

REPUBLIQUE ALGERIENNE DEMOCRATIQUE ET POPULAIRE
Ministère de l'enseignement supérieur et de la recherche scientifique
Université Frères Mentouri – Constantine 1
Faculté des Sciences de l'Ingénieur Département d'Electronique

N° d'ordre :..... Série
:.....

THESE

Présentée en vue de l'obtention du diplôme de
Doctorat en-sciences en Electronique

Option
Optique

Présentée par
Fatima-Zohra MIROUH

Intitulée

**MODELISATION DE L'INFLUENCE DES PARAMETRES
PHYSIQUES ET GEOMETRIQUES DANS DES
STRUCTURES PERIODIQUES: Application à un
démultiplexeur.**

Soutenu-le : ... /... /2020

Devant le jury composé de:

<u>Président</u>	Monsieur	Abdelhafid	CHAABI	Prof.	Univ. Frères Mentouri Constantine1
<u>Directeur de thèse</u>	Monsieur	Mohamed	BOUCHEMAT	Prof.	Univ. Frères Mentouri Constantine1
	Madame	Touraya	BOUCHEMAT	Prof	Univ. Frères Mentouri Constantine1
<u>Membres</u>	Monsieur	Abdessalam	HOCINI	Prof.	Univ. Mohamed Bodiat Mssila
	Madame	Warda	BARKAT	Prof.	Univ. Frères Mentouri Constantine1
	Monsieur	Souheil	MOUETSI	M.C.A	Univ. Oum El Bouaghi

Table des matières

Remerciements.....	i
Liste des abréviations.....	ii
Introduction générale.....	1
Chapitre I. Les cristaux photoniques.....	5
I.1. Introduction.....	5
I.2. Concept des cristaux photoniques.....	5
I.3. Aperçu historique sur les cristaux photoniques.....	6
I.4. Quelques notions essentielles (Analogie avec l'électron).....	6
I.5. Tour d'horizon des différentes classes de cristaux photoniques.....	7
I.5.1 Le miroir de Bragg, un cristal photonique unidimensionnel.....	7
I.5.1.1 Vitesse de phase et vitesse de groupe.....	9
I.5.2. Cristaux photoniques 2D.....	10
I.5.2.1. Polarisation TE et TM.....	13
I.5.2.2 Cartes des bandes interdites.....	14
I.5.3. Les cristaux photoniques tridimensionnels.....	14
I.5.3.1. Structures "Tas de bois".....	15
I.5.3.2. Les opales.....	16
I.6. La BIP dans les cristaux photoniques.....	18
I.6.1. Équations de Maxwell dans des structures diélectriques périodiques.....	18
I.6.1.1. Réduction de l'étude sur la 1ère zone de Brillouin dans un CP bidimensionnel.....	22
I.6.1.1.1. La zone de Brillouin irréductible.....	23
I.6.2. Lois d'échelles.....	24
I.7. Ouverture d'une bande interdite omnidirectionnelle.....	24
I.8. Facteur de remplissage.....	25
I.9. Le contraste d'indice.....	26
I.10. Les cristaux photoniques bidimensionnels planaires.....	26
I.10.1. Initiation aux cristaux photoniques 2D membranaires.....	26
I.10.1.1. Confinement dans les structures bidimensionnelles planaires.....	27
I.10.1.1.1. Dans le plan de périodicité.....	27
I.10.1.1.2. Dans la direction transverse au plan.....	28
I.10.1.1.3. Paramètres influants sur le confinement.....	28
• La Périodicité dans le plan: réseau de tiges/ de trous d'air.....	28
• La cristallographie.....	29
• Le facteur de remplissage.....	30
• Le contraste d'indice : dans le plan et dans la direction transverse.....	31
➤ Dans le plan du cristal.....	31
➤ Dans la direction transverse.....	31

I.10.2. Les hétérostructures à Fort et faible contraste d'indice	32
I.10.2.1. Fort contraste d'indice	32
I.10.2.2. Faible contraste d'indice	32
I.10.3 Le cône de lumière	33
I.10.4. Quelques techniques de conception des cristaux photoniques membranaires	35
I.11. Approximation de l'indice effectif.....	36
I.12. Pertes optiques.....	36
I.12.1. Pertes intrinsèques	37
I.12.1.1. En dessous du cône de lumière	37
I.12.1.2. Dans le cône de lumière	37
I.12.2. Pertes extrinsèques	38
I.12.3. Modèle phénoménologique pour les pertes	38
I.12.3.1 Paramètre de pertes intrinsèques	39
I.12.3.2. Paramètre de pertes extrinsèques	39
I.13. Défauts.....	40
I.13.1. Défauts ponctuels	41
I.13.2. Défauts étendus	42
I.13.3. Exemples de défauts rassemblés	43
I.14. Conclusion.....	43
I.15. Références bibliographiques.....	44
Chapitre II. Les démultiplexeurs à Cristaux Photoniques	
II.1. Introduction.....	50
II.2. Principes de base du multiplexage et démultiplexage: MUX et DEMUX.....	50
II.3. Historique du multiplexage et démultiplexage.....	51
II.4. Séparation entre les canaux.....	51
II.5. Aperçu général sur quelques structures de couplage.....	51
II.5.1. Le couplage classique.....	52
II.5.2. Alternative des cristaux photonique.....	53
II.6. Démultiplexeurs à base des Cristaux photoniques.....	54
II.6.1. Quelques exemples de démultiplexeurs à base des cristaux photoniques	55
II.6.1.1. Démultiplexeurs à hétérostructure.....	55
II.6.1.2. Démultiplexeurs à filtres multicanaux	56
II.7. Couplage entre un guide et une cavité résonnante.....	57
II.7.1. Couplage entre un guide d'onde et une cavité supportant un mode stationnaire : un peu de formalisme	57
II.7.1.1. Couplage mono mode.....	57
II.7.1.1.1. Règles de conception des composants : Filtre ou extracteur	60
II.7.1.2. Couplage à deux modes dégénérés de symétries opposées	61
II.7.2. Exemple de Couplage entre un guide et une cavité résonnante.....	63
II.7.2.1. Etudes préliminaires.....	64

II.7.2.1.1. Excitation de la cavité.....	65
II.7.2.1.2. Excitation du guide.....	66
II.8. Démultiplexeur a base des cavités résonnantes.....	67
II.8.1. Origine du choix de la cavité résonnante.....	68
II.8.2. Quelques topologies de démultiplexeurs à base des cavités résonnantes.....	68
II.8.2.1. Les démultiplexeurs à structures uniformes.....	68
II.8.2.2. Les démultiplexeurs à hétérostructure.....	72
II.9. Performances d'un démultiplexeur à cavité résonnante.....	73
II.9.1. La diaphonie.....	73
II.9.2. Facteur de qualité.....	73
II.9.3. Espacement entre les canaux.....	73
II.9.4. La largeur spectrale (Bandwith).....	73
II.9.5. L'efficacité d'extraction.....	73
II.10. Conclusion.....	73
II.11. Références bibliographiques.....	74
Chapitre III. Les outils numériques d'analyse des Cristaux Photoniques	
III.1. Introduction.....	80
III.2. Méthodes numériques.....	80
III.2.1. Méthode ondes planes.....	80
III.2.1.1. Technique de la supercellule.....	82
III.2.2. La méthode FDTD.....	83
III.2.2.1. Présentation de la méthode FDTD.....	83
III.2.2.2. La modélisation avec la méthode FDTD.....	84
III.2.2.3. Equations de bases FDTD : Principes de base.....	84
III.2.2.4. Développement limité de Taylor.....	85
III.2.2.5. Numérisation et algorithme de Yee.....	86
III.2.2.5.1. Discrétisation spatiale.....	86
III.2.2.5.2. Discrétisation temporelle.....	88
III.2.2.6. Choix des pas spatiaux et temporels.....	91
III.2.2.6.1. Contraintes sur le choix des paramètres d'échantillonnage.....	91
III.2.2.6.2. Conditions de stabilité.....	92
III.3. Conditions aux limites.....	92
III.3.1. Condition PML (perfectly matched layers).....	93
III.3.2. La méthode PML pour la FDTD.....	94
III.3.2.1. Concept de la PML.....	94
III.4. Les outils numériques.....	96
III.4.1. Le logiciel BandSolve.....	96
III.4.2. Le logiciel Fullwave.....	97
III.5. Conclusion.....	97
III.6. Références bibliographiques.....	97

Chapitre VI. Etude numérique des démultiplexeurs à cristaux photoniques : résultats et interprétations

IV.1. Introduction	100
IV.2. Objet de notre étude	100
IV.3. Description de la structure étudiée	101
IV.3.1. Etat de l'art de la structure.....	101
IV.4. Présentation de la cavité	102
IV.5 Propriété optique en fonction de l'indice de réfraction	109
IV.5.1. L'accordabilité de la cavité	110
IV.5.1.1. Influence de l'indice de réfraction	111
IV.6. Présentation du résonateur à base du CP	117
IV.7. Etude du démultiplexeur à trois ports	119
IV.7.1. Présentation du démultiplexeur.....	119
IV.7.2. Résultats et interprétations.....	121
IV.7.2.1. Largeur de bande.....	122
IV.7.2.2. Espacement entre les canaux.....	122
IV.7.2.3. Cartographies du champ.....	122
IV.7.2.4. La diaphonie.....	124
IV.8. Conclusion	125
IV.9. Références bibliographiques	125
Conclusion générale	129
Publications et communications	131
Résumé	132

REMERCIEMENTS

Un grand merci au Professeur monsieur Mohamed BOUCHEMAT, qui a dirigé cette thèse, merci pour sa disponibilité, son soutien et pour ses remarques constructives qui ont su orienter ces travaux dans la bonne direction. Merci également pour le temps passé à relire ce manuscrit.

J'adresse tous mes remerciements à Madame Touraya BOUCHEMAT pour son soutien en cette période de fin de rédaction et pour sa disponibilité, son écoute, et son esprit pédagogique. Je garderai un profond respect pour vous. Je vous remercie très vivement

Je remercie le Professeur monsieur Abdelhafid CHAABI d'avoir accepté de présider le jury.

Je voudrais témoigner de ma gratitude envers les membres du jury, Pr Abdessalam HOCINI, Madame Warda BARKAT et monsieur Souhail MOUATSI qui ont bien voulu examiner ce mémoire

Je voudrais rendre un grand hommage à toute ma famille, à ma mère, mes sœurs Fatiha, Samia, Fairouz sans qui la fierté tirée de ces travaux n'aurait aucun sens.

Je dédie aussi ce travail à mes nièces Nessrine, Maissa et Khawla.

Une mention spéciale pour Mohamed Redha LEBBAL pour sa disponibilité, et sa sympathie.

Mes remerciements s'adressent également aux personnes qui ont fait de ces années de thèse une expérience enrichissante.

Liste des abréviations

CPs :	Cristaux photoniques
CP 1D :	Cristal photonique unidimensionnel
CP 2D :	Cristal photonique bidimensionnel
CP 3D :	Cristal photonique tridimensionnel
BIP :	Bande Interdite Photonique
TE :	Transverse Electrique, polarisation TE
TM :	Transverse Magnétique, polarisation TM
MUX :	Multiplexage
DEMUX :	Démultiplexage
WDM :	Wavelength Division Multiplexing, système à multiplexage en longueur d'onde
DWDM :	Dense Wavelength Division Multiplexing, système à multiplexage en longueur d'onde dense
Add-Drop Filter :	Filtre à insertion-extraction
PICs :	Photonic Integrated Circuits, circuits photoniques intégrés
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 decomposition en ondes planes
PML :	Perfect Matched Layers, couches absorbantes parfaitement adaptées
RIE :	Reactif ionic etching, la gravure ionique réactive
PL :	Photoluminescence
HPC :	Heterostructure Photonic Crystal, Cristal photonique à Hétérostructures
PCWs :	Photonic Crystal Waveguides, guides d'ondes à cristaux photoniques
CT :	Cross-Talk, diaphonie

Introduction générale

Le domaine des télécommunications a connu un essor considérable avec l'avènement de l'internet.

L'évolution de l'accroissement du débit et du volume des données ont conduit le monde à entrer dans l'ère des "big data", dans laquelle les efforts sont déployés pour traiter des volumes immenses de données brutes. Cependant, alors que les ordinateurs personnels ont atteint un niveau de performance amplement suffisant pour un usage privé, leur capacité à communiquer entre eux reste très médiocre. L'information véhiculée à travers les données échangées entre les ordinateurs reliés à internet et transitant par les lignes téléphoniques est codée sous forme d'impulsions électriques se propageant d'un point à un autre via des câbles métalliques. Ce procédé s'est imposé naturellement car le réseau téléphonique constitue le réseau le plus développé à l'échelle planétaire. Pourtant, ses inconvénients sont nombreux: faibles débits, dépense énergétique élevée, coût et fragilité des câbles métalliques... Pour améliorer la situation et répondre à la demande croissante de hauts débits, une solution alternative consiste à coder les données sous forme d'impulsions lumineuses qui transitent par des fibres optiques. Les avantages sont multiples: débits théoriques très élevés, faible dépense énergétique, résistance et faible coût des fibres optiques.

L'optique s'est alors imposée comme une alternative crédible aux interconnexions métalliques classiques. La transmission de l'information, tout en étant rapide, est également libérée des problèmes d'interférences parasites.

Les communications optiques se sont avérées être avantageuses sur les longues distances, grâce à la photonique silicium. L'émergence de la photonique silicium a vu le jour de manière balbutiante parallèlement à l'amélioration des technologies de fabrication de la microélectronique CMOS (Complementary Metal Oxide Semiconductor)

Toutefois, les objectifs conjoints d'un accroissement de la densité de composants optiques et la réduction de leur consommation d'énergie tendent à requérir une exaltation de l'interaction lumière-matière dans des volumes toujours plus faibles. Pour cela, les cristaux photoniques sont des candidats appréciés grâce à leurs propriétés de confinement de la lumière et de dispersion. Les cristaux photoniques ou matériaux à bandes interdites photoniques ont été proposés en 1987 par E. Yablonovitch comme analogues pour l'optique intégrée des semi-conducteurs. Les cristaux photoniques sont des structures dont l'indice diélectrique varie périodiquement à l'échelle de la longueur d'onde dans une ou plusieurs directions de l'espace. La périodicité de l'indice diélectrique joue le même rôle pour les photons que la périodicité du potentiel ionique dans un cristal pour les électrons. De même qu'il existe des bandes permises et des bandes interdites pour les électrons, il apparaît des bandes interdites pour les photons dans les cristaux photoniques. Ces matériaux peuvent

Introduction générale

en effet offrir aux photons (suivant leurs énergies) toute la panoplie des comportements arborés par les électrons dans un réseau cristallin: le photon peut se voir interdire certaines bandes d'énergie (bande interdite photonique), être contraint, à d'autres énergies, à ralentir brusquement, voire à s'immobiliser... Une bande photonique correspond à un mode qui se propage dans le cristal photonique. Une bande photonique interdite correspond à un intervalle d'énergie où la propagation de la lumière est interdite dans certaines directions du cristal photonique. Les cristaux photoniques offrent la possibilité de contrôler la propagation de la lumière et ceci, sur la dimension de l'ordre de grandeur de la longueur d'onde dans le matériau. C'est notamment cette propriété qui les rend intéressants pour de nombreuses applications. Les cristaux photoniques ont alors suscité un très vif intérêt au sein de la communauté scientifique pour devenir l'un des sujets de recherche les plus actifs toutes disciplines confondues. A l'heure actuelle, ils constituent plus que jamais un matériau prometteur pour la réalisation de composants pour l'optique intégrée. Si l'on introduit des défauts dans le cristal photonique, de nouveaux états permis apparaissent et la lumière peut être confinée selon plusieurs dimensions en fonction du défaut et la dimensionnalité du cristal photonique. Par exemple, si l'on introduit un défaut unidimensionnel dans un cristal photonique bidimensionnel, la lumière est confinée en deux dimensions. Une cavité dans un cristal photonique bidimensionnel est créée si l'on introduit un défaut ponctuel dans la structure, la lumière y est ainsi confinée et peut être couplée avec un autre guide, ce qui constitue un filtre par exemple. En utilisant ces concepts de base, il est alors possible de concevoir des dispositifs complexes pour l'optique intégrée avec les cavités et les guides d'onde. L'introduction d'éléments à base de cristaux photoniques permettrait de traiter toute l'information sous la forme lumineuse, de miniaturiser les circuits actuels et finalement de limiter les coûts. C'est la raison pour laquelle de nombreuses propositions pour des dispositifs à base de cristaux photoniques ont été faites et parfois déjà réalisées. Si l'idée proposée par L. Brillouin, de s'intéresser à l'électromagnétisme des milieux périodiques, paraît simple dans son principe, de nombreuses applications parfois complexes en ont découlé. Ces études ont conduit à de nombreux travaux sur des structures unidimensionnelles dans un premier temps, avec en optique des travaux sur les réseaux de Bragg. Quelques années plus tard, les structures bi ou tridimensionnelles ont été considérées. C'est notamment le développement des possibilités expérimentales qui a permis de les étudier. Les nombreuses applications que l'on a pu prévoir, très rapidement, ont créé un regain d'intérêt pour l'étude des propriétés optiques des matériaux structurés en deux ou trois dimensions. On s'intéresse alors à des dispositifs de guidage, de filtrage, du démultiplexage bien plus riches que les simples miroirs de Bragg. Potentiellement, les cristaux photoniques bidimensionnels présentent des propriétés de bandes interdites et/ou permises pour les photons tout à fait originales.

Les démultiplexeurs comptent parmi les dispositifs de base dans les systèmes de télécommunication par la fait qu'ils sont capables d'extraire d'une façon sélective les longueurs d'onde de résonance issues par la suite d'un mécanisme optique dans des zones appelées de couplage. Cette propriété de

Introduction générale

sélectivité confiée au démultiplexeurs fait de ces composants à base de cristal photonique de réels concurrents dans l'optique intégrée.

Un démultiplexeur est généralement formé de plusieurs unités appelées des filtres et qui assurent chacun avec ses propriétés géométriques et physiques la tâche principale de filtrage d'une longueur d'onde de résonance bien précise. Plusieurs topologies de filtres ont vu le jour jusqu'à maintenant avec pour tâche une performance très exigée lors de l'extraction des efficacités de transmission et du facteur de qualité ainsi qu'un faible taux de diaphonie (Crosstalk) et espacement entre les canaux. Le dénominateur commun de toutes ces configurations est la proposition d'une zone à fort couplage et un bon confinement de la lumière qui s'y propage. Dans la bibliographie, on trouve des filtres à base de résonateurs en anneau ou le filtrage est assuré par deux guides d'onde parallèles et un résonateur placé au milieu ou bien une configuration de cavité résonnante qui est couramment utilisée et est présentée sous diverses formes. Nous en citons les cavités à rayons modulés, positions ajustées ou à indices altérés. D'autant plus que la combinaison de toutes ces configurations a été mise en évidence aussi afin d'augmenter les performances du composant. Avec un filtre présentant un bon confinement, nous pouvons envisager un démultiplexeur opérationnel avec toutes les exigences souhaitées.

La problématique est de définir un démultiplexeur qui soit en mesure d'assurer la fonction de sélectivité d'une ou de plusieurs longueurs d'onde de résonances avec l'ajustement de sa configuration aussi bien physique que géométrique.

L'objectif de notre travail est l'étude des propriétés géométriques et physiques d'une structure bidimensionnelle à base de cristal photonique avec comme application : l'étude d'un démultiplexeur à base de cavité résonnante.

La présente thèse s'articule autour de quatre chapitres :

Le premier chapitre est consacré à l'exposition du concept des cristaux photoniques et de leurs différentes classes ainsi que l'analogie électron-photon qui a fait apparaître ces structures. Une présentation de l'ouverture de la bande interdite photonique (BIP), la notion de la première zone de Brillouin et de sa zone irréductible sera discutée. Les cristaux photoniques bidimensionnels membranaires avec leurs types et leurs caractéristiques géométriques ainsi que leurs pertes optiques ont été mise en évidence. Les différents types de défauts dans les structures bidimensionnelles et leurs intérêts pour la présence de modes défauts dans la BIP ainsi que leurs applications seront aussi intégrés dans ce chapitre avec la possibilité d'en présenter différentes combinaisons.

Le deuxième chapitre consiste à présenter le concept des démultiplexeurs et les paramètres caractérisant leurs performances, ainsi nous allons exposer le phénomène de couplage entre une cavité et un guide d'onde et discuter les différentes façons de la propagation de l'onde électromagnétique qui s'y trouve. Un tour d'horizon sur l'ensemble des configurations qui ont déjà été proposées et plus particulièrement les cavités résonnantes dans les démultiplexeurs à structures uniformes et hétéros.

Introduction générale

Le troisième chapitre sera consacré aux quelques méthodes de modélisation des cristaux photonique et particulièrement la méthode des différences finies (FDTD) et celle des ondes planes et qui seront exploitées pour la simulation de la structure et ceci par le biais du logiciel Fullwave de Rsoft.

Le quatrième chapitre exposera les différents résultats de simulation de la structure proposée. Nous étudierons un filtre à cavité résonnante formé de deux guides d'onde de part et d'autre et d'une cavité au centre. Les différents paramètres influant sur la réponse spectrale du filtre et leur ajustement seront pris en compte pour une extraction maximale du composant.

Nous avons procédé à l'intégration de plusieurs filtres à caractéristiques optiques différentes qui a permis la mise en place d'un démultiplexeur dont la tâche est la sélectivité des longueurs d'onde de résonance avec le maximum d'efficacité en transmission et le minimum de diaphonie entre les canaux.

Une conclusion générale à la fin de ce travail exposera notre principale contribution ainsi que les perspectives attendues.

CHAPITRE I

LES CRISTAUX

PHOTONIQUES

I.1. Introduction :

Dans le domaine de la nanophotonique, l'apparition depuis plusieurs décennies des cristaux photoniques a permis la conception d'applications réellement performantes notamment dans le domaine des lasers infrarouges [1-6] avec la possibilité d'exploiter des cavités ultra-résonnantes ou dans le domaine du guidage avec les fibres optiques microstructures [7-11].

Les cristaux photoniques (CPs) sont de plus en plus utilisés en micro-optique intégrée. La majorité des composants optiques (laser, filtre, guide d'onde, fibre etc.) a été revisitée avec ces nouveaux outils grâce à l'utilisation des propriétés de bande interdite photonique et des effets de couplage de la lumière avec certains défauts du cristal photonique (ponctuels, linéiques etc.) [12].

En optique, l'ingénierie de dispersion s'est naturellement tournée vers les cristaux photoniques pour leur capacité à bloquer la propagation des photons [11,13,14,15]. Il s'agit de structures tout diélectriques, usinées à l'échelle de $\lambda/2$ à $\lambda/4$ ce qui les rend compatibles avec des applications en optique ($\lambda \sim 1 \mu\text{m}$) avec les technologies actuelles de la micro et de la nanoélectronique. Ce chapitre introductif se propose donc, en partant des équations constitutives de ces matériaux, d'explorer leurs propriétés (principalement pour les réseaux bidimensionnels).

Nous passerons en revue les différentes catégories des CPs. Ceux-ci seront classés suivant leur dimensionnalité. Leurs intérêts et leur technologie associée seront discutés.

Dans une grande partie de ce travail, nous nous focaliserons sur les cristaux photoniques bidimensionnels et leurs caractéristiques qui en font des structures les mieux adaptées aux nouvelles technologies nanométriques.

I.2. Concept des cristaux photoniques :

Les cristaux photoniques sont des structures diélectriques dont la constante diélectrique est modulée de façon périodique à l'échelle de la longueur d'onde optique, et à fort contraste d'indice de réfraction. Autrement dit c'est d'un arrangement périodique de matériaux diélectriques. [16-18].

Le nombre de directions de la périodicité de l'indice optique indique le type de cristal photonique [16] voir figure I.1 :

- Périodicité dans une seule direction : cristal photonique 1D ou encore miroir de Bragg
- Périodicité dans deux directions de l'espace : cristal photonique 2D;
- Périodicité dans toutes les directions de l'espace : cristal photonique 3D.

Dans un tel milieu, la propagation de la lumière exhibe des propriétés, si ce n'est exotiques, du moins étonnantes. Ces matériaux peuvent en effet offrir aux photons (suivant leurs énergies) toute la panoplie des comportements arborés par les électrons dans un réseau cristallin: le photon peut se voir interdire certaines bandes d'énergie (bande interdite photonique BIP), être contraint à d'autres énergies, à ralentir brusquement, voire à s'immobiliser. Les cristaux photoniques tridimensionnels permettent un contrôle de la lumière dans toutes les directions de l'espace et c'est ce qui en fait leur principal intérêt. Cependant, leurs méthodes de fabrication restent très délicates et ce, malgré des avancées

remarquables. Elles sont de plus, incompatibles actuellement avec les techniques de fabrication de la microélectronique en technologie planaire. Il paraît encore difficile d'envisager leur intégration en tant que composants dans des circuits photoniques intégrés. C'est pourquoi nous ne nous attarderons pas sur ce type de cristaux photoniques.

En revanche, les cristaux photoniques 1D communément appelés miroirs de Bragg, ont démontré depuis longtemps leur grand intérêt. Plus récemment, les cristaux photoniques bidimensionnels ont connu un développement considérable. Leurs propriétés de dispersion, leurs procédés de fabrication compatibles avec les technologies issues de la microélectronique, la possibilité d'intégration hétérogène de matériaux passifs ou actifs, rendent ces structures tout à fait intéressantes pour la réalisation de composants pour les circuits photoniques intégrés [16].

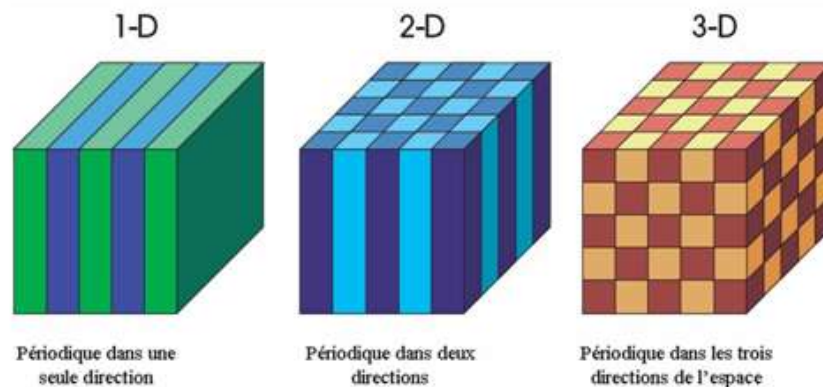


Figure I.1 Les différentes classes de cristaux photoniques : 1D, 2D et 3D.

I.3. Aperçu historique sur les cristaux photoniques :

Les premières études de milieux périodiques remontent aux travaux de Léon Brillouin. Ensuite, les travaux, notamment de Yablonovitch [19, 20, 21], ont déclenché un fort engouement pour les cristaux photoniques en montrant toutes les possibilités offertes par la présence d'une structure de bande (alternance de bandes passantes et interdites) dans des structures artificielles usinées aux dimensions de la longueur d'onde. Depuis 1987, les études, expérimentales, et théoriques se sont multipliées, et l'on sait aller aujourd'hui de la modélisation théorique à l'application, en passant par la réalisation du prototype en micro ondes, ou même proche infrarouge.

I.4. Quelques notions essentielles (Analogie avec l'électron) :

En physique du solide, le comportement des électrons dans un cristal est régi par un potentiel périodique (à cause de la périodicité atomique) [16,22] qui autorise ou qui interdit la propagation des électrons dans certaines directions appelées bandes interdites (ou gap). La périodicité du potentiel permet d'appliquer le théorème de Bloch aux solutions de l'équation de Schrödinger pour les électrons

soumis à ce potentiel périodique (appelé aussi potentiel cristallin). Il en découle des propriétés essentielles pour la propagation des électrons. Les relations de dispersion ou structures de bandes, donnant les énergies en fonction du vecteur d'onde de l'espace réciproque sont ainsi constituées de bandes permises, où la propagation est autorisée, et de bandes interdites, qui peuvent être complètes (c'est-à-dire dans toutes les directions de l'espace réciproque) si le potentiel est important où la propagation est impossible (c'est le cas des semi-conducteurs, qui possèdent une bande interdite complète entre la bande de valence et la bande de conduction) [22].

Par analogie avec le comportement des électrons dans un potentiel cristallin, il est possible de décrire la propagation des photons dans un potentiel créé cette fois par la périodicité de l'indice optique, nous avons donc une alternance périodique de matériaux diélectriques macroscopiques qui conduit à une variation périodique de l'indice optique. En effet, la périodicité de l'indice de réfraction joue ici le même rôle pour les photons que le potentiel périodique pour les électrons [16,22]. Il sera alors possible de définir, en appliquant le théorème de Bloch pour un milieu diélectrique structuré sans pertes, une structure de bandes pour les photons qui donnera la valeur de la fréquence pour chaque bande permise en fonction du vecteur d'onde de l'espace réciproque. On parlera alors de bandes interdites photoniques où la propagation des photons sera impossible pour certaines fréquences dans certaines directions. Autrement dit [20], si les constantes diélectriques des matériaux sont suffisamment différentes, et si l'absorption de la lumière y est faible, on assiste alors aux mêmes phénomènes pour les photons que pour les électrons dans un réseau cristallin [23]. Les états permis, ou bandes permises, seront à l'inverse des lieux où la propagation des photons sera possible [16].

I.5. Tour d'horizon des différentes classes de cristaux photoniques :

Les cristaux photoniques 1D aussi appelés miroirs de Bragg, ont présenté une grande utilité depuis des décennies. Les cristaux photoniques bidimensionnels ont été sujets de plusieurs pas géants de recherches. Leurs propriétés optiques, l'adaptation de leurs techniques de fabrication, font de ces structures des candidats prometteurs pour l'optique intégrées. En revanche, les cristaux photoniques tridimensionnels permettent un contrôle de la lumière dans les trois dimensions de l'espace. Leurs procédés de fabrication sont compliqués et par conséquent leur intégration est considérée une tâche difficile.

I.5.1 Le miroir de Bragg, un cristal photonique unidimensionnel :

Pour aborder l'étude des cristaux photoniques et dans le but d'illustrer le phénomène d'apparition de bande interdite photonique et des propriétés qui en découlent, nous prenons l'exemple du classique miroir de Bragg. Nous allons donc étudier le cas simple d'un milieu dont la constante diélectrique est périodique suivant une seule dimension. Ce milieu peut être constitué d'une alternance de couches de diélectriques de permittivités différentes ϵ_1 et ϵ_2 . Cette structure portant le nom de miroir de Bragg est souvent utilisée pour réaliser les miroirs de cavités lasers (VECSELs par exemple) [24].

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 respectivement, fig. I.2(a). La période est $a = a_1 + a_2$ dans la direction de l'empilement. A chaque nouvelle cellule du réseau direct, l'onde subit une réflexion. Le déphasage entre deux ondes réfléchies successives est $2ka$. Tant que $2ka$ est très différent de 2π , les ondes réfléchies successivement n'interfèrent pas constructivement. En bord de zone de Brillouin, k se rapproche de π/a et les ondes réfléchies par les interfaces successives sont en phase. L'onde incidente de vecteur d'onde k donne naissance à une onde réfléchie de vecteur d'onde $-k$. La périodicité du milieu diélectrique couple ces deux ondes de même énergie ω_0 et forme deux ondes stationnaires d'énergies distinctes ω_1 et ω_2 . Cette levée de dégénérescence ouvre une bande d'énergie interdite dans la direction normale à l'empilement. Lorsque les épaisseurs optiques des différentes couches sont égales ($n_1 a_1 = n_2 a_2$), la largeur $\Delta\omega$ de cette bande interdite ne dépend que du contraste d'indice [24,25]:

(1.1)

$$\Delta\omega = \frac{4}{\pi} \omega_0 \sin^{-1} \left| \frac{n_1 - n_2}{n_1 + n_2} \right|$$

où n_1 et n_2 sont les indices de réfraction des deux matériaux diélectriques. La largeur de la bande interdite est d'autant plus faible que le contraste d'indice diminue. De part et d'autre de la bande interdite, les modes optiques propres de la structure sont stationnaires: la puissance du mode d'énergie ω_1 se concentre dans le diélectrique tandis que celle du mode d'énergie ω_2 se concentre dans l'air. Pour cette raison, les bandes de transmission correspondantes sont désignées respectivement par bande d'air et bande diélectrique. Lorsque l'onde se propage à incidence oblique, fig. I.2(b), elle sonde un milieu de période différente. Lorsque l'angle d'incidence augmente au-delà d'un angle critique α_0 , les bandes interdites ne se recouvrent plus et la propagation de l'onde est à nouveau autorisée à la fréquence ω_0 . Le cône d'angle au sommet α_0 définit l'ouverture angulaire de la bande interdite: à l'intérieur de ce cône, aucune onde électromagnétique ne peut se propager à la fréquence ω_0 [25]. La figure I.2(c) représente le diagramme de bande pour une structure uniforme [25]. L'étude de la structure de bandes d'un cristal photonique est donc riche en informations. Elle permet en effet de connaître [16]:

- Les états permis dans le cristal photonique.
- Les densités d'états associés aux modes de Bloch.
- Les positions et les largeurs des bandes interdites.
- La répartition du champ dans la structure.

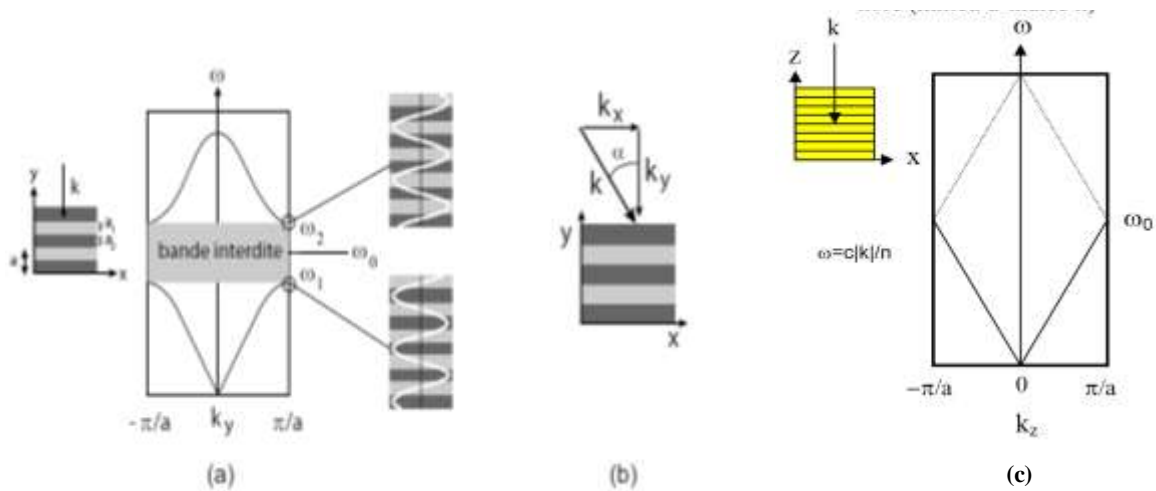


Figure I.2: (a) Relation de dispersion d'un cristal photonique unidimensionnel (miroir de Bragg) à incidence normale: une bande d'énergie interdite apparaît en bord de zone de Brillouin [25]. (b) Incidence oblique [25]. (c) Diagramme de bande pour une structure uniforme [16].

I.5.1.1 Vitesse de phase et vitesse de groupe :

Considérons un paquet d'ondes dont le spectre est étroit et centrée sur la pulsation ω_0 et soit k 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 d'un cristal photonique unidimensionnel 1D, cette vitesse peut être définie par [26]:

$$v_g = \left(\frac{\partial \omega}{\partial k} \right)_{k=k_0} \tag{1.2}$$

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

$$v_\phi = \frac{\partial x}{\partial t} = \frac{\omega}{k_0} \tag{1.3}$$

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

$$v_g = v_\phi - \lambda \frac{\partial v_\phi}{\partial \lambda} \tag{1.4}$$

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 bidimensionnel et tridimensionnel, la vitesse de groupe peut être définie par la relation suivante:

$$\vec{v}_g = \text{grad}_{\vec{k}}(\omega) \quad (1.5)$$

La dérivée de la relation de dispersion représente la vitesse de groupe de la lumière.

I.5.2. Cristaux photoniques 2D :

Les difficultés de fabrication des structures 3D ont conduit à envisager la réalisation et l'étude de structures 2D [25]. Un cristal photonique 2D parfait est périodique dans le plan (Oxy) et infiniment long dans la direction (Oz), figure I.3 [27]. Il possède une bande interdite dans le plan (Oxy).

Ces dispositifs n'existent pas en réalité puisque seules des structures de hauteur finie peuvent être fabriquées. Néanmoins de bonnes approximations peuvent être obtenues lorsque les rapports d'aspect « hauteur/périodicité » sont suffisamment importants [22].

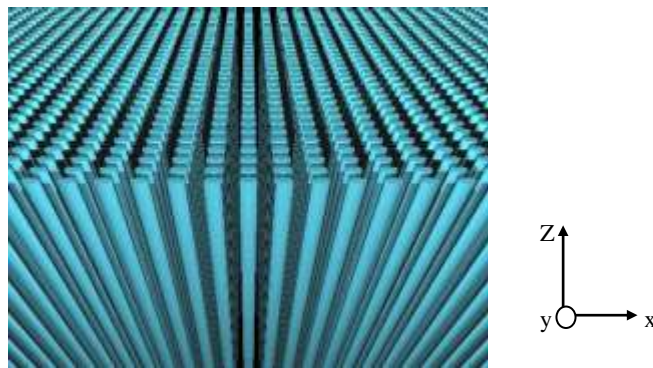


Figure I.3 Vue d'artiste d'un cristal photonique bidimensionnel. Source : Patrick Nedel [22]

Dans le cas des cristaux photoniques 2D, l'indice optique présente une modulation bidimensionnelle (suivant deux directions de l'espace (x,y)). Ils peuvent présenter une bande interdite dans toutes les directions du plan de périodicité de l'indice (x,y), ce qui permet un contrôle spatial des photons dans ce plan. Le motif élémentaire de cristaux photoniques 2D prend soit la forme d'un trou ou d'un pilier et l'on distingue généralement trois types de mailles : les mailles carrée, triangulaire et graphite, figure I.4, qui sont les plus communément répandues. Alors que dans le cas du miroir de Bragg, une seule direction de propagation était étudiée, il faut désormais prendre en compte l'ensemble des directions de propagations dans le plan (x,y) [16].

La figure I.5 montre l'exemple d'un cristal photonique 2D réalisé dans du silicium par gravure électrochimique d'un réseau de trous d'air [17,28]. Le rapport hauteur/diamètre des trous atteint environ 67:1, soit une profondeur de 100µm pour une période de 1.5µm. L'insertion de défauts est

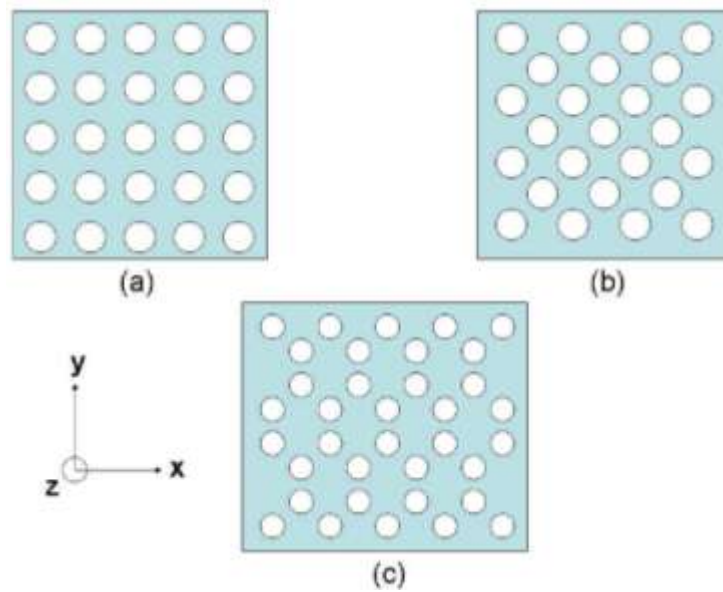


Figure I.4 : Exemples de réseaux bidimensionnels : (a) réseau carré ; (b) réseau triangulaire ; (c) réseau graphite ; La direction z est considérée infinie [22].

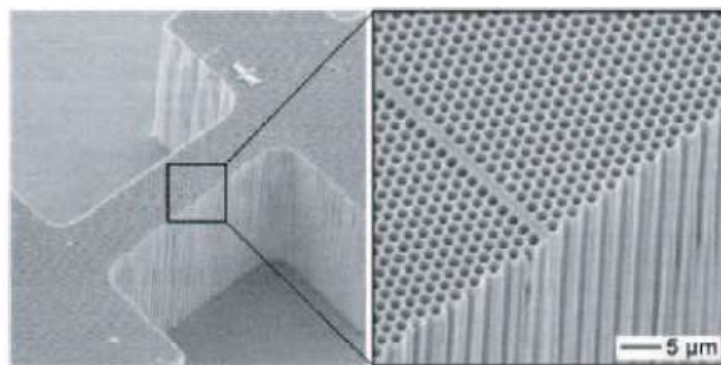


Figure I.5 Cristal photonique 2D à base de silicium macroporeux avec un défaut unidimensionnel. Les pores sont séparés de $1.5 \mu\text{m}$ et sont profonds de $100 \mu\text{m}$, [28].

plus simple que dans les cristaux photonique 3D voir figure I.5, mais l'absence de confinement vertical est gênante pour les applications en optique intégrée.

La fréquence d'un mode est d'autant plus faible que son énergie électrique est concentrée dans les zones de forte constante diélectrique ϵ du cristal. Prenons maintenant l'exemple d'un réseau carré, et illustrons à nouveau, comme dans le cas du cristal photonique 1D, la formation de la bande interdite photonique. La figure I.6 montre l'exemple d'une structure bidimensionnelle qui est un bloc d'InP perforé par un réseau carré de trous d'air. En inscrivant ce réseau périodique dans la matrice d'InP, la relation de dispersion est modifiée et une bande interdite est formée au bord de la zone de Brillouin. L'évolution du diagramme de bande montre qu'au fur et à mesure que le rayon des trous augmente, la bande interdite photonique devient plus grande [22]. Les profils des modes de Bloch lents des deux

bandes, pris en bord de zone de Brillouin sont montrés sur la figure I.7. On peut observer que les deux modes ont la même symétrie mais qu'ils concentrent leur énergie préférentiellement, comme dans le cas 1D, soit dans la région de fort indice, soit dans la région de faible indice.

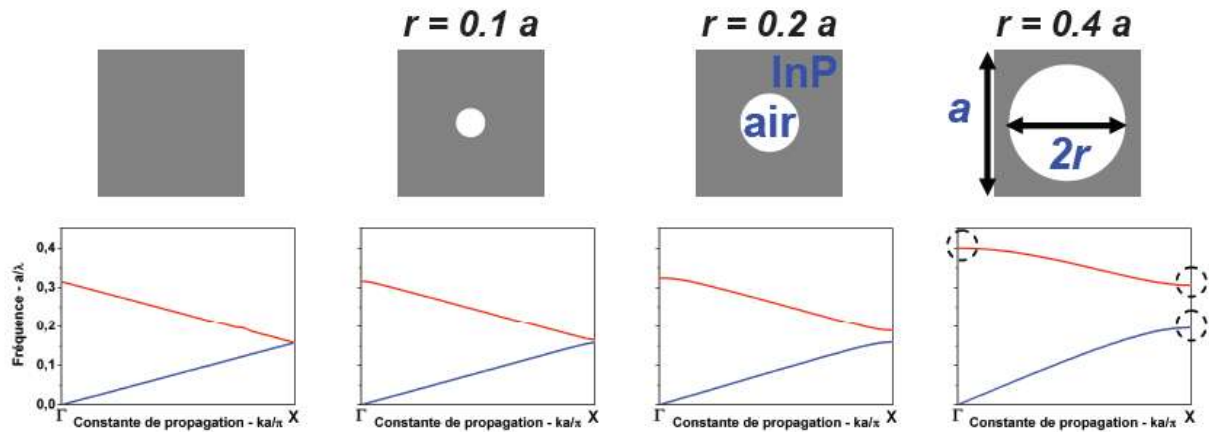


Figure I.6 : Evolution de la structure de bande 2D, dans la direction ΓX , d'un réseau carré de trous d'air dans une matrice d'InP en fonction du rayon des trous (i.e. du facteur de remplissage en air) [22].

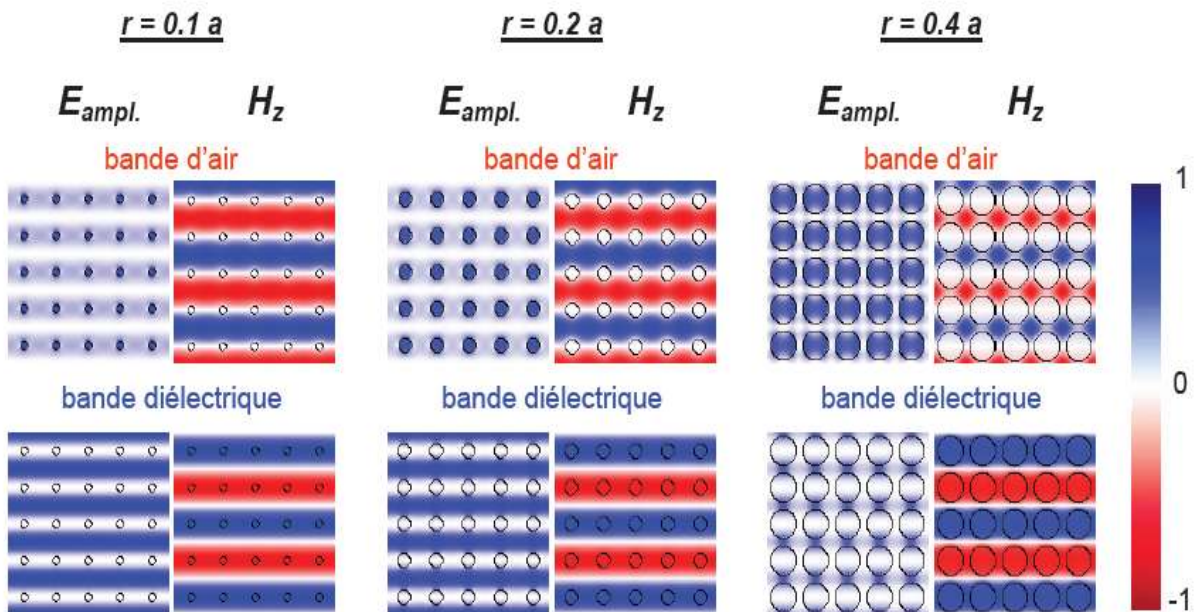


Figure I.7 Evolution de la distribution spatiale de l'amplitude du champ électrique et du champ magnétique, pour les deux premiers modes de bord de bande, en fonction du facteur de remplissage [22].

L'introduction d'une structuration périodique réduit la symétrie du système et il devient alors nécessaire d'étudier la propagation de la lumière selon plusieurs directions pour décrire les propriétés optiques du milieu structuré. Heureusement, comme dans le cas des diagrammes de bandes électroniques, il est suffisant d'étudier la propagation de la lumière selon les directions qui relient tous les points de haute symétrie du réseau réciproque du cristal photonique que nous allons voir par la suite.

I.5.2.1. Polarisation TE et TM :

Dans le cas d'un cristal photonique bidimensionnel, l'invariance de $\epsilon(r)$ et $\mu(r)$ par translation dans la troisième dimension (Z par exemple) permet de ne considérer que deux polarisations, (H_y, E_z, H_x) et (E_y, H_z, E_x), appelées, respectivement TM et TE. L'intérêt d'une telle décomposition est une simplification des équations de propagation [19].

Dans la figure I.8, on définit les deux polarisations TE (champ E dans le plan de la périodicité) et TM (champ H dans le plan de périodicité). La figure I.9 donne les structures de bande pour la polarisation TE et TM d'un cristal photonique 2D constitué de tiges infinies de silicium arrangées sur une maille carrée dans l'air. Le facteur de remplissage, c'est-à-dire la proportion surfacique (calculée sur une cellule élémentaire) de matériau haut indice par rapport au matériau bas indice est ici de 20%. De ces courbes de dispersion on observe l'apparition d'un gap complet pour la polarisation TM alors qu'il n'existe que dans la direction X dans le cas de la polarisation TE [16].

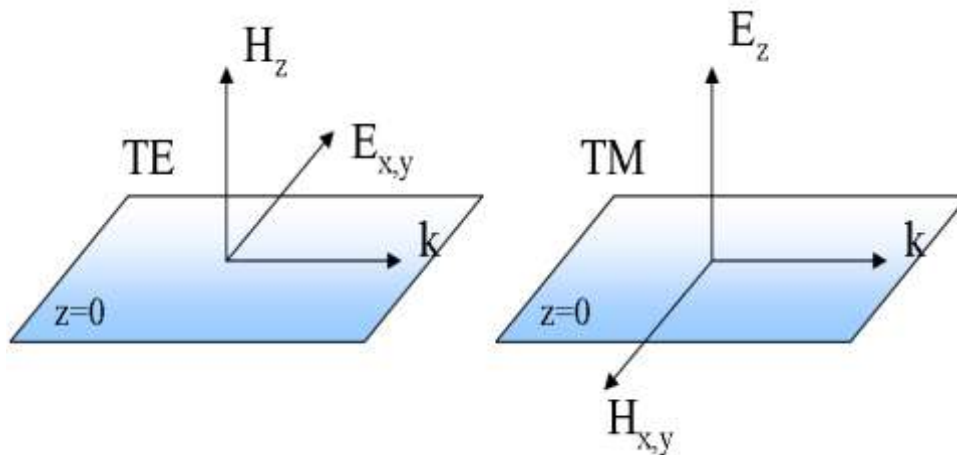


Figure I.8 – Définition des polarisations pour les cristaux photoniques 2D [16].

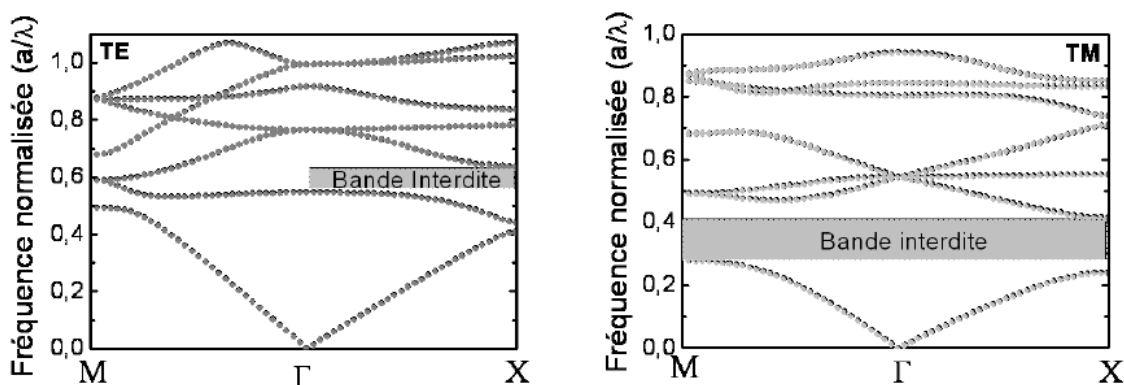


Figure I.9 – Courbes de dispersion d'un cristal photonique constitué d'une maille carrée de tiges de silicium de longueur infinie, de facteur de remplissage en silicium de 20% pour les polarisations TE et TM [16].

I.5.2.2 Cartes 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 , figure I.10. Elles donnent un aperçu des possibilités de confinement de la lumière. Pour le réseau carré, les bandes interdites en polarisation TE et TM s'ouvrent respectivement pour $f = 35\%$ et $f = 50\%$ [17]. Pour le réseau triangulaire, elles s'ouvrent respectivement pour $f = 11\%$ et $f = 63\%$ [17]. La région de bande interdite complète correspond à l'intersection des bandes interdites TE et TM et se situe dans la fenêtre d'énergie $u = 0.37-0.56$. Le réseau triangulaire est généralement plus exploité que le réseau carré: les bandes interdites TE sont plus larges et s'ouvrent pour des facteurs de remplissage plus faibles.

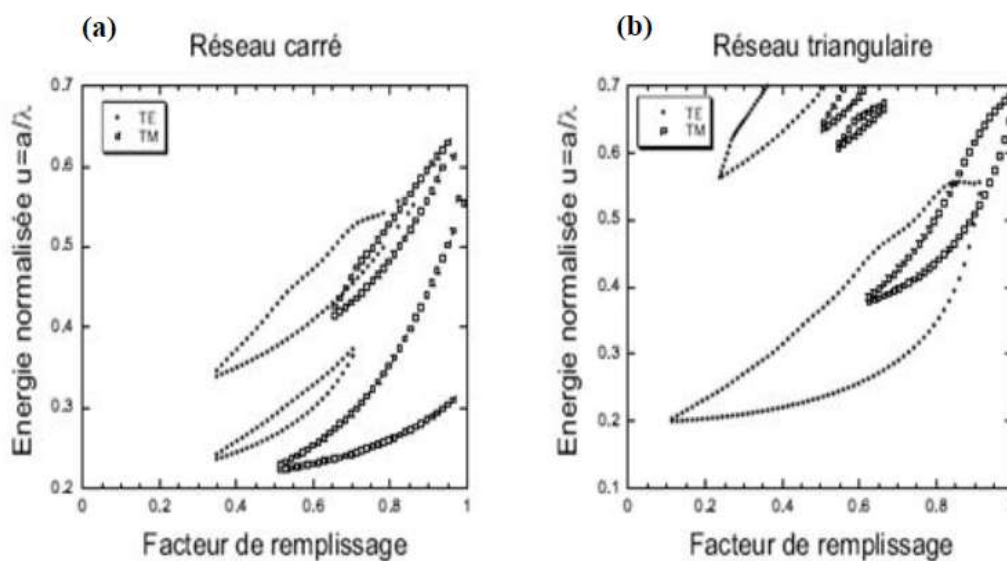


Figure I.10 : Cartes des bandes interdites d'un réseau de trous d'air dans une matrice diélectrique ($\epsilon=11.4$) : (a) Réseau carré (b) Réseau triangulaire [17].

I.5.3. Les cristaux photoniques tridimensionnels :

Les cristaux photoniques 3D suscitent encore un très vif intérêt. Ils constituent la seule structure qui permet d'obtenir une bande d'énergie interdite omnidirectionnelle, autrement dit dans toutes les directions de l'espace [17], et on peut donc, par ce biais, commander la propagation de lumière selon toutes les directions [29]. Le premier cristal photonique 3D a été fabriqué par K.M Ho *et al.* [30]. Il était formé de sphères de silicium arrangées sur une structure diamant. Mais l'histoire retient généralement la célèbre « Yablonovite », structure 3D pour les micro-ondes fabriquée en 1993 par E. Yablonovitch [20] en perçant des trous dans du plexiglass selon trois angles azimutaux séparés de 120° , figure. I.11.

De nombreuses méthodes de fabrication de structures 3D ont été proposées [31-33]. Les deux suivantes ont été des plus attractives :

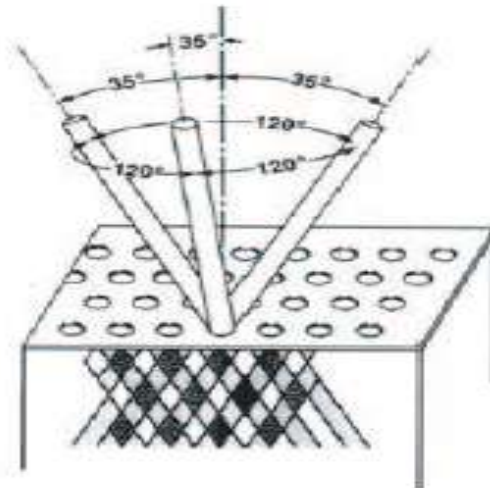


Figure I.11 La Yablonovite, une des premières structures avec une bande interdite photonique 3D:

La structure 3D de périodicité cfc est obtenue en perçant chaque trou à partir du même masque sous trois angles différents [20].

I.5.3.1. Structures “Tas de bois” :

Ces structures 3D sont obtenues en déposant par couches successives des rubans de silicium polycristallin dans des tranchées de silice figure I.12(a), Après avoir bâti la structure, la silice est retirée pour obtenir un cristal photonique 3D Si/air dont le contraste d'indice est suffisant pour ouvrir une bande d'énergies interdites omnidirectionnelle [34]. Des cristaux photoniques semblables ont été fabriqués sur GaAs par Noda *et al.* [35] par un procédé de fusion/élimination du substrat, figure I.12(b). Cette technique utilise des technologies standards de micro-fabrication des semi-conducteurs et permet l'introduction déterministe de défauts dans les cristaux fabriqués. La structure de bande est représentée sur la figure I.13 [36].

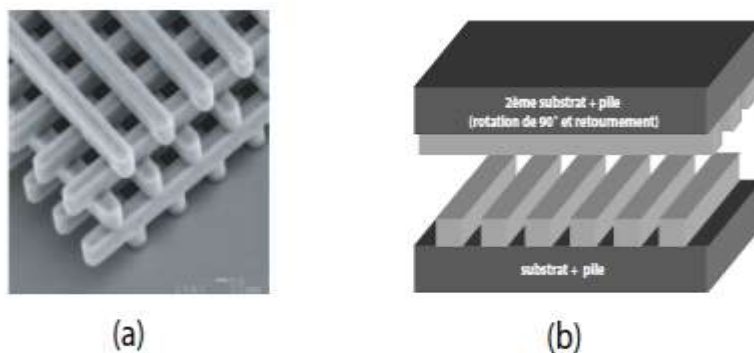


Figure I.12 Structures tas de bois (a) Image MEB d'une structure fabriquée par lithographie UV dans du silicium [33]. (b) La même structure peut aussi être fabriquée sur GaAs par un procédé de fusion/élimination du substrat [35].

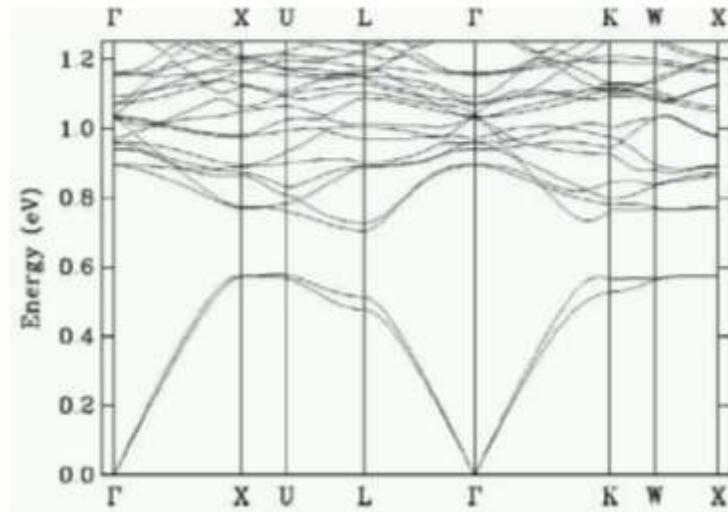


Figure I.13 Exemple de structure de bande d'une structure tas de bois, pour des rubans d'indice $n=3.5$, dans l'air [35].

I.5.3.2. Les opales :

Ces structures forment une famille originale de cristaux photoniques 3D. Elles sont obtenues chimiquement par auto-organisation et constituent une alternative bon marché aux structures obtenues par micro-lithographie. La première opale a été obtenue par sédimentation de sphères de silice (SiO_2) en solution: la gravité arrange ces sphères selon un réseau cubique à faces centrées [37]. Le nombre important de défauts dans les premières opales a été fortement réduit grâce à la technique de croissance auto-organisée proposée par Y.A. Vlasov [38], figure I.14. La structure la plus intéressante à étudier est l'opale inverse. Parcequ'un réseau cfc de sphères ne présente pas de bandes d'énergies interdites contrairement à sa structure inverse figure I.15 [39], figure I.16 [22], figure I.17 [40] et figure I.18 [41], l'opale inverse est généralement obtenue en infiltrant un matériau de haut indice dans les interstices qui séparent les sphères. Ces dernières sont ensuite dissoutes chimiquement pour aboutir à la structure finale de sphères d'air dans une matrice de haut indice.

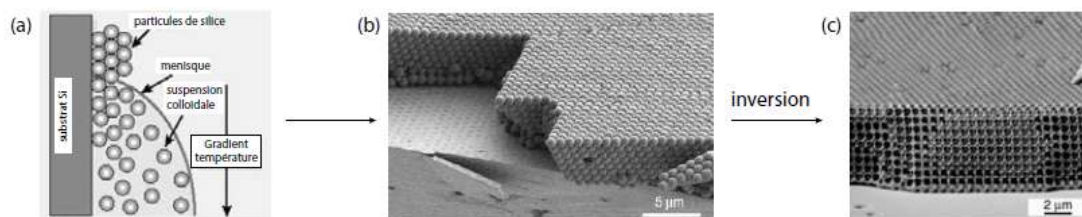


Figure I.14 Fabrication d'opales inversées sur substrat silicium par auto-organisation: (a) Les sphères de SiO_2 sont forcées de s'ordonner à la surface d'un substrat de silicium lorsque le ménisque se déplace vers le bas lors de l'évaporation du solvant. Un gradient de température empêche une sédimentation non désirée de particules [37]. (b) Structure opale plane assemblée à partir de sphères de diamètre 855 nm directement sur un substrat silicium [38]. (c) La structure opale est d'abord infiltrée avec du silicium, puis les sphères de SiO_2 sont retirés par gravure humide [38].

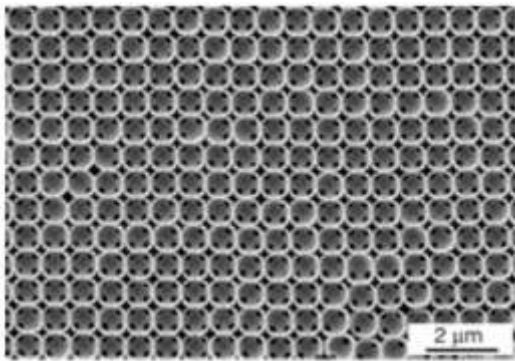
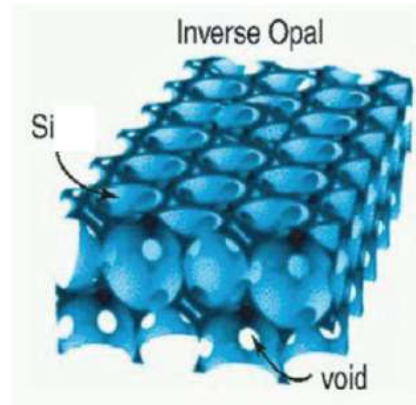


Figure I.15 : Structure en opale inverse [39]



Silicium [22].

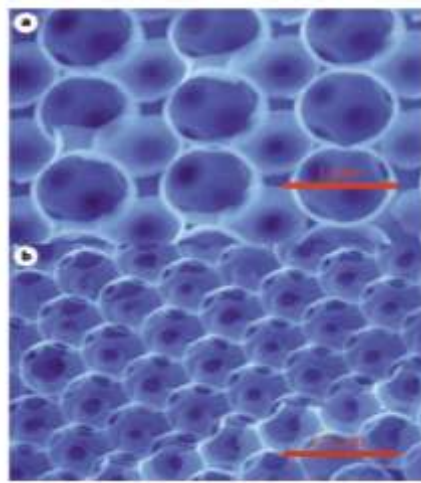


Figure I.17 : Opale inverse à base de silicium [40]

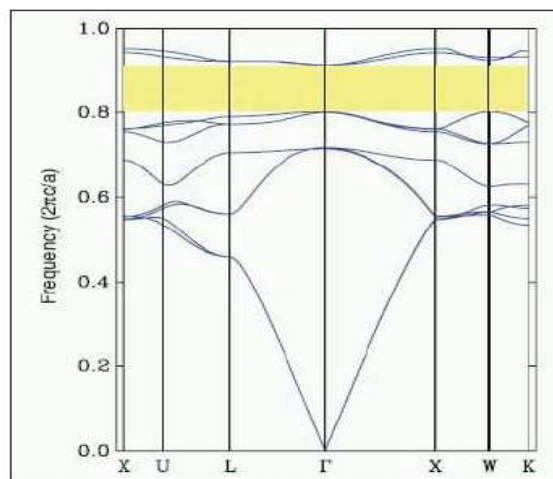


Figure I.18 : Exemple de structure de bandes d'une opale inverse en Germanium ($n=4.1$) en réseau cfc. Le rayon des sphères d'air est $0.3645*a$, et le rayon externe des matrices de Germanium est $0.409*a$. Une bande interdite complète, de 12.8% (zone jaune) est obtenue entre la 8^{ème} et la 9^{ème} bande [41].

Il existe encore une multitude de techniques de fabrication prometteuses comme la lithographie par holographie [42], par rayons X [43], l'auto-clonage [44], etc. Elles souffrent encore toutes d'une mise en œuvre laborieuse et délicate, et souvent ne permettent pas l'insertion déterministe de défauts. Malgré les remarquables progrès récemment [45,46], les technologies de fabrication de cristaux photoniques 3D n'ont pas encore atteint la maturité, la stabilité et les performances suffisantes pour envisager leur utilisation dans les prochaines générations de composants pour l'optique intégrée.

I.6. La BIP dans les cristaux photoniques :

Nous allons voir maintenant comment calculer la structure de bande d'un cristal photonique 1D. Nous rappelons que cette étude porte sur des matériaux massifs sans pertes. Les matériaux qui constituent le cristal (composite) photonique - souvent de l'air et un diélectrique - ont un indice, une permittivité et une perméabilité réelle. Cette condition permet d'utiliser le théorème de Bloch, sur l'invariance des champs par translation. Sans elle, il est impossible de définir une structure de bande correspondant à un milieu infini. La structure de bande représente l'ensemble des points de fonctionnement possibles - dans la première zone de Brillouin- pour lesquels une onde plane (ω, \mathbf{k}) peut se propager, sans pertes, dans un milieu infini. Des zones de fréquence « mortes », pour lesquelles aucune propagation n'est possible sont parfois présentes. On les appelle, d'après un terme de physique du solide, les « bandes interdites ». L'analogie avec la physique de solide pousse parfois à qualifier la courbe de dispersion immédiatement inférieure à la bande interdite, de « bande de valence », et celle immédiatement supérieure, de « bande de conduction » [19].

1.6.1. Équations de Maxwell dans des structures diélectriques périodiques :

D'un point de vue général, nous nous intéressons aux modifications qu'induit un milieu de constante diélectrique périodique sur la propagation de l'onde électromagnétique. Pour étudier la propagation d'une onde électromagnétique dans un milieu quelconque, nous devons résoudre les équations de Maxwell. Nous allons maintenant essayer de donner quelques précisions sur la notion clef des cristaux photoniques qui est la bande interdite photonique. Pour cela, nous allons étudier le cas le plus simple, celui d'un empilement unidimensionnel de couches d'indices différents. Un développement semblable peut être trouvé dans [47] ou bien dans [48]. Nous nous intéressons qu'au cas de l'incidence normale où le champ électrique est parallèle à l'axe Oz, figure I.19.

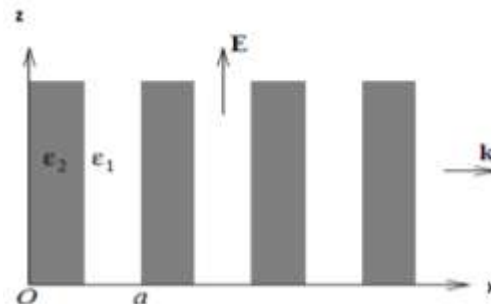


Figure I.19 : Géométrie d'un cristal photonique 1D.

Les équations de Maxwell dans un milieu diélectrique linéaire, isotrope, sans pertes, de permittivité relative $\epsilon(x)$ (nombre réel car le milieu est non absorbant), non magnétique (la perméabilité magnétique relative est égale à 1), et en l'absence de charges et courants s'écrivent [47,48]:

$$\vec{\nabla} \cdot (\epsilon(x) \vec{E}(x, t)) = 0 \quad (1.6)$$

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{H}(x, t) = 0 \quad (1.7)$$

$$\vec{\nabla} \times \vec{E}(x, t) = -\mu_0 \frac{\partial}{\partial t} \vec{H}(x, t) \quad (1.8)$$

$$\vec{\nabla} \times \vec{H}(x, t) = \epsilon_0 \epsilon(x) \frac{\partial}{\partial t} \vec{E}(x, t) \quad (1.9)$$

Où $\vec{E}(x, t)$ et $\vec{H}(x, t)$ désignent respectivement les champs électriques et magnétiques, où ϵ_0 et μ_0 représentent la permittivité électrique et la perméabilité magnétique du vide, et où x et t représentent les dépendances spatiales et temporelles.

L'équation d'onde pour le champ électrique $E = E_z$ dans ce cas très simple s'écrit :

$$\frac{c^2}{\epsilon(x)} \frac{\partial^2 E}{\partial x^2} = \frac{\partial^2 E}{\partial t^2} \quad (1.10)$$

Puisque la permittivité diélectrique ne dépend maintenant que de x . De plus, nous savons que $\epsilon(x+a) = \epsilon(x)$, c'est-à-dire que la constante diélectrique est une fonction périodique de période a . Il en est donc de même pour son inverse, ce qui signifie qu'on peut le développer en séries de Fourier :

$$\epsilon^{-1}(x) = \sum_{m=-\infty}^{\infty} A_m \exp\left(i \frac{2\pi m}{a} x\right) \quad (1.11)$$

Où m est un nombre entier et où les A_m sont les coefficients de Fourier. De plus, la périodicité du matériau impose aux modes propres du champ électrique d'être des modes de Bloch, ce qui signifie que tout mode propre dans le cristal doit s'écrire ainsi :

$$E(x, t) = E_k(x, t) = u_k(x) \exp(i(kx - \omega_k t)) \quad (1.12)$$

ω_k étant la fréquence du mode propre et $u_k(x)$ étant une fonction périodique telle que :

$$u_k(x+a) = u_k(x) \quad (1.13)$$

Les modes de Bloch peuvent eux aussi être décomposés en séries de Fourier :

$$E_k(x, t) = \sum_{m=-\infty}^{\infty} E_m \exp\left\{i\left(k + \frac{2\pi m}{a}\right)x - i\omega_k t\right\} \quad (1.14)$$

Les E_m étant les coefficients de Fourier associés à E .

Pour pouvoir continuer le calcul, nous allons supposer que dans le développement de l'inverse de la permittivité diélectrique les trois termes centraux sont prédominants et nous allons négliger tous les autres. Le développement de $\varepsilon^{-1}(x)$ devient :

$$\varepsilon^{-1}(x) \approx A_0 + A_1 \exp\left(i \frac{2\pi}{a} x\right) + A_{-1} \exp\left(-i \frac{2\pi}{a} x\right) \quad (1.15)$$

Nous substituons alors les développements (1.14) et (1.15) dans l'équation d'onde (1.10). En effectuant les dérivées et en regroupant les termes, on arrive à :

$$\begin{aligned} & \sum_{m=-\infty}^{\infty} \exp\left\{i\left(k + \frac{2\pi m}{a}\right)x\right\} \\ & \times \left\{ c^2 A_1 E_{m-1} \left(k + \frac{2\pi(m-1)}{a}\right)^2 + c^2 A_0 E_m \left(k + \frac{2\pi m}{a}\right)^2 \right. \\ & \left. - \omega_k^2 E_m + c^2 A_{-1} E_{m+1} \left(k + \frac{2\pi(m+1)}{a}\right)^2 \right\} = 0 \end{aligned} \quad (1.16)$$

Cette équation étant vraie pour tout m, on voit que pour vérifier l'égalité il faut que le terme en facteur de l'exponentielle s'annule, c'est-à-dire :

$$\begin{aligned} & A_1 \left(k + \frac{2(m-1)\pi}{a}\right)^2 E_{m-1} + A_{-1} \left(k + \frac{2(m+1)\pi}{a}\right)^2 E_{m+1} \\ & \approx \left\{ \frac{\omega_k^2}{c^2} - A_0 \left(k + \frac{2m\pi}{a}\right)^2 \right\} E_m \end{aligned} \quad (1.17)$$

Soit, pour m=0 :

$$E_0 \approx \frac{c^2}{\omega_k^2 - A_0 c^2 k^2} \left\{ A_1 \left(k - \frac{2\pi}{a}\right)^2 E_{-1} + A_{-1} \left(k + \frac{2\pi}{a}\right)^2 E_1 \right\} \quad (1.18)$$

et pour m= -1 :

$$E_{-1} \approx \frac{c^2}{\omega_k^2 - A_0 c^2 (k - 2\pi/a)^2} \left\{ A_1 \left(k - \frac{4\pi}{a}\right)^2 E_{-2} + A_{-1} k^2 E_0 \right\} \quad (1.19)$$

Si $\omega_k^2 \approx A_0 c^2 k^2$, les modes E_0 et E_{-1} dominent le développement du champ électrique en bord de première zone de Brillouin ($k = \pi/a$). Dans ce cas, on peut négliger les autres termes et on obtient le système suivant :

$$\begin{cases} (\omega_k^2 - A_0 c^2 k^2) E_0 - A_1 c^2 \left(k - \frac{2\pi}{a}\right)^2 E_{-1} = 0 \\ -A_{-1} c^2 k^2 E_0 + \left\{ \omega_k^2 - A_0 c^2 \left(k - \frac{2\pi}{a}\right)^2 \right\} E_{-1} = 0 \end{cases} \quad (1.20)$$

Ces équations étant linéaires, le système (1.16) possède une solution non triviale si et seulement si le déterminant formé des coefficients s'annule :

$$\begin{vmatrix} \omega_k^2 - A_0 c^2 k^2 & -A_1 c^2 \left(k - \frac{2\pi}{a}\right)^2 \\ -A_{-1} c^2 k^2 & \omega_k^2 - A_0 c^2 \left(k - \frac{2\pi}{a}\right)^2 \end{vmatrix} = 0 \quad (1.21)$$

Si l'on ne s'intéresse qu'à ce qui se passe exactement en bord de zone $k = \pi/a$, le calcul de ce déterminant devient très simple et donne deux solutions, qui sont les extrémités de la courbe de dispersion :

$$\omega_{\pm} = \frac{\pi c}{a} \sqrt{A_0 \pm |A_1|} \quad (1.22)$$

Ainsi, aucun mode n'existe dans l'intervalle de fréquence :

$$\frac{\pi c}{a} \sqrt{A_0 - |A_1|} < \omega < \frac{\pi c}{a} \sqrt{A_0 + |A_1|} \quad (1.23)$$

C'est cet intervalle que l'on appelle Bande interdite Photonique. Notons que celui-ci est d'autant plus grand que la modulation de la constante diélectrique A_1 est importante et qu'il s'annule lorsque le matériau est homogène ($A_1=0$). On peut interpréter ces résultats de la façon suivante :

Lorsqu'on se rapproche des bords de zone, les modes de vecteur d'onde $k \approx \pi/a$ et $k \approx -\pi/a$ commencent à se mélanger sous l'effet de la modulation de la constante diélectrique. Ce mélange conduit à une levée de dégénérescence et à l'apparition de la bande interdite, Figure I.20 [49]. A

l'intérieur de la bande interdite, aucun mode ne peut se propager, le milieu est alors un réflecteur parfait.

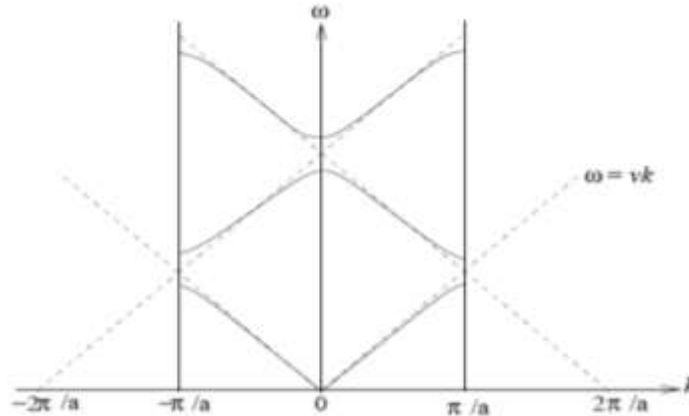


Figure I.20 Relation de dispersion pour un cristal photonique unidimensionnel. Les limites de la première zone de Brillouin sont indiquées par les deux traits verticaux, et les droites de dispersion d'un matériau uniforme sont en pointillés [49].

D'autre part, l'équation aux valeurs propres pour une fréquence donnée déduite des équations de Maxwell et liée au champ magnétique, peut se mettre sous la forme [16]:

$$(\nabla + i\mathbf{k}) \wedge \frac{1}{\epsilon(\mathbf{r})} \wedge (\nabla + i\mathbf{k}) \wedge \mathbf{u}_{n,k}(\mathbf{r}) = \frac{\omega_n(\mathbf{k})^2}{c} \mathbf{u}_{n,k}(\mathbf{r}) \quad (1.24)$$

Dont les valeurs propres $\omega_n(\mathbf{k})^2/c$ ne sont rien d'autre que l'ensemble des courbes de dispersion des modes de Bloch dans le cristal photonique. Elles constituent la structure de bandes du cristal photonique, élément de base dans l'étude des cristaux photoniques car elle permet de déterminer les états permis dans la structure.

I.6.1.1. Réduction de l'étude sur la 1ère zone de Brillouin dans un CP bidimensionnel:

L'étude de la structure de bandes d'un cristal photonique peut se réduire en ne considérant que la première zone de Brillouin. La périodicité de la fonction diélectrique $\epsilon(\mathbf{r})$ permet d'appliquer le théorème de Floquet-Bloch aux solutions de l'équation 1.24 :

$$\mathbf{H}_k(\mathbf{r}) = \mathbf{u}_{n,k}(\mathbf{r})e^{i\mathbf{k}\cdot\mathbf{r}} \quad (1.25)$$

En effet, cette fonction diélectrique périodique peut se décomposer en séries de Fourier sommée sur tous les vecteurs G , combinaison linéaire des vecteurs de base du réseau réciproque :

$$\epsilon(\mathbf{r}) = \sum_G \epsilon_G \cdot e^{i\mathbf{G}\cdot\mathbf{r}}$$

Où

$$\mathbf{G} = p_1 \mathbf{b}_1 + p_2 \mathbf{b}_2 + p_3 \mathbf{b}_3 \tag{1.26}$$

Les p_i étant des entiers et les \mathbf{b}_i les vecteurs de base du réseau réciproque. Ces vecteurs sont liés au vecteur de base du réseau direct par la relation :

$$\mathbf{a}_i \mathbf{b}_j = 2\pi \mathbf{d}_{ij} \tag{1.27}$$

Si l'on impose une translation d'un vecteur \mathbf{G} au vecteur \mathbf{k} dans les fonctions de Bloch 1.25, les solutions restent invariantes, tant que \mathbf{G} reste une combinaison linéaire des vecteurs de base du réseau réciproque, c'est-à-dire tant que \mathbf{G} satisfait 1.26 et 1.27. Les états propres correspondant aux vecteurs \mathbf{k} et $\mathbf{k}+\mathbf{G}$ sont donc équivalents en termes d'énergie et de vecteur d'onde. Nous pouvons donc restreindre l'étude des états propres à la "première zone de Brillouin" qui contient tous les états possibles du système. De la même manière, il suffit de connaître, $\omega(\mathbf{r})$ ou $u_{\mathbf{k}}(\mathbf{r})$ sur la maille élémentaire du cristal, les courbes $\omega_n(\mathbf{k})$ possèdent les mêmes propriétés de symétrie que l'espace réciproque et il suffit de décrire $\omega_n(\mathbf{k})$ dans une seule zone de Brillouin.

I.6.1.1.1. La zone de Brillouin irréductible :

Il est même encore 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. Le type de mailles les plus utilisés pour la réalisation de cristaux photoniques bidimensionnels sont les mailles carrées et triangulaires. Les vecteurs de base du réseau direct et réciproque ainsi que la définition de la zone de Brillouin irréductible sont donnés figure I.21 pour ces deux types de mailles. Les points de haute symétrie du réseau réciproque sont également reportés sur la figure I.21. Le point pour lequel le vecteur d'onde dans le plan de la périodicité vaut 0 ($\mathbf{k} = 0$) est noté Γ .

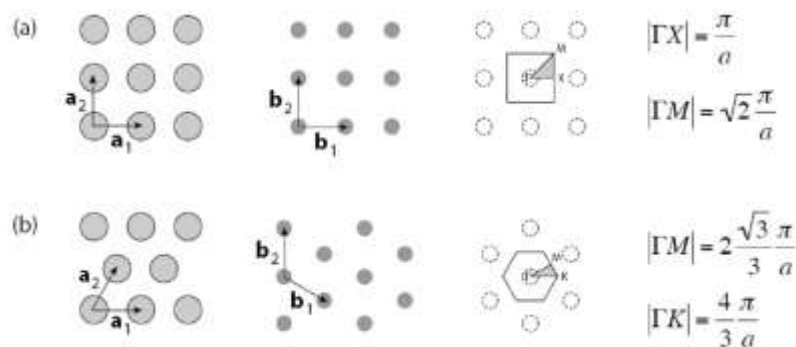


Figure I.21 : Espace direct et réciproque d'une maille 2D carrée (a) et triangulaire (b). La surface encadrée représente la première zone de Brillouin et la surface grisée la zone de Brillouin irréductible. Les dimensions des vecteurs réduits du réseau réciproque sont également reportées. a représente le paramètre de maille [16].

I.6.2. Lois d'échelles :

Des lois d'échelles permettent de simplifier l'étude des cristaux photoniques. Une propriété intéressante des cristaux photoniques concerne les dimensions de la fréquence ω et du vecteur d'onde k dans la structure de bandes. En effet, si l'on dilate ou si l'on contracte la carte de la fonction diélectrique d'un facteur s , les solutions de l'équation 1.1 sont également dilatées ou contractées de ce même facteur s [16]. On démontre facilement que les équations de Maxwell dans les cristaux photoniques sont indépendantes de l'échelle de longueur [17][50]. Il est possible alors de définir des coordonnées réduites (ou normalisées) pour les fréquences et les vecteurs d'onde :

$$\tilde{\omega} = \omega \frac{a}{2\pi c} \quad (1.28)$$

$$\tilde{k} = k \frac{a}{2\pi} \quad (1.29)$$

Où a est le paramètre de maille. Les cartographies de champ et les fréquences réduites (ou normalisées) sont inchangées si l'on réalise une homothétie spatiale sur la structure. Ce résultat est également valable si l'on effectue une homothétie sur la fonction diélectrique elle-même. Ces propriétés intéressantes permettent d'explorer expérimentalement le cristal photonique soit en modifiant la longueur d'onde d'étude, soit en modifiant la période a du cristal photonique. De cette façon, pour une longueur d'onde donnée, il est possible d'accéder à une large gamme de fréquences réduites, simplement en faisant varier le paramètre de maille de la structure. Cette simple loi d'échelle a une grande importance car elle permet de fabriquer des cristaux photoniques aux propriétés similaires mais dont les plages de longueurs d'onde varient seulement en fonction du paramètre de maille du cristal [51].

I.7. Ouverture d'une bande interdite omnidirectionnelle :

La périodicité de l'indice diélectrique doit être étendue à deux ou trois dimensions pour obtenir une bande d'énergie interdite dans toutes les directions du plan ou de l'espace. Considérons l'exemple du cristal photonique 2D représenté dans la figure I.22(a). Quelle que soit la direction de propagation dans le plan d'une onde lumineuse, celle-ci voit une structure diélectrique périodique. A chaque direction d'incidence k_i est donc associée une bande interdite unidimensionnelle. La plage spectrale commune à toutes ces directions, quand elle existe, constitue une bande interdite omnidirectionnelle dans le plan, figure I.22(b). Pour obtenir une bande interdite dans tout l'espace, un cristal photonique 3D est nécessaire.

Pour ouvrir une bande interdite dans le plan ou l'espace, toutes les bandes interdites unidirectionnelles doivent se recouvrir au moins partiellement sur la première zone de Brillouin. Le recouvrement sera maximal si les bandes interdites sont centrées à des énergies proches. La situation la plus favorable est celle où la zone de Brillouin est la plus isotrope possible. Le réseau qui s'en rapproche le plus est le réseau cubique à faces centrées à trois dimensions.

Pour obtenir des bandes d'énergies interdites larges, le contraste d'indice doit être suffisamment grand. Pour un réseau 2D carrée de tiges, un contraste d'indice supérieur à 2.37 est nécessaire à l'ouverture d'une bande interdite dans tout le plan. Aux longueurs d'onde du proche infrarouge utilisées en optique intégrée, les semi-conducteurs possèdent à la fois un fort indice de réfraction (2.5-4) et une faible absorption. Combinés à l'air, ils constituent donc un choix idéal pour la réalisation de cristaux photoniques à ces longueurs d'onde [17].

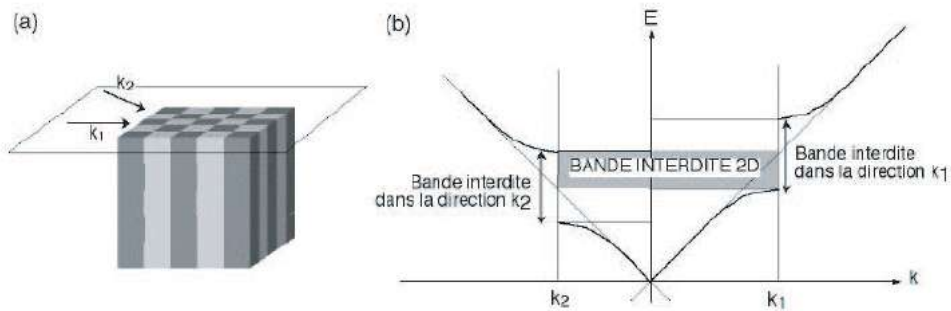


Figure I.22 (a) Cristal photonique 2D (b) Une bande interdite omnidirectionnelle est obtenue dans le plan lorsque toutes les bandes interdites unidirectionnelles se recouvrent [17].

I.8. Facteur de remplissage :

Le facteur de remplissage pour un réseau unidimensionnel est le rapport entre l'épaisseur de la couche diélectrique de haut indice et la période du réseau.

$$f = \frac{e_H}{e_H + e_L} \tag{1.30}$$

Pour le réseau bidimensionnel, Le facteur de remplissage en air f désigne le rapport entre l'aire du motif (ici un disque) et l'aire de la cellule élémentaire du réseau considéré [17, 52].

$$f = \frac{A_{\text{motif}}}{A_{\text{maille élémentaire}}} \tag{1.31}$$

Dans le cas de motifs circulaires de rayon r dans un cristal carré de période a, on peut définir le facteur de remplissage dans l'air :

$$f = \pi \left(\frac{r}{a} \right)^2 \tag{1.32}$$

Dans le cas de motifs circulaires de rayon r dans un cristal triangulaire de période a, on peut définir le facteur de remplissage dans l'air :

$$f = \frac{2\pi}{\sqrt{3}} \left(\frac{r}{a} \right)^2 \quad (1.33)$$

I.9. Le contraste d'indice :

Le rapport entre l'indice de réfraction de la matrice diélectrique et l'indice de réfraction des motifs constituant le réseau, s'appelle le contraste d'indice [53].

Pour une structure unidimensionnelle, le contraste d'indice est donné par :

$$\delta = \frac{n_H}{n_L} \quad (1.34)$$

n_H : l'indice de réfraction de la couche diélectrique de haut indice.

n_L : l'indice de réfraction de la couche diélectrique de bas indice.

Pour une structure bidimensionnelle, le contraste d'indice est la différence entre les indices du milieu et des motifs (Air-diélectrique).

I.10. Les cristaux photoniques bidimensionnels planaires :

Dans les cristaux photoniques bidimensionnels l'insertion de défauts est plus simple que dans ceux de topologies 3D, mais l'absence de confinement vertical est gênante pour les applications en optique intégrée. Pour compenser l'absence de bande interdite dans la direction perpendiculaire au plan de périodicité des cristaux 2D, la lumière peut être confinée dans une hétérostructure d'indice. Cette dernière se compose généralement d'une couche de diélectrique entourée de deux autres couches diélectriques d'indices de réfraction plus faibles. Ces guides d'onde planaires sont couramment utilisés en optique intégrée et sont facilement réalisables par les techniques habituelles d'épitaxie. Les cristaux photoniques obtenus portent le nom de cristaux photoniques bidimensionnels planaires [17]. Les premiers ont été fabriqués par Krauss *et al.* en 1996 sur une hétérostructure GaAs/Al_xGa_{1-x}As [54]. Leur fabrication n'utilise que les technologies standards de micro- et opto-électronique qui laissent une grande liberté pour des modifications locales des propriétés du réseau. Ces avantages placent ces structures en candidats prometteurs pour la réalisation de composants pour l'optique intégrée.

I.10.1. Initiation aux cristaux photoniques 2D membranaires :

L'idée de graver un cristal photonique dans une mince membrane tenue seulement par ses bords a été introduite vers 1994, quand les chercheurs ont commencé à exploiter des procédés issus de la fabrication des MOEMS (pour Micro-Opto-Electro-Mechanical System). Pour les applications à

l'optique guidée, il s'agit de membranes d'épaisseur typique comprise entre 200 et 400 nm et servant idéalement de guide planaire monomode. L'immense avantage de ces membranes est de ne nécessiter qu'une profondeur de gravure modeste, à peine plus grande que l'épaisseur précitée, de façon à accéder à la couche sous-jacente, que l'on supprime par dissolution sélective, figure I.23 [55]. Une telle membrane d'indice 3 ou plus se présente comme un « piège à lumière » naturel : l'angle critique est de 16° à 18° par rapport à la normale à la membrane, ce qui implique un cône de lumière très resserré dans le diagramme de dispersion. Les bandes interdites du cristal photoniques réalisé dans la couche membranaire s'étendent alors largement sous le cône de lumière. Si l'on introduit des guides droits, on peut donc espérer que les modes guidés se trouvent dans la bande interdite sous le cône de lumière et qu'ils soient fondamentalement sans pertes. Dans les guides droits, les seules pertes que l'on escompte sont les pertes induites par les irrégularités de fabrication. Ces pertes peuvent être particulièrement faibles dans un cristal photonique.

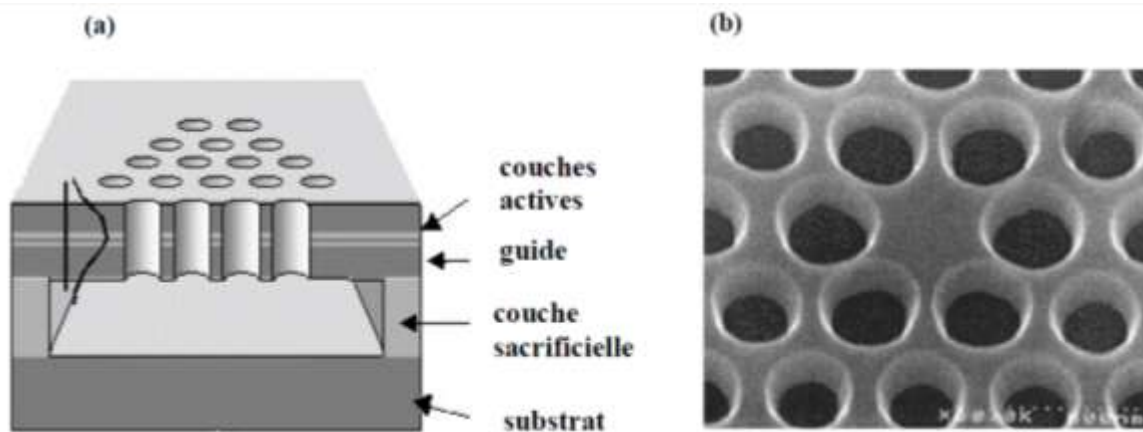


Figure I.23 : (a) cristal photonique sur membrane que l'on fabrique par dissolution d'une couche sacrificielle accessible par les trous gravés, (b) exemple de microcavité à cristal photonique sur membrane [55].

I.10.1.1. Confinement dans les structures bidimensionnelles planaires :

Pour ces structures, la variation périodique d'indice se fait dans un plan, et une variation discrète (par sauts d'indice) se fait suivant la normale à ce plan. Le confinement tridimensionnel a lieu [19] :

I.10.1.1.1. Dans le plan de périodicité :

En insérant un défaut dans le cristal périodique on crée des états permis pour la lumière, au sein de la bande interdite du cristal parfait. A une fréquence de la bande interdite, la lumière se retrouve piégée dans le défaut et ne peut se propager dans le cristal qui se comporte alors comme un miroir réflecteur. C'est en se basant sur ce concept de confinement par le gap, que nous étudierons les propriétés de structures guidantes diverses à base de cristaux photoniques (par exemple des guides droits en cristal photonique, obtenus par insertion d'un défaut linéique dans le réseau périodique).

I.10.1.1.2. Dans la direction transverse au plan:

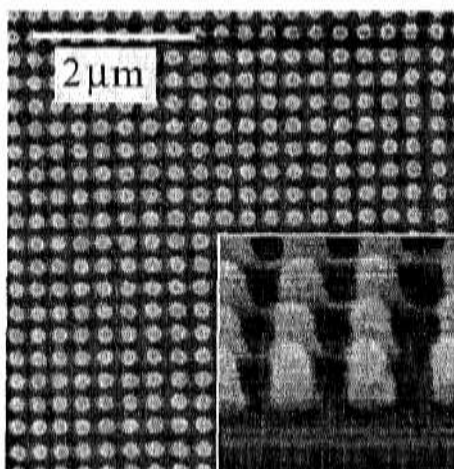
L'inscription d'un cristal photonique bidimensionnel dans une structure confinante dans la direction transverse, donne une structure planaire. Cette situation permet alors de trouver un compromis entre les structures bidimensionnelles et tridimensionnelles. Le confinement transverse n'est pas lié à un effet de gap mais au contraste d'indice entre les différentes couches empilées dans cette direction. On a alors un mécanisme classique de réflexion totale interne.

I.10.1.1.3. Paramètres influants sur le confinement :

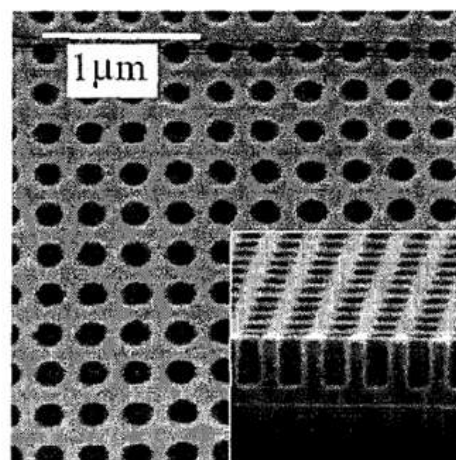
Evoquons à ce stade les différents paramètres structuraux qui vont influencer sur les propriétés de confinement dans les structures planaires. Ces paramètres sont les suivants :

- **La Périodicité dans le plan: réseau de tiges/ de trous d'air :**

La structure périodique peut être un réseau de tiges, ou de trous gravés dans une couche de diélectrique. Les figures I.24 (a) et (b), illustrent deux réseaux périodiques bidimensionnels à symétrie carrée. A gauche est illustré un réseau de tiges diélectriques tandis qu'à droite se trouve un réseau de trous gravés dans une couche de diélectrique. A priori l'une et l'autre de ces configurations permettent d'obtenir des bandes interdites, mais la polarisation joue un rôle important dans l'ouverture du gap. Les diagrammes de dispersion, figures I.24 (c) et (d), de ces structures ont été calculés (par la méthode d'ondes planes que nous détaillerons au chapitre III) pour un diélectrique d'indice 3, un facteur de remplissage de 40%, et une période de 400 nm. Cette fois, la structure est bidimensionnelle (carrée), le nombre d'onde varie sur le contour de la zone de Brillouin $\Gamma X M \Gamma$ qui sont les directions de haute symétrie du cristal [19]. La sensibilité à la polarisation s'explique par le fait que le réseau, dans l'un des cas, est formé d'îlots isolés dans l'air (structure de tiges), et dans l'autre cas, de structures connectées par des veines de matériau diélectrique [18].



(a)



(b)

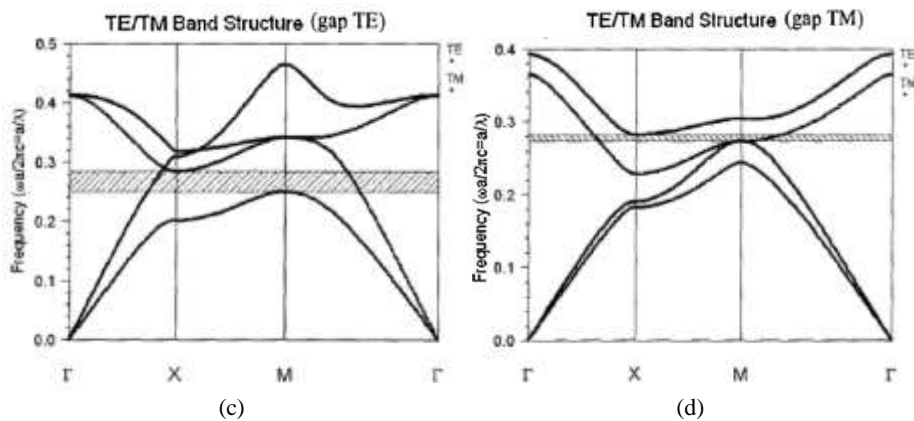


Figure I.24 : Exemples de cristaux photoniques bidimensionnels. A gauche (a) est représenté un réseau de tiges diélectriques, à droite (b) la structure duale, un réseau de trous d'air gravés. Les diagrammes de dispersions respectifs figurent en (c) et (d).

L'indice du diélectrique est de 3, le facteur de remplissage du motif de répétition, de 40%, et la période de 400 nm [19].

•La cristallographie :

Les résultats présentés figure I.24(d) décrivent une maille bidimensionnelle carrée. La maille carrée fait partie du système cubique des réseaux de Bravais. D'autres mailles bidimensionnelles hexagonales, obliques, orthorhombiques, rectangulaires ... existent dans cette classification. Nous avons cherché à évaluer le rôle de la structure cristalline sur la taille des bandes interdites, en nous intéressant en particulier à deux structures couramment employées en pratique. Nous comparons donc ci-dessous les diagrammes de bande de deux structures, l'une carrée, figure I.24 et l'autre triangulaire figure I.25 à facteur de remplissage constant [19]. C'est ainsi qu'en remplaçant la symétrie de la structure initiale à maille carrée par une symétrie hexagonale (triangulaire) et en conservant les paramètres du réseau, nous obtenons le diagramme de dispersion de la figure I.25. La largeur spectrale interdite est comprise entre 0.23 et 0.34. Il est également important de remarquer que pour cette symétrie la polarisation TM est plus favorable que la polarisation TE qui ne présente pas de gap alors qu'une polarisation TE dans le cas de la figure I.24(c) favorise l'ouverture de ce gap pour une symétrie à maille carrée de tiges.

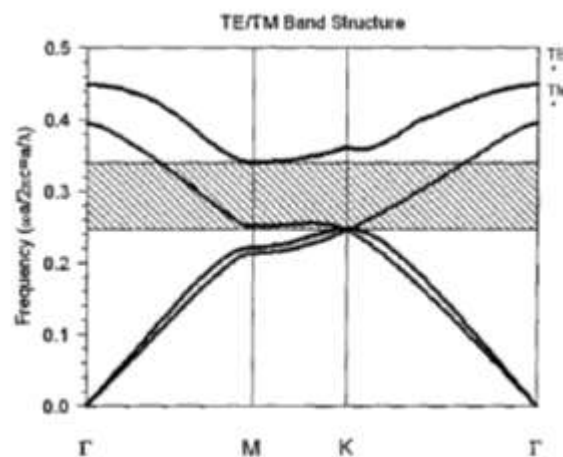


Figure I.25 Diagramme de dispersion d'un réseau de trous à maille hexagonale. La permittivité du diélectrique est de 9, la période de 400 nm et le facteur de remplissage de 40% [19].

- **Le facteur de remplissage :**

La figure I.26 présente l'évolution de la largeur des bandes interdites en fonction des facteurs de remplissage en air. Pour le réseau carré, les bandes interdites TE et TM s'ouvrent respectivement pour $f = 35\%$ et $f = 50\%$. Pour le réseau triangulaire, elles s'ouvrent respectivement pour $f = 11\%$ et $f = 63\%$. La région de bande interdite complète correspond à l'intersection des bandes interdites TE et TM et se situe dans la fenêtre d'énergie $u = 0.37-0.56$ [17]. A très faible, comme très fort facteur de remplissage (non représenté sur la figure I.24), la structure est quasiment homogène, et perd ses propriétés de structure périodique. On ne s'étonne donc pas de voir la taille des bandes interdites s'annuler pour $f < 0.1$, sur la figure I.26 pour les deux polarisations. Pour un facteur de remplissage moyen, on remarque principalement la présence d'une bande interdite en polarisation TE, favorisée par rapport à la TM. A plus fort taux de remplissage, les épaisseurs varient beaucoup, et des petits îlots se forment, alors que les trous sont séparés par des veines de plus en plus fines. Ces conditions sont plutôt propices à l'apparition d'une bande interdite TM. Pour des facteurs de remplissage encore plus élevés ($f > 0.8$), la structure est déconnectée, et entièrement constituée de barres diélectriques non connexes, dans l'air. Cette situation interdit la présence d'une bande interdite TE, et seule la TM subsiste, jusqu'à des facteurs encore plus proches de $f = 1$, pour lesquels les deux polarisations ne présentent plus aucune bande interdite. Notons qu'une zone de recouvrement existe, très utile pour des applications qui requièrent les deux polarisations. On parle alors de bande interdite complète bidimensionnelle comme dans les structures de type graphite [56]. Dans ce cas, cela ne peut être atteint que par des facteurs de remplissage en air supérieurs à 60%.

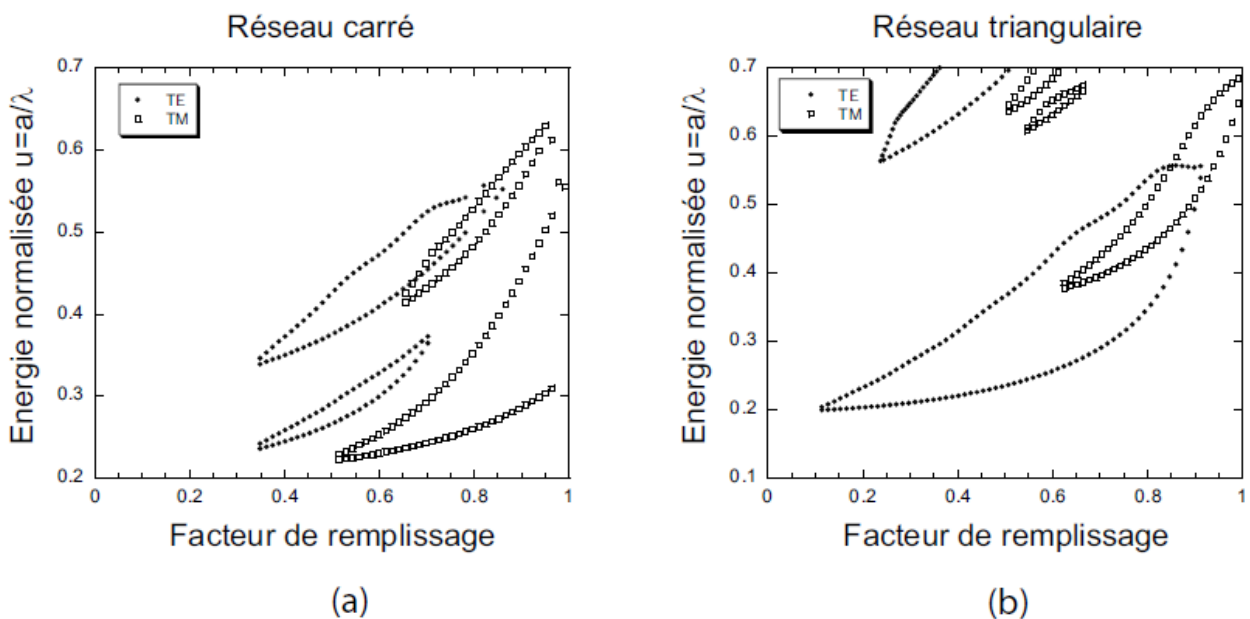


Figure I.26 Cartes des bandes interdites d'un réseau de trous d'air dans une matrice diélectrique ($\epsilon = 11:4$): (a) réseau carré, (b) réseau triangulaire [17].

- **Le contraste d'indice : dans le plan et dans la direction transverse :**

- **Dans le plan du cristal :**

La largeur de la bande spectrale interdite est proportionnelle au contraste d'indice. D'un point de vue pratique, il nous est difficile d'obtenir un contraste aussi élevé, si nous travaillons sur des structures à base de silicium, le contraste d'indice entre le semi-conducteur et l'air sera donc proche de 3.25.

- **Dans la direction transverse :**

Les structures planaires sont, en pratique, de hauteur finie. Les études en deux dimensions sont alors insuffisantes (en particulier en ce qui concerne l'évaluation des pertes par radiation) et doivent être faites, a priori, en trois dimensions. Quant à la structure verticale, deux approches sont principalement utilisées. Elles aboutissent à deux situations différentes en ce qui concerne le contraste d'indice entre les couches. Il s'agit des membranes suspendues dans l'air et des hétérostructures sur substrat épais. Les membranes, de part le fort contraste d'indice entre l'air et le diélectrique, permettent un meilleur confinement du champ que les hétérostructures. De nombreuses études ont été menées sur les cristaux bidimensionnels, gravés sur une membrane de diélectrique, souvent sur un semi-conducteur, par exemple du silicium. L'introduction de défauts dans le plan de périodicité pour le routage ou le multiplexage d'ondes a été généralement étudiée en négligeant la troisième dimension finie du réseau dans cette direction. La figure I.27 représente par exemple deux guides droits en cristal photonique sur membrane à gauche, et sur substrat épais à droite. Le confinement tridimensionnel est schématisé pour les deux structures. Le confinement dans le plan de périodicité se fait en exploitant l'insertion d'un niveau défaut dans la bande interdite. Le contraste d'indice vertical confine le champ dans la direction transverse par réflexion totale interne.

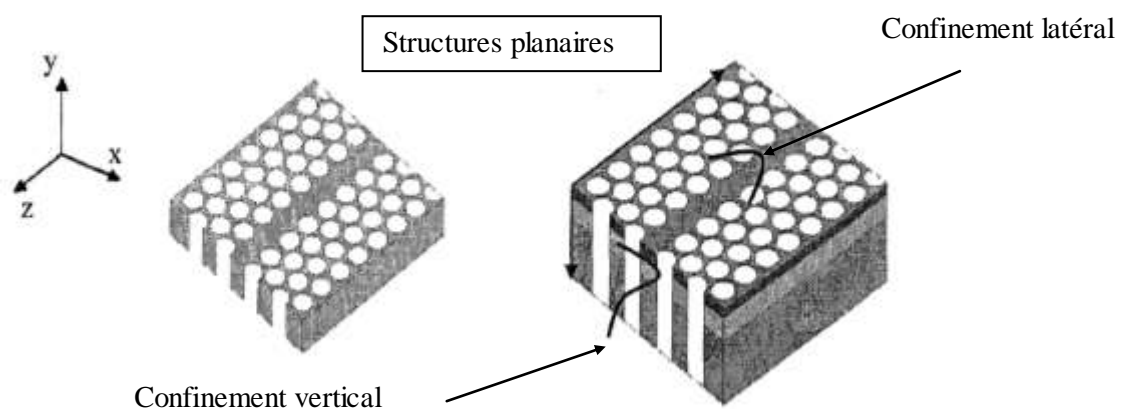


Figure I.27 Cristaux photoniques bidimensionnels gravés dans une structure verticale confinante de type membrane à gauche, et substrat épais à droite. Un défaut linéique créé en omettant une rangée de trous permet de faire du guidage optique [19].

I.10.2. Les hétérostructures à Fort et faible contraste d'indice :

Les hétérostructures d'indice qui assurent le confinement vertical de la lumière se divisent en deux catégories qui se distinguent par l'intensité du contraste d'indice:

I.10.2.1. Fort contraste d'indice :

Une première approche repose sur l'utilisation d'un fort contraste d'indice Δn , entre la couche guidante et le milieu environnant. Les confinements à fort contraste d'indice sont généralement obtenus à l'aide d'une membrane semi-conductrice suspendue dans l'air [57-59], une couche de Si déposée sur SiO₂ [1] ou encore une couche de GaAs déposée sur Al_xO_y [60,61]. Dans ce dernier cas, la couche de Al_xO_y est obtenue par oxydation d'une couche de Al_{0.9}Ga_{0.1}As. Le contraste d'indice vaut alors $\Delta n=2.5$ par rapport à l'air et $\Delta n= 2$ par rapport au Al_xO_y, figure I.28.

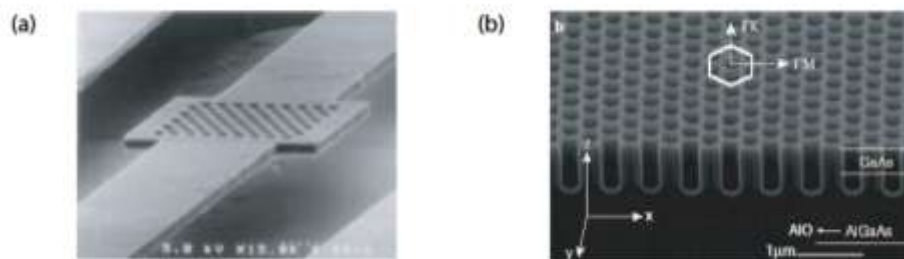


Figure I.28 Exemples de cristaux photoniques 2D planaires à haut contraste d'indice vertical: (a) Membrane de Al_{0.1}Ga_{0.9}As suspendue dans l'air d'épaisseur 270 nm [57]. (b) Cristal photonique planaire avec des trous profonds de 0.5 µm, gravé partiellement dans la couche Al_xO_y qui fonctionne comme gaine de bas indice (n approximatif 1.5) [60].

Un fort contraste d'indice permet un bon confinement vertical de la lumière et limite les pertes de propagation [17] se traduisant par une forte localisation du champ dans la membrane, assurant en outre, une meilleure interaction lumière-matière. En effet l'intensité du recouvrement entre le champ et le milieu actif est un paramètre clef pour des applications de type micro-sources [22].

De plus, la profondeur nécessaire des trous est plus faible que dans le cas des faibles contrastes d'indice (quelques centaines de nm au lieu de plusieurs µm), donc la gravure est plus facile [17] et les contraintes technologiques sont moins exigeantes, rendant possible l'utilisation des techniques de gravure usuelles comme la gravure ionique réactive (RIE) : il s'agit de percer des trous peu profonds (de l'ordre de 200 à 300 nm), qui suffisent à assurer un confinement optique efficace avec une contrainte sur le facteur de forme moins importante[22]

I.10.2.2. Faible contraste d'indice :

Quelques cristaux photoniques 2D planaires étudiés sont réalisés sur des hétérostructures guidantes à faible contraste d'indice. deux types d'hétérostructures sont (GaAs/Al_xGa_{1-x}As et InP/Ga_xIn_{1-x}As_yP_{1-y}). A cause du faible contraste d'indice ($\Delta n=0.1-0.2$), le confinement vertical est

faible et les pertes de propagation peuvent être importantes dans certaines situations [17]. Avec une telle géométrie, le mode guidé, soumis à un faible confinement aux interfaces, conserve une extension verticale assez importante. Une telle distribution du champ électromagnétique requiert une profondeur des trous importante pour garantir un recouvrement optimal entre le champ électromagnétique du mode et le CP, et limiter ainsi les pertes par diffraction, figure I.29 [62]. D'un point de vue technologique, les contraintes de fabrication liées à la qualité de la gravure profonde sont assez drastiques, en particulier en ce qui concerne le profil des trous. La figure I.30 montre une section verticale d'un cristal photonique membranaire à faible et fort contraste d'indice [22].



Figure I.29 Exemple de réalisation d'un cristal photonique membranaire à faible contraste d'indice verticale (coeur de InGaAsP dans l'InP). Afin de limiter les pertes verticales, la gravure doit être suffisamment profonde pour qu'il y ait recouvrement entre les trous et le profil d'intensité du mode guidé. Source COBRA, Eindhoven, Netherlands [62]

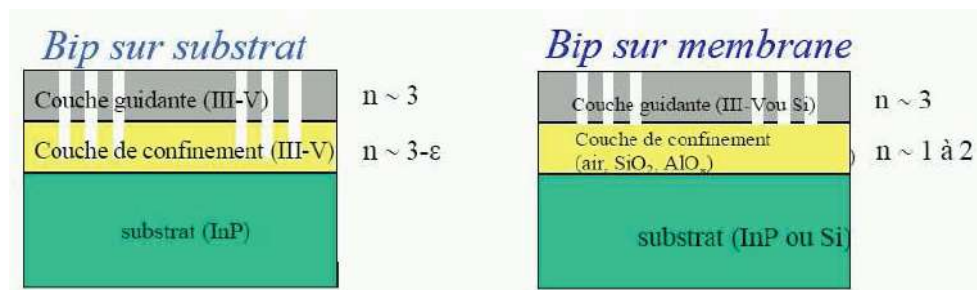


Figure I.30: Configuration verticale à faible et fort contraste d'indice d'un CP membranaire [22].

I.10.3 Le cône de lumière :

Le cône de lumière désigne la région spectrale accessible aux modes du milieu environnant la couche guidante. Pour un milieu uniforme d'indice n , le cône de lumière est défini comme la région située au-dessus de la ligne de lumière, caractérisée par la droite :

$$\omega(k_{||}) = \frac{c}{n} k_{||} \tag{1.35}$$

où $k_{||}$ est la composante du vecteur de propagation projeté dans le plan du guide [22].

Dans le cas des cristaux photoniques 2D membranaires précédemment vus, nous avons constaté qu'il fallait considérer la propagation hors plan du fait de l'épaisseur finie de la membrane. Deux notions

sous-jacentes apparaissent alors : celle de ligne de lumière et de durée de vie du photon. Pour cela, nous allons considérer les relations de dispersion d'un guide d'onde de faible épaisseur (quelques centaines de nm) et d'indice celui de la membrane à cristal photonique (du silicium, $n=3.5$ à $1.55\mu\text{m}$) entouré d'un milieu d'indice plus faible (de la silice, d'indice $n=1.45$ pour la même longueur d'onde) [16].

Alors, pour le cristal photonique 2D de hauteur finie réalisé dans ce guide plan, trois types de modes sont à considérer:

- Les modes qui constituent le continuum des modes radiatifs. Ce sont les solutions sinusoïdales en tout point de l'espace de l'équation de propagation du guide d'onde plan. Ces modes sont complètement délocalisés.
- Les modes quasi-guidés, fortement localisés dans le guide d'onde plan mais possédant une composante radiative non nulle induite par le réseau, et responsable des pertes dans la direction verticale. Ces deux types de modes sont situés dans le cône de lumière, les modes quasi guidés constituant des résonances du continuum radiatif.
- Les modes guidés, parfaitement confinés dans le guide, sans couplage possible avec les modes rayonnés, et par conséquent à durée de vie théorique infinie dans le guide d'onde [22].

Ces modes purement guidés dans le guide plan sont situés entre les deux lignes de lumière caractérisées par les droites d'équations :

$$\omega = \frac{ck_{//}}{n_1} \tag{1.36}$$

pour la ligne de lumière du guide, et

$$\omega = \frac{ck_{//}}{n_2} \tag{1.37}$$

pour la ligne de lumière de la gaine, figure I.31, où $k_{//}$ est la projection du vecteur d'onde dans le plan du guide. En dessous de la ligne de lumière du cœur, aucun mode ne peut exister dans le guide. Au dessus de la ligne de lumière de la gaine, les modes sont dits à fuites [16].

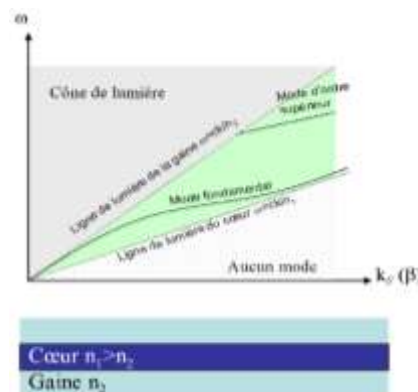


Figure I.31 – Définition du cône de lumière à partir de la courbe de dispersion d'un guide d'onde plan d'indice n_1 entouré d'un milieu environnant d'indice n_2 [16].

Les cristaux photoniques qui montrent donc le plus d'intérêt à ce jour sont les cristaux photoniques 2D membranaires [32]. C'est l'approche qui a été adoptée dès le début, et qui est considérée aujourd'hui comme la plus apte à répondre aux besoins de la micro-photonique intégrée. Ces cristaux photoniques 2D membranaires présentent une profondeur de trous faible devant la période du réseau, et sont constitués d'un matériau d'indice plus élevé que le milieu environnant. L'avantage en est une fabrication relativement aisée. Ces cristaux sont en effet réalisables par les techniques habituelles d'épitaxie de couches minces, et leur fabrication ne requiert que les technologies standards de la micro et opto-électronique. Tous ces avantages placent ces structures en candidats prometteurs pour la réalisation de composants « nouvelle génération » pour l'optique intégrée [22].

I.10.4. Quelques techniques de conception des cristaux photoniques membranaires :

La technologie des membranes a fait des progrès constants, surtout sur InP. Il faut en effet, pour former une membrane, dissoudre sélectivement la couche sacrificielle qui lui est sous-jacente, figure 1.32. Or, la chimie d'attaque en voie liquide des quaternaires GaInAsP donne une grande latitude pour ce processus, et permet de découpler la conception de l'hétérostructure des contraintes technologiques liées à la formation de la membrane. De surcroît, dans les années 1990, l'utilisation de membranes s'est étendue à de nombreux dispositifs micromécaniques ou des cavités verticales accordables « tout-semi-conducteur » [63]. Autres avantages du système InP : la luminescence peut y persister malgré la proximité d'interfaces air/semi-conducteur, car ces dernières présentent peu de centres de recombinaison non radiative, couramment dix à cent fois moins que dans le système GaAs. C'est en particulier dans le système InP que le groupe Cal'tech a obtenu le premier laser à cristal photonique. En ce qui concerne les autres matériaux, l'équipe du FESTA de Tsukuba [57] est récemment parvenue à fabriquer des membranes de GaAs parfaitement suspendues, en montrant, du même coup, l'existence d'une BIP 2D dans ce système. Notons aussi, pour être exhaustif, que la technologie industrielle récente de films minces de silicium sur une couche de silice plus ou moins épaisse (technologie «SOI»: Silicon on Insulator) se prête aussi à la fabrication de membranes, avec notamment des percées récentes du groupe cal'tech/Corning [64]. La gravure de la membrane ne demande que des rapports d'aspects minimes, souvent moins que l'unité, vu l'épaisseur de membrane (de 200 à 400 nm). L'obtention de flancs verticaux sur toute la hauteur est bien plus aisée que dans les systèmes à guide enterrés et le choix des paramètres géométriques du réseau de trous devient en conséquence plus ouvert.

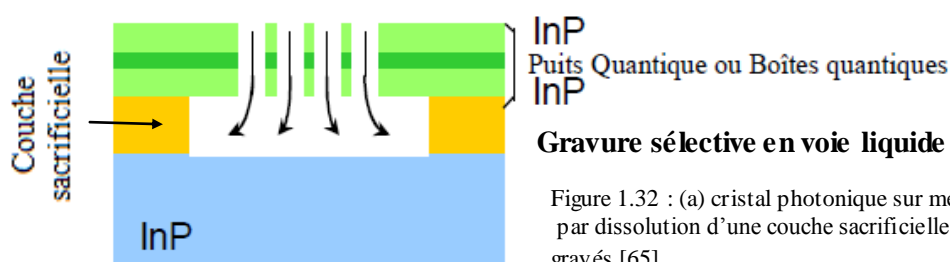


Figure 1.32 : (a) cristal photonique sur membrane que l'on fabrique par dissolution d'une couche sacrificielle accessible par les trous gravés [65].

I.11. Approximation de l'indice effectif

Que ce soit par la méthode FDTD ou celle des ondes planes, il n'est pas toujours possible ou judicieux de réaliser un calcul tridimensionnel. Dans le cas de la FDTD, un tel calcul est long, mais il demande surtout des ressources informatiques importantes. Dans le cas des ondes planes, un calcul tridimensionnel est souvent moins lourd car la « supercellule » est en général plus petite que la structure réelle d'un calcul FDTD.

Une des méthodes possibles pour calculer les relations de dispersion d'un cristal photonique bidimensionnel planaire est celle de l'indice effectif. Le cristal photonique est considéré comme bidimensionnel infini dans la troisième dimension, mais avec un indice de réfraction différent de celui du matériau réel. Cet indice est choisi égal à l'indice effectif du mode fondamental de la membrane guidante. Il dépend de la polarisation de la lumière et prend en compte la troisième dimension par le fait que la lumière rencontre un indice moyen entre le cœur et la gaine figure I.33. Cette méthode a l'avantage d'être simple et peu consommatrice en temps de calcul. Elle est cependant limitée dans sa précision car l'indice effectif dépend de la longueur d'onde de la lumière. En fixant un indice effectif, la variation du confinement vertical de la lumière avec la longueur d'onde n'est pas prise en compte. Ce changement de l'indice effectif est généralement plus grand en approche membrane ou le contraste d'indice est plus fort.

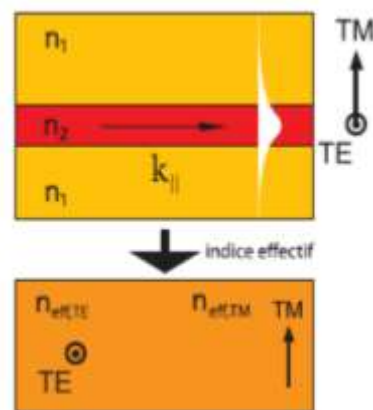


Figure I.33: Représentation schématique de la méthode de l'indice effectif. La structure devient 2D car invariante dans la direction verticale.

I.12. Pertes optiques :

Les cristaux photoniques planaires gravés dans une hétérostructures présentent des pertes de propagation. Intuitivement, ces pertes sont dues à l'absence de confinement vertical. La connaissance des pertes d'un cristal photonique planaire est essentielle, en vue des applications à l'optique intégrée [66]. Les pertes peuvent être classées en deux catégories: les pertes intrinsèques inhérentes à la géométrie considérée et les pertes extrinsèques liées aux imperfections des structures fabriquées [17].

I.12.1. Pertes intrinsèques :

Pour comprendre l'origine de ce phénomène, considérons l'exemple d'un réseau triangulaire de trous d'air gravé dans une membrane diélectrique suspendue. La figure I.34 montre les modes propres d'un réseau triangulaire de trous d'air gravé dans une membrane de semiconducteur suspendue dans l'air. La troisième dimension est prise en compte par l'intermédiaire du cône de lumière (zone grisée). Le cône de lumière est associé au guide planaire seul, indépendamment du cristal photonique gravé. Il représente un continuum des modes radiatifs qui ne sont pas confinés dans la membrane [66]. Dans le cas d'un système où les indices de réfraction des gaines *ngaine* (ici air) sont identiques, le cône de lumière est défini comme la région située au-dessus de la droite $c/ngaine$ (paragraphe I.10.3) dans le diagramme de dispersion $\omega(k)$, où c est la vitesse de la lumière dans le vide. On distingue les modes propres en dessous et dans le cône de lumière :

I.12.1.1. En dessous du cône de lumière :

Les modes sont confinés verticalement dans la membrane avec un profil évanescent dans l'air. Ce sont des modes qui se propagent sans pertes dans le cristal.

I.12.1.2. Dans le cône de lumière :

Les modes sont délocalisés avec un profil qui s'étend infiniment loin de la membrane. Ce sont des modes qui se couplent au continuum radiatif et se propagent avec des pertes dans le cristal. Un mode propre du cristal qui se trouve au-dessous du cône de lumière ne peut pas se coupler à des modes radiatifs. En revanche, lorsque le mode traverse la frontière du cône de lumière, il devient délocalisé et va donc subir des pertes de propagation. Dans le cas d'une membrane, le cône de lumière ne recouvre que partiellement la bande interdite. Dans le cas d'une hétérostructures de faible contraste d'indice, toute la bande interdite est dans le cône de lumière. A première vue, le meilleur choix est donc une membrane. Cependant, il faut garder à l'esprit que lorsque l'on introduit des défauts (comme des cavités ou des guides d'onde) qui brisent l'invariance par translation, on ne peut pas empêcher le couplage aux modes radiatifs et ceci, quel que soit le contraste d'indice.

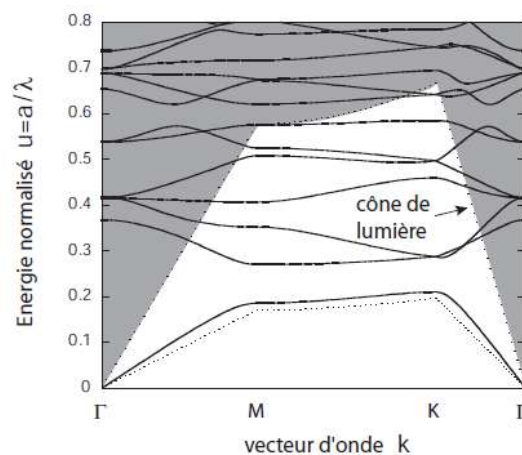


Figure. I.34: Diagramme de bandes d'une membrane semi-conductrice suspendue dans l'air. La troisième dimension est prise en compte par l'intermédiaire du cône de lumière (zone grisée). Ce cône représente un continuum de modes radiatifs qui ne sont pas confinés dans la membrane [66].

I.12.2. Pertes extrinsèques :

Dans la pratique, des pertes intrinsèques s'ajoutent aux pertes extrinsèques. Les pertes extrinsèques sont liées aux imperfections de trous fabriqués, telles que la profondeur finie et la forme conique des trous. Pour minimiser ces pertes, la profondeur des trous doit être suffisante pour recouvrir complètement le profil vertical du mode guidé [17,67] et la forme des trous doit être aussi cylindrique que possible [17,68]. Les fluctuations dans la position et le diamètre des trous, ainsi que les dommages infligés aux matériaux lors de la fabrication sont d'autres sources de pertes [17].

I.12.3. Modèle phénoménologique pour les pertes :

Les pertes optiques d'un cristal photonique 2D planaire peuvent être évaluées par un modèle phénoménologique purement bidimensionnel [17][69]. Ce modèle traduit la dissipation d'énergie en attribuant une constante diélectrique ε_{air} complexe aux trous du cristal photonique:

$$\varepsilon_{air} = \varepsilon'_{air} + i\varepsilon''_{air} = 1 + i\varepsilon'' \quad (1.38)$$

Le milieu semi-conducteur dans lequel sont gravés les trous est supposé sans pertes et le paramètre phénoménologique ε''_{air} peut donc s'écrire sans ambiguïté ε'' . Ce paramètre dit de pertes est très utilisé pour traduire et comparer la qualité des cristaux photoniques. La figure I.35 montre la dépendance du spectre de transmission d'un cristal photonique pour différentes valeurs du paramètre de pertes ε'' . Notons que la bande d'air est plus sensible aux pertes que la bande diélectrique en raison de la concentration de l'énergie électromagnétique dans les trous d'air.

Le paramètre de pertes ε'' peut s'écrire comme la somme de deux contributions:

$$\varepsilon'' = \varepsilon''_{int} + \varepsilon''_{ext} \quad (1.39)$$

Les paramètres ε''_{int} et ε''_{ext} traduisent respectivement les pertes intrinsèques et extrinsèques. Ils peuvent être évalués individuellement par une analyse semi-quantitative.

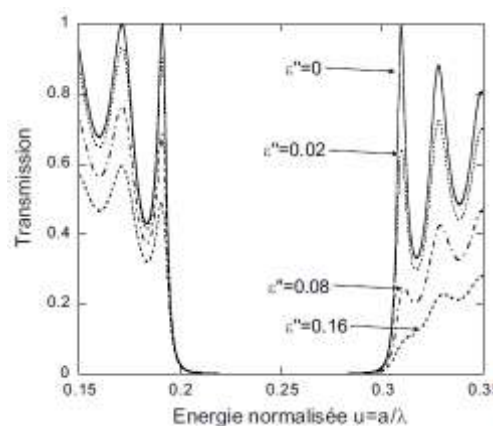


Figure I.35 Spectres de transmission de 8 rangées ΓM calculés par FDTD pour différentes valeurs de ε'' (paramètres: InP, TE-pol., $f = 0.35$) [17]. Le calcul a été effectué avec l'algorithme de M. Qiu, KTH, Suède.

I.12.3.1 Paramètre de pertes intrinsèques :

Une méthode originale a été développée par Benisty et al. pour calculer le paramètre de pertes intrinsèques [69]. Cette méthode décrit la diffraction due à l'absence de confinement vertical dans les trous par l'émission d'un dipole situé dans chaque trou. ε''_{int} est donné par la relation suivante.

$$\varepsilon''_{int} = \frac{h_{coeur} n_{coeur}}{\lambda} (u^2 f) (\Delta\varepsilon)^2 \eta \Gamma_{coeur}(\lambda) \quad (1.40)$$

où u est l'énergie normalisée, f le facteur de remplissage, $\Delta\varepsilon = n_{coeur}^2 - n_{gaine}^2$ la différence de constantes diélectriques entre le cœur et la gaine, h_{coeur} la hauteur de la couche cœur, et $\Gamma_{coeur}(\lambda)$ le facteur de confinement du mode vertical dans le cœur.

où

$$\eta = \sqrt{1 - \left(\frac{n_{gaine}}{n_{coeur}}\right)^2} \quad (1.41)$$

est la fraction de la puissance lumineuse émise qui quitte la structure.

Des simulations 3D permettent d'estimer quantitativement les valeurs du paramètre de pertes intrinsèques ε''_{int} pour différents systèmes. Sur hétérostructures GaAs/AlxGa1-xAs, ε''_{int} est de l'ordre de 0.024-0.048. Sur hétérostructures InP/GaxIn1-xAsyP1-y, les valeurs typiques sont plus faibles (0.01-0.02) en raison du plus faible contraste d'indice [17].

I.12.3.2. Paramètre de pertes extrinsèques :

Les techniques de fabrication des cristaux photoniques 2D planaires produisent généralement des trous de profondeur finie et de forme cylindro-conique. Ferrini et al. ont évalué le paramètre de pertes extrinsèques associés ε''_{ext} en fonction des caractéristiques physiques des trous fabriqués [70].

La forme cylindro-conique des trous peut être décrite par trois paramètres géométriques: la profondeur totale d , la longueur de la section cylindrique d_c et l'angle α de la section conique, figure.I.36(a). La figure. I.36(b) montre les variations du paramètre de pertes extrinsèques ε''_{ext} en fonction de l'angle α pour différentes profondeurs d de trous. Deux régimes peuvent être distingués :

1. Pour les faibles valeurs de α ($\alpha \leq 0.03^\circ$), la contribution de la forme des trous est négligeable et ε''_{ext} ne dépend que de la profondeur d (Région gouvernée par la profondeur)
2. Pour les grandes valeurs de α ($\alpha \geq 1^\circ$), la forme des trous tend vers un cône et ε''_{ext} dépend peu de la profondeur: toutes les courbes s'approchent de celle du cône parfait (Région gouvernée par l'angle)

Ce modèle implique de se focaliser sur le développement du procédé de fabrication de cristaux photoniques 2D planaires. Dans la région gouvernée par l'angle, la profondeur importe peu et seule une diminution de l'angle des trous fabriqués permet de réduire significativement les pertes extrinsèques [17].

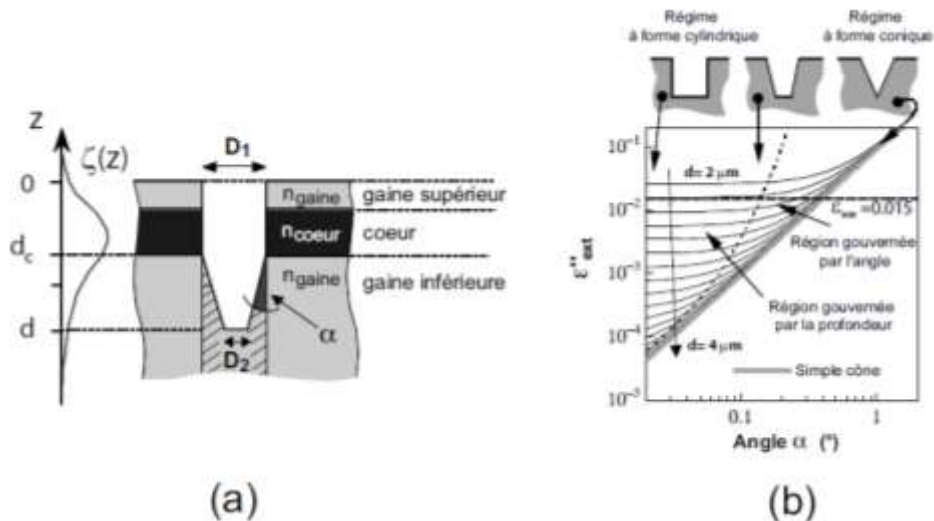


Figure I.36 (a) Représentation schématique d'un trou cylindro-conique tronqué
 (b) Variations du paramètre de pertes extrinsèques ϵ''_{ext} en fonction de l'angle α pour différentes profondeurs d de trous. Les calculs ont été effectués pour un cristal photonique de facteur de remplissage $f = 50\%$ gravé sur une hétérostructure InP. Les profondeurs des trous s'étendent de 2 à $4 \mu\text{m}$ avec un pas de $0.1 \mu\text{m}$, [17].

I.13. Défauts :

L'un des nombreux attraits conceptuels offert par les cristaux photoniques et leur structure cristalline est la possibilité d'introduire des défauts dans cette structure. Comme en physique des semi-conducteurs, on crée ainsi un ou plusieurs niveaux localisés, dans la bande interdite [71]. On réalise aisément la très grande variété de défauts concevables donnant lieu à toutes sortes d'applications potentielles [72] par l'introduction de ces défauts. Par analogie avec les défauts ponctuels présents au niveau atomique dans les réseaux cristallins étudiés, par exemple, en science des matériaux - les lacunes, les atomes interstitiels ou substitutionnels -, il est possible de créer des défauts dans le réseau périodique du cristal photonique, tout en contrôlant exactement leur position [19]. Dans notre cas, le motif de répétition est une tige de diélectrique, et les défauts typiques sont définis, figure I.37. Il est possible par exemple de jouer sur la taille ou l'indice du motif (défauts de substitution) (a ,c), sa forme (b), son existence (défaut lacunaire) (d) et sa position (défaut interstitiels) (e) par rapport à la maille élémentaire. Ces défauts qui peuvent modifier la symétrie du cristal, sont sièges de modes localisés qui ne peuvent se propager dans le cristal parfait.

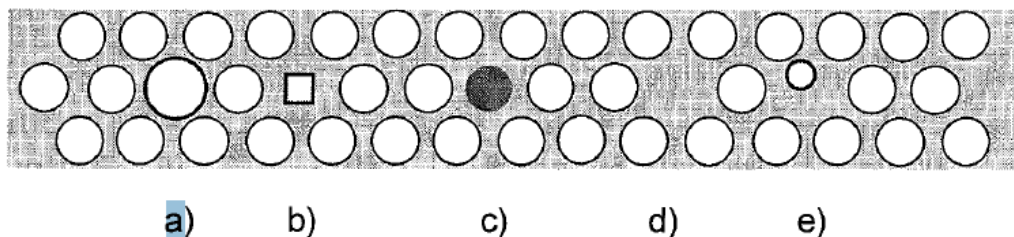


Figure I.37 Exemples de défauts ponctuels dans un réseau carré bidimensionnel de trous d'air. Modification de : a) la taille du motif; b) de sa forme; c) de son indice; e) de sa position par rapport aux axes de symétrie. Enfin en d) : lacune de motif [19].

En jouant sur les différents paramètres présentés ci-dessus il est possible de contrôler les caractéristiques des modes de défauts [73] telles que la fréquence de résonance, la distribution spatiale ou la dégénérescence. Cette grande liberté d'ajustement des modes, offertes par les cristaux photoniques est très intéressante, elle permet par exemple de réaliser des accords modaux entre différents défauts en vue d'un couplage ou transfert d'énergie ou encore de contrôler la vitesse des modes de propagation dans des guides par exemple [74]. En reproduisant certains de ces défauts ponctuels de base sur plusieurs périodes, il est possible de concevoir différents types de défauts étendus, qui jouent le rôle de structures guidantes. Par exemple, une lacune de trous d'air dans notre cas, permettra d'obtenir une cavité et une rangée de trous manquants dans une direction définira un guide. Ce sont les deux défauts fréquemment réalisés.

I.13.1. Défauts ponctuels :

Le défaut ponctuel peut être créé en modifiant les caractéristiques d'une cellule du réseau. La figure I.38 permet de faire le point à ce stade, sur la nomenclature des objets utilisés dans le domaine des cristaux photoniques pour le guidage optique. Une cavité formée par une lacune est appelée cavité H1. De façon analogue, une cavité hexagonale Hn possède n lacunes sur chaque côté. Par exemple, la figure I.38 (a) représente une cavité H₂ [19]. Le mode de défaut se loge dans la bande interdite, figure I-39 et la fréquence correspondante est la fréquence propre de résonance de la microcavité. Si on injecte dans ce défaut un mode électromagnétique dont la fréquence appartient à la bande interdite photonique, la lumière ne pourra pas se propager dans le cristal mais elle sera piégée et confinée autour du défaut figure I.40. Seuls certains modes y sont donc autorisés. Les fréquences de ces modes dépendent du défaut. En faisant varier le rayon r du défaut, on peut atteindre une certaine gamme de fréquences dans la bande interdite [75].

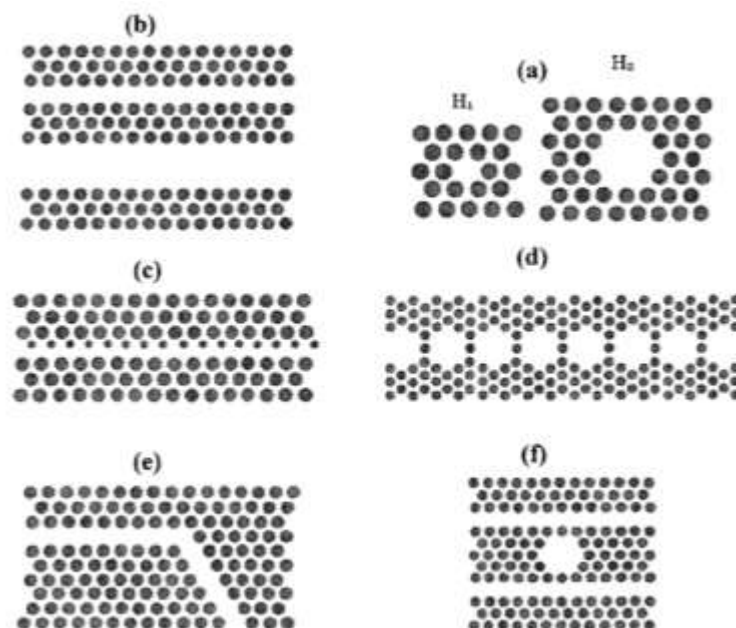


Figure I.38 Exemples de structures guidantes obtenues par combinaisons de défauts ponctuels : (a)cavités H1 et H2, (b) guides W1 et W3, (c) guide W1 à rangée décalée, (d) guide CROW, (e) virage à 60°, (f) filtre add-drop : combinaison guide-cavité-guide [19].

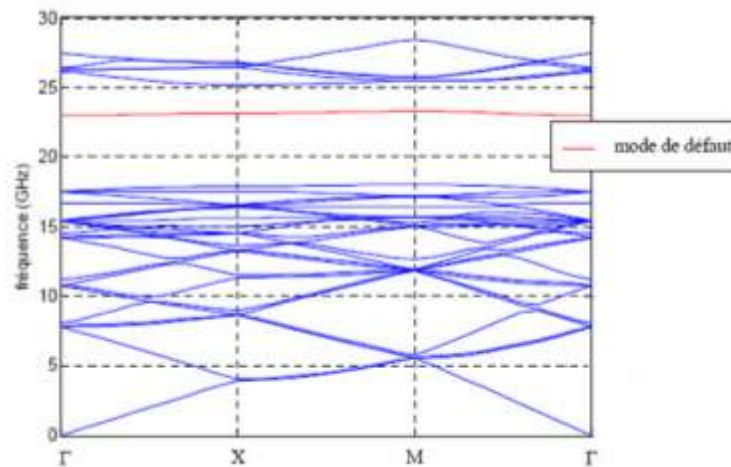


Figure I-39 Diagramme de dispersion d'une structure 2D avec défaut ponctuel [76]

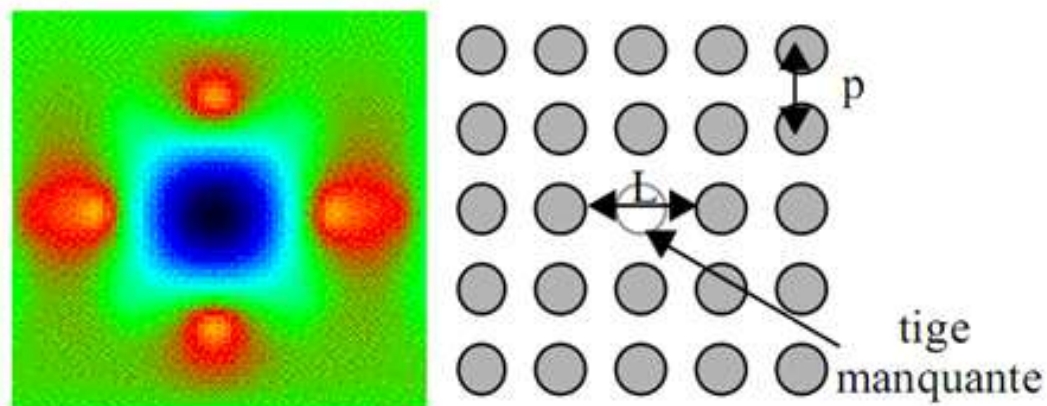


Figure I.40 Résonance à 35.5 GHz de la cavité engendrée par la suppression d'une tige pour le réseau carré diélectrique de tiges d'alumine pas=3mm, d=1.5mm (onde polarisée TM en incidence normale). L'énergie est concentrée sur les quatre premières tiges voisines de défauts [18].

I.13.2. Défauts étendus :

En introduisant un défaut linéaire (omission d'une ou plusieurs rangées de motifs élémentaires), il est possible de guider la lumière selon une direction choisie. La lumière va se propager le long de ce guide avec une fréquence appartenant à la bande interdite photonique du cristal. Un guide formé par une rangée de trous manquants dans la direction ΓK sera appelé un guide W1, représenté sur la figure I.38 (b). Le guide W3, formé par trois rangées manquantes est visible sur la même figure. Les modes électromagnétiques associés aux guides d'onde sont des modes confinés dans le guide et qui peuvent se propager le long de ce guide et avec des parois parfaitement réfléchives. De cette façon on peut

dévier le chemin de la lumière. Les réalisations expérimentales ont été effectuées par [77, 78], figure I.41 pour un cristal 2D, dont on a enlevé quelques tiges, en formant un virage.

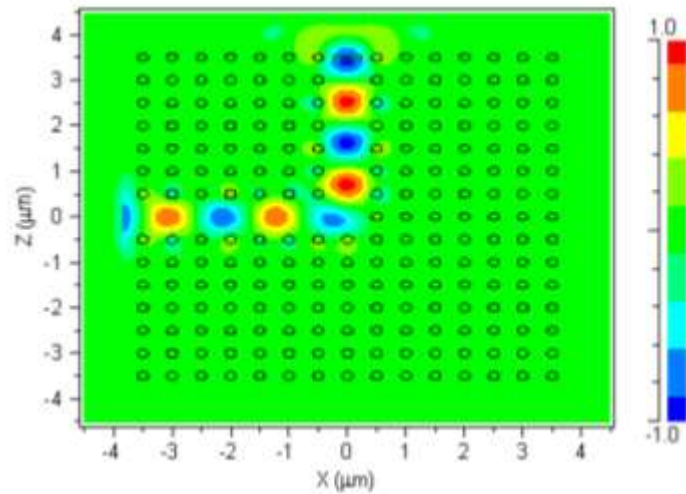


Figure I.41: Propagation du champ dans un guide virage.

I.13.3. Exemples de défauts rassemblés :

A partir d'ici, nous pouvons réaliser des guides CROW (Cavity Resonator Optical Waveguide) dont un exemple est représenté figure I.38(d). On remarque qu'ils sont formés par des cavités H_n , dans la direction ΓM . Aussi, le guidage se fait par couplage successifs des cavités. La bande passante est alors centrée sur la fréquence de résonance d'une cavité unique, d'autant plus fine que le nombre de cavités est important. La sélectivité de ce guide peut ainsi être contrôlée en ajustant le nombre de cavités, ce qui détermine la largeur de la bande passante. Le plus petit guide de type CROW, succession de cavités H_1 , revient à créer un défaut linéique dans la direction ΓM , en omettant une rangée de trous.

Au delà de cette approche uniquement fondée sur l'introduction de lacunes dans le réseau initial, la figure I.38(c) représente un guide W1 comportant une rangée de trous plus petits. Ce guide illustre la grande capacité d'ajustage des modes de défauts dans les cristaux photoniques. La figure I.38(e) représente un virage formé par deux guides W1 connectés sous un angle de 60° , imposé par la symétrie du cristal photonique. Tous ces défauts donnent naissance à des états permis dans la BIP. Enfin, une association pertinente de ces défauts pourra alors permettre de réaliser des circuits optiques intégrés comportant des fonctions de guidage, de filtrage et même des fonctions de routage directif plus complexes telles que les démultiplexeurs.

I.14. Conclusion :

Nous avons exposé dans ce chapitre le concept des cristaux photoniques et leurs différentes catégories en passant par quelques notions de l'analogie électron-photon. Nous avons parlé de l'ouverture de la bande interdite photonique dans le cas classique du miroir de Bragg. Ceci nous a permis de collecter

plusieurs informations ayant relation avec les états permis dans le cristal photonique, “les modes de Bloch”, ainsi que les positions et les largeurs des bandes interdites. A cause des difficultés de fabrication des structures 3D, nous nous sommes intéressés aux cristaux photoniques bidimensionnels et aux différentes symétries de mailles tel que le réseau carré de tiges diélectriques, des deux polarisations TE et TM de chaque type de maille et aussi des différents paramètres qui servent à contrôler l’ouverture de la BIP. Nous avons aussi constaté que cette BIP peut être déduite de la zone de Brillouin irréductible. Les structures photoniques bidimensionnelles planaires sont considérées comme une alternance dédiée au confinement de la lumière dans la direction de propagation de l’onde électromagnétique. Ainsi, les deux approches proposées technologiquement sont le fort et le faible contraste de réfraction. Les structures planaires à fort contraste sont les plus adaptées au confinement transversal. Les pertes intrinsèques et extrinsèques présentées ont été évaluées en fonction des caractéristiques physiques de la structure. Enfin les différents types de défauts et les différentes combinaisons de ces derniers permettent la conception des dispositifs optiques tels que les filtres et les démultiplexeurs.

I.15. Références bibliographiques :

- [1] C. Monat, C. Seassal, X. Letartre, P. Viktorovitch, P. Regreny, M. Gendly, P. Rojo-Remeo, G. Hollinger, E. Jalaguier, S. Pocas, and B. Aspar, “InP 2D photonic crystal microlasers on silicon water: room temperature operation at 1.55 μm ,” *IEEE Elect. Lett.*, 37, pp. 764-765, 2001
- [2] O. Painter, R. K. Lee, A. Scherer, A. Yariv, J. D. O'Brien, P. D. Dapkus, and I. Kün, "Two-dimensional photonic band-gap defect mode laser," *Science*, 284, pp. 1819-1821, 1999.
- [3] O. J. Painter, A. Husain, A. Scherer, J. D. O'Brien, I. Kim, and P. D. Dapkus, “Room temperature photonic crystal defect lasers at near-infrared wavelengths in InGaAsP,” *IEEE J. Lightwave Technol.*, 17, pp. 2082-2088, 1999.
- [4] O. Painter, J. Vucković, and A. Scherer, “Defect modes of a two dimensional photonic crystal in an optically thin dielectric slab,” *J. Opt. Soc. Amer. B*, vol. 16, no. 2, pp. 275-285, Feb. 1999
- [5] J.-K. Hwang, H.-Y. Ryu, D.-S. Song, I.-Y. Han, H.-W. Song, H.-K. Park, Y.-H. Lee, and D.-H. Jang, “Room temperature triangular lattice two-dimensional photonic band gap lasers operating at 1.54 μm ,” *Appl. Phys. Lett.*, 76, pp. 2982-2984, 2000.
- [6] H.-G. Park, J.-K. Hwang, J. Huh, H.-Y. Ryu, Y.-H. Lee, and J.-S. Kün, "Nondegenerate monopole-mode two dimensional photonic band gap laser," *Appl. Phys. Lett.*, 79, pp. 3032-3034, 2001.
- [7] P. St. J. Russell, "Photonic crystal fibers," *Science*, vol. 299, no. 5605, pp. 358-362, Jan. 2003
- [8] J. C. Knight, T. A. Birks, P. St. J. Russell, and D. M. Atkin, "All-silica single-mode fiber with photonic crystal cladding," *Opt. Lett.*, vol. 21, no. 19, pp. 1547-1549, Oct. 1996.
- [9] T. A. Birks, J. C. Knight, and P. St. J. Russell, "Endlessly single-mode photonic crystal fiber," *Opt. Lett.*, vol. 22, no. 13, pp. 961-963, Jul. 1997.
- [10] J. K. Ranka, R. S. Windeler, and A. J. Stentz, "Visible continuum generation in air-silica microstructure optical fibers with anomalous dispersion at 800 nm," *Optics Letters*, Vol. 25, pp. 25-27, 2000.

- [11] M. HOFMAN, “composants optiques a base de cristaux photoniques pour applications a l'imagerie infrarouge,” Thèse de doctorat, UNIVERSITE DES SCIENCES ET TECHNOLOGIES DE LILLE France, 2011.
- [12] J. CAMPOS, “Étude de cavités membranaires GaAs à auto collimation,” Thèse de doctorat, Université Toulouse III – Paul Sabatier, France 2011.
- [13] Attila Mekis, J. C. Chen, I. Kurland, Shanhui Fan, Pierre R. Villeneuve, and J. D. Joannopoulos, "High Transmission through Sharp Bends in Photonic Crystal Waveguides", *Phys. Rev. Lett.* 77, 3787-3790 (1996)
- [14] Talneau A, Le Gouezigou L, Bouadma N, Kafesaki M, Soukoulis CM, Agio M. “Photonic crystal ultrashort bends with improved transmission and low reflection at 1.55 μm ”. *Appl Phys Lett.* Vol 80(4): 547-549, 2002.
- [15] S. Y. Lin, E. Chow, and J. Bur, S. G. Johnson and J. D. Joannopoulos "Low-loss, wide-angle Y splitter at 1.6 μm wavelengths built with a two-dimensional photonic crystal" *OPTICS LETTERS / Vol. 27, No.16, pp. 1400-1402, 2002.*
- [16] L. Ferrier, “Micro-nano structures à base de cristaux photoniques pour le contrôle 3D de la lumière” thèse de Doctorat, Ecole Centrale de Lyon, France 2008.
- [17] B. Lombardet, “Étude et réalisation de cristaux photoniques pour l'optique intégrée,” Thèse de doctorat, École polytechnique fédérale de Lausanne Suisse 2005.
- [18] J. D. Joannopoulos, R. D. Meade, J. N. Winn; *Photonic Crystals, “modeling the flow of light,”* ; Princeton, NJ ; Princeton University Press (1995).
- [19] S. FASQUEL, “propriétés optiques de structures guidantes en cristal photonique,” thèse de doctorat université des sciences et technologie de lille France 2005.
- [20] E. Yablonovitch; *Phys. Rev. Lett.* 58; 2059, 1987.
- [21] S. John; *Phys. Rev. Lett.* 58 ; 2486, 1987.
- [22] S. BOUTAMI, “microcavités optiques verticales a base de cristaux photoniques membranaires,” Thèse de doctorat, ECOLE CENTRALE DE LYON, France, 2007.
- [23] G. Malpuech, A. Kavokin, G. Panzarini, and A. Di Carlo, “Theory of photon Bloch oscillations in photonic crystals,” *Physical Review B* 63, 035108 (2001).
- [24] T.E. Sale, “Vertical cavity surface emitting lasers,” Research Studies Press. Taunton, Somerset, England, 1995.
- [25] B. Lombardet, “Étude et réalisation de cristaux photoniques pour l'optique intégrée,” Thèse de doctorat Ecole polytechnique fédérale de lausanne, Suisse 2005
- [26] R. Bendjelloul, “Étude et caractérisation de circuits photoniques a base de cristaux photoniques de micro piliers : Application aux filtres a base de résonateurs,” Thèse de doctorat, Université de Constantine, Algérie 2017.
- [27] D Maystre, “Electromagnetic study of photonic band gaps”, *Pure Appl. Opt.* 3, 975, 1994.
- [28] A. Birner, R.B. Wehrspohn, U.M. Giese, and K. Busch, “Silicon-based photonic crystals”, *Adv. Mater.*, vol. 6, no. 16, pp. 377-388, 2001.

- [29] S. Ogawa, M. Imada, S. Yoshimoto, M. Okano, and S. Noda, "Control of Light Emission by 3D Photonic Crystals", *Science* 305, 227, 2004.
- [30] K. M. Ho, C. T. Chan, and C. M. Soukoulis, "Existence of a photonic gap in periodic dielectric Structures," *Phys. Rev. Letters*, vol. 65, no. 25, pp. 3152, 1990.
- [31] A. Chelnokov, S. David, K. Wang, F. Marty, and J.M. Lourtioz, "Fabrication of 2-D and 3-D Silicon Photonic Crystals by Deep Etching", *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics* 8, 919-927, 2002.
- [32] A. Chelnokov, K. Wang, S. Rowson, P. Garoche, and J.-M. Lourtioz, "Near-infrared Yablonovite-like photonic crystals by focused-ion-beam etching of macroporous silicon," *Applied Physics Letters* 77, Issue 19, 2943-2945, 2000.
- [33] C. Cuisin, A. Chelnokov, J.-M. Lourtioz, D. Decanini and Y. Chen, "Fabrication of three dimensional photonic structures with submicrometer resolution by x-ray lithography", *Journal of Vacuum Science & Technology B: Microelectronics and Nanometer Structures* 18, Issue 6, 3505-3509, 2000.
- [34] 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, and J. Bur, "A three-dimensional photonic crystal operating at infrared wavelengths", *Nature*, vol. 394, no. 6690, pp. 251-253, 1998.
- [35] S. Noda, K. Tomoda, N. Yamamoto, and A. Chutinan, "Full Three-Dimensional Photonic Bandgap Crystals at Near-Infrared Wavelengths", *Science*, vol. 289, no. 5479, pp. 604-606, 2000.
- [36] V. Lousse and J.P. Vigneron, "Self-consistent photonic band structure of dielectric superlattices containing nonlinear optical materials", *Physical Review E* 63, 027602-027606, 2001.
- [37] J. D. Joannopoulos, "Self-assembly lights up," *Nature*, vol. 414, no. 6861, pp. 257-258, 2001.
- [38] Y.A. Vlasov, X.-Z. Bo, J.C. Sturm, and D.J. Norris, "On-chip natural assembly of silicon photonic bandgap crystals", *Nature*, vol. 414, no. 6861, pp. 289-293, 2001.
- [39] Y. Vlasov, D. Norris, X. Bo, and J. Sturm, "On-chip assembly of silicon photonic band gap crystals," in *Quantum Electronics and Laser Science Conference, 2002. QELS'02. Technical Digest. Summaries of Papers Presented at the*, pp. 116-117, 2002.
- [40] A. Blanco, E. Chomski, S. Grachtchak, M. Ibsate, S. John, S. W. Leonard, C. Lopez, F. Meseguer, H. Miguez, J. P. Mondia, G. A. Ozin, O. Toader and H. M. van Driel, "Large-scale synthesis of a silicon photonic crystal with a complete three-dimensional bandgap near 1.5 micrometres", *Nature* 405 (6785), 437-440, 2000.
- [41] V. Lousse and S. Fan, "Waveguides in inverted opal photonic Crystals", *Optics Express* 14, Issue 2, pp. 866-878, 2006.
- [42] M. Campbell, D. N. Sharp, M. T. Harrison, R. G. Denning, and A. J. Turberfeld, "Fabrication of photonic crystals for the visible spectrum by holographic lithography", *Nature*, vol. 404, pp. 53-56, 2000.
- [43] C. Cuisin, A. Chelnokov, J.-M. Lourtioz, D. Decanini, and Y. Chen, "Submicrometer resolution

- Yablonovite templates fabricated by X-ray lithography," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 77, no. 5, pp. 770-72, 2000.
- [44] T. Kawashima, T. Sato, Y. Ohtera, and S. Kawakami, "Tailoring of the unit cell structure of autocloned photonic crystals", *IEEE J. Quantum. Electron.* vol. 38, no. 7, pp. 899-903, 2002.
- [45] M. Qi, E. Lidorikis, P. T. Rakich, S. G. Johnson, J. D. Joannopoulos, E. P. Ippen, and H. I. Smith, "A three-dimensional optical photonic crystal with designed point defects," *Nature*, vol. 429, pp. 538-542, 2004.
- [46] M. Imada, L. H. Lee, M. Okano, S. Kawashima, and S. Noda, "Light-propagation control by 3D Photonic crystal, Fabrication of line-defect waveguide at near infrared wavelength", in *PECS-V Conference*, Kyoto, Japan, 2004.
- [47] K. Sakoda, "Optical properties of photonic crystals," *Springer Series in Optical Sciences*, vol. 80, Springer-Verlag, Berlin, 2001.
- [48] J.M. Lourtioz, H. Benisty, V. Berger, J.M. Gérard, D. Maystre, et A. Tchebnokov, » *Les cristaux photoniques ou la lumière en cage*, » GET et Lavoisier, Paris, 2003.
- [49] B. Cluzel, "Réalisation et imagerie par sonde locale de cristaux photoniques sur SOI," thèse de doctorat, Université Dijon, 2005.
- [50] K. Sakoda, *Optical Properties of Photonic Crystals*, vol. 80 of Springer series in optical sciences, Springer, Berlin Heidelberg New York, 2001.
- [51] C. CAËR, "Cristaux photoniques à fente : vers une photonique silicium hybride à exaltation localisée du champ électromagnétique," Thèse de doctorat Université Paris-Sud France 2013.
- [52] D. Felbacq, E. Centeno, "Theory of diffraction for 2D photonic crystals with a boundary," *Optics communications*, vol. 199, p. 39-45, 2001.
- [53] M. Zelsmann, "Nano-structures à base de cristaux photoniques en silicium sur isolant pour les circuits intégrés photoniques et l'émission de lumière," Thèse de doctorat, Université Joseph Fourier, Grenoble 1, 2003.
- [54] T. F. Krauss, R. M. De La Rue, and S. Brand, "Two-dimensional photonic bandgap structures operating at near infrared wavelength," *Nature*, vol. 383, pp. 699-702, 1996.
- [55] T. Yoshie, J. Vuckovic, A. Scherer, H. Chen, et D. Deppe, "High-Quality Slab photonic crystals slab cavities," *Appl. Phys. Lett.* vol. 79, p. 4289-4291, 2001.
- [56] A. Barra, D. Cassagne, and C. Jouanin; *Appl. Phys. Letters*. 72; 627, 1998.
- [57] N Kawai, K. Inoue, N. Carlsson, N. Ikeda, Y. Sugimoto, and K. Asakawa, "Confined Band Gap in an Air-Bridge Type of Two-Dimensional AlGaAs Photonic Crystal," *Phys. Rev. Lett.*, vol. 86, no. 11, pp. 2289-2292, 2001.
- [58] O. Painter, J. Vuckovic, and A. Scherer, "Defect modes of a two dimensional photonic crystal in an optically thin dielectric slab", *J. Opt. Soc. Am. B* 16, 275, 1999.
- [59] O Painter, R. K. Lee, A. Scherer, A. Yariv, J. D. O'Brien, P. D. Dapkus, I. Kim, "Two dimensional photonic band gap defect mode laser", *Science* 284, 1819, 1999.

- [60] E. Chow, S. Y. Lin, S. G. Johnson, P.R. Villeneuve, J. D. Joannopoulos, J. R. Wendt, G.A. Vawter, W. Zubrzycki, H. Hou, and A. Alleman, "Three-dimensional control of light in a two-dimensional photonic crystal slab", *Nature*, vol. 407, no. 6807, pp. 983-986, 2000.
- [61] J-K. Hwang, H-Y. Ryu, D-S. Song, I-Y. Han, H-W. Song, H-K. Park, Y-H. Lee, "Room temperature triangular lattice two-dimensional photonic band gap lasers operating at $1.54\mu\text{m}$ ", *Appl. Phys. Lett.* 76, 2982, 2000.
- [62] R. van der Heijden, E.J. Geluk, R.W. van der Heijden, F. Karouta, P.A.M. Nouwens, Y.S.Oei, E.M. Roeling, E. Smalbrugge, T. de Vries, H.W.M. Salemink, "Photonic crystals in deeply etched InP-based Materials", COBRA Inter-University Research Institute, Eindhoven University of Technology.
- [63] N.L. Dantec, T. Benyattou, G. Guillot, A. Spisser, C. Seassal, J. L. Leclercq, P. Viktorovitch, D. Rondi et R. Mlondeau, "Tunable microcavity based on InP-Air Bragg Références bibliographiques 108 mirrors," *IEEE J. Sel. Top. In Quantum Electron*, vol. 5, p. 111-114, 1999.
- [64] M. Loncar, D. Nedeljkovic, T. p. Pearsall, J. Vuckovic, A. Scherer, S. Kuchinsky, et D.C. Allan, "Experimental and theoretical confirmation of Bloch-mode light propagation in planar photonic crystal waveguides," *Appl. Phys. Lett.* , vol.80, p. 1689-1691, 2002.
- [65] Seassal, C., *Elaboration et étude de micro-dispositifs mécano-optiques en semiconducteurs III-V*. Ecole centrale Lyon, 1997.
- [66] B.WILD, "Etude expérimentale des propriétés optiques des cristaux photoniques bidimensionnels et de leur accordabilité," These de doctorat, Faculté sciences de base, Université Würzburg, Allemagne 2006.
- [67] H. Benisty, Ph. Lalanne, S. Olivier, M. Rattier, C. Weisbuch, C. J. M. Smith, T. F. Krauss, C. Jouanin, and D. Cassagne, "Finite-depth and intrinsic losses in vertically etched two-dimensional photonic crystals", *Opt. Quantum Electron.*, vol. 34, pp. 205-215, 2002.
- [68] R. Ferrini, R. Houdre, H. Benisty, M. Qiu, and J. Moosburger, "Radiation losses in planar photonic crystals: two-dimensional representation of hole depth and shape by an imaginary dielectric constant", *J. Opt. Soc. Am. B*, vol. 20, no. 3, pp. 469-478, 2003.
- [69] H. Benisty, D. Labilloy, C. Weisbuch, C. J. M. Smith, T. F. Krauss, D. Cassagne, A. Beraud, and C. Jouanin, "Radiation losses of waveguide-based two-dimensional photonic crystals: Positive role of the substrate;", *Appl. Phys. Lett*, vol. 76, no. 5, pp. 532-534, 2000.
- [70] R. Ferrini, B. Lombardet, B. Wild, R. Houdre, and G.-H. Duan, "Hole depth- and shape-induced radiation losses in two-dimensional photonic crystals," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 82, no. 7, pp. 1009-1011, 2003.
- [71] Yablonovitch, E., "*Donor and acceptor modes in photonic band structure.*", *Physical Review Letters*, 67: p. 3380-3383. 1991.
- [72] Meade, R.D., et al., "*Photonic bound states in periodic dielectric materials,*", *Physical Review B*, 44: p. 13772, 1991.

- [73] O. Painter, K. Srinivasan; Phys. Rev. B 68; 035110, 2003.
- [74] M. Notomi, K. Yamada, A. Shinya, J. Takahashi, C. Takahashi, I. Yokohama; Phys. Rev. Lett. 87; 253902, 2001.
- [75] S. L. McCall, P. M. Platzman, R. Dalichaouch, D. Smith et S. Schultz, « Microwave propagation in two-dimensional dielectric lattices », Physical Review Letters, Vol. 67, pp. 2017-2020, 1991.
- [76] C. Yu, and H. Chang, “Applications of the finite difference mode solution method to photonic crystal structures,”, Optical and Quantum Electronics 36, pp. 145-163, 2004.
- [77] M. Loncar, D. Nedeljkovic, T. Doll, J. Vuckovic, A. Scherer and T. P. Pearsall, “waveguiding in planar photonic crystals,” Appl. Phys. Lett., vol. 77, p.1973, 2000.
- [78] M. Tokushama, H. Kadosaka, A. Tomita and H. Yamada, “Lightwave propagation through a 120° sharply bent single-line-defect photonic crystal waveguide,” Appl. Phys. Lett., vol. 76, p.952, 2000.

CHAPITRE II

LES DÉMULTIPLÉXEURS

À CRISTAUX PHOTONIQUES

II.1. Introduction:

Ces dernières années, la lumière a été exploitée pour transporter l'information dans des réseaux de communication optiques car elle offre d'excellents avantages tels que la très grande vitesse, la bande large, l'immunité longues distances sur fibres optiques qui est l'une des propriétés cruciales dans les télécommunications optiques [1][2].

Dans les grandes villes où on trouve des millions d'utilisateurs, la fibre optique à domicile est devenue indispensable, il en résulte un nombre important de câbles pour couvrir leurs besoins dans une zone spécifique, impliquant des moyens très coûteux.

Dans les réseaux de communication optiques, les fibres optiques servent de support de transmission pour la propagation de la lumière. Récemment, les technologies du démultiplexage connu sous le nom « wavelength division multiplexing (WDM) » ont été proposées pour optimiser l'utilisation de la capacité effective de la fibre optique. De cette façon nous pouvons allouer une seule fibre optique à plusieurs utilisateurs et envoyer plusieurs canaux à l'intérieur d'une seule fibre optique. A la sortie de cette fibre optique, nous avons besoin d'un dispositif qui va servir à séparer ces canaux et les transmettre aux utilisateurs correspondants. Le démultiplexeur optique est le composant adéquat, c'est un dispositif capable de séparer différentes longueurs d'onde [3].

II.2. Principes de base du multiplexage et démultiplexage: MUX et DEMUX

Les télécommunications actuelles utilisent les techniques optiques dans lesquelles la porteuse appartient au domaine optique classique. La modulation d'ondes permet la transmission de signaux analogiques ou numériques jusqu'à quelques gigahertz ou gigabits par seconde sur une porteuse de très haute fréquence, typiquement entre 186 et 196 THz. En fait, le débit peut être encore augmenté en utilisant plusieurs ondes porteuses qui se propagent sans interaction significative sur la même fibre. Il est évident que chaque fréquence correspond à une longueur d'onde différente. Cette technique s'appelle le multiplexage en longueur d'onde (WDM). Avec la technologie WDM, il est possible de coupler des sources émettant à différentes longueurs d'onde $\lambda_1, \lambda_2, \lambda_3 \dots \lambda_n$ dans la même fibre optique. Celles-ci peuvent être séparées vers différents détecteurs situés à l'extrémité de la fibre optique, figure III.1. Le composant à l'entrée doit injecter dans la fibre avec le minimum de pertes, les signaux provenant des différentes sources: il s'agit du multiplexeur. Le composant séparant les longueurs d'onde est le démultiplexeur. Évidemment, lorsque la propagation de la lumière est inversée, le multiplexeur devient le démultiplexeur et réciproquement. [4].

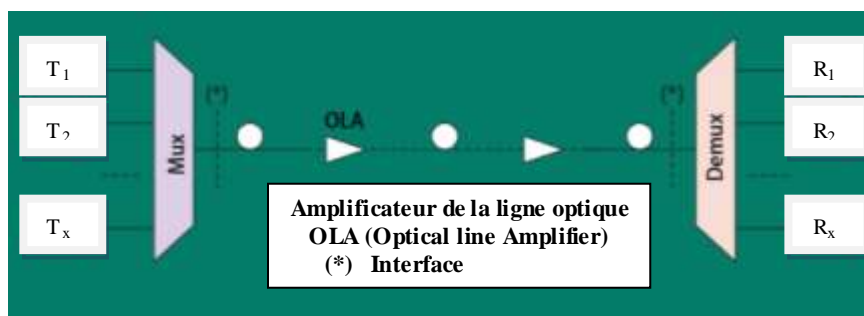


Figure III.1. Multiplexeur / Démultiplexeur

II.3. Historique du multiplexage et démultiplexage :

Le concept de multiplexage optique n'est pas nouveau, il remonte au moins à 1958 [5,6]. On peut peut-être dire que l'idée d'envoyer plusieurs signaux était simple, car c'était une transposition de techniques utilisées dans les télécommunications classiques avec des signaux électroniques. Mais les problèmes techniques étaient considérables. Environ 20 ans plus tard, les premiers composants du multiplexage ont été proposés principalement aux États-Unis, au Japon et en Europe. En 1977, Tomlinson et Aumiller ont mis au point le premier composant passif réseau-WDM [4,7].

II.4. Séparation entre les canaux :

La séparation entre les canaux est maintenant moins de 0,8 nm pour la plupart des réseaux installés utilisant le WDM. Maintenant, l'espacement minimum des canaux fonctionnels est d'environ 0,1 nm. Cependant, au début du XXI^e siècle, aucun espacement inférieur à 0,2 nm (25 GHz) n'était commercialement disponible. À première vue, une fibre permettrait de multiplexer 1 000 canaux espacés de 50 GHz sur sa large plage spectrale [4]. Les applications telles que les réseaux vidéo reliant les postes de travail, les systèmes de routage de signaux de centre de studio de télévision, les réseaux de vidéoconférence, les systèmes de formation vidéo interactifs, les réseaux de service d'information bancaire et les réseaux de transfert de données entre ordinateurs, les réseaux numériques à intégration de services (RNIS), la télédistribution et, plus généralement, les réseaux à large bande utilisent de plus en plus des lignes optiques multiplexées-démultiplexées en longueur d'onde. Bien sûr, il y a quelques limitations concernant la WDM. Le problème principal est la diaphonie (onde parasite) provenant de défauts techniques des démultiplexeurs, mais également de problèmes physiques tels que la conversion de longueur d'onde le long de la fibre de transmission par mélange à quatre ondes, effet Brillouin ou Raman ou d'autres effets non linéaires. Aujourd'hui, la demande prévue par abonné est de l'ordre de 100 Mbps ou plus. Cela ne sera pas possible sans le déploiement de réseaux de fibres optiques DWDM (Dense Wavelength Division Demultiplexer). Il est évident qu'un réseau pratique est très souvent constitué d'une association d'architectures constituant le support physique du réseau entre les stations. La topologie s'appelle virtuelle quand il ne s'agit que de connexions logiques entre les stations. Un exemple d'application de multiplexage-démultiplexage optique consiste à créer des topologies virtuelles sur demande. La configuration du réseau peut être modifiée indépendamment de sa topologie physique en modifiant les fréquences optiques émises ou reçues.

Dans ces architectures, les connecteurs croisés WDM, les routeurs WDM et les filtres WDM Add-Drop deviennent indispensables pour un transfert de données sans distorsion [4].

II.5. Aperçu général sur quelques structures de couplage :

Le concept de filtre à insertion-extraction (Add-Drop) est relativement ancien, notamment dans le domaine des micro-ondes, et l'idée d'utiliser un coupleur placé entre deux supports de propagation unidirectionnels remonte à plusieurs décennies. Cependant, depuis la proposition de Fan et al.

l'utilisation de cristaux photoniques à défauts, du domaine microonde jusqu'au domaine optique, s'est répandue, et constitue un sujet de recherche très intéressant.

II.5.1. Le couplage classique :

Le principe repose sur le couplage de deux guides parallèles séparés par une zone de couplage appelé « médiateur ». La topologie ou la géométrie fixent les propriétés de transfert ; notamment le couplage, la directivité et la sélectivité. Pour réaliser des transferts directs et sélectifs en longueur d'onde, deux fonctions doivent être définies: l'extraction - drop- permet, via une cavité résonnante, de sélectionner une longueur d'onde parmi un spectre incident; l'insertion- add.- permet le couplage ou la réinsertion de l'onde extraite dans la cavité vers les autres éléments de guidage. La figure III.2 représente de manière schématique le principe de fonctionnement d'un tel filtre [8].

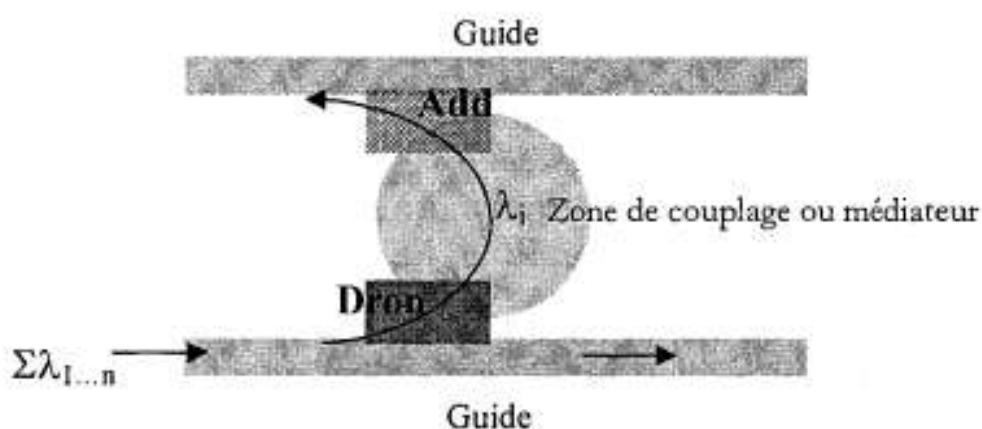


Figure III.2 Représentation schématique du filtre add-drop

La méthode la plus courante pour obtenir, un filtre directif et sélectif en longueur d'onde consiste à utiliser les modes de galerie d'un microdisque ou microanneau, figure III.3.a. Il s'agit de modes « propagatifs tournants » localisés à la périphérie du microdisque. La symétrie circulaire assure ici la directivité. Si l'idée est élégante, elle souffre cependant de la difficulté à réaliser des flancs de gravure de très bonne qualité. En effet, les rugosités autour du microdisque peuvent non seulement provoquer des pertes par diffusion de la lumière mais aussi « tuer » la directivité du filtre. De plus, ce type de structure présente des résonances multiples, sources de pertes, difficilement contrôlables. Une solution évidente et immédiate invite à une réduction de la taille de la cavité afin d'augmenter l'espace entre les modes. Cependant, pour cette technologie ruban, la diminution du rayon génère automatiquement des pertes par radiation. C'est donc dans ce contexte que s'exprime l'importance des CP qui sont devenus alors une alternative aux limites atteintes par la technologie classique. En effet, les cavités à base de cristal photonique peuvent être monomodes, et la sensibilité aux imperfections de fabrication est moindre. L'objet du prochain paragraphe est de proposer différentes alternatives à base de cristaux photoniques. La figure III.3.b étant la simulation par la méthode FDTD du résonateur.

II.5.2. Alternative des cristaux photonique :

Plusieurs structures de couplage à base de cristaux photoniques ont été envisagées, ces derniers possédant une bande interdite dans le plan de la périodicité, sont capables de supporter des circuits de routage à forts rayons de courbure. Dans ce type de structuration périodique, plusieurs voies peuvent se confronter pour la réalisation de filtres add-drop. On y trouve par exemple le coupleur à pseudo-mode de galerie qui dans une première idée consiste à imiter les microdisques dans une technologie à bande interdite photonique (BIP). Une cavité hexagonale (H_n) s'adapte parfaitement à ce réseau. Des couplages directifs et sélectifs ont ainsi déjà été mis en évidence dans des cavités H_n ($n > 5$) de grande dimensionnalité [9]. Il est à noter que pour ce coupleur, le coefficient de qualité obtenu est de l'ordre de 2200. Celui-ci peut encore être augmenté en découplant la cavité des guides par adjonction de rangées de trous supplémentaires. Nous avons aussi le coupleur utilisant un mode guidé à faible vitesse de groupe, une approche exploite l'ajustement possible des vitesses de groupe des modes de guide obtenus en modifiant la topologie des guides. En augmentant par exemple, la taille des trous de la première rangée d'un guide $W1$, on modifie la caractéristique de dispersion du guide qui devient plus plate; c'est ainsi que l'on parle de mode lent. Cette approche consiste à utiliser à coupler deux guides $W1$ classiques, à modes rapides, séparés par un médiateur constitué d'une portion de guide à mode lent. C'est à l'intersection ou « anticroisement » des courbes de dispersion des modes lents et rapides que se produit le couplage qui nécessite un accord entre les vecteurs d'onde. La sélectivité est d'autant mieux assurée que les courbes de dispersion des deux types de guides se croiseront avec des pentes différentes. Des résultats récents de ces travaux [10] montrent une puissance transmise de 90% pour un facteur de qualité de 1300. Ainsi, nous avons aussi le Couplage codirectionnel par un mode d'ordre élevé se basant sur la périodicité des bords des guides multimodes en cristaux photoniques qui est à l'origine du couplage du mode fondamental avec des modes d'ordres supérieurs. Si on injecte un signal dans un des deux guides à une longueur d'onde de la minibande interdite, le mode fondamental injecté est converti en mode d'ordre supérieur se propageant en sens inverse. Ce mode se couple alors dans le deuxième guide puis se reconverti en mode fondamental selon le processus réciproque de celui qui se passe dans le premier guide. Ce type de coupleur peut être utilisé comme un filtre add-drop car il ne transfère la lumière d'un guide à l'autre qu'à une longueur d'onde comprise dans une minibande incluse dans la bande interdite [8]. Nous avons aussi les coupleurs interférentiels formés de deux guides $W1$ monomodes séparés par une zone de couplage contenant une ou plusieurs microcavités de type $H1$ et $H2$ obtenues en omettant respectivement un trou, et deux trous dans la direction ΓK . Ce type de dispositif monobranche à base de microcavités présente de bonnes performances de transfert en terme d'efficacité de couplage et de compacité. Une part importante de la lumière peut être transmise d'un guide vers l'autre sur une surface effective de couplage de quelques $10 \mu\text{m}^2$. Cependant la directivité n'existe que si l'énergie se répartit sur des modes d'ordres supérieurs où on peut atteindre un facteur de qualité $Q=574$. Une cavité monomode ne pouvant à elle seule conduire à un couplage directif. Il convient donc de modifier cette géométrie de coupleur afin d'améliorer la directivité du

système ; pour cela une approche pour exploiter des dispositifs à base de cavités couplées est suggérée [8].

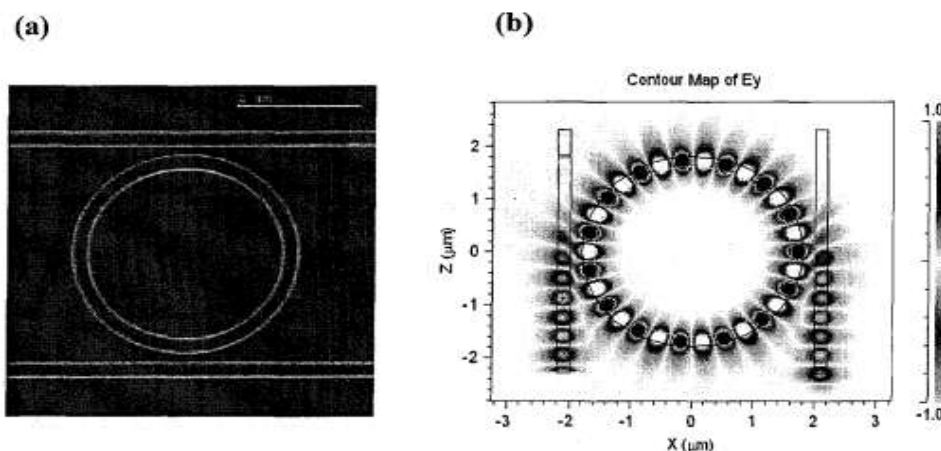


Figure III. 3 (a) : exemple de micro-résonateur en ruban obtenu par gravure mesa classique.
(b) : simulation FDTD mettant en évidence un couplage directif.

II.6. Démultiplexeurs à base des Cristaux photoniques :

Le WDM classique peut être réalisé par le biais de filtres sélectifs en longueur d'onde, de réseaux de diffraction, de coupleurs guide à guide, de filtres passifs accordables ou alors de réseaux de Bragg photo-inscrits dans des fibres optiques. 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 [11].

Pour réaliser des dispositifs optiques ultra-compacts, il nous faut des structures capables de contrôler la propagation des ondes lumineuses à l'intérieur de très petits espaces et de guides d'ondes. En raison de leur bande interdite photonique (BIP), les cristaux photoniques (CPs) ont une excellente capacité à confiner et à contrôler la lumière à l'intérieur de guides d'ondes compacts [12-14]; par conséquent, ce sont des structures très prometteuses pour concevoir des dispositifs optiques compacts tels que des multiplexeurs [15,16] et des démultiplexeurs [17-20]. Un démultiplexeur optique est un dispositif qui a la propriété de séparer des canaux de longueurs d'onde donnés à partir d'un réseau multi-longueurs d'onde. Ces dernières années, diverses configurations ont été proposées pour réaliser un comportement de filtrage basé sur des structures à base de cristaux photoniques. Les structures de défauts, les résonateurs en anneau et les cavités résonantes couplées aux guides d'ondes sont quelques exemples de mécanismes de filtrage proposés [21-26].

Le nombre de canaux de sortie, l'efficacité de transmission, le facteur de qualité, la diaphonie et l'espacement des canaux sont les caractéristiques les plus cruciales des démultiplexeurs à base de cristaux photoniques [12]. L'amélioration de ces paramètres constitue la priorité primordiale de la conception de composants optiques, adaptée à la tâche de démultiplexage. C'est ce que nous appelons la performance d'un démultiplexeur.

Différentes techniques ont déjà été présentées dans la littérature pour démultiplexer un signal grâce aux cristaux photoniques [11]. Tout d'abord, il est possible d'utiliser le couplage entre deux guides à cristaux photoniques séparés par une faible distance, ces guides formant ce qu'on appelle un coupleur directionnel [27-30]. On peut aussi se servir du couplage entre deux guides et une cavité [31-34]. Enfin, l'effet superprisme permet également de réaliser un démultiplexage en longueur d'onde [35-38].

II.6.1. Quelques exemples de démultiplexeurs à base des cristaux photoniques :

Récemment, de nombreux efforts ont été consacrés à l'amélioration des caractéristiques des démultiplexeurs. En raison du rôle important des démultiplexeurs à base de cristaux photoniques dans les futurs réseaux de communication optiques, de nombreux mécanismes ont été proposés pour concevoir tous les démultiplexeurs optiques en longueur d'onde.

II.6.1.1. Démultiplexeurs à hétérostructure

Par exemple, un démultiplexeur à cinq canaux a été proposé en mettant en cascade horizontalement cinq filtres avec différentes constantes de réseau, autrement dit un dispositif à hétérostructure. Ce type de démultiplexeur optique est obtenu avec plusieurs filtres optiques avec différents paramètres structurels tels que l'indice de réfraction ou la constante de réseau. Dans cette structure, l'espacement des canaux était d'environ 8 nm [39].

Un autre démultiplexeur similaire a été créé en utilisant plusieurs filtres d'Add-Drop avec différentes constantes de réseau; L'opération des filtres Add-Drop est basée sur le couplage contre-directionnel et les résonateurs à ondes stationnaires. Les auteurs ont affirmé que ce démultiplexeur pouvait séparer 12 canaux espacés de 10 nm [40]. Rakhshani et Birjandi [41] ont mis en cascade trois filtres résonateurs avec différents indices de réfraction pour réaliser un démultiplexeur à quatre canaux, figure III.4.

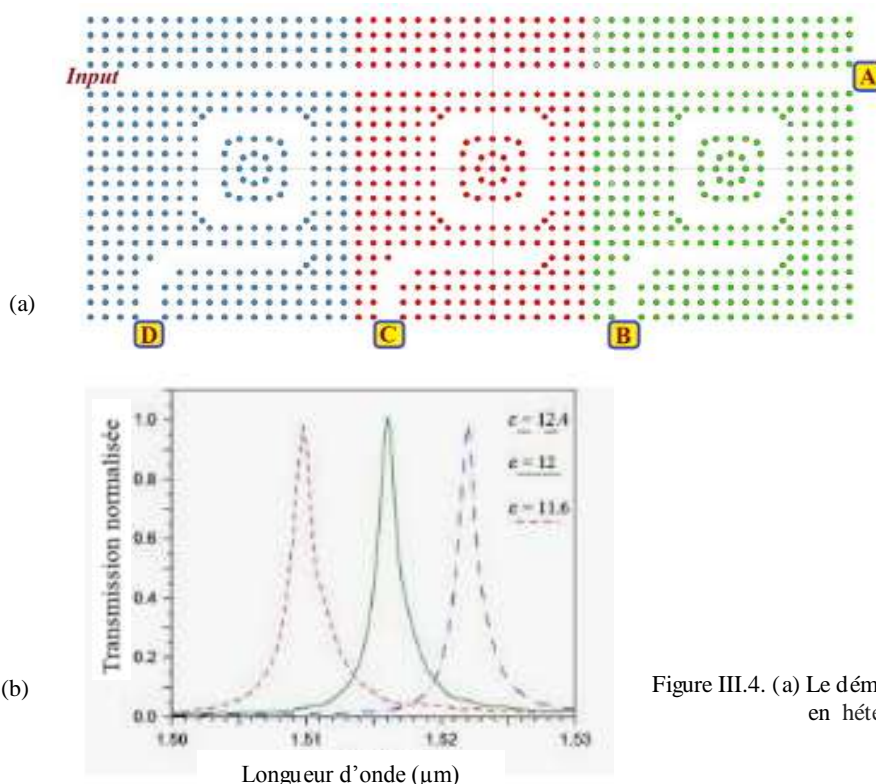


Figure III.4. (a) Le démultiplexeur à base de cristal photonique en hétérostructure (b) sa réponse spectrale [41].

Le facteur de qualité (Q) et l'efficacité d'extraction d'un anneau sont respectivement de 842 et 100%. Les résultats montrent que cette structure présente de bonnes performances et révèle une puissance transmise moyenne supérieure à 95%. Dans cette structure, l'espacement des canaux était d'environ 6,1 nm, la largeur de bande et l'efficacité moyenne de la transmission étant de 2,75 nm et 95%, respectivement. La diaphonie et l'empreinte au sol ont été obtenues en $-24,44$ dB et $294,25 \mu\text{m}^2$, respectivement.

II.6.1.2. Démultiplexeurs à filtres multicanaux :

Les filtres multicanaux constituent un autre mécanisme proposé pour la réalisation de démultiplexeurs optiques. Dans ce type de démultiplexeur, toute la structure a le même indice de réfraction et la même constante de réseau, et seules les parties résonantes de la structure sont différentes les unes des autres. Alipour-Banaei et al. [42] ont proposé une structure de défaut résonant pour la conception d'un démultiplexeur à huit canaux, l'espacement des canaux étant d'environ 1 nm.

L'efficacité de transmission minimale et la plus grande diaphonie étaient de 40% et -8 dB, respectivement. En combinant un guide d'onde 'Tbranch' avec quatre cavités résonantes, Rostami et al [43] ont obtenu une structure capable de séparer quatre canaux avec un espacement des canaux aussi bas que 1 nm. Les efficacités de transmission minimale et maximale étaient de 49% et 79% respectivement. Un an plus tard, leur guide d'ondes en Y combiné avec les quatre cavités résonantes améliorait l'efficacité de la transmission au détriment de l'espacement des canaux [44], figure III.5. Récemment, un démultiplexeur optique à huit canaux a été proposé en utilisant une cavité résonante. Dans cette proposition, huit longueurs d'onde optiques ont été séparées en choisissant 8 valeurs différentes pour la largeur des cavités. Dans cette structure, l'espacement des canaux était d'environ 3 nm [45].

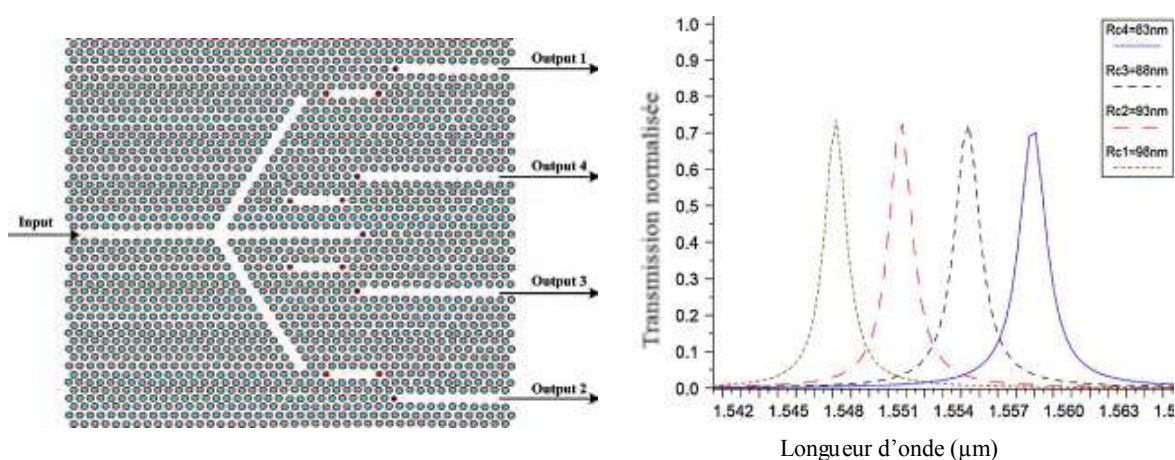


Figure III.5. (a) Le démultiplexeur à guide d'onde 'Tbranch' et quatre cavités résonantes (b) sa réponse spectrale [44].

II.7. Couplage entre un guide et une cavité résonnante :

L'exploitation de dispositifs à base de cristaux photoniques dans des circuits photoniques intégrés fait toujours l'objet d'études intensives. Cette intégration passe inévitablement par le couplage entre composants photoniques et guides d'onde. La solution la plus courante consiste à réaliser un couplage par effet tunnel optique entre un dispositif à base de cristaux photoniques, et un guide d'onde obtenu généralement par une ligne de défaut dans un cristal photonique uniforme, ce qui lui confère plusieurs caractéristiques incontestablement idéales pour le transport de la lumière, figure III.6,[46,47].

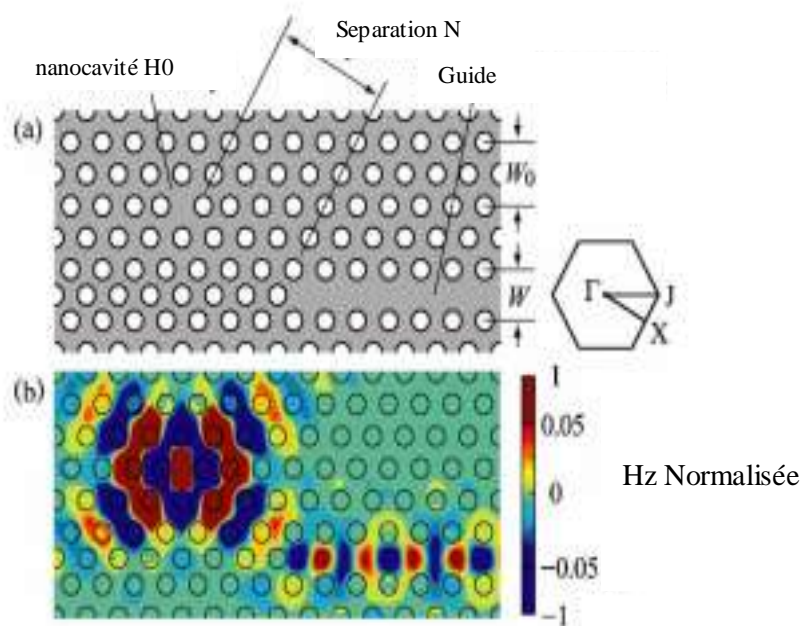


Figure III.6. (a) Schéma du couplage entre un guide d'onde créé par l'omission d'une rangée de trous dans un cristal photonique à maille triangulaire, et une cavité. (b) distribution des champs. Différentes géométries de cavités peuvent être trouvées dans la littérature [48,49,50,51,52].

II.7.1. Couplage entre un guide d'onde et une cavité supportant un mode stationnaire : un peu de formalisme

Dans ce chapitre, nous étudions le couplage entre un guide d'onde et une cavité à base de cristal photonique. Il s'agira de coupler un mode se propageant dans le guide d'onde à un mode de Bloch stationnaire et délocalisé d'un cristal photonique. Nous déterminerons les conditions d'extraction maximale de la lumière du guide vers l'extérieur, par l'intermédiaire du cristal photonique.

II.7.1.1. Couplage monomode :

La configuration de couplage considérée dans cette étude est schématisée, figure III.7 [46]. Elle comprend un guide d'onde placé à proximité d'un résonateur. Ces deux objets sont suffisamment proches pour qu'un couplage évanescent ait lieu. L'interaction entre le guide et le résonateur s'établit sur toute la distance L que l'on appelle la longueur d'interaction. Sur l'ensemble de la zone L , les champs du mode du guide et du mode du résonateur se recouvrent partiellement. La lumière qui se

propage dans le guide d'onde peut être partiellement couplée au résonateur puis restituée au guide dans le même sens de propagation (transmission) ou dans le sens inverse (réflexion) ; enfin, la lumière couplée au résonateur peut être redirigée ou extraite.

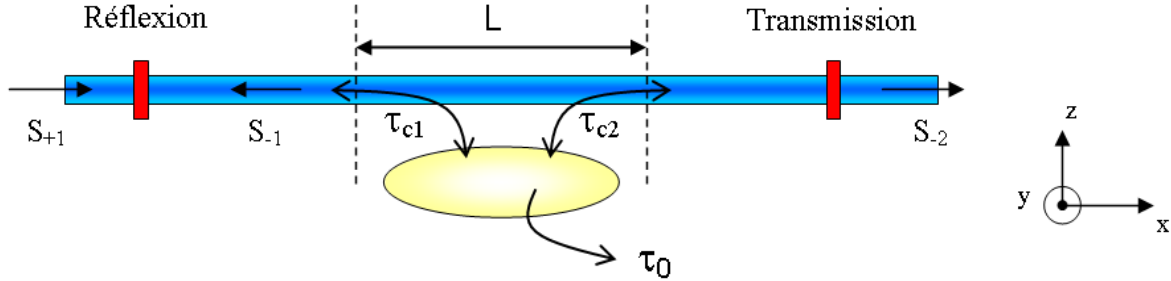


Figure III.7. Schéma du couplage et introduction des paramètres mis en jeu [46].

Dans notre exemple, représenté dans la figure III.7, le résonateur supporte un seul mode dans la gamme de longueurs d'onde d'intérêt : L'amplitude de l'onde qui lui est associée est notée a et ses pertes intrinsèques sont caractérisées par une durée de vie $\tau_0/2$ des photons dans le résonateur avant qu'ils ne s'en échappent. Le facteur de qualité du résonateur seul est donc défini par : $Q_0 = \omega\tau_0/2$. Le guide d'onde est également monomode dans la gamme de longueurs d'onde d'intérêt. L'amplitude de l'onde incidente dans le guide est notée S_{+1} , celle de l'onde réfléchie S_{-1} et celle de l'onde transmise S_{-2} . La force du couplage est caractérisée par les durées de vie τ_{c1} et τ_{c2} correspondant à la durée de vie des photons dans le résonateur avant qu'ils ne s'échappent dans chacun des bras du guide d'onde. Si le couplage du mode stationnaire dans chacun des bras du guide d'onde est équivalent (ce qui est le cas pour un système symétrique), on aura alors $\tau_{c1}=\tau_{c2}=\tau_c$. On définit alors un facteur de qualité de couplage :

$$Q_c = \omega\tau_c/2 \quad [46] \tag{2.1}$$

Le facteur de qualité total s'écrira donc :

$$Q_{\text{total}}^{-1} = Q_0^{-1} + Q_c^{-1} \quad [46] \tag{2.2}$$

L'évolution temporelle de l'amplitude du mode du résonateur s'écrit alors [46,53]:

$$\frac{da}{dt} = (j\omega_0 - \frac{1}{\tau_0} - \frac{1}{\tau_c})a + \kappa_1 S_{+1} \tag{2.3}$$

Où ω_0 est la fréquence de résonance, k_l le coefficient de couplage associé au mode se propageant dans le guide. k_l n'est rien d'autre que l'intégrale de recouvrement des champs électriques du guide d'onde E_g et du mode du résonateur E_0 :

$$\kappa_1 = -j\frac{\omega\epsilon_0}{4} \int_{x_1}^{x_2} dx \iint dydz (n^2 - n_0^2) E_0^*(x, y, z) E_g(y, z) e^{-j\beta(x-x_1)} \tag{2.4}$$

Où n_0 est l'indice de réfraction du résonateur, n l'indice de l'environnement du résonateur, perturbé par la présence du guide, β est la constante de propagation du mode du guide d'onde. Il est intéressant de noter que le recouvrement dépend de la longueur d'interaction L , de la distance bord à bord entre le guide et le résonateur et également du profil de chacun des champs électriques du guide et du résonateur. La conservation de l'énergie permet de relier κ_1 à T_c :

$$\kappa_1 = \sqrt{\frac{2}{\tau_c}} e^{j\phi_c} \quad (2.5)$$

Où ϕ_c est la différence de phase entre les modes du guide et du résonateur.

On montre également que les ondes sortantes S_{-1} et S_{-2} peuvent s'écrire de la façon suivante :

$$S_{-1} = -e^{-j\beta L} \kappa_2^* a \quad (2.6)$$

$$S_{-2} = -e^{-j\beta L} (S_{+1} - \kappa_1^* a) \quad (2.7)$$

La combinaison des équations 2.7, 2.6, 2.5, 2.3 permet de calculer dans l'état stationnaire les expressions de la réflexion et la transmission dans le guide :

$$\frac{S_{-1}}{S_{+1}} \equiv r = \left(\frac{\frac{1}{\tau_c}}{j(\omega - \omega_0) + \frac{1}{\tau_0} + \frac{1}{\tau_c}} \right) \quad (2.8)$$

$$\frac{S_{-2}}{S_{+1}} \equiv t = \left(1 - \frac{\frac{1}{\tau_c}}{j(\omega - \omega_0) + \frac{1}{\tau_0} + \frac{1}{\tau_c}} \right) \quad (2.9)$$

A la résonance, les puissances réfléchié et transmise s'écrivent en fonction des durées de vie caractérisant le couplage :

$$|r|^2 \equiv R = \left(\frac{1}{1 + \tau_c/\tau_0} \right)^2 \quad \text{soit} \quad R = \left(\frac{Q_0}{Q_0 + Q_c} \right)^2 \quad (2.10)$$

$$|t|^2 \equiv T = \left(\frac{1}{1 + \tau_0/\tau_c} \right)^2 \quad \text{soit} \quad T = \left(1 - \frac{Q_0}{Q_0 + Q_c} \right)^2 \quad (2.11)$$

L'évolution de R , T dans le guide et $P_{\text{extraction}}$, à la résonance, est donnée figure III.8 en fonction du rapport entre T_c et T_0 .

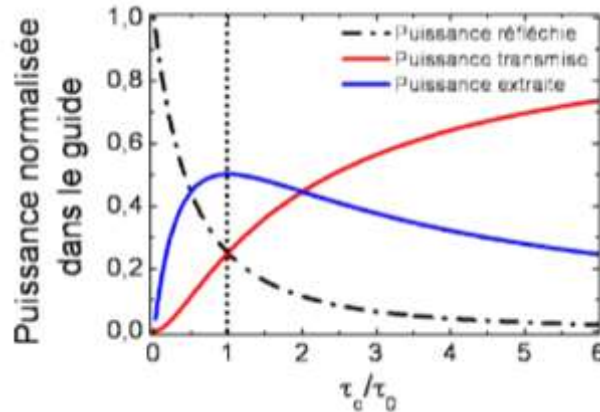


Figure III.8– Puissances réfléchie, transmise et extraite du guide en fonction du rapport entre les durées de vie de couplage et du résonateur dans le cas d'un couplage entre un résonateur et un guide monomode [46]

II.7.1.1.1. Règles de conception des composants : Filtre ou extracteur ?

Les courbes de la figure III.8 décrivent plusieurs modes de fonctionnement du système en fonction du rapport entre τ_c et τ_0 :

- Lorsque $\tau_c/\tau_0 \ll 1$, c'est-à-dire lorsque le couplage guide-résonateur est plus important que les pertes intrinsèques du résonateur (couplage fort), la puissance réfléchie dans le guide devient importante tandis que la transmission diminue. Lorsque l'on a $\tau_c = \tau_0 = 0$, le composant réalisé est un filtre. Dans cette étude, nous ne nous sommes pas intéressés à l'étude de ce type de composant.
- Lorsque $\tau_c/\tau_0 = 1$, les pertes par couplage sont égales aux pertes du résonateur seul. Les puissances transmise et réfléchie valent toutes les deux 25% et la puissance qui peut être extraite du guide vers l'extérieur par l'intermédiaire du résonateur atteint un maximum de 50%. En ce point, le facteur de qualité du résonateur couplé vaut : $Q_{total} = Q_0/2$.
- Lorsque $\tau_c/\tau_0 \gg 1$, la puissance transférée du guide vers le résonateur est négligeable et ces deux structures s'ignorent.

De manière générale, τ_0 étant fixé par les propriétés du résonateur, c'est la force de couplage ($1/\tau_c$) que l'on peut faire varier en modifiant la distance entre le guide et le résonateur et qui déterminera donc la fonctionnalité du composant. Lorsque la distance entre le guide et le résonateur varie, le recouvrement entre les champs évanescents du guide et du résonateur est modulé.

En fonction de cette distance, le facteur de qualité du résonateur couplé présentera une variation de la forme [46]:

$$Q_{total} = \frac{Q_0}{1 + \frac{Q_0}{Q_c(d)}} \quad \text{avec} \quad Q_c(d) \approx Q_{c0}e^{-\alpha d} \tag{2.12}$$

Lors du couplage entre un guide d'onde et un résonateur supportant un seul mode stationnaire, seulement 50% de la lumière se propageant dans le guide peut être extraite.

II.7.1.2. Couplage à deux modes dégénérés de symétries opposées :

Dans ce paragraphe, nous montrerons qu'une extraction totale peut être obtenue en créant des états résonants de symétries opposées dans le résonateur [46,53,54,55]. On considère désormais un résonateur supportant deux modes dégénérés, c'est-à-dire deux modes situés exactement à la même fréquence mais dont la répartition du champ possède des symétries opposées par rapport à un plan miroir situé perpendiculairement au guide d'onde, figure III.9. Les durées de vie de couplage associées à chacun des modes sont définies par: τ_{cs} , pour le mode symétrique et τ_{ca} pour le mode antisymétrique. La durée de vie des photons dans chacun des modes s'écrira τ_{0s} pour le mode symétrique et τ_{0a} pour le mode antisymétrique. L'amplitude du mode symétrique est notée a_s et celle du mode antisymétrique a_a .

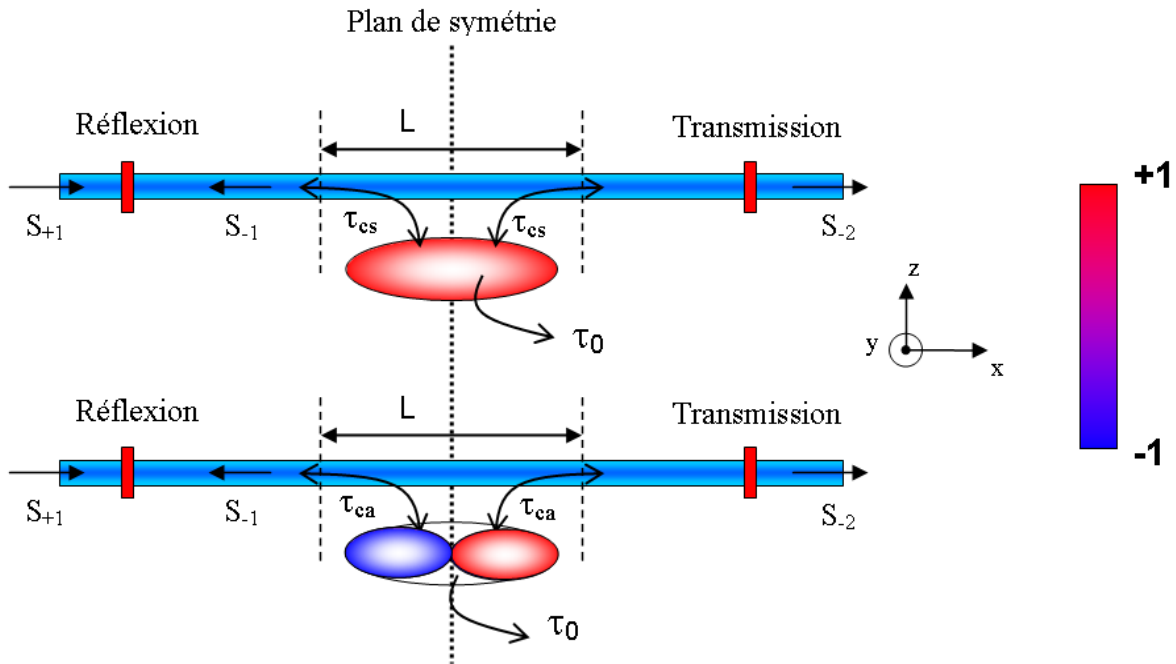


Figure III.9 Représentation schématique du couplage entre un guide et un résonateur supportant deux modes dégénérés de symétries opposées. Définition de différentes quantités mises en jeu, des durées de vie du résonateur seul (τ_0) et du couplage (τ_c) pour chacun des modes symétrique et antisymétrique [46].

En reprenant l'analyse précédente réalisée sur un résonateur strictement monomode, les équations régissant l'évolution de l'amplitude de chacun des modes dans le résonateur s'écrivent dans le cas présent [46]:

$$\frac{da_s}{dt} = \left(j\omega_s - \frac{1}{\tau_{0s}} - \frac{1}{\tau_{cs}} \right) a + \kappa_s S_{+1} \tag{2.13}$$

$$\frac{da_a}{dt} = \left(j\omega_a - \frac{1}{\tau_{0a}} - \frac{1}{\tau_{ca}} \right) a + \kappa_a S_{+1} \tag{2.14}$$

Où $\omega_{s,a}$ sont les fréquences de résonance du mode symétrique et antisymétrique respectivement et où les coefficients de couplage κ_s et κ_a valent :

$$\kappa_{s,a} = \sqrt{\frac{2}{\tau_{cs,ca}}} e^{j\phi_{ca,cs}} \quad (2.15)$$

Les amplitudes des ondes sortantes s'écrivent dans ce cas :

$$S_{-1} = e^{-j\beta L} (\kappa_a^* a_a - \kappa_s^* a_s) \quad (2.16)$$

$$S_{-2} = e^{-j\beta L} (S_{+1} - \kappa_s^* a_s - \kappa_a^* a_a) \quad (2.17)$$

De la même façon que précédemment, il est possible de calculer les coefficients de réflexion et de transmission dans le guide lors du couplage :

$$\frac{S_{-1}}{S_{+1}} \equiv r = \left(\frac{\frac{1}{\tau_{cs}}}{j(\omega - \omega_s) + \frac{1}{\tau_{0s}} + \frac{1}{\tau_{cs}}} - \frac{\frac{1}{\tau_{ca}}}{j(\omega - \omega_a) + \frac{1}{\tau_{0a}} + \frac{1}{\tau_{ca}}} \right) \quad (2.18)$$

$$\frac{S_{-2}}{S_{+1}} \equiv t = \left(1 - \frac{\frac{1}{\tau_{cs}}}{j(\omega - \omega_s) + \frac{1}{\tau_{0s}} + \frac{1}{\tau_{cs}}} - \frac{\frac{1}{\tau_{ca}}}{j(\omega - \omega_a) + \frac{1}{\tau_{0a}} + \frac{1}{\tau_{ca}}} \right) \quad (2.19)$$

Par définition de modes dégénérés, ils possèdent la même fréquence : $\omega_s = \omega_a$ et leurs durées de vie (ou la partie imaginaire de leurs fréquences) sont identiques : $\tau_{0s} = \tau_{0a} = \tau_0$, $\tau_{cs} = \tau_{ca} = \tau_c$. Lorsque ces conditions sont remplies, on obtient $R=0$ sur toute la bande passante du résonateur. En particulier, à la résonance, lorsque $\omega = \omega_0$ la transmission dans le guide vaut :

$$T = \left(\frac{1 - \tau_0/\tau_c}{1 + \tau_0/\tau_c} \right)^2 \quad (2.20)$$

L'évolution de T, R et de la puissance extraite pour ce cas est donné figure III. 10. Remarquons que la réflexion dans le guide est toujours nulle, ce qui montre que la combinaison de deux modes stationnaires dégénérés peut être vue comme un seul mode propagatif. Contrairement au cas précédent, on observe ici que si le taux de pertes du résonateur seul est égal au taux de pertes induit par le couplage au guide ($\tau_c = \tau_0$), il est possible d'obtenir 100% d'extraction.

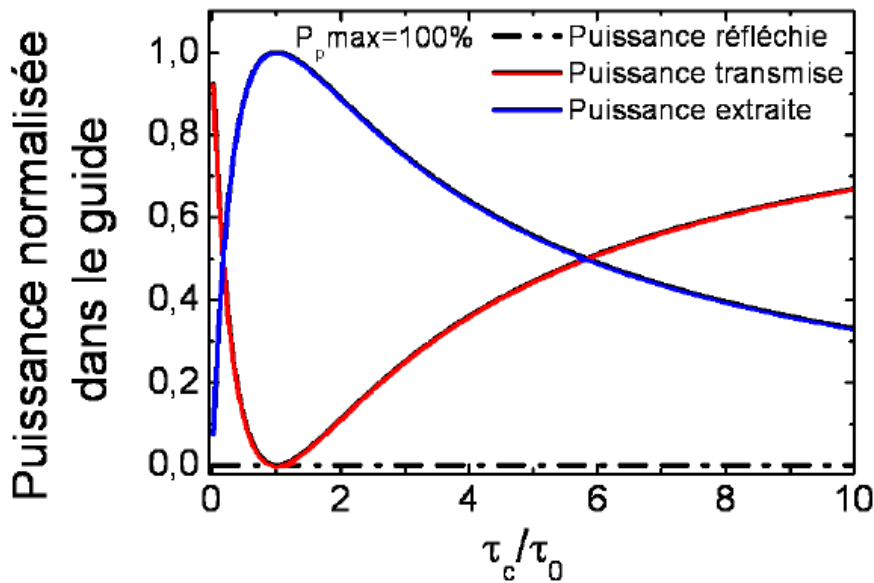


Figure III.10 Puissances réfléchie, transmise et extraite dans le guide en fonction du rapport entre les durées de vie de couplage et du résonateur seul dans le cas du couplage entre un guide et un résonateur supportant deux modes dégénérés de symétries opposées [46].

La lumière extraite du guide d'onde aux longueurs d'onde de résonance de la cavité est ensuite émise, par l'intermédiaire du résonateur, dans toutes les directions de l'espace. La directivité de l'émission est donc contrôlée par les propriétés du résonateur. Dans le cas de la microcavité latérale, bien qu'une partie des pertes soit verticale, la majorité de l'émission est réalisée dans la direction latérale. L'exploitation de modes dégénérés avec des répartitions du champ ayant des symétries opposées peut être mise à profit pour la réalisation de composants pouvant extraire 100% de la lumière se propageant dans un guide d'onde. La puissance extraite du guide est ensuite émise vers l'extérieur avec des directions d'émission définies par le diagramme de rayonnement du cristal photonique [46].

II.7.2. Exemple de Couplage entre un guide et une cavité résonante:

Un exemple des travaux de couplage entre une microcavité et un guide W1 ont été réalisés dans un réseau à cristal photonique (CP 2D). Des processus de couplage sont mis en évidence et analysés, en générant successivement les modes du guide W1 et en étudiant les réponses spectrales locales du système.

Un réseau à cristal photonique bidimensionnel (CP 2D) triangulaire est défini par les paramètres suivant : paramètre de maille $a=560\text{nm}$, facteur de remplissage entre 35% et 40%. Ces paramètres permettent d'ouvrir une large bande interdite approchant les 500nm pour le mode TE autour des 1500nm [56]. La structure de cette étude est représentée Figure III.11. Il s'agit d'une cavité rectangulaire correspondant à l'omission de 3 rangées finies de trous dans le CP, associée à un guide

W1. La cavité et le guide sont séparés par 3 rangées de trous. Nous disposons, à titre de référence, d'une cavité isolée, produite sur le même échantillon, et présentant donc des paramètres très proches de ceux du système couplé. La configuration verticale est constituée d'une membrane suspendue d'InP, comprenant un puits d'InAsP situé à mi-membrane, dont la PL (photoluminescence) [57] se situe aux alentours de 1500nm. La membrane est suspendue au-dessus d'une cavité d'air d'épaisseur $1.16\mu\text{m}$ (environ $3\lambda/4$). Le guide W1 peut être considéré comme passif, et donc peu absorbant aux longueurs d'onde considérées. La taille relativement importante de la cavité a permis de conserver une région active suffisante pour pouvoir générer de la lumière. Cette génération se fait soit en entrée du guide (point I), soit dans la cavité (point C), Figure III.11.

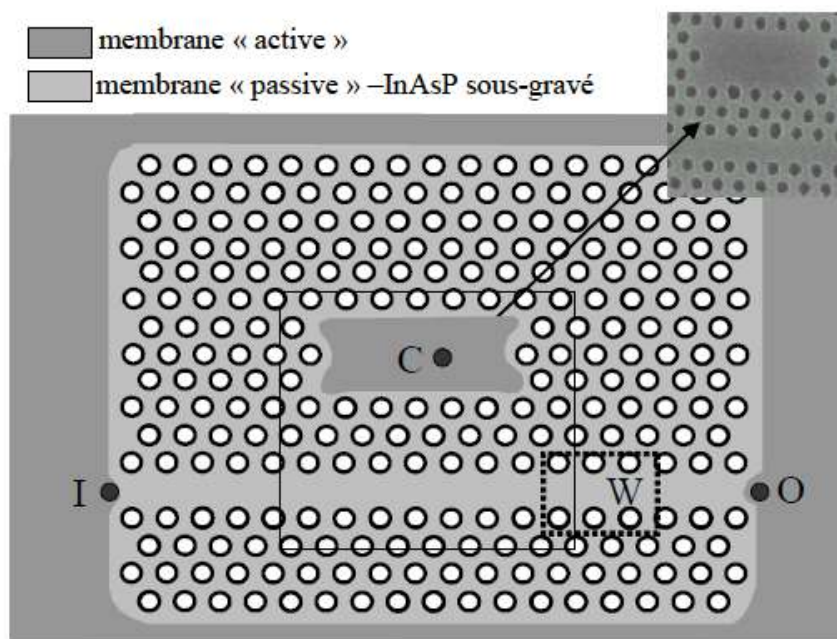


Figure III.11 Représentation schématique du système couplé guide-cavité étudié. L'insert est une micrographie MEB de cet objet [56].

Le réseau de découplage usuellement exploité pour extraire localement le signal transmis à travers le guide est remplacé ici par un trou, de diamètre $1\mu\text{m}$ à peu près, intentionnellement percé dans la membrane en sortie de guide (point O). Des mesures sont également réalisées sur les pertes provenant de divers endroits de la structure. Les caractérisations sont effectuées grâce au banc de PL guidée-découplée [58]

II.7.2.1. Etudes préliminaires :

Les premières études ont permis de déterminer les caractéristiques de chaque brique de base composant le système couplé. Nous présentons, Figure III.12, le calcul 3D ondes planes associé au

guide W1 de facteur de remplissage 40%. Nous reportons en grisé la région dans laquelle nous démontrons des processus de couplage. Celle-ci correspond à la gamme 1425-1550nm (environ $0.36 < a/\lambda < 0.393$). Les modes guidés accessibles dans cette région sont le mode "réfractif" fondamental et le mode antisymétrique (en rouge).

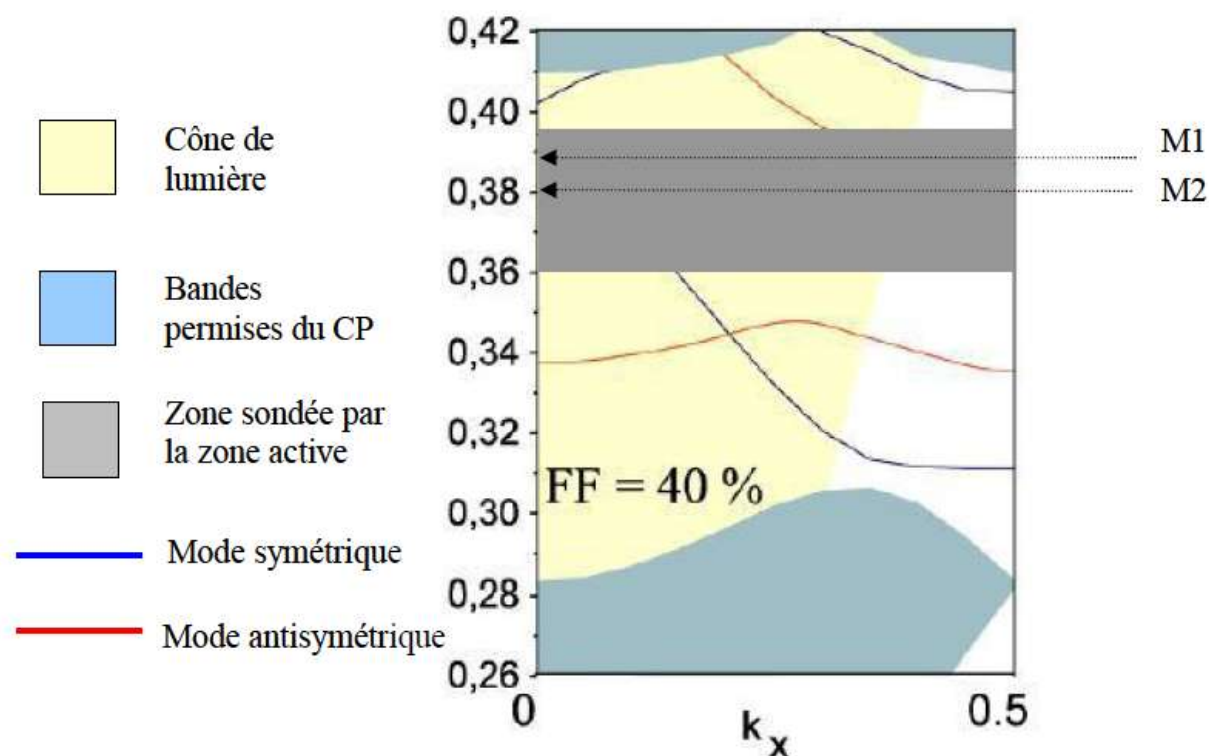


Figure III.12 Structure de bandes (calcul 3D ondes planes) d'un guide W1 de facteur de remplissage 40%. La bande grisée horizontale représente la région dans laquelle des processus de couplage guide-cavité (M1 et M2) sont mis en évidence [56]. Source GES.

II.7.2.1.1. Excitation de la cavité :

La Figure III.13 représente le spectre de PL associé aux pertes de diffraction de la cavité seule. Il résulte de la taille relativement importante de la cavité une très haute densité de modes caractérisés par des facteurs de qualité variant de 200 à 1500. Cette disparité dans les Q illustre la grande variété de modes susceptibles d'être générée dans une telle cavité.

Sur la figure III.13, nous avons également reporté les spectres de PL associés au système couplé, avec un pompage réalisé en C. Une partie du signal généré en C est couplé au guide, puis partiellement radié hors du plan lors de sa propagation dans le guide (par exemple en W) et finalement extraite en sortie de guide (mesure en O). Les spectres réalisés en W et O révèlent ainsi qu'un mode (M1), caractérisé par un $Q \sim 500$ et une longueur d'onde de 1445nm, a été transféré de la cavité vers le guide puis guidé le long de ce guide.

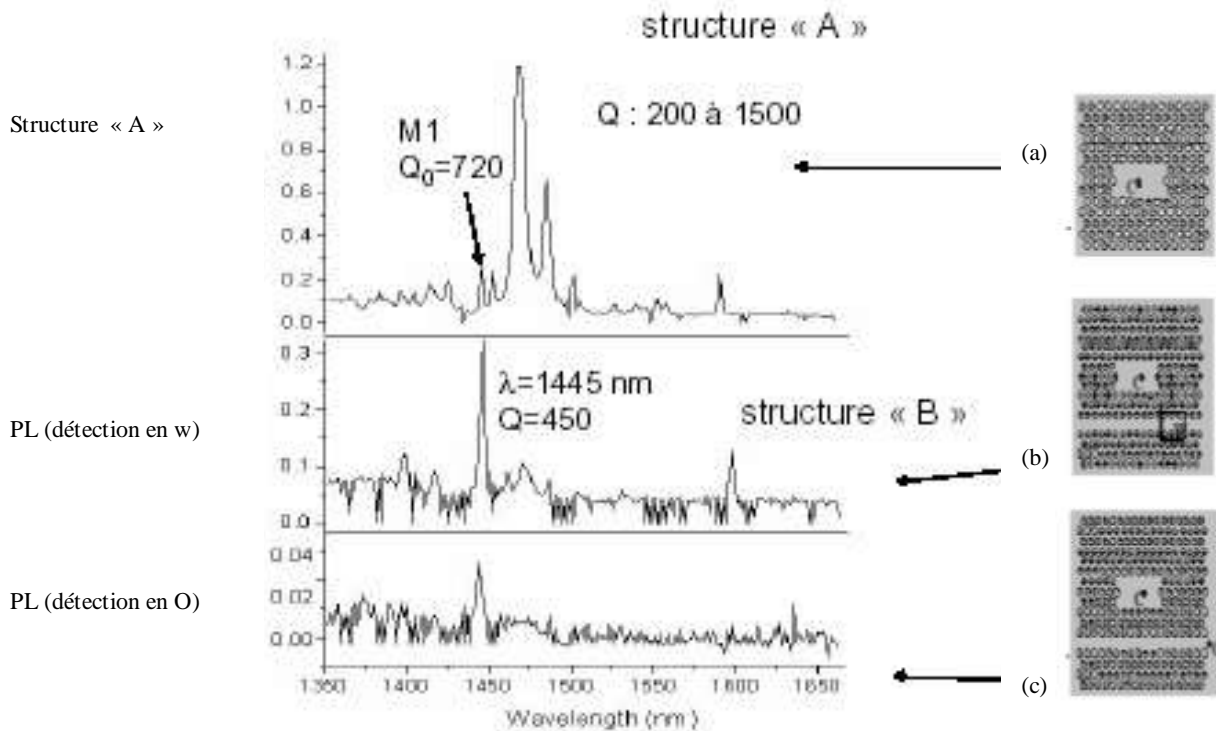


Figure III.13 Spectres de PL pour un pompage réalisé au centre de la cavité, en C, pour la cavité seule (a), pour la cavité couplée au guide et détection dans le guide, en W (b) ou détection en sortie de guide, O (c). Collaboration LPM [56].

II.7.2.1.2. Excitation du guide :

L'expérience [56] consiste ici à exciter le dispositif en entrée de guide, au point I. Les résultats font clairement état d'une extraction sélective de la lumière guidée, réalisée au moyen de la cavité, à la longueur d'onde 1470nm, Figure III.14.

- Lorsque nous analysons les pertes liées à la cavité (en tiret), nous constatons l'existence d'un mode de cavité (M2) à 1470nm ($a/\lambda \sim 0,38$ sur la figure III.12), caractérisé par Q proche de 300.
- En même temps, l'analyse spectrale du signal transmis à travers le guide au point O, fait apparaître un creux de transmission qui coïncide spectralement avec le mode de cavité.

L'apparition de ce mode de cavité (M2), qui rayonne dans la troisième direction, ne peut provenir que du transfert d'une partie de la lumière guidée vers la cavité. Par contre, aucune particularité associée à M1 ne se détache de ces spectres. Les résultats expérimentaux révèlent sans aucune ambiguïté possible deux processus de couplages fondamentalement différents.

- Cas de M2

Avec l'aide de la figure III.14, nous estimons la chute du signal à la résonance entre 10% et 20% par rapport à la transmission non résonante. Ainsi, et sachant que $Q_0 \approx 300$, nous pouvons évaluer le facteur de qualité associé au transfert à $Q_t \approx 2500$ à 5000. Nous déduisons aussi que 10% à 20% du signal guidé a été couplé à la cavité, et radié dans l'air. Nous sommes dans le cas $\tau_t \gg \tau_0$. Cependant, le temps

de décroissance lié aux pertes intrinsèques de la cavité n'est pas négligeable vis-à-vis de la constante de temps liée au couplage guide cavité, pour pouvoir occulter l'influence de cette cavité sur la réponse globale du système. Le système se comporte ici comme un photo-détecteur : 80% à 90% du signal injecté en entrée est directement transmis, 10% à 20% est radié par l'intermédiaire de la cavité, et seulement moins de 1% du signal est réfléchi.

- Cas de M1

Pour ce qui est du mode M1, l'excitation à l'entrée du guide en I entraîne un couplage efficace aux modes symétriques du guide. Visiblement à cette longueur d'onde (1445 nm), le couplage d'un mode guidé symétrique avec le mode de la cavité est particulièrement ardu, ce qui se traduit par $\tau_0 < \tau_c$. Du coup, les pertes de la cavité deviennent prépondérantes vis-à-vis du transfert guide-cavité. Comme nous l'avons décrit dans III.7.1.2, la cavité devient transparente, et la transmission est à nouveau complète. C'est ce que nous observons sur la figure III.14.

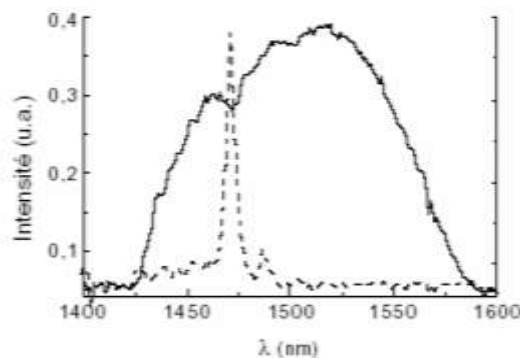


Figure III.14 Spectre de PL du système couplé guide- cavité – excitation en entrée de guide et détection en C (tirets) ou O (trait plein) [56].

II.8. Démultiplexeur à base des cavités résonantes :

Aujourd'hui, les circuits intégrés basés sur l'électronique à semi-conducteurs doivent relever le défi de composants ultra performants [68]. Ces dispositifs nécessitent un grand nombre d'éléments logiques et une consommation d'énergie importante, ce qui les rend inappropriés pour une intégration à petite échelle [59]. Les études aussi bien expérimentales que théorique montrent que les cristaux photoniques constituent des candidats idéaux pour la conception de dispositifs ultra-compacts [60]. L'une des caractéristiques importantes des cristaux photoniques est leur capacité à confiner la lumière et à sélectionner des longueurs d'onde particulières. Cette propriété principale est exploitée pour la fonction du démultiplexage. Il existe une multitude d'applications à base de cristaux photoniques à cavités résonantes, telles que les filtres ultra-fins [61,62], les lasers à seuil bas [63], les circuits intégrés photoniques [64], les commutateurs optiques non linéaires [65], les démultiplexeurs [66,67].

De plus, les structures basées sur les CP permettent aux chercheurs de fabriquer de plus petits dispositifs pouvant être intégrés dans des puces simples [68]. Pour le démultiplexeur par exemple, il existe une variété de configurations donnant naissance au phénomène de filtrage [69]. Les structures à

défauts, les cavités résonantes couplées aux guides d'ondes et les résonateurs en anneau sont quelques exemples de mécanismes de filtrage proposés [69,70-75]. Les cavités résonantes sont l'une des structures les plus utilisées pour la conception de démultiplexeurs [76,77].

Avec les cristaux photoniques à cavités résonnantes, nous pouvons envisager un nombre important de dispositifs optiques sur une seule structure. [78]. Ces dispositifs jouent un rôle important dans les systèmes de communication optiques et offrent les avantages suivants: compacité, performances plus élevées, faible consommation d'énergie, grande capacité, moins de pertes, etc. Les cavités résonantes sont les structures les plus couramment utilisées pour concevoir des filtres optiques à base de cristaux photoniques. Celles-ci constituent les éléments fondamentaux de conception des dispositifs optiques.

II.8.1. Origine du choix de la cavité résonnante:

L'un des moyens adaptés pour sélectionner différentes longueurs d'onde consiste à utiliser une cavité de résonance [79,80]. La cavité résonante est capable de filtrer les longueurs d'ondes souhaitées avec une largeur de bande adaptée et avec une ingénierie précise [81]. C'est l'une des propriétés principales de la cavité résonante, qui a conduit les chercheurs à l'appliquer dans leurs structures. Par exemple, un démultiplexeur à deux canaux avec un espacement de canal égal à 5,8 nm et une quantité moyenne de facteur de qualité approximativement égal à 1000 a été étudié [82]. Dans un autre travail, un démultiplexeur ultra compact utilisant des cavités résonantes dans une structure en Y, avec un espacement de canaux égal à 3,5 nm et un facteur de qualité égal à 1450 a été proposé [83].

II.8.2. Quelques topologies de démultiplexeurs à base des cavités résonnantes:

Certaines applications de la cavité résonante sont proposées dans de nombreux travaux d'ingénierie, tels que les filtres ultra-petits, les lasers à seuil bas, les circuits intégrés photoniques, les commutateurs optiques non linéaires, etc... [65, 84,85]. Ces dernières années, les chercheurs ont tenté d'obtenir un démultiplexeur en longueur d'onde à base de cavités résonnantes avec un faible espacement entre les canaux et une efficacité élevée [79].

II.8.2.1. Les démultiplexeurs à structures uniformes :

Notre présent travail s'articule sur l'étude d'un démultiplexeur composée de filtre Add-Drop comme étant son unité de base assurant le phénomène de couplage par l'implémentation de cavité résonnante. De ce fait, nous allons citer dans ce qui suit quelques recherches effectuées sur des structures à cristaux photoniques avec comme résonateur un défaut ponctuel constitué de cavité : considérant plusieurs cas de figures.

Sanaa Ghezali&al [69] ont analysés un démultiplexeur à neuf canaux. Dans la conception du dispositif, les défauts et les trous sont déplacés dans les cavités résonnantes: en modifiant les caractéristiques telles que les rayons des défauts, la distance les séparant ainsi que leur position. Un circuit compact est alors conçu avec un espacement de canal de 1 nm. L'efficacité de transmission

pour les canaux a été obtenue dans une plage allant de 79 à 96%. La valeur maximale de diaphonie et le facteur de qualité moyen étaient respectivement de - 11,3 dB et 2000, figure III-15.

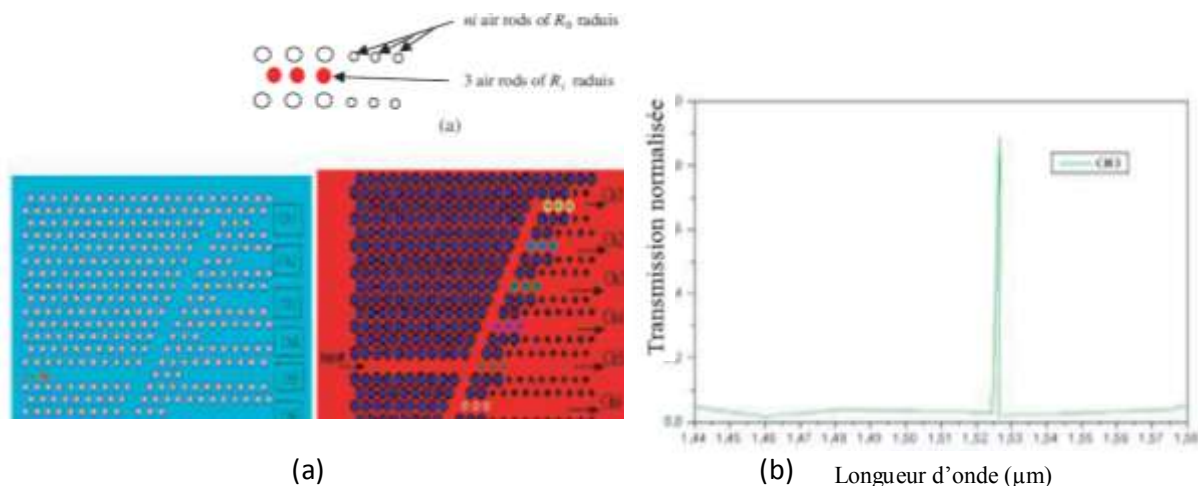


Figure III.15 (a): Schéma du démultiplexeur, (b) Transmission du 3^{ème} canal, [69].

Dans un autre travail, M. RADHOUENE&al [2] propose un demultiplexeur qui permet la séparation de six longueurs d’onde. Alors, par l’ajustement du diamètre des différents filtres, ils sont arrivés à séparer des canaux avec une largeur spectrale et un espacement égaux à 0,35 nm et 3,68 nm, respectivement. De plus, la diaphonie entre les canaux est d’environ -24,74 dB, le facteur de qualité maximal est égal à 5101 et la taille totale du composant est d’environ 199 μm , figure III.16.

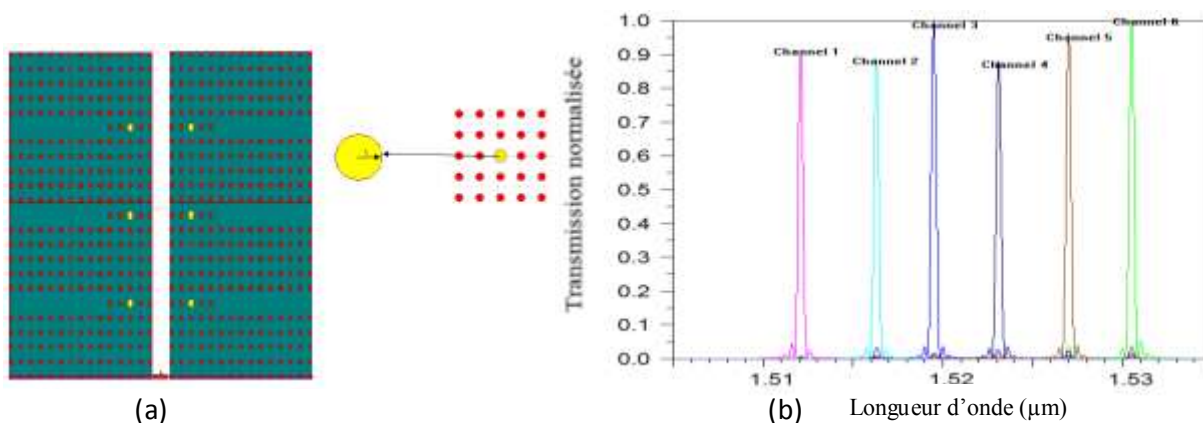


Figure III.16 (a): Schéma du démultiplexeur, (b) Réponse en transmission, [2].

Farhad Mehdizadeh&al [45] ont utilisé un réseau carré de tiges diélectriques dans l'air de 40*40 dans lequel une nouvelle cavité résonante a été créée pour concevoir un démultiplexeur à huit canaux. Ils ont montré qu'en choisissant des valeurs appropriées pour la largeur de la cavité résonante, les longueurs d'onde souhaitées peuvent être séparées. La valeur de l'efficacité de transmission pour les canaux a été obtenue dans la plage de 94 à 99%. De plus, la valeur maximale de la diaphonie et le facteur de qualité moyen pour les canaux ont été calculés - 11,2 dB et 2200, respectivement, figure III.17.

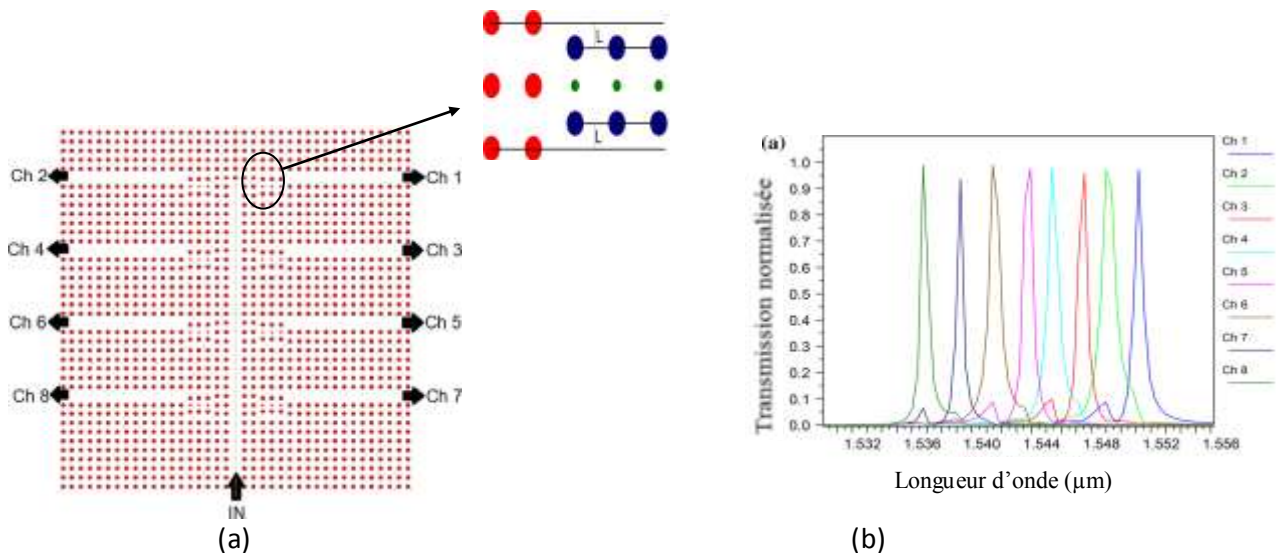
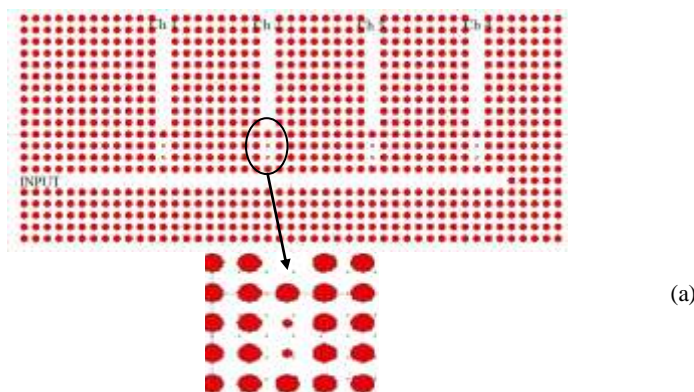


Figure III.17 (a): Schéma du démultiplexeur, (b) Réponse en transmission [45].

Hassan Absalan [76] a utilisé une cavité résonante Cette dernière se compose de tiges de défauts adjacentes de rayon réduit, figure III.18. Il a été démontré que l'augmentation du rayon et de l'indice de réfraction de ces défauts décale la longueur d'onde résonnante vers des longueurs d'onde plus élevées. Ensuite, en utilisant des cavités résonantes de rayons différents, un démultiplexeur à quatre canaux a été réalisé. Il comporte quatre canaux de sortie à $\lambda_1 = 1\ 537\ \text{nm}$, $\lambda_2 = 1\ 546\ \text{nm}$, $\lambda_3 = 1\ 553\ \text{nm}$ et $\lambda_4 = 1\ 560\ \text{nm}$. L'espacement moyen entre les canaux adjacents est d'environ 7 nm. L'efficacité de transmission pour les quatre canaux est de 85%, 96%, 100% et 100%. Le niveau de la diaphonie de la structure varie de -18 dB à -3 dB.



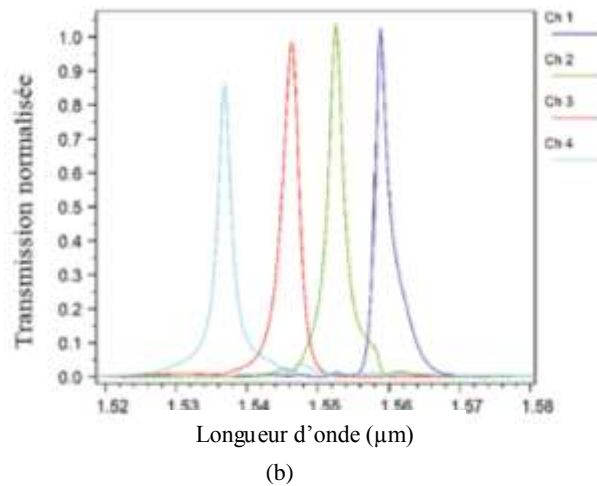


Figure III.18 (a): Schéma du démultiplexeur, (b) Réponse en transmission, [76].

H. Alipour-Banaei & al [61], proposent un nouveau procédé permettant de séparer les longueurs d'onde souhaitées en introduisant une cavité de résonance, figure III.19. Il s'agit d'un cristal photonique bidimensionnel à réseau hexagonal créé à l'intérieur de la couche de silicium avec des trous d'air de rayon $R = 115$ nm et une constante de réseau $a = 420$ nm. D'autre part, $R_{d1} = D_{d1} / 2 = R_{d2} = D_{d2} / 2 = 83$ nm et dans les cavités supérieures et inférieures égales à $R_{tc} = R_{d1} = D_{tc} / 2 = 83$ nm et $R_{bc} = D_{bc} / 2 = 90$ nm, respectivement. Par conséquent, deux longueurs d'onde sont espacées de 5,8 nm, avec une diaphonie de -12,7 dB. Le facteur de qualité et l'efficacité sont de 777, 54,5% pour la première longueur d'onde et de 1114, 56% pour la seconde. Nous remarquons que cette structure a une faible efficacité par rapport aux démultiplexeurs cités.

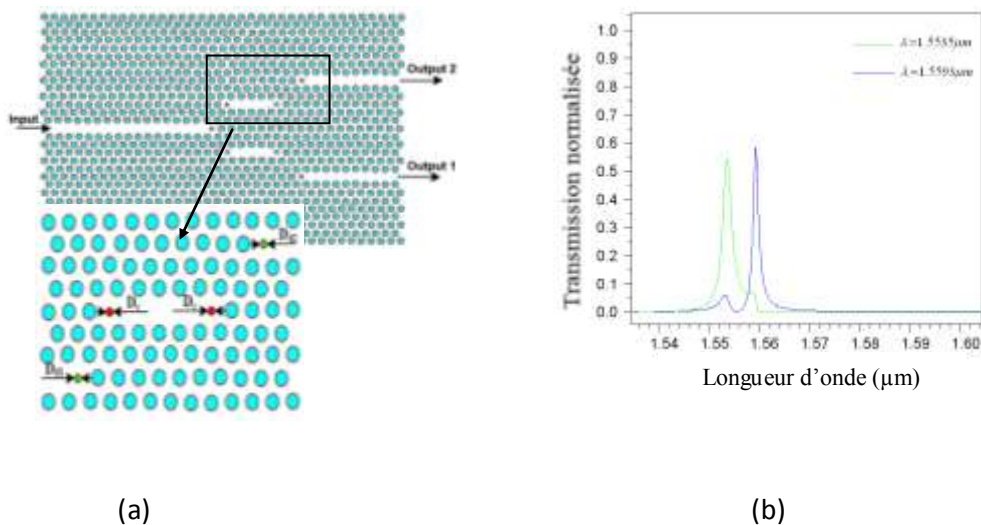


Figure III.19 (a): Schéma du démultiplexeur, (b) Réponse en transmission avec les rayons des défauts $R_{d1}=R_{d2}=83$ nm, $R_{tc}=83$ nm et $R_{bc}=90$ nm, [61].

II.8.2.2. Les démultiplexeurs à hétérostructures :

Les démultiplexeurs à cristaux photoniques formés d'hétérostructures ont été sujets de plusieurs recherches sous plusieurs topologies proposées. L'hétérostructure consiste en un assemblage de structures à cristaux photonique dont l'indice de réfraction n ou la période « a » diffère d'une structure à une autre. Dans la bibliographie, il existe plusieurs topologies selon le résonateur proposé et l'ensemble de son voisinage.

Nous allons présenter dans ce qui suit des démultiplexeurs à cavités résonnantes formés d'hétérostructure et voir par conséquent les résultats obtenus des simulations effectuées.

Shih-Chieh Cheng & al [39] proposent deux systèmes différents composés de cristaux photoniques bidimensionnels hétéro (HPC). L'un des deux systèmes utilise cinq unités à cristaux photoniques (PC), chacune fabriquée avec un réseau triangulaire et rectangulaire, par contre l'autre est constitué de cinq unités en réseau rectangulaire. Les deux systèmes ont une différence constante entre les unités adjacentes de 4 nm, et ils sont formés de tiges de silicium avec un rayon de 120 nm. Une capacité d'espacement des longueurs d'onde d'environ 8nm avec un facteur de qualité élevé (Q) dans un système basé sur un réseau triangulaire et rectangulaire; et d'environ 8 nm avec une efficacité de transmission presque constante basée sur un réseau rectangulaire.

Mohammad Reza Rakhshani&al [68] ont proposés un démultiplexeur à six canaux basé sur une cavité résonante à cristal photonique à hétérostructure, figure III.20. Six cavités améliorées avec différents indices de réfraction de 3,40 à 3,50 ont été utilisées. Chaque cavité a un indice de réfraction individuel; cela signifie que chaque cavité a une fréquence de résonance variable. Les résultats de la simulation révèlent que, dans la structure proposée, une puissance transmise moyenne supérieure à 95,5%, l'espacement des canaux est d'environ $12,5 \times 10^{-4} c / a$, la valeur moyenne du facteur de qualité (Q) est de 2319 et la bande passante de chaque canal est d'environ $18 \times 10^{-5} c / a$. La valeur moyenne de la diaphonie entre les canaux de sortie est d'environ -29 dB.

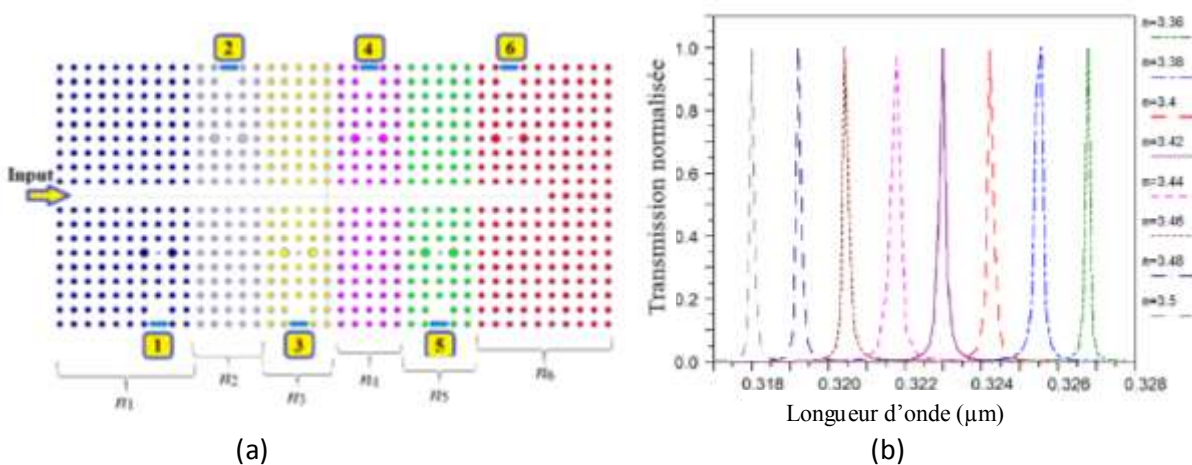


Figure III.20 (a): Démultiplexeur à hétérostructure, (b) Réponse en transmission des six ports, [68]

II.9. Performances d'un démultiplexeur à cavité résonnante:

Les paramètres les plus importants pouvant caractériser les performances du démultiplexeur sont le facteur de qualité, l'efficacité de transmission, l'espacement des canaux, la bande passante, et la diaphonie.

II.9.1. La diaphonie :

La performance d'un démultiplexeur est évaluée quantitativement en mesurant sa diaphonie, qui est définie comme étant le rapport de la puissance au port de sortie souhaitée pour une longueur d'onde spécifique à la puissance à un port indésirable [86]. Elle est donnée par :

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

II.9.2. Facteur de qualité:

On définit le facteur de qualité Q de la résonance par le rapport de la longueur d'onde de résonance, λ_0 , à la largeur à mi-hauteur du pic, $\Delta\lambda$. Ce facteur de qualité rend compte de la capacité de la cavité à piéger la lumière. À la résonance, le photon subit des réflexions multiples entre les deux miroirs définissant la cavité et ne sort de celle-ci qu'après un temps τ que l'on peut considérer comme la durée de vie du photon dans la cavité. Ce temps τ est proportionnel au facteur de qualité de la structure qui peut alors être vu en première approximation comme le nombre d'aller retour que fait le photon entre les deux miroirs avant de sortir de la cavité.

II.9.3. Espacement entre les canaux :

L'espacement entre les canaux est l'un des propriétés décrivant la performance du démultiplexeur. Cette grandeur est définie comme étant la différence entre deux longueurs d'onde de résonance successives issues de deux ports différents du dispositif. Un petit espacement entre les canaux d'un démultiplexeur reflète bien la capacité de celui-ci de pouvoir générer une multitude de longueurs d'ondes de résonance à l'intérieur d'une bande étroite.

II.9.4. La largeur spectrale (Bandwith) :

Elle est définie comme étant la largeur à mi-hauteur du pic, $\Delta\lambda$. Plus cette grandeur est petite, plus le couplage est monomode. Cela veut bien dire qu'une largeur spectrale suffisamment réduite évite la présence d'une diaphonie remarquable.

II.9.5. L'efficacité d'extraction:

L'efficacité d'extraction ou la puissance transmise à la sortie de chaque port du démultiplexeur constitue une des performances de ce dispositif. Elle dépend de l'ingénierie des zones de couplage dans la structure.

II.10. Conclusion:

Nous avons présenté dans ce chapitre les démultiplexeurs à base des cristaux photoniques et leur grand intérêt dans l'optique intégrée. En passant par un petit aperçu sur les systèmes WDM classiques et du fait de leurs tailles relativement importantes, la recherche s'est réorientée vers les cristaux photoniques

pour la miniaturisation des dispositifs et pour des objectifs de compacité aussi. Nous avons évoqué le couplage entre guide et cavité et les différents états de la lumière à l'intérieur de la zone de couplage et comment une présence de deux modes dégénérés peut entraîner une efficacité maximale de la lumière. Nous avons également cité les différentes techniques de démultiplexage d'un signal telles que le couplage entre deux guides, le couplage entre deux guides et une cavité ou bien par l'effet superprisme. Ainsi les démultiplexeurs à cavité résonnante ont été exposés sous plusieurs formes aussi bien pour les structures uniformes que pour les hétérostructures.

II.11. Références bibliographiques :

- [1] F. Mehdizadeh, M. Soroosh, H. A. Banaei, E. Farshidi, "All optical 8-channel wavelength division demultiplexer based on photonic crystal ring resonators," 10th International Conference on Electrical and Electronics Engineering, Turkey, pp 446-450, 2017.
- [2] M. RADHOUE, M. NAJJAR, M. CHHIPA, S. ROBINSON, B. SUTHAR, "Performance optimization Of Six Channels Wdm Demultiplexer Based On Photonic Crystal Structure," Journal of Ovonic Research Vol. 13, No. 5, p. 291 – 297, 2017
- [3] H. J. R. Dutton understanding optical communications (IBM Corporation) 1998
- [4] J. P. Laude, "DWDM Fundamentals, Components, and Applications," Artech House Boston . London, 2002
- [5] Denton, R. T., and T. S. Kinsel, .Optical Multiplexing and Demultiplexing,. Proc.IEEE, Vol. 56, 1958, p. 146, 1958.
- [6] De Lange, O. E., .Wideband Optical Communication Systems: Part 2, Frequency Division Multiplexing,. Proc. IEEE, Vol. 58, 1970, p. 1683.
- [7] Tomlinson, W., and G. Aumiller, .Optical Multiplexer for Multimode Fiber Transmission Systems,. Appl. Phys. Lett., Vol. 31, , p. 169. 1977.
- [8] S. FASQUEL, "Propriétés optiques de structures guidantes en cristal photonique," thèse de doctorat université des sciences et technologie de lille France 2005.
- [9] J. Danglot, "Dispositifs microondes et optiques à base de matériaux à gap de photon," Thèse de doctorat université des Sciences et Technologies de Lille, USTL 2002.
- [10] E. Drouard, H.T. Hattori, C. Grillet, A. Kazmierczak, X. Letartre, P. Rojo-Romeo, and P. Viktorovitch, "Directional channel-drop filter based on a slow Bloch mode photonic crystal waveguide section," Optics Express, vol. 13, pp. 3037-3048, 2005.
- [11] D. NEEL, "Étude en champ proche optique de guides à cristaux photoniques sur SOI," Thèse de doctorat, L'institut national des sciences appliquées de Lyon France, 2006.
- [12] S. Ghezali, F. Tayeboun, K. A. Meradi, "Nine Channels Wavelength Division Demultiplexer Based upon Two Dimensional Photonic Crystal," Progress In Electromagnetics Research M, Vol. 69, 107–114, 2018.
- [13] Sakoda, S., Optical Properties of Photonic Crystals, Springer, Berlin, 2001.

- [14] Wu, Z., K. Xie, and H. Yang, "Band gap properties of two dimensional photonic crystals with rhombic lattice," *Optik*, Vol. 123, 534–536, 2012.
- [15] Mahmoud, M. Y., G. Bassou, A. Taalbi, and Z. M. Chekroun, "Optical channel drop filters based on photonic crystal ring resonators," *Opt. Commun.*, Vol. 285, 368–372, 2012.
- [16] Yusoff, M. H. M., H. A. Hassan, M. R. Hashim, and M. K. Abd-Rahman, "Hybrid photonic crystal 1.31/1.55 μm wavelength division multiplexer based on coupled line defect channels," *Opt. Commun.*, Vol. 284, 1223–1227, 2011.
- [17] Alipour-Banaei, H., F. Mehdizadeh, S. Serajmohammadi, "A novel 4-channel demultiplexer based on photonic crystal ring resonators," *Optik*, Vol. 124, 5964–5967, 2013.
- [18] Djavid, M., F. Monifi, A. Ghaffari, and M. S. Abrishamian, "Heterostructure wavelength division multiplexers using photonic crystal ring resonators," *Opt. Commun.*, Vol. 281, 4028–4032, 2008.
- [19] Bernier, D., X. Le Roux, A. Lupu, D. Marris-Morini, L. Vivien, and E. Cassan, "Compact low crosstalk CWDM demultiplexer using photonic crystal superprism," *Opt. Express*, Vol. 42, 17260–17214, 2008.
- [20] Yusoff, M. H. M., H. A. Hassan, M. R. Hashim, and M. K. Abd-Rahman, "Hybrid photonic crystal 1.31/1.55 μm wavelength division multiplexer based on coupled line defect channels," *Opt. Commun.*, Vol. 284, 1223–1227, 2011.
- [21] Robinson, S. and R. Nakkeeran, "Photonic crystal ring resonator based add-drop filter using hexagonal rods for CWDM systems," *Optoelectron. Lett.*, Vol. 7, 0164–0166, 2011.
- [22] Meradi, K. A., F. Tayeboun, S. Ghezali, et al., "Design of a thermal tunable photonic-crystalcoupleur," *Journal of Russian Laser Research*, Vol. 32, No. 6, 572–578, 2011.
- [23] Robinson, S. and R. Nakkeeran, "PCRR based add drop filters using photonic crystal ring resonators," *Optic-Int. J. Light Electron Optic*, 2012.
- [24] Shih, T.-T., Y.-D. Wu, and J.-J. Lee, "Proposal for compact optical triplexer filter using 2-D Photonic crystals," *IEEE Photon. Technol. Lett.*, Vol. 21, 18–21, 2009.
- [25] Vegas Olmos, J. J., M. Tokushima, and K. Kitayama, "Photonic add-drop filter based on integrated photonic crystal structures," *J. Sel. Top. Quantum Electron.*, Vol. 16, 332–337, 2010.
- [26] Wang, C.-C. and L.-W. Chen, "Channel drop filters with folded directional couplers in twodimensional photonic crystals," *Physica B*, Vol. 405, 1210–1215, 2010.
- [27] M. Koshiba, "Wavelength division multiplexing and demultiplexing with photonic crystal waveguide couplers", *Journal of Lightwave Technology*, vol. 19, n°12, pp. 1970-1975, 2001.
- [28] A. S. Sharkawy, S. Shi, D. W. Prather et R. A. Soref, "Electro-optical switching using coupled photonic crystal waveguides", *Optics Express*, vol. 10, n°20, pp. 1048 – 1059, 2002.
- [29] S. Boscolo, M. Midrio, C. G. Someda, "Coupling and decoupling of electromagnetic waves in parallel 2D photonic crystal waveguides", *IEEE Journal of Quantum Electronics*, vol. 38, n°1, pp. 47-53, 2002.

- [30] Y. Tanaka, H. Nakamura, Y. Sugimoto, N. Ikeda, K. Asakawa, K. Inoue, "Coupling properties in a 2-D photonic crystal slab directional coupler with a triangular lattice of air holes", *IEEE Journal of Quantum Electronics*, vol. 41, n°1, pp. 76- 84, 2005.
- [31] C. Jin, S. Han, X. Meng, B. Cheng, D. Zhang, "Demultiplexer using directly resonant tunneling between point defects and waveguides in a photonic crystal", *Journal of Applied Physics*, vol. 91, n°7, pp. 4771-4773, 2002.
- [32] Y. Sugimoto, Y. Tanaka, N. Ikeda, T. Yang, H. Nakamura, K. Asakawa, K. Inoue, T. Maruyama, K. Miyashita, K. Ishida, Y. Watanabe, "Design, fabrication, and characterization of coupling-strength-controlled directional coupler based on two-dimensional photonic-crystal slab waveguides", *Applied Physics Letters*, vol. 83, n°16, pp. 3236-3238, 2003.
- [33] E. Drouard, H. Hattori, C. Grillet, A. Kazmierczak, X. Letartre, P. Rojo-Romeo et P. Viktorovitch, "Directional channel-drop filter based on a slow Bloch mode photonic crystal waveguide section", *Optics Express*, vol. 13, n°8, pp. 3037-3048, 2005.
- [34] M. Y. Tekeste, J. M. Yarrison-Rice, "High efficiency photonic crystal based wavelength demultiplexer", *Optics Express*, vol. 14, n°17, pp. 7931-7942, 2006.
- [35] H. Kosaka, T. Kawashima, A. Tomita, M. Notomi, T. Tamamura, T. Sato, S. Kawakami, "Photonic crystals for micro lightwave circuits using wavelength-dependent angular beam steering", *Applied Physics Letters*, vol. 74, n°10, pp. 1370-1372, 1999.
- [36] L. Wu, M. Mazilu et T. F. Krauss, "Beam steering in planar-photonic crystals: from superprism to supercollimator", *IEEE, Journal of Lightwave Technology*, vol. 21, n°2, pp. 561 – 566, 2003.
- [37] A. Lupu, E. Cassan, S. Laval, L. E. Melhaoui, P. Lyan et J. Fedeli, "Experimental evidence for superprism phenomena in SOI photonic crystals", *Optics Express*, vol. 12, n°23, pp. 5690-5696, 2004.
- [38] T. Matsumoto, S. Fujita et T. Baba, "Wavelength demultiplexer consisting of Photonic crystal superprism and superlens", *Optics Express*, vol. 13, n°26, pp. 10768-10776, 2005.
- [39] Cheng, S. C., J. Z. Wang, L. W. Chen, and C. C. Wang, "Multichannel wavelength division multiplexing system based on silicon rods of periodic lattice constant of hetero photonic crystal units," *Optik*, Vol. 121, 1028–1033, 2012.
- [40] Manzacca, G., D. Paciotti, A. Marchese, M. S. Moreolo, G. Cincotti, "2D photonic cavity based WDM multiplexer," *Photonic Nanostruct.-Fundam. Appl.*, Vol. 5, 164–176, 2007.
- [41] Rakhshani, M. R. and M. A. M. Birjandi, "Design and simulation of wavelength demultiplexer based on heterostructure photonic crystals ring resonators," *Physica E*, Vol. 50, 97–101, 2013.
- [42] Alipour-Banaei, H., F. Mehdizadeh, and M. Hassangholizadeh Kashtiban, "A novel proposal for all optical PhC-based demultiplexers suitable for DWDM applications," *Opt. Quant. Electron.*, Vol. 45, 1063–1075, 2013.

- [43] A. Rostami, F. Nazari, H. Alipour Banaei, A. Bahrami; “A novel proposal for DWDM demultiplexer design using modified T P\photonic crystal structure” *Photonic and Nanostructures – Fundamentals and Applications* 8 14-22, 2010.
- [44] A. Rostami; H. Alipour Banaei; F. Nazari; and A. Bahrami; “An ultra-compact photonic crystal wavelength division demultiplexer using resonance cavities in a modified Y-branch structure” *Optik* 122 1481-1485, 2011.
- [45] F. Mehdizadeh; M. Soroosh “A new proposal for eight channel optical demultiplexer based on photonic crystal resonant cavities,” *Photon. Netw. Commun.* 2015.
- [46] L. Ferrier, “Micro-nano structures à base de cristaux photoniques pour le contrôle 3D de la lumière”, Thèse de doctorat, Institut des nanotechnologies de Lyon, France 2008.
- [47] K. Nozaki, H. Watanabe, and T. Baba, “Photonic crystal nanolaser monolithically integrated with passive waveguide for effective light extraction,” *Applied Physics Letters* 92, p. 021108, 2008.
- [48] C. Smith, R. De La Rue, M. Rattier, S. Olivier, H. Benisty, C. Weisbuch, T. Krauss, R. Houdré, and U. Oesterle, “Coupled guide and cavity in a two-dimensional photonic crystal,” *Applied Physics Letters* 78, p. 1487, 2001.
- [49] Z. Zhang and M. Qiu, “Compact in-plane channel drop filter design using a single cavity with two degenerate modes in 2D photonic crystal slabs,” *Optics Express* 13(7), pp. 2596–2604, 2005.
- [50] C. Seassal, Y. Dsieres, X. Letartre, C. Grillet, P. Rojo-Romeo, P. Viktorovitch, and T. Benyattou, “Optical coupling between a two-dimensional photonic crystal based microcavity and single-line defect waveguide on InP membranes,” *Quantum Electronics, IEEE Journal of* 38(7), pp. 811–815, 2002.
- [51] H. Takano, B. Song, T. Asano, and S. Noda, “Highly efficient in-plane channel drop filter in a two-dimensional heterophotonic crystal,” *Applied Physics Letters* 86, p. 241101, 2005.
- [52] Y. Akahane, M. Mochizuki, T. Asano, Y. Tanaka, and 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* 82, p. 1341, 2003.
- [53] C. Manolatu, M. Khan, S. Fan, P. Villeneuve, H. Haus, and J. Joannopoulos, “Coupling of modes analysis of resonant channel add-drop filters,” *Quantum Electronics, IEEE Journal of* 35(9), pp. 1322–1331, 1999.
- [54] S. Fan, P. Villeneuve, J. Joannopoulos, and H. Haus, “Channel drop filters in photonic crystals,” *Optics Express* 3(1), pp. 4–11, 1998.
- [55] S. Fan, P. Villeneuve, J. Joannopoulos, and H. Haus, “Channel Drop Tunneling through Localized States,” *Physical Review Letters* 80(5), pp. 960–963, 1998.
- [56] Désières, Y., Conception et études optiques de composants micro-photoniques sur matériaux III-V à base de structures à bandes interdites de photons. INSA, Lyon. 2001.
- [57] Labilloy, D., “Cristaux photoniques bidimensionnels pour le proche infrarouge: propriétés optiques et confinement,” *Ecole polytechnique.* p. 186, 1999.

- [58] C. Charan, V. L. Kalyani, "Design and Investigation of 2D Photonic Crystals Based Optical Wavelength Demultiplexer" *International Journal for Scientific Research & Development* | Vol. 3, Issue 03, pp 3518-3521, 2015.
- [59] K. Olukotun, L. Hammond, "The future of microprocessors," *Magazine Queue Multiprocessors* 3(7) pp-26-34, 2005.
- [60] S. Fan, P. R. Villeneuve, J. D. Joannopoulos, M. J. Khan, C. Manolatou, and H. A. Haus, "Theoretical analysis of channel drop tunneling process," *Phys. Rev. B*, vol. 59, pp. 15 882–15 892, 1999.
- [61] H. Alipour-Banaei, A. Rostami, F. Nazari, A. Bahrami, "Wavelength Division Demultiplexer for Optical Communication Applications Based on Photonic Crystals," 5thSASTech, Iran, 2011.
- [62] S. Golmohammadi, M. K. Moravvej-Farshi, A. Rostami, and A. Zarifkar, "Narrowband DWDM filters based on Fibonacci-class quasi-periodic structures," *Opt. Express* 15, 10520-10532, 2007.
- [63] H. Altug and J. Vučković, "Photonic crystal nanocavity array laser," *Opt. Express* 13, 8819-8828, 2005.
- [64] S. McNab, N. Moll, and Y. Vlasov, "Ultra-low loss photonic integrated circuit with membrane-type photonic crystal waveguides," *Opt. Express* 11, 2927-2939, 2003.
- [65] T. Tanabe, M. Notomi, A. Shinya, S. Mitsugi, and E. Kuramochi, "Fast on-chip all-optical switches and memories using silicon photonic crystal with extremely low operating energy," *Quantum Electronics and Laser Science Conference (QELS'05), QPDA5*, Baltimore, May 22-27, 2005.
- [66] Bazargani HP. "Proposal for a 4-channel all optical demultiplexer using 12-fold photonic quasicrystal," *Opt ommun-ications*. 285(7):1848-1853, 2012.
- [67] Louro P, Vieira M, Fernandes M, Vieira MA, Costa J, Fantoni A. "Semiconductor device as optical demultiplexer for short range optical communications," *J Nanosci Nanotechnol*. 11(6):5318-5322, 2011.
- [68] M. R. Rakhshani, M. A. Mansouri- Birjandi, Z. Rashki, "Design of Six Channel Demultiplexer by Heterostructure Photonic Crystal Resonant Cavity," *International Research Journal of Applied and Basic Sciences* ISSN 2251-838X / Vol, 4 (4): 976-984, 2013.
- [69] S. Ghezali, F. Tayeboun, K. A. Meradi, "Nine Channels Wavelength Division Demultiplexer Based upon Two Dimensional Photonic Crystal," *Progress In Electromagnetics Research M*, Vol. 69, 107–114, 2018.
- [70] Robinson, S. and R. Nakkeeran, "Photonic crystal ring resonator based add-drop filter using hexagonal rods for CWDM systems," *Optoelectron. Lett.*, Vol. 7, 0164–0166, 2011.
- [71] Meradi, K. A., F. Tayeboun, S. Ghezali, et al., "Design of a thermal tunable photonic-crystal coupleur," *Journal of Russian Laser Research*, Vol. 32, No. 6, 572–578, 2011.
- [72] Robinson, S. and R. Nakkeeran, "PCRR based add drop filters using photonic crystal ring resonators," *Optic-Int. J. Light Electron Optic*, 2012.

- [73] Shih, T.-T., Y.-D. Wu, and J.-J. Lee, "Proposal for compact optical triplexer filter using 2-D Photonic crystals," *IEEE Photon. Technol. Lett.*, Vol. 21, 18–21, 2009.
- [74] Vegas Olmos, J. J., M. Tokushima, and K. Kitayama, "Photonic add-drop filter based on integrated photonic crystal structures," *J. Sel. Top. Quantum Electron.*, Vol. 16, 332–337, 2010.
- [75] Wang, C.-C. and L.-W. Chen, "Channel drop filters with folded directional couplers in twodimensional photonic crystals," *Physica B*, Vol. 405, 1210–1215, 2010.
- [76] H. Absalan, "A Four-Channel Optical Demultiplexer Using Photonic Crystal-Based Resonant Cavities," *J. Opt. Commun* , 39(4): 369–373 2018.
- [77] H. A. Banaei, F. Mehdizadeh "Significant role of photonic crystal resonant cavities in WDM and DWDM communication tunable filters," *Opt Int J Light Electron Opt*, 124:2639–2644. 10.1016/j.ijleo.2012.07.029, 2013.
- [78] S. F. Mingaleev, Y. S. Kivshar, "Nonlinear transmission and light localization in photonic-crystal waveguides," *J. Opt. Soc. Am. B*, 19(9), 2241 (2002).
- [79] Ali Rostami, H. Habibiyan, F. Nazari, A. Bahrami, H. Alipour Banaei, "A novel proposal for DWDM demultiplexer design using resonance cavity in photonic crystal structure," *Proc. of SPIE-OSA-IEEE/ Vol. 7630 763013* 2009.
- [80] Meron Y. Tekeste and Jan M. Yarrison-Rice, "High efficiency photonic crystal based wavelength demultiplexer" *Optics Express*, 14, 7931-7942, 2006.
- [81] S. McNab, N. Moll, and Y. Vlasov, "Ultra-low loss photonic integrated circuit with membrane-type photonic crystal waveguides" *Opt. Express*, 11, 2927-2939, 2003.
- [82] A. Rostami, F. Nazari, H. Alipour Banaei and A. Bahrami, "Proposal for wavelength division demultiplexing for optical communication applications using photonic crystal resonance cavity," submitted to *Optics Communications journal*, 2009.
- [83] A. Rostami, H. Alipour Banaei, F. Nazari and A. Bahrami, "An ultra compact photonic crystal wavelength division demultiplexer fulfillment by entering resonance cavities into a modified Y-branch" submitted to *Optik- International journal for light and electron optics*, 2009.
- [84] S. G. Johnson and J. D. Joannopoulos, "Block-iterative frequency-domain methods for Maxwell's equations in a planewave basis" *Opt. Express*, 8, 173-190,(2001).
- [85] Weiyi Zhang, C. T. Chan, Ping Sheng, "Multiple scattering theory and its application to photonic band gap systems consisting of coated spheres" *Optics Express*, 8, 203-208, (2001).
- [86] 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.

CHAPITRE III

LES OUTILS NUMÉRIQUES D'ANALYSE DES CRISTAUX PHOTONIQUES

III.1. Introduction :

La conception des composants à base de cristaux photoniques nécessite l'utilisation d'outils de simulation adaptés [1]. Il existe plusieurs méthodes numériques pour résoudre les équations de Maxwell. Les méthodes des ondes planes (plane wave expansion, PWE), les méthodes des différences finies (Finite Difference Time Domain, FDTD) [2], des matrices de transfert, des matrices de diffraction, des liaisons fortes et du développement sur des modes propres. Parmi celles-ci, les méthodes des ondes planes et la FDTD sont les plus répandues et couramment employés pour modéliser des cristaux photoniques en géométrie de guide d'onde ou cavités résonnantes [3]. La méthode PWE repose généralement sur une méthode supercellule type onde plane. Cette méthode donne accès aux modes propres d'une structure "infinie", mais n'est pas adaptée pour évaluer la réponse optique à une excitation d'une structure finie. Un autre outil de modélisation est susceptible de fournir ce genre d'informations : la FDTD. Cette méthode, fondée sur la résolution directe des équations de Maxwell dans le domaine temporel, ne nécessite aucune hypothèse de départ sur la forme possible des solutions ou des ondes se propageant dans la structure, ce qui la rend indépendante de la géométrie du système à modéliser. Un autre avantage réside dans sa faculté à couvrir un large spectre de fréquences avec une seule simulation en ayant recours à la transformée de Fourier. L'inconvénient majeur de cette méthode, qui tend cependant à s'estomper avec les évolutions des capacités informatiques, est qu'elle exige des ressources de calculs importantes. Nous nous sommes donc limités à une utilisation purement bidimensionnelle de cette méthode.

III.2. Méthodes numériques :

Dans cette partie, nous résumerons brièvement les principes de base de la méthode des ondes planes, à l'occasion de laquelle nous introduirons la notion d'indice effectif. Nous décrirons ensuite les fondements de la FDTD, et les traitements spéciaux appliqués à l'algorithme qui nous permettront de réaliser de véritables "expériences numériques" sur des structures à cristaux photoniques bidimensionnelles [4]. Les méthodes des ondes planes et FDTD sont celles qui seront utilisées dans toute la suite de ce travail.

III.2.1. Méthode ondes planes :

La structure de bande représente l'ensemble des points de fonctionnement possibles dans la première zone de Brillouin- pour lesquels une onde plane (ω, k) peut se propager, sans pertes, dans un milieu infini. Des zones de fréquence « mortes », pour lesquelles aucune propagation n'est possible sont parfois présentés [5]. La technique de décomposition en ondes planes (plane wave expansion, PWE) s'applique à toutes les structures dont la constante diélectrique est une fonction périodique de l'espace. Le théorème de Bloch permet de décomposer le champ magnétique sur une base d'ondes planes et de transformer la résolution des équations de Maxwell en un problème classique de diagonalisation de matrice [6-13]. Cette méthode issue des techniques de calculs de la physique du solide [14] est très

efficace pour calculer les diagrammes de bandes des cristaux photoniques parfaitement périodiques, ainsi que les profils des champs associés [6].

Etant basée sur la résolution de l'équation aux valeurs propres, elle permet d'obtenir à la fois les valeurs propres $\omega_n(k)$ et les états propres $H_n(r)$ et $E_n(r)$ [15].

Pour obtenir la structure de bande d'un cristal photonique, on est conduit à résoudre un problème aux valeurs propres pour l'opérateur de propagation dans un milieu périodique [5].

La méthode des ondes planes est très bien adaptée pour des structures périodiques supposées de dimensions infinies pour la détermination des modes propres et du diagramme de dispersion de la structure [16].

L'équation d'onde pour le champ électrique est donnée sous la forme suivante :

$$\vec{\nabla} \times (\vec{\nabla} \times \vec{E}(\vec{r})) - \frac{\omega^2}{c^2} \epsilon_r(\vec{r}) \cdot \vec{E}(\vec{r}) = 0 \quad (3.1)$$

Comme $\epsilon_r(\vec{r})$ est périodique, $\vec{E}(\vec{r})$ et $\vec{H}(\vec{r})$ satisfont le théorème de Bloch et peuvent être décomposées sous la forme : $\vec{E}(\vec{r}) = u_{\vec{k}}(\vec{r}) \cdot e^{i\vec{k} \cdot \vec{r}}$ et $\vec{H}(\vec{r}) = v_{\vec{k}}(\vec{r}) \cdot e^{i\vec{k} \cdot \vec{r}}$

où les fonctions $u_{\vec{k}}(\vec{r})$ et $v_{\vec{k}}(\vec{r})$ possèdent toutes les périodicités du milieu. Alors il est possible de développer $\epsilon_r(\vec{r})$, $u_{\vec{k}}(\vec{r})$ et $v_{\vec{k}}(\vec{r})$ en série de Fourier.

$$\epsilon_r(\vec{r}) = \sum_{\vec{G}} \epsilon_r(\vec{G}) \cdot e^{i\vec{G} \cdot \vec{r}} \quad (3.2)$$

$$\vec{E}(\vec{r}) = u_{\vec{k}}(\vec{r}) \cdot e^{i\vec{k} \cdot \vec{r}} = \left(\sum_{\vec{G}} u_{\vec{k}}(\vec{G}) \cdot e^{i\vec{G} \cdot \vec{r}} \right) \cdot e^{i\vec{k} \cdot \vec{r}} = \sum_{\vec{G}} u_{\vec{k}}(\vec{G}) \cdot e^{i(\vec{G} + \vec{k}) \cdot \vec{r}} \quad (3.3)$$

$$\vec{H}(\vec{r}) = v_{\vec{k}}(\vec{r}) \cdot e^{i\vec{k} \cdot \vec{r}} = \left(\sum_{\vec{G}} v_{\vec{k}}(\vec{G}) \cdot e^{i\vec{G} \cdot \vec{r}} \right) \cdot e^{i\vec{k} \cdot \vec{r}} = \sum_{\vec{G}} v_{\vec{k}}(\vec{G}) \cdot e^{i(\vec{G} + \vec{k}) \cdot \vec{r}} \quad (3.4)$$

Où \vec{G} est un vecteur du réseau réciproque et où $\epsilon_r(\vec{G})$, $u_{\vec{k}}(\vec{G})$ et $v_{\vec{k}}(\vec{G})$ sont les composantes dans l'espace réciproque (que l'on peut déterminer par une intégrale de Fourier). Alors, par exemple, pour le champ électrique, l'équation (3.1) devient :

$$-(\vec{G} + \vec{k}) \times \left\{ (\vec{G} + \vec{k}) \times u_{\vec{k}}(\vec{G}) \right\} = \frac{\omega^2}{c^2} \sum_{\vec{G}'} \epsilon_r(\vec{G} - \vec{G}') \cdot u_{\vec{k}}(\vec{G}') \quad (3.5)$$

Ceci est un système linéaire. Il est de dimension infinie car il y a une infinité de vecteurs \vec{G} du réseau réciproque. Cependant, les vecteurs de grande amplitude ont un poids faible dans le calcul des bandes de faible ordre. Les développements en séries de Fourier peuvent être limités à N ondes planes. Alors, en considérant les trois dimensions de l'espace, le système est de dimension $3N$. La diagonalisation, qui doit être effectuée pour chaque valeur de \vec{k} , permet alors de déterminer les

valeurs propres $\omega_n(\vec{k})$ (n servant à numéroter les valeurs propres). En pratique, les valeurs de \vec{k} sont limitées à certaines directions de symétrie de la première zone de Brillouin. Les courbes de dispersion du cristal photonique sont alors obtenues. C'est ce que nous appellerons par la suite le diagramme de bande du cristal. De manière générale, quand les vecteurs k décrivent la première zone de Brillouin, les fréquences $\omega_n(\vec{k})$ recouvrent continûment le spectre d'énergie. Cependant, dans certains cas, il existe des domaines d'énergie dans lesquels aucun mode $\omega(\vec{k})$ n'est accessible : ce sont les bandes interdites photoniques. La méthode des ondes planes nous permet aussi de calculer la distribution des champs électriques et magnétiques de chacun des modes dans la structure et la densité d'états.

III.2.1.1. Technique de la supercellule :

En pratique, on définit la structure d'un réseau périodique par une cellule de base et l'on répète cette cellule suivant les directions voulues pour former un cristal photonique parfait exempts de défauts de périodicité qui couvre l'espace entier. Dans le cas du cristal infini avec défauts (ponctuel ou linéaire), le calcul par la méthode des ondes planes est possible en introduisant la périodicité brisée par le défaut lui-même. En effet, on place le défaut au centre d'une cellule de dimension plus grande que celle de base comprenant plusieurs rangées du cristal, cette cellule est appelée supercellule. Si on répète cette supercellule dans l'espace suivant les directions du cristal d'origine on se ramène donc à un arrangement périodique de défauts séparés par des régions de cristal photonique parfait (cas des cavités ou guides d'onde) [3,17,18], figure III.1[19].

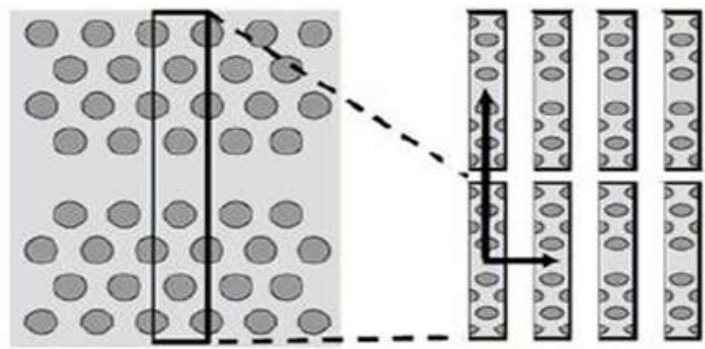


Figure III-1 Exemple de définition d'une super-cellule dans le cas d'un défaut linéaire

C'est une construction alors d'une structure périodique, à partir d'une supercellule, présentant un défaut (ici un guide d'onde), pour laquelle on peut calculer les modes de champs. Cette technique n'a de sens qu'aux fréquences qui se situent dans la bande interdite de la structure sans défaut. L'idée sous-jacente, est qu'on peut artificiellement fabriquer un milieu périodique en juxtaposant les supercellules, dans le but de calculer le mode d'une structure non périodique, qui présente un seul défaut. Une condition nécessaire, pour atteindre le résultat espéré, est la convergence, à mesure que l'on augmente la taille de la supercellule, vers un mode particulier, que l'on définit alors comme le mode de défaut de

la structure étendue. Ceci est possible si les modes en question sont suffisamment localisés. En particulier, si la fréquence du mode est située dans le gap de la structure sans défaut. Le choix de la taille de la supercellule s'avèrera aussi déterminant. Elle devra être suffisamment grande pour s'assurer qu'il n'y ait pas de couplage possible entre défauts de supercellules adjacentes. Elle devra être suffisamment petite pour éviter dans le calcul l'apparition d'une multiplicité de solutions alourdissant le traitement [5].

III.2.2. La méthode FDTD :

La FDTD est née des travaux pionniers de Yee en 1966 [20,21] et à continuer à être développée par ceux de Taflove dans les années 1975 [22]. Son atout majeur réside dans la simplicité de son principe de fonctionnement. La base d'un code FDTD repose sur deux équations qui sont les équations de Maxwell-Faraday et de Maxwell-Ampère sous leurs formes locales et dans le domaine temporel [20].

III.2.2.1. Présentation de la méthode FDTD :

La méthode FDTD (pour finite-difference time-domain) ou la méthode des différences finies est une méthode générale de l'électromagnétisme utilisée pour résoudre les équations de Maxwell sur une structure de profil d'indice quelconque. Son originalité réside dans la résolution directe du système d'équation dans le domaine temporel et non dans le domaine fréquentiel, ce qui permet de visualiser la propagation d'une onde électromagnétique au sein des cristaux photoniques [3]. Les équations de base sont constituées par des formes dérivées et intégrales des équations de Maxwell. Ceci la rend abordable et compréhensible. Pour résoudre ces équations, il suffit de calculer le champ total à chaque instant en prenant une onde incidente dépendant du temps sur un cristal photonique de taille finie. Cette méthode donne des résultats précis, même dans un milieu structuré à fort contraste d'indice comme les cristaux photoniques, car elle ne compte pas d'approximation de propagation paraxiale comme la méthode BPM « Beam-Propagation Method ». La précision de cette méthode amène l'utilisateur à réaliser de véritables expériences numériques pour comprendre et schématiser les processus de propagation.

La simplicité des équations qui composent le cœur de l'algorithme de résolution, les conditions aux limites possibles et les nombreuses sources (ondes planes, modes guidés, dipôles oscillants, impulsions ou harmoniques) permettent, à l'utilisateur qui sait bien s'en servir, de pouvoir résoudre un très grand nombre de problèmes surtout en optique intégrée. Cette méthode temporelle est en effet pédagogique elle permet de calculer toutes les composantes de champs à tous les instants et sur tout le domaine de calcul ce qui produit de nombreuses informations précises, notamment grâce à l'utilisation de la transformée de Fourier. On peut ainsi, à partir de la propagation d'un seul pulse temporel, obtenir des spectres en fréquence en divers points de la structure ainsi que des cartes de champs harmoniques. Avec cette seule approche, nous disposons de plusieurs sources possibles (la FDTD permet l'utilisation de sources des profils spatiaux tel que les ondes planes, sources ponctuelles et des profils temporels, harmoniques et impulsions) qui autorisent la mise en œuvre d'une grande variété

d'expériences numériques : modes guidés (réponse des composants en optiques intégrées), dipôle (modes propres d'une cavité).

Comme de nombreuses méthodes, dans son principe même : le calcul direct de toutes les composantes de champs en tous les points de la structure exige des ressources informatiques importantes qui limitaient le calcul des structures 3D à quelques périodes de cristal, même pour les plus puissants calculateurs. C'est réellement l'évolution des ressources informatiques qui a fait de cette méthode l'une des plus appréciées pour l'étude de la propagation dans les cristaux photoniques. Aujourd'hui, un ordinateur personnel permet, en quelques minutes tout au plus, la modélisation bidimensionnelle d'une structure d'environ 20x50µm. Le temps de calcul diminue sans cesse chaque jour.

III.2.2.2. La modélisation avec la méthode FDTD :

La FDTD (Finite Difference Time Domain) est une méthode de résolution directe des équations de Maxwell dans le domaine temporel. Pour leur numérisation, elle utilise l'outil numérique des différences finies qu'on va expliquer par la suite [3].

III.2.2.3. Equations de bases FDTD : Principes de base

Pour des matériaux non dispersifs, non conducteurs, non magnétiques et supposés homogènes les équations de Maxwell projetées sur un repère cartésien (x,y,z):

$$\frac{\partial H_x}{\partial t} = \frac{1}{\mu} \left(\frac{\partial E_y}{\partial z} - \frac{\partial E_z}{\partial y} \right) \quad (3.6)$$

$$\frac{\partial H_y}{\partial t} = \frac{1}{\mu} \left(\frac{\partial E_z}{\partial x} - \frac{\partial E_x}{\partial z} \right) \quad (3.7)$$

$$\frac{\partial H_z}{\partial t} = \frac{1}{\mu} \left(\frac{\partial E_x}{\partial y} - \frac{\partial E_y}{\partial x} \right) \quad (3.8)$$

$$\frac{\partial E_x}{\partial t} = \frac{1}{\epsilon} \left(\frac{\partial H_z}{\partial y} - \frac{\partial H_y}{\partial z} \right) \quad (3.9)$$

$$\frac{\partial E_y}{\partial t} = \frac{1}{\epsilon} \left(\frac{\partial H_x}{\partial z} - \frac{\partial H_z}{\partial x} \right) \quad (3.10)$$

$$\frac{\partial E_z}{\partial t} = \frac{1}{\epsilon} \left(\frac{\partial H_y}{\partial x} - \frac{\partial H_x}{\partial y} \right) \quad (3.11)$$

L'évolution temporelle des composantes de champ E (respectivement H) dirige les variations spatiales des composantes H (respectivement E) [3].

Le modèle du cristal bidimensionnel (cas bidimensionnel) dans un plan (xy) où chaque composante est invariante suivant z, permet de découpler le système des 06 équations en deux sous systèmes indépendants. La première appelée TM (transverse magnétique) fait intervenir les composantes (Hx, Hy, Ez) et la seconde appelée TE (pour transverse électrique) fait intervenir les composantes (Ex, Ey, Hz). Dans la littérature on peut voir des notations inversées et il vaut mieux préciser clairement les composantes de champs considérées. Dans ce qui suit, on détaillera la méthode FDTD dans un cas 2D

TE utilisée dans les chapitres suivants. Les équations se limitent donc aux équations (3.8),(3.9),(3.10). Les équations pour la polarisation TM se déduisent facilement par des permutations circulaires des composantes de champs.

Dans le cas bidimensionnel où chaque composante est invariante suivant z, ces 6 équations couplées se réduisent à deux systèmes d'équations découplées.

Le premier système se réfère au mode TE, défini comme suit :

$$\frac{\partial H_z}{\partial t} = \frac{1}{\mu} \left(\frac{\partial E_x}{\partial y} - \frac{\partial E_y}{\partial x} \right) \quad (3.12)$$

$$\frac{\partial E_x}{\partial t} = \frac{1}{\varepsilon} \left(\frac{\partial H_z}{\partial y} \right) \quad (3.13)$$

$$\frac{\partial E_y}{\partial t} = \frac{1}{\varepsilon} \left(-\frac{\partial H_z}{\partial x} \right) \quad (3.14)$$

Le deuxième système, le mode TM, se définit par :

$$\frac{\partial H_x}{\partial t} = \frac{1}{\mu} \left(-\frac{\partial E_z}{\partial y} \right) \quad (3.15)$$

$$\frac{\partial H_y}{\partial t} = \frac{1}{\mu} \left(\frac{\partial E_z}{\partial x} \right) \quad (3.16)$$

$$\frac{\partial E_z}{\partial t} = \frac{1}{\varepsilon} \left(\frac{\partial H_y}{\partial x} - \frac{\partial H_x}{\partial y} \right) \quad (3.17)$$

Nous pouvons traiter de manière indépendante la propagation de ces deux types de champ électromagnétiques. Pour l'étude de dispositifs à cristaux photoniques, nous serons amenés à utiliser cet outil pour le seul mode TE. Pour obtenir des compléments d'information sur la méthode, on se reportera à la référence suivante [23].

III.2.2.4. Développement limité de Taylor :

La méthode FDTD consiste à transformer les équations aux dérivées partielles que l'on veut résoudre, en équations aux différences finies. On utilise pour cela les développements limités en série de Taylor [20]. Soit une fonction f continue, dérivable représentant une composante du champ électrique ou magnétique et connue aux points $u_1=u_0-\alpha$ et $u_2=u_0+\alpha$. Il est possible d'évaluer numériquement la dérivée de f en u_0 en utilisant les développements limités de Taylor aux points $u_0-\alpha$ et $u_0+\alpha$.

$$f(u_0 - \alpha) = f(u_0) - \alpha \frac{\partial f}{\partial u}(u_0) + \frac{\alpha^2}{2!} \frac{\partial^2 f}{\partial u^2}(u_0) - \dots - \frac{\alpha^i}{i!} \frac{\partial^i f}{\partial u^i}(u_0) \quad (3.18)$$

$$f(u_0 + \alpha) = f(u_0) + \alpha \frac{\partial f}{\partial u}(u_0) + \frac{\alpha^2}{2!} \frac{\partial^2 f}{\partial u^2}(u_0) + \dots + \frac{\alpha^i}{i!} \frac{\partial^i f}{\partial u^i}(u_0) \quad (3.19)$$

La dérivée de f au point u_0 est approchée de manière centrée en calculant la différence de l'équation (3.18) et de l'équation (3.19) à l'ordre 2. Elle est donnée sous la forme suivante :

$$\frac{\partial f}{\partial u}(u_0) = \frac{f(u_0 + \alpha) - f(u_0 - \alpha)}{2\alpha} + \theta(\alpha^2) \quad (3.20)$$

Cette solution génère une erreur d'ordre 2 ($\theta(\alpha^2)$), beaucoup plus intéressante qu'une erreur d'ordre 1. Une approximation basée sur le développement limité de Taylor, figure III.2 au second ordre permet donc d'obtenir les dérivées aussi bien temporelles que spatiales des composantes des champs électriques et magnétiques (E_x, E_y, H_z) et (H_x, H_y, E_z) [20].

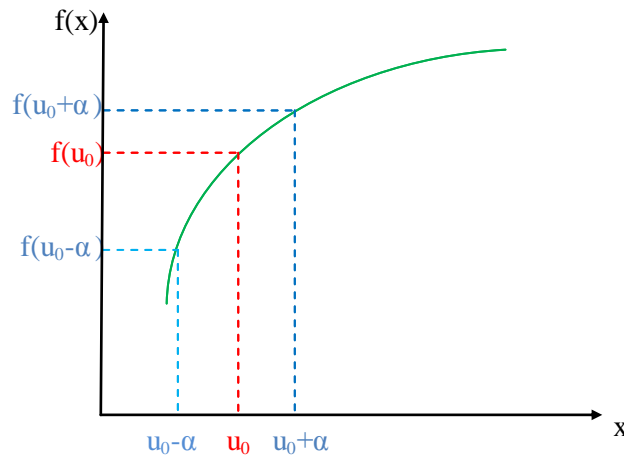


Figure III.2 Représentation du principe de calcul de la dérivée première de $f(u)$ en u_0

III.2.2.5. Numérisation et algorithme de Yee :

La résolution numérique des équations de Maxwell s'appuie sur une discrétisation spatiale et temporelle aux différences finies selon l'algorithme de Yee. Après avoir échantillonné le plan de travail dans la plupart des cas, avec des pas spatiaux égaux (maillage $\Delta x = \Delta y = \Delta$) et avec un pas du temps (Δt), nous approchons les dérivées premières spatiales et temporelles des différentes composantes par leur développement de Taylor avec une erreur du deuxième ordre. Cela permet de remplacer les dérivées partielles par les différences finies. Cette implémentation courante et efficace repose sur le maillage de Yee [21].

III.2.2.5.1. Discrétisation spatiale :

Yee propose une discrétisation des composantes de champs E sur des pas décalés par rapport à celles de H , de manière à conserver une distribution des composantes qui évaluent naturellement les équations de Maxwell sous leurs formes intégrales. Le pas du composant de champs E_x est décalé d'un demi pas spatial suivant l'axe y tandis que le pas de E_y est décalé d'un demi pas spatial suivant l'axe x [3]. D'après les équations (3.6-3.11) et d'après la définition de la dérivée centrée, chaque [24] composante du champ électrique est entourée par quarts 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 (3.6), les nœuds H_x doivent se trouver entre deux nœuds E_z et entre deux nœuds E_y , figure III.3 [20,24]. De même, d'après l'équation (3.9), les nœuds E_x doivent se trouver entre deux nœuds H_y et entre deux nœuds H_z , figure III.4 [20,24].

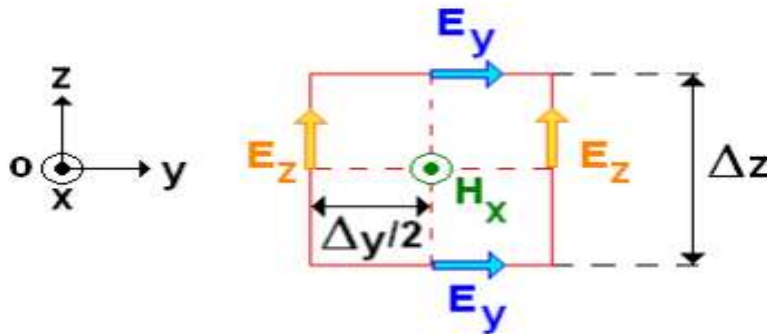


Figure III.3 Circulation du champ \vec{E} autour du champ \vec{H} [20,24]

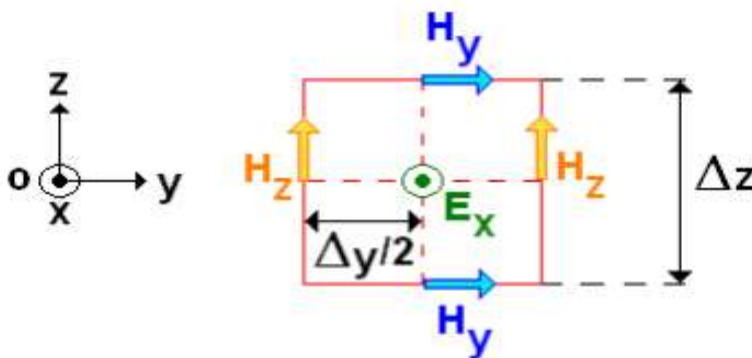


Figure III.4 Circulation du champ \vec{H} autour du champ \vec{E} [20,24]

L'approximation centrée de la première dérivée appliquées aux équations (3.6-3.11) fournit des conditions qui prise dans leur ensemble aboutissent au schéma de Yee représenté sur la figure III.5(a) [21]. Le domaine de calcul est donc sera subdivisé en cellules cubiques, parallélépipèdes ou mailles élémentaires où les composantes du champ magnétique sont « éclatées » et il est composé de $N_x \cdot N_y \cdot N_z$ cellules (ou mailles) élémentaires (cellule de Yee) de dimensions $\Delta x \cdot \Delta y \cdot \Delta z$.

Afin de le représenter selon ce schéma, on doit construire un maillage pour la structure étudiée. Dans ce cas, les dérivées spéciales sont évaluées dans les trois directions x , y et z avec des incréments constants : Δx , Δy et Δz . Il en découle le schéma de maillage spatial représenté sur la figure III.5(b). Les autres composantes qui apparaissent sur la figure appartiennent aux cellules de Yee adjacentes à la cellule (i, j, k) .

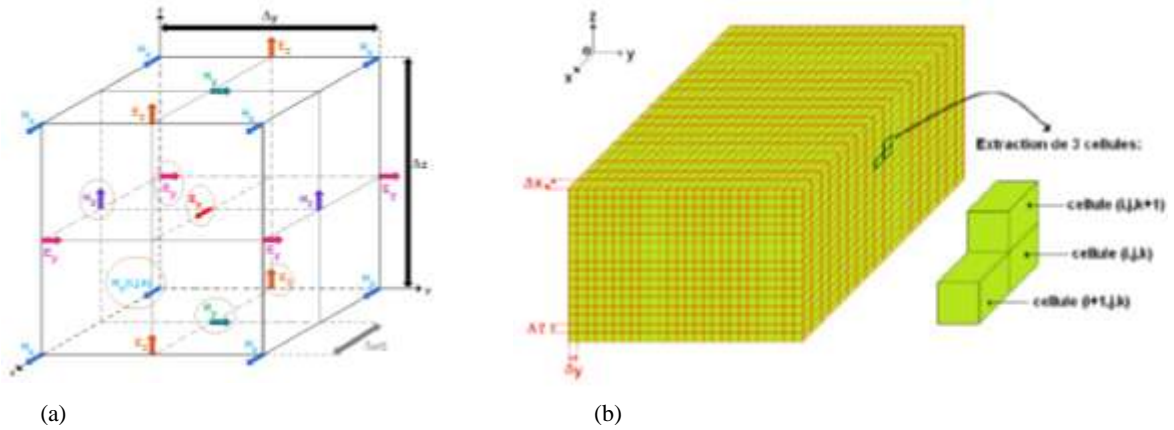


Figure III.5 : (a) Composantes de champs électriques et magnétiques dans la cellule de Yee. (b) Présentation schématique de la discrétisation spatiale de la structure à modéliser par la méthode FDTD

III.2.2.5.2. Discrétisation temporelle :

Un décalage temporel d'un demi-pas est aussi introduit entre le calcul des champs E et des champs H [3]. En utilisant les notations de Yee [21], pour une fonction $U(i\Delta x, j\Delta y, k\Delta z, n\Delta t) = U_{i,j,k,n}$, où i, j, k, n sont des entiers et Δt est le pas d'échantillonnage temporel, le système final discrétisé dans le temps sur cet espace évalue la valeur d'une composante de champs en un point de la grille à un instant $t + \Delta t$ en fonction de cette même composante au temps précédent t et des valeurs de champs voisins (04 composantes E si on calcule une composante H mais seulement 2 composantes H si on calcule une composante E), calculées au temps $t - \Delta t / 2$, figure III.6 [20,24].

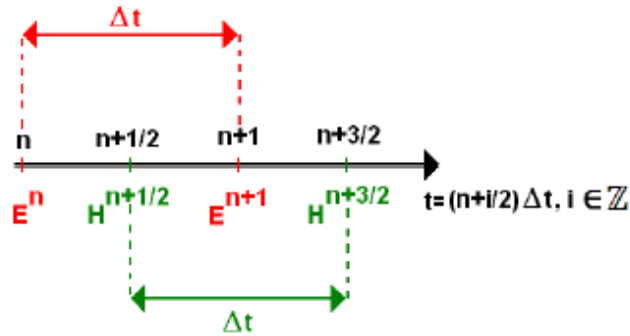


Figure III.6 Représentation de la discrétisation temporelle [20,24]

Après discrétisation, les équations aux dérivées partielles (3.6-3.11) deviennent respectivement :

$$H_x^{n+\frac{1}{2}}(i, j, k) = H_x^{n-\frac{1}{2}}(i, j, k) + \frac{\Delta t}{\mu_0} \left(\frac{E_y^n(i, j, k + \frac{1}{2}) - E_y^n(i, j, k - \frac{1}{2})}{\Delta z} - \frac{E_z^n(i, j + \frac{1}{2}, k) - E_z^n(i, j - \frac{1}{2}, k)}{\Delta y} \right) \quad (3.21)$$

$$\begin{aligned}
 H_y^{n+\frac{1}{2}}\left(i+\frac{1}{2}, j+\frac{1}{2}, k\right) &= H_y^{n-\frac{1}{2}}\left(i+\frac{1}{2}, j+\frac{1}{2}, k\right) + \\
 &\frac{\Delta t}{\mu_0} \left(\frac{E_z^n\left(i+1, j+\frac{1}{2}, k\right) - E_z^n\left(i, j+\frac{1}{2}, k\right)}{\Delta x} - \right. \\
 &\quad \left. \frac{E_x^n\left(i+\frac{1}{2}, j+\frac{1}{2}, k+\frac{1}{2}\right) - E_x^n\left(i+\frac{1}{2}, j+\frac{1}{2}, k-\frac{1}{2}\right)}{\Delta z} \right)
 \end{aligned} \tag{3.22}$$

$$\begin{aligned}
 H_z^{n+\frac{1}{2}}\left(i+\frac{1}{2}, j, k+\frac{1}{2}\right) &= H_z^{n-\frac{1}{2}}\left(i+\frac{1}{2}, j, k+\frac{1}{2}\right) + \\
 &\frac{\Delta t}{\mu_0} \left(\frac{E_x^n\left(i+\frac{1}{2}, j+\frac{1}{2}, k+\frac{1}{2}\right) - E_x^n\left(i+\frac{1}{2}, j-\frac{1}{2}, k+\frac{1}{2}\right)}{\Delta y} - \right. \\
 &\quad \left. \frac{E_y^n\left(i+1, j, k+\frac{1}{2}\right) - E_y^n\left(i, j, k+\frac{1}{2}\right)}{\Delta x} \right)
 \end{aligned} \tag{3.23}$$

$$\begin{aligned}
 E_x^{n+1}\left(i+\frac{1}{2}, j+\frac{1}{2}, k+\frac{1}{2}\right) &= E_x^n\left(i+\frac{1}{2}, j+\frac{1}{2}, k+\frac{1}{2}\right) + \\
 &\frac{\Delta t}{\epsilon_0 \epsilon_r\left(i+\frac{1}{2}, j+\frac{1}{2}, k+\frac{1}{2}\right)} \left(\frac{H_z^{n+\frac{1}{2}}\left(i+\frac{1}{2}, j+1, k+\frac{1}{2}\right) - H_z^{n+\frac{1}{2}}\left(i+\frac{1}{2}, j, k+\frac{1}{2}\right)}{\Delta y} - \right. \\
 &\quad \left. \frac{H_y^{n+\frac{1}{2}}\left(i+\frac{1}{2}, j+\frac{1}{2}, k+1\right) - H_y^{n+\frac{1}{2}}\left(i+\frac{1}{2}, j+\frac{1}{2}, k\right)}{\Delta z} - j_x^{n+\frac{1}{2}}\left(i+\frac{1}{2}, j+\frac{1}{2}, k+\frac{1}{2}\right) \right)
 \end{aligned} \tag{3.24}$$

$$\begin{aligned}
 E_y^{n+1}\left(i, j, k+\frac{1}{2}\right) &= E_y^n\left(i, j, k+\frac{1}{2}\right) + \\
 &\frac{\Delta t}{\epsilon_0 \epsilon_r\left(i, j, k+\frac{1}{2}\right)} \left(\frac{H_x^{n+\frac{1}{2}}\left(i, j, k+1\right) - H_x^{n+\frac{1}{2}}\left(i, j, k\right)}{\Delta z} - \right. \\
 &\quad \left. \frac{H_z^{n+\frac{1}{2}}\left(i+\frac{1}{2}, j, k+\frac{1}{2}\right) - H_z^{n+\frac{1}{2}}\left(i-\frac{1}{2}, j, k+\frac{1}{2}\right)}{\Delta x} - j_y^{n+\frac{1}{2}}\left(i, j, k+\frac{1}{2}\right) \right)
 \end{aligned} \tag{3.25}$$

$$\begin{aligned}
 E_z^{n+1}\left(i, j+\frac{1}{2}, k\right) &= E_z^n\left(i, j+\frac{1}{2}, k\right) + \\
 &\frac{\Delta t}{\epsilon_0 \epsilon_r\left(i, j+\frac{1}{2}, k\right)} \left(\frac{H_y^{n+\frac{1}{2}}\left(i+\frac{1}{2}, j+\frac{1}{2}, k\right) - H_y^{n+\frac{1}{2}}\left(i-\frac{1}{2}, j+\frac{1}{2}, k\right)}{\Delta x} - \right. \\
 &\quad \left. \frac{H_x^{n+\frac{1}{2}}\left(i, j+1, k\right) - H_x^{n+\frac{1}{2}}\left(i, j, k\right)}{\Delta y} - j_z^{n+\frac{1}{2}}\left(i, j+\frac{1}{2}, k\right) \right)
 \end{aligned} \tag{3.26}$$

Les équations 3.21 à 3.26 calculent les composantes du champ électromagnétique. Prenons pour exemple la composante selon l'axe z du champ électrique $E_z^{n+1}(i,j+1/2,k)$ qui représente la valeur que peut prendre cette composante aux point de coordonnées $i\Delta x, (j+1/2)\Delta y, k\Delta z$ et ceci au temps $(n+1)\Delta t$. La composante E_z est ainsi calculée à l'instant $(n+1)\Delta t$ à partir de la composante E_z au même point mais à l'instant $n\Delta t$ et des composantes des quatre plus proches points du champ magnétique au temps $(n+1/2)\Delta t$.

Le calcul alors des composantes du champ électromagnétique est répété à chaque temps d'échantillonnage temporel. L'évolution du champ électromagnétique est donc déduite par un calcul itératif connu sous le nom de schéma « saute-mouton » ou « leapfrog », figure III.7 [20].

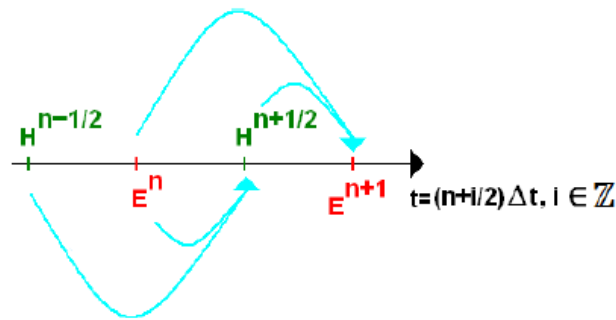


Figure III.7. Schéma itératif dit « saute-mouton » [20]

Cette façon de calculer le champ électromagnétique est intuitive et représente bien la réalité physique dans la mesure où une variation du champ magnétique engendre une variation du champ électrique qui ; a son tour engendre une variation du champ magnétique et ainsi de suite [20].

Les équations d'évolution des champs dans le cas de la polarisation TE dans un cristal photonique bidimensionnel d'où la propagation du champ électromagnétique se fait dans le plan (x,y) sont ainsi très simples et se déduisent des équations 3.23 à 3.25 comme suit:

$$H_x^{n+1/2}(i+\frac{1}{2}, j+\frac{1}{2}) = H_x^{n-1/2}(i+\frac{1}{2}, j+\frac{1}{2}) + \frac{\Delta t}{\mu(i+\frac{1}{2}, j+\frac{1}{2})\Delta} \left[E_x^n(i+\frac{1}{2}, j+1) - E_x^n(i+\frac{1}{2}, j) + E_y^n(i, j+\frac{1}{2}) - E_y^n(i+1, j+\frac{1}{2}) \right] \quad (3.27)$$

$$E_x^{n+1}(i+\frac{1}{2}, j) = E_x^n(i+\frac{1}{2}, j) + \frac{\Delta t}{\epsilon(i+\frac{1}{2}, j)\Delta} \left[H_x^{n+1/2}(i+\frac{1}{2}, j+\frac{1}{2}) - H_x^{n+1/2}(i+\frac{1}{2}, j-\frac{1}{2}) \right] \quad (3.28)$$

$$E_y^{n+1}(i, j+\frac{1}{2}) = E_y^n(i, j+\frac{1}{2}) + \frac{\Delta t}{\epsilon(i, j+\frac{1}{2})\Delta} \left[H_x^{n+1/2}(i-\frac{1}{2}, j+\frac{1}{2}) - H_x^{n+1/2}(i+\frac{1}{2}, j+\frac{1}{2}) \right] \quad (3.29)$$

Ces équations simples seront alternativement utilisées pour calculer les variations temporelles du champ magnétique et des deux composantes du champ électrique. En effet, ces équations permettent de calculer les composantes des champs à un instant $(t+\Delta t/2)$ en fonction de leurs valeurs aux instants $(t-\Delta t/2)$ et t . Par une incrémentation temporelle alternée des champs E et H sur tout le domaine de calcul, on décrit la propagation d'une onde électromagnétique quelconque dans le milieu structuré [3]. Nous avons vu que cette méthode a pour avantage de donner un accès direct aux composantes de champs, ainsi, nous avons la possibilité d'avoir la cartographie temporelle du champ électromagnétique nous permettant de mieux comprendre le comportement d'une structure à base de cristaux photoniques. Un autre avantage de cette méthode est qu'à partir d'une simple transformée de Fourier, on a accès à la réponse fréquentielle pour une large bande de fréquences. Cette méthode permet l'étude de réseaux de taille finie grâce à l'introduction de conditions aux limites absorbantes [25].

III.2.2.6. Choix des pas spatiaux et temporels :

Le choix des pas spatiaux et temporels n'est pas arbitraire. Il a un impact à la fois sur la précision et la stabilité de l'algorithme FDTD.

III.2.2.6.1. Contraintes sur le choix des paramètres d'échantillonnage :

Le maillage de la surface de travail entraîne une incertitude sur les motifs géométriques simulés, qui se traduira par une dispersion purement numérique. Il est donc primordial de minimiser cette incertitude. Le saucissonnage de la structure devra révéler des longueurs caractéristiques suffisamment petites devant les longueurs d'ondes de travail. Autrement dit la discrétisation spatiale doit être suffisamment fine afin de décrire correctement la géométrie des objets appartenant au système étudié ainsi que la distance entre ces objets. De plus, le passage d'un problème physique dans un espace-temps continu à un problème discret dans un espace-temps échantillonné crée un effet parasite appelé dispersion numérique. Cet effet provient d'erreurs commises sur l'évaluation de la vitesse de propagation des ondes dans le domaine de calcul. La valeur des pas spatiaux est fixée en fonction de la longueur d'onde minimale présente dans la grille FDTD [22].

$$\text{Max}(\Delta x, \Delta y, \Delta z) \leq \frac{\lambda_{\min}}{10} \quad (3.30)$$

Ou dans le cas d'un maillage uniforme

$$\Delta \leq \frac{\lambda_{\min}}{10} \quad (3.31)$$

Il reçoit de l'équation (3.31) qu'il est nécessaires d'avoir au moins 10 cellules par longueur d'onde pour obtenir des résultats corrects.

Par exemple un pas de discrétisation spatiale de $\Delta=\lambda_0/10$ (où λ_0 est la longueur d'onde de l'onde incidente) produit une erreur sur la vitesse de phase de moins de 1.2%. Lorsque le pas de la discrétisation devient $\Delta=\lambda_0/20$, cette erreur devient 0.3%.

III.2.2.6.2. Conditions de stabilité :

Les algorithmes itératifs temporels comme la FDTD peuvent engendrer une augmentation erronée, le plus souvent exponentielle, des valeurs du champ électromagnétique conduisant à la divergence du calcul. Pour palier à ce problème, il faut veiller lors du choix de l'incrément temporel à respecter un critère de stabilité numérique. Une condition alors de stabilité intrinsèque de l'algorithme de Yee peut être montrée si les pas temporel et spatial vérifient la relation suivante [3,20] :

$$\Delta t \leq \frac{1}{c \sqrt{\frac{1}{\Delta x^2} + \frac{1}{\Delta y^2} + \frac{1}{\Delta z^2}}} \quad (3.32)$$

c : est la célérité de la lumière.

Dans le cas particulier où $\Delta x = \Delta y = \Delta z = \Delta$, alors la condition (3.32) sera plus simple et devient :

$$\Delta t \leq \frac{\Delta}{c\sqrt{3}} \quad (3.33)$$

Pour le cas bidimensionnel :

$$\Delta t < \frac{\Delta}{c\sqrt{2}} \quad (3.34)$$

Intuitivement cette condition peut être expliquée de la manière suivante, le pas temporel doit être choisi de manière à décrire la propagation de l'onde d'un point à un autre le plus proche, distant optiquement de Δ . 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, ce qui résulte un temps de calcul élevé. Pour une structure 2D en mode TE, diviser par deux le pas spatial $\Delta x = \Delta y = \Delta$, en résulte un temps de calcul 16 fois plus grand.

III.3. Conditions aux limites :

Pour des raisons évidentes de volume de calcul et par conséquent de temps et de quantité de mémoire utilisés, nous sommes contraints de limiter le volume de simulation. Pour reproduire "l'illusion" d'un domaine ouvert, les conditions aux limites généralement utilisées sont les conditions absorbantes (Absorbing Boundary Conditions « ABC »). Parmi les techniques ABC les plus fréquemment

employées, on peut citer les conditions de MUR [26] (basés sur les équations d'Engquist-Majda [27] dont les performances sont de l'ordre du pour cent de réflexion en amplitude pour des ondes arrivant à incidence normale sur les interfaces) ou encore les PMLs de Bérenger [28], ce sont ces dernières qui ont été utilisées dans l'ensemble des campagnes FDTD réalisées dans le cadre de cette thèse.

III.3.1. Condition PML (perfectly matched layers):

Du fait qu'il est impossible d'étendre indéfiniment le domaine de discrétisation spatiale, il est donc nécessaire de le limiter. En périphérie de ce domaine les équations (3.27-3.29) ne sont pas valables, les champs situés en périphérie de ce dernier ne peuvent ainsi être calculés avec les équations classiques FDTD.

Une solution consiste à diviser le domaine de discrétisation en deux parties : une zone de champ total localisée au centre et une zone de champ diffracté à ses bords. Les composantes des champs seront donc égales soit à celles du champ total au centre, soit à celles du champ diffracté aux bords où des réflexions non physiques apparaissent et perturbent fortement le calcul. Pour résoudre ce problème, on ajoute une zone d'absorption capable d'absorber progressivement le champ diffracté sans engendrer de phénomènes de réflexion du champ [3]. Les conditions aux limites absorbantes et efficaces ont provoqué des recherches subtiles de la méthode FDTD. Fullwave de Rsoft utilise les conditions PML « Perfectly Matched Layers » qui peuvent être appliquées aux bords du domaine et qui est particulièrement intéressante pour la modélisation des cristaux photoniques. La méthode PML semble s'affirmer aujourd'hui comme la plus efficace et performante parmi les autres méthodes. L'efficacité de cette méthode est remarquable puisque l'épaisseur de la couche absorbante doit être choisie aussi grande que possible pour ne pas augmenter le temps de calcul. Grossièrement, on peut dire que l'onde est absorbée en totalité à l'interface entre les deux milieux sans engendrer de réflexion parasite. Cette épaisseur d'absorption peut être souvent limitée à cinq pas de discrétisation spatiale et l'amplitude du champ réfléchi aux bords est de l'ordre de 10^{-5} , sur une large gamme d'incidences et de fréquences. Cette méthode est à base de la condition d'adaptation d'impédance de deux ondes à l'interface entre deux milieux de même indice mais dont l'un est absorbant (présentant une conductivité électrique σ et magnétique σ^* non nulle) [28]. Dans le vide, cette condition s'exprime

$$\sigma/\varepsilon_0 = \sigma^*/\mu_0 \quad (3.35)$$

où ε_0 désigne la permittivité du vide et μ_0 sa perméabilité magnétique.

Cette adaptation d'impédance est possible pour une onde incidente normale, dès qu'on s'écarte de la normale, une réflexion à l'interface entre les deux milieux réapparaît et perturbe le calcul. Bérenger a proposé une astuce qui consiste à rendre le milieu absorbant et artificiellement biaxe [28]. L'absorption n'est alors choisie non nulle que suivant l'axe normal à l'interface entre les deux milieux. A l'interface, l'onde plane incidente est décomposée fictivement en deux ondes :

- (i) une onde à incidence normale, ne subissant pas de réflexion à l'interface entre le milieu non absorbant et le milieu absorbant et vérifiant la condition : (3.35)
- (ii) Une onde à incidence rasante ne subit aucune réflexion.

L'addition des conditions aux limites tout autour du domaine de calcul de type PML a l'effet d'absorber toute onde incidente arrivant avec une incidence quelconque sans engendrer de réflexion parasite Figure III.8.

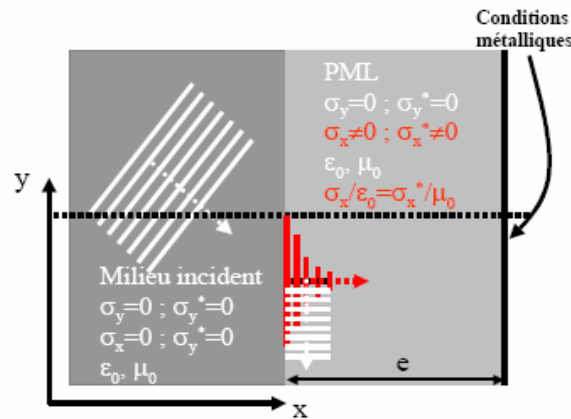


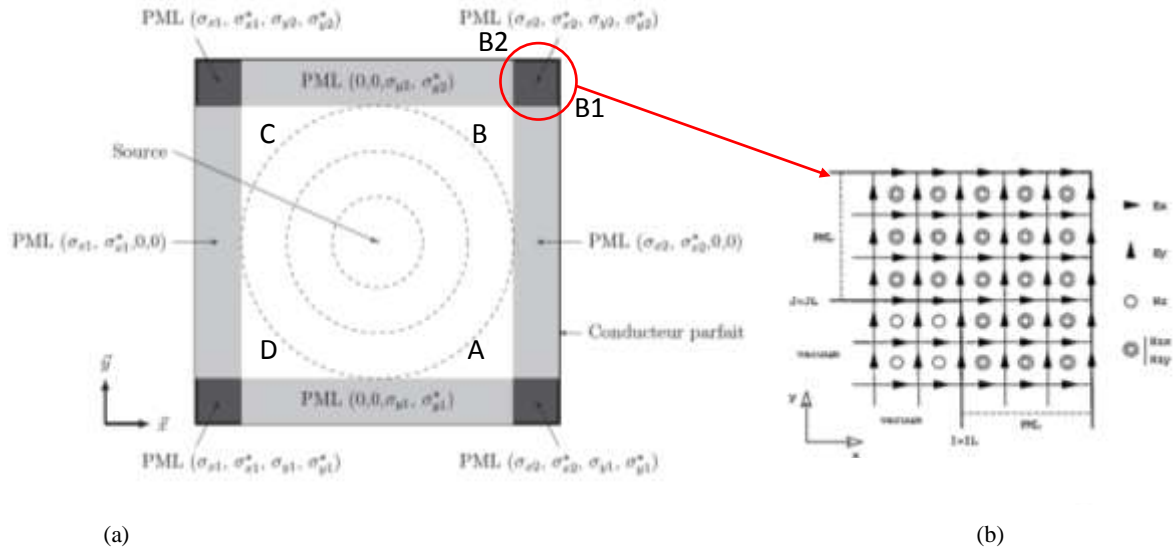
Figure III.8 Fonctionnement d'un milieu de type PML

III.3.2. La méthode PML pour la FDTD :

Le schéma général de la technique PML est présenté à la Figure III.9. Les équations de Maxwell sont résolues par la technique FDTD (domaine temporel des différences finies) [21,29] dans un domaine de calcul dans lequel se trouve une source d'ondes sortantes. Le domaine de calcul est entouré d'une couche absorbante qui est un agrégat de supports PML dont les propriétés seront expliquées dans la section suivante. Le domaine se termine enfin par des conditions parfaitement conductrices.

III.3.2.1. Concept de la PML :

Sur les côtés gauche et droit du domaine de calcul, les couches absorbantes PML sont caractérisées par $(\sigma_x, \sigma_x^*, 0, 0)$. Ainsi, aux interfaces de couche de vide AB et CD normales à l'axe des x, le facteur de réflexion est théoriquement nul. Une onde sortante peut se propager sans réflexion sur les interfaces AB et CD. D'une façon similaire, deux couche PML $(0, 0, \sigma_y, \sigma_y^*)$ identiques sont utilisés à la fois sur les côtés supérieur et inférieur du domaine de calcul, ainsi les ondes sortantes puissent se propager sans réflexion à travers les interfaces BC et DA normales à y. Aux quatre coins du domaine, les couches absorbantes PML sont les suivantes $(\sigma_x, \sigma_x^*, \sigma_y, \sigma_y^*)$ milieux ayant des conductivités égales à celles des milieux adjacents $(\sigma_x, \sigma_x^*, 0, 0)$ et $(0, 0, \sigma_y, \sigma_y^*)$. En conséquence, il n'ya théoriquement aucune réflexion aux interfaces situées entre les couches latérales et les couches d'angle. Par exemple, une onde peut se propager sans réflexion à travers les interfaces BB1 et BB2 de la Figure III.9. Lorsqu'une onde se déplace d'un milieu à l'autre à travers des interfaces, sa forme est préservée [28].



(a) Le domaine de calcul entouré par la couche PML. (b) Coin droit supérieure de la couche PML

Contrairement au cas sans PML où il y a trois composantes de champs, on se retrouve avec quatre composantes dans le cas d'une polarisation TE reliées entre elles par les équations suivantes :

$$\epsilon_0 \frac{\partial E_x}{\partial t} + \sigma_y E_x = \frac{\partial(H_{zx} + H_{zy})}{\partial y}, \quad (3.36)$$

$$\epsilon_0 \frac{\partial E_y}{\partial t} + \sigma_x E_y = -\frac{\partial(H_{zx} + H_{zy})}{\partial x}, \quad (3.37)$$

$$\mu_0 \frac{\partial H_{zx}}{\partial t} + \sigma_x^* H_{zx} = -\frac{\partial E_y}{\partial x}, \quad (3.38)$$

$$\mu_0 \frac{\partial H_{zy}}{\partial t} + \sigma_y^* H_{zy} = \frac{\partial E_x}{\partial y}, \quad (3.39)$$

Où σ_x, σ_y représentent des conductivités électriques et σ_x^*, σ_y^* des pertes magnétiques.

L'implémentation de cette méthode dans les couches absorbantes PML entourant la propagation de l'onde n'implique pas un traitement spécial quant à l'application de la technique des différences finies FDTD. Un aperçu de la région PML-Structure est représenté dans la figure III.9. Dans le volume interne (pour $I < IL$ et $J < J L$ sur la Fig. 4), les équations aux différences finies sont les discrétisations habituelles [21, 29] des équations de Maxwell. Dans le milieu PML, les deux sous-composantes magnétiques H_{zx} et H_{zy} sont calculées aux mêmes points, à la place de la composante magnétique H_z . Dans le cas de la polarisation TE et pour la composante E_y située dans l'interface, le champ magnétique a une composante H , sur un côté et deux sous-composantes suscitées sur l'autre coté. Dans

ce cas, la composante E_y discrétisée (Equation 3.29) à l'interface droit normal à l'axe x devienne [28] :

$$\begin{aligned}
 & E_y^{n+1}(il, j+1/2) \\
 &= e^{-\sigma_x(il) \Delta t/\epsilon_0} E_y^n(il, j+1/2) - \frac{(1 - e^{-\sigma_x(il) \Delta t/\epsilon_0})}{\sigma_x(il) \Delta x} \\
 & \quad \times [H_{zx}^{n+1/2}(il+1/2, j+1/2) + H_{zy}^{n+1/2}(il+1/2, j+1/2) \\
 & \quad - H_{zx}^{n+1/2}(il-1/2, j+1/2)].
 \end{aligned} \tag{3.40}$$

avec

$$\begin{aligned}
 & H_{zx}^{n+1/2}(i+1/2, j+1/2) \\
 &= e^{-\sigma_x^*(i+1/2) \Delta t/\mu_0} H_{zx}^{n-1/2}(i+1/2, j+1/2) \\
 & \quad - \frac{(1 - e^{-\sigma_x^*(i+1/2) \Delta t/\mu_0})}{\sigma_x^*(i+1/2) \Delta x} \\
 & \quad \times [E_y^n(i+1, j+1/2) - E_y^n(i, j+1/2)],
 \end{aligned} \tag{3.41}$$

De la même façon, nous pouvons déduire les deux composantes E_x et H_{zy} .

III.4. Les outils numériques :

Afin de simuler notre structure sujette de ce travail, nous avons besoin de deux logiciels nécessaires pour la détermination du diagramme des bandes aussi bien pour la polarisation TE que pour la polarisation TM. Ceci se fait dans le cas des structures bidimensionnelles (2D) et pour celles tridimensionnelles (3D) d'une part et d'autre part pour présenter les cartographies du champ EM à tous points de la structure étudiée et pour tous les incréments du temps. La connaissance de l'évolution du champ en fonction du temps permet également d'obtenir des informations sur la réponse spectrale de la structure.

III.4.1. BandSolve :

BandSolve [30] est un simulateur des structures de bande photoniques. Il est basé sur la méthode des ondes planes optimisée pour les structures périodiques, idéal pour produire des diagrammes de bande des structures à bandes interdites photoniques classiques tels que 2D et 3D et les guides à cristaux photoniques en utilisant la méthode de la supercellule type onde plane. En outre, il peut être appliqué à des structures comme les fibres à cristaux photoniques, qui sont difficiles pour les autres techniques de simulation. BandSolve est particulièrement utile pour optimiser les propriétés des structures à cristaux photoniques, qui sont simulés par la suite par la méthode FDTD implémentée dans le module Fullwave.

III.4.2. Fullwave :

Basé sur la méthode FDTD, Fullwave [30] est utilisé pour examiner les propriétés dépendants du temps comme les pertes et pour calculer les distributions de champ dans des structures de dimensions finies [30]. Il peut simuler des structures (limitées, infinies ou périodiques), formées par différents matériaux qui peuvent être métalliques ou diélectriques. L'utilisation de Fullwave nécessite de définir les matériaux qui composent la structure à l'aide de la permittivité électrique. Il faut aussi définir l'environnement de la structure et donc les conditions aux limites. Pour cela il faut disposer de conditions absorbantes aux bords du domaine de discrétisation (calcul) qui permet d'éviter les réflexions parasites engendrées aux limites de la fenêtre du calcul FDTD afin de simuler un milieu ouvert.

III.5. Conclusion :

Nous avons abordé dans ce chapitre deux principales méthodes utilisées pour la modélisation des structures à cristaux photoniques, ainsi nous avons vu leurs principes de base. Ces méthodes nous permettent de dégager les informations nécessaires à la compréhension du fonctionnement des cristaux photoniques. Nous avons vu que la méthode des ondes planes permet de calculer la densité d'états, elle peut être adaptée aussi pour étudier certaines structures non périodiques comme les guides d'ondes ou les cavités grâce à la technique des supercellules. Quant à la méthode FDTD, nous disposons avec elle, d'un outil extrêmement puissant et versatile, parfaitement adapté à l'étude de structures CP2D. Cette technique de modélisation s'avère être une alternative très économique, aux études optiques expérimentales. La modélisation, basée sur la résolution directe des équations de Maxwell permet en outre d'obtenir, la réponse rigoureuse de la structure étudiée. Cela en fait un complément voire une alternative peu coûteuse aux caractérisations optiques des structures à CP. Cette méthode sera grandement employée au chapitre 4, pour l'étude du démultiplexeur sujet de la présente thèse et nous permettra de percevoir aisément les mécanismes mis en jeu dans ces dispositifs.

III.6. Références bibliographiques :

- [1] L. Ferrier, "Micro-nano structures à base de cristaux photoniques pour le contrôle 3D de la lumière" thèse de Doctorat, Ecole Centrale de Lyon, France, 2008.
- [2] S. Dizian, J. Amet, F.I. Baida, M.-P. Bernal, "Optical far-field and near-field observations of the strong angular dispersion in a lithium niobate photonic crystal superprism designed for double (passive and active) demultiplexer applications" *App. Phys. Lett.* 93 (26), 2008.
- [3] R. M. FARHA, "Etude d'une structure à cristal photonique « LOM » gravée dans un guide Ti:LiNbO₃ dopé erbium pour l'émission de la lumière à 1,55 μ m" thèse de Doctorat, Doctorat conjoint Télécom & Management SudParis et Université Pierre et Marie Curie France, 2010.

- [4] M. de Ridder, R. and R. Stoffer. Applicability of the finite-difference time-domain method to photonic crystal structures. in summerschool on "Nanoscale linear and non-linear optics" at the international school of quantum electronics. Erice, Sicily (Italy), 2000.
- [5] S. FASQUEL, "propriétés optiques de structures guidantes en cristal photonique," thèse de doctorat université des sciences et technologie de lille France, 2005.
- [6] P. A. ISLAM, N. SULTAN, S. NAYEEM, "Optimisation of Photonic Crystal Waveguide based Optical Filter" BRAC University, 2013.
- [7] P. Pottier, M. Gnan, and R. De La Rue, "Efficient coupling into slow-light photonic crystal channel guides using photonic crystal tapers," *Optics Express* 15(11), pp. 6569–6575, 2007.
- [8] Y. Vlasov and S. McNab, "Coupling into the slow light mode in slab-type photonic crystal waveguides," *Optics Letters* 31(1), pp. 50–52, 2006.
- [9] S. Lin, J. Fleming, D. Hetherington, B. Smith, R. Biswas, K. Ho, M. Sigalas, W. Zubrzycki, S. Kurtz, and J. Bur, "A three-dimensional photonic crystal operating at infrared wavelengths," *NATURE* 394, p. 251, 1998.
- [10] Y. Vlasov, D. Norris, X. Bo, and J. Sturm, "On-chip assembly of silicon photonic band gap crystals," in *Quantum Electronics and Laser Science Conference, 2002. QELS'02. Technical Digest. Summaries of Papers Presented at the*, pp. 116–117, 2002.
- [11] J. Joannopoulos, S. Johnson, and J. Winn, *Photonic Crystals : Molding the Flow of Light*, Princeton University Press, 2008.
- [12] W. Suh and S. Fan, "All-pass transmission or flattop reflection filters using a single photonic crystal slab," *Applied Physics Letters* 84, p. 4905, 2004.
- [13] J. Mouette, C. Seassal, X. Letartre, P. Rojo-Romeo, J. Leclereq, P. Regreny, P. Viktorovitch, E. Jalaguier, R. Perreau, and H. Moriceau, "Very low threshold vertical emitting laser operation in InP graphite photonic crystal slab on silicon," *Electronics Letters* 39(6), pp. 526–528, 2003.
- [14] C. BLIN, "Développement de cristaux photoniques en diamant : modélisation, technologie et application à la biodétection," thèse de doctorat, université pierre et marie curie France, 2015.
- [15] C. CAËR, "Cristaux photoniques à fente : vers une photonique silicium hybride à exaltation localisée du champ électromagnétique," Thèse de doctorat Université Paris-Sud France, 2013.
- [16] M. Zelsmann, "Cristaux photoniques en silicium sur isolant pour le guidage, le filtrage, l'émission et l'extraction de lumière," Thèse de doctorat Université Joseph Fourier–Grenoble 1 France, 2003.
- [17] B. Lombardet, "Étude et réalisation de cristaux photoniques pour l'optique intégrée," Thèse de doctorat École polytechnique fédérale de Lausanne Suisse, 2005.
- [18] S. MASSAOUDI, "Étude théorique et expérimentale des matériaux à bandes interdites photoniques bidimensionnels en micro-onde : application à l'ultra-réfraction," Thèse de doctorat UNIVERSITÉ PARIS XI UFR SCIENTIFIQUE D'ORSAY France, 2005.

- [19] D. Neel, "Etude en champ proche optique de guide à cristaux photoniques sur SOI," thèse de Doctorat, Univ. de Lyon, 2006.
- [20] O. S. Francioso, "Etude theorique et modelisation par la methode FDTD de nanostructures plasmoniques, Application a la conception de biocapteurs," Thèse de doctorat Université de Lille1 France, 2014.
- [21] K. S. Yee, "Numerical solution of Initial Boundary Values Problems Involving Maxwell's Equations in Isotropic Media," IEEE Trans. Antennas Propagat., vol. 14, pp . 302-307, 1966.
- [22] A. Taflove, "The Finite-Difference Time-Domain Method ," Norwood, MA: Artech House Inc., 1995.
- [23] A. Taflove, "Advances in computational electrodynamics. The finite-difference time domain method," Artech House Publishers. 724, 1998.
- [24] R. Bendjelloul, "Etude et caractérisation de circuits photoniques a base de cristaux photoniques de micro piliers :Application aux filtres aa base de résonateurs, " Thèse de doctorat, Université de Constantine, Algérie, 2017.
- [25] F. Gauffillet, "Cristaux photoniques à gradient : dispositifs et applications," Thèse de doctorat Université PARIS-SUD France, 2014.
- [26] G. Mur, "Absorbing boundary conditions for the finite-difference approximation of the time-domain electromagnetic field equations," IEEE Trans. Electromagnetic compatibility, 23(4): p. 377-382. 1981
- [27] B.Enquist, and A. Majda, "Absorbing boundary conditions for the numerical simulation of waves. Mathematics of computation," 114(2): p. 185-200, 1977.
- [28] J. P. Berenger, a perfectly matched layer for the absorption of electromagnetic waves, J. Computational Physics, vol 114. n° 2, PP.185-200, 1994.
- [29] A. Taflove, "Review of the formulation and applications of the finite-difference time-domain method for numerical modeling of electromagnetic wave interactions with arbitrary structures," Wave Motion, Volume 10, Issue 6, pp 547-582, 1988.
- [30] RSoft design group, version 6.1, license 16847214.

CHAPITRE IV

ETUDE NUMÉRIQUE DES

DÉMULTIPLIXEURS

À CRISTAUX

PHOTONIQUES:

RÉSULTATS

ET

INTERPRÉTATIONS

IV.1. Introduction:

La communauté scientifique porte un grand intérêt aux cristaux photoniques (PC) et s'est particulièrement concentrée sur leurs propriétés optiques telles que l'efficacité d'extraction de la lumière. Un démultiplexeur à base de cristal photonique est réalisé en utilisant un guide d'onde [1], une cavité couplée [2], un résonateur en anneau [3], des super prismes [4] et des couplages directionnels [5], etc...

Les cristaux photoniques peuvent tout simplement sélectionner différentes longueurs d'onde avec différents défauts, tels qu'une modulation du rayon [6-12]. On peut également utiliser une hétérostructure exploitant des résonateurs en anneau dans les cristaux photoniques [13], un dispositif démultiplexeur super-cellulaires asymétriques [14] qui utilise plusieurs défauts pour capturer différentes longueurs d'onde arbitraires dans un guide d'onde [15], un filtre de canal accordable modulé par effet électro-optique dans des matériaux à biréfringence [16] et des filtres à base de super-prisme à indice de réfraction négatif [17-18]. Ce sont les structures récemment utilisées pour réaliser un démultiplexage en longueur d'onde à base de cristal photonique. L'une des façons appropriées de sélectionner différentes longueurs d'onde est d'utiliser la cavité résonante [19] que nous présentons en détail par la suite.

IV.2. Objet de notre étude :

Dans le présent travail, nous proposons une amélioration pour obtenir un facteur Q et une réponse en transmission élevés. Nous présentons une structure de démultiplexeur Add-Drop qui a été conçue en utilisant différents rayons de cavités résonantes. Dans cette structure à base de cristal photonique, nous allons utiliser un nouveau défaut constitué d'une cavité résonante capable de sélectionner un canal d'une largeur de bande et un espacement entre les canaux acceptables.

Dans un premier temps, nous avons défini ces rayons comme suit: $r_1 = 0,04$.a, $r_2 = 0,06$.a, $r_3 = 0,08$.a et $r_4 = 0,1$.a. De plus, nous avons optimisé notre structure en modifiant le rayon des tiges adjacentes des cavités. Le but de cet ajustement de taille est d'accorder et d'augmenter l'efficacité d'extraction des longueurs d'ondes de résonance. Donc, pour chaque cavité, nous avons obtenu une longueur d'onde différente qui est détectée par le moniteur placé dans le port à la sortie de chaque guide.

Plus tard nous allons faire varier les indices de réfraction des cavités pour une meilleure efficacité en transmission et des facteurs de qualité Q plus élevés [20]. Dans notre structure, avec chacune des cavités précédentes, nous avons défini les indices de réfraction et les rayons des tiges adjacentes comme suit: $r_1: (r\text{-adjacent}_1, n_1) = (0,26 \mu\text{m}, 3,46)$, $r_2: (r\text{-adjacent}_2, n_2) = (0,24 \mu\text{m}, 3,44)$ et enfin pour: $r_3: (r\text{-adjacent}_3, n_3) = (0,18 \mu\text{m}, 3,4)$. Par la suite, nous allons créer deux défauts linéaires qui sont les guides d'onde Bus et Drop et les relier avec les trois cavités résonantes.

Le démultiplexeur à trois canaux proposés est conçu à l'aide de tiges circulaires dans un réseau carré. Les tiges circulaires offrent un meilleur facteur de remplissage et la conception d'une structure de cette

topologie considérée dans le présent travail est assez aisée. Notre objectif est d'optimiser les performances des paramètres clés pour la conception de notre démultiplexeur.

En premier, ces paramètres illustrent l'espacement des canaux et la largeur de bande faible, en tant que paramètres d'évaluation d'un démultiplexeur. Notre deuxième objectif était de réduire la diaphonie, de façon que les longueurs d'onde puissent être séparées avec une précision appréciable, en plus d'une bonne efficacité et un facteur de qualité Q élevés. En outre, l'objectif final est que nous puissions proposer une structure simple sans aucune complexité du point de vue fabrication. D'autre part, ses dimensions peuvent être intégrées car sa taille finale est de $159.79 \mu\text{m}^2$.

Cette caractéristique principale ouvre un horizon pour que notre structure soit apte à assurer le démultiplexage dans des applications WDM avec une faible diaphonie.

Dans ce travail, nous allons avoir besoin de la méthode des ondes planes (the Plane Wave Expansion (PWE)) et la méthode FDTD (méthode des différences finies), discutées dans le chapitre III. Pour éviter toute réflexion aux bords de la région analysée, une couche absorbante parfaitement adaptée de Berenger (PML) est située tout autour de la structure en tant que condition aux limites absorbantes [21]. Les simulations ont été accomplies avec les logiciels Bandsolve et Fullwave [22].

Nous allons dans le prochain paragraphe présenter, analyser et aborder la discussion à propos des cavités résonantes ainsi que leurs propriétés physiques et géométriques tout en optimisant les performances dédiées à la conception de notre démultiplexeur.

IV.3. Description de la structure étudiée :

Les Cristaux photoniques bidimensionnels (2D) sont des structures ayant un fort potentiel en termes d'applications, une des applications envisagées étant d'utiliser ces cristaux photoniques bidimensionnels (CP2D) pour le traitement tout optique du signal. Les cristaux photoniques offrent la perspective de réaliser des dispositifs optiques ou électromagnétiques capables de stocker, filtrer et guider la lumière à l'échelle de la longueur d'onde offrant ainsi un atout majeur à la technologie qui est la miniaturisation des dispositifs électroniques et même, la possibilité de déboucher sur des nouveaux composants optiques aux propriétés ultimes. Ceci est devenu possible en exploitant les propriétés fantastiques de la lumière par l'intermédiaire de structures adéquates à base de cristaux photoniques [23].

IV.3.1. Présentation de la structure à cristal photonique :

Notre cristal photonique bidimensionnel sans défaut proposé est un réseau carré de tiges diélectriques dans l'air ayant un rayon de tige $r = 0,18 \cdot a$ (a étant la période), Figure IV.1(a), tandis que l'indice de réfraction n est constant $n = 3.3763$ [24]. La fenêtre de simulation est composée de 20 tiges dans la direction x et de 20 dans la direction y (réseau carré 20×20), figure IV.1(a). La bande interdite photonique (BIP) de notre structure avec les paramètres susmentionnés est représentée sur la figure IV.1(b). Ainsi, comme nous le montre la figure IV.1(b), nous avons une bande interdite photonique

importante dans la plage de fréquences normalisées comprise entre 0,309 et 0,442, dont la longueur d'onde correspondante s'étend de 1,312 μm à 1,877 μm pour la polarisation TE (champ magnétique parallèle à l'axe des tiges diélectriques). Pour la polarisation TM, nous n'avons aucune bande interdite avec le contraste d'indice de réfraction et le rapport r/a relativement petit, où λ est la longueur d'onde dans l'espace libre, comme illustré sur la figure IV.1(b)

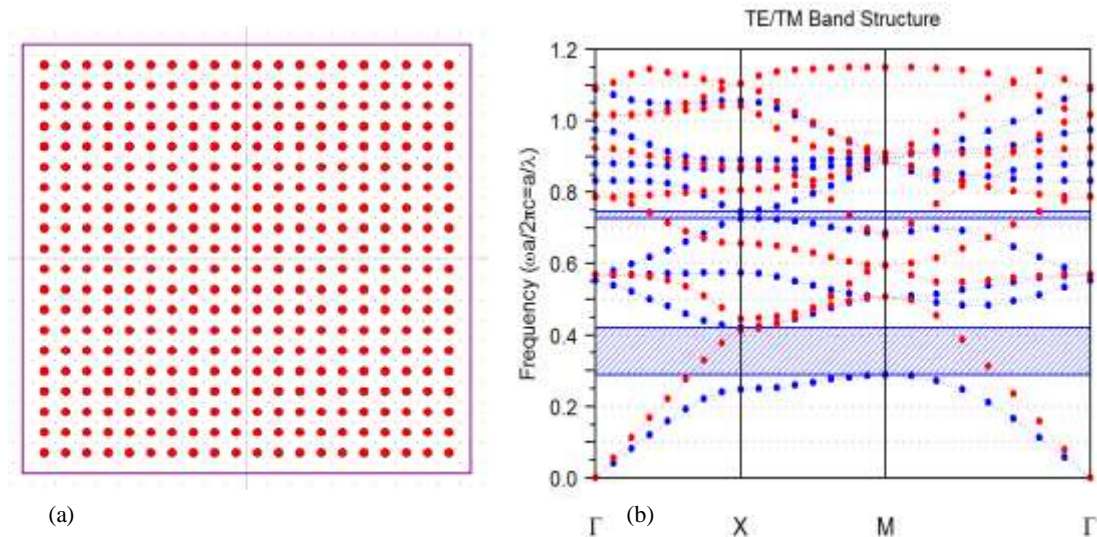


Figure IV-1: (a) Schématic d'un cristal photonique 2D. (b) diagramme de bande d'un réseau carré de 20×20 sans défaut par la méthode des ondes planes (PWE).

IV.4. Présentation de la cavité :

Nous allons présenter dans ce qui suit la cavité considérée tant qu'élément de base du résonateur qui sera intégré à son tour dans le démultiplexeur qui fera l'objet de ce travail. La cavité est formée d'une tige de taille ajustable et entourée de deux tiges sujettes d'une modification de leurs tailles à leur tour, figure IV.2.

Nous avons alors créé localement un défaut en modifiant la taille de la tige formant le centre de la cavité. Nous avons aussi fait varier le rayon des tiges diélectriques adjacentes r -adjacente à cette cavité. Afin d'élargir notre étude et dans le but d'obtenir des compromis rayon-cavité rayon-piliers au voisinage de cette cavité, nous avons fait varier le rayon de la cavité de la figure IV.2 et cela pour toute la gamme des rayons des piliers au voisinage. Ceci nous permettra de choisir parmi les cavités disponibles, les trois meilleures d'entre elles. Le choix s'effectuera en se basant sur les résultats obtenus des taux de transmission et du facteur de qualité Q . Soulignons bien que les trois cavités obtenues, optimisées et réunies serviront à la modélisation des résonateurs qu'on verra par la suite. La sélection des cavités est primordiale et sensiblement influente pour la future fonction dédiée au démultiplexage.

Nous allons alors explorer les comportements des quatre cavités dont le rayon est de $r_1=0.04*a$, $r_2=0.06*a$, $r_3=0.08*a$ et finalement $r_4=0.1*a$. Nous nous sommes limités à quatre résonateurs du fait

que trois seulement seront exploités plus tard. Un nombre supérieur pourra être utilisé pour la sélection de plus de trois longueurs d'onde de résonance, sachant que les performances doivent être

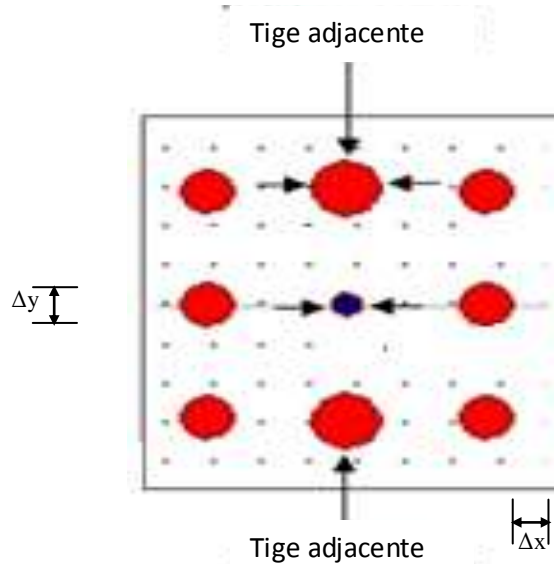


Figure IV.2 : Schéma de la cavité typique

choisies avec soin. La méthode FDTD sera toujours utilisée dans ces simulations avec les mêmes paramètres $\Delta x = \Delta y = a/16 = 0.03625$ nm, [25] où a est la période du réseau. La discrétisation temporelle Δt est choisie pour assurer la stabilité numérique de l'algorithme, sa valeur est prise à 0.01ns. De même pour les conditions d'absorption au bord de la zone, elle sera matérialisée par la technique « Perfect Matched Layers (PML) » de Berenger [21]. La largeur de la couche PML entourant la région simulée est de 500nm. Ceci permettra aux résonateurs d'avoir des circonstances de modélisation similaires.

Nous avons également changé le rayon des tiges adjacentes de $r_{\text{adjacent}} = 0,18.a$ à $0,28.a$ pour chacune des cavités suscitées. La figure IV.3 présente les longueurs d'onde de résonance appropriées à chacun des rayons des cavités qui varie entre $0.04*a$ jusqu'à $0.1*a$. Nous pouvons en tirer l'information de déplacement de l'ensemble des longueurs d'onde vers les valeurs supérieures (ou vers la droite pour ce qui est du spectre de transmission). Ceci nous ramène à dire qu'en augmentant les rayons des piliers avoisinants, il y'a un nouveau niveau supérieur des longueurs d'onde qui se crée à chaque fois, ce qui maintient toujours une différence entre les longueurs d'ondes de résonances plus ou moins grande.

Les figures IV.4 (b-g) quant à elles représentent les facteurs de qualité des quatre cavités portant le même indice de réfraction $n=3.6337$. Ce facteur de qualité rend compte de la capacité de la cavité à

piéger la lumière et représente la mesure des pertes. A la résonance, le photon subit des réflexions multiples entre les deux miroirs définissant la cavité et ne sort de celle-ci qu'après un certain temps que l'on peut considérer comme la durée de vie du photon dans la cavité.

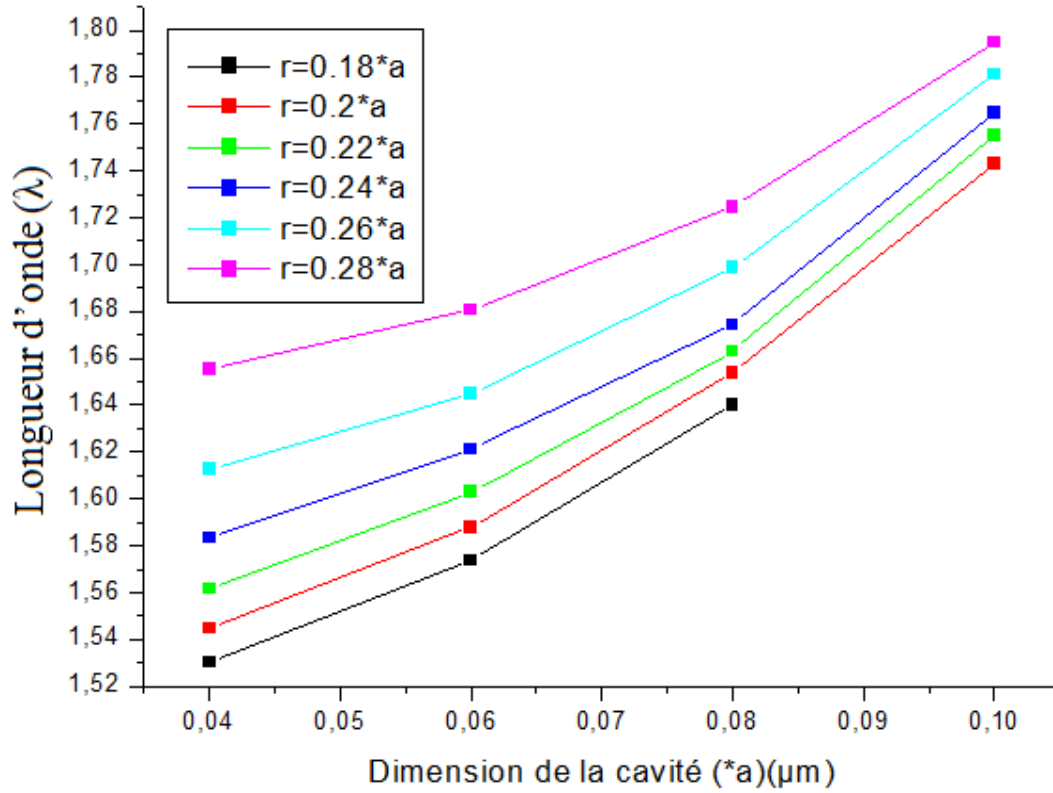
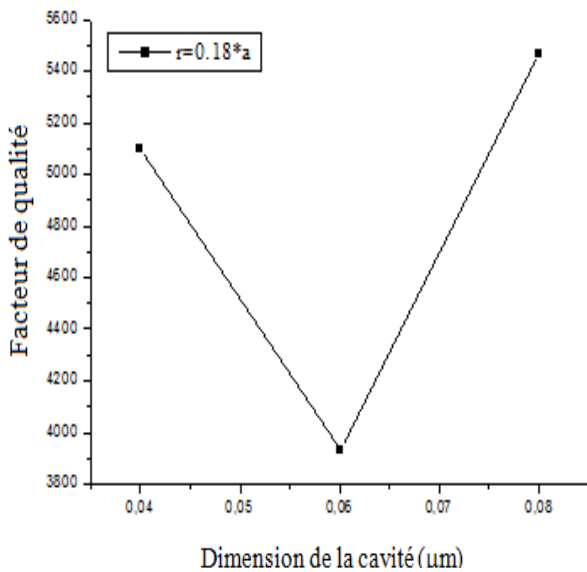
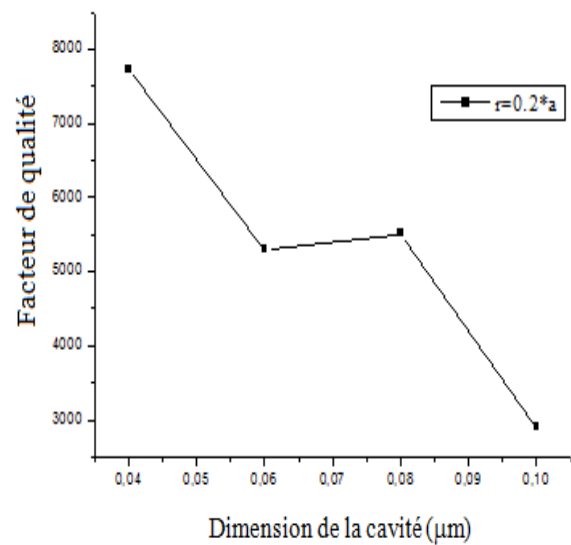


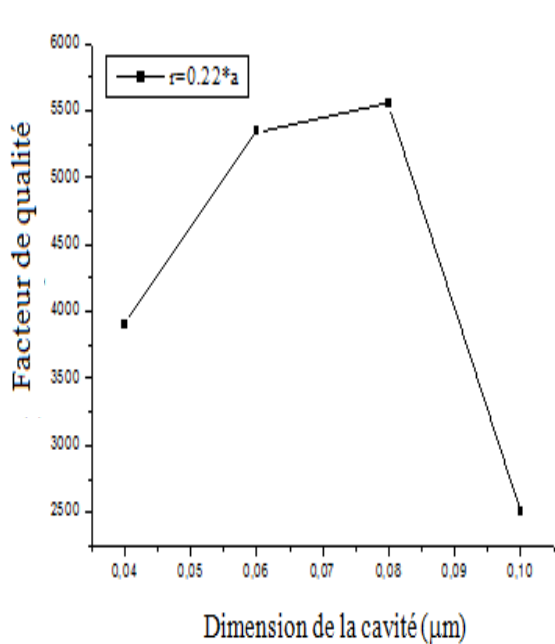
Figure IV.3 : Longueurs d'onde pour différents diamètres de la cavité.



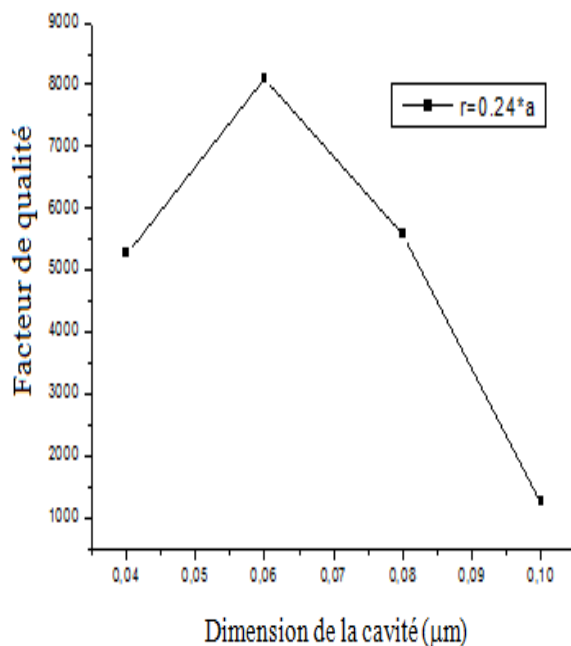
(b)



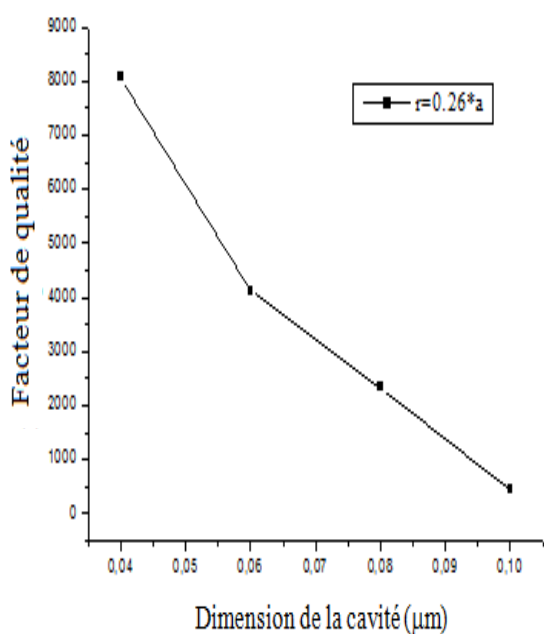
(c)



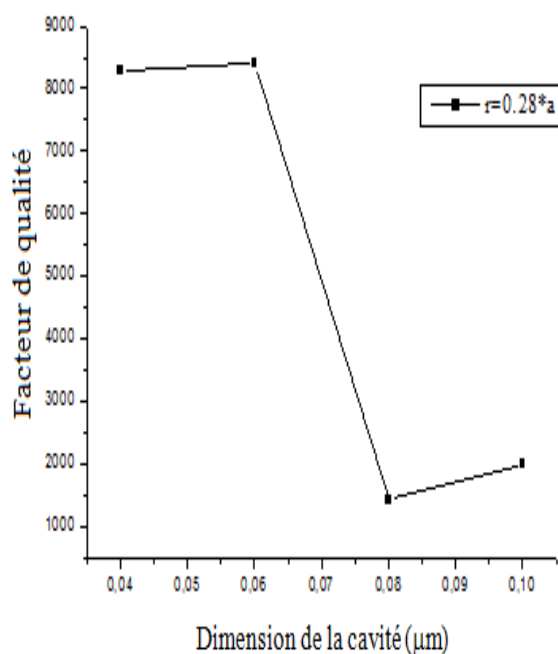
(d)



(e)



(f)



(g)

Figure IV.4 : (b-g) facteur de qualité (Q)

Pour toutes les courbes présentées et pour les cavités de rayons $0.04 \mu\text{m}$, $0.06 \mu\text{m}$ et $0.08 \mu\text{m}$, nous avons un bon facteur de qualité et une transmission relativement importante. La figure IV.5 représente six courbes différentes pour un rayon r -adjacent allant de $0,18 .a \mu\text{m}$ jusqu'à $0,28 .a \mu\text{m}$ et ceci pour le rayon de cavité, $r_3=0.08*a \mu\text{m}$. Il s'agit de sa réponse spectrale. D'après la figure IV.5, il a été montré qu'une augmentation du rayon des tiges adjacentes entraîne un décalage vers la droite de la longueur d'onde de résonance après avoir augmenté le rayon des tiges adjacentes en raison de la diminution de la longueur de la cavité de résonance.

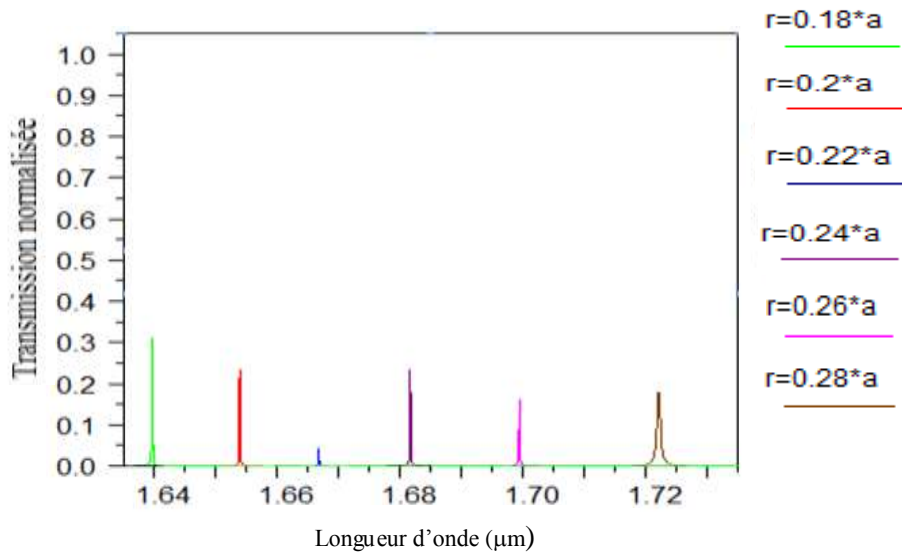


Figure IV.5: Réponse en transmission pour différents rayons des tiges adjacentes pour une cavité $r_3=0.08*a$

Pour obtenir une efficacité de transmission plus élevée dans cette présente configuration, le rayon des tiges adjacentes doit être ajusté à $r\text{-adjacent}_3=0,18 .a$ dans la cavité proposée. Nous avons alors une efficacité de la puissance transmise correspondante, $T_3=30,16\%$ et un facteur $Q_3=8199$ qui est défini comme étant le rapport entre la longueur d'onde de résonance λ_0 et la largeur du canal ($\Delta\lambda$) autour de λ_0 à FWHM (demi-largeur maximale) [26], ceci pour une longueur d'onde de résonance $\lambda_3(r_3)=1,6399 \mu\text{m}$.

De la même manière, la figure IV.6(a),(b),(c) montre les réponses spectrales des trois autres défauts de cavités suscitées : $r_1 = 0,04 .a$, $r_2 = 0,06 .a$ et $r_4 = 0,1 .a$ respectivement. Ici, les longueurs d'onde de résonances résultantes sont également décalées vers les valeurs les plus élevées. Notons aussi une absence de la longueur d'onde de résonance pour le cas de la cavité du rayon $r_4=0.1 \mu\text{m}$ et ceci pour le rayon de tiges adjacente $r\text{-adjacent}=0.18*a$. Des taux de puissance plus ou moins grands mais non satisfaisants sont donc extraits des trois cavités comme nous les montre la Figure IV.6 (a),(b),(c). Le taux de transmission maximal est de $T_1=28.81\%$, $T_2= 29.81\%$ et $T_4=33.62\%$ pour $\lambda_1(r_1)=1.6127 \mu\text{m}$,

$\lambda_2(r_2)=1.6212\mu\text{m}$ et $\lambda_4(r_4)=1.755\mu\text{m}$, respectivement aux cavités $r_1=0.04*a$, $r_2=0.06*a$ et $r_4=0.1*a$. Quant aux r-adjacent des piliers voisins nous avons $r\text{-adjacent}_1=0.26*a$, $r\text{-adjacent}_2=0.24*a$ et $r\text{-adjacent}_4=0.22*a$.

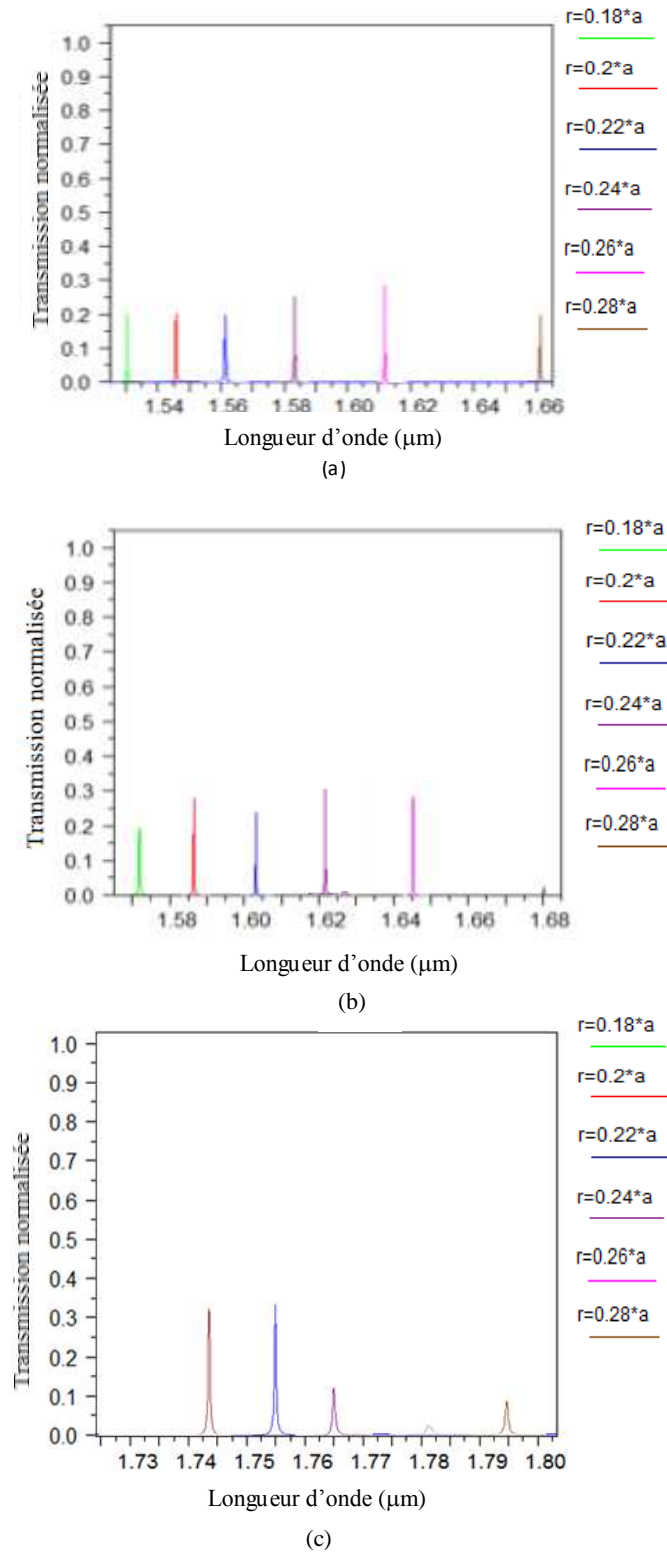


Figure IV.6: Réponse en transmission pour différents rayons des tiges adjacentes pour les cavités:
 (a) $r_1=0.04*a$, (b) $r_2=0.06*a$, (c) $r_4=0.1*a$

Maintenant si l'on veut sélectionner nos cavités par rapport à leurs performances, nous constatons que les rayons des cavités $r_1=0.04*a$, $r_2=0.06*a$ et $r_3=0.08*a$ sont les plus susceptibles d'être exploités comme composants de base de notre démultiplexeur vu les taux de transmission relativement importants et les facteurs de qualité associés. Pour ce qui est du résonateur de la cavité $r_4=0.1*a$, bien que sa réponse en transmission pour r -adjacent= $0.22*a$ est sensiblement supérieure aux autres, il est le moins performant avec un facteur de qualité maximal qui ne dépasse pas 2904.

Les résultats concernant les trois cavités sont présentés dans le tableau 01

Tableau 01. Transmission et facteur de qualité Q des quatre cavités

Port Paramètres	$r_1=0.04*a$	$r_2=0.06*a$	$r_3=0.08*a$	$r_4=0.1*a$
$\lambda(\mu\text{m})$	1.6127	1.6212	1.6399	1.755
Transmission T(%)	28.81	29.81	30.16	33.62
Facteur de qualité Q	8064	8106	8199	2507

La simulation effectuée pour extraire les paramètres recherchés de la cavité présentée sur la figure IV-2 donne une première réponse de la longueur d'onde de résonance et de son facteur de qualité Q. Rappelons que ceci ne sera pas considéré comme étant le résultat définitif. La figure IV.7 illustre la réponse en transmission de la puissance optique optimisée de la structure exposée sur la figure IV.2 pour les trois tailles de cavités. Nous remarquons bien cette propriété d'accordabilité en augmentant et en diminuant la taille de la cavité, de manière à ce que la longueur d'onde de résonance soit décalée vers les valeurs les plus élevées et les plus basses.

Le taux de transmission maximal est de $T_1=28.81\%$, $T_2=29.81\%$ et $T_3=30.16\%$ pour $\lambda_1(r_1)=1.6127\mu\text{m}$, $\lambda_2(r_2)=1.6212\mu\text{m}$ et $\lambda_3(r_3)=1.6399\mu\text{m}$, respectivement aux cavités $r_1=0.04*a$, $r_2=0.06*a$ et $r_3=0.08*a$. Quant aux r -adjacent des piliers avoisinants, nous avons r -adjacent $_1=0.26*a$, r -adjacent $_2=0.24*a$ et r -adjacent $_3=0.18*a$. Les facteurs de qualité Q ainsi obtenus pour les longueurs d'onde de résonance pour les taux de transmissions maximales (pour cette première optimisation) sont $Q_1=8064$, $Q_2=8106$ et $Q_3=8199$. Cette réponse en transmission sera par la suite optimisée par l'introduction de l'effet de la variation de l'indice de réfraction n dans chacune des cavités.

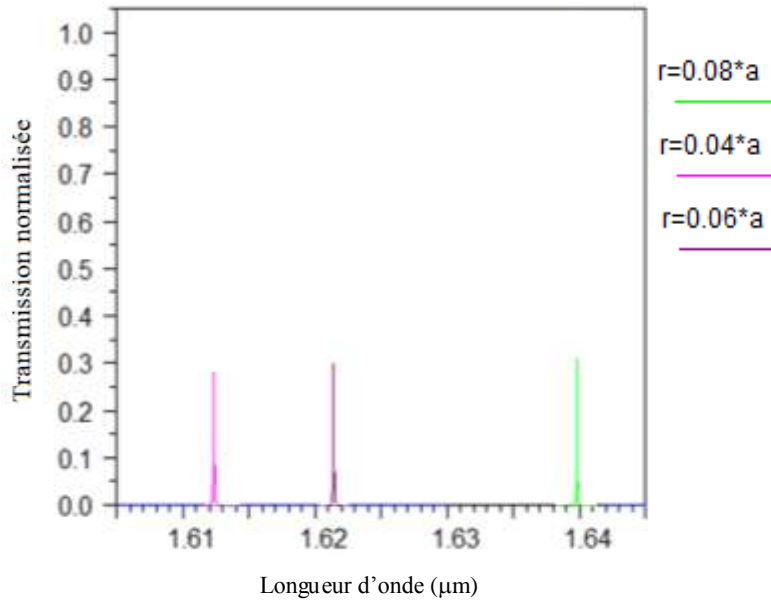


FIGURE IV-7 Réponse en transmission des trois cavités : $r_1=0.04*a$, $r_2=0.06*a$ et $r_3=0.08*a$

Comme nous l'avons mentionné, dans ce contexte et en dépit de la transmission faible des trois cavités, nous allons améliorer leurs performances afin d'atteindre une configuration optimale du démultiplexeur ayant comme fonction la sélectivité des longueurs d'onde de résonances extraites de chacun de ses ports. Dans la suite de ce travail, nous allons reprendre les trois cavités précédemment choisies et en faisant varier leurs indices de réfraction, les taux de transmission seront remarquablement améliorés tout en gardant de bons facteurs de qualité.

IV.5 Propriété optique en fonction de l'indice de réfraction:

Pour toute utilisation pratique des cristaux photoniques, il est nécessaire aussi de modifier la réponse optique des dispositifs à cristaux photoniques, soit pour fabriquer des dispositifs accordables (par exemple des filtres accordables), soit pour compenser des défauts de fabrication. Pour cela, plusieurs approches ont été proposées [27, 28].

De manière générale, pour modifier la réponse optique des cristaux photoniques, il faut modifier les chemins optiques définissant les cristaux photoniques. On peut par exemple changer les paramètres géométriques qui définissent le réseau des cristaux photoniques comme la période « a » du réseau. Cela est possible en appliquant une pression mécanique sur le cristal photonique [29,30]. Une autre possibilité est la modification de l'indice de réfraction, soit de la composante de haute indice de réfraction (c'est-à-dire, dans notre cas, celui des piliers), soit de la composante de bas indice de réfraction (c'est à dire dans notre cas celui de l'air) du cristal photonique. L'indice de réfraction de la composante de haut indice peut être changé en appliquant un champ électrique ou magnétique externe [31,32]. L'indice de réfraction de la composante de bas indice peut être modifié en remplaçant celui-ci

par des matières organiques dont l'indice de réfraction varie avec la température ou avec un champ électrique/magnétique externe [33,34]. En réalité, nous pouvons obtenir différents indices de réfraction en utilisant un matériau électro-optique (E-O) ou thermo-optique (T-O). Nous considérons des matériaux électro-optiques dont les indices de réfraction changent en réponse au champ électrique externe; nous pouvons également utiliser l'effet T-O provoqué par l'absorption à deux photons (TPA) dans le silicium pour contrôler l'indice de réfraction du résonateur par effet de chaleur [35].

Dans notre cas, nous allons faire varier l'indice de réfraction n des piliers constituant les cavités. Il est important de signaler que l'une des performances primordiales d'un démultiplexeur réside dans son accordabilité.

IV.5.1. L'accordabilité de la cavité:

Les composants à base de cristaux photoniques sont compatibles avec l'optique intégrée à condition de répondre à des critères précis [29]. La fabrication des cristaux photoniques ayant de bonnes propriétés optiques est capitale pour l'utilisation des cristaux photoniques dans l'optique intégrée [36]. Par exemple, dans le domaine de la télécommunication, des filtres démultiplexeurs de longueur d'onde doivent avoir une séparation entre canaux de 0.8 nm ou 0.4 nm selon le type de réseau utilisé pour des communications à longue ou à courte distance [37].

De plus, les dispositifs doivent être stables et précis d'au moins un quart de la séparation entre canaux soit avec une fluctuation en longueur d'onde de $\delta\lambda = 0.2 - 0.1$ nm. Pour atteindre ces propriétés optiques avec des dispositifs à cristaux photoniques, la fabrication de ces derniers demande une certaine précision et reproductibilité que l'on ne peut pas atteindre avec les techniques de fabrication actuelles. Il est donc nécessaire de pouvoir ajuster précisément après coup les propriétés optiques des cristaux photoniques. Pour accomplir divers tâches, l'accordabilité de la réponse optique dans ces dispositifs est alors exigée afin de pouvoir utiliser les structures à cristaux photoniques [36].

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 résonateurs. Pour cette raison, de nombreuses études ont été réalisées pour accorder la longueur d'onde de résonance dans différentes conceptions de résonateurs [38].

L'accordabilité indique la capacité de la cavité à changer sa longueur d'onde de fonctionnement. Disposer d'un résonateur accordable à base de cavité résonnante permet d'élargir son domaine d'application. Cette accordabilité est évidemment maîtrisable par la modification de différents paramètres entre autre l'indice de réfraction n . Nous allons aborder ici l'influence de l'indice de réfraction sur la réponse en transmission et la position des pics des longueur d'onde de résonance, et pour ce fait nous allons reprendre le résonateur de la Figure IV-2 avec les trois configurations vues précédemment en présence d'une modification de l'indice de réfraction de chacune des cavités pour

voir l'augmentation de la transmission et le déplacement de chaque longueur d'onde de résonance dans toute une gamme d'indices de réfraction n .

IV.5.1.1. Influence de l'indice de réfraction :

Dans ce qui suit, nous allons considérer un autre paramètre influant sur la résonance de la cavité. La variation de l'indice de réfraction de la cavité sera étudiée et la résonance de la structure sera présentée. La cavité typique de la figure IV.2 est utilisée encore une fois. Nous allons altérer la valeur de l'indice de réfraction de celle-ci de $n=3,3763$ à $3,48$ [24]. Nous étudions alors l'effet de l'indice de réfraction sur la réponse de la cavité avec ses trois rayons différents, comme indiqué dans la section IV.4 ($r_1 = 0,04 \cdot a$, $r_2 = 0,06 \cdot a$ et $r_3 = 0,08 \cdot a$). En introduisant une variation de l'indice de réfraction de la cavité, la longueur d'onde de résonance peut être ajustée.

Le spectre de transmission présenté sur la figure IV.8(a-f) illustre pour chaque indice de réfraction n , des longueurs d'onde de résonance plus ou moins importantes dans leurs réponses en transmission et qui se déplacent vers les valeurs supérieures avec l'accroissement de l'indice de réfraction. Ce comportement de déplacement du spectre de transmission vers la droite concerne toute la gamme de résonance. Par exemple pour $n=3.3763$, figure IV.8(a) qui est visiblement le cas non optimisé des trois cavités à la fois, nous avons obtenu une transmission de $T_1=35.22\%$, $T_2=49.2\%$ et $T_3=37.78\%$ de la totalité de l'énergie injectée, pour les longueurs de résonance $\lambda_1=1.6127 \mu\text{m}$, $\lambda_2=1.6212 \mu\text{m}$, $\lambda_3=1.6399 \mu\text{m}$ et ceci pour les rayons des cavités initialement mentionnées. En contre parti, sur la figure IV.8(b), la transmission obtenue de la cavité $r_3=0.08 \cdot a$ est beaucoup plus importante pour $n=3.4$. Pour $\lambda_3=1.6425 \mu\text{m}$, $T_3=96.13\%$ alors qu'elle est encore non satisfaisante pour les deux autres cavités (figure IV-8(b)) ($r_1=0.04 \cdot a$, $r_2=0.06 \cdot a$). L'optimisation de ces deux cavités s'observe sur les figures IV.8(d) et IV.8(e) respectivement. Ici, nous obtenons des transmissions de $T_1=99.06\%$ et $T_2=98.36\%$ pour $\lambda_1=1.6142 \mu\text{m}$ et $\lambda_2=1.6244 \mu\text{m}$ respectivement. Cette optimisation ne serait possible qu'avec la variation apportée à l'indice de réfraction n qui est de $n=3.46$ et $n=3.44$ respectivement.

Nous avons donc obtenu trois cavités optimisées après leur avoir attribué des indices de réfraction $n_3=3.4$, $n_2=3.44$ et $n_1=3.46$ et dont les longueurs d'onde de résonance sont de $\lambda_1=1.6142 \mu\text{m}$, $\lambda_2=1.6244 \mu\text{m}$ et $\lambda_3=1.6425 \mu\text{m}$ pour $r_1=0.04 \cdot a$, $r_2=0.06 \cdot a$ et $r_3=0.08 \cdot a$, tandis que les transmissions normalisées correspondantes sont $T_1=99.06\%$, $T_2=98.36\%$ et $T_3=96.13\%$ respectivement. La figure IV.9(a1-c1) quant à elle illustre les transmissions des trois cavités alors que la figure IV.9(a2-c2) donne les facteurs de qualité déduits conformément aux différents indices de réfraction n . Nous pouvons en déduire les valeurs optimales et ceci en fonction du compromis transmission-facteur de qualité Q : $Q_1=5380.66$, $Q_2=5414.66$ et $Q_3=5475$.

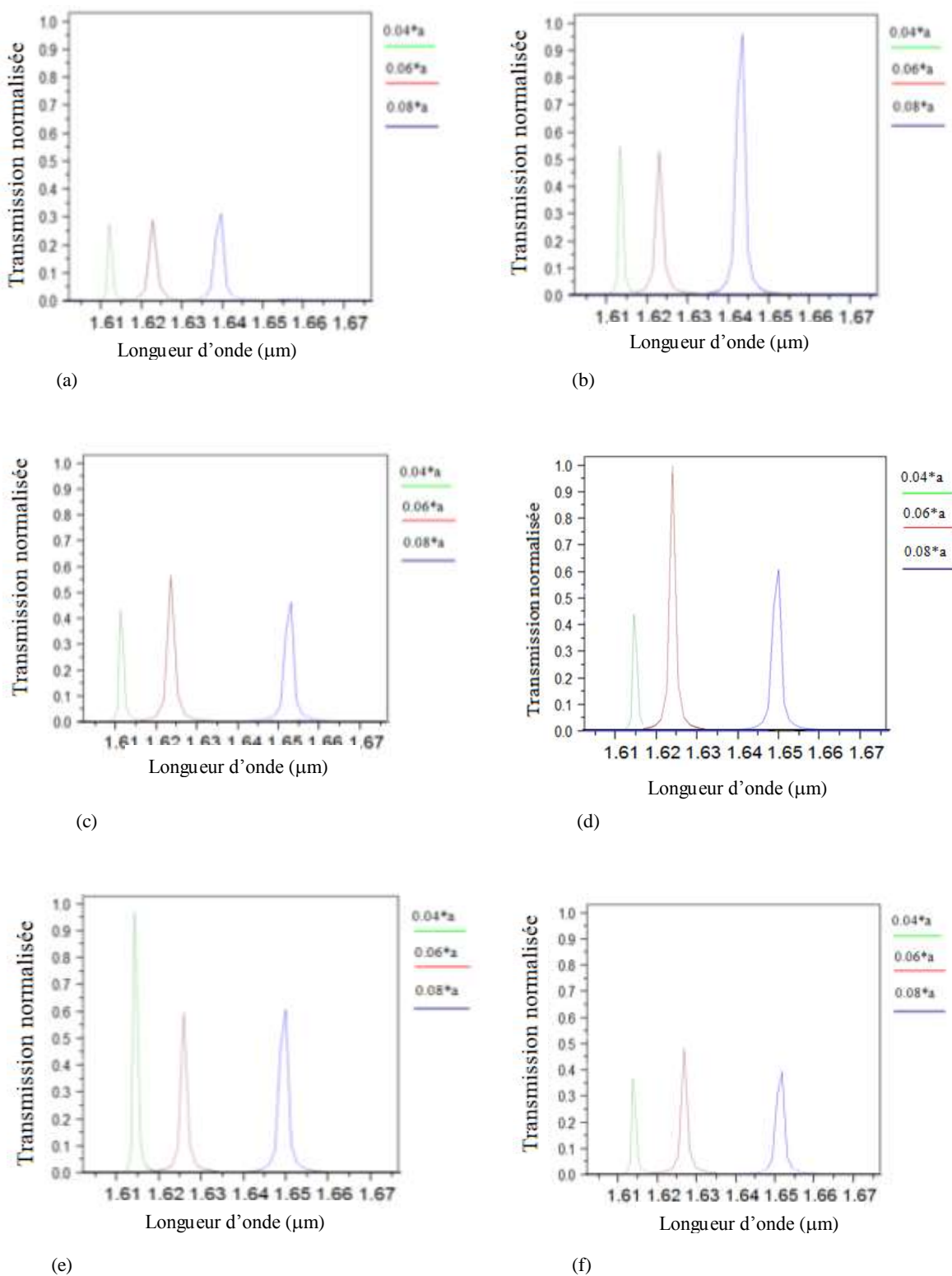


Figure IV.8 : Spectre de transmission des trois cavités pour les différentes valeurs de l'indice de réfraction n , (a) $n=3.3763$, (b) $n=3.4$, (c) $n=3.42$, (d) $n=3.44$, (e) $n=3.46$, (f) $n=3.48$.

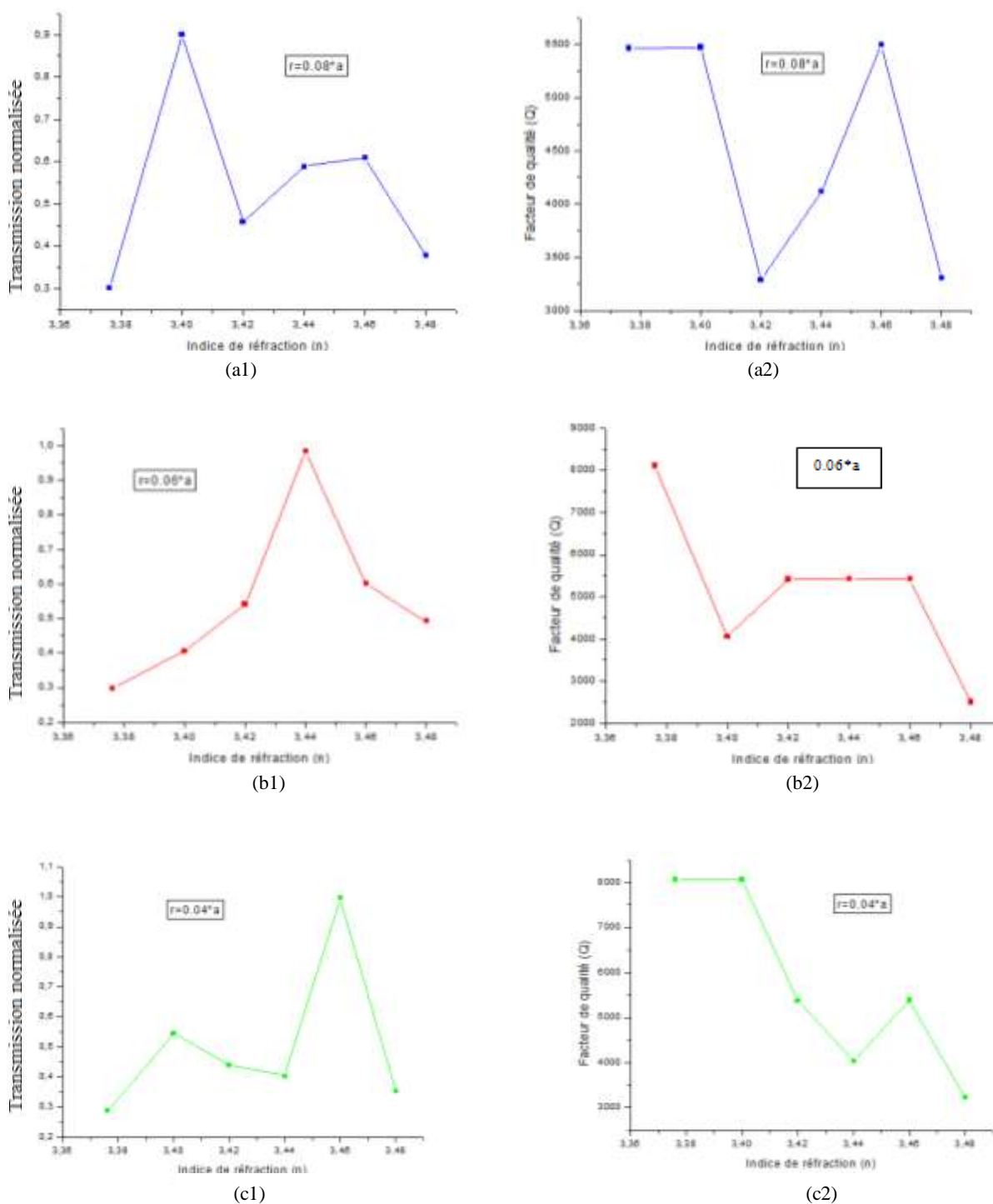
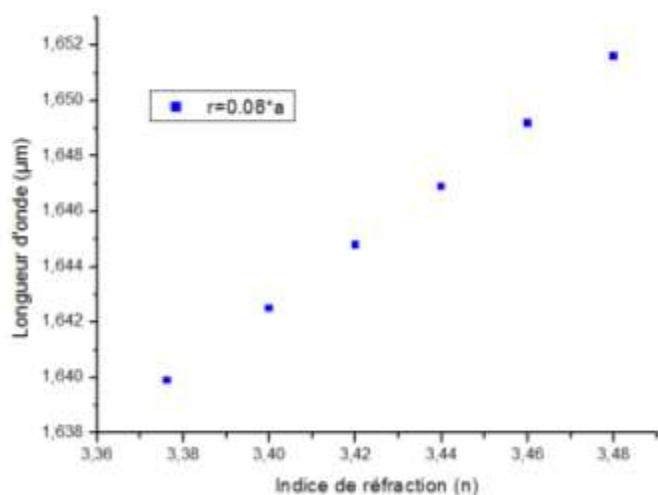
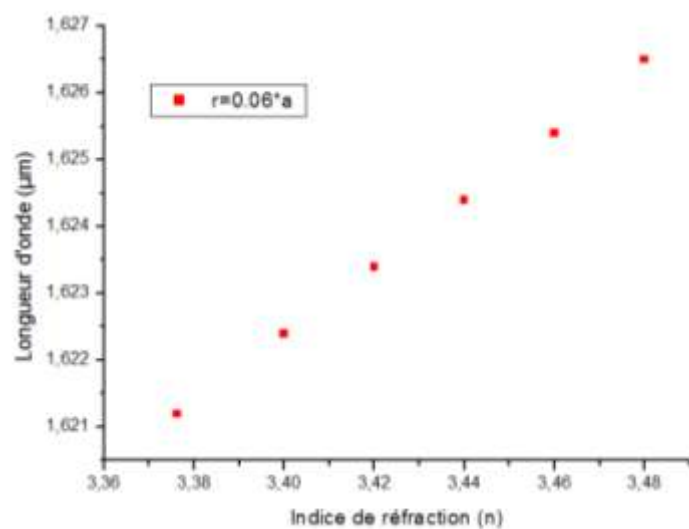


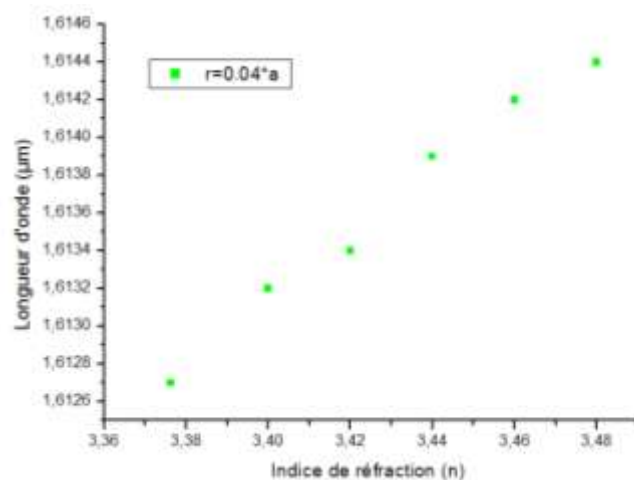
Figure IV.9 : (a1-c1) Transmission des cavités. (a2-c2) Facteurs de qualité correspondants pour les trois cavités (a1-a2) $r_3=0.08*a$, (b1-b2), $r_2=0.06*a$, (c1-c2) $r_1=0.04*a$.



(a)



(b)



(c)

Figure IV.10 : Variation des longueurs d'onde de résonance en fonction de n pour (a) $r_3=0.08*a$, (b) $r_2=0.06*a$, (c) $r_1=0.04*a$

La figure IV.10(a-c) représente les différentes longueurs d'onde de résonance en fonction de l'indice de réfraction n pour chaque rayon de cavité où nous pouvons constater bien clairement leur déplacement vers les plus hautes valeurs. Le comportement du déplacement des longueurs d'onde est similaire pour les trois cavités.

Une figure récapitulative, figure IV.11 regroupe la réponse des trois cavités aux variations de l'indice de réfraction n afin de mieux constater le déplacement des longueurs d'onde de résonance et voir de près que la différence $\Delta\lambda$ existante est respectée entre les trois tailles de cavités. Nous pouvons dire que cette différence est toujours maintenue bien que sa valeur varie légèrement pour chaque indice de réfraction entre les deux cavités $r_1=0.04*a$ et $r_2=0.06*a$ d'une part et d'une progression visiblement plus importante pour la cavité $r_3=0.08*a$ par rapport aux deux autres d'autre part. Ceci dit, nous pouvons dire que ce déplacement des longueurs d'onde met en évidence la propriété d'accordabilité de la cavité pour la longueur d'onde de résonance souhaitée.

La figure IV.12 quant à elle expose les maxima de résonance en fonction de l'indice de réfraction n afin de nous permettre de mieux constater les trois cas où la transmission est maximale. Nous pouvons notamment remarquer ces trois maxima principaux qui sont des valeurs obtenues après optimisation se situant autour de $\lambda_1=1.6142\mu\text{m}$, $\lambda_2=1.6244\mu\text{m}$ et $\lambda_3=1.6425\mu\text{m}$ pour $r_1=0.04*a$, $r_2=0.06*a$, $r_3=0.08*a$ avec $n_1=3.46$, $n_2=3.44$ et $n_3=3.4$.

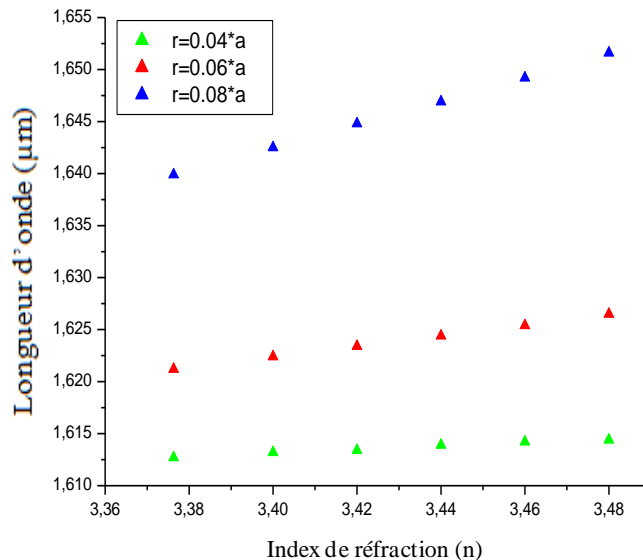


FIGURE IV.11: Variation de la longueur d'onde de résonance en fonction de l'indice de réfraction.

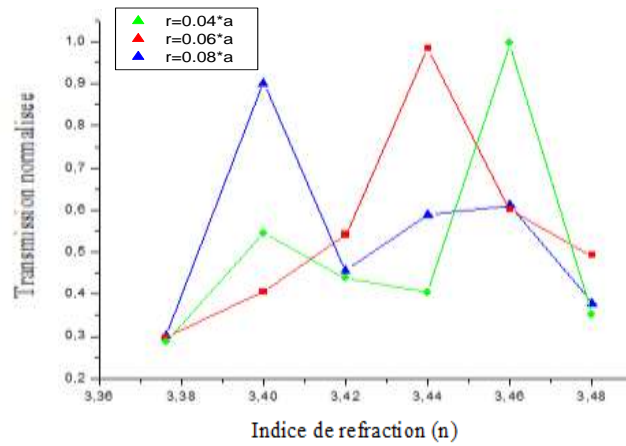


Figure IV.12 : Maximales en transmission des trois cavités $r_1=0.04*a$ (en vert), $r_2=0.06*a$ (en rouge), $r_3=0.08*a$ (en bleu)

Les résultats de ce cas d'optimisation sont résumés dans le tableau 02 ci dessous. La figure IV.13 représente les trois réponses en transmissions optimisées avec $n_1=3.46$, $n_2=3.44$ et $n_3=3.4$ respectivement pour chaque cavité.

Tableau 02. Transmission et facteur de qualité Q pour les trois cavités.

Port / Paramètres	$r_1=0.04*a$	$r_2=0.06*a$	$r_3=0.08*a$
$\lambda(\mu\text{m})$	1.6142	1.6244	1.6425
Transmission T(%)	99.06	98.36	96.13
Facteur de qualite Q	5380.66	5414	5475

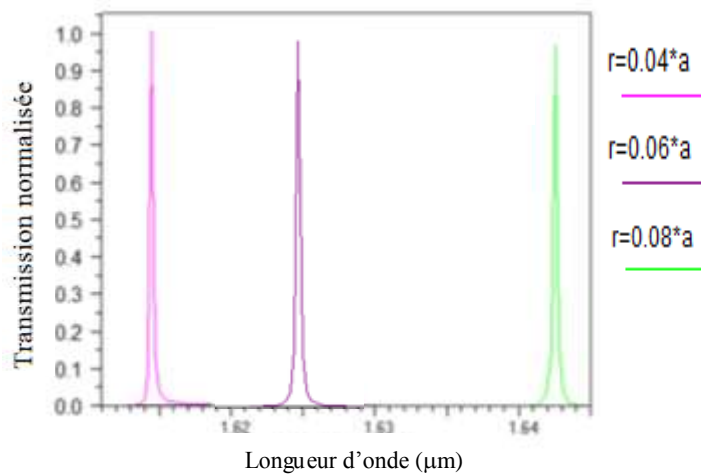


FIGURE IV.13: Transmissions optiques optimales pour les trois indices de réfraction n

Cette accordabilité de la cavité résultant de la modification de l'indice de réfraction n , est d'une grande utilité pour la fonction de sélectivité. Ceci nous permet comme nous avons vu précédemment d'avoir la longueur d'onde de résonance souhaitée par un simple ajustement.

IV.6. Présentation du résonateur à base du CP :

Notre résonateur proposé est composé de deux guides d'ondes à cristaux photoniques (PCWs) figure IV.14.

- Un guide d'onde vertical permettant d'injecter le signal à son entrée appelé guide Bus qui est formé en retirant une rangée de tiges diélectriques.
- Une cavité résonante
- Un guide d'onde de sortie pour la longueur d'onde de résonance ou guide Drop créé en retirant une rangée de tiges diélectriques aussi.

Le résonateur proposé est conçu pour extraire la longueur d'onde résonante du guide Bus vers le guide Drop par le biais de la cavité résonante. La simulation de ce résonateur à base du cristal photonique (CP) fait voir son comportement par rapport à sa réponse en transmission de la longueur d'onde de résonance, son emplacement ainsi que son facteur de qualité Q . Nous allons d'abord présenter ses caractéristiques physiques et géométriques en se référant à la structure principale précédente, figure IV.1(a)

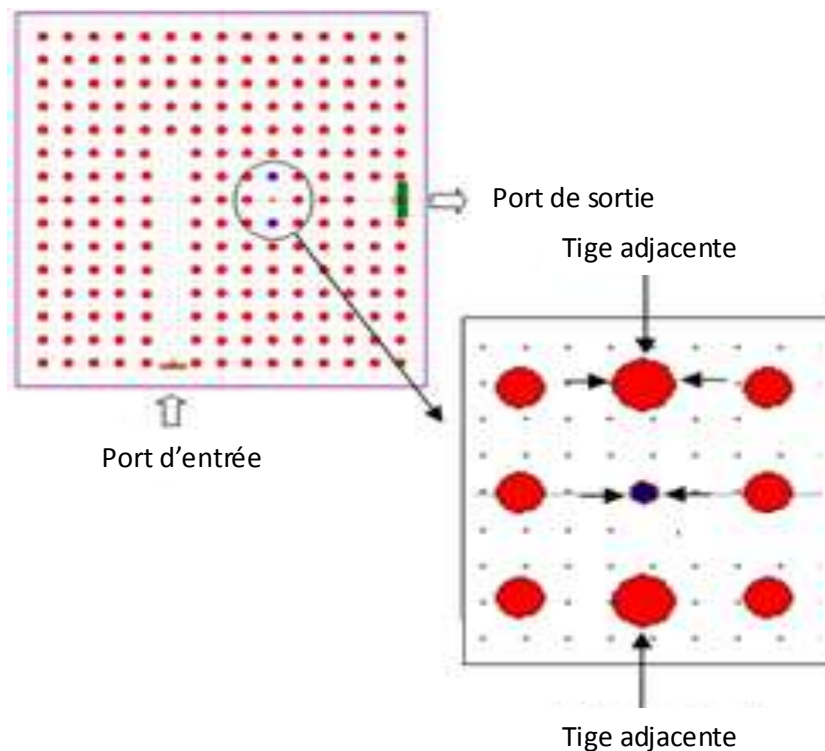


Figure IV.14 : Schéma du résonateur typique

considérons le résonateur obtenu à partir de la structure précédente avec une dimension de $15 * 15$ tiges diélectriques, une période a , un rayon $r = 0.18 .a$ et le rayon de la cavité $r_3=0.08*a$ comme illustré sur la figure IV-14. La cavité résonante sera couplée au guide d'entrée ou au guide Bus.

Le guide Bus est celui qui est à droite alors que le guide Drop se trouve à gauche, figure IV.14. Pour cela, nous utilisons le logiciel commercial Fullwave de Rsoft Design Group basé sur la méthode des différences finies temporelles (FDTD). Cette méthode nécessite d'appliquer les conditions de frontières absorbantes découvertes par J.P.Berenget [21] connues par l'abréviation PML (Perfect Matched Layers). Une source gaussienne avec une polarisation TE est placée au port d'entrée du guide d'onde Bus (Entrée) et un moniteur est placé à la sortie du guide d'onde de sortie ou guide d'onde Drop (Sortie) pour l'extraction de la puissance qui y est transmise après avoir été couplée avec la cavité résonante.

Pour décrire les effets du couplage, il est cependant plus aisé de considérer que le guide servira de perturbation de la cavité. En approchant un guide d'une cavité de facteur de qualité Q , on permet aux parties évanescentes des champs du guide et de la cavité de se coupler. Le facteur de qualité Q de la cavité est alors réduit par les pertes dues au couplage dans le guide. Lorsque le guide est "loin" de la cavité, celle-ci se comporte comme une cavité seule, et le signal propagé dans le guide ne ressent pas son influence. Dans le cas opposé où le guide est infiniment proche de la cavité, son influence sur la cavité est très importante et dégrade considérablement le facteur Q de la structure. La transmission à travers le guide d'onde bus est encore une fois totale, la cavité n'ayant plus la possibilité de piéger la lumière. Pour bien comprendre l'importance du rôle de l'indice de réfraction, nous avons repris la cavité avec $(r\text{-cavitée}_3, r\text{-tiges adjacentes}_3)=(0.08\mu\text{m}, 0.18\mu\text{m})$. L'objectif est d'illustrer la propagation de l'onde de résonance pour l'indice de réfraction n associé.

Dans la Figure IV.15(a) ci-dessous, nous avons reporté la cartographie du résonateur choisi. Nous pouvons clairement constater le couplage entre le guide et la cavité à la résonance pour $\lambda_3=1.6425 \mu\text{m}$ d'une part, et d'autre part la propagation de l'onde associée à $\lambda_2=1.6244 \mu\text{m}$ (qui est une longueur d'onde de résonance du résonateur: $(r\text{-cavitée}_2, r\text{-tiges adjacentes}_2)=(0.06\mu\text{m}, 0.26\mu\text{m})$), dans le même résonateur considéré est pratiquement inhibée, figure IV.15(b). L'existence du pic de résonance est intuitive: près de la fréquence de résonance, la lumière du guide d'ondes d'entrée peut se coupler dans la cavité, et la cavité à son tour peut se coupler dans le guide de sortie. L'apparition de ce mode de cavité, ne peut provenir que du transfert d'une partie de la lumière guidée vers la cavité.

Ceci dit, chaque longueur de résonance précédemment vues est essentiellement dépendante du résonateur qui lui donne naissance. Cette propriété de sélectivité sera investie dans ce qui suit au sein de notre démultiplexeur où nous pouvons voir « le comment ca marche » du composant.

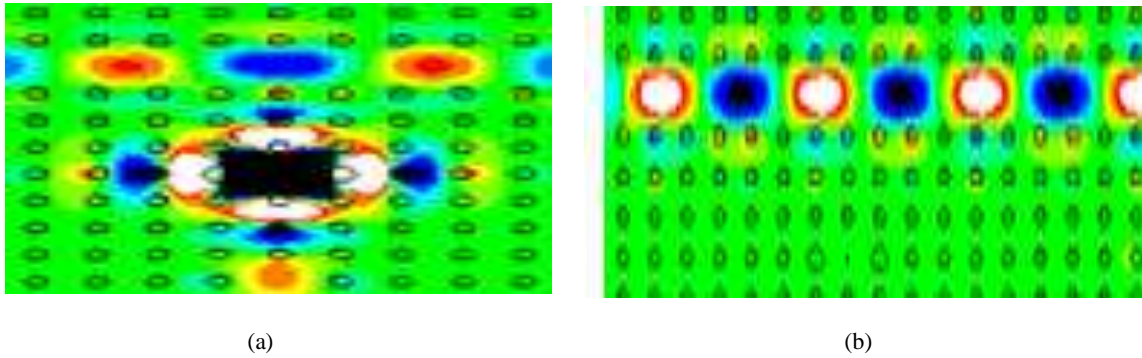


Figure IV.15 : Cartographies du résonateur avec la cavité $r_3=0.08 \mu\text{m}$, (a) à la longueur d'onde de résonance $\lambda_3=1.6425$, (b) à la longueur d'onde hors résonance $\lambda_2=1.6244 \mu\text{m}$.

IV.7. Etude du démultiplexeur à trois ports :

De nombreux chercheurs se sont concentrés sur l'amélioration des caractéristiques susmentionnées en utilisant différentes techniques telles que les cavités résonantes [26]. Alipour et al ont conçu un démultiplexeur optique qui sépare huit longueurs d'onde en utilisant une cavité résonante [39]. La structure admet une valeur importante du facteur de qualité égale à 5202 et une faible valeur d'efficacité de transmission d'environ 60%. La plus grande valeur de la diaphonie étant égale à -8dB. De plus, sa fabrication est très difficile en raison des différents rayons des cavités et de leurs déplacements. Mahdizadeh et al. ont également présenté un démultiplexeur permettant de séparer huit canaux de longueur d'onde espacés de 2 nm avec un facteur de qualité plus faible ($Q = 2200$), une diaphonie plus petite ($CT = -11,2 \text{ dB}$) et une transmission plus grande, autour de 94% [40]. Reza et al ont conçu un démultiplexeur à quatre canaux à base de cavité résonante avec un espacement des canaux égal à 2 nm. Ce dispositif présente une valeur importante de la diaphonie (-27,33dB) et un facteur de qualité égal à 4107,37 dans un faible volume d'environ $360 \mu\text{m}^2$. Une valeur importante de la transmission est à signaler : $T = 93,45\%$. [41]. Redhouene et al ont considéré un démultiplexeur de six canaux également à base de cavité résonante permettant une séparation des longueurs d'ondes de résonances de 4 nm avec un $\Delta\lambda = 0,3 \text{ nm}$. Le facteur de qualité ainsi que la transmission et la diaphonie sont de 94%, 5101, -24,74 respectivement [26]. K.Venkatachalam et al présentent un démultiplexeur à quatre canaux à cavité résonante avec un espacement de 20nm. L'efficacité varie de 50% à 85% et le facteur de qualité Q moyen est de 223. Quant à la diaphonie du dispositif elle est de -12dB [43]. Notre démultiplexeur est constitué de trois résonateurs à cavités résonantes. Les propriétés physiques et géométriques de ces dernières ont été modulées auparavant.

IV.7.1. Présentation du démultiplexeur :

Dans ce qui suit, nous proposons un nouveau design du démultiplexeur comme illustré sur la figure IV-16. Cette structure est caractérisée par sa simplicité de conception ce qui favorise technologiquement son intégration. La structure proposée est étudiée en utilisant la méthode FDTD

avec les conditions d'absorption aux limites de Berenger (PML). Les caractéristiques distinctives que nous voulons atteindre sont donc un facteur de qualité Q élevé, un faible espacement entre les canaux, une transmission de puissance élevée. En outre, la taille du composant, la largeur de bande, la faible diaphonie seront aussi explorées. Ce sont ces paramètres que nous allons analyser et par conséquent améliorer les performances du démultiplexeur. Nous avons utilisé une structure uniforme ayant un indice de réfraction constant à l'exception des cavités. Trois résonateurs de rayons de cavités différentes $r_1 = 0,04 \cdot a$, $r_2 = 0,06 \cdot a$ et $r_3 = 0,08 \cdot a$ avec une substitution de l'indice de réfraction de ces dernières par les trois valeurs étudiées dans la section IV.5.1.1 afin de pouvoir intégrer les résonateurs optimisés destinés à la fonction du démultiplexage.

Nous utilisons un cristal photonique constituée de 25×19 tiges diélectriques dans les directions x et y respectivement suivant un réseau carré et cela donne un volume de 159.79 . De plus, afin de réduire le temps de calcul et la consommation de la mémoire, la taille de la grille dans les directions x et y est fixée à $a/16$. Le pas sur le temps est choisi à $0.01s$. Les moniteurs de puissance ont été placés dans les ports de sortie B_n : ($B1$, $B2$, $B3$) pour la collection de la lumière transmise normalisée. Avec une polarisation TE au port -A- et une impulsion Gaussienne. Le facteur de qualité Q est calculé avec $Q = \lambda / \Delta\lambda$, où λ et $\Delta\lambda$ sont respectivement la longueur d'onde centrale et la largeur à mi-hauteur de la puissance de sortie.

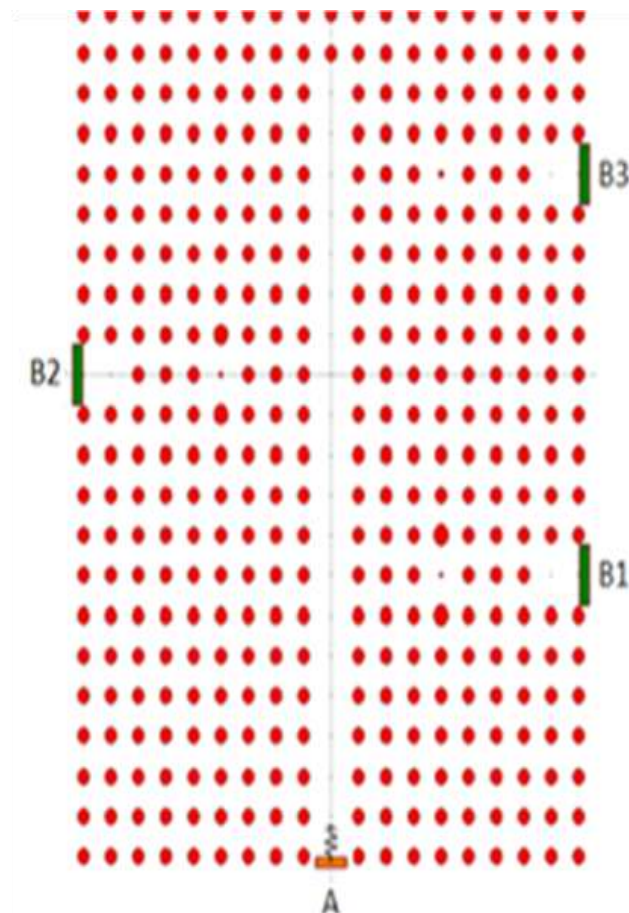


Figure IV.16 : Schéma du démultiplexeur proposé

IV.7.2. Résultats et interprétations :

La figure IV.17 représente le spectre de transmission du démultiplexeur ci dessus. Trois courbes différentes sont illustrées pour $n_1 = 3,46$, $n_2 = 3,44$ et enfin $n_3 = 3,4$. Comme le montre la figure IV-17, la structure proposée est à la mesure de sélectionner des longueurs d'ondes : $\lambda_1 = 1,6142 \mu\text{m}$, $\lambda_2 = 1,6244 \mu\text{m}$ et $\lambda_3 = 1,6425 \mu\text{m}$, respectivement. La transmission optique normalisée correspondante est $T_1 = 83,54\%$, $T_2 = 100\%$ et $T_3 = 81,97\%$. Il est clair que nos simulations numériques révèlent la dépendance du spectre de transmission du démultiplexeur vis-à-vis des différentes cavités, ainsi que les caractéristiques des tiges adjacentes telles que leurs rayons et indices de réfraction.

Il a été démontré que les longueurs d'ondes de résonance de notre démultiplexeur ont été ajustées en faisant varier ces différents paramètres de manière appropriée. Les valeurs du facteur de qualité Q sont $Q_1 = 2690,3$, $Q_2 = 3248,8$, $Q_3 = 8212,5$. Dans [24,13,42], le facteur de qualité Q varie entre 50 et 2814. Nous notons que la valeur moyenne de l'efficacité de la transmission et le facteur Q sont respectivement $T_{\text{moy}} = 88,503\%$ et $Q_{\text{moy}} = 4717,2$.

Les résultats de la simulation montrent de bonnes capacités pour le démultiplexeur proposé dans des applications pratiques. Les cavités résonantes proposées avec leurs caractéristiques physiques et géométriques offrent la possibilité d'un démultiplexeur optique à extraction maximale.

Tous les paramètres de la structure : les longueurs d'ondes de résonances correspondantes, le facteur de qualité Q , la transmission, les largeurs de bandes et les espacements entre les canaux pour chaque cavité sont affichés dans le tableau 03. En choisissant d'autres indices de réfraction pour les cavités résonantes, de nouvelles fréquences peuvent être envisagées. Ces caractéristiques fondamentales ont un impact important sur la sélectivité de la fréquence, qui constitue un problème essentiel dans la technologie de transmission optique actuelle [35].

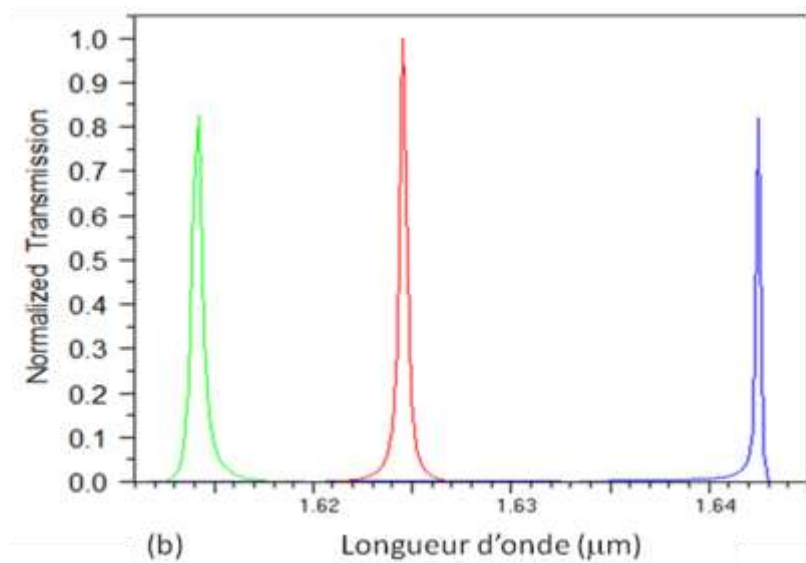


Figure IV.17 : La transmission optimisée des trois résonateurs caractérisés par différents indices de réfraction n .

Tableau 03 : Transmission, facteur de qualité Q, largeur de bande $\Delta\lambda$ et espacement entre canaux.

Cavité Paramètre	$r_1=0.04*a$	$r_2=0.06*a$	$r_3=0.08*a$
n	3.46	3.44	3.4
λ (μm) (Résonance)	1.6142	1.6244	1.6425
T	83.54	100	81.97
Q	2690	3248.8	8212.5
Largeur de bande (nm)	0.2	0.2	0.3
Espacement moyen ($\lambda_i - \lambda_{i+1}$)(nm)	14.15	14.15	14.15

IV.7.2.1. Largeur de bande:

Reprenons les largeurs de bandes $\Delta\lambda$ (Bandwith) qui sont parfaitement petites dans les trois ports de sortie de notre démultiplexeur. Rappelons que $\Delta\lambda$ est la largeur de la longueur d'onde de résonance à la mi-hauteur de celle ci. Elles peuvent être comparées à la littérature tel que [43] où nous trouvons un $\Delta\lambda$ moyen de 7.5(nm) alors qu'il est de 0.35(nm) pour [26] ce qui est beaucoup moins important et reste visiblement comparable avec nos résultats. Cette caractéristique principale confirme que nous sommes capables de faire un démultiplexage en longueur d'onde dans les applications WDM avec une faible diaphonie.

IV.7.2.2. Espacement entre les canaux :

L'espacement entre les canaux ou l'écart existant entre deux longueurs d'onde consécutives est considéré comme étant un des paramètres importants, témoins des performances des démultiplexeurs. Ici, cet écart moyen est de 14.15nm pour une différence de 0.02 dans l'indice de réfraction par rapport à 20nm dans [43], 28 dans [13] et 15 dans [44].

IV.7.2.3. Cartographies du champ:

La Figure IV.18 (a), (b), (c) montre les cartographies du champ électrique performées par la FDTD de la structure optimisée. Le guide d'onde Bus, les trois guides Drop (à droite et à gauche) et les cavités se couplent pour extraire à travers les ports de sorties B1, B2, B3 les trois longueurs d'onde de résonances (On-résonant). D'autre part, la figure IV.18 (d) montre le cas de la non résonance pour $\lambda = 1,645 \mu\text{m}$ dans lequel nous pouvons constater qu'il n'y a aucun phénomène de couplage. Comme le montre la figure IV.18 (a) (b) (c), la structure proposée est capable de diriger chacune des longueurs d'onde résonantes vers son port de sortie (B1, B2, B3) respectivement.

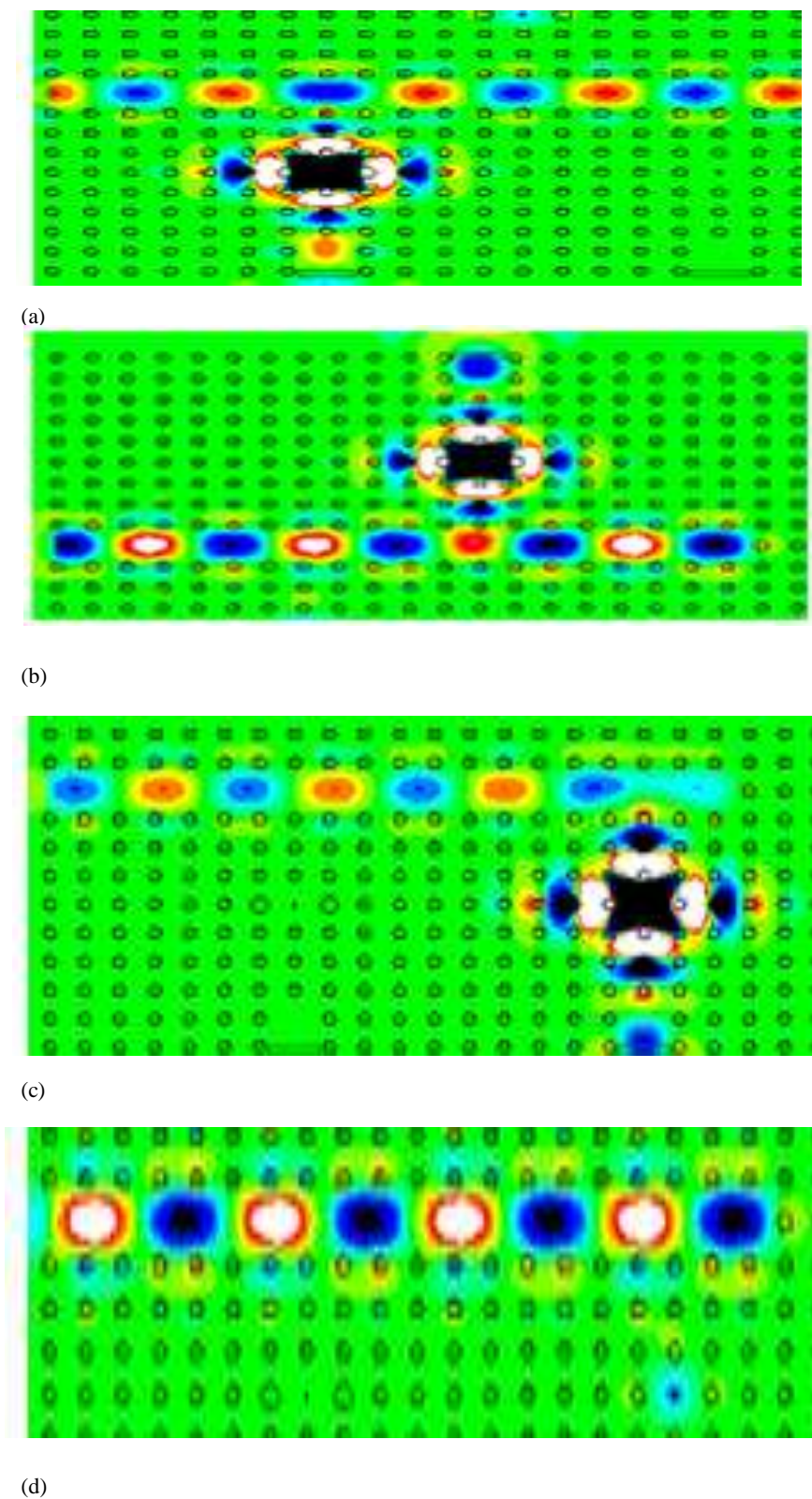


FIGURE IV.18: La distribution du champ électrique dans la structure pour les longueurs d'onde de résonances: (a) $\lambda_1=1.6142 \mu\text{m}$, (b) $\lambda_2=1.6244 \mu\text{m}$, (c) $\lambda_3=1.6425 \mu\text{m}$ et (d) La distribution du champ électrique pour la longueur d'onde non résonante $\lambda=1.645 \mu\text{m}$.

IV.7.2.4. La diaphonie:

Un paramètre crucial étudié dans la conception des démultiplexeurs qui constitue l'une de leurs performances est la diaphonie (crosstalk CT). Cette dernière expose les interférences entre les canaux adjacents. La diaphonie ou le "Crosstalk" représente l'effet indésirable d'un canal sur les autres canaux. Elle est définie par [45] :

$$CT = 10 \log \frac{\text{Transmission pour une longueur d'onde spécifique au port de sortie souhaité}}{\text{Transmission pour une longueur d'onde spécifique au port de sortie non souhaité}} \quad (4.1)$$

Dans notre cas, les valeurs maximales et minimales de la diaphonie du démultiplexeur proposé sont -19.36 et -29.14 dB respectivement, tableau 04. Les valeurs moyennes de la diaphonie est de -23.435, -22.56 et -28.025.

Tableau 04 La diaphonie (Crosstalk CT (dB)) du démultiplexeur.

Port de la cavité	$r_1=0.04*a$	$r_2=0.06*a$	$r_3=0.08*a$	Valeur moyenne
$r=0.04*a$	*	-27.51	-19.36	-23.435
$r=0.06*a$	-24.66	*	-20.46	-22.56
$r=0.08*a$	-29.14	-26.91	*	-28.025

Nous avons réunis quelques résultats bibliographiques dans le tableau 05 ci-dessous. Nous remarquons que nos résultats conduisent à un démultiplexeur avec des performances notablement améliorés comparés à celles de la littérature.

Tableau 05 Validation des résultats

Référence des auteurs	Largeur de bande $\Delta\lambda$ (nm)	Taille (μm^2)	Transmission minimum T (%)	Facteur de qualité Q (maximum)	Diaphonie (dB)
M. Radhouene &al [26]	0.35	199.63	87	5101	-30.71
K. Venkatachalam &al [43]	7.5	129.96	88	296	-26.072
K. Venkatachalam &al [46]	0.9	752.64	95	2225	-30
Notre structure proposée	0.2	159.79	81.97	8212.5	-24.67

IV.8. Conclusion:

Dans ce chapitre, nous avons optimisé une structure de démultiplexeur à cristal photonique 2D dans un réseau carré. Trois cavités résonantes avec trois indices de réfraction différents. Notre structure optimisée a été utilisée pour l'extraction des longueurs d'onde de résonance. En conclusion, nous avons montré que la longueur d'onde de résonance peut être ajustée et la transmission normalisée des canaux de sortie est optimisée en faisant varier le rayon et l'indice de réfraction de la cavité et de ses tiges adjacentes. Les longueurs d'onde de résonances correspondantes pour les rayons des cavités $r_1 = 0,04$.a, $r_2 = 0,06$.a et $r_3 = 0,08$.a sont : $\lambda_1 = 1,6142 \mu\text{m}$, $\lambda_2 = 1,6244 \mu\text{m}$ et $\lambda_3 = 1,6425 \mu\text{m}$ respectivement. Les valeurs moyennes de l'efficacité de transmission et le facteur Q sont respectivement $T_{\text{moy}} = 88,503\%$ et $Q_{\text{moy}} = 4717,2$ et sont supérieurs à ceux étudiés dans la bibliographie. L'espacement moyen entre les canaux et la largeur de bande moyenne est de 14.15nm, 0.25nm respectivement alors que la valeur moyenne de la diaphonie entre les canaux de sortie est d'environ -24.07dB.

En outre, l'objectif final était de proposer une structure simple et sans aucune complexité du point de vue conception. D'autre part, les dimensions faibles font de cette structure une configuration originale à injecter dans les circuits intégrés photoniques (PIC) sur les cristaux photoniques et autres structures nanophotoniques.

VI.9. Références bibliographiques :

- [1] A. Martinez, F. Cuesta, and J. Marti "Ultrashort 2-D photonic crystal directional couplers," IEEE J. of Photonics Tech. Lett., vol. 15, no. 5, p. 694-696, 2003.
- [2] R. K. Sinha, S. Rawal, "Modelling and design of 2D Photonic Crystal Based Y Type dual band wavelength demultiplexer," *Opt. and Quant. Elect.*, vol. 40, no. 9, p. 603-613, 2008.
- [3] H. A.-Banaei, M. H.-Kashtiban, and F. Mehdizadeh, "WDM and DWDM optical filter based on 2D photonic crystal Thue-Morse structure," *Optik*, vol.124, no. 20, p. 4416-4420, 2013.
- [4] A. Rostami, F. Nazari, H. A.-Banaei, A. Bahrami, "A Novel proposal for DWDM demultiplexer design using modified-T photonic crystal structure," *Photonics and 2anostructures-Fundamentals and Applications*, vol. 8, no. 1, p.14-22, 2010
- [5] H. A.-Banaei, F. Mehdizadeh, "Significant role of photonic crystal resonant cavities in WDM and DWDM communication tunable filters," *Optik*, vol. 124, no. 17, p. 2639-2644, 2012.
- [6] J. D. Joannopoulos, R. D. Meade, and J. N. Winn, *Photonic Crystals: Molding the Flow of Light*, Princeton University Press, Princeton, NJ, USA, 1995.
- [7] Zheng Wang and Shanhuai Fan, "Optical circulators in two-dimensional magneto-optical photonic crystals" *Optics Letters*, **30**, p. 1989-1991, 2005.
- [8] M. Qiu and B. Jaskorzynsk, "Design of channel drop filter in a two-dimensional triangular photonic crystal" *Appl.Phys. Lett.* **83**, p. 1074-1076, 2003.
- [9] F. Cuesta-Soto, A. Martines, J. garcia, F .Ramos, P. Sanchis, J. Blasco, and J. marti, "All-optical

- switching structure based on a photonic crystal directional coupler" *Optics Express*, **12**, p. 161-167, 2004.
- [10] Andrea Locatelli, Daniele Modotto, Davide Paloschi, Costantino De Angelis, "All optical switching in ultrashort photonic crystal couplers" *Optics Communications*, **237**, p. 97-102, 2004.
- [11] M. Bayindir, B. Temelkuran, and E. Ozbay, "Photonic crystal based beam splitter" *Appl. Phys. Lett.* **77**, 3902-3904, 2000.
- [12] Nikolaos J. Florous, Kunimasa Saitoh, and Masanori Koshiba, "Three-color photonic crystal demultiplexer based on ultra-low-refractive-index metamaterial technology" *Optics Letters*, **30**, p. 2736-2738, 2005.
- [13] M. Djavid, F. Monifi, A. Ghaffari, M. S. Abrishamian, "Heterostructure wavelength division demultiplexers using photonic crystal ring resonators" *Optics Communications*, **281**(15), p. 4028-4032, 2008.
- [14] Chih-Wen Kuo, Chih-Fu Chih Chang, Mao-Hsiung Chen, and Shih-Yuan Chen, "A new approach of planar multichannel wavelength division multiplexing system using asymmetric super-cell photonic crystal structures", *Optics Express*, **15**, p. 198-206, 2007.
- [15] Chen-Yang Liu and Lien-Wen Chen, "Tunable Channel Drop Filter in a Two-Dimensional Photonic Crystal Modulated by a Nematic Liquid Crystal" *J. Nanomaterials*, **Vol. 2006**, Article ID 52946, p. 1-6, 2006.
- [16] B. Momeni, J. Huang, M. Soltani, M. Askari, S. Mohammadi, M. Rakhshandehroo, and A. Adibi, "Compact wavelength demultiplexing using focusing negative index photonic crystal superprisms" *Opt. Express*, **14**, p. 2413-2422, 2006.
- [17] Takashi Matsumoto, Tomohiko Asatsuma, and Toshihio Baba, "Experimental demonstration of wavelength demultiplexer based on negative-refractive photonic-crystal components" *Applied Physics Letters*. **91**, 2007.
- [18] S. Golmohammadi, M. K. Moravvej-Farshi, A. Rostami, and A. Zarifkar, "Narrowband DWDM filters based on Fibonacci-class quasi-periodic structures" *Opt. Express*, **15**, p. 10520-10532, 2007.
- [19] Meron Y. Tekeste and Jan M. Yarrison-Rice, "High efficiency photonic crystal based wavelength demultiplexer" *Optics Express*, **14**, p. 7931-7942, 2006.
- [20] F. Z. Mirouh, M. Bouchemat, M. R. Lebbal, T. Bouchemat, "tunable demultiplexer study in 2d square photonic crystal" *Acta Physica Polonica A*, Vol 135. n° 04, p. 613-618, 2019.
- [21] J. P. Berenger, a perfectly matched layer for the absorption of electromagnetic waves, *J. Computational Physics*, vol 114. n° 2, p. 185-200, 1994.
- [22] The FDTD simulations were carried out with Fullwave commercial software by RSoft design group, version 6.1, license 16847214.
- [23] B. Nafissa, "Etude et conception d'un capteur d'indice de réfraction (RI) à base de cristaux photoniques bidimensionnels à usage multiple," MEMOIRE DE MASTER, UNIVERSITE

- MOHAMED BOUDIAF - M'SILA, Algérie 2016.
- [24] M. R. Rakhshani, M. A. Mansouri- Birjandi, Z. Rashki, "Design of Six Channel Demultiplexer by Heterostructure Photonic Crystal Resonant Cavity," International Research Journal of Applied and Basic Sciences ISSN 2251-838X / Vol, 4 (4): p. 976-984, 2013.
- [25] K. S. Yee, "Numerical solution of Initial Boundary Values Problems Involving Maxwell's Equations in Isotropic Media," IEEE Trans. Antennas Propagat., vol. 14, p. 302-307, 1966.
- [26] M. Radhouene, M. Najjar, M. Chhipa, S. Robinson, B. Suthar, "Performance Optimization Of Six Channels Wdm Demultiplexer Based On Photonic Crystal Structure," Journal of Ovonic Research Vol. 13, No. 5, p. 291 – 297, 2017
- [27] S. Rowson, A. Chelnokov, et J.-M. Lourtioz, "Two-dimensional photonic crystals in macroporous silicon : from mid-infrared (10 μm) to telecommunication wavelengths (1.3-1.5 μm)," J. Lightwave Technol., vol. 17, p. 1989 – 1995, 1999.
- [28] E. Yablonovitch, "Inhibited spontaneous emission in solid-state physics and electronics," Phys. Rev. Lett., vol. 58, p. 2059–2062, 1987.
- [29] B. WILD, "Etude expérimentale des propriétés optiques des cristaux photoniques bidimensionnels et de leur accordabilité," These de doctorat, Faculté sciences de base, Université Würzburg, Allemagne, 2006.
- [30] K. Yoshino, Y. Kawagishi, M. Ozaki, and A. Kose. *Japanese Journal of Applied Physics Part 2- Letters and Express Letters* **38**, L786 1999.
- [31] C.S. Kee, J. Kim, H.Y. Park, I. Park, and H. Lim. *Physical Review B* **61**(23), p: 15523–15525, 2000.
- [32] A. Figotin, Y.A. Godin, and I. Vitebsky. *Physical Review B* **57**(5), p: 2841–2848, 1998.
- [33] Y. Shimoda, M. Ozaki, and K. Yoshino. *Applied Physics Letters* **79**(22), p: 3627–3629, 2001.
- [34] D. Kang, J.E. Maclellan, N.A. Clark, A.A. Zakhidov, and R.H. Baughman. *Physical Review Letters* **86**(18), p: 4052–4055, 2001.
- [35] M. R. Rakhshani, M. A. Mansouri-Birjandi, "Realization of tunable optical filter by photonic crystal ring resonators," *Optik* **124**(22), p: 5377–5380, 2013.
- [36] B. Lombardet, "Etude et réalisation de cristaux photoniques pour l'optique intégrée," Ecole polytechnique fédérale de lausanne, Suisse 2005
- [37] L. Berthelon, O. Courtois, M. Garnot, and R. Laalaoua. *C.R. Physique* **4**, p : 127–143, 2003.
- [38] R. Bendjelloul, "Etude et caractérisation de circuits photoniques a base de cristaux photoniques de micro piliers : Application aux filtres a base de résonateurs," Thèse de doctorat, Université de Constantine, Algérie, 2017.
- [39] H. A. Banaei, F. Mehdizadeh, M.H. Kashtiban, "A novel proposal for all optical PhC-based demultiplexers suitable for DWDM applications," *Optical and Quantum Electronics*, **45**(10), p: 1063-1075, 2013.

-
- [40] F. Mehdizadeh, M. Soroosh, "A new proposal for eight-channel optical demultiplexer based on photonic crystal resonant cavities," *Photonic Network Communications*, 31(1), p: 65-70, 2016.
- [41] Talebzadeh. R, Soroosh, Mohammad, Daghooghi, Tina , "A 4-Channel Demultiplexer Based on 2D Photonic Crystal Using Line Defect Resonant Cavity," *IETE Journal of Research*, 62(6), p: 866-872, 2016.
- [42] S. Bouamami, R. Naoum, "Compact WDM demultiplexer for seven channels in photonic crystal," *Optik*, vol.124, no. 16, p. 2373-2375, 2013.
- [43] K. Venkatachalam, S. Robinson, S. Umamaheswari, "Two Dimensional Photonic Crystal based Four Channel Demultiplexer for ITU.T.G 694.2 CWDM Systems" *International Journal of Photonics and Optical Technology* Vol. 2, Iss. 3, p: 37-41, Sept. 2016.
- [44] M. R. Rakhshani, M. A. Mansouri-Birjandi, "Design and simulation of wavelength demultiplexer based on heterostructure photonic crystals ring resonators," *Physica E: Low-dimensional Systems and Nanostructures*, 50, p: 97-10, 2013
- [45] S.Rawal, R.K. Sinha, "Design, analysis and optimization of silicon-on-insulator photonic crystal dual band wavelength demultiplexer," *Optics Communications*, vol. 282, p. 3889-3894, 2009.
- [46] V. Kannaiyan, S. K. Dhamodharan, R. Savarimuthu, "Performance analysis of two-dimensional photonic crystal octagonal ring resonator based eight channel demultiplexer," *Optica Applicata*, vol. XLVII, no. 01, p: 7-18, 2017.

Conclusion générale

Au cours de ce travail on a pu montrer tout l'intérêt que pouvait susciter les structures à base de cristaux photonique et particulièrement en optique intégrée. L'intégration aisée de ces composants dans les circuits optiques les rendent sans aucun doute des excellents concurrents pour envisager de futures architectures avec la meilleure compacité possible.

Ces structures admettent des caractéristiques avantageuses à base de cristaux photoniques du point de vue technologique, et une bonne maîtrise de leur conception assurée par les techniques connues. L'introduction de différents types de défauts possibles dans ces structures avec les caractéristiques importantes qu'elle apportent dans la modulation de l'onde électromagnétique, leur modélisation par les méthodes numériques crédibles, le bon confinement de la lumière ainsi que la marge de choix du réseau de la structure ont permis l'étude de l'un de ces composants considérés comme étant la brique de base dans les systèmes de télécommunications, il s'agit du démultiplexeur.

Le travail que nous présentons porte sur l'étude d'un démultiplexeur à base de cristal photonique de réseau de tiges dans une période carrée par une simulation du comportement optique à l'aide de la méthode des différences finies (FDTD-2D) d'une part et de la méthode des ondes planes (PWE) d'autre part. Ces méthodes sont parfaitement adaptées à l'étude des structures à base de cristaux photoniques.

Nous avons commencé par l'étude d'un filtre Add-Drop constituée de trois sections assurant l'extraction de la longueur d'onde de résonance. Il s'agit d'un guide d'onde appelé communément « guide Bus » et dans lequel l'onde électromagnétique injectée au port d'entrée se propage en arrivant à la deuxième section qui est la cavité de résonance localisée au centre du filtre et qui n'est autre qu'un défaut ponctuel de substitution. Cette cavité dont le rôle est d'assurer le couplage avec le mode incident est ensuite suivie par une troisième section qui est un guide d'onde connu sous le nom de « guide drop » à travers lequel l'onde filtrée est extraite à son port de sortie.

Dans le filtre suscitée et avec une architecture simple assurant un filtrage monochromatique, nous avons vu pour une première amélioration qu'un ajustement géométrique présenté dans la diminution de la taille de la cavité par rapport aux tiges adjacentes et un deuxième ajustement apporté à ces dernières en faisant varier leur diamètre, permet de choisir les propriétés géométriques du couple (r-cavité, r-tige adjacente). Ce choix a été effectué par le fait que la première réponse en transmission du filtre a engendré un changement légèrement important en atteignant 30%. D'une façon similaire, deux autres filtres ont été mis au point avec des paramètres de rayons : cavité-tiges adjacentes différents. Ceci nous a amené à designer en tout trois filtres Add-Drop parmi quatre au départ.

Conclusion générale

Une autre amélioration significative apportée aux trois filtres par l'ajustement de l'indice de réfraction des tiges des cavités seules. Pour tout le reste de la structure, l'indice de réfraction est maintenu constant y compris les tiges adjacentes ce qui induit un changement géométrique et physique pour les cavités et seulement un ajustement géométrique concernant les tiges au voisinage des cavités. Nous avons alors observé une croissance notable dans la réponse en transmission du filtre, en passant à une moyenne au voisinage de 97% avec des facteurs de qualité d'une moyenne de 5400.

Cette analyse effectuée sur les trois filtres nous a amené à les intégrer par la suite dans un seul dispositif qui est le démultiplexeur à cavité résonante, sujet de la présente thèse. Ceci nous a bien entendu permis de voir l'extraction des trois longueurs d'onde chacune de son port approprié. Nous sommes donc devant une structure qui n'est pas hétéro mais qui est modélisée juste avec un ajustement local de l'indice de réfraction au niveau de chaque cavité. Ceci évite sans doute le phénomène de réflexion présent au niveau des interfaces de chaque structure caractérisée par son propre indice de réfraction (dans le cas d'une hétérostructure) en laissant la structure étudiée uniforme et sans avoir besoin de chercher le chevauchement des différentes bandes interdites photoniques.

L'étude effectuée sur le démultiplexeur a révélé une moyenne d'extraction et de facteur de qualité de $T=88.503\%$ et $Q=4717.2$ respectivement et ceci avec une simple modulation de la zone de couplage. L'espacement et la diaphonie maximale entre les canaux est d'environ $14nm$ et $-24dB$ respectivement, ce qui présente des résultats probants par rapport à ceux de la littérature. Ces performances du démultiplexeur en font une intégration favorable dans des circuits photoniques optiques.

Nous pouvons aussi diminuer l'espacement entre les canaux d'extraction des longueurs d'onde de résonance avec un simple ajustement de l'indice de réfraction de chaque cavité, ceci revient juste à augmenter le contraste d'indice entre les canaux pour pouvoir restreindre cette espacement dans le but d'ajouter de nouvelles longueurs d'onde résonantes.

Le démultiplexeur ainsi amélioré pour une tâche de sélectivités peut faire l'objet de futures études affectant son architecture et ses paramètres aussi bien géométriques que physiques dans l'objectif d'accomplir une extraction avec le maximum de transmission et le minimum de diaphonie possible.

Publications Internationales

1. F.Z. Mirouh, M. Bouchemat, M.R. Lebbal and T. Bouchemat , "*Tunable Demultiplexer Study in 2D Square Photonic Crystal*", Acta Physica Polonica A, Vol. 135, Issue N° 4, pp. 613-618 (Avril 2019).
2. F.Z. Mirouh, M-R. Lebbal*, M. Bouchemat and T. Bouchemat, "*Transmission and Q-factor improvement in 2D square photonic crystal demultiplexer*", New Journal Of Technology And Materials, Vol. 9, Issue N° 2, pp 22-27. (Decembre 2019).
3. R. Derdour, M.R. Lebbal, A. Benmerkhi, T. Bouchemat, M. Bouchemat and F.Z. Mirouh, "*An Optimized and Logic Gate with High Transmission and Low Losses Based on Y-junction Losses Based on Y-junction*", Acta Physica Polonica A, Vol. 135, Issue N° 4, pp. 782-785 (Avril 2019).

Communications Internationales

1. F.Z. Mirouh, M. Bouchemat, M.R. Lebbal and T. Bouchemat, « *Tunable Demultiplexer Study in 2D Square Photonic Crystal* » Conférence, 8th International Advances in Applied Physics & Matrerials Science Congress &Exhibition, (APMAS), Oludeniz, Mugla, Turkey, 24-30 Avril 2018.
2. R. Derdour, M.R. Lebbal, A. Benmerkhi, T. Bouchemat, M. Bouchemat and F.Z. Mirouh, « *An Optimized and Logic Gate with High Transmission and Low Losses Based on Y-junction Losses Based on Y-junction*» Conférence, 8th International Advances in Applied Physics & Matrerials Science Congress &Exhibition, (APMAS), Oludeniz, Mugla, Turkey, 24-30 Avril 2018.
3. F.Z. Mirouh, M. Bouchemat and T. Bouchemat, « *Etude des propriétés optiques des structures photoniques par le simulateurs FIMMWAVE*» Conférence, Proceedings, OPTIQUE'06, INPT, RABAT, 19-20 Avril 2006.

Résumé

Nous proposons une nouvelle structure constituée d'un démultiplexeur de cristal photonique à réseau carré (2D) de tiges circulaires dans l'air et qui possède localement trois cavités de tailles et d'indices de réfraction différents, accompagnées de tiges adjacentes de dimensions spécifiques. Tout d'abord, pour un indice de réfraction constant n ($n = 3,3763$) et un rayon pour chaque cavité et leurs tiges adjacentes, nous avons à la sortie trois longueurs d'onde de résonance différentes; cela signifie qu'à travers les ports de sortie, nous avons des longueurs d'ondes souhaitées en fonction des paramètres géométriques. Nous avons optimisé cette structure en faisant varier localement l'indice de réfraction pour chacune des cavités résonantes. Dans ce cas nous avons fixé un seul indice de réfraction pour toute la structure à l'exception des trois cavités, trois zones différentes avec des propriétés géométries et physiques spécifiques. En conséquence, trois longueurs d'onde ont été extraites. Les puissances de transmission correspondantes et les facteurs de qualité Q sont : $T1 = 83,54\%$, $T2 = 100\%$, $T3 = 81,97\%$ et $Q1 = 2690,3$, $Q2 = 3248,8$, $Q3 = 8212,5$ respectivement. En modifiant à la fois la taille et l'indice de réfraction de la cavité et la taille de leurs tiges adjacentes, la structure est capable d'extraire la longueur d'onde souhaitée, et par conséquent, la propriété d'accordabilité est obtenue.

Mots clés: Bande interdite photonique, démultiplexeurs, guides d'onde, microcavité, filtres

Abstract

We propose a novel designed structure which is a demultiplexer of 2D square photonic crystal of circular rods embedded in air that have locally three cavities with different sizes, refractive indexes, and also appropriately sized adjacent rods. Firstly, for one constant refractive index n ($n = 3.3763$) and with individual radius for each cavity and their adjacent rods, we have three different output resonant wavelengths; it means that this structure drops the desired wavelength depending on the geometric parameters. We have optimized this structure by varying locally the refractive index for each of the resonant cavity. In this case, we have obtained in one structure i.e. a single refractive index for all the structures except the cavities of course, three different zones with specific geometric and physical properties. As a result, three wavelengths have been extracted from these cavities. The corresponding optical transmission powers and Q factors are $T_1 = 83,54\%$, $T_2 = 100\%$, $T_3 = 81,97\%$, and $Q_1 = 2690,3$, $Q_2 = 3248,8$, $Q_3 = 8212,5$, respectively. By changing both the size and refractive index of the cavity and the size of their adjacent rods, the structure is able to drop the desired wavelength, and the tunability property is achieved.

Key words: photonic bandgap, demultiplexers, waveguide, microcavity, filters

ملخص

نقترح تصميمًا جديدًا، وهو عبارة عن م نتقي لأطوال الموجات متكوّن من بلورات فوتونيّة ثنائية الأبعاد ذات الترتيب الهندسي المربع الشكل بقضبان دائرية محاط بالفراغ والذي يحتوي على ثلاثة تجاويف محلّية بأحجام و مؤشرات انكسارية مختلفة وكذا بحجم متناسب للقضبان المجاورة. أولاً، لمؤشر انكسار ثابت ($n = 3,3763$) ومع نصف قطر خاص بكل تجويف والقضبان المجاورة لها، لدينا ثلاثة أطوال موجيّة رنانة مختلفة عند نقاط الخروج. وهذا يعني أن هذا التصميم يتّقي طول الموجة المطلوب اعتماداً على خصائصه الهندسيّة. لقد قمنا بتحسين هذا التصميم وهذا من خلال تغيير محلي لمؤشر الانكسار الخاص بكلّ تجويف رنان. في هذه الحالة، حصلنا وهذا في تصميم واحد، أي مؤشّر انكسار واحد لكلّ التصميم باستثناء التجاويف بطبيعة الحال، ثلاث مناطق مختلفة الخصائص الهندسية والفيزيائيّة ونتيجة لذلك، تم استخراج ثلاثة أطوال موجيّة رنانة من هذه التجاويف. القدرة الإرسالية المقابلة وعوامل الجودة Q هي: $T1 = 83.54\%$ ، $T2 = 100\%$ ، $T3 = 81.97\%$ و $Q1 = 2690.3$ ، $Q2 = 3248.8$ ، $Q3 = 8212.5$ ، على التوالي.

عن طريق تغيير كل من حجم ومؤشر الانكسار للتجاويف وكذا حجم القضبان المجاورة لها، التصميم المقترح قادر إذن على استخراج طول الموجة المطلوب، وبهذا يتم تحقيق خاصية التوليف.

كلمات مفتاحيّة: الأشرطة الممنوعة، م نتقي أطوال الموجات، موجّه الموجة، و ميكرو فجوة، المرشحات.