'efficacité d'extraction de 91.11 % et le facteur Q de 1126.6 du mode résonant situé à $\lambda = 1.5485 \mu m$ obtenu pour le rayon $r_s = 0.158a$ comme résultat optimal en raison de son facteur Q et sa transmission relativement élevés.

L'étape suivante consiste à optimiser le rayon des quatre tiges 's₁' en considérant dans nos calculs les valeurs optimales de la transmission obtenue précédemment pour $r_s = 0.155a$ et $r_s = 0.158a$. Pour ce faire, on suit la procédure suivante : nous allons fixer le rayon des tiges 's' à ces deux valeurs et nous faisons varier le rayon des tiges 's₁'. Chaque cas sera traité à part. Au début, nous fixons le rayon des tiges 's' à $0.155a$ et nous varions le rayon des tiges 's₁' dans la gamme $0.1a - 0.2a$. Les résultats sont présentés sur les figures 4.12.a et 4.12.b, où on voit que, pour le filtre avec huit tiges modifiées ($r_s = 0.155a$, $r_{s1} = 0.188a$), l'efficacité d'extraction

maximale atteinte est de 98.86 % au mode résonant $\lambda = 1.5499 \mu m$ avec un facteur de qualité $Q = 985.6$ calculé pour cette résonance.

Puis, nous fixons le rayon des quatre tiges 's' à $0.158a$ et nous modifions le rayon des quatre tiges 's₁' dans la même gamme $0.1a - 0.2a$. La valeur de la transmission la plus élevée (99 %) avec un facteur de qualité $Q = 1011$ est obtenue au mode résonant situé à $\lambda = 1.55 \mu m$ pour le CDF avec huit tiges modifiées ($r_s = 0.158a$, $r_{s1} = 0.188a$) (voir figures 4.13.a, 4.13.b). En raison de sa haute transmission et son facteur Q élevé, nous avons opté pour cette configuration comme résultat optimal.

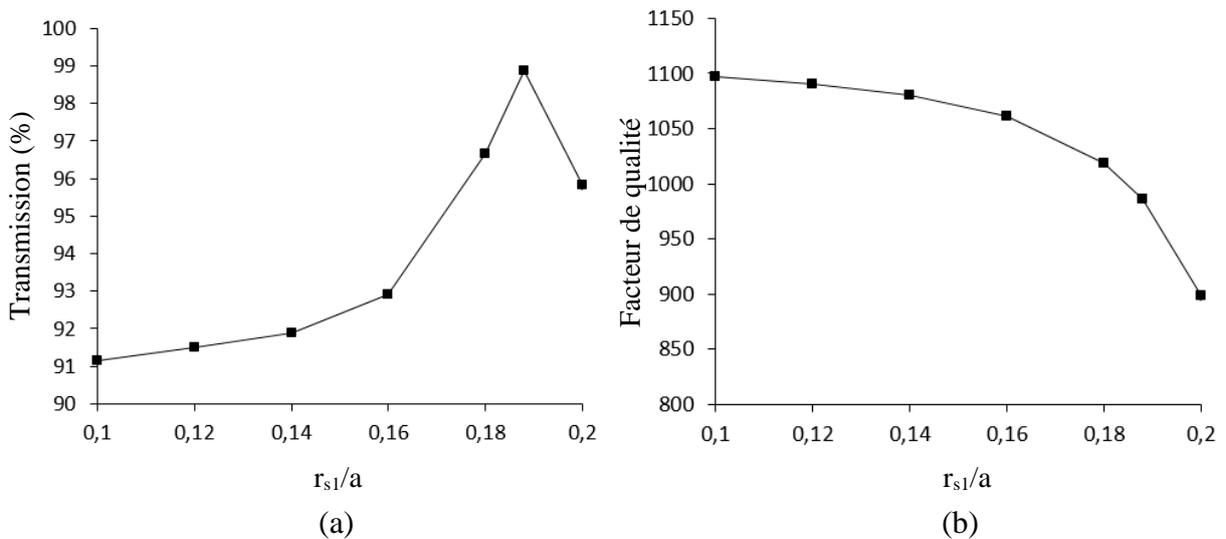


Figure 4.12 : (a) Transmission et (b) facteur de qualité du CDF en fonction du rayon (r_{s1}) des quatre tiges (s_1) avec $r_s = 0.155a$.

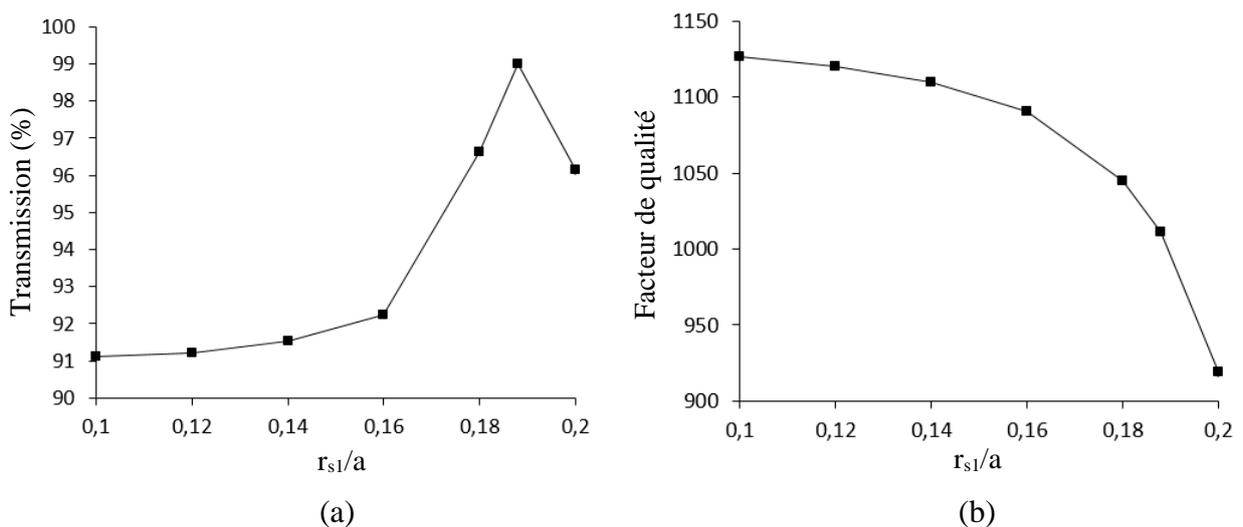


Figure 4.13 : (a) Transmission et (b) facteur de qualité du CDF en fonction du rayon (r_{s1}) des quatre tiges (s_1) avec $r_s = 0.158a$.

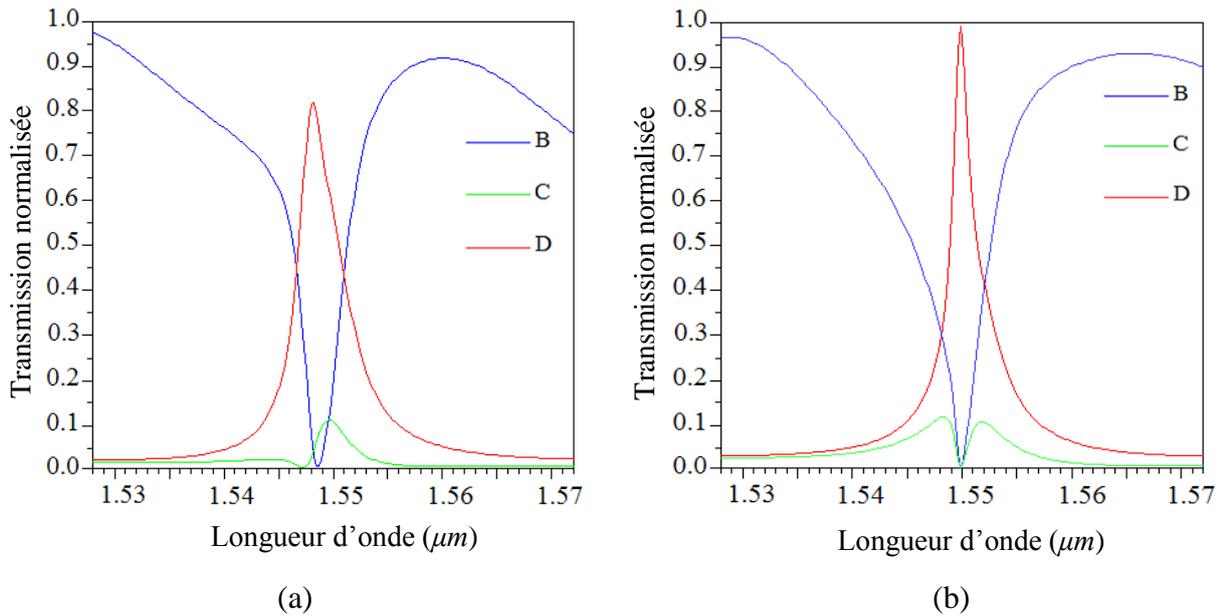


Figure 4.14 : Spectres de transmission normalisée à la sortie des ports B–D sans (a) et avec (b) la modification des rayons des huit tiges autour du résonateur.

Les spectres de transmission à la sorties des ports B, C et D de la structure optimisée du CDF, issue de l'augmentation des huit tiges 's' et 's₁' avec $r_s = 0.158a$, $r_{s1} = 0.188a$, calculés à partir des simulations 2D-FDTD sont illustrés sur la figure 4.14.b. Les résultats de la 2D-FDTD montrent qu'il est possible d'extraire presque 100 % du signal du guide d'onde bus et de le transférer vers l'arrière dans le guide d'onde drop (port D) via le résonateur. Elle est nettement améliorée par rapport au cas du filtre sans la modification des rayons des huit tiges autour du résonateur, où la transmission était seulement de 83 % (figure 4.14.a). On note également une amélioration dans la valeur du facteur de qualité, elle est de 1011, alors que sa valeur calculée pour la structure non optimisée (sans l'augmentation du rayon des tiges 's' et 's₁') était seulement de 569.42. Par conséquent, l'amélioration de l'efficacité d'extraction et du facteur de qualité est due à la diminution des pertes par courbure des coins du résonateur et des pertes de couplage, attribuées à l'effet des tiges modifiées. Cette modification permet aussi d'ajuster la position du mode dans la bande interdite à $\lambda = 1.55 \mu m$.

IV. 3. 2. 3. Troisième cas : Influence de la distance de couplage

Précédemment, nous avons trouvé que le facteur de qualité du filtre channel drop était égal à $Q = 1011$, alors qu'il était estimé être de l'ordre de 10^4 ($Q = 28098$) dans le cas du résonateur isolé (non couplé). En effet, En approchant un guide d'onde d'un résonateur en anneau de facteur de qualité Q , on permet aux parties évanescentes des champs du guide et du résonateur de se coupler. Le facteur de qualité Q du résonateur est alors réduit par les pertes dues au

couplage entre le guide et le résonateur. On peut donc dire que l'écart entre les deux valeurs du facteur Q est principalement dû au faible confinement dans les sections de couplage entre les deux guides d'onde et le PCRR. Afin d'acquérir un facteur de qualité Q du filtre le plus élevé possible, la distance de couplage (D_c) entre les guides et le résonateur doit être ajustée de façon à réaliser un bon confinement dans les sections de couplage.

Nous avons donc, dans un premier temps, calculé le facteur de qualité du mode résonant du CDF en fonction de la distance qui sépare les deux guides d'onde du résonateur. Les résultats sont donnés sur la figure 4.15.a. Nous avons également évalué la puissance transmise vers l'arrière dans le guide d'onde drop à la résonance en fonction de la distance des guides au résonateur. Ces valeurs sont reportées sur la figure 4.15.b.

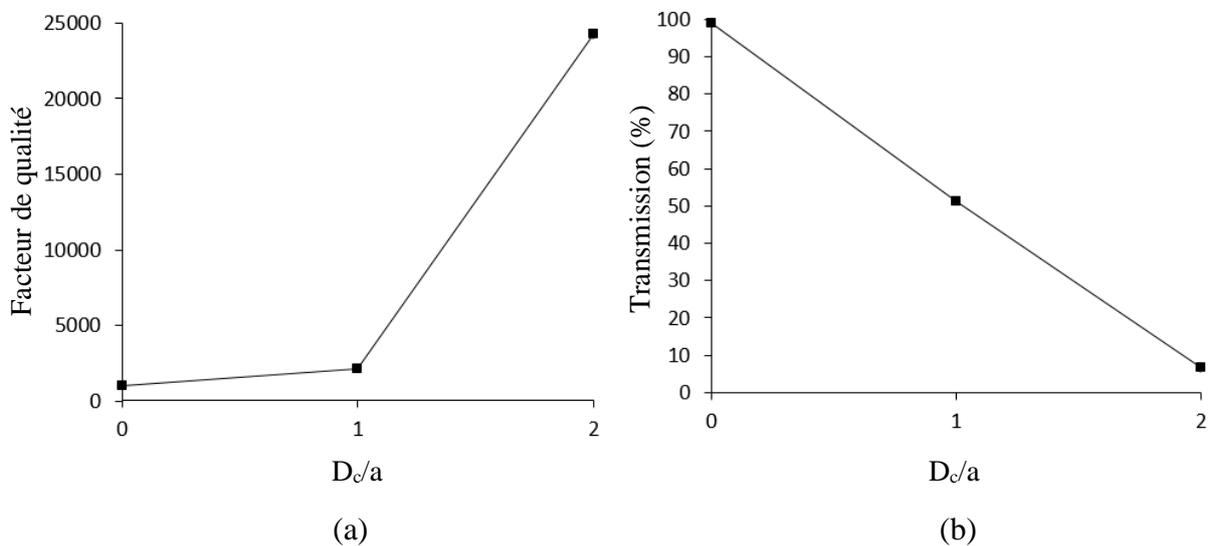


Figure 4.15 : (a) Facteur de qualité et (b) transmission du CDF en fonction de la distance de couplage (D_c).

Plusieurs informations peuvent être collectées à partir des figures 4.15.a et 4.15.b. Tout d'abord, la puissance transmise dans le guide drop vers l'arrière augmente à mesure que les guides d'onde se rapprochent du résonateur (en diminuant D_c). Cela s'explique simplement par le fait qu'en rapprochant les guides, on renforce la force du couplage, permettant ainsi un transfert de la puissance du guide bus vers le guide drop plus important. D'autre part, il est clairement visible qu'à mesure que la distance de couplage augmente, le facteur Q du CDF s'améliore. Cela est dû au fait que lorsque les guides d'onde sont loin du résonateur, ce dernier se comporte comme un résonateur seul, induisant à une diminution des pertes de couplage et une augmentation du confinement du résonateur.

Sur la figure 4.16.b, le spectre de transmission du filtre, calculé en utilisant la 2D-FDTD est présenté, pour une distance séparant les guides du PCRR de $1a$ (voir figure 4.16.a). Cette figure montre qu'une meilleure sélectivité spectrale peut être obtenue avec un facteur de qualité égal à 2176.9 en augmentant simplement la distance de couplage entre les guides et le résonateur. Cependant, l'efficacité d'extraction a diminué à 51.37 %. En effet, il existe un compromis entre l'augmentation du facteur de qualité du CDF et la diminution de son efficacité d'extraction.

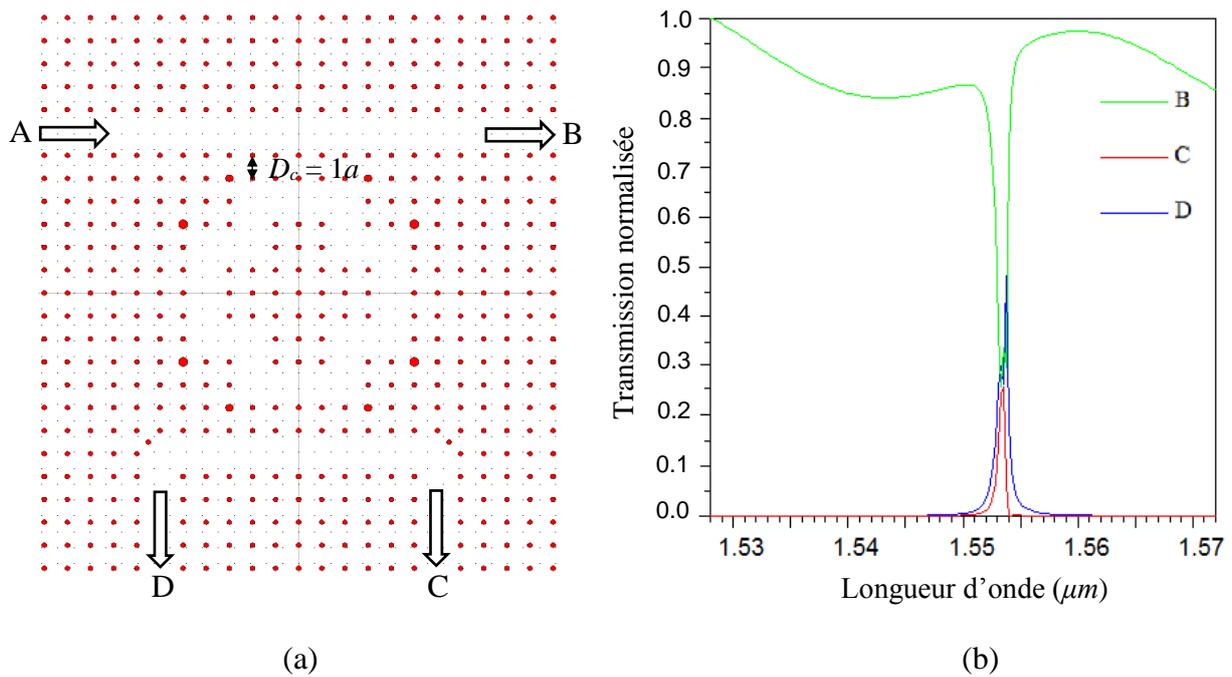


Figure 4.16 :(a) Schéma du CDF pour $D_c = 1a$ et (b) son spectre de transmission.

Les résultats obtenus précédemment nous permettent ainsi de déterminer précisément la distance de couplage optimale : pour $D_c = 0a$, la puissance extraite atteint son maximum (99%) au mode résonant $\lambda = 1.55 \mu\text{m}$ avec un facteur de qualité de 1011.

Nous venons donc de voir qu'un transfert sélectif et directif en longueur d'onde, entre deux guides d'onde par l'intermédiaire d'un résonateur en anneau à cristal photonique, nous a amené à considérer la possibilité de concevoir un filtre channel drop. Toutefois, les pertes du résonateur (à cause des coins courbés à 90°) et les pertes de couplage (dus au transfert vers les guides d'onde) limitent ce transfert. Une discussion autour de la puissance maximale qu'il était possible de transférer du guide d'onde bus vers le guide d'onde drop a permis de mettre en évidence les paramètres régissant le fonctionnement d'un tel composant. Le but était d'ajuster ces paramètres afin d'obtenir les meilleures efficacités d'extraction et les facteurs de qualité possibles tout en s'assurant que la position de la résonance du CDF corresponde bien à la

longueur d'onde souhaitée, $\lambda = 1.55 \mu\text{m}$. Dans les conditions optimales ($L_c = 14a$, $D_c = 0a$, $r_s = 0.158a$, $r_{sl} = 0.188a$) (figure 4.17.a), 99 % de la lumière du guide d'onde bus est effectivement transférée vers l'arrière dans le guide d'onde drop au mode résonant situé à $\lambda = 1.55 \mu\text{m}$, avec un bon facteur Q égal à 1011 (figure 4.17.b).

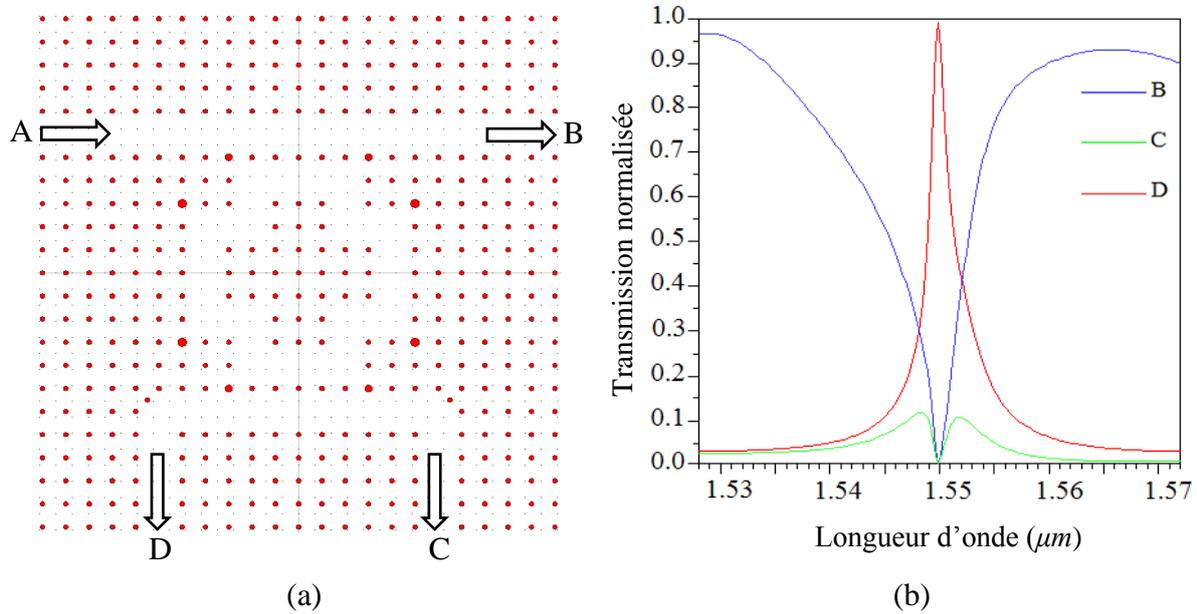


Figure 4.17 :(a) Schéma final du CDF proposé et (b) sa réponse spectrale [18].

Référence	Efficacité d'extraction (%)	Facteur de qualité	Type du PCRR
Notre travail [18]	99	1011	En forme de Plus
Rezaee et al.[6]	100	221	En forme de H
Robinson and Nakkeeran [7]	100	114.69	Circulaire
Youcef Mahmoud et al. [8]	99.98	196	En forme de X
Ma and Ogusu [9]	95	775	Diamond
Bai et al. [10]	90	840	45°
Monifi et al. [11]	98	52.33	Quasi-carré
Hsiao and Lee [12]	55	423	Hexagonale
Andalib and Granpayeh [13]	68	153.6	Double courbure
Qiang et al. [14]	> 98	160	Quasi-carré

Tableau 4.1 : Comparaison des caractéristiques du CDF proposé avec celles des CDFs trouvés dans la littérature.

En comparaison avec d'autres filtres à extraction à base de résonateurs en anneaux à cristaux photoniques, notre filtre présente de meilleures performances que ce que l'on peut trouver dans la littérature, d'une part, par le fait qu'il permet de transférer presque 100 % de la lumière vers l'arrière dans le guide d'onde drop avec un facteur de qualité élevé, et d'autre part, par la

simplicité de la configuration du PCRR choisie pour la conception du CDF. Les caractéristiques du CDF sont comparées aux CDFs rapportés dans la littérature et sont résumées dans le tableau 4.1.

Afin de démontrer la performance du CDF, la distribution du champ en polarisation *TM* dans le composant, pour deux longueurs d'onde $\lambda = 1.55 \mu\text{m}$, à la résonance, et à $\lambda = 1.53 \mu\text{m}$, hors résonance, est donnée dans la figure 4.18. A la résonance, la lumière extraite du guide d'onde bus est transmise, par l'intermédiaire du résonateur, vers l'arrière dans le guide d'onde drop. Dans ce cas, la puissance transmise dans le guide bus et vers l'avant dans le guide drop reste presque toujours nulle, conformément aux prévisions établies au chapitre 2 (paragraphe II.4) (figure 4.18.a). Hors résonance, le signal ne se couple pas au résonateur et continue de se propager dans le guide bus (figure 4.18.b).

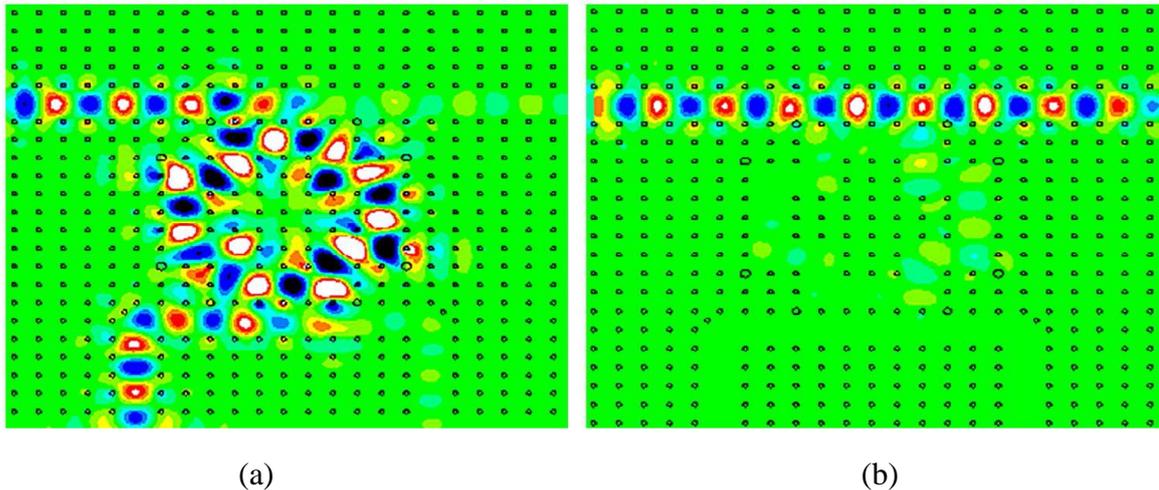


Figure 4.18 : Répartition du champ dans le CDF en polarisation *TM* aux longueurs d'onde : (a) $1.55 \mu\text{m}$ (à la résonance) et (b) $1.53 \mu\text{m}$ (hors résonance).

IV. 3. 3. Paramètres affectant les caractéristiques du filtre

En plus de l'importance d'obtenir une efficacité d'extraction élevée et un bon facteur de qualité, l'accordabilité est également grandement souhaitée dans la conception des CDFs. Pour cette raison, de nombreuses études ont été réalisées pour accorder la longueur d'onde de résonance dans différentes conceptions de CDF à base de PCRRs [6, 7, 19, 20]. Ici, l'accordabilité de la longueur d'onde résonnante du filtre proposé est possible en modifiant différents paramètres tels que l'indice de réfraction, le pas du réseau, et le rayon des tiges de la structure.

Nous commençons notre considération par la variation de l'indice de réfraction des piliers de toute la structure. La figure 4.19 illustre les spectres de sortie de la structure au port D, calculés à partir des simulations 2D-FDTD, pour différents indices de réfraction (n). On constate qu'en augmentant l'indice de réfraction des tiges de la structure, la valeur de la longueur d'onde de résonance se décale vers des valeurs plus élevées. Ce décalage est dû au déplacement de la BIP. On note aussi qu'avec la variation de n , l'efficacité d'extraction et le facteur de qualité sont modifiés. Le tableau 4.2 indique les spécifications de ces changements.

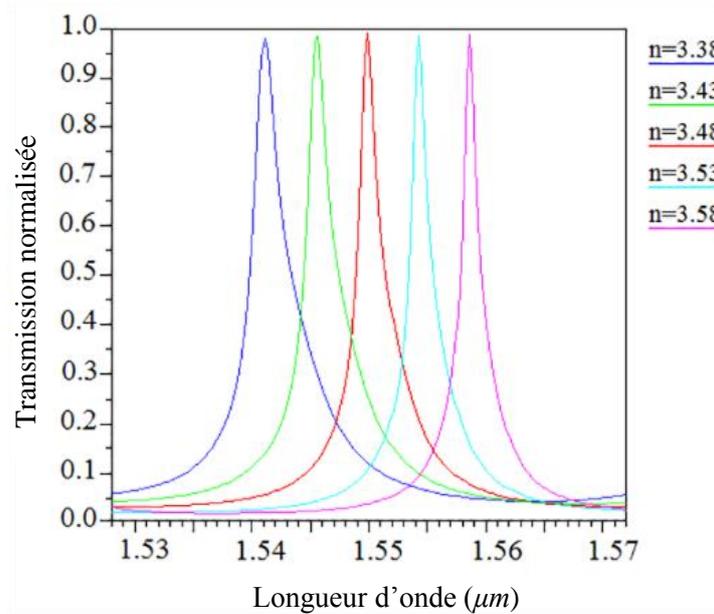


Figure 4.19 : Les spectres de transmission du filtre au port D pour différentes valeurs de n .

n	λ (nm)	Q	Efficacité d'extraction (%)
3.38	1540.9	751.87	98.17
3.43	1545.3	872.6	98.7
3.48	1550.0	1011	99
3.53	1554.5	1168.6	98.88
3.58	1558.9	1348.3	98.29

Tableau 4.2 : Spécifications du CDF proposé pour différentes valeurs de n .

Ensuite, en faisant varier le rayon (r) de toutes les tiges de la structure, nous évaluons le comportement de la longueur d'onde résonnante et du signal transmis vers l'arrière dans le guide drop. Les résultats sont donnés sur la figure 4.20. On observe que la longueur d'onde de résonance se déplace vers les longueurs d'onde supérieures avec l'augmentation de r . L'efficacité d'extraction et le facteur de qualité sont également affectés par cette variation. Le tableau 4.3 présente les spécifications de la structure en fonction du changement de r .

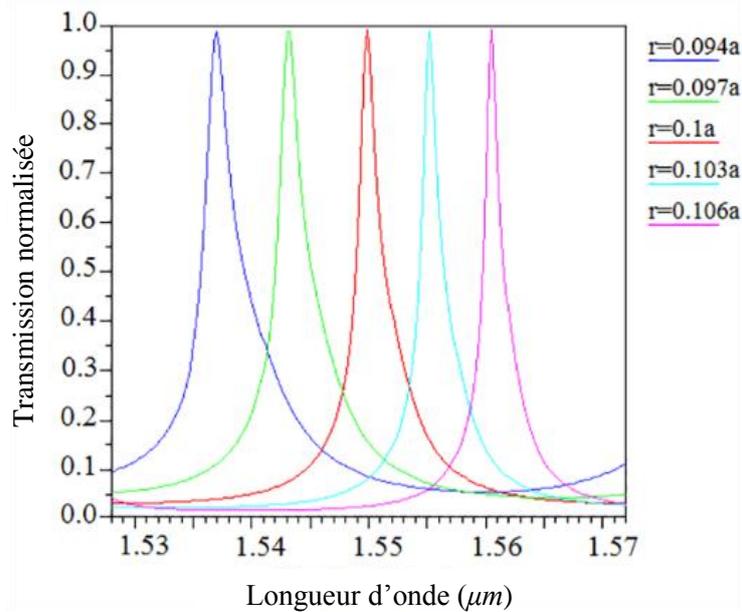


Figure 4.20 : Les spectres de transmission du filtre au port D pour différentes valeurs de r .

r	λ (nm)	Q	Efficacité d'extraction (%)
0.094a	1537.2	713.41	98.8
0.097a	1543.3	843.7	98.5
0.1a	1550	1011	99
0.103a	1555.5	1175	98.96
0.106a	1560.8	1368.9	99.05

Tableau 4.3 : Spécifications du CDF proposé pour différentes valeurs de r .

Pour étudier l'influence de la constante de réseau (a) sur le comportement du filtre, nous modifions a et nous calculons les spectres de sortie au port D pour différentes valeurs de ce pas. Le résultat est illustré sur la figure 4.21. Comme on peut le voir, si la constante du réseau de la structure est modifiée, un effet similaire peut être obtenu sur la longueur d'onde de résonance et les caractéristiques du CDF. Le déplacement de la longueur d'onde résonnante vers les grandes longueurs d'onde est clairement visible sur la figure 4.21. Le tableau 4.4 indique les spécifications de ces changements.

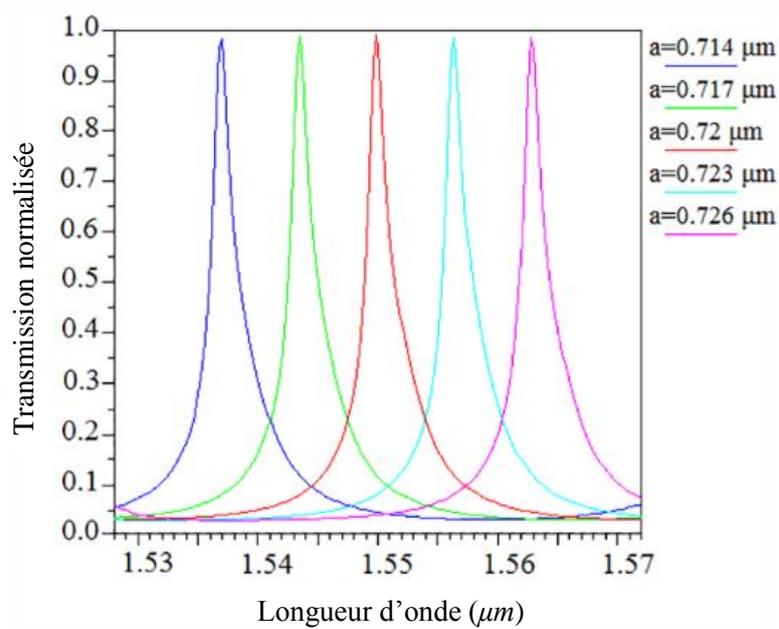


Figure 4.21 : Les spectres de transmission du filtre au port D pour différentes valeurs de a .

a (nm)	λ (nm)	Q	Efficacité d'extraction (%)
714	1537.2	1011.1	99.12
717	1543.7	1010.9	99.2
720	1550	1011	99
723	1556.6	1011.1	98.7
726	1563.1	1010.9	97.25

Tableau 4.4 : Spécifications du CDF proposé pour différentes valeurs de a .

Enfin, en analysant l'effet de différents paramètres sur les caractéristiques et la longueur d'onde de sortie du filtre proposé, nous confirmons la faisabilité d'un CDF accordable utilisant un résonateur en anneau à cristal photonique. Ces résultats encourageants permettent d'envisager l'étude d'un démultiplexeur à base de PCRRs, dont l'élément fondamental est le CDF proposé.

Généralement, l'accordabilité de la longueur d'onde résonante du CDF à base de PCRR peut être effectuée en modifiant les paramètres structuraux tels que l'indice de réfraction, la constante de réseau et le rayon des tiges dans la structure. Parmi ceux-ci, le moyen le plus efficace pour modifier la longueur d'onde résonante du CDF est de changer l'indice de réfraction du matériau, car il réduit la complexité de la fabrication.

VI.4. Filtre channel drop en forme de T à base de PCRR : Système à trois ports

VI. 4. 1. Structure du filtre

Dans cette étude, la structure du cristal photonique bidimensionnel considéré est formée par un réseau carré de piliers cylindriques en Silicium (Si) plongées dans de l'air. Les tiges ont un indice de réfraction égal à $n_{Si} = 3.48$ et un rayon de $r = 0.105 * a$, où $a = 0.685 \mu m$ est la constante du réseau du cristal photonique. Selon la structure de bandes, obtenue par la méthode des ondes planes (PWE), on observe une bande interdite photonique pour les modes TM dans la plage de fréquence normalisée entre 0.406 et 0.493 (a / λ), comme le montre la figure 4.22, qui correspond à la plage de longueurs d'onde allant de 1.389 à 1.687 (μm).

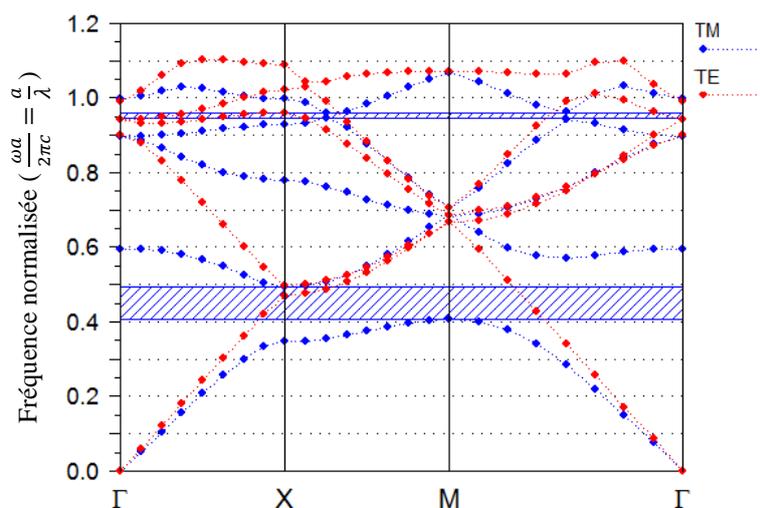


Figure 4.22 : Diagramme de bandes d'un CP-2D constitué par un réseau carré de pas $a=0.685\mu m$ de piliers de Si d'indice de réfraction $n_{Si} = 3.48$ plongés dans l'air.

La figure 4.23 montre la structure schématique du filtre channel drop en forme de T proposé. Cette structure est composée d'un résonateur en anneau à cristal photonique de forme carré positionné entre deux guides d'onde perpendiculaire. Le guide d'entrée (guide bus) est créé par la suppression d'une rangée de piliers complète dans la direction horizontale, alors que le guide de sortie (guide drop) est formé par l'omission de quelques motifs dans la direction verticale. Le PCRR, quant à lui, est obtenu en omettant quelques motifs du cristal photonique. La forme circulaire de la partie interne du résonateur est créée en déplaçant huit tiges internes (indiquées en bleu sur la figure 4.23) de leur position initiale. Le résonateur et les guides sont séparés par deux rangées de motifs. Le port d'entrée et les ports de sortie sont étiquetés respectivement A, B et C. Les caractéristiques de transmission du filtre ont été simulées avec la technique des différences finies dans le domaine temporel (FDTD) utilisant les couches parfaitement adaptées (PML) comme conditions de frontières absorbantes.

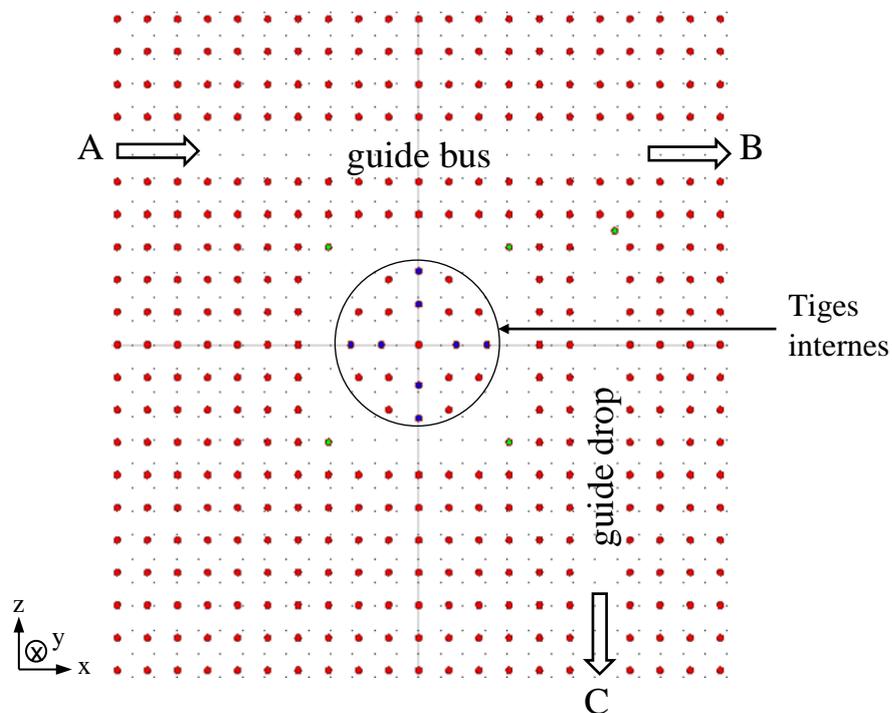


Figure 4.23 : Structure schématique du CDF en forme de T proposé [21].

Sur la figure 4.24, nous avons reporté les spectres de transmission associés aux différentes sorties du CDF. Sur cette figure, nous observons l'existence d'un pic résonant à $\lambda = 1,5765 \mu\text{m}$, obtenu à la sortie du port C. Ce pic est caractérisé par un taux de transmission de 95 %, qui correspond à l'efficacité d'extraction du filtre, et un facteur de qualité proche de 360. Ce résultat pourrait être attribué à l'existence des coins tranchants du résonateur qui donnent naissance à des modes de contre-propagation.

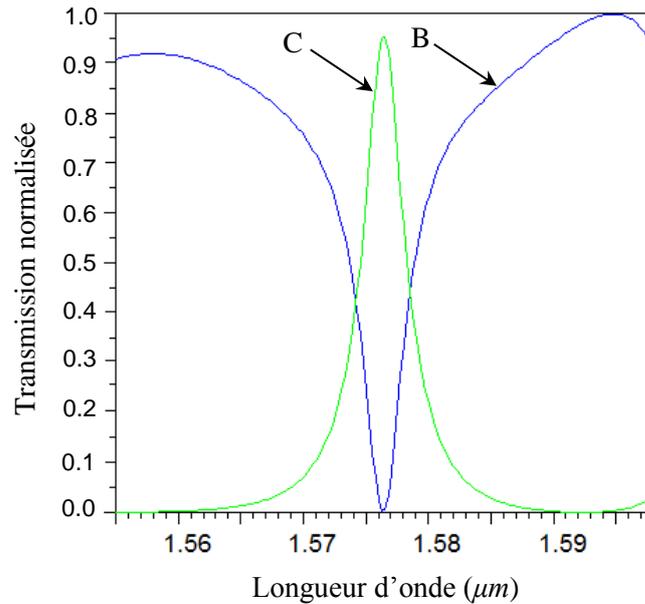


Figure 4.24 : Spectre de transmission du CDF à la sortie des ports B et C.

Afin d'améliorer l'efficacité d'extraction et la sélectivité spectrale, nous allons employer la technique proposée par Kumar et al. [17]. Pour cela, quatre tiges de couleur verte (appelées tiges de dispersion) sont placées dans chaque coin des quatre côtés du résonateur. L'introduction des tiges localisées élimine les modes de contre-propagation dus aux coins tranchants du résonateur, en choisissant judicieusement leurs paramètres (le rayon et la position), d'où une amélioration des caractéristiques du CDF. Une autre tige de dispersion supplémentaire est placée avec une constante de demi-réseau dans le guide d'onde drop. Cette tige a exactement le même rayon et le même indice de réfraction que toutes les autres tiges de la structure photonique [15, 16].

Afin de déterminer les paramètres optimaux des tiges de dispersion, nous allons suivre la procédure suivante : Nous allons d'abord optimiser la position de ces tiges dans chaque coin du résonateur, ensuite, la transmission sera améliorée en optimisant le rayon de chaque tige. La position optimale de celle-ci est obtenue, en la déplaçant suivant l'axe X et Z à partir de chaque coin et en mesurant la transmission obtenue. Pour cela, quatre tiges de rayon $r_s = r$ ont été initialement placées dans le résonateur pour scanner les positions pour lesquelles la transmission sera maximale. La figure 4.25 montre les résultats obtenus. Une transmission maximale de 100 % avec un facteur Q égal à 512.97 est obtenue à la position p_4 . Un récapitulatif des positions des tiges de dispersion est donné dans le tableau 4.5.

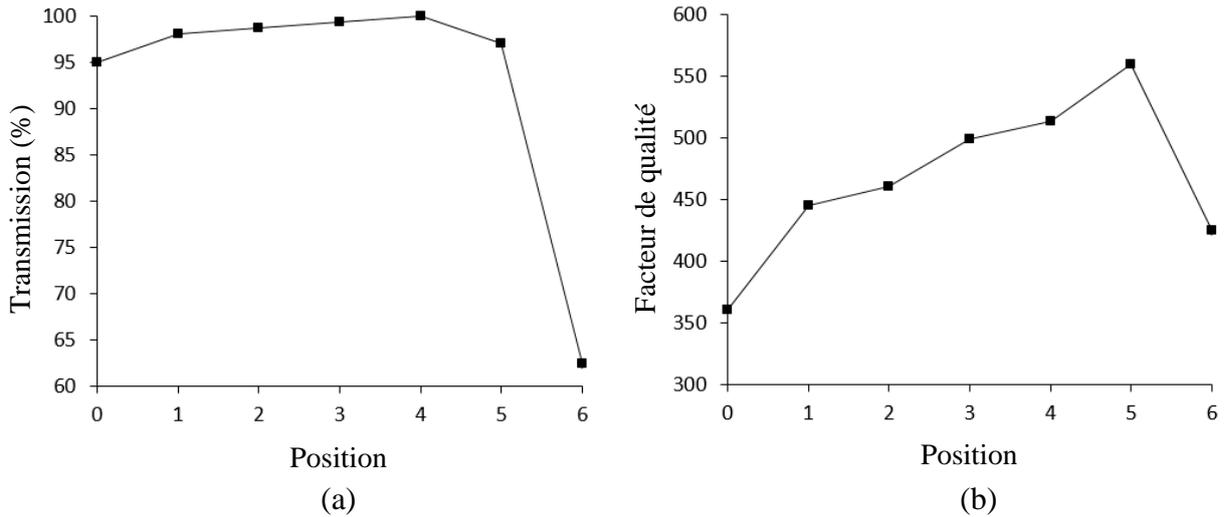


Figure 4.25 : (a) Transmission et (b) facteur de qualité du CDF en fonction de la position (p) des tiges de dispersion.

Paramètres / Positions	P_1	P_2	P_3	P_4	P_5	P_6
x/a	0.25	0.5	0.75	1.0	1.25	1.5
z/a	0.25	0.5	0.75	1.0	1.25	1.5

Tableau 4.5 : Récapitulatif des positions des tiges de dispersion.

La deuxième étape est l'optimisation des rayons de ces tiges après les avoir placées aux positions obtenues précédemment. On procède de la manière suivante : On fixe chaque tige à la position p_4 , ensuite, on modifie le rayon de chaque tige en observant la variation de la transmission. Sur la figure 4.26.a on reporte la transmission en fonction du rayon des tiges de dispersion à la position p_4 . On relève un taux de transmission maximal de 100 %, il est obtenu pour différents rayons : $r_s = 0.075a$, $r_s = 0.09a$, $r_s = 0.105a$. Or on note que pour $r_s = 0.075a$ et $r_s = 0.09a$ le facteur Q diminue par rapport au cas $r_s = 0.105a = r$ (figure 4.26.b). On retient donc la valeur $r_s = 0.105a = r$.

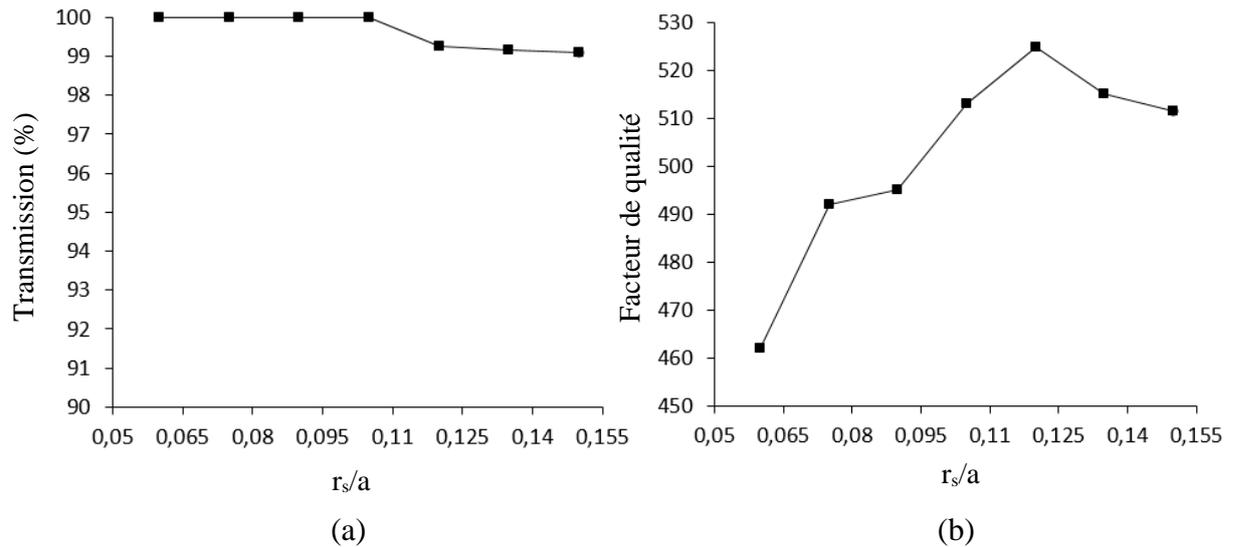


Figure 4.26 : (a) Transmission et (b) facteur de qualité du CDF en fonction du rayon (r_s) des tiges de dispersion.

En introduisant les quatre tiges dans le PCRR et en les plaçant aux positions optimales et avec les rayons optimaux, les pertes par courbure sont minimisées et la transmission augmente. L'efficacité d'extraction relative au mode situé à $\lambda = 1,5784 \mu m$ est de 100 % avec un facteur de qualité de 512.97 (figure 4.27), on observe donc une amélioration notable par rapport au cas du CDF sans l'introduction des tiges de dispersion, où elle était de 95 % avec un facteur de 360.

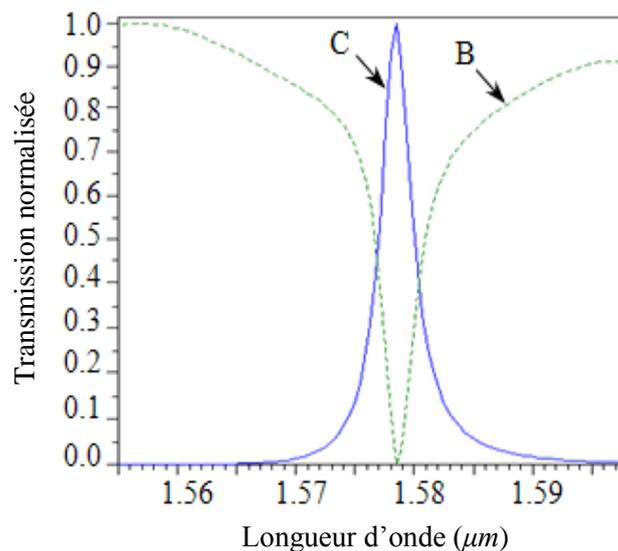


Figure 4.27 : Spectre de transmission du CDF à la sortie des ports B et C avec l'introduction des tiges de dispersion.

En comparaison avec les filtres à extraction en forme de T à base de résonateurs en anneaux à cristaux photoniques, l'efficacité d'extraction et le facteur de qualité obtenus pour notre filtre sont meilleurs que ceux rapportées dans les références [22-24]. Par conséquent, ces

caractéristiques rendent la structure proposée intéressante et exploitable dans les systèmes de communications optiques.

Afin de démontrer la performance du filtre, on simule la distribution du champ dans ce composant pour deux longueurs d'onde différentes. Le résultat est représenté sur la figure 4.28. Comme on le voit, en raison du couplage entre le guide d'onde et le résonateur en anneau à la longueur d'onde de résonance ($\lambda = 1,5784 \mu m$), le signal est complètement extrait du guide d'onde bus et transféré ensuite au guide d'onde drop via le résonateur. Alors qu'en absence de résonance ($\lambda=1.555 \mu m$), le signal ne se couple pas et continue de se propager dans le guide bus et sort par le port B.

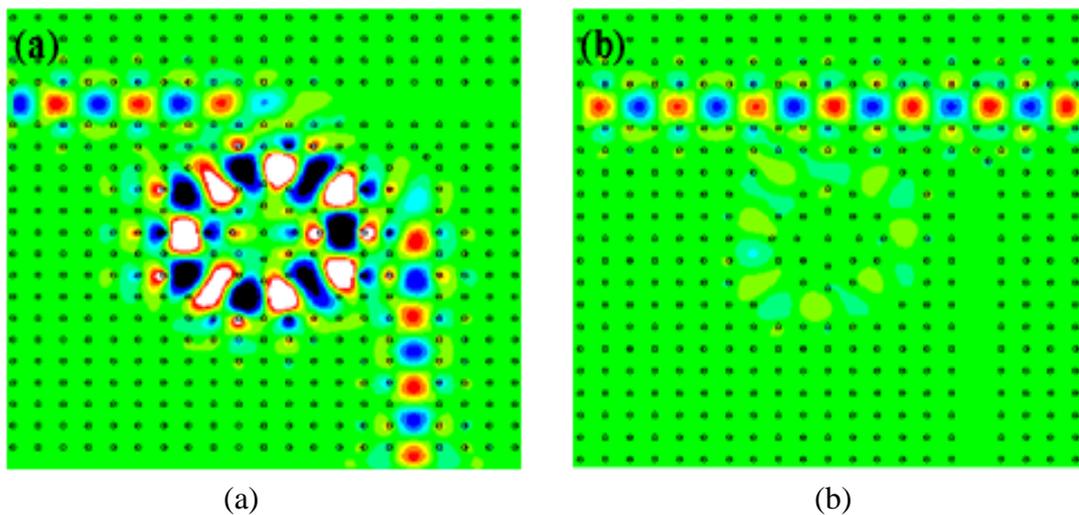


Figure 4.28 : Répartition du champ électromagnétique dans le filtre à extraction pour deux longueurs d'onde différentes : (a) $1.5784 \mu m$ and (b) $1.555 \mu m$.

VI. 4. 2. Accordabilité du filtre

L'accordabilité indique la capacité d'un filtre à extraction à changer sa longueur d'onde de fonctionnement. Disposer d'un CDF accordable permet d'élargir son domaine d'application. On propose de décrire ici les paramètres qui affectent la longueur d'onde résonnante et les caractéristiques du filtre. Ces paramètres incluent l'indice de réfraction et le rayon des tiges intérieures et de toute la structure.

Le premier paramètre que nous allons modifier est l'indice de réfraction des tiges de toute la structure (n). La figure 4.29.a illustre les spectres de transmission normalisés au port C pour différentes valeurs de n . Nous remarquons qu'avec l'augmentation de n , la longueur d'onde de résonance se déplace vers les grandes longueurs d'onde sans un changement significatif dans

les valeurs de l'efficacité d'extraction et du facteur de qualité. Les longueurs d'onde de sortie obtenues sont $\lambda = 1.574 \mu\text{m}$, $\lambda = 1.5784 \mu\text{m}$ et $\lambda = 1.5824 \mu\text{m}$, pour $n = 3.44$, $n = 3.48$ et $n = 3.52$, respectivement.

La figure 4.29.b montre les spectres de transmission normalisé au port C pour différents indices de réfraction des tiges internes, $n_{in} = 3.44$, $n_{in} = 3.48$ et $n_{in} = 3.52$, respectivement. Comme le montre cette figure, en augmentant n_{in} , la longueur d'onde de sortie est décalée vers les longueurs d'onde supérieures. L'efficacité d'extraction et le facteur de qualité sont approximativement constants pour les différentes valeurs de n_{in} . Avec ces indices de réfraction on obtient les longueurs d'onde de sortie $\lambda = 1.5775 \mu\text{m}$, $\lambda = 1.5784 \mu\text{m}$ et $\lambda = 1.5793 \mu\text{m}$, respectivement.

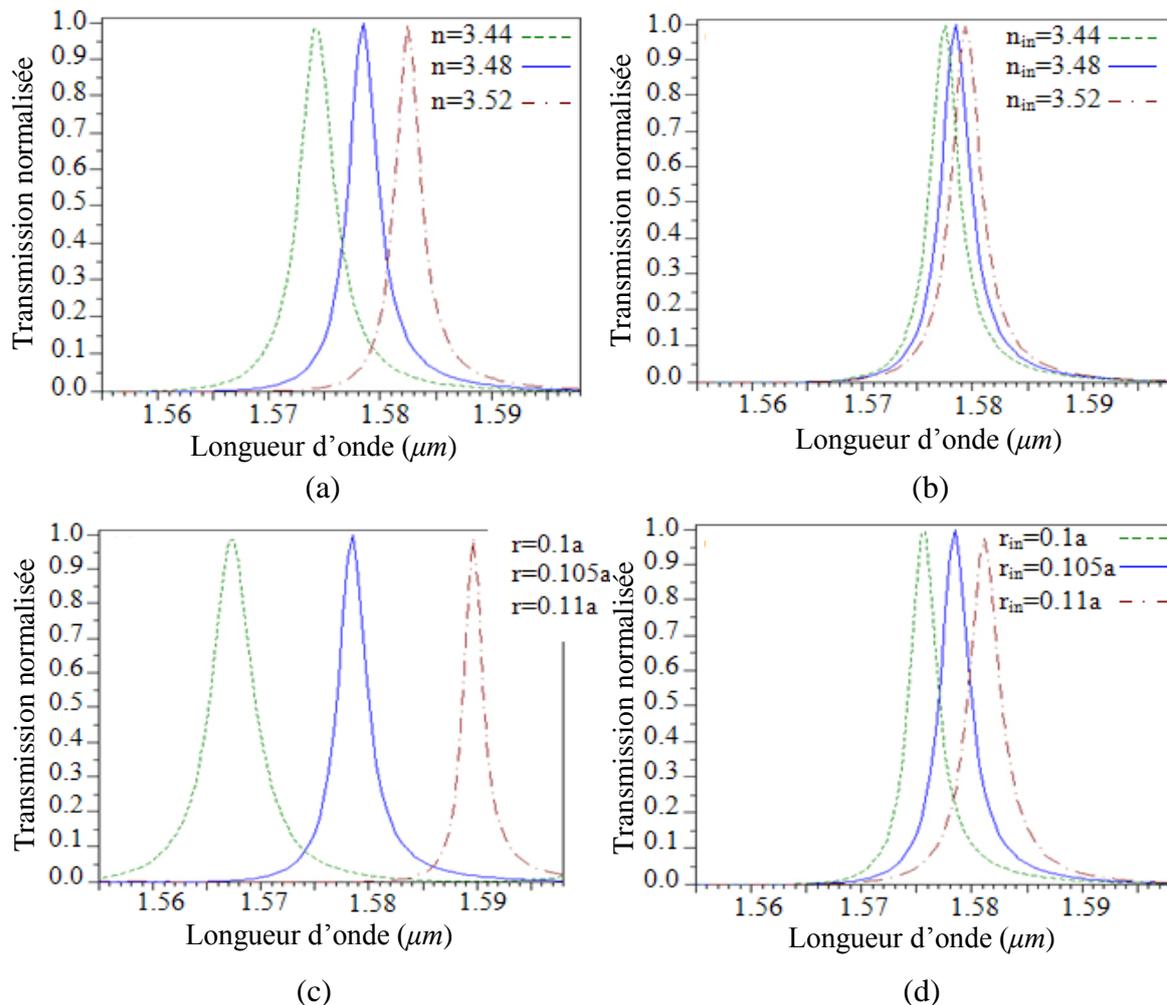


Figure 4.29 : Les spectres de sortie de la structure proposée au port D pour différentes valeurs des (a) indices de réfraction des tiges de toute la structure (n), (b) indices de réfraction des tiges internes (n_{in}), (c) rayons des tiges de toute la structure (r), (d) rayons des tiges internes (r_{in}).

Le rayon des tiges est un autre paramètre qui peut être utilisé pour accorder le CDF. Dans cette partie, nous étudions le changement du rayon des tiges entières sur la longueur d'onde de résonance et le signal de sortie. Les spectres de transmission normalisée de la structure avec trois rayons différents des tiges sont représentés sur la figure 4.29.c. Cette figure montre que pour, $r = 0.1a$, $r = 0.105a$, et $r = 0.11a$, les longueurs d'onde de résonance au port C sont $\lambda = 1.5674 \mu m$, $\lambda = 1.5784 \mu m$ et $\lambda = 1.5896 \mu m$, respectivement. Nous constatons que l'augmentation de r entraîne le déplacement de la longueur d'onde de résonance vers les grandes longueurs d'onde sans aucune modification significative des valeurs de l'efficacité d'extraction et du facteur de qualité.

Sur la figure 4.29.d, sont donnés les spectres de transmission normalisés au port C pour différents rayons des tiges internes, $r_{in} = 0.1a$, $r_{in} = 0.105a$ et $r_{in} = 0.11a$, respectivement. Il est clairement observé que lorsque r_{in} augmente, le pic de résonance se décale vers des longueurs d'onde élevées sans un changement marquant dans les valeurs de l'efficacité d'extraction et du facteur Q . Les longueurs d'onde de sortie obtenues sont $\lambda = 1.5758 \mu m$, $\lambda = 1.5784 \mu m$ et $\lambda = 1.5811 \mu m$, respectivement.

IV. 5. Démultiplexeur à base de PCRRs

Dans cette partie, nous proposons d'étudier un démultiplexeur à base de résonateurs en anneaux à cristaux photoniques en forme de 'plus'. Pour cela, nous reprendrons les mêmes paramètres que dans le paragraphe IV. 2. 2 : réseau carré de tiges en Silicium d'indice de réfraction $n_{Si} = 3.48$, rayon des tiges $r = 0.1*a$, pas du réseau $a = 0.72 \mu m$. Le nombre des motifs dans la direction «Z» reste le même (23 tiges), mais il est égal à 59 dans la direction «X».

Ce démultiplexeur est appelé démultiplexeur à hétéro-structure parce qu'il contient trois régions d'indices de réfraction différents (voir figure 4.30), d'où trois longueurs d'onde de sortie différentes. Les indices de réfraction des régions 1, 2 et 3 sont $n_1 = 3.58$, $n_2 = 3.48$, $n_3 = 3.38$, respectivement. Dans la pratique, ces différents indices de réfraction peuvent être obtenus par effet thermo-optique, où leur valeur peut être contrôlée en augmentant la température du matériau [25].

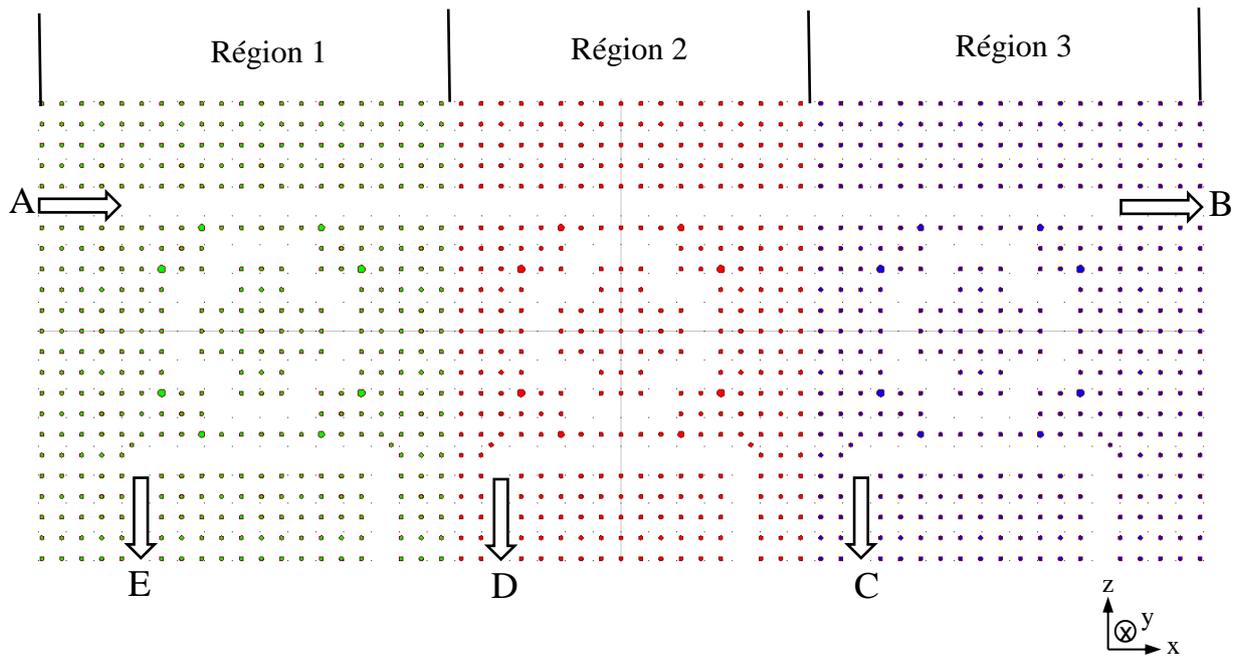


Figure 4.30 : Structure schématique du démultiplexeur proposé.

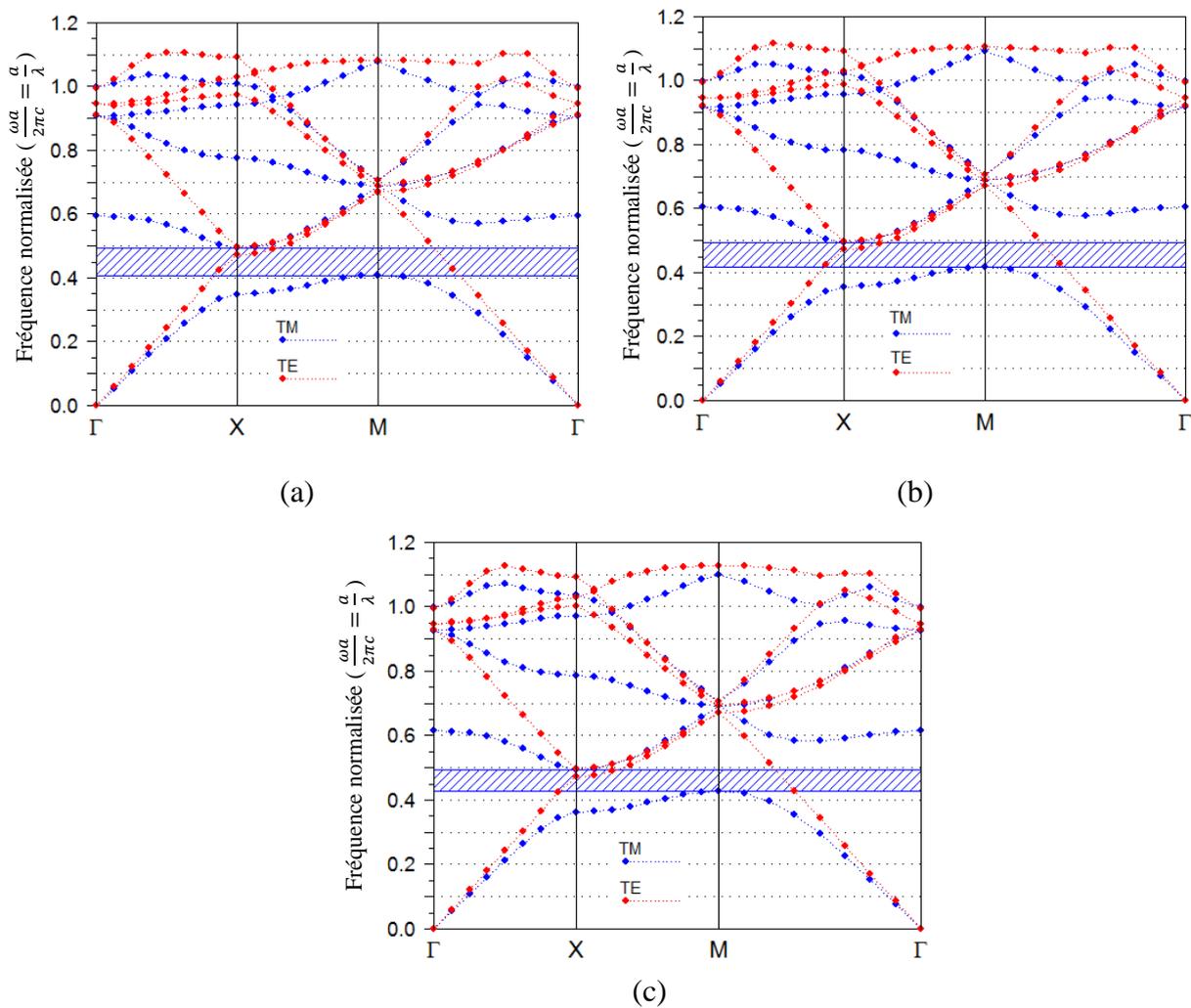


Figure 4.31 : Diagramme de bandes d'un CP-2D constitué par un réseau carré de piliers d'indice de réfraction (a) $n = 3.58$, (b) $n = 3.48$, et (c) $n = 3.38$.

Afin d'éviter les pertes de propagation à l'interface des différentes sous-structures (régions), les bande interdites photoniques de ces dernières doivent se chevaucher dans une certaine gamme de longueur d'onde. Pour cet effet, nous calculons les BIPs des trois sous-structures séparément en utilisant la méthode des ondes planes, et nous présentons les résultats sur la figure 4.31. Les BIPs des trois régions sont :

- $0.408 < a/\lambda < 0.495$: Région 1.

- $0.417 < a/\lambda < 0.495$: Région 2.

- $0.427 < a/\lambda < 0.495$: Région 3.

En principe, trois structures différentes ont chacune leur propre bande interdite. Ces bandes devraient se chevaucher dans certaines gammes de fréquences, ce qui signifie que la bande interdite photonique du démultiplexeur en longueur d'onde à hétéro-structure est le résultat du recouvrement des trois BIPs [26]. Selon les BIPs des trois régions, la bande équivalente est : $0.427 < a/\lambda < 0.495$, correspondant aux longueurs d'onde $1.454 \mu m < \lambda < 1.686 \mu m$. Dans cette gamme de longueur d'onde, l'onde incidente peut se propager dans le guide d'onde en traversant toutes les régions sans être réfléchi.

Le port d'entrée et les ports de sortie sont désignés par A, B, C, D et E, respectivement, comme il est montré sur la figure 4.30. Afin de simuler la structure proposée, nous avons utilisé le logiciel FullWave basé sur la méthode 2D-FDTD. Nous avons aussi utilisé des couches parfaitement adaptées (PML) comme conditions aux limites pour entourer notre structure. A la fin de la simulation, les longueurs d'onde $\lambda = 1.541 \mu m$, $\lambda = 1.55 \mu m$, et $\lambda = 1.5589 \mu m$ sont obtenues à la sortie des canaux C, D et E, respectivement. Les spectres de sortie du démultiplexeur sont donnés sur la figure 4.32. L'espacement entre les canaux est d'environ 9 nm. La caractéristique la plus remarquable de notre structure est son efficacité de transmission élevée, l'efficacité de transmission minimale relevée est de 81.18 % et le facteur de qualité minimal est supérieur à 800.

A partir de la figure 4.32, nous avons pu constater qu'avec la structure proposée, qui est basée sur des PCRRs, un effet de démultiplexage est donc possible. Dans cette conception, un point très important doit être pris en considération : c'est la distance entre les résonateurs, celle-ci doit être choisie judicieusement afin d'éviter toutes interférences entre les PCRRs. Dans nos

simulations, une distance de 9 colonnes de tiges permet d'obtenir des résultats acceptables et aucune interférence n'est possible.

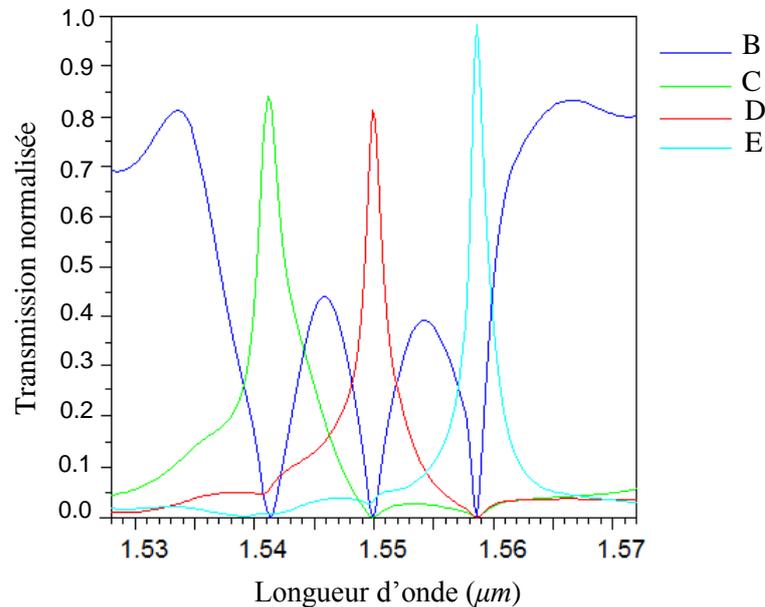


Figure 4.32 : Spectre de transmission du démultiplexeur.

Port	λ (nm)	Q	Transmission (%)	Crosstalk (dB)
C	1541.0	833.16	83.85	-31.50
D	1550.0	1027.3	81.18	-11.82
E	1558.9	1290.5	98.0	-13.97

Tableau 4.6 : Caractéristiques du démultiplexeur.

La diaphonie (ou Crosstalk, CT) est un paramètre très crucial dans la conception des démultiplexeurs en longueur d'onde. Elle représente l'effet indésirable d'un canal sur les autres canaux. Elle est définie par [27] :

$$CT = 10 \log \frac{\text{Transmission pour une longueur d'onde spécifique au port de sortie non souhaité}}{\text{Transmission pour une longueur d'onde spécifique au port de sortie souhaité}} \quad (\text{VI.1})$$

Le niveau de diaphonie entre les canaux de la structure est compris entre -11 et -31 dB. La spécification complète des caractéristiques du démultiplexeur est indiquée dans le tableau 4.6.

En comparaison avec des travaux antérieurs, notre démultiplexeur possède une meilleure transmission que celle obtenue dans les références [28, 29], les valeurs des facteurs de qualité sont supérieures à celles des références [11, 28-30]. Le niveau de diaphonie de notre démultiplexeur est certainement meilleur que celui obtenues dans les références [11, 28].

La distribution du champ dans le démultiplexeur correspondant aux longueurs d'onde à la sortie des ports B, C, D et E, est représentée sur la figure 4.33. Sur cette figure, il est clairement visible que les longueurs d'onde $\lambda = 1.541 \mu m$, $\lambda = 1.55 \mu m$, et $\lambda = 1.5589 \mu m$ (voir figures 4.33.a, 4.33.b et 4.33.c) sont extraite du guide d'onde d'entrée et transférées aux guides d'onde de sortie par l'intermédiaire des trois PCRRs. La longueur d'onde $\lambda = 1.565 \mu m$ ne correspond à aucun mode résonant des trois résonateurs, elle ne sera donc transférée à aucun guide de sortie et continue de se propager à travers le guide bus et le quitte par le port B (figure 4.33.d).

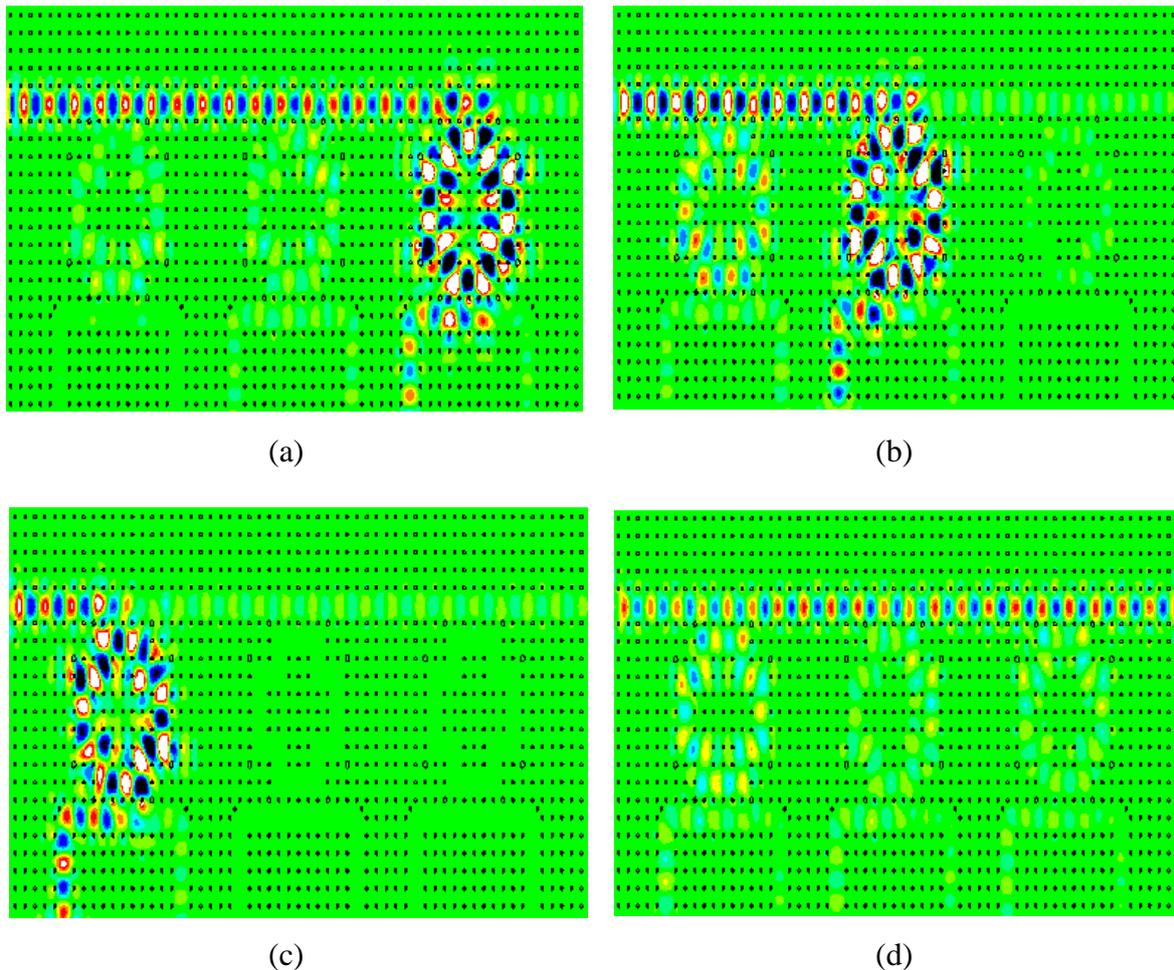


Figure 4.33 : Répartition du champ dans le démultiplexeur aux longueurs d'onde : (a) $\lambda = 1.541 \mu m$, (b) $\lambda = 1.55 \mu m$, (c) $\lambda = 1.5589 \mu m$ et (d) $\lambda = 1.565 \mu m$.

IV. 6. Conclusion

L'idée de ce chapitre était d'explorer de nouveaux types de filtres à extraction à cristaux photoniques qui s'appuient sur le couplage entre des résonateurs en anneaux et des guides d'onde. Les propriétés de ces filtres ont été étudiées par simulations en utilisant le logiciel commercial Fullwave qui utilise la méthode des différences finies dans le domaine temporel à deux dimensions. Nous avons proposé deux types de filtres, le premier contient quatre ports, un port d'entrée et trois ports, dans lequel un PCRR est situé entre deux guides d'ondes parallèles. Tandis que le second comporte trois ports, un port d'entrée et deux ports de sortie, dans lequel un PCRR est introduit entre deux guides d'onde perpendiculaires.

Nous avons consacré une partie de ce chapitre à l'étude d'un démultiplexeur à cristal photonique en utilisant un filtre channel drop à base de PCRR comme élément fondamental pour la conception de ce démultiplexeur. En effet, trois CDFs avec des indices de réfraction différents ont été considérés ; ce qui signifie obtenir des longueurs d'onde de résonance différentes. Les résultats de la simulation ont montrés que ce type de structure permet de démontrer une fonction de démultiplexage de quatre canaux en longueurs d'onde.

Références du chapitre 4

- [1] A. A. M. Kok, J. J. G. M. van der Tol, R. Baets, M. K. Smit, "Reduction of Propagation Loss in Pillar-Based Photonic Crystal Waveguides," *Journal of Lightwave Technology*, vol. 27, pp. 3904–3911, 2009.
- [2] A. A. M. Kok, E. J. Geluk, B. Docter, J. J. G. M. van der Tol, R. Nötzel, M. K. Smit, "Transmission of pillar-based photonic crystal waveguides in InP technology," *Applied Physics Letters*, vol. 91, pp. 201109, 2007.
- [3] W.Y. Chiu, T.W. Huang, Y.H. Wu, Y.J. Chan, C.H. Hou, H.T. Chien, C.C. Chen, "A photonic crystal ring resonator formed by SOI nano-rods," *Optics Express*, vol. 23, pp. 15500–15506, 2007.
- [4] J.P. Berenger, "A perfectly matched layer for the absorption of electromagnetic waves," *Journal of Computational Physics*, vol. 114, pp. 185–200, 1994.
- [5] Y. Zhang, C. Zeng, D. Li, G. Gao, Z. Huang, J. Yu, J. Xia, "High-quality-factor photonic crystal ring resonator," *Optics Letters*, vol. 39, pp. 1282–1285, 2014.
- [6] S. Rezaee, M. Zavvari, H. Alipour-Banaei, "A novel optical filter based on H-shape photonic crystal ring resonators," *Optik*, vol. 126, pp. 2535–2538, 2015.
- [7] S. Robinson, R. Nakkeeran, "Two dimensional Photonic Crystal Ring Resonator based Add Drop Filter for CWDM systems," *Optik*, vol. 124, pp. 3430–3435, 2013.
- [8] M. Youcef Mahmoud, G. Bassou, A. Taalbi, Z. Mohamed Chekroun, "Optical channel drop filters based on photonic crystal ring resonators," *Optics Communications*, vol. 285, pp. 368–372, 2012.
- [9] Z. Ma, K. Ogusu, "Channel drop filters using photonic crystal Fabry-Perot resonators," *Optics Communications*, vol. 284, pp. 1192–1196, 2011.

- [10] J.B. Bai, J.Q. Wang, X.Y. Chen, J.Z. Jiang, H. Li, Y.S. Qiu, Z. Qiang, "Characteristics of 45° photonic crystal ring resonators based on square-lattice silicon rods," *Optoelectronics Letters*, vol. 6, pp. 203–206, 2010.
- [11] F. Monifi, A. Ghaffari, M. Djavid, and M. S. Abrishamian, "Three output port channel-drop filter based on photonic crystals," *Applied Optics*, vol. 48, pp. 804–809, 2009.
- [12] F.L. Hsiao, C. Lee, "A nano ring resonator based on 2D hexagonal lattice photonic crystals," in *IEEE Conference on Optical MEMS and Nanophotonics*, Clearwater, Florida, pp. 107–108, 2009.
- [13] P. Andalib, N. Granpayeh. "Optical add/drop filter based on dual curved photonic crystal resonator," In: *IEEE International Conference on Optical MEMs and Nanophotonics*; Freiburg, p. 170–171, 2008.
- [14] Z. Qiang, W. Zhou, R.A. Soref. "Optical add-drop filters based on photonic crystal ring resonators," *Optics Express*, vol. 15, pp. 1823–1831, 2007.
- [15] A. Ghaffari, F. Monifi, M. Djavid, M.S. Abrishamian, "Analysis of Photonic Crystal Power Splitters with Different Configurations," *Journal of Applied Sciences*, vol. 8, pp. 1416–1425, 2008.
- [16] A. Mekis, J. C. Chen, I. Kurland, S. Fan, P. R. Villeneuve, J. D. Joannopoulos, "High Transmission through Sharp Bends in Photonic Crystal Waveguides," *Physical Review Letters*, vol. 77, pp. 3787–3790, 1996.
- [17] V.D. Kumar, T. Srinivas, A. Selvarajan "Investigation of ring resonators in photonic crystal circuits," *Photonics and Nanostructures – Fundamentals and Applications*, vol. 2, pp. 199–206, 2004.
- [18] R. Bendjelloul, T. Bouchemat, M. Bouchemat, "An optical channel drop filter based on 2D photonic crystal ring resonator," *Journal of Electromagnetic Waves and Applications*, vol. 30, pp. 2402–2410, 2016.
- [19] M.R. Rakhshani, M.A. Mansouri-Birjandi, "Realization of tunable optical filter by photonic crystal ring resonators," *Optik*, vol. 124, pp. 5377–5380, 2013.
- [20] F. Mehdizadeh, H. Alipour-Banaei, S. Serajmohammadi, "Channel-drop filter based on a photonic crystal ring resonator," *Journal of Optics*, vol. 15, pp. 075401, 2013.
- [21] R. Bendjelloul, T. Bouchemat, M. Bouchemat, A. Benmerkhi "New Design of T-Shaped Channel Drop Filter Based on Photonic Crystal Ring Resonator," *Nanoscience and Nanotechnology*, vol. 06, pp. 13–17, 2016.
- [22] M. David, A. Ghaffari, F. Monifi, M.S. Abrishamian, "T-Shaped channel drop filters using photonic crystal ring resonators," *Physica E*, vol. 40, pp. 3151–3154, 2008.
- [23] H. Alipour-Banaei, M. Jahanara, F. Mehdizadeh, "T-shaped channel drop filter based on photonic crystal ring resonator," *Optik*, vol. 125, pp. 5348–5351, 2014.
- [24] F. Sohrabi, T. Mahinroosta, S.M. Hamidi, "Design of 1 × 3 power splitter based on photonic crystal ring resonator," *Optical Engineering*, vol. 53, no. 11, pp. 115104–115104-8, 2014.
- [25] T. Asano, W. Kunishi, M. Nakamura, B.S. Song, S. Noda, "Dynamic Wavelength Tuning of Channel drop Device in Two-dimensional Photonic Crystal Slab," *Electronics Letters*, vol. 41, pp. 37–38, 2005.
- [26] M. Djavid, F. Monifi, A. Ghaffari, M.S. Abrishamian, "Heterostructure wavelength division demultiplexers using photonic crystal ring resonators," *Optics communication*, vol. 281, pp. 4028–4032, 2008.
- [27] S. Rawal, R.K. Sinha, "Design, analysis and optimization of silicon-on-insulator photonic crystal dual band wavelength demultiplexer," *Optics Communications*, vol. 282, pp. 3889–3894, 2009.

- [28] H. Alipour-Banaei, F. Mehdizadeh, S. Serajmohammadi, “A novel 4-channel demultiplexer based on photonic crystal ring resonators,” *Optik*, vol. 124, pp. 5964–5967, 2013.
- [29] M.A. Mansouri-Birjandi, M.R. Rakhshani, “A new design of tunable four-port wavelength demultiplexer by photonic crystal ring resonators,” *Optik*, vol. 124, pp. 5923–5926, 2013.
- [30] M.R. Rakhshani, M.A. Mansouri-Birjandi, “Design and simulation of wavelength demultiplexer based on heterostructure photonic crystals ring resonators,” *Physica E*, vol. 50, pp. 97–101, 2013.

Conclusion générale

Dans de ce travail, nous avons cherché à concevoir quelques éléments nécessaires pour les circuits photoniques intégrés (photonic integrated circuits : PICs) et les systèmes de télécommunications optiques à multiplexage en longueur d'onde (Wavelength Division Multiplexing : WDM).

Pour atteindre de tels objectifs, nous avons choisi de développer des composants à base de cristaux photoniques bidimensionnels de piliers à fort contraste d'indice. Ceux-ci permettent en effet un contrôle de la lumière dans des volumes restreints. Les composants proposés ont été simulés par la méthode des différences finies dans le domaine temporel à deux dimensions (FDTD-2D) et la méthode des ondes planes (PWE) qui sont parfaitement adaptées à l'étude de structures à base de cristaux photoniques.

Tout d'abord, nous nous sommes focalisés sur l'étude des filtres à extraction (Channel drop filters, CDFs) basés sur le couplage entre des guides d'onde et des résonateurs en anneaux à cristaux photoniques (PCRRs). Nous avons proposé deux types de filtres : le premier contient quatre ports, un port d'entrée et trois ports de sortie, dans lequel un PCRR est situé entre deux guides d'ondes parallèles. Tandis que le second comporte trois ports, un port d'entrée et deux ports de sortie, dans lequel un PCRR est introduit entre deux guides d'onde perpendiculaires. Une discussion autour des paramètres permettant l'amélioration du fonctionnement de ces composants a été mise au point. Le but étant d'ajuster ces paramètres afin d'obtenir les meilleures efficacités d'extraction et les facteurs de qualité possibles. Dans le premier filtre, nous avons constaté que l'augmentation des rayons de huit motifs autour du résonateur améliore de manière significative les caractéristiques du CDF. Une efficacité d'extraction et un facteur de qualité de 99 % et 1011 ont été obtenus. Pour le deuxième filtre, l'amélioration de l'efficacité d'extraction et du facteur de qualité impose l'ajout de quatre

tiges à l'intérieur du résonateur. Dans ce cas, une efficacité d'extraction et un facteur de qualité de 100 % et 512.97 ont été obtenus respectivement.

Nous avons ensuite analysé l'effet de différents paramètres sur les caractéristiques de ces filtres. La faisabilité de CDFs accordables utilisant des PCRRs s'est avérée possible, ce qui est certainement très avantageux pour de nombreuses applications dans les réseaux de communication optique, en particulier dans les systèmes WDM.

Cette accordabilité de la longueur d'onde nous a permis de montrer qu'un composant de type démultiplexeur, composé de plusieurs PCRRs, peut être envisagé. Pour sa conception, nous avons utilisé trois CDFs avec des indices de réfraction différents ; ce qui signifie trois longueurs d'onde de sortie différentes. Les résultats de simulation ont montré une efficacité de transmission moyenne supérieure à 87 % et un espacement entre les canaux d'environ 9 nm. La valeur moyenne de la diaphonie entre les canaux de sortie est d'environ -19 dB.

Dans le cadre du couplage entre un guide d'onde et un résonateur en anneaux à cristaux photoniques, afin de concevoir un filtre à extraction, les performances obtenues restent encore améliorables.

Quelques pistes peuvent être envisagées pour optimiser le facteur de qualité du filtre telle une bonne ingénierie de la section de couplage. En effet, l'augmentation de la distance de couplage entre le résonateur et les guides d'onde améliore la réflectivité de cette zone, d'où le bon confinement de la lumière dans le résonateur. Afin d'acquérir un bon facteur de qualité et une bonne transmission simultanément, une configuration différente de celle étudiée jusqu'à présent peut également être exploitée. Il s'agit d'augmenter la distance de couplage et réduire le rayon d'une seule ligne de motifs dans cette zone, pour permettre un passage plus important de la lumière.

Publications et communications:

Publications:

- R. Bendjelloul, T. Bouchemat, M. Bouchemat, "An optical channel drop filter based on 2D photonic crystal ring resonator," *Journal of Electromagnetic Waves and Applications*, vol. 30, pp. 2402–2410, 2016.
- R. Bendjelloul, T. Bouchemat, M. Bouchemat, A. Benmerkhi "New Design of T-Shaped Channel Drop Filter Based on Photonic Crystal Ring Resonator," *Nanoscience and Nanotechnology*, vol. 06, N°1A, pp: 13-17, 2016.
- R. Bendjelloul, T. Bouchemat, M. Bouchemat, "Channel drop filter based on coupled cavity in photonic crystals," *Journal of New Technology and Materials JNTM*, Vol. 04, N°01, pp: 81-85, 2014.

Communications:

- R. Bendjelloul, T. Bouchemat, M. Bouchemat, "Characteristics of T-Shaped Channel Drop Filters Based on Photonic Crystal Ring Resonators," *Frontiers of Quantum and Mesoscopic Thermodynamics*, 27 July - 1 August, 2015, Prague, Czech Republic.
- R. Bendjelloul, T. Bouchemat, M. Bouchemat, "Design and simulation of wavelength demultiplexer using photonic crystal ring resonators," *International Electrical and Computer Engineering Conference (IECEC2015)*, May 23-25, 2015, Sétif, Algeria.
- R. Bendjelloul, T. Bouchemat, M. Bouchemat, "Multichannel drop filter based on photonic crystal ring resonators," *International nanoscience and nanotechnology for next generation (NanoNg)*, August 20-22, 2014, Elazig, Turkey.
- R. Bendjelloul, T. Bouchemat, M. Bouchemat, "Design of photonic crystal demultiplexer," *International Congress on Telecommunication and Application*, April 23-24, 2014, Bejaia, Algeria.
- R. Bendjelloul, T. Bouchemat, M. Bouchemat, "High efficiency coupling technique for photonic crystal waveguides," *First North African Crystallographic Conference NACC1*, November 23-26, 2010, Casablanca, Morocco.
- R. Bendjelloul, T. Bouchemat, M. Bouchemat, "Couplage entre guide diélectrique et guide à cristal photonique par l'intermédiaire d'un taper à cristal photonique," *International Conference on Mining and Metallurgy CI2M*, May 10-12, 2010, Annaba, Algeria.

- R. Bendjelloul, T. Bouchemat, M. Bouchemat, "Etude du couplage entre guide diélectrique et guide à cristal photonique," Colloque National sur les Techniques de Modélisation et de Simulation en Science des Matériaux, 23-24 Novembre 2009, Sidi Bel-Abbès, Algeria.

Résumé :

Dans le présent travail, nous nous sommes focalisés sur l'étude des filtres à extraction (Channel drop filters, CDFs) basés sur le couplage latéral entre des guides d'onde et des résonateurs en anneaux à cristaux photoniques (PCRRs). Nous avons proposé deux types de filtres, le premier contient un PCRR situé entre deux guides d'ondes parallèles, tandis que le second comporte un PCRR introduit entre deux guides d'onde perpendiculaires. Les propriétés de ces filtres sont numériquement étudiées en utilisant la méthode des différences finies dans le domaine temporel à deux dimensions (2D-FDTD). L'amélioration du fonctionnement de ces composants repose sur l'ajustement des paramètres géométriques de la structure ainsi que sa modification par l'introduction de miroirs réfléchissants.

Nous avons par la suite analysé l'effet de différents paramètres sur les caractéristiques de ces filtres. Cette analyse a permis de confirmer qu'un composant de type démultiplexeur, composé de plusieurs PCRRs couplés à des guides d'onde, est envisageable.

Mots clés : Cristaux photoniques, filtre channel drop, résonateur en anneau, efficacité d'extraction, facteur de qualité.

ملخص :

في هذا العمل، ركزنا على دراسة مرشحات استخلاص (Channel drop filters, CDfs) استنادا إلى اقتران جانبي بين موجهاات الموجات والمرنانات الحلقية من البلورات الفوتونية (PCRRs) ، اقترحنا نوعين من المرشحات ، الأول يحتوي على PCRR تقع بين اثنين من موجهاات الموجات متوازية ، في حين أن الثانية لديها PCRR قدم بين اثنين من موجهاات الموجات عمودية. يتم دراسة خصائص هذه المرشحات عدديا باستخدام طريقة الفرق المحدود في المجال الزمني ثنائي الأبعاد. تحسين تشغيل هذه المكونات تقوم على تعديل المعايير الهندسية للهيكل وتعديله من خلال إدخال المرايا المنعكسة.

ثم قمنا بتحليل تأثير العوامل المختلفة على خصائص هذه المرشحات. هذا التحليل قد أظهر أنه يمكن تصميم عنصر من نوع إزالة تعدد الموجات (démultiplexer)، ويتألف من عدة PCRRs مقترنة مع موجهاات الموجات .

الكلمات المفتاحية: البلورات الفوتونية ، مرشحات استخلاص ، المرنانات الحلقية ، كفاءة الاستخراج، عامل الجودة.

Summary :

In this work, we focused on the study of channel drop filters (CDfs) based on the lateral coupling between waveguides and photonic crystal ring resonators (PCRRs). We proposed two types of filters; the first one contains a PCRR located between two parallel waveguides. While the second one includes a PCRR introduced between two perpendicular waveguides. The properties of these filters are numerically studied using the finite difference method in the two-dimensional time domain (2D-FDTD). The improvement of the performance of these components depends on the adjustment of the geometrical parameters of the structure as well as its modification by the introduction of reflective mirrors.

We then analyzed the effect of different parameters on the characteristics of these filters. This analysis made it possible to show that a photonic crystal demultiplexer, composed of several PCRRs coupled to waveguides, can be envisaged.

Key words: Photonic crystals, channel drop filter, ring resonator, extraction efficiency, quality factor.

