

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

N° d'ordre :.....

Série :.....

**THESE**

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

Option  
**Optique**

Présentée par  
**Ahlem BENMERKHI**

**Intitulée**

**OPTIMISATION DU CONFINEMENT DE LA LUMIERE DANS  
DES CAVITES A CRISTAUX PHOTONIQUES**

**Soutenu-le : 20 /05 / 2012**

**DEVANT LE JURY :**

<b>Président :</b>	<b>Mme. F. HOBAR</b>	<b>Prof. Univ. Constantine</b>
<b>Rapporteur :</b>	<b>Mr. M. BOUCHEMAT</b>	<b>Prof. Univ. Constantine</b>
<b>Examineurs :</b>	<b>Mr. M. L. RIABI</b>	<b>Prof. Univ. Constantine</b>
	<b>Mr. M. LAHOUBI</b>	<b>Prof. Univ. Annaba</b>
	<b>Mr. A. BOULOUBA</b>	<b>M.C.A Univ. Sétif</b>

# *Remerciement*

*Le travail présenté dans ce mémoire de thèse a été effectué au sein du Laboratoire de Microsystèmes et Instrumentation (L.M.I) de l'université MENTOURI Constantine ALGERIE.*

*J'adresse mes sincères remerciements à Monsieur M. Bouchemat Professeur au département d'électronique, pour avoir proposé et dirigé ce travail efficacement ainsi qu'à Madame T. Bouchemat Professeur au département d'électronique pour son aide et ses remarques précieuses.*

*Je remercie, Madame F. Hobar, Professeur au département d'électronique, université Mentouri de Constantine, pour l'intérêt qu'elle a porté à mon travail en faisant l'honneur de présider le jury de ma soutenance.*

*Je suis très honorée de la présence à mon jury de thèse de :*

*Monsieur M. L. Riabi, Professeur à l'université Mentouri de Constantine, pour avoir accepté d'examiner mon travail, et participé à mon jury de thèse.*

*Monsieur M. Lahoubi, Professeur à l'université d'Annaba, pour avoir bien voulu juger mon travail.*

*Monsieur A. Bouloufa, Maître de conférences à l'université de Sétif, pour avoir accepté de participer à mon jury de thèse.*

*Je remercie enfin ma famille, qui a réussi à me supporter durant ces années et m'a apporté une aide précieuse.*

<b>Introduction générale</b> .....	1
<b>Chapitre 1. Les Cristaux Photoniques</b> .....	3
1.1. Introduction.....	3
1.2. Les cristaux photoniques.....	3
1.2.1. Cristaux photoniques à une dimension (réseau de Bragg).....	5
1.2.1.1. Généralités sur les réseaux de Bragg.....	5
1.2.1.2. Bande interdite photonique 1D.....	6
1.2.1.3. Largeur de la bande interdite photonique.....	10
1.2.2. Structure périodique bidimensionnelle.....	11
1.2.2.1. Réseaux directs, réciproques et zones de Brillouin.....	12
1.2.2.2. Diagramme de bande.....	14
1.2.2.3. Cartes des bandes interdites.....	16
1.2.3. Les cristaux photoniques tridimensionnels.....	17
1.3. Facteur de remplissage.....	18
1.4. Contraste d'indice.....	19
1.5. Cristaux photoniques sur guide d'onde membranaire.....	19
1.5.1. La membrane suspendue.....	19
1.5.2. Le report de membrane.....	21
1.6. Approximation de l'indice effectif.....	21
1.7. Substrats photoniques en silicium macroporeux.....	22
1.8. Défauts.....	24
1.8.1. Défauts ponctuels.....	24
1.8.1.1. Les cristaux 1D.....	24
1.8.1.2. Les cristaux 2D et 3D.....	26
1.8.2. Défauts étendus.....	27
1.9. Vitesse de phase et vitesse de groupe.....	28

1.10.	Indices de réfraction de groupe et de phase.....	29
1.11.	Matériau.....	29
1.12.	Domaines d'application.....	30
1.12.1.	Fréquence optique.....	30
1.12.2.	Fréquences micro-ondes.....	31
1.13.	Conclusion.....	32
<b>Chapitre 2. Les Cavités à Cristaux Photoniques</b>		<b>33</b>
2.1.	Introduction.....	33
2.2.	Caractéristiques du résonateur.....	34
2.2.1.	Mode localisé, origine des pertes.....	34
2.2.2.	Densité d'états.....	35
2.2.3.	Diagramme de bandes du cristal avec défaut. Méthode de la supercellule.....	36
2.2.4.	Transmission d'une cavité Fabry-Pérot.....	36
2.2.5.	Facteur de qualité et volume modal des microcavités.....	37
2.3.	Les microcavités à cristaux photoniques 2D.....	39
2.3.1.	Les différents types de cavités.....	40
2.3.1.1.	Cavités à défauts ponctuels.....	40
2.3.1.2.	Les cavités à double hétérostructure.....	43
2.3.1.3.	Cavités à modulation locale de la largeur d'un défaut linéique.....	44
2.3.2.	Influence des paramètres géométriques sur les microcavités.....	44
2.3.2.1.	La cavité élémentaire $H_1$ .....	45
2.3.2.2.	Taille de cavité.....	46
2.3.2.3.	Facteur de remplissage.....	46
2.3.2.4.	Forme de cavité.....	47

2.3.2.5.	Cristaux photoniques infiltrés.....	48
2.4.	Guide à cavités couplées (CROW).....	49
2.5.	Filtres sélectifs à base de cavités à cristaux photoniques.....	50
2.5.1.	Filtres de type Add-Drop.....	50
2.5.2.	Filtres de type Fabry-Perot.....	52
2.6.	Conclusion.....	53
<b>Chapitre 3. Méthodes Numériques d'analyse des Cristaux Photoniques</b>		<b>55</b>
3.1.	Introduction.....	55
3.2.	Modélisation des structures périodiques diélectriques.....	55
3.2.1.	Méthode des ondes planes.....	56
3.2.2.	Méthode des différences finies temporelles (FDTD).....	58
3.2.2.1.	Principe de base de la méthode.....	58
3.2.2.2.	Discrétisation des équations et algorithme de Yee.....	61
3.2.2.3.	Conditions de stabilité de l'algorithme de Yee.....	63
3.2.2.4.	Conditions aux limites.....	64
3.3.	Outils numériques disponibles .....	67
3.3.1.	BandSolve.....	67
3.3.2.	FullWave.....	68
3.4.	Conclusion.....	69
<b>Chapitre 4. Etude numériques des cavités à cristaux photoniques</b>		<b>70</b>
4.1.	Introduction.....	70
4.2.	Description de la structure étudiée.....	71
4.3.	Cavité à cristaux photoniques.....	73
4.3.1.	Défauts lacunaires.....	73
4.3.1.1.	Cavités hexagonales.....	73

4.3.1.1.1.	Cavité $H_1$ .....	74
4.3.1.1.2.	Cavité $H_2$ .....	75
4.3.1.1.3.	Cavité $H_5$ .....	76
4.3.1.2.	Cavités linéiques.....	79
4.3.1.2.1.	Cavité $L_2$ .....	79
4.3.1.2.2.	Cavité $L_3$ .....	81
4.3.1.2.3.	Cavité $L_5$ .....	82
4.3.2.	Défauts de substitutions.....	85
4.3.3.	Réponse optique des CP en fonction de la variation de l'indice de.... réfraction des trous	86
4.3.3.1.	Etude des BIP en fonction de la variation de l'indice.... de réfraction des trous	87
4.3.3.2.	Etude des cavités en fonction de la variation de ..... l'indice de réfraction des trous	89
4.4.	Filtre Fabry- Perot.....	91
4.5.	Filtre de type « routeur ».....	99
4.6.	Conclusion.....	102
	<b>Conclusion générale</b>	104
	<b>Références</b>	106

# **Introduction générale**

# Introduction générale

La notion de "cristaux photoniques" a été proposée pour la première fois en 1987 [1, 2]. Le premier cristal photonique a été réalisé en 1991 [3]. Les cristaux photoniques sont des structures dont l'indice de réfraction varie périodiquement dans une, deux ou trois dimensions. Ce milieu périodique produit sur la lumière qui se propage dans le cristal photonique un effet analogue à celui du potentiel périodique sur les électrons dans un cristal. De même qu'il existe pour les électrons des bandes d'énergie permises et des bandes interdites, il existe des bandes photoniques d'états permises et des bandes photoniques interdites. Une bande photonique correspond à un mode qui se propage dans le cristal photonique et une bande interdite photonique (BIP) correspond à un intervalle d'énergie où la propagation de la lumière est interdite dans certaines directions de ce cristal. Les cristaux photoniques offrent la possibilité de contrôler la propagation de la lumière et ceci, sur des dimensions 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. L'adaptation des cristaux photoniques à l'optoélectronique permet d'envisager de nouvelles perspectives telles que la réalisation de composants d'optique intégrée aux dimensions réduites et l'intégration de plusieurs fonctions sur un même substrat. Les applications potentielles des BIP 2D sont multiples et variées: réalisation de cavités résonantes de taille très réduite, de guides d'ondes [4], de virages [5], de filtres sélectifs [6], de multiplexeurs - démultiplexeurs [7] et de fibres optiques [8]. Ces matériaux vont donner jour à de nouveaux composants optoélectroniques autrement plus performants et compacts que ceux classiques que nous connaissons actuellement. Les réalisations de cavités obtenues en incluant des défauts ponctuels dans un cristal ne sont apparues qu'en 1998 [9]. La luminescence du matériau est utilisée particulièrement pour sonder la cavité. Les excellentes propriétés de réflexion du cristal photonique environnant permettent d'avoir des facteurs de qualité élevés pour les modes résonnants dans le plan. Des valeurs de l'ordre de 1000 ont été rapportées dans un premier temps en 1999 [10, 11], puis des valeurs de 1400 et 4000 sont observées en 2001 [12, 13], pour des cavités de grandes dimensions où plusieurs modes se propagent. L'intérêt de ces cavités est de réaliser des sources de lumière certes peu directives, mais très localisées et intenses ; il est possible d'exploiter l'effet laser pour des facteurs de qualité suffisamment élevés. L'objectif principal de nos travaux demeure l'optimisation du confinement de la lumière dans ces cavités. Pour cela, on étudie des cavités de faible dimension [13] et possédant un minimum de pertes, ceci dans le but d'augmenter ces facteurs de qualité tout en conservant le caractère modal de faible volume. Le design de ces cavités est basé sur un travail d'ingénierie de modes qui consiste à utiliser des défauts : en supprimant des trous, en les déplaçant, ou en changeant localement leur rayon. En faisant varier localement le rayon des trous (c'est-à-dire le facteur de remplissage) ou leur position, on réalise un gradient d'indice permettant d'obtenir une transition moins abrupte entre le cristal photonique et le bord de la cavité. Cela permet de limiter les pertes et donc d'augmenter le facteur de qualité.

Ce manuscrit de thèse s'articule autour de 4 chapitres.



Dans le premier chapitre, nous présentons les concepts de base liés aux cristaux photoniques. Le cas du cristal photonique monodimensionnel sera tout d'abord abordé pour présenter les principales notions concernant les structures périodiques, en insistant sur la notion de bande interdite photonique, avant d'entamer l'étude de la structure d'intérêt soient les cristaux bidimensionnels. Nous terminerons par une présentation de quelques exemples d'applications utilisant les structures périodiques. En effet ces dernières trouvent leurs application dans de nombreux domaines tels que l'optique, les circuits microondes et les antennes.

Dans le deuxième chapitre, les cavités à base de cristaux photoniques bidimensionnels sont décrites. Les notions de facteur de qualité et de volume modal sont également présentées. Nous énumérons par la suite les différents types de cavités et nous étudions l'influence des paramètres géométriques sur ces dernières. Dans la dernière section de ce chapitre nous présentons deux classes de filtres sélectifs à cristaux photoniques : les cavités de type Fabry Pérot insérées directement dans le guide et les cavités de type Add/Drop couplées de manière évanescente au guide d'onde porteur du signal.

Le troisième chapitre est dédié aux cristaux photoniques. Dans ce chapitre, les structures CP2D sont décrites d'un point de vue théorique. Les outils de simulation qui ont permis de modéliser la répartition de l'intensité du champ dans les structures sont présentés. Ces outils permettent d'avoir accès aux relations de dispersion, aux spectres, aux facteurs de qualité et aux cartographies d'intensité des modes des structures étudiées.

Le chapitre quatre quant à lui est constitué de deux parties, dans la première partie nous étudierons les cavités hexagonales  $H_1$ ,  $H_2$  et  $H_5$  ainsi que les cavités linéiques  $L_2$ ,  $L_3$ , et  $L_5$ . Pour améliorer les facteurs de qualité de ces structures, le concept présenté par Noda [14] est appliqué, il consiste à agir sur la position des trous situés aux extrémités de la cavité. En effet, le déplacement de ces trous permet un changement plus graduel de la fonction enveloppe aux bords de la cavité et un meilleur confinement du mode.

Par la suite nous allons étudier les propriétés optiques des cavités à cristaux photonique en fonction de la variation de l'indice de réfraction des trous.

Dans la deuxième partie, on considère deux types de filtre, le premier comprend deux tronçons de guides  $W_1$  entre lesquels a été disposée une cavité composée de deux motifs suivant la direction  $\Gamma K$  du guide. Le second filtre consiste à juxtaposer la cavité parallèlement au guide pour aboutir à une interaction latérale des modes de cavité avec les modes du guide. Ce couplage permet d'extraire une ou plusieurs fréquences se propageant dans le guide. Ces fréquences peuvent ensuite être redirigées, de manière directive, vers un second guide également juxtaposé à la cavité. Des applications de types routeurs en longueur d'onde sont alors envisageable.

Dans l'ensemble de ces travaux, l'objectif reste toujours de considérer des cavités de faible volume et possédant un minimum de pertes (facteur de qualité optimum).

Ce manuscrit se termine par une conclusion générale

# Chapitre 1

# Chapitre 1

## Les Cristaux Photoniques

### 1.1. Introduction

Pendant la dernière décennie, les cristaux photoniques (CP), également connus sous le nom de structures à bandes interdites photoniques avec (abréviation BIP (en anglais, Photonic Band Gap, PBG)), ont été sujets à plusieurs travaux de recherches.

Les CP sont des systèmes très prometteurs pour des applications dans le domaine des ondes électromagnétiques, pour de réelles réalisations dans le domaine des micro-ondes, l'optoélectronique et les télécommunications optiques. Plusieurs travaux ont été réalisés sur les semi-conducteurs profitant des avancées technologiques en microélectronique.

L'objectif de ce chapitre est de présenter les concepts de base liés aux cristaux photoniques. Le cas du cristal photonique monodimensionnel sera tout d'abord présenté pour apporter les principales notions concernant les structures périodiques, en insistant sur la notion de bande interdite photonique, avant d'entrer un peu plus dans les détails pour la structure qui va nous intéresser tout particulièrement : les cristaux bidimensionnels. Nous terminerons par une présentation de quelques exemples d'applications dans lesquelles sont utilisées les structures périodiques. Ceci nous permis de mettre en évidence l'utilisation des matériaux à bande interdite photonique dans plusieurs domaines tels que l'optique, les circuits micro ondes et les antennes.

### 1.2. Les cristaux photoniques

Les cristaux photoniques [15, 16] sont des structures artificielles dont la constante diélectrique est modulée de façon périodique dans une, deux ou trois directions avec une période de l'ordre des longueurs d'onde des photons optiques (Fig.1.1). Ces structures peuvent être obtenues par arrangement périodique de deux matériaux différents. Leur forme la plus simple est une structure périodique à une dimension composée d'un empilement de couches également appelé « miroir de Bragg ». Les cristaux photoniques ont la capacité d'inhiber la propagation de la lumière dans certaines directions pour une gamme de fréquences appelée la bande interdite photonique (BIP). Cette particularité optique intervient lorsque la longueur de maille du cristal est du même ordre de grandeur que la longueur d'onde de la lumière dans le milieu. Ce phénomène est dans une certaine mesure analogue à celui de l'ouverture de bandes interdites électroniques dans des cristaux atomiques de matériaux semi-conducteurs.

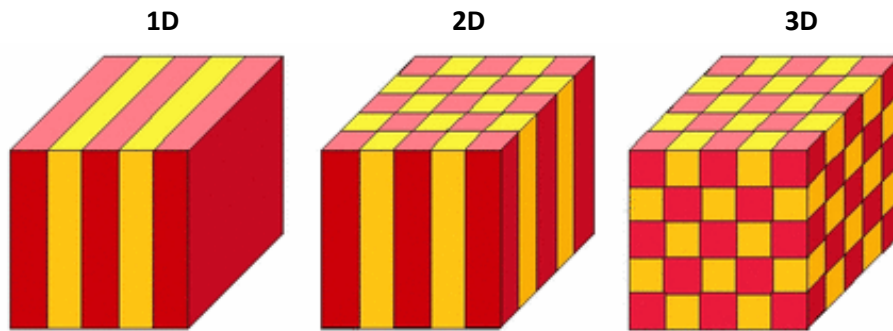


Figure 1.1 : Représentation schématique de cristaux photoniques unidimensionnels (1D), bidimensionnel (2D) et tridimensionnel (3D).

La propriété de « gap » ou « bande interdite » a été initialement montrée par Lord Rayleigh en 1887 dans les structures de type miroir de Bragg. La généralisation du concept à deux et trois dimensions a été initiée en 1987 par Zengerle [17], Yablonovitch [1] et John [2] dans le but de contrôler l'émission spontanée de la lumière.

Les cristaux photoniques existent dans la nature à l'état minéral et biologique. Par exemple les opales sont des minéraux composés d'arrangements de sphères de silice hydratée. Leurs feux sont dus à la diffraction de la lumière par leur structure en cristal photonique tridimensionnel. L'origine de la coloration de nombreuses espèces animales et végétales provient aussi de motifs périodiques. La coloration bleue des ailes de papillons morpho et des feuilles de certaines variétés de Sélaginelle en sont des exemples [18]. Les couleurs bleu, vert, jaune et marron des plumes de paons proviennent de la diffraction par des cristaux photoniques 2D à nombre et longueur de maille variables (Fig. 1.2) [19].

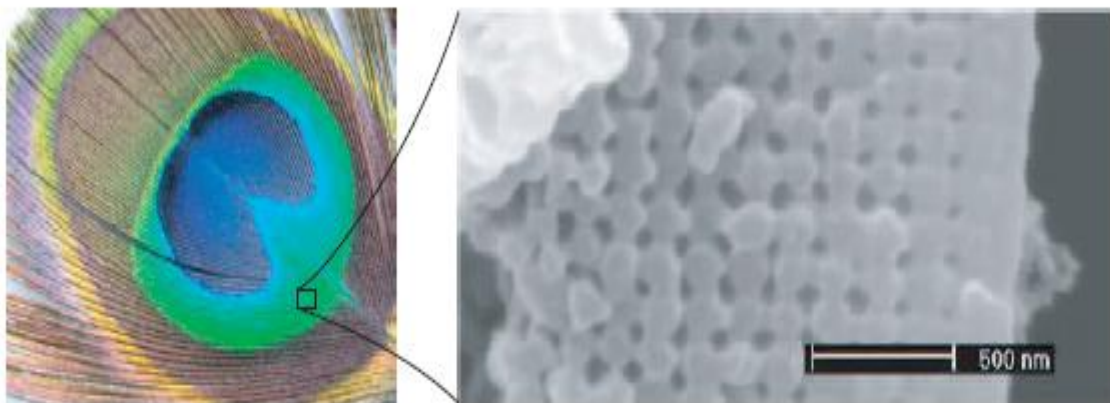


Figure 1.2 : Plume de paon. L'encadre de droite est une image prise au microscope électronique à balayage (MEB) de la coupe d'une barbule verte. La structure de cristal photonique 2D est composée de piliers de mélanine liés par de la kératine ainsi que de trous d'air.

### 1.2.1. Cristaux photoniques à une dimension (réseau de Bragg)

Un cristal photonique unidimensionnel (1D) est composé de l'alternance périodique dans une seule direction de l'espace de deux milieux diélectriques de constantes diélectriques respectives  $\epsilon_1$  et  $\epsilon_2$ . Le miroir de Bragg constitué d'un empilement successif de couches de deux indices de réfractifs différents forme un cristal photonique à une dimension. Un schéma de cette structure est représenté sur la figure 1.3. Les bandes interdites de cette structure, appelée également miroir de Bragg, sont sensibles à l'angle d'incidence de l'onde. Ainsi pour obtenir un contrôle des bandes interdites quel que soit l'angle d'incidence, il faut étendre la périodicité de la structure à 2 ou 3 dimensions. Les structures 1D sont les plus anciennes, elles ont déjà été longuement étudiées et utilisées comme miroirs diélectriques ou filtres optiques.

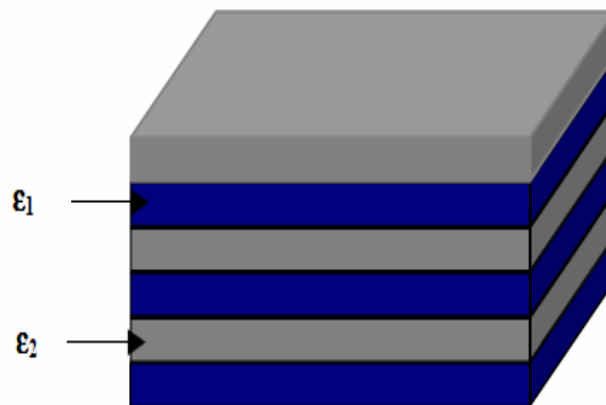


Figure 1.3 : Schéma d'un miroir de Bragg constitué d'un milieu diélectrique périodique fini.

#### 1.2.1.1. Généralités sur les réseaux de Bragg

Pour décrire la propagation de la lumière dans un miroir de Bragg, considérons une onde plane qui se propage avec un vecteur  $\vec{k}$  à incidence normale. Le miroir de Bragg est constitué d'une alternance de couches d'épaisseurs  $a_1$  et  $a_2$  et de permittivités  $\epsilon_1$  et  $\epsilon_2$  ( $\epsilon_1 > \epsilon_2$ ). La période est  $a = a_1 + a_2$  dans la direction de l'empilement (Fig.1.4(a)). A Chaque nouvelle cellule du réseau direct, l'onde est partiellement réfléchi. Le déphasage entre deux ondes réfléchies successivement est  $2ka$ . Tant que le déphasage  $2ka$  est très différent de  $2\pi$ , les ondes réfléchies successivement n'interfèrent pas constructivement. Au bord de zone de Brillouin,  $\vec{k}$  se rapproche de  $\pi/a$  et les ondes réfléchies par les interfaces successives sont en phase. L'onde incidente de vecteur  $\vec{k}$  donne naissance à une onde réfléchi de vecteur d'onde  $-\vec{k}$ . La périodicité du milieu diélectrique couple ces deux ondes de même énergie  $\omega_0$  engendrant deux états propres d'énergies distinctes  $\omega_1$  et  $\omega_2$ . Cette levée de dégénérescence ouvre une bande interdite en fréquence pour une propagation 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 [20] :

$$\Delta\omega = \frac{4}{\pi} \omega_0 \sin^{-1} \left| \frac{n_1 - n_2}{n_1 + n_2} \right| \quad (1.1)$$

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. En bord de la première zone de Brillouin les modes optiques propres de la structure sont stationnaires: l'énergie électromagnétique du mode d'énergie  $\omega_1$  se concentre dans la couche de haute indice tandis que celle du mode d'énergie  $\omega_2$  se concentre dans la couche de bas indice. Pour cette raison, les bandes de transmission correspondantes sont appelées respectivement bande d'air et bande diélectrique.

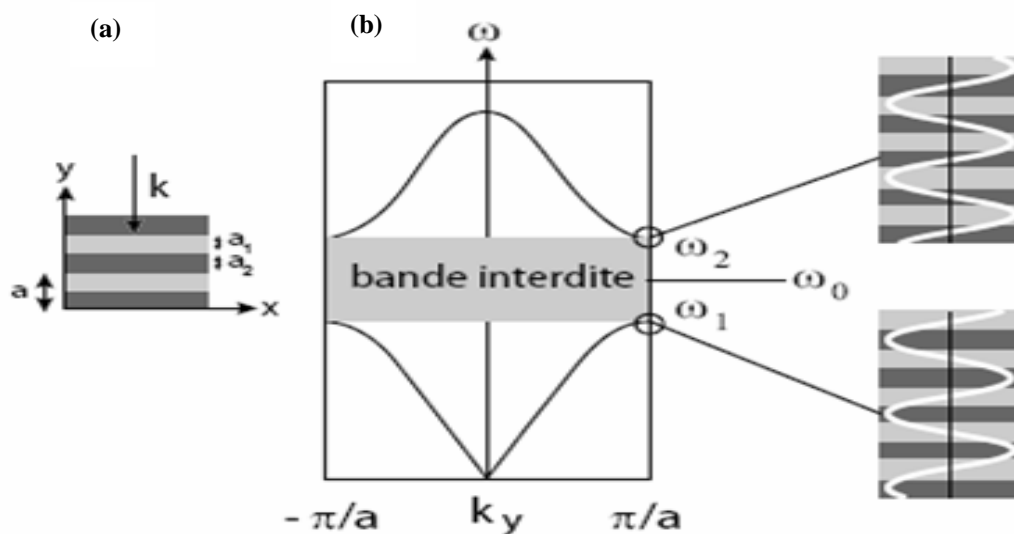


Figure 1.4: (a) Représentation schématisée d'un miroir de Bragg, (b) Relation de dispersion d'un cristal photonique unidimensionnel (miroir de Bragg) à incidence normale: une bande d'énergie interdite apparaît en bord de zone de Brillouin.

### 1.2.1.2. Bande interdite photonique 1D

Nous allons maintenant essayer de donner quelques précisions sur la notion clef des cristaux photoniques : 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 [21] ou bien dans [22]. Nous nous intéressons qu'au cas de l'incidence normale où le champ électrique est parallèle à l'axe Oz (Fig. 1.5).

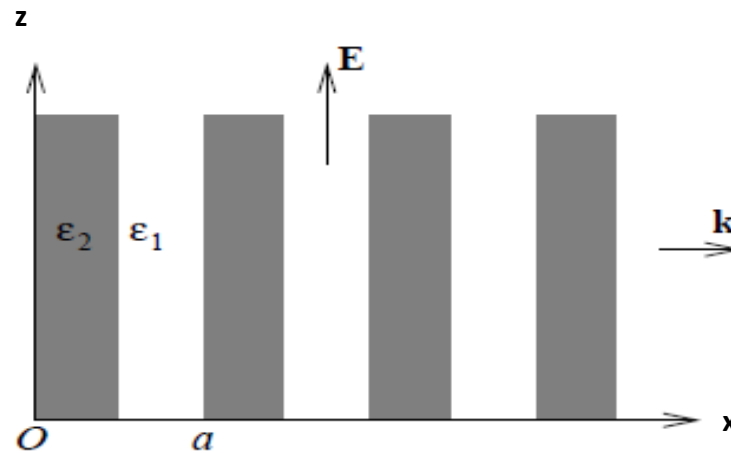


Figure 1.5 : Géométrie d'un cristal photonique 1D.

Les équations de Maxwell dans un milieu diélectrique linéaire, isotrope, sans pertes, de permittivité relative  $\varepsilon(x)$  (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 :

$$\vec{\nabla} \cdot (\varepsilon(x) \vec{E}(x, t)) = 0 \quad (1.2)$$

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{H}(x, t) = 0 \quad (1.3)$$

$$\vec{\nabla} \times \vec{E}(x, t) = -\mu_0 \frac{\partial \vec{H}(x, t)}{\partial t} \quad (1.4)$$

$$\vec{\nabla} \times \vec{H}(x, t) = \varepsilon_0 \varepsilon(x) \frac{\partial \vec{E}(x, t)}{\partial t} \quad (1.5)$$

Où  $\vec{E}(x, t)$  et  $\vec{H}(x, t)$  désignent respectivement les champs électriques et magnétiques, où  $\varepsilon_0$  et  $\mu_0$  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 :

$$\frac{c^2}{\varepsilon(x)} \frac{\partial^2 E}{\partial x^2} = \frac{\partial^2 E}{\partial t^2} \quad (1.6)$$

Puisque la permittivité diélectrique ne dépend maintenant que de  $x$ . De plus, nous savons que  $\varepsilon(x+a) = \varepsilon(x)$ , 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 :

$$\varepsilon^{-1}(x) = \sum_{m=-\infty}^{\infty} A_m \exp\left(i \frac{2\pi m}{a} x\right) \quad (1.7)$$

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 :

$$E(x, t) = E_k(x, t) = u_k(x) \exp(i(kx - \omega_k t)) \quad (1.8)$$

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

$$u_k(x+a) = u_k(x) \quad (1.9)$$

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

$$E_k(x, t) = \sum_{m=-\infty}^{\infty} E_m \exp \left\{ i \left( k + \frac{2\pi m}{a} \right) x - i \omega_k t \right\} \quad (1.10)$$

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 :

$$\varepsilon^{-1}(x) \approx A_0 + A_1 \exp \left( i \frac{2\pi}{a} x \right) + A_{-1} \exp \left( -i \frac{2\pi}{a} x \right) \quad (1.11)$$

Nous substituons alors les développements (1.10) et (1.11) dans l'équation d'onde (1.6). En effectuant les dérivées et en regroupant les termes, on arrive à :

$$\begin{aligned} & \sum_{m=-\infty}^{\infty} \exp \left\{ i \left( k + \frac{2\pi m}{a} \right) x \right\} \\ & \times \left\{ c^2 A_1 E_{m-1} \left( k + \frac{2\pi(m-1)}{a} \right)^2 + c^2 A_0 E_m \left( k + \frac{2\pi m}{a} \right)^2 \right. \\ & \left. - \omega_k^2 E_m + c^2 A_{-1} E_{m+1} \left( k + \frac{2\pi(m+1)}{a} \right)^2 \right\} = 0 \end{aligned} \quad (1.12)$$

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 :

$$\begin{aligned} & A_1 \left( k + \frac{2(m-1)\pi}{a} \right)^2 E_{m-1} + A_{-1} \left( k + \frac{2(m+1)\pi}{a} \right)^2 E_{m+1} \\ & \approx \left\{ \frac{\omega_k^2}{c^2} - A_0 \left( k + \frac{2m\pi}{a} \right)^2 \right\} E_m \end{aligned} \quad (1.13)$$



Soit, pour  $m=0$  :

$$E_0 \approx \frac{c^2}{\omega_k^2 - A_0 c^2 k^2} \left\{ A_1 \left( k - \frac{2\pi}{a} \right)^2 E_{-1} + A_{-1} \left( k + \frac{2\pi}{a} \right)^2 E_1 \right\} \quad (1.14)$$

et pour  $m= -1$  :

$$E_{-1} \approx \frac{c^2}{\omega_k^2 - A_0 c^2 (k - 2\pi/a)^2} \left\{ A_1 \left( k - \frac{4\pi}{a} \right)^2 E_{-2} + A_{-1} k^2 E_0 \right\} \quad (1.15)$$

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 :

$$\begin{cases} (\omega_k^2 - A_0 c^2 k^2) E_0 - A_1 c^2 \left( k - \frac{2\pi}{a} \right)^2 E_{-1} = 0 \\ -A_{-1} c^2 k^2 E_0 + \left\{ \omega_k^2 - A_0 c^2 \left( k - \frac{2\pi}{a} \right)^2 \right\} E_{-1} = 0 \end{cases} \quad (1.16)$$

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

$$\begin{vmatrix} \omega_k^2 - A_0 c^2 k^2 & -A_1 c^2 \left( k - \frac{2\pi}{a} \right)^2 \\ -A_{-1} c^2 k^2 & \omega_k^2 - A_0 c^2 \left( k - \frac{2\pi}{a} \right)^2 \end{vmatrix} = 0 \quad (1.17)$$

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 :

$$\omega_{\pm} = \frac{\pi c}{a} \sqrt{A_0 \pm |A_1|} \quad (1.18)$$

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

$$\frac{\pi c}{a} \sqrt{A_0 - |A_1|} < \omega < \frac{\pi c}{a} \sqrt{A_0 + |A_1|} \quad (1.19)$$

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 (Fig.1.6). A l'intérieur de la bande interdite, aucun mode ne peut se propager, le milieu est alors un réflecteur parfait.

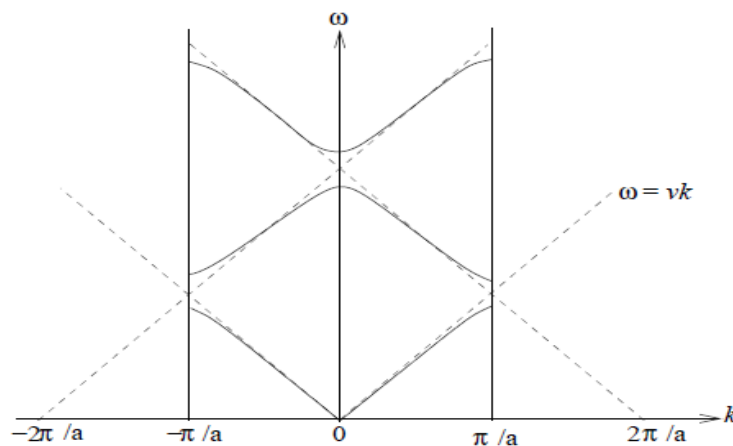


Figure 1.6 : Relation de dispersion pour un cristal photonique unidimensionnel. Les limites de la première zone de Brillouin sont indiquées par les deux traits verticaux, et les droites de dispersion d'un matériau uniforme sont en pointillés [23].

### 1.2.1.3. Largeur de la bande interdite photonique

La largeur de la bande interdite photonique (gap) dépend du contraste d'indice des deux milieux : lorsque ce contraste est faible, la largeur du gap est faible (Fig.1.7 a) et lorsqu'il est élevé, elle augmente considérablement (Fig.1.7 b).

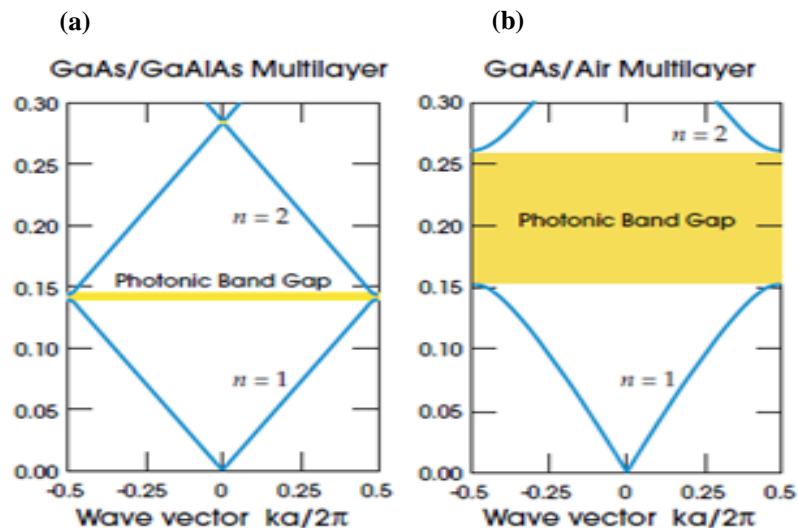


Figure 1.7 : Structures de bandes photoniques pour des réseaux de Bragg de pas  $a$  avec (a) des couches de permittivité  $\varepsilon = 13$  et  $12$  et (b) de permittivité  $\varepsilon = 13$  et  $1$  [16].

### 1.2.2. Structure périodique bidimensionnelle

Un cristal photonique bidimensionnel est une structure qui présente une modulation périodique de la permittivité diélectrique suivant deux directions de l'espace, et homogène dans la troisième. Il existe plusieurs façons de réaliser ces structures bidimensionnelles. Par exemple, on peut placer des tiges diélectriques dans l'air ou encore dans un autre diélectrique. Afin d'ouvrir des bandes interdites larges, il faut un contraste d'indice (différence entre les indices du milieu et des tiges) suffisamment grand [16]. Un BIP bidimensionnel peut aussi être constitué d'un ensemble de trous percés dans un diélectrique. Les réponses optiques de ces structures dépendent de la polarisation et peuvent ne pas posséder une bande interdite complète. On parle d'une bande interdite complète lorsque la structure interdit la propagation pour toutes les directions dans le plan de la périodicité, quelle que soit la polarisation. Les structures 2D se regroupent principalement suivant trois familles qui sont le réseau carré, triangulaire et hexagonal (voir Fig.1.8).

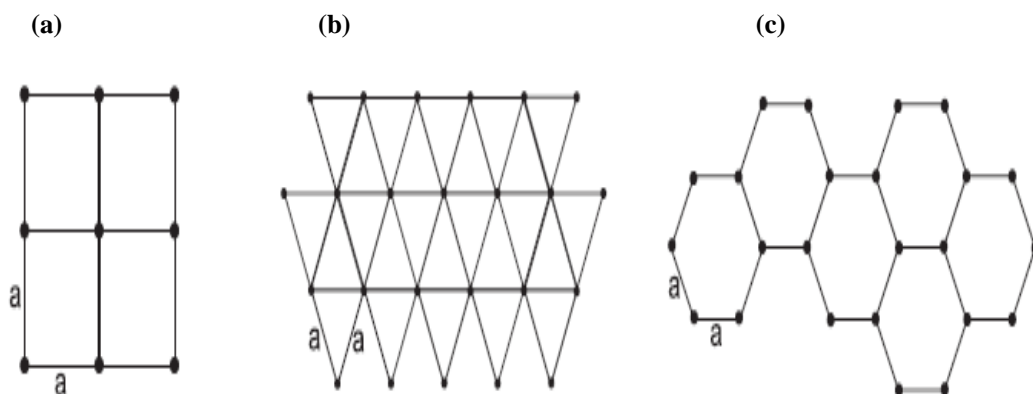


Figure 1.8: Structure 2D : (a) Structure carrée, (b) triangulaire et (c) hexagonale.

Dans ces structures 2D, il existe deux types de propagation : dans le plan (in-plane,  $k_z = 0$ ) et hors plan (off-plane  $k_z$  non nul),  $z$  et  $k_z$  sont respectivement l'axe parallèle aux cylindres et la constante de propagation suivant cet axe. En propagation in-plane, on distingue deux modes de polarisations pour les ondes électromagnétiques, la polarisation électrique TE (le champ magnétique  $\vec{H}$  est parallèle à l'axe  $z$ ) et la polarisation magnétique TM (le champ électrique  $\vec{E}$  est parallèle à l'axe  $z$ ). Le comportement fréquentiel n'est pas forcément identique selon la polarisation. En effet, l'apparition de bandes interdites ainsi que leurs largeurs et position dépendent du taux de remplissage de la structure, du motif élémentaire et du contraste d'indice.

### 1.2.2.1. Réseaux directs, réciproques et zones de Brillouin

La représentation des diagrammes de bandes se fait pour des composantes du vecteur d'onde variant le long des directions de haute symétries. Ces points de haute symétrie se trouvent dans la première zone de Brillouin qui fait partie du réseau réciproque. Dans la suite de ce paragraphe, nous allons rappeler ces deux notions à savoir le réseau réciproque et la zone de Brillouin.

- **Réseau réciproque**

Considérons une structure périodique à deux dimensions représentée sur la figure 1.9:

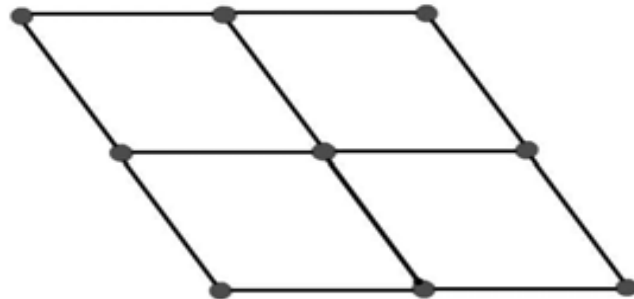


Figure 1.9 : Réseau direct.

Sur cette figure apparaissent quatre mailles élémentaires, l'ensemble de ces mailles constitue un réseau direct.

Nous pouvons aussi obtenir une maille élémentaire de même surface en traçant les lignes qui relient un nœud donné à tous ses voisins, puis on trace les médiatrices de ces segments. Le plus petit volume enclos de cette façon, comme le montre la figure 1.10, est la maille élémentaire de Wigner - Seitz [24].

De cette manière nous pouvons obtenir le réseau réciproque de chaque structure et à tout le réseau direct on peut faire correspondre un réseau réciproque.

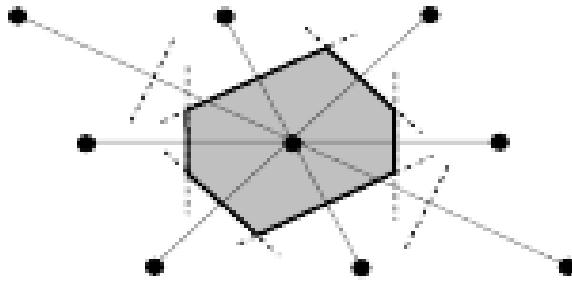


Figure 1.10 : Maille élémentaire Wigner - Seitz du réseau direct.

- **Zone de Brillouin irréductible**

Des études théoriques sur des ondes planes se propageant dans un milieu à deux dimensions ont pu montrer que la fréquence de ces ondes forme une fonction périodique du vecteur  $\vec{\alpha}$ , qui définit la direction de propagation, dans le réseau réciproque. La plus petite aire issue de ces vecteurs  $\vec{\alpha}$  est une zone fondamentale qui s'appelle la première zone de Brillouin.

Pour construire cette zone, nous plaçons au centre de la cellule l'origine  $\Gamma$  du réseau réciproque. Nous traçons un nombre suffisant de vecteurs joignant l'origine aux nœuds voisins de ce même réseau. Nous construisons ensuite les médiatrices de ces vecteurs. La plus petite aire interceptée par ces médiatrices est la zone de Brillouin irréductible qui contient l'ensemble des vecteurs d'ondes du photon qui permettent de décrire de façon complète le diagramme de bandes. La figure 1.11 en donne un exemple.

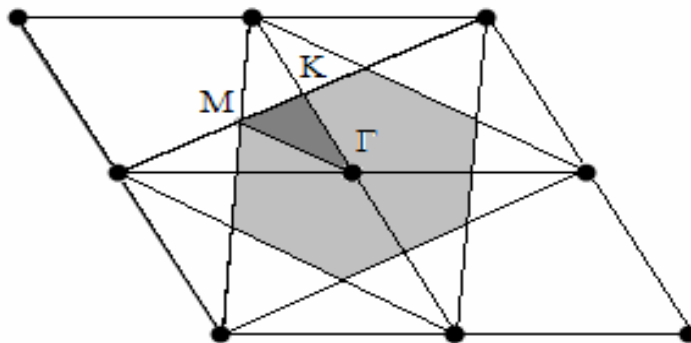


Figure 1.11 : Construction de la zone de Brillouin irréductible défini dans réseau réciproque.

La figure 1-12 donne une représentation graphique des réseaux réciproques, de la première zone de Brillouin et de la zone de Brillouin irréductible pour les réseaux 2D carrés et triangulaire. Pour le réseau carré, la première zone de Brillouin est un carré (LMNO) dont le centre est le point  $\Gamma$  de coordonnée (0,0). La zone de Brillouin irréductible est alors un triangle communément appelé ( $\Gamma$ XM) dont la surface est 1/8 de celle de la première zone de Brillouin. Dans le cas du réseau triangulaire, les vecteurs du réseau réel ne sont plus colinéaires à ceux du réseau réciproque. La première zone de Brillouin est un hexagone (ABKCDE) et sa zone de Brillouin irréductible est un triangle ( $\Gamma$ MK) dont la surface est 1/12 de celle de la première zone de Brillouin.

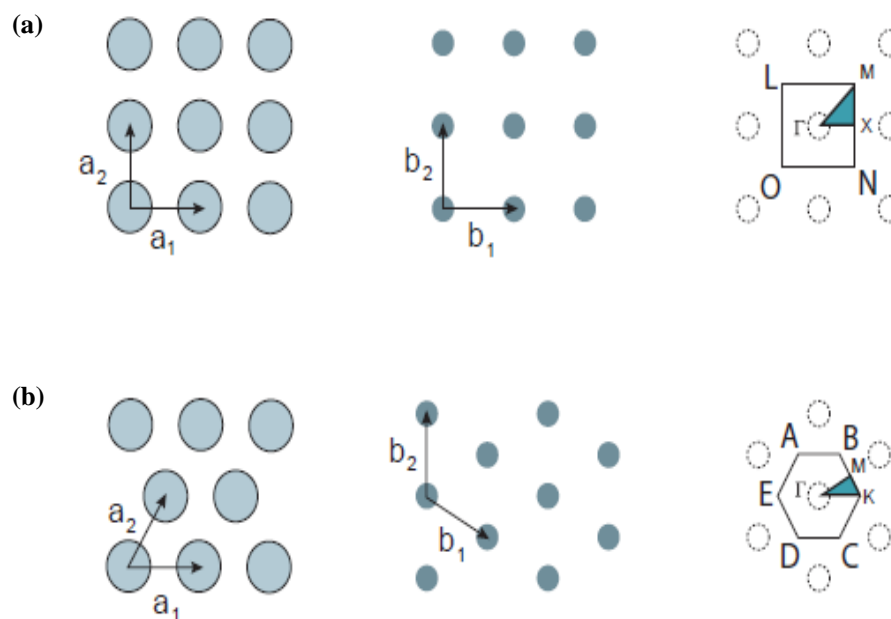


Figure 1.12 : Réseau réel, réciproque, première zone de Brillouin et zone de Brillouin irréductible pour les réseaux 2D (a) carré et (b) triangulaire.

### 1.2.2.2. Diagramme de bande

Dans le cas d'un réseau triangulaire de trous d'air dans une matrice de diélectrique ( $\epsilon=12$ ) et pour un rapport  $r/a=0.4$  avec  $r$  le rayon des trous et  $a$  la période du réseau, le diagramme de bande se représente de la manière suivante (Fig.1.13):

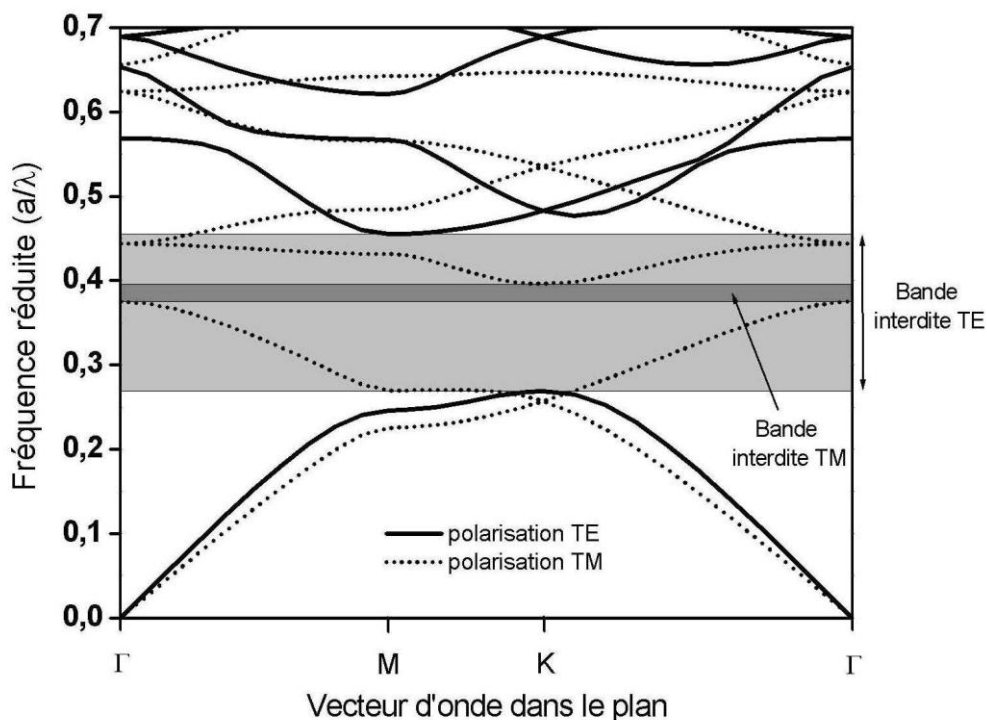


Figure 1.13 : Diagramme de bande d'un cristal photonique bidimensionnel triangulaire. Les bandes en traits pleins correspondent aux modes propres ayant une polarisation Transverse Électrique, les bandes en pointillés aux modes propres ayant une polarisation Transverse Magnétique. Une large bande interdite photonique est visible pour la polarisation TE et une plus réduite pour la polarisation TM [25].

Le diagramme de bande représente les variations des fréquences permises dans le réseau en fonction de la projection du vecteur d'onde suivant les directions de haute symétrie de celui-ci. Le diagramme est représenté en unités réduites. En effet, la loi d'échelle permet de transposer les propriétés des cristaux photoniques à tous les domaines de fréquences pourvu que la période et la longueur d'onde soient modifiées dans les mêmes proportions.

Pour interpréter le diagramme de bande, il convient tout d'abord de prendre en compte l'influence de la polarisation de la lumière. En effet selon que l'on considère la polarisation Transverse Electric (TE) ou Transverse Magnétique (TM) (voir Figure 1.14) les bandes énergétiques permises ou interdites seront différentes. On peut par exemple montrer qu'une structure constituée d'un réseau triangulaire de cylindres de permittivité élevée plongé dans une matrice de permittivité plus faible conduit à l'apparition d'une large bande interdite photonique pour la polarisation TM. Lorsque les bandes interdites photoniques pour les polarisations TE et TM se recouvrent, on parle alors de bande interdite complète. Un cristal photonique peut également présenter une bande interdite dans une des directions du réseau mais pas dans les autres.

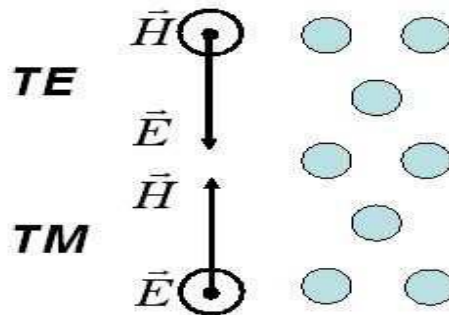


Figure 1.14 : Décomposition du champ électromagnétique dans ses deux polarisations Transverse Électrique (TE) et Transverse Magnétique (TM).

Dans la plupart des cas l'intérêt d'un cristal photonique provient de sa capacité à interdire la propagation de la lumière. Il est donc hautement désirable de travailler avec un cristal qui présente la bande interdite la plus complète possible.

### 1.2.2.3. 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  $f$  (Fig. 1.15). 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  $f = 50\%$  [26]. Pour le réseau triangulaire, elles s'ouvrent respectivement pour  $f = 11\%$  et  $f = 63\%$  [26]. 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.

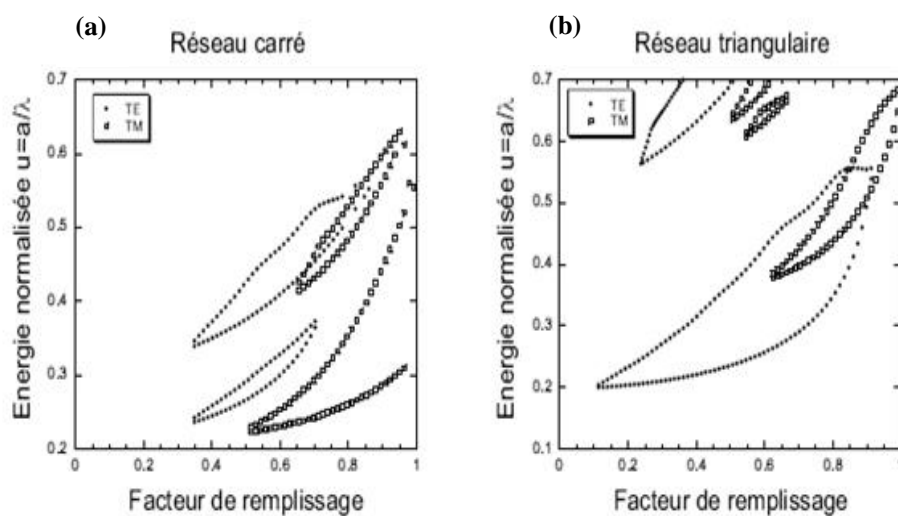


Figure 1.15 : Cartes des bandes interdites d'un réseau de trous d'air dans une matrice diélectrique ( $\epsilon=11.4$ ) : (a) Réseau carré ; (b) Réseau triangulaire [26].



### 1.2.3. Les cristaux photoniques tridimensionnels

Les cristaux photoniques 3D ont attiré et attirent encore de nombreux efforts de recherche. Ils constituent la seule structure qui permette d'obtenir une bande d'énergie interdite dans toutes les directions de l'espace. Nous avons vu que les CP 3D existent dans la nature depuis très longtemps (Fig. 1.2), mais le premier cristal photonique 3D a été fabriqué en 1990 par K.M Ho et al. [27]. Il était formé de sphères de silicium arrangées selon une structure diamant. Mais l'histoire retient généralement la célèbre Yablonovitch, structure 3D pour les micro-ondes fabriquée en 1993 par E. Yablonovitch [28] en perçant des trous dans du plexiglas selon trois angles azimutaux séparés de  $120^\circ$  et faisant un angle de  $35^\circ$  par rapport à la normale (Fig. 1.16a).

De nombreuses méthodes de fabrication de structures 3D ont été proposées. Les deux suivantes ont attiré le plus d'efforts de recherche :

**Structures "Tas de bois"** La structure « tas de bois » [29] est obtenue en déposant par couches successives des rubans de silicium polycristallin dans des tranchées de silice. Après avoir bâti la structure, la silice est retirée pour obtenir un cristal photonique 3D de silicium dans de l'air (Fig.1.16b) qui a un contraste d'indice suffisant pour ouvrir une bande interdite photonique omnidirectionnelle.

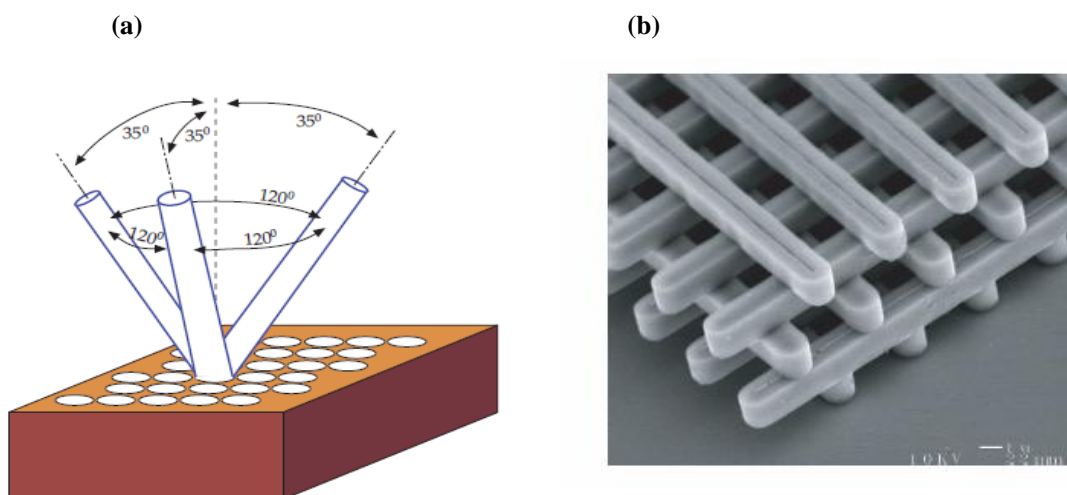


Figure 1.16 : (a) Représentation schématique de la Yablonovitch, structure 3D de périodicité cfc [16], (b) Image MEB d'un CP3D « tas de bois » fabriqué par lithographie UV dans du silicium [29].

**Structures "Opale"** Une autre catégorie de CP3D, basée sur l'organisation d'atomes sphériques, a aussi été beaucoup étudiée. Il s'agit des structures en opales et opales inversées [30, 31] (Fig. 1.17). Les opales classiques sont obtenues chimiquement par auto-organisation des sphères. La structure inverse est fabriquée à partir de la structure classique par infiltration de matière entre les sphères. Ces sphères peuvent même être remplacées par de l'air en utilisant une gravure chimique. On obtient ainsi une matrice inversée de fort indice dans de

l'air. Les opales ont été étudiées notamment pour contrôler l'émission spontanée, ce qui était une des motivations originelles de l'étude des cristaux photoniques [32].

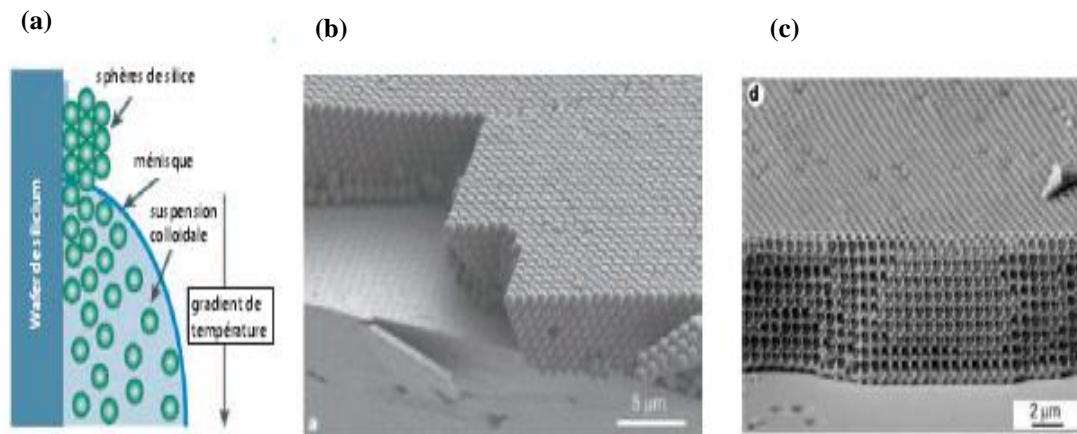


Figure 1.17 : (a) Etapes d'un procédé de fabrication d'opales. Des sphères de silices sont forcées de s'auto-organiser sur un substrat de silicium avec l'avancée du ménisque du solvant qui s'évapore. Pour obtenir une opale inversée de silicium, du silicium est infiltré entre les sphères de silice qui sont ensuite remplacées par de l'air en utilisant une gravure humide [30], (b) Image MEB d'une opale auto-organisée [31], (c) Image MEB d'une opale inversée [31].

### 1.3. 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.

$$f = \frac{e_H}{e_H + e_L} \quad (1.20)$$

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 [26, 33].

$$f = \frac{A_{\text{motif}}}{A_{\text{maille élémentaire}}} \quad (1.21)$$

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 :

$$f = \pi \left( \frac{r}{a} \right)^2 \quad (1.22)$$

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 :

$$f = \frac{2\pi}{\sqrt{3}} \left( \frac{r}{a} \right)^2 \quad (1.23)$$

## 1.4. 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 [25].

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

$$\delta = \frac{n_H}{n_L} \quad (1.24)$$

$n_H$  : 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.

## 1.5. Cristaux photoniques sur guide d'onde membranaire

### 1.5.1. La membrane suspendue

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 (Fig.1.18a et 1.18b). Une telle membrane d'indice 3 ou plus se présente comme un « piège à lumière » naturel : l'angle critique est de  $16^\circ$  à  $18^\circ$  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 où le rayonnement lié à la présence d'une irrégularité peut être lui-même inhibé par la présence de bande interdite.

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. 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 » [34]. Autre 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 [35] est récemment parvenue à fabriquer des membranes de GaAs parfaitement suspendues, en montant, 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 [36].

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.

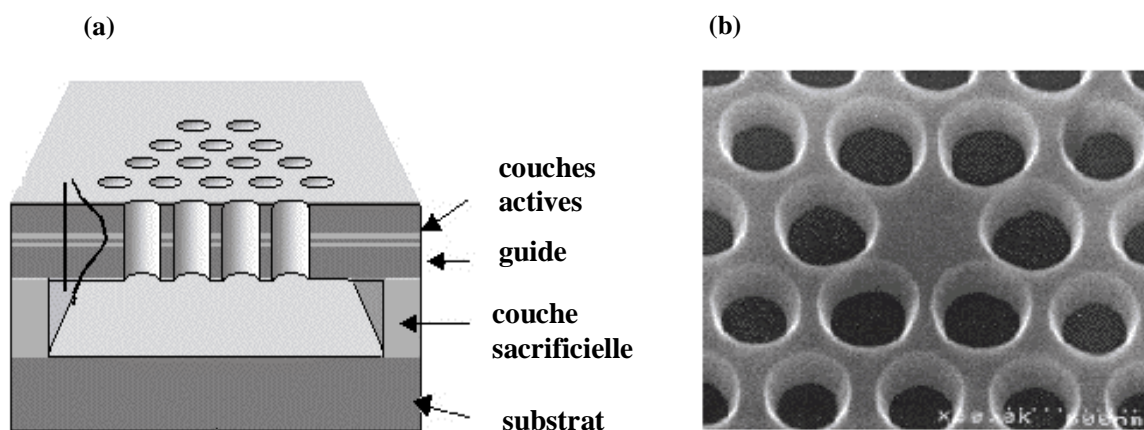


Figure 1.18 : (a) cristal photonique sur membrane que l'on fabrique par dissolution d'une couche sacrificielle accessible par les trous gravés, (b) exemple de microcavité à cristal photonique sur membrane [37].

### 1.5.2. Le report de membrane

Une variante intéressante de la membrane complètement suspendue est la membrane que l'on reporte sur un substrat de bas indice, de la silice d'indice  $n \sim 1.5$ . Ce système résout les nombreux problèmes mécaniques, notamment le risque de collage au séchage. Il rend aussi leur comportement thermique moins catastrophique, même si la silice est assez mauvaise conductrice de la chaleur. Une variante pratiquée par le groupe de Sandia (New Mexico) dans sa collaboration avec le MIT (Massachusetts Institute of Technology) sur le système Ga(Al)As est d'utiliser l'« Alo<sub>x</sub> », cet oxyde d'aluminium non stœchiométriques obtenu par oxydation latérale de couches d'AlAs. Le guide initial est un guide en GaAs déposé sur une épaisse couche d'AlAs (>200nm). Ce dernier est oxydé sélectivement, typiquement sous vapeur d'eau à 450°C, puis converti en quasi alumine d'indice  $n \sim 1,6$ .

Dans tous ces systèmes avec report, le substrat (silice) peut en principe être percé car le perçage a lieu après report. Mais tous les choix sont possibles. Si par exemple, l'on utilise un substrat plein, la ligne de lumière de ce système s'abaisse selon une loi  $1/n$  (donc de 1 à 2/3) au risque de rogner une grosse partie de la bande interdite et ne laisser subsister que des espaces très restreints pour d'éventuels modes guidés sans pertes. Toutefois, c'est dans ce système qu'ont été menées les premières investigations sur les guides droits à CP et les virages par l'équipe de T. Baba à Yokohama, en 1999 [38].

### 1.6. Approximation de l'indice effectif

Que ce soit par la méthode FDTD ou les 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 CP2D 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 (Fig.1.19). 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.

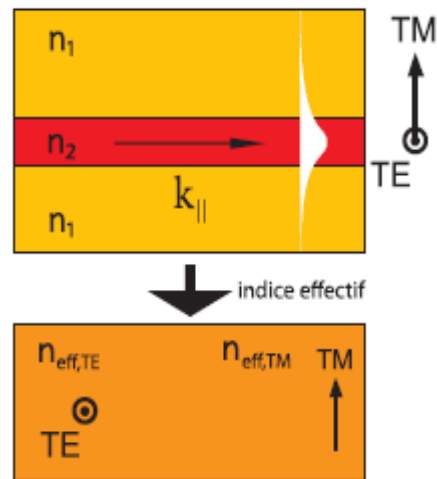


Figure 1.19 : Représentation schématique de la méthode de l'indice effectif. La structure devient 2D car invariante dans la direction verticale.

## 1.7. Substrats photoniques en silicium macroporeux

La technologie dite du silicium macroporeux proposée par Lehmann et al. [39, 40] est un matériau obtenu à partir d'un monocristal de silicium dopé n (une plaquette), que l'on parvient toutefois à rendre très proche d'un CP bidimensionnel "idéal", c'est-à-dire invariant dans la troisième direction. Cette technique du silicium macroporeux donne des gravures profondes avec des facteurs d'aspects supérieurs à la centaine et peut être appliquée depuis le moyen infrarouge jusqu'au proche infrarouge. Cette technique a permis de démontrer une bande interdite photonique complète aux longueurs d'onde des télécommunications ( $1.5\mu\text{m}$ ). Grâce à une gravure photo-électrochimique dans un électrolyte à faible proportion d'acide fluorhydrique, où il sert d'anode, des pores peuvent être obtenus dans le cristal de silicium avec un parfait alignement suivant la direction  $\langle 100 \rangle$  normale à la face polie usuelle, et un rapport d'aspect supérieur à 50 (Fig.1.20). Sans préparation particulière du silicium, l'amorçage des pores se fait à partir des défauts natifs de la surface exposée à l'électrolyte. En pratique, l'amorçage est contrôlé en gravant préalablement un réseau périodique de trous d'attaque par une technique « classique » de photolithographie en solution très alcaline à base de potasse. Le réseau de trous d'attaque peut être obtenu sur une grande surface ( $>1\text{ cm}^2$ ) en utilisant une technique d'holographie à trois faisceaux lasers pour définir le masque de gravure [41]. Le choix de la période du réseau de pores fixe de façon critique le niveau de dopage ( $n$ ) du silicium. Le niveau de dopage est autant plus élevé que la période est petite. Un niveau mal adapté conduit à un processus instable de formation des pores avec, par exemple, apparition spontanée de pores à des endroits aléatoires. C'est de ce point de vue un système prometteur mais délicat car il faut le penser « percé partout » pour obtenir des trous de bonne position, un trou sans voisin proche ayant tendance à l'instabilité.

Depuis les études pionnières de U. Grüning avec l'obtention d'une bande interdite complète (TM et TE) vers  $5\mu\text{m}$  [40], des progrès importants ont été réalisés dans la mise en œuvre des cristaux photoniques en silicium microporeux aux longueurs d'ondes des télécommunications

optiques [42]. La figure 1.20 montre que ces cristaux font vraiment partie des nouveaux matériaux, capables d'assurer la transition de l'optique « libre » à l'optique intégrée.

Pour une utilisation réaliste en optique intégrée, il faut trouver le moyen de confiner la lumière à la fois verticalement (selon l'axe des pores) et horizontalement (dans le plan de périodicité). Une solution élégante pour obtenir le confinement vertical et guider suivant un mode unique consiste à réduire le diamètre des pores sur une certaine hauteur  $\Delta h$ . Si les trous sont plus étroits, on obtient bien l'effet de guidage recherché, car l'indice moyen de la tranche de hauteur  $\Delta h$  est plus élevé. Différents auteurs [43, 44] ont montré que l'on pouvait effectivement moduler dans la gamme appropriée le diamètre des pores en faisant varier le courant durant la gravure photo-électrochimique (Fig.1.21). Quand à la direction horizontale, une solution pour réaliser le confinement horizontal est de définir un ruban de guidage en remplissant certains pores choisis avec un matériau qui accroît l'indice local. Des expériences récentes ont montrés que l'on pouvait remplir jusqu'à une profondeur de plus de 10  $\mu\text{m}$  des pores de 0.65  $\mu\text{m}$  de diamètre avec un polymère transparent aux longueurs d'onde télécoms. [45]. En revanche, pour déposer le polymère au bon endroit, il s'avère nécessaire d'utiliser une technique complémentaire, comme la lithographie électronique, de telle sorte que les motifs de guide réalisés sur un masque soient alignés avec les rangées de pores sous adjacentes [46]. Malgré cette difficulté, le silicium macroporeux reste un matériau prometteur et relativement des faible coût pour les études de guide à CP où la structuration peut être réalisé à des profondeurs inégalables par les autres techniques.

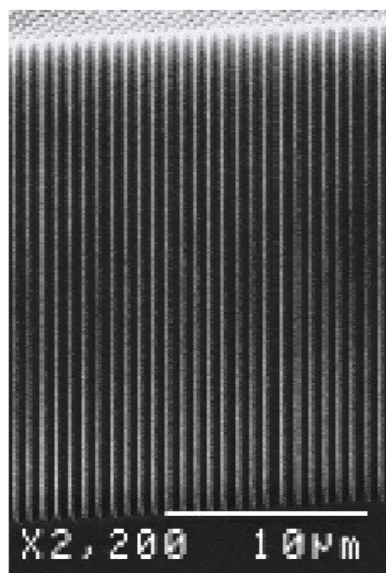


Figure 1.20 : Exemple de réalisation en silicium macroporeux [42]. Noter l'extraordinaire perfection des colonnes sur une hauteur de plusieurs dizaines de microns.

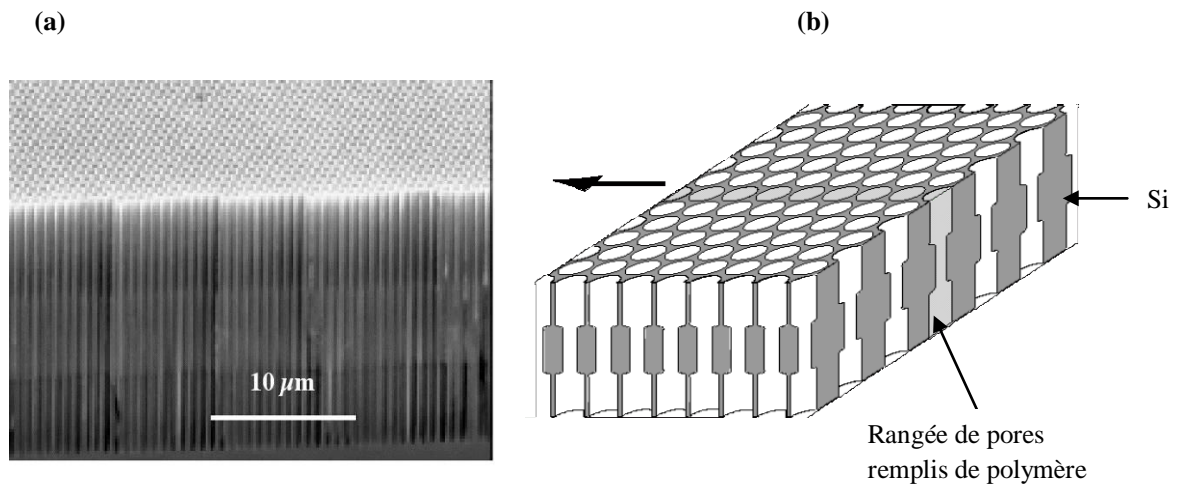


Figure 1.21 : (a) Micrographie d'un guide d'onde planaire à cristal photonique de silicium macroporeux adapté aux longueurs d'onde télécom. (période de pores de  $0.65\mu\text{m}$ ). Le confinement vertical est obtenu par une modulation du diamètre des pores dans la direction verticale. Le diamètre de pores est typiquement de  $250\text{ nm}$  dans le cœur du guide alors qu'il est de  $420\text{ nm}$  dans les régions de gaine. La profondeur totale des pores est supérieure à  $20\mu\text{m}$ , (b) Représentation schématique d'un guide en silicium macroporeux avec un confinement dans les directions verticale et horizontale. Le confinement horizontal est obtenu en remplissant une ou plusieurs rangées de pores avec un polymère transparent.

## 1.8. Défauts

Comme pour les semi conducteurs, l'existence d'un défaut dans la périodicité du cristal va entraîner l'apparition de niveau permis, appelés modes de défauts, dans la bande interdite. La création d'un défaut consiste à briser localement la périodicité du réseau en ajoutant ou enlevant localement un peu de matière diélectrique. Dans le cas d'un réseau de trous, le défaut consiste en l'omission d'un ou de plusieurs trous. On peut aussi créer des défauts en modifiant le rayon des trous.

### 1.8.1. Défauts ponctuels

#### 1.8.1.1. Les cristaux 1D

Le fait d'introduire un défaut ou de rompre la périodicité d'une structure permet, par exemple, d'autoriser la propagation d'une onde de fréquence  $\omega_0$  comprise dans la bande interdite photonique. Des filtres très sélectifs peuvent être ainsi réalisés. Une simple couche plus épaisse que les autres dans la structure, peut constituer ce défaut (Fig.1.22).

Pour étudier l'influence d'un défaut, on se restreint à l'axe de propagation et on considère un mode dont la fréquence  $\omega$  appartient à la bande interdite photonique. Il n'y a pas de modes propagatifs à la fréquence  $\omega$  dans le réseau périodique même si un défaut est introduit dans la structure. La rupture de périodicité nous empêche de décrire les modes du système avec le vecteur d'onde  $k$ , mais il est possible de déterminer si une certaine fréquence peut supporter des états propagatifs dans le reste du cristal. Dans ce cas, on peut diviser en espaces de



fréquence les régions dans lesquelles les états sont propagatifs ou évanescents, ce qui est illustré figure 1.23.

Les défauts permettent à des modes localisés d'exister, avec des fréquences incluses dans la bande interdite photonique.

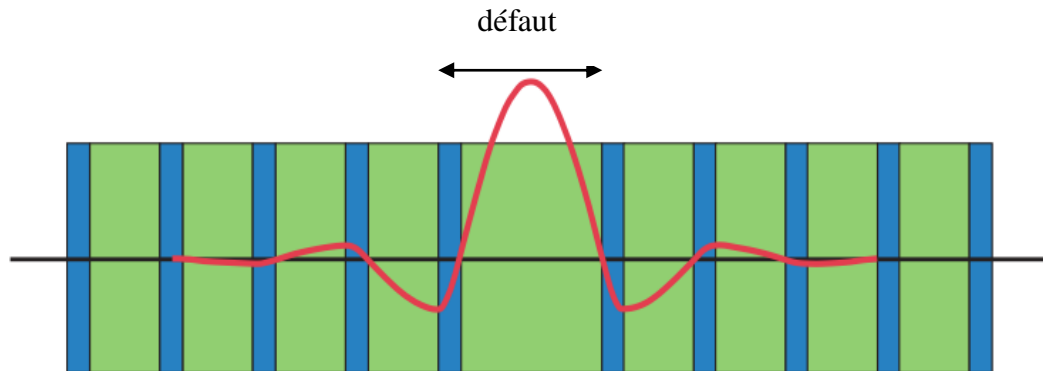


Figure 1.22 : Défaut dans une structure périodique unidimensionnelle, formé par l'élargissement d'une couche. Ce défaut peut être considéré comme une interface entre deux réseaux unidimensionnels parfaits. On notera l'élargissement du champ dû au défaut [16].

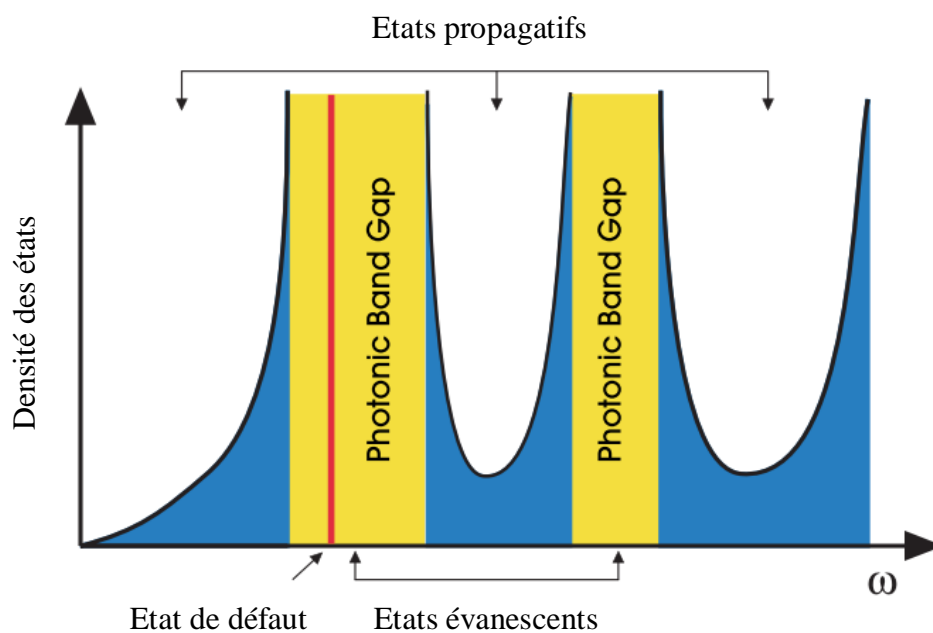


Figure 1.23 : Division de l'espace des fréquences dans les états propagatifs et évanescents. Dans ce schéma, la densité d'états (nombre de modes permis par unité de fréquence) est nulle dans les bandes interdites du cristal (zone jaune). Les modes ne peuvent exister dans ces régions que s'ils sont évanescents, et si la périodicité est rompue par un défaut (trait rouge) [16].

### 1.8.1.2. Les cristaux 2D et 3D

La création de ces défauts s'effectue, soit, par une modification locale d'indice ou un changement de taille d'un motif du cristal (défauts de substitution), soit par le déplacement d'un de ces motifs (défaut interstitiels) ou encore par le retrait d'un motif, ce qui crée une lacune dans le cristal (défaut lacunaire) (Fig.1.24). Cela correspond à une microcavité à l'intérieur du cristal photonique. La présence d'un défaut ponctuel peut conduire à l'existence de niveaux discrets d'énergie dans une ou plusieurs bandes interdites à la fois.

Les modes électromagnétiques introduits par le défaut sont appelés modes de défaut. C'est un mode dont la fréquence peut se situer dans la bande interdite et qui est localisé autour du site du défaut.

Les caractéristiques de ces défauts ont été étudiées par plusieurs équipes [28, 47]. Ces deux derniers ont été parmi les premiers dès 1991 à calculer les fréquences des modes de défauts dans un cristal photonique de réseau carré. La transmission de ces structures a été étudiée par [48, 49, 21] Joannopoulos et al. ont montré théoriquement que les propriétés des modes de défauts peuvent être contrôlées en modifiant la taille et le type de défauts.

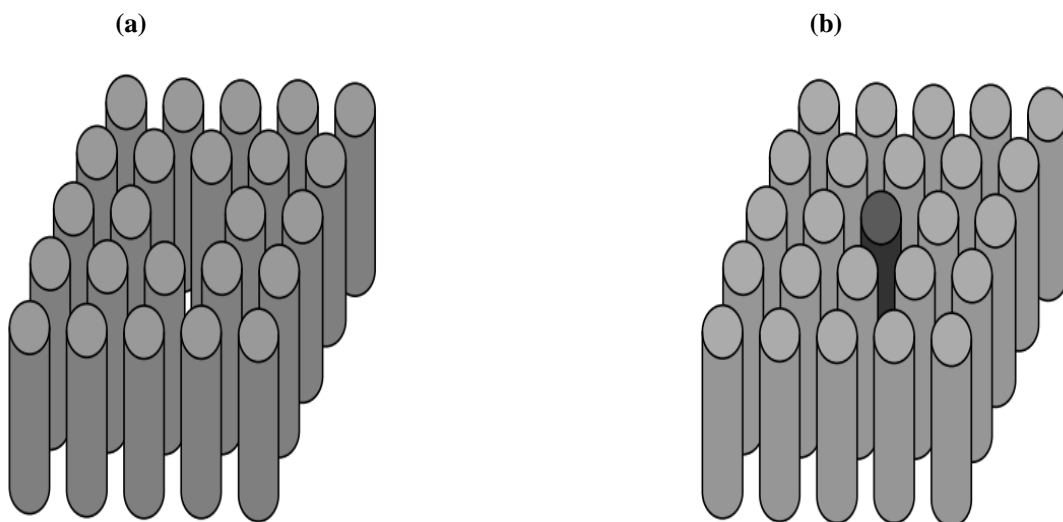


Figure 1.24 : Exemples de défauts ponctuels dans un cristal photonique composé de tiges diélectriques. (a) Retrait d'un cylindre, (b) Modification de la constante diélectrique d'un cylindre.

Nous distinguerons deux types de cavités : les cavités  $H_n$  correspondant à l'omission d'un hexagone de  $n$  trous de côté, qui seront très largement étudiées, et les cavités linéiques qui consistent en l'omission de plusieurs trous alignés.

Tous ces défauts donnent naissance à des états permis dans la BIP. La figure 1.25 présente le diagramme de bande obtenu en 2D pour un défaut constitué d'un seul trou manquant (aussi appelé  $H_1$ ). On remarque l'apparition dans la BIP d'une énergie permise correspondant à la longueur d'onde de résonance d'un mode dans cette microcavité.

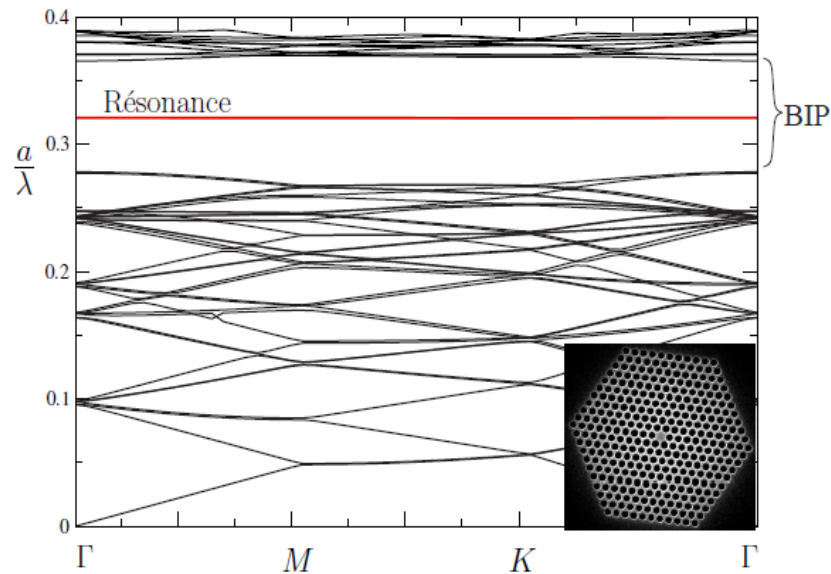


Figure 1.25 : Diagramme de bande 2D d'une cavité  $H_1$  en polarisation TE. Une bande correspondant à une résonance de la cavité apparaît dans la BIP. L'image MEB de la cavité  $H_1$  est présentée en insert [50].

### 1.8.2. Défauts étendus

Les défauts étendus sont obtenus en modifiant les cylindres ou les trous sur plusieurs sites voisins. Il existe trois types de défauts étendus, défauts 1D, 2D ou 3D. Ils ne peuvent être obtenus que dans les cristaux de dimensions au moins équivalentes. Les défauts étendus de dimension 1D sont appelés aussi défauts linéiques et peuvent servir de guides d'ondes ou de cavités lasers. Ils sont certainement ceux qui ont suscité le plus grand nombre d'études [47, 16]. Les défauts 2D et 3D sont constitués d'une suite de guides 1D, orientés dans des directions différentes de façon à véhiculer la lumière sur tous les chemins optiques possibles à l'intérieur du cristal.

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 les parois parfaitement réfléchives. De cette façon on peut dévier le chemin de la lumière. Les réalisations expérimentales ont été effectuées par [51, 52] sur le type 1D. on l'illustre sur l'image 1.26 pour un cristal 2D, dont on a enlevé quelques tiges, en formant un virage.

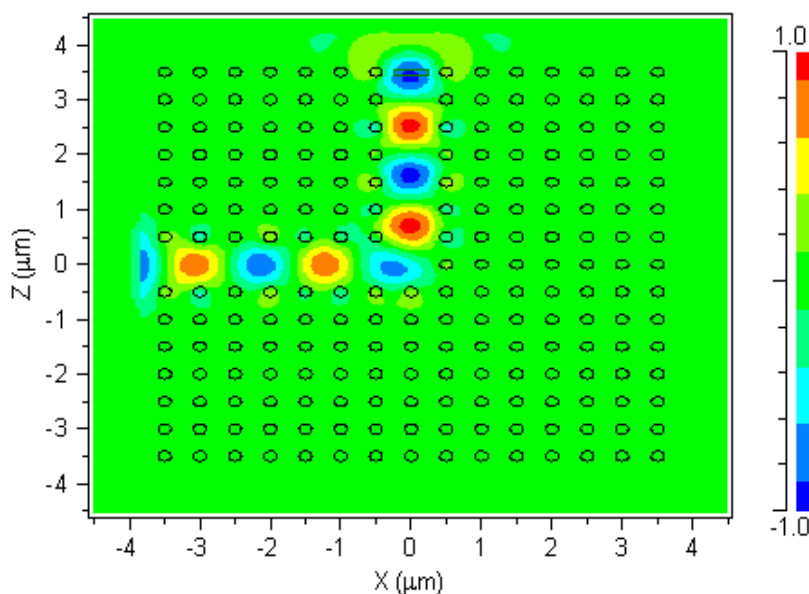


Figure 1.26: Illustration de la propagation du champ dans un cristal à défaut linéaire.

## 1.9. Vitesse de phase et vitesse de groupe

La propagation d'une onde monochromatique dans un milieu linéaire isotrope et homogène est conditionnée par l'équation d'onde. Les solutions les plus élémentaires de cette équation sont des ondes monochromatiques planes dont la distribution de champ est sinusoïdale dans le temps et dans l'espace. La vitesse de propagation d'une telle onde est appelée « vitesse de phase », car elle n'est autre que la vitesse de déplacement d'un point de l'espace, associé à une valeur de phase fixée. Pour une phase s'exprimant comme :  $\Phi(x, t) = \omega t - k_0 x + \Phi_0$ , la vitesse de phase est donc :

$$v_\phi = \frac{\partial x}{\partial t} = \frac{\omega}{k_0} \quad (1.24)$$

D'un point de vue physique, les ondes planes monochromatiques ne sont cependant que des objets mathématiques. D'après le théorème de Fourier, on peut décomposer n'importe quelle onde en une somme d'ondes planes monochromatiques. Considérons maintenant un paquet d'ondes planes dont le spectre est étroit et centré sur la pulsation  $\omega_0$  et soit  $k_0$  le vecteur d'onde correspondant à cette pulsation. La vitesse de groupe du paquet d'ondes correspond en première approximation à la vitesse de propagation de ses maxima d'amplitude. Cette vitesse correspond à la vitesse de propagation de l'énergie lumineuse et peut s'écrire dans le cas 1D :

$$v_g = \left( \frac{\partial \omega}{\partial k} \right)_{k=k_0} \quad (1.25)$$

$$\text{Et } \omega = kv_{\varphi} \quad (1.26)$$

et on aboutit à la formule de Rayleigh :

$$v_g = v_{\varphi} - \lambda \frac{\partial v_{\varphi}}{\partial \lambda} \quad (1.27)$$

La vitesse de groupe est égale à la vitesse de phase lorsque la fréquence angulaire est proportionnelle au vecteur d'onde, c'est-à-dire lorsqu'il n'y a pas de dispersion. C'est le cas d'un système homogène.

Avec la formule (1.27) on réalise que la vitesse de groupe peut être positive ou négative en valeur algébrique.

Dans le cas d'un cristal photonique à deux ou trois dimensions la vitesse de groupe doit être remplacée par la relation vectorielle suivante :

$$\vec{v}_g = g \vec{r} ad_{\vec{k}}(\omega) \quad (1.28)$$

Dans ce cas la vitesse de groupe est portée par la normale à la surface isofréquence ( $\omega(\mathbf{k})=\omega$ ). Elle n'est pas nécessairement colinéaire à la vitesse de phase. Cela apparaît dans les phénomènes d'anisotropie.

## 1.10. Indices de réfraction de groupe et de phase

Les indices de réfraction de groupe et de phase se déduisent respectivement des vitesses de groupe et de phase par les relations suivantes :

$$n_{\varphi} = \frac{c}{v_{\varphi}} \quad \text{et} \quad n_g = \frac{c}{v_g} \approx n_{\varphi} - \lambda \frac{\partial n_{\varphi}}{\partial \lambda} \quad (1.29)$$

Les diagrammes de dispersion fournissent les relations  $\omega(\mathbf{k})$  pour les différentes directions de propagation des ondes, il est facile de remonter aux indices de phase et de groupe à partir des diagrammes en utilisant les relations (1.24), (1.25) et (1.29).

## 1.11. Matériau

La réalisation de cristaux photoniques pour le visible ou le proche infrarouge nécessite l'utilisation de matériaux transparents dans ces gammes de longueurs d'onde et de grande permittivité diélectrique. Les semi-conducteurs sont particulièrement adaptés à cet usage. Dans la pratique, il est possible de distinguer deux grandes classes de semi-conducteurs utilisés pour la réalisation de cristaux photoniques.

Les plus utilisés sont les matériaux III-V. Ils ont un gap électronique direct, ce qui leur procure de bonnes propriétés optiques. Les puits et les boîtes quantiques ont un très bon rendement dans ces matériaux, même à température ambiante. Dans les structures actives pour l'émission de lumière, ce sont presque exclusivement ces semi-conducteurs qui sont

utilisés. Ils le sont également pour des dispositifs passifs. Leur principal inconvénient reste leur coût financier, même si des efforts de recherche sont entrepris afin de reporter ces matériaux sur un substrat silicium [53].

À l'inverse, la filière des semi-conducteurs IV-IV est bien moins coûteuse et technologiquement mieux maîtrisée car elle bénéficie directement des progrès de la microélectronique. Cependant, ces matériaux sont à priori peu propices à la fabrication de dispositifs actifs du fait de leur gap indirect qui leur procure des propriétés médiocres d'émission de lumière. Toutefois, les boîtes et puits quantiques d'alliages SiGe sont prometteurs [4] et des progrès récents sur l'émission du silicium à température ambiante [54, 55] rendent les semi conducteurs IV-IV de plus en plus attractifs.

## 1.12. Domaines d'application

Dans ce paragraphe, nous présentons quelques applications de différentes structures périodiques, allant des fréquences optiques aux fréquences micro-ondes.

### 1.12.1. Fréquence optique

Les intérêts portés aux matériaux à bande interdite photonique ont tout d'abord été dans le domaine optique.

Les micro-résonateurs:

L'utilisation des défauts ponctuels et linéaires permettent d'obtenir des micro-résonateurs et des guides d'ondes respectivement.

La réalisation des micro-résonateurs est obtenue par inclusion des défauts ponctuels dans une structure à cristaux photoniques. Les premières études sur les micros résonateurs avec des structures bidimensionnelles ont été réalisées en 1997 par Labilloy [56].

Les guides d'onde : l'idée de réaliser les guides d'onde est apparue en 1994 [16] et les premières réalisations sont arrivées en 1999 [51, 52]. Les guides linéiques présentent beaucoup de pertes. Il existe un autre type de guide qu'on appelle guide coudé guide avec virage.

Filtres et multiplexeurs:

Une fonction importante qu'on peut réaliser avec des cristaux photoniques : le multiplexage en longueurs d'ondes (WDM, Wavelength Division Multiplexing). L'objectif est d'insérer ou d'extraire des longueurs d'onde bien précises. Plusieurs réalisations ont montré la possibilité du couplage d'une cavité avec un guide [57, 58]. Par exemple, la réalisation de [58] permet l'extraction ou l'insertion dans un guide d'une longueur d'onde bien précise.

Les fibres optiques :

Les fibres dites à « cristal photonique » sont apparues en 1996 aux universités de Bath et de Southampton [59]. Elles sont constituées d'un cœur de silice pure entouré d'un arrangement

régulier de canaux d'air de dimensions microscopiques, disposés parallèlement à l'axe (Fig.1.27).



Figure 1.27 : Exemple de fibre à cristal photonique.

Cette fibre à cristal photonique a la faculté de guider un mode fondamental sur une très large bande spectrale.

Des fibres monomodes possédant un effet de bande interdite photonique grâce à une gaine optique périodique sont également étudiées pour annuler la dispersion chromatique [60]. Ces fibres sont capables de décaler la longueur d'onde d'annulation de la dispersion chromatique jusqu'à  $0,85 \mu\text{m}$ . Ces fibres sont très intéressantes pour les communications optiques à haut débit et longue portée.

### 1.12.2. Fréquences micro-ondes

Un grand nombre d'équipes de recherche se sont intéressées à l'étude des BIPs aux fréquences micro-ondes en raison des multiples applications envisageables dans ce domaine de fréquence. Le secteur des télécommunications avec notamment les antennes, est très impliqué. En effet, on peut utiliser des matériaux à bandes photoniques interdites pour la réalisation de :

- Substrats d'antennes : les premières expériences visant à exploiter les cristaux photoniques diélectriques comme substrat d'antennes ont été menées par E.R. Brown et al. [61].
- Surfaces à hautes impédances [62, 63], qui peuvent être utilisées pour améliorer la directivité des antennes.

Les BIPs peuvent aussi être utilisés dans la réalisation de circuits micro-ondes tels que : filtres planaires, guides, multiplexeurs et amélioration du rendement des antennes par utilisation des substrats à base des cristaux photoniques ultraréfractifs.

### 1.13. Conclusion

Les cristaux photoniques sont des matériaux dont la constante diélectrique varie de façon périodique, à l'échelle de la longueur d'onde, dans une ou plusieurs directions de l'espace. Cette périodicité est à l'origine de leurs propriétés particulières, notamment

l'existence de bandes interdites photoniques interdisant la propagation de la lumière. Nous avons vu que ces cristaux photoniques sont très prometteurs pour la réalisation de composants optiques planaires compacts et originaux. Ils représentent une plateforme extrêmement intéressante pour la future optique intégrée submicronique car ils possèdent les qualités adéquates en terme de confinement et de dispersion.



# Chapitre2

## Chapitre 2

# Les Cavités à Cristaux Photoniques

### 2.1. Introduction

Une cavité optique se définit comme un résonateur électromagnétique où la lumière est confinée spatialement et spectralement. Ces résonateurs fonctionnent comme des « pièges à photons ». En effet, lorsque la cavité résonne, la lumière effectue un grand nombre d'allers retours et se retrouve ainsi temporairement bloquée. De nombreux types de cavités électromagnétiques ont ainsi été imaginés et utilisés dans diverses applications, allant du laser au four micro-onde.

Dans un but d'intégration les cavités sont miniaturisées à l'échelle de quelques micromètres et l'on parle de microcavités.

Deux types de confinement sont mis en œuvre dans la littérature. Dans un premier cas la lumière est confinée par la réflexion totale interne qui découle des lois de Snell-Descartes. A l'interface entre deux matériaux et pour un angle d'incidence inférieur à un angle critique fonction de la différence d'indice entre les deux matériaux la lumière est totalement réfléchi. Cette même approche dérivée de l'optique géométrique permet aussi de décrire la propagation de la lumière dans un guide d'onde. Des exemples de confinement par réflexion totale interne sont donnés par les résonateurs à mode de galeries comme les micro-disques [64], microsphères [65], micro-tores [66] et micro-anneaux [67].

Dans le second cas le confinement est obtenu par réflexion sur un miroir périodique ou miroir de « Bragg ». Ce genre de miroir se retrouve dans les lasers à émission verticale (Vertical Cavity Surface Emitting Laser ou VCSEL) [68], ce sont des cristaux photoniques à une dimension. On peut aussi imaginer des cavités à cristaux photoniques de dimension supérieure [69, 70]. Ces cavités utilisant la réflexion par une structure périodique sont assimilables à des cavités Fabry-Perot.

Le premier intérêt d'une microcavité est lié à sa propriété de ne laisser passer qu'une bande très étroite de fréquences permettant de réaliser des filtres en longueur d'onde. En télécommunication, il est déjà commun de multiplexer l'information, c'est-à-dire d'injecter dans une même fibre optique plusieurs longueurs d'onde différentes qu'il faut pouvoir filtrer en sortie.

Une autre perspective pour les microcavités optiques est leur utilisation au sein même des microprocesseurs. En effet les pistes de cuivre ont aujourd'hui atteint leurs limites en terme de débit d'information et de dissipation thermique et l'utilisation de la lumière comme vecteur de l'information pourrait être une solution. Dans ce cadre le multiplexage en longueur d'onde est nécessaire. De nombreux problèmes restent encore à résoudre, tant en termes de performances que d'intégration, avant de voir ce genre de technologie sur le marché.

Dans ce chapitre, les cavités basées sur les cristaux photoniques bidimensionnels sont décrites. Les notions de facteur de qualité et de volume modal sont également définies. Nous

décrivons ensuite les différents types de cavités ainsi que l'influence des paramètres géométriques sur les microcavités. Nous présentons deux classes de filtres sélectifs à cristaux photoniques : les cavités de type Add/Drop couplées de manière évanescente au guide d'onde porteur du signal et les cavités de type Fabry Pérotes insérées directement dans le guide, dans la dernière section de ce chapitre.

## 2.2. Caractéristiques du résonateur

### 2.2.1. Mode localisé, origine des pertes

Dans un cristal infini, l'introduction d'un défaut ponctuel (un motif modifié, ou absent...) conduit au minimum à l'existence d'un mode localisé dont la fréquence se situe dans la bande interdite photonique. Si le cristal est infini et sans perte et que l'on arrive à exciter ce mode, l'énergie ainsi stockée ne décroît jamais. Dans la réalité, le cristal est forcément fini, le champ électromagnétique du mode localisé décroît exponentiellement en s'éloignant du défaut et finit par se coupler aux modes de rayonnement hors du cristal. Dans les systèmes réels, deux situations limites se produisent. Lorsque le nombre de plans ou de rangées cristallin(e)s autour du défaut est relativement grand, les fuites de champ sont négligeables par rapport à d'autres mécanismes de décroissance de l'énergie tels que l'absorption résiduelle des matériaux utilisés ou les imperfections de la structure, qu'elle soit gravée ou auto assemblée. Lorsqu'à l'inverse, dans au moins une direction de l'espace, le nombre de plans ou de rangées autour du défaut est peu important (Fig. 2.1), (typiquement moins de cinq plans ou rangées), on atteint l'autre limite où le principal mécanisme de décroissance de l'énergie est dû au couplage du mode de défaut aux modes de rayonnement du milieu environnant à travers le petit nombre de plans ou de rangées.

On peut quantifier chacun des canaux de pertes par un facteur de qualité inversement proportionnel au « flux de photons » qui en résulte.  $Q_{\text{sys}}$  désigne, par exemple, le facteur de qualité de l'ensemble de pertes dues aux imperfections du cristal et à l'absorption, et  $Q_{\text{BIP}}$ , le facteur de qualité associé aux fuites de champ dues à la taille finie du cristal. Si  $N$  est le nombre de couches autour du défaut,  $Q_{\text{BIP}}$  est une fonction exponentielle de  $N$ . Le facteur de qualité du système complet, décrit le nombre de période temporelles du champ électrique au bout duquel l'énergie du champ du mode localisé a décru de  $1/e$  (l'intensité de  $1/e^2$ ), s'exprime alors simplement par :

$$Q = (Q_{\text{sys}}^{-1} + Q_{\text{BIP}}^{-1})^{-1} \quad (2.1)$$

Parmi les pertes résultant des imperfections du cristal, on peut distinguer celles qui sont dues aux imperfections microscopiques, fluctuantes, non reproductibles et qui sont à l'origine d'une diffusion de type Rayleigh [71], et celles qui sont dues à un défaut géométrique intrinsèque au système choisi. Dans ce second cas, on rencontre notamment les défauts de gravure tels que le fréquent rétrécissement des trous de haut en bas dans le système 2D à réseau de trous. Dans ces mêmes systèmes 2D où le confinement horizontal des ondes par bande interdite photonique réfractif dans la direction verticale, on observe aussi des fuites de

champ vers les couches de confinement vertical, lesquelles s'ajoutent aux fuites de champ dues à la taille finie du cristal.

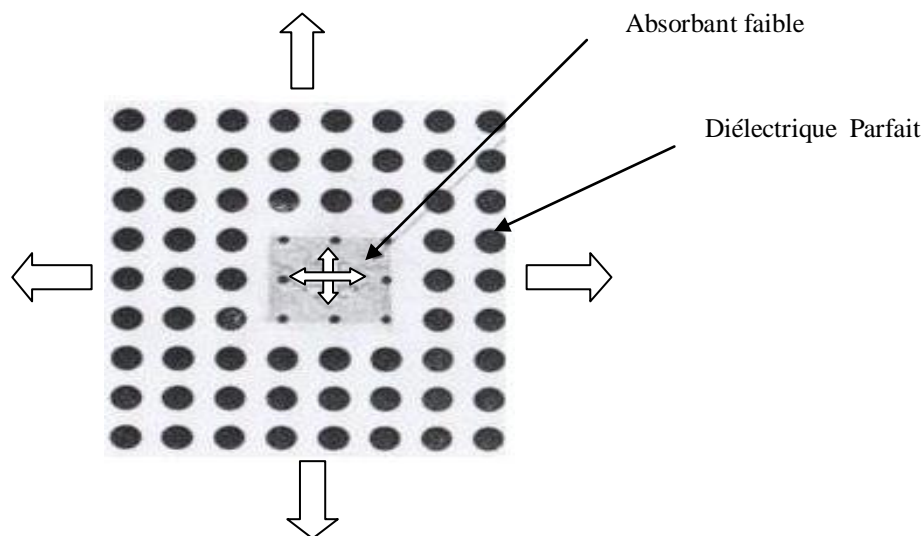


Figure 2.1: Mode localisé dans un défaut (un motif manquant et huit motifs de taille réduite) avec dissipation interne (zone absorbante grise) et dissipation par fuite à travers le cristal photonique (flèche sortantes).

### 2.2.2. Densité d'états

Les modes d'un défaut localisé étant discrets, la densité d'états se présente alors sous la forme d'une série de pics de Dirac, dont les amplitudes reflètent les éventuelles dégénérescences des modes. Les dégénérescences sont, en général, liées aux invariances géométriques. La présence des mécanismes de fuite transforme cette densité d'états en une série de lorentziennes de largeur finie. Lorsque les lorentziennes se recouvrent substantiellement, il devient impropre de recourir à une description en termes de modes localisés.

Les différents modes localisés d'un défaut donné peuvent présenter des caractéristiques de pertes (et donc des facteurs de qualité) très différents. La problématique des pertes est à attribuer de celle des miroirs à cristal photonique. Les ondes évanescentes engendrées dans le cristal ont évidemment des caractéristiques différentes selon la direction considérée, notamment la partie imaginaire de  $k$  qui impose la décroissance spatiale de l'onde. Or, chaque mode localisé comporte une partie évanescente dans le cristal qui est une superposition d'onde évanescente dans ces différentes directions, avec des coefficients reliés de façon non triviale à la forme et à la structure de la cavité. Par conséquent, prédire le facteur de qualité du mode est aussi non trivial. Dans les études, les modes sont d'abord répertoriés par famille suivant les répartitions spatiales de champ (par exemple, les modes de galerie sur les microdisques et les microsphères). On étudie ensuite leur évolution en fonction d'un paramètre variable, qui peut être lié à la forme de la cavité ou à la géométrie du cristal photonique entourant la cavité, ce qui permet de vérifier quantitativement si les mécanismes supposés sont bien à l'origine des phénomènes [72].

Si l'on utilise des microcavités à cristal photonique comme filtres, par exemple, entre deux guides d'accès, la question cruciale est celle du couplage avec les ondes incidentes. Si ce couplage est intrinsèquement mauvais, la transmission maximale de la microcavité restera faible même si le facteur de qualité  $Q$  du mode excité est élevé. Dans ce cas, augmenter le nombre de rangées isolant la cavité des guides ne sert à rien. Ceci n'est qu'un aspect de problématique du couplage guide-cavité qui reste encore très ouvert et non exploité.

### 2.2.3. Diagramme de bandes du cristal avec défaut. Méthode de la supercellule

Le diagramme de bandes du cristal photonique avec défaut se calcule par la méthode dite de « supercellule ». On réintroduit artificiellement la périodicité brisée par le défaut lui-même en le plaçant au centre d'une cellule de base qui comprend plusieurs rangées de motifs et l'on répète cette supercellule suivant les directions de l'espace dans lequel s'organise le cristal photonique d'origine. A titre d'exemple, la figure 2.2 présente la construction d'une supercellule qui correspond au défaut ponctuel.

La méthode de la supercellule n'est justifiée que si la distance entre les défauts périodiques ainsi introduits est suffisamment importante pour que les défauts ne se couplent pas entre eux. Le couplage entre deux cavités optiques se traduit, en effet, par un dédoublement des modes résonnants, de la même façon qu'une particule, dans un système à deux puits de potentiels rapprochés, voit son niveau fondamental se dédoubler [73]. Typiquement, pour un cristal réalisé dans un matériau diélectrique de permittivité relative est voisine de 10, la méthode de la supercellule s'applique dans des conditions favorables dès lors que la distance entre défauts est supérieure ou égale à 4 périodes du cristal d'origine.

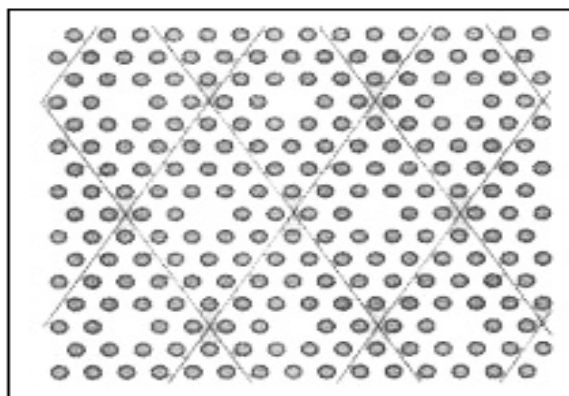


Figure 2.2 : Exemple de supercellule applicable au calcul du diagramme de bandes du cristal hexagonal [74].

### 2.2.4. Transmission d'une cavité Fabry-Pérot

Afin de connaître les propriétés des miroirs à cristaux photoniques, il est possible d'appliquer la théorie classique des résonateurs Fabry-Pérot. Alors, nous pourrions lier le niveau de transmission et le facteur de qualité d'un mode résonnant aux coefficients de

transmission et de réflexion d'un miroir [71]. Dans la pratique, il faut approcher la mesure en transmission des pics de résonance avec la formule d'Airy [71] :

La transmission d'une cavité Fabry-Pérot de longueur  $L$  et d'indice de réfraction  $n_{\text{eff}}$  est donnée par l'équation d'Airy:

$$T_{\text{FP}}(\lambda) = \frac{T^2}{|1 - R e^{i2\phi}|^2} = \frac{T^2}{1 + R^2 - 2R \cos(2\phi)} \quad (2.2)$$

Où  $T = \sqrt{T_1 T_2}$  et  $R = \sqrt{R_1 R_2}$  et  $R+T=1$ . Les paramètres  $R_i$  et  $T_i$  sont les coefficients de la réflectivité ou de la transmission du miroir 1 ou 2 respectivement. Dans notre cas les miroirs sont des pavés de cristaux photoniques et sont supposés identiques.

Dans le cas où les miroirs sont imparfaits, ces pertes  $P$  sont prises en compte par relation  $T+R+P=1$ , c'est à dire  $P=1-R-T$ .

On peut tenir compte des pertes éventuelles dans le milieu entre les deux miroirs, si l'on insère un coefficient d'absorption  $\alpha$  dans la formule 2.2 et qui s'écrit donc [71]:

$$T_{\text{FP}}(\lambda) = \frac{T^2}{|1 - R e^{-\alpha L} e^{i2\phi}|^2} = \frac{T^2}{1 + R^2 e^{-2\alpha L} - 2 R e^{-\alpha L} \cos(2\phi)} \quad (2.3)$$

### 2.2.5. Facteur de qualité et volume modal des microcavités

L'interaction entre la matière et la lumière peut être renforcée drastiquement par l'utilisation de résonateurs électromagnétiques fonctionnant aux longueurs d'onde optiques. Le confinement modal dans ces microcavités est caractérisé soit dans le domaine temporel soit dans le domaine fréquentiel. Le confinement temporel d'un mode à la fréquence  $\omega_0$  est déterminé par le taux de perte de la cavité. Donc, le facteur de qualité modal  $Q$  de la cavité est défini comme le rapport entre l'énergie  $W$  stockée à l'intérieur et la puissance  $\rho$  dissipée à partir de la cavité pendant une oscillation du champ à la pulsation  $\omega_0$  [75].

$$Q = \omega_0 \frac{W}{\rho} \quad (2.4)$$

En considérant que la dissipation de la puissance par unité de temps est l'opposé de la variation temporelle de l'énergie stockée dans le résonateur, on déduit que :

$$\frac{dW}{dt} = -\rho = -\omega_0 \frac{W}{Q} \quad (2.5)$$

En résolvant l'équation 2.5, on obtient la solution :

$$W(t) = W_0 e^{\frac{-\omega_0 t}{Q}} \quad (2.6)$$

La dépendance temporelle de l'énergie stockée implique que les oscillations du champ à l'intérieur de la cavité s'atténuent comme ci-dessous [76] :

$$E(t) = E_0 e^{\frac{-\omega_0 t}{2Q}} e^{i\omega_0 t} \quad (2.7)$$

En transformant le champ du domaine temporel dans l'espace des fréquences par transformée de Fourier, on obtient que :

$$E(t) = E_0 e^{\frac{-\omega_0 t}{2Q}} e^{i\omega_0 t} \Rightarrow E(\omega) = \int_0^{\infty} E_0 e^{\frac{-\omega_0 t}{2Q}} e^{i\omega_0 t} e^{-i\omega t} dt = E_0 \frac{1}{\frac{\omega_0}{2Q} + i(\omega - \omega_0)} \quad (2.8)$$

Un champ s'atténuant exponentiellement comme  $e^{\frac{-\omega_0 t}{2Q}}$  à la fréquence  $\omega_0$  a un spectre fréquentiel de forme Lorentzienne centrée à  $\omega_0$ , et avec une largeur à mi-hauteur (FWHM)  $\Delta\omega$  (Fig. 2.3). On déduit de l'équation 2.9 une autre expression du facteur de qualité, donné par l'expression 2.10.

$$\left| E\left(\omega_0 + \frac{\Delta\omega}{2}\right) \right|^2 = \frac{1}{2} |E(\omega_0)|^2 \Rightarrow \Delta\omega = \frac{\omega_0}{Q} \quad (2.9)$$

$$Q = \frac{\omega_0}{\Delta\omega} \quad (2.10)$$

Cette expression peut aussi être interprétée comme le rapport entre le temps de vie du photon à l'intérieur de la cavité  $\tau_{ph}$ , et la période  $T$  :

$$Q = 2\pi \frac{\tau_{ph}}{T} \quad (2.11)$$

Pour décrire le confinement spatial du champ, nous devons définir son volume effectif respectivement à la distribution spatiale de la constante diélectrique  $\varepsilon(\vec{r})$ . Par définition du volume modal de la cavité, on a :

$$V = \frac{\iiint \varepsilon(\vec{r}) |E(\vec{r})|^2 d^3\vec{r}}{\max[\varepsilon(\vec{r}) |E(\vec{r})|^2]} \quad (2.12)$$

Les cavités à cristaux photoniques qui confinent fortement la lumière auront des applications nombreuses dans le domaine de l'optique intégrée. Dans ces applications, il est nécessaire de réaliser des cavités à cristaux photoniques ayant à la fois un facteur de qualité  $Q$  élevé et un volume modal  $V$  petit.

Le ratio  $Q/V$  détermine l'intensité d'interactions des cavités et une cavité ultra- petite permet de plus une intégration à très grande échelle ainsi qu'une opération monomode pour une plage de fréquences large [14]. Par conséquent, le ratio  $Q/V$  est un indice critique pour apprécier les microcavités à cristaux photoniques.

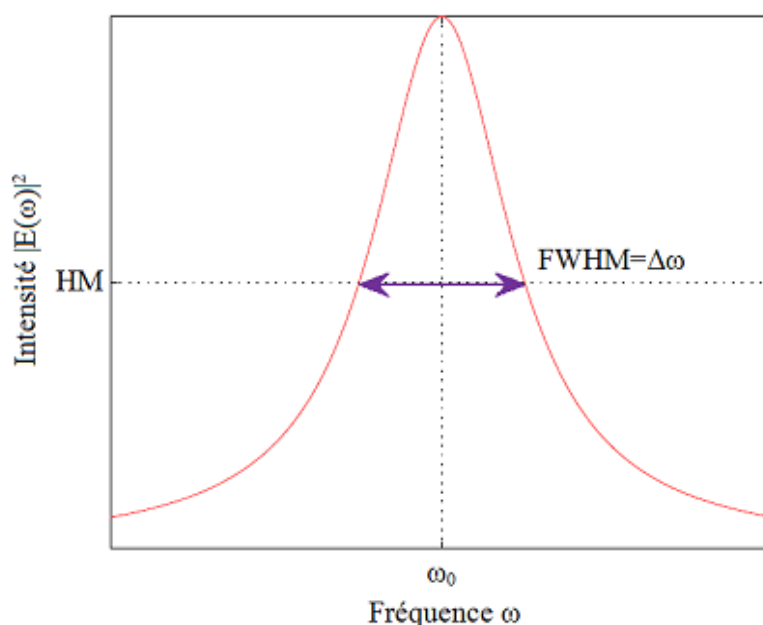


Figure 2.3: Profil de l'intensité Lorentzienne d'un mode dans la cavité centré à la fréquence  $\omega_0$ .

On définit alors le facteur de qualité  $Q$  de ces résonances par le rapport de la longueur d'onde de résonance,  $\lambda_0$ , 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  $\tau_{ph}$  que l'on peut considérer comme la durée de vie du photon dans la cavité. Ce temps  $\tau_{ph}$  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.

Une autre manière de voir les choses serait de considérer l'intensité (ou l'amplitude) du champ électromagnétique dans la cavité. En effet, lorsque la cavité est en résonance, le champ localisé dans la cavité est très fortement amplifié et le facteur de qualité peut alors être considéré comme le facteur de surtension du champ dans la cavité.

### 2.3. Les microcavités à cristaux photoniques 2D

Une manière simple de confiner le champ dans un volume très réduit est de briser localement la périodicité du réseau par l'introduction de défauts. Ceci a pour effet de créer des



niveaux d'énergie discrets supplémentaires dans la structure de bandes. Les modes photoniques ainsi créés, à condition qu'ils se situent dans la bande interdite, concentrent leur énergie dans cette zone de défauts. Le cristal environnant se comporte comme un miroir et la lumière est réfléchiée par les bords du défaut. Les défauts ou microcavités les plus étudiés sont obtenus en omettant un certain nombre de trous dans le réseau périodique, notamment dans les réseaux triangulaires les microcavités de type  $H_n$ , de forme hexagonale,  $n$  étant le nombre de rangées manquantes par côté de l'hexagone.

La taille de ces microcavités est généralement de l'ordre de quelques longueurs d'onde soit quelques microns. Le volume modale dans lequel est piégé la lumière peut être réduit jusqu'à la limite théorique de  $1/8 (\lambda/n)^3$ . Les photons confinés vont voir plusieurs fois le même environnement électronique, augmentant ainsi la probabilité d'interaction avec les électrons. Plus la cavité possède une résonance aigue, plus la lumière va interagir avec la matière de la cavité. Ainsi, l'exaltation de cette interaction sera d'autant plus grande que la cavité sera petite et monochromatique.

Les performances d'un résonateur sont données par deux nombres caractéristiques : le facteur de qualité ( $Q$ ) qui rend compte de la finesse de la résonance et le volume modal ( $V$ ) du confinement spatial du mode.

Les cavités à cristaux photoniques, qui permettent de confiner fortement la lumière, pourraient avoir beaucoup d'applications dans plusieurs domaines de la physique, incluant par exemples des interactions cohérentes électron photon, des filtres ultra étroits, des lasers à bas seuil, des puces photoniques et l'optique non-linéaire [77]. Le critère pour ces applications demeure la réalisation des cavités avec des facteurs de qualité  $Q$  élevés et avec des volumes modaux petits.

### 2.3.1. Les différents types de cavités

Durant ces dernières années et pour le cas de cristaux photoniques bidimensionnels réalisés dans un réseau triangulaire de trous d'air, il y a plusieurs types de cavités à cristaux photoniques attrayante pour de nombreux chercheurs. En regard de leur structure morphologique, on peut globalement classer ces cavités en trois sortes : cavité à défaut ponctuel, cavité à double hétérostructure et cavité à modulation locale de la largeur d'un défaut linéique.

#### 2.3.1.1. Cavités à défauts ponctuels

On peut réaliser une cavité en modifiant les paramètres d'un ou plusieurs trous dans un cristal photonique : soit en changeant le rayon des trous, soit en déplaçant des trous de leurs positions originales, soit en remplissant complètement les trous. Ces cavités sont généralement de deux types : le type  $H_n$  et le type  $L_n$  [77].

La cavité de type  $H_n$  est une cavité hexagonale dont chaque coté présente une omission de  $n$  trous. La cavité de type  $L_n$  est une cavité linéique qui est réalisée par omission de  $n$  trous dans la direction  $\Gamma K$ . Les deux images au microscope électronique à balayage (MEB) (Fig. 2.4) sont des exemples de ces deux types de cavités, une cavité  $H_2$  et une cavité  $L_3$ . Elles ont été fabriquées dans la salle blanche de l'IEF par M. El Kurdi, le meilleur facteur de qualité

obtenu à l'IEF par ce type de cavité était de 20 000. L'auteur [14] démontre qu'un facteur de qualité, à 45 000 a été obtenu par la cavité  $L_3$  ainsi qu'une version optimisée de  $L_3$ . Une version optimisée de la cavité  $H_1$  a atteint un facteur de qualité 320 000 par le groupe de M. Notomi en 2007 [78]. Les méthodes d'optimisation du facteur de qualité pour ces deux types de cavité sont similaires. En déplaçant les trous au bord de la cavité à une distance appropriée, on peut obtenir un facteur de qualité plus élevé qu'avec la structure originale.

L'intérêt de ce type d'ingénierie, c'est que l'on peut positionner le mode résonant d'intérêt n'importe où dans la bande interdite avec des facteurs de remplissage modérés, ce qui est un point important vis-à-vis de la fabrication et de la stabilité thermique des composants.

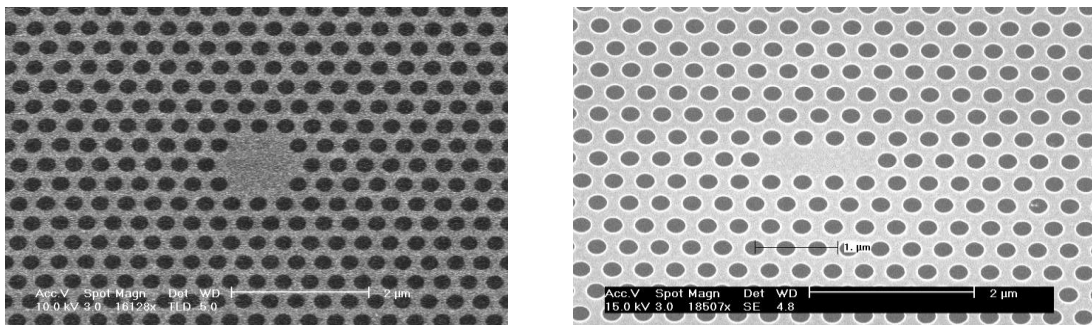


Figure 2.4: Images MEB des cavités de type  $H_2$  (gauche) et de type  $L_3$  (droite) fabriquées dans la salle blanche de l'IEF [14].

D'autres groupes, comme le KAIST, ont adopté une approche plus intuitive [79, 80]. Le but restant toujours le même, garder un très faible volume de cavité, de l'ordre de celui de la  $H_1$ , et aménager l'environnement électromagnétique de façon à augmenter de manière conséquente le facteur  $Q$ . Un exemple simple de conception de microcavité à fort coefficient de qualité est présenté Fig. 2.5 et 2.6. Le rayon des six trous de l'hexagone de la cavité  $H_1$  sont réduits alors que la distance entre les bords des trous voisins est conservée afin de ne pas générer d'autres défauts. Avant la modification des trous voisins, seul le mode dipolaire à faible durée de vie apparaît dans la bande interdite photonique. L'augmentation de la taille de la cavité permet de faire rentrer progressivement dans la bande interdite d'autres modes, de plus haute énergie. Certains de ces modes présentent une symétrie qui induit une réduction du couplage au mode rayonnés et, par conséquent, une augmentation du facteur de qualité. La durée de vie d'un mode, et donc son facteur de qualité, dépend non seulement de la géométrie de la cavité, mais aussi de la symétrie du mode choisi (tableau 2.1).

Il est évidemment possible de faire apparaître les autres modes dans la bande interdite sans avoir recours à de telles modifications, mais en général ceci n'est possible qu'avec de forts facteurs de remplissage.

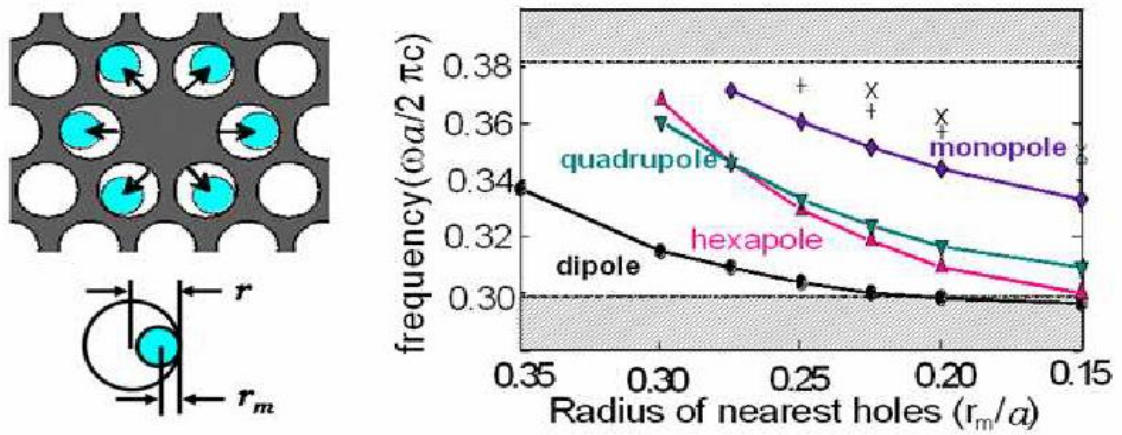


Figure 2.5 : Exemple d'ingénierie de défauts. Dans ce cas, il s'agit d'une cavité  $H_1$  modifiée: les six trous adjacents au défaut sont réduits de manière à faire rentrer progressivement des modes avec des symétries différentes dans la bande interdite photonique [79,80].

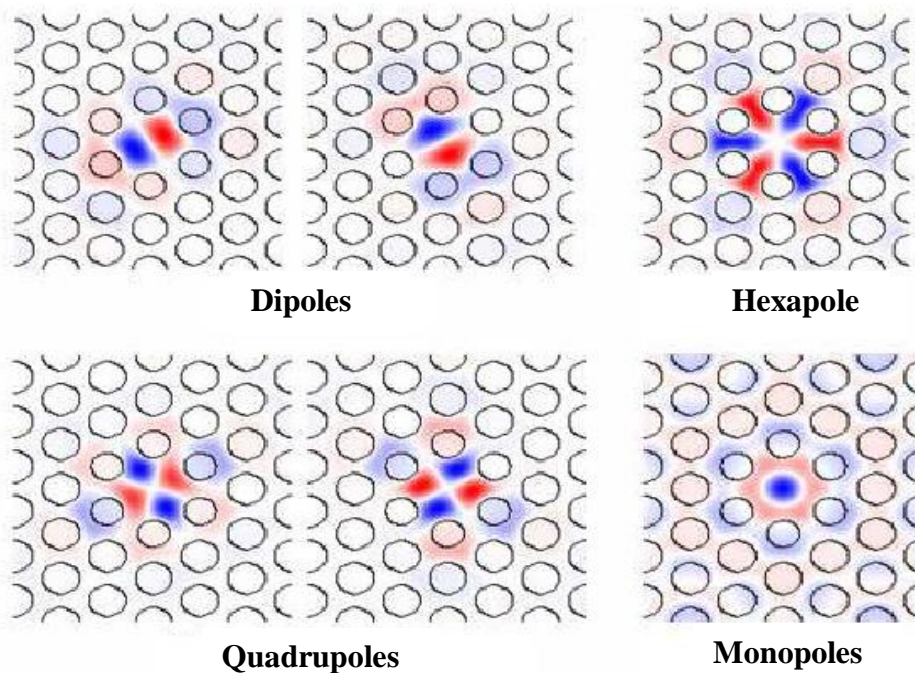


Figure 2.6 : Distribution de la composante  $H_z$  du champ magnétique pour les différents modes de cavité.

	<b>Q</b>
<b>Dipole</b>	<b>170</b>
<b>Hexapole</b>	<b>137 000</b>
<b>Quadrupole</b>	<b>44 000</b>
<b>Monopole</b>	<b>11 000</b>

Tableau 2.1 : Les facteurs de qualités typiques pour les différents types de modes.

### 2.3.1.2. Les cavités à double hétérostructure

Les cavités à double hétéro-structure ont été initialement proposées par le groupe de S. Noda en 2005 [81, 82]. La structure géométrique et la structure de bande interdite correspondante sont schématiquement montrées sur la figure 2.7. La géométrie de la cavité représentée sur cette figure, appelée « double hétérostructure » par les auteurs [81], est plus originale. La structure de base de la cavité est un simple guide d'onde à cristaux photoniques avec une rangée manquante, de paramètre de maille  $a_1 = 410\text{nm}$ . Un défaut ponctuel est introduit dans ce guide en élargissant la période longitudinale du cristal sur une petite distance (2 périodes) et en gardant la période transversale constante de façon à conserver l'accord entre les mailles. Une déformation de seulement  $10\text{nm}$  ( $a_2 = 420\text{nm}$ ) forme une cavité dont le facteur de qualité vaut  $600\,000$  [81].

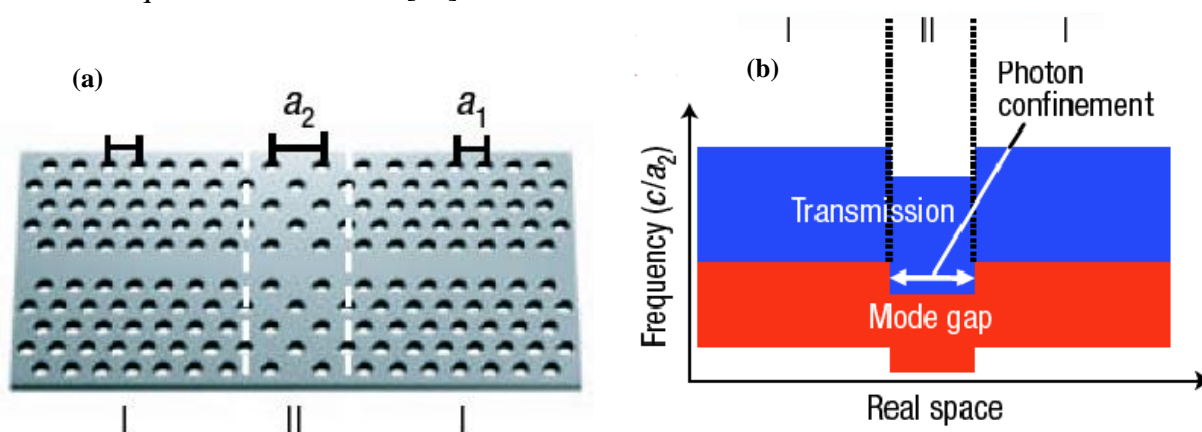


Figure 2.7: (a) Cavité à double hétéro-structure, réalisée en connectant les structures basiques à cristaux photoniques, I et II. Le cristal photonique I a une structure de réseau triangulaire avec une constante de réseau  $a_1$ . Le cristal photonique II a une structure de réseau triangulaire déformée en un réseau rectangulaire à faces centrées avec une constante  $a_2 (>a_1)$  dans la direction du guide d'onde. Il a la même constante que celle du cristal photonique I dans la direction orthogonale afin de satisfaire les conditions d'adaptation de maille, (b) Structure schématique de bande interdite par rapport à la position spatiale dans la direction du guide d'onde. Des photons d'énergie spécifique peuvent exister seulement dans le guide d'onde à cristal photonique II, ce qui génère une cavité [81].

### 2.3.1.3. Cavités à modulation locale de la largeur d'un défaut linéique

Les structures des cavités à modulation locale de largeur de défaut linéique ont été proposées initialement par Kuramochi dans la publication [83]. Le facteur de qualité de ce genre de cavité a atteint expérimentalement à 800 000 en silicium et 700 000 en GaAs [84]. Ce genre de cavité est basé sur un défaut linéique dans les cristaux photoniques d'un réseau triangulaire de trous d'air, c'est-à-dire sur un guide d'onde similaire à un  $W_1$ . L'idée est d'éloigner légèrement certains trous entourant le guide d'onde d'une distance particulière. Cette structure est schématiquement illustrée par la figure 2.8.

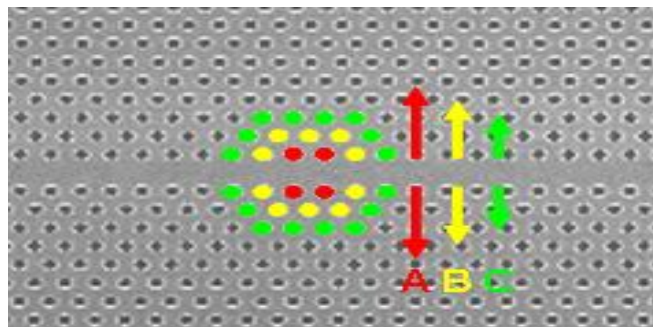


Figure 2.8: Image MEB d'une cavité à confinement par la bande interdite d'un guide à cristaux photoniques, réalisée par une modulation de la largeur du guide d'onde. Cette cavité est fabriquée en salle blanche à l'IEF. Les trous colorés en rouge, jaune et vert, sont déplacés de 9 nm, 6 nm et 3 nm respectivement, dans les directions transverses (suivant les flèches correspondantes) [84].

### 2.3.2. Influence des paramètres géométriques sur les microcavités

Une solution pour réaliser simplement des microcavités à CP 2D consiste à exploiter les propriétés de bande interdite photonique (BIP). L'omission de trous au sein d'un réseau CP 2D ménage une région spatiale cernée de rangées de trous se comportant comme des miroirs pour la gamme spectrale d'intérêt. Des effets de résonances induisent l'apparition de modes dans la microcavité ainsi créée [10, 11, 85, 86]. Plusieurs paramètres permettent de contrôler les propriétés d'une microcavité :

- La période et le facteur de remplissage du CP 2D, responsables de la position spectrale des modes et de la BIP.
- La géométrie de la cavité, essentiellement sa forme et sa taille.
- Le nombre de rangées de CP 2D bordant la cavité détermine la réflectivité des miroirs associés. Environ 8-9 rangées de CP 2D triangulaire suffisent en pratique pour s'affranchir des fuites de lumière dans le plan à travers la couronne CP [87].
- L'infiltration des liquides (polymère ou eau) dans les trous des cristaux photoniques modifie les propriétés optiques de ces derniers.

### 2.3.2.1. La cavité élémentaire $H_1$

Les microcavités les plus petites sont réalisées en supprimant un seul trou du cristal : Elles sont appelées microcavités de type  $H_1$ . Leur largeur est de l'ordre de  $\lambda/2$ , ce qui permet de réaliser un faible volume modal. Les cavités  $H_1$  sont des structures intéressantes car elles ne présentent qu'une seule fréquence de résonance correspondant à deux modes dégénérés. De nombreuses études ont été consacrées à son comportement [13, 87, 88, 89].

Son spectre de photoluminescence (PL) révèle l'existence de deux pics entre 1200 et 1600 nm (Fig. 2.10 (a)). La position spectrale de ces pics varie avec le facteur de remplissage  $f$ . Les énergies des modes de cavité  $H_1$  ont été calculées par la méthode des ondes planes 3D (PWM) et une approche supercellule, par Marine Le Vassor d'Yerville au GES de Montpellier [90]. Les résultats de ces calculs sont comparés aux fréquences des modes expérimentaux en fonction du facteur de remplissage (figure 2.9).

Un accord raisonnable est obtenu entre les données théoriques et expérimentales. Les deux pics observés en PL peuvent donc être identifiés sans ambiguïté aux modes dipolaires et quadripolaires d'une cavité  $H_1$  dont les cartographies de champ électrique sont présentées sur la figure 2.9. Ces modes doublement dégénérés sont très bien confinés dans le défaut  $H_1$  et possèdent donc des volumes modaux faibles ( $\sim 0.25 (\lambda/n)^3$ ) pour le mode dipolaire [87].

La contrepartie est le facteur de qualité mis en évidence. Il reste faible ( $\sim 100$ ) pour les deux types de modes et du même ordre de grandeur que les valeurs relevées par d'autres groupes ( $Q \sim 100$  pour [89], 150-180 pour [88] et  $Q \sim 240$  pour [91]).

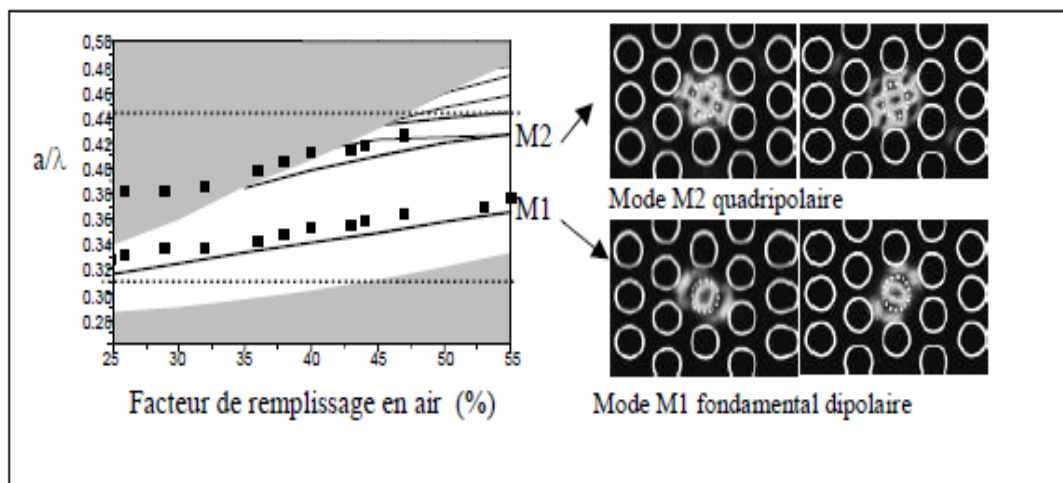


Figure 2.9 : (a) Modes d'une cavité  $H_1$  en fonction du facteur de remplissage. Les résultats d'un calcul 3D ondes planes (traits pleins) sont superposés aux pics expérimentaux (carrés). La zone grisée indique les limites de la BIP calculée. (b) Les cartographies du champ électrique des deux premiers modes sont représentés : le mode  $M_1$  dipolaire et  $M_2$  quadripolaire sont doublement dégénérés [90].

### 2.3.2.2. Taille de cavité

L'influence de la taille de cavité sur les caractéristiques optiques et spectrales des structures à CP 2D a été étudiée, permettant de confirmer expérimentalement plusieurs intuitions. Premièrement, la densité spectrale de modes augmente considérablement avec la taille de cavité (Fig. 2.10) puisque le nombre de configurations du champ électromagnétique admissibles est plus important dans une grande cavité. La densité de modes est approximativement proportionnelle à l'aire de la cavité. En réalité, la densité de modes dans une cavité  $H_5$  est vraisemblablement sous estimée. Les modes sont tellement proches spectralement qu'ils ne sont pas résolus individuellement. Les larges pics de cavité visibles sur le spectre, résultent donc recouvrement de modes très proches (Fig. 2.10(c)).

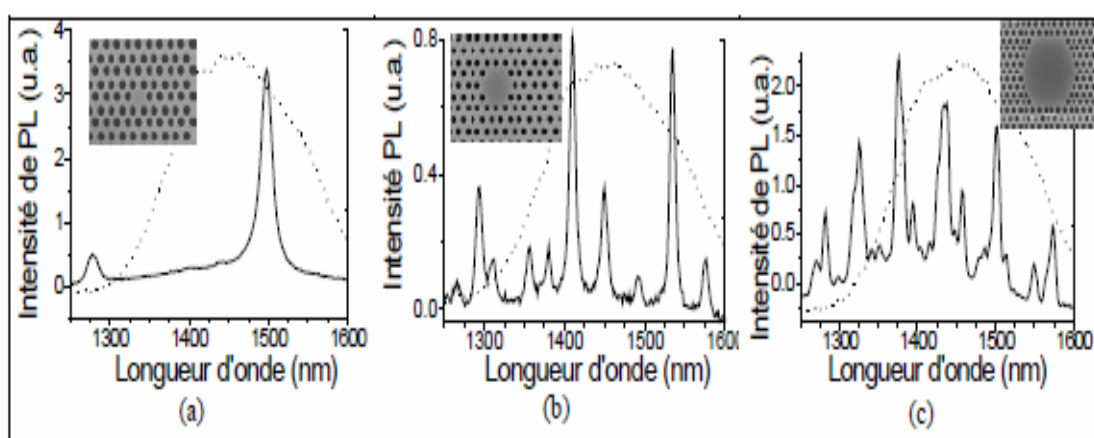


Figure 2.10 : Signatures spectrales de cavités hexagonales obtenues par photoluminescence [53].

Deuxièmement, une comparaison des facteurs de qualité pour les différentes structures révèle des variations importantes des pertes optiques avec la taille de cavité : Les facteurs de qualité réellement mesurés vont plutôt de la centaine pour une  $H_1$  à quelques milliers pour des cavités plus grandes (de type  $H_5$  ou plus). Ces valeurs sont systématiquement plus faibles que les valeurs calculées, même en 3D, du fait des fluctuations structurales lors de la fabrication. Cette observation confirme qu'une cavité plus large conduit à un meilleur facteur de qualité optique, du fait que la durée séparant deux interactions entre les photons et les trous du CP 2D y est plus longue.

### 2.3.2.3. Facteur de remplissage

La position spectrale des modes de cavité peut être modifiée par l'intermédiaire du facteur de remplissage de la cavité [89, 53]. Ce phénomène, déjà observé pour  $H_1$ , peut s'appréhender simplement comme une variation de la taille effective de la cavité, induite par une modification du diamètre des trous bordant cette cavité (Fig. 2.11).

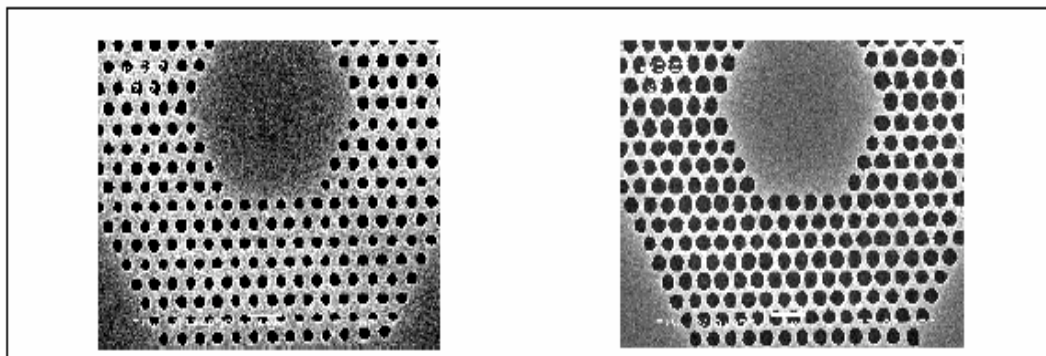


Figure 2.11 : Micrographies MEB de cavités à CP 2D de type  $H_5$  avec deux facteurs de remplissage différents [89, 53].

L'effet dépend fortement de l'ordre  $n$  de la cavité  $H_n$  (tableau 2.2). Le taux de variation moyen des modes avec  $f$  est plus faible dans les grandes cavités : comparé à la cavité  $H_1$ , ce taux est deux et sept fois plus bas respectivement pour une cavité  $H_2$  et une cavité  $H_5$ . En effet, la variation relative de la taille effective de cavité est plus faible dans une cavité plus grande.

$H_1$	$H_2$	$H_5$
~7 nm %	~ 3.5 nm %	~1 nm %

Tableau 2.2 : Taux de variation moyen de la longueur d'onde des modes de cavités  $H_n$  à CP 2D en fonction du facteur de remplissage  $f$ .

Dans une moindre mesure, ce taux peut également varier, pour un type de cavité donné, d'un mode à l'autre en fonction de la géométrie du mode dans la cavité, i.e. la localisation spatiale de son champ EM par rapport aux trous constitutifs du CP 2D [92].

Cet effet permet un contrôle assez fin de la position en énergie des modes d'une cavité  $H_n$ . L'effet du facteur de remplissage  $f$  sur le facteur de qualité est moins évident [53] et semble minime sauf pour certains modes.

#### 2.3.2.4. Forme de cavité

L'hexagone n'est pas forcément la géométrie optimale. Ainsi, la dégradation de  $Q$ , observée lorsque l'ordre  $n$  de  $H_n$  est réduit, est-elle imposée par la forme hexagonale de la cavité ou véritablement un effet lié à la réduction de ses dimensions? Des cavités triangulaires  $T_2$  (3 trous omis), de taille intermédiaire entre  $H_1$  et  $H_2$  ont été étudiées pour lever cette incertitude. Quatre types de modes, accessibles par un calcul FDTD 2D, sont confinés dans la BIP d'une cavité  $T_2$  : deux modes doublement dégénérés et deux modes non dégénérés. Ces modes sont identifiables sur un spectre de PL d'une cavité  $T_2$  (Fig. 2.12). Une levée de dégénérescence est observée pour les modes doublement dégénérés, associée à une différence



de quelques nanomètres, mesurée au MEB, de la période du réseau CP 2D selon des directions différentes. Les facteurs de qualité accessibles pour les modes d'un  $T_2$  reporté sur  $\text{SiO}_2$  s'échelonnent entre 100 et 500 selon le type de modes.

En conclusion, bien que la forme soit différente, la cavité  $T_2$  reste un intermédiaire en termes de densité de modes, de volume modal et de facteur de qualité entre la cavité  $H_1$  et  $H_2$ . La taille de la cavité apparaît déterminer au premier ordre les propriétés modales (densité de modes,  $Q$ ) de la structure à CP 2D pour des géométries simples.

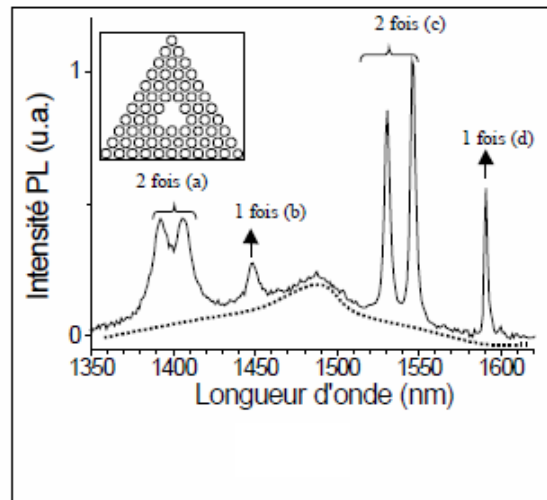


Figure 2.12 : Spectre d'une cavité  $T_2$  (3 trous omis). Quatre types de modes, accessibles par un calcul FDTD 2D, sont confinés dans la BIP d'une cavité  $T_2$  : deux modes doublement dégénérés et deux modes non dégénérés [93].

### 2.3.2.5. Cristaux photoniques infiltrés

L'infiltration des cristaux liquides dans les trous des cristaux photoniques modifie les propriétés optiques des cristaux photoniques. La différence  $\Delta n_{sh} = n_s - n_h$  entre l'indice de réfraction du semiconducteur  $n_s$  et l'indice de réfraction des trous  $n_h$  diminue et la bande interdite devient plus étroite. Les bords de bandes se déplacent vers les basses énergies. Comme pour la bande d'air, le champ électrique est confiné dans les trous, la bande d'air se déplace plus vite que la bande diélectrique [16].

La figure 2.13(a) montre la courbe de transmission d'un pavé de cristaux photoniques calculée par FDTD-2D (sans pertes, facteur de remplissage  $f = 0.35$  et  $n_s = 3.24$ , direction  $\Gamma M$  et polarisation TE). Les courbes sont calculées pour des indices de réfraction des trous  $n_h = 1.5$  et  $1.65$ . Elles illustrent comment la bande d'air se déplace vers les basses énergies lorsque l'indice de réfraction des trous augmente. Par contre la bande diélectrique ne se déplace à peine.

Dans le cas d'une cavité Fabry-Pérot (Fig. 2.13(b)), la position du pic de résonance se déplace également vers les basses énergies comme  $\Delta n_{sh}$  diminue. Il faut noter que la diminution du facteur de qualité du pic Fabry-Pérot avec  $n_h$  est due à une baisse de la réflectivité des miroirs.

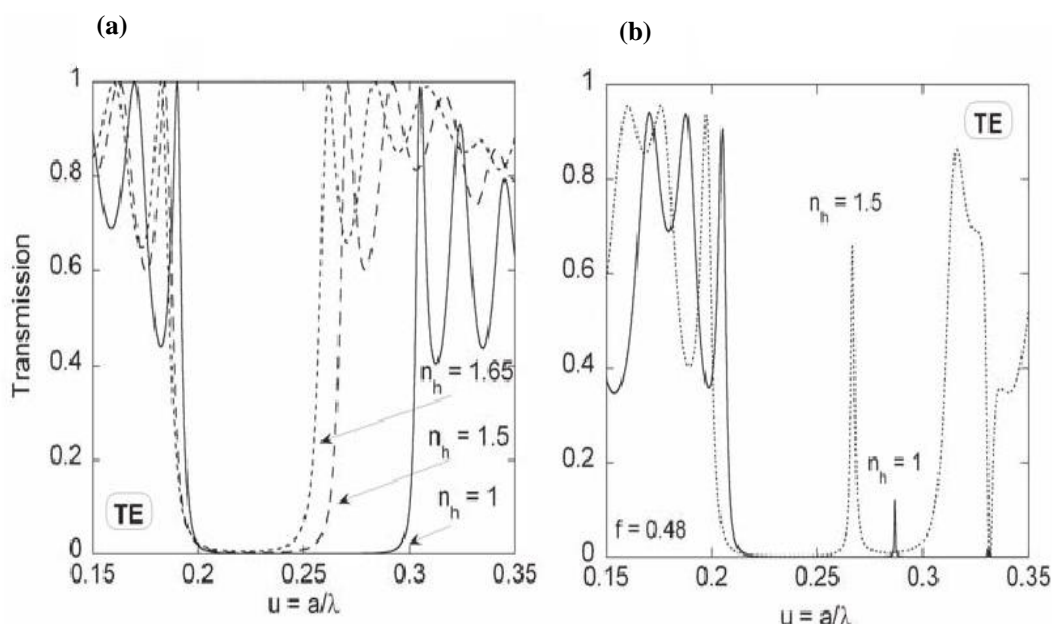


Figure 2.13: Simulations par FDTD-2D (sans pertes) de la transmission (a) d'un pavé de cristaux photoniques (8 rangées en direction  $\Gamma M$ , polarisation TE, facteur de remplissage  $f = 0.35$ ) et (b) d'une cavité Fabry-Pérot avec des indices de réfraction de trous différents. L'indice de réfraction du semiconducteur pour tous les calculs est  $n_s = 3.24$  [94].

## 2.4. Guide à cavités couplées (CROW)

À l'opposé des choix faits pour la supercellule, on peut au contraire rapprocher délibérément des défauts (quasi) ponctuels pour obtenir des effets de couplage dans un cristal photonique. Un exemple en est donné figure 2.14, où un cristal photonique hexagonal est « creusé » d'une chaîne de cavités. Chaque cavité, elle-même hexagonale, est obtenue en retirant sept motifs groupés. Les cavités sont séparées les unes des autres par une seule rangée de motifs. On assiste, dans ces conditions, à un couplage des modes de résonance de cavités voisines. Les modes couplés se dédoublent et le dédoublement se reproduit de cavité à cavité. On finit alors par obtenir une bande de transmission (une bande permise) au lieu du pic de transmission unique. La direction d'alignement des cavités fixe la direction de propagation permise pour les ondes électromagnétiques. La chaîne de cavités forme donc un guide optique que l'on désigne sous l'acronyme CROW (de l'anglais, « Coupled Resonator Optical Waveguide » [95]).

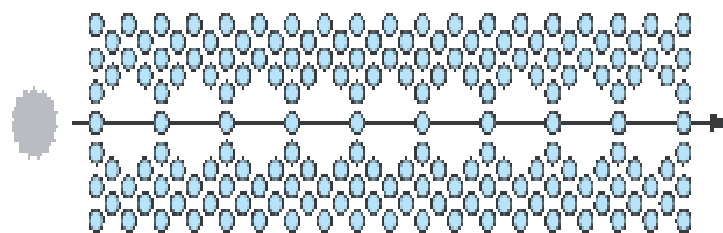


Figure 2.14: Guides à cavités couplées dans un cristal photonique hexagonal.

## 2.5. Filtres sélectifs à base de cavités à cristaux photoniques

Les télécommunications et systèmes optiques actuels sont basés sur le codage de l'information sur différents canaux, ou longueurs d'onde. Dans ces systèmes, il est nécessaire d'une part de coder le signal sur différents canaux proches les uns des autres pour que l'ensemble de l'information se propage à la même vitesse et d'autre part de séparer en bout de ligne l'information codée dans chaque canal. On parle de multiplexage/démultiplexage en longueurs d'onde et ces fonctions sont réalisées par des filtres sélectifs. Les cavités à cristaux photoniques planaires sont de bons candidats pour réaliser de telles opérations sur puce. On trouve dans la littérature deux classes de filtres sélectifs à cristaux photoniques : les cavités de type Add/Drop couplées de manière évanescente au guide d'onde porteur du signal [7, 96, 97, 98] ou les cavités de type Fabry Péroit insérées directement dans le guide [99-101]. Dans l'ensemble de ces travaux, l'objectif est de réaliser des cavités de faible volume et possédant un minimum de pertes.

### 2.5.1. Filtres de type Add-Drop

Le filtrage « spatio-fréquentiel » est une des spécificités des filtres à cristal photonique. À ce titre, la figure 2.15 présente le schéma d'un filtre Add-Drop dont l'enjeu est stratégique pour les télécommunications optiques. À la différence des communications téléphoniques où les signaux électriques sont véhiculés par des fils de cuivre, la transmission des signaux optiques s'effectue par des fibres optiques le long desquelles peuvent coexister plusieurs canaux de longueurs d'onde indépendants (plus de 1000 dans la prochaine génération de fibres). Chaque canal de longueur d'onde est censé occuper un domaine spectral  $\Delta\lambda$  d'environ 0.3nm au voisinage de  $\lambda=1500\text{nm}$  (soit environ 40 GHz en fréquence), ce qui confère aux fibres optiques des capacités de débit global sans précédent, de plusieurs téraoctets par seconde. Cela étant, pour exploiter le signal correspondant à une information précise véhiculée le long de la fibre, il est nécessaire de soustraire (en anglais, to drop) à l'endroit de la réception le canal de longueur d'onde où se trouve cette information. De la même façon, si l'on veut pouvoir ajouter (en anglais, to add) une information sur un canal de longueur d'onde donnée, il faut alors insérer le signal parmi l'ensemble des canaux d'information. Cette double fonction de filtrage (Add-Drop) est donc essentielle dans les réseaux de télécommunications optiques.

Dans le cas de la figure 2.15, le filtre représenté est conçu à partir d'un cristal photonique 2D de symétrie hexagonale où l'on a introduit deux guides d'ondes couplés entre eux par une cavité centrale, également de forme hexagonale. Des fibres optiques (non représentées) sont placées aux entrées-sorties des guides d'ondes. L'un des guides d'onde (celui du bas) sert à propager un ensemble de signaux à des longueurs d'ondes différentes  $\lambda_i$ , parmi lesquels se trouve le signal à la longueur d'onde  $\lambda_1$  que l'on veut sélectionner. La cavité centrale est choisie de façon à présenter une résonance à cette longueur d'onde, le cercle représenté sur la figure indiquant la localisation du champ électromagnétique associé au mode résonnant. Si les guides sont parfaitement couplés à la cavité, le faisceau optique à la longueur d'onde  $\lambda_1$  pourra ainsi passer intégralement d'un guide à l'autre, car la cavité optique présente une transmission unité pour le mode de champ qui lui est adapté. On aura donc réalisé la fonction de soustraction. On peut, à l'opposé, réaliser la fonction d'addition en injectant un signal de longueur d'onde  $\lambda_1$  par l'entrée gauche du guide supérieur.

Diverses versions du filtre Add-Drop à base de cristal photonique ont déjà été réalisées (voir, par exemple [96]). Cependant, la sélectivité est exigée pour prélever un canal de longueur d'onde parmi d'autres. Une telle sélectivité requière des facteurs de qualité de l'ordre de 10 000 pour la cavité servant au couplage (Fig. 2.15) ainsi qu'un excellent couplage entre les guides et la cavité. Les meilleurs facteurs de qualité obtenus se situent autour de 3 000 pour les cavités les plus petites avec un seul trou manquant dans un cristal 2D [37]. Cette valeur croît à plus de 40 000 pour trois ou quatre trous manquants. Les travaux sont par ailleurs en cours pour optimiser le couplage entre guide et microcavité.

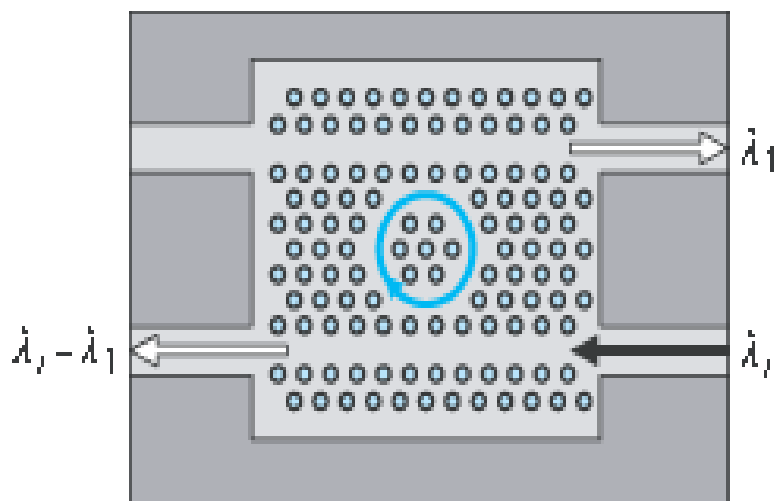


Figure 2.15 : Filtre Add-Drop : le signal d'entrée, en bas et à droite, est composé d'un grand nombre de signaux à des longueurs d'onde différentes  $\lambda_i$ . le filtre, réalisé dans un cristal bidimensionnel de symétrie hexagonale, permet d'extraire l'un des signaux (ici, celui à la longueur d'onde  $\lambda_1$ ) en l'aiguillant dans une autre direction [96].

### 2.5.2. Filtres de type Fabry-Perot

Une fonction de filtre Fabry-Perot a été intégrée à un guide  $W_1$  en insérant des motifs dans le guide. La plupart des longueurs d'ondes guidées seront réfléchies à l'extrémité du guide, sauf quelques unes, qui seront couplées à la cavité. Cette approche permet plutôt de réaliser des dispositifs de type Fabry-Perot (si un second guide est placé face à la cavité).

Une cavité mono défaut a été dans un premier temps utilisée et a permis d'obtenir une transmission résonnante. Les expériences de transmission ont pu être réalisées par C. Grillet au LEOM pour les dispositifs similaires de la figure 2.16 sur la membrane d'InP avec un facteur de remplissage en air de l'ordre de 30%.

Pour ce filtre, un taux de transmission de l'ordre de 5% est trouvé expérimentalement avec un facteur de qualité de 287. Ce taux de transmission est évidemment faible et provient des pertes des miroirs de la cavité et du couplage seulement partiel au mode de la cavité résonnante. Une manière naturelle d'obtenir un bon couplage entre le mode de cavité et le mode guidé est d'utiliser une géométrie de cavité proche de celle du guide, comme par exemple une portion de guide fermé. Ce type de cavité linéaire est donc très bien adapté à un couplage avec des guides de largeurs similaires.

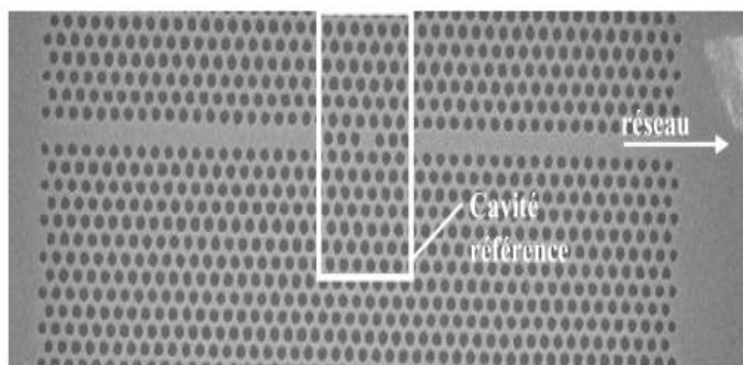


Figure 2.16 : Image en microscopie électronique d'une fonction Fabry-Perot intégrée à un guide.

Une validation de ce concept a été faite numériquement. La structure étudiée comprend un guide  $W_1$  et une cavité composée de deux motifs suivant la direction du guide. Deux motifs ont également été disposés de part et d'autre pour former les miroirs (elle sera donc appelée L2-2). L'excitation est réalisée à l'aide d'un dipôle polarisé suivant l'axe perpendiculaire au guide ( $y$ ). La détection est réalisée en sortie du guide. Le spectre de transmission obtenu pour ce filtre a été normalisé par la transmission obtenue le long d'un guide simple, ce qui permet d'avoir une bonne idée de l'efficacité du couplage vers la cavité. Une comparaison a été faite avec une structure de type L1-2 (cavité constituée d'un seul motif). Pour la structure L2-2 un couplage de l'ordre 80% est obtenu pour la résonance situé vers  $a/\lambda=0.36$ , sur la bande de transmission du mode fondamental (voir Fig. 2.17 (b)). Pour la structure L2-1, deux transmissions de l'ordre de 20% apparaissent vers  $a/\lambda=0.41-0.42$  (voir Fig. 2.17(d)).

Un premier essai expérimental de L2-2 a été fait sur des structures réalisées par C.Grillet au LEOM, de conception similaire à celle comprenant le filtre mono défaut. Les structures qui ont pu être exploitables lors de ce premier essai (facteur de remplissage de l'ordre de 0.3) n'ont pas permis l'observation de résonance en transmission. D'autres structures ont été réalisées avec des facteurs de remplissage plus forts.

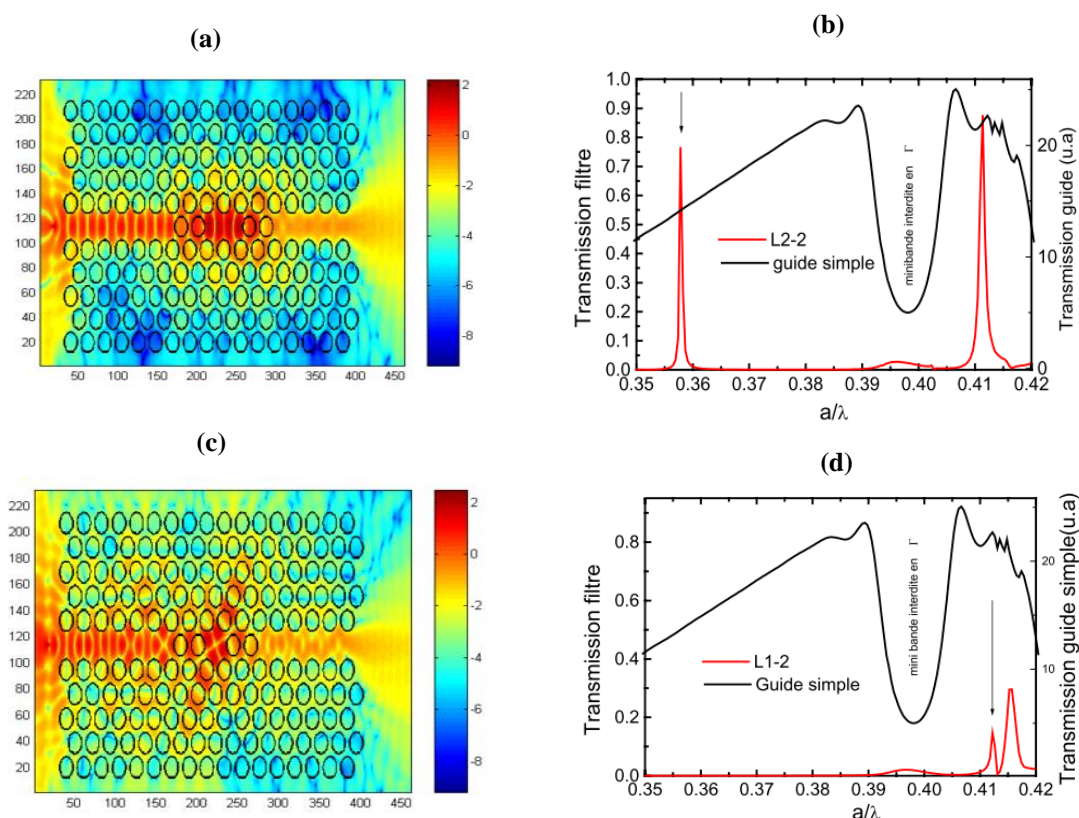


Figure 2.17 : Transmission 2D FDTD des filtres L1-2 et L2-2. Le facteur de remplissage en air du cristal photonique est de 0.5 et l'indice le plus fort est de 2.7 (indice effectif de la membrane d'InP vers  $a/\lambda=0.4$ ). Les flèches verticales sur les tracés (b) et (d) indiquent respectivement la fréquence des cartes de champ tracée en (a) et (c) [102].

## 2.6. Conclusion

Ce chapitre a permis de poser premièrement les caractéristiques du résonateur (modes localisés et origine des pertes). Les définitions du facteur de qualité dans le domaine temporel et fréquentiel, qui correspondent à deux méthodes de caractérisations du facteur de qualité d'une cavité ainsi que le calcul du volume modal des cavités ont été décrits. Ensuite, des cavités de trois types différents basés sur les cristaux photoniques 2D ont été présentés (cavité à défaut ponctuel, cavité à double hétérostructures et cavité à modulation locale de largeur de défaut linéique). Nous avons pu montrer que les modes résonants de la cavité à cristaux photoniques bidimensionnels sont très sensibles aux variations des paramètres géométriques du cristal photonique tels que: la période et le facteur de remplissage, la géométrie de la cavité (essentiellement sa forme et sa taille), le nombre de rangées de CP 2D bordant la cavité et

l'infiltration des liquides dans les trous des cristaux photoniques modifie les propriétés optiques des cristaux photoniques. À la fin de ce chapitre, nous présentons deux classes de filtres sélectifs à cristaux photoniques : les cavités de type Add/Drop couplées de manière évanescente au guide d'onde porteur du signal et les cavités de type Fabry Péroต์ insérées directement dans le guide.

# Chapitre 3



# Chapitre 3

## Méthodes Numériques d'analyse des Cristaux Photoniques

### 3.1. Introduction

La génération des structures périodiques dans les matériaux optiques et micro-ondes est une technique en pleine expansion, notamment à cause de leurs applications potentielles très nombreuses. La recherche sur ce type de matériaux a aussi considérablement évoluée au cours de ces dernières années, tant au niveau fondamental qu'appliqué. Les réalisations de ces matériaux périodiques sont des structures de dimensions finies. Cependant, la modélisation numérique permettant de déterminer les caractéristiques de ces matériaux considère généralement ces structures comme ayant des dimensions infinies. Vue l'intérêt croissant des structures périodiques, les méthodes numériques pour leur modélisation ne cessent de se développer. Elles sont nombreuses et variées et peuvent être classées suivant le domaine dans lequel elles opèrent, fréquentiel ou temporel. Pour la première catégorie, on peut citer comme exemples la méthode des ondes planes (PWM), la méthode des moments et la méthode des éléments finis. Quand à la deuxième catégorie, la plus générale et la plus répandue est la méthode FDTD (finite difference time domain). Les résultats de simulations qui seront exposés dans ce manuscrit seront confortés à des calculs ondes planes et FDTD, réalisés grâce aux logiciels « BandSOLVE » et « FullWAVE » de RSoft.

### 3.2. Modélisation des structures périodiques diélectriques

Les structures périodiques diélectriques sont essentiellement des matériaux à bandes interdites photoniques formés de réseaux diélectriques. La principale caractéristique de ces structures est leur aptitude à fonctionner comme un miroir en réfléchissant partiellement ou totalement les ondes électromagnétiques dans une certaine bande de fréquences et cela pour des incidences particulières selon les types de matériaux utilisés [22]. Ces structures réfléchissent les ondes grâce à un phénomène d'interférence constructive entre les différentes couches composant le matériau. Du fait de la stratification périodique, les ondes interfèrent donc de manière constructive ou destructive selon la valeur du déphasage qui dépend entre autre de la longueur d'onde et de l'angle d'incidence [103]. Deux approches peuvent être utilisées pour l'étude de ces structures: la modélisation dans le domaine fréquentiel ou temporel. Les méthodes fréquentielles sont généralement les plus appropriées pour étudier ce type de matériaux. Elles permettent d'obtenir (presque instantanément dans le cas bidimensionnel) les structures de bandes et l'état des modes simultanément. Les méthodes temporelles sont plus adaptées pour réaliser des simulations qui impliquent une évolution des champs, tels que des calculs de transmission et de temps de relaxation à la résonance. Mais

elles peuvent aussi être utilisées pour calculer des structures de bandes et pour retrouver des modes de résonance.

### 3.2.1. Méthode des ondes planes

Dans les cristaux photoniques, la méthode des ondes planes est la méthode de référence pour le calcul des bandes interdites. Elle est bien adaptée pour des structures périodiques de dimensions infinies pour la détermination des modes propres et du diagramme de dispersion de la structure.

Tout phénomène électromagnétique est gouverné par les équations des Maxwell. Ces dernières amènent à une équation d'onde qui, dans un milieu linéaire, isotrope, non magnétique (perméabilité magnétique relative égal à 1) et en absence de sources, s'écrit (pour les champs électrique et magnétique) de la manière suivante :

$$\vec{\nabla} \times \left( \frac{1}{\epsilon_r(\vec{r})} \vec{\nabla} \times \vec{E}(\vec{r}, t) \right) + \mu_0 \epsilon_0 \cdot \frac{\partial^2}{\partial t^2} \vec{E}(\vec{r}, t) = 0 \quad (3.1)$$

$$\vec{\nabla} \times \left( \frac{1}{\epsilon_r(\vec{r})} \vec{\nabla} \times \vec{H}(\vec{r}, t) \right) + \mu_0 \epsilon_0 \cdot \frac{\partial^2}{\partial t^2} \vec{H}(\vec{r}, t) = 0 \quad (3.2)$$

L'intérêt de la méthode des ondes planes est qu'elle facilite la résolution des équations d'onde de manière rigoureuse pour les structures périodiques supposées infinies. Elle permet le calcul des bandes de fréquences autorisées ou interdites des ondes électromagnétiques susceptibles de se propager dans la structure considérée [104,105].

Il est possible de rechercher des solutions sous la forme d'ondes planes de la forme :

$$\vec{E}(\vec{r}, t) = \vec{E}(\vec{r}) \cdot e^{i\omega t} \quad \text{et} \quad \vec{H}(\vec{r}, t) = \vec{H}(\vec{r}) \cdot e^{i\omega t} \quad (3.3)$$

Avec la longueur d'onde dans le vide  $\lambda = \frac{2\pi c}{\omega}$  et dont le vecteur d'onde  $\vec{k}$  est défini de telle

sorte que le trièdre  $(\vec{E}, \vec{H}, \vec{k})$ , soit direct et que  $\omega^2 = \frac{k^2 c^2}{\epsilon_r(\vec{r})}$  (c étant la vitesse de la lumière

dans le vide et n étant défini tel que  $n = \sqrt{\epsilon_r(\vec{r})}$ ).

En combinant ces conditions, on peut simplifier les équations (3.1) et (3.2) :

$$\vec{\nabla} \times \left( \vec{\nabla} \times \vec{E}(\vec{r}) \right) - \frac{\omega^2}{c^2} \cdot \epsilon_r(\vec{r}) \vec{E}(\vec{r}) = 0 \quad (3.4)$$

$$\vec{\nabla} \times \left( \vec{\nabla} \times \vec{H}(\vec{r}) \right) - \frac{\omega^2}{c^2} \cdot \epsilon_r(\vec{r}) \vec{H}(\vec{r}) = 0 \quad (3.5)$$

Comme  $\varepsilon_r(\vec{r})$  est périodique,  $\vec{E}(\vec{r})$  et  $\vec{H}(\vec{r})$  satisfont le théorème de Bloch et peuvent être décomposées sous la forme :  $\vec{E}(\vec{r}) = \vec{u}_{\vec{k}}(\vec{r}) e^{i\vec{k}\cdot\vec{r}}$  et  $\vec{H}(\vec{r}) = \vec{v}_{\vec{k}}(\vec{r}) e^{i\vec{k}\cdot\vec{r}}$ , où les fonctions  $\vec{u}_{\vec{k}}(\vec{r})$  et  $\vec{v}_{\vec{k}}(\vec{r})$  possèdent toutes les périodicités du milieu. Alors, il est possible de développer  $\varepsilon_r(\vec{r})$ ,  $\vec{u}_{\vec{k}}(\vec{r})$  et  $\vec{v}_{\vec{k}}(\vec{r})$  en séries de Fourier :

$$\varepsilon_r(\vec{r}) = \sum_{\vec{G}} \varepsilon_r(\vec{G}) e^{i\vec{G}\cdot\vec{r}} \quad (3.6)$$

$$\vec{E}(\vec{r}) = \vec{u}_{\vec{k}}(\vec{r}) e^{i\vec{k}\cdot\vec{r}} = \left( \sum_{\vec{G}} \vec{u}_{\vec{k}}(\vec{G}) e^{i\vec{G}\cdot\vec{r}} \right) e^{i\vec{k}\cdot\vec{r}} = \sum_{\vec{G}} \vec{u}_{\vec{k}}(\vec{G}) e^{i(\vec{G}+\vec{k})\cdot\vec{r}} \quad (3.7)$$

$$\vec{H}(\vec{r}) = \vec{v}_{\vec{k}}(\vec{r}) e^{i\vec{k}\cdot\vec{r}} = \left( \sum_{\vec{G}} \vec{v}_{\vec{k}}(\vec{G}) e^{i\vec{G}\cdot\vec{r}} \right) e^{i\vec{k}\cdot\vec{r}} = \sum_{\vec{G}} \vec{v}_{\vec{k}}(\vec{G}) e^{i(\vec{G}+\vec{k})\cdot\vec{r}} \quad (3.8)$$

Où  $\vec{G}$  est un vecteur du réseau réciproque et où  $\varepsilon_r(\vec{G})$ ,  $\vec{u}_{\vec{k}}(\vec{r})$  et  $\vec{v}_{\vec{k}}(\vec{r})$  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 (3.4) devient :

$$-(\vec{G} + \vec{k}) \times \left\{ (\vec{G} + \vec{k}) \times \vec{u}_{\vec{k}}(\vec{G}) \right\} = \frac{\omega^2}{c^2} \sum_{\vec{G}'} \varepsilon_r(\vec{G} - \vec{G}') \cdot \vec{u}_{\vec{k}}(\vec{G}') \quad (3.9)$$

L'équation (3.9) représente un système linéaire de dimension infinie car il y a une infinité de vecteurs  $\vec{G}$  du réseau réciproque.

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). 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. Elles représentent les diagrammes de bandes du cristal.

D'une manière générale, quand les vecteurs  $\vec{k}$  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  $\omega_n(\vec{k})$  n'est accessible ce sont les bandes interdites photoniques.

La méthode des ondes plane permet également le calcul de la distribution des champs électriques et magnétiques de chacun des modes dans la structure ainsi que la densité d'état. La structure de calcul est définie par une cellule et par un réseau périodique selon lequel cette cellule est reproduite pour couvrir entièrement l'espace. Cette cellule peut être sans défauts (périodique et homogène), avec défaut ponctuel ou linéaire dans le cas des cavités et des guides d'onde.

### 3.2.2. Méthode des différences finies temporelles (FDTD)

La méthode numérique des différences finies dans le domaine temporel (FDTD) a été développée par Yee [106] en 1966 et ce n'est qu'en 1975 qu'une série d'articles préconisant ses futures applications sont apparus [107, 108]. Grâce à ses avantages et à l'outil informatique devenant de plus en plus performant, la FDTD n'a cessé de gagner d'utilisateurs pour des applications de plus en plus variées.

La méthode FDTD peut simuler le comportement d'une onde électromagnétique dans tout type de milieu (diélectrique, métal, plasma,...), tout en tenant compte des formes géométriques les plus complexes des objets pouvant constituer le système. Elle ne fait intervenir aucune inversion de matrice. Sa formulation théorique [109] extrêmement simple fournit des prédictions d'une grande précision pour un large éventail de problèmes dans le domaine électromagnétique. Elle est à large bande, une excitation impulsionnelle dans le domaine temporel suffit à donner la réponse d'un système sur une large bande de fréquences via une transformation de Fourier.

Dans cette partie, nous présentons les principes de la méthode FDTD et nous expliquons les points nécessaires à la modélisation des cristaux photoniques.

#### 3.2.2.1. Principe de base de la méthode

##### Équations de bases

La méthode des différences finies temporelles repose sur une résolution directe des équations de Maxwell (chapitre 1) sous leur forme différentielle. Dans le cas d'un matériau isotrope, non dispersif, sans source et transparent (constante diélectrique purement réelle), deux de ces équations s'écrivent dans un repère cartésien  $(x, y, z)$  :

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{\partial H_x}{\partial t} = \frac{1}{\mu} \left( \frac{\partial E_y}{\partial z} - \frac{\partial E_z}{\partial y} \right) \\ \frac{\partial H_y}{\partial t} = \frac{1}{\mu} \left( \frac{\partial E_z}{\partial x} - \frac{\partial E_x}{\partial z} \right) \\ \frac{\partial H_z}{\partial t} = \frac{1}{\mu} \left( \frac{\partial E_x}{\partial y} - \frac{\partial E_y}{\partial x} \right) \\ \frac{\partial E_x}{\partial t} = \frac{1}{\varepsilon} \left( \frac{\partial H_z}{\partial y} - \frac{\partial H_y}{\partial z} \right) \\ \frac{\partial E_y}{\partial t} = \frac{1}{\varepsilon} \left( \frac{\partial H_x}{\partial z} - \frac{\partial H_z}{\partial x} \right) \\ \frac{\partial E_z}{\partial t} = \frac{1}{\varepsilon} \left( \frac{\partial H_y}{\partial x} - \frac{\partial H_x}{\partial y} \right) \end{array} \right. \quad (3.10)$$

### Cristaux photoniques bi-périodiques

Dans le cas où les cristaux photoniques sont périodiques suivant deux directions (x et y par exemple) et invariant suivant la troisième direction (z), la propagation se fait dans le plan et la variation des champs s'annule suivant la troisième direction. Le système d'équation 3.10 se simplifie et se subdivise en deux sous système donnant naissance aux deux polarisations transverse électriques (TE) et transverse magnétique (TM). Pour illustrer ce cas, supposons que le cristal est périodique suivant les directions x et y et infini suivant z. les dérivées par rapport à z s'annulent. Les équations 3.10 impliquent:

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{\partial H_x}{\partial t} = \frac{1}{\mu} \left( -\frac{\partial E_z}{\partial y} \right) \\ \frac{\partial H_y}{\partial t} = \frac{1}{\mu} \left( \frac{\partial E_z}{\partial x} \right) \\ \frac{\partial H_z}{\partial t} = \frac{1}{\mu} \left( \frac{\partial E_x}{\partial y} - \frac{\partial E_y}{\partial x} \right) \\ \frac{\partial E_x}{\partial t} = \frac{1}{\varepsilon} \left( \frac{\partial H_z}{\partial y} \right) \\ \frac{\partial E_y}{\partial t} = \frac{1}{\varepsilon} \left( -\frac{\partial H_z}{\partial x} \right) \\ \frac{\partial E_z}{\partial t} = \frac{1}{\varepsilon} \left( \frac{\partial H_y}{\partial x} - \frac{\partial H_x}{\partial y} \right) \end{array} \right. \quad (3.11)$$

Remarquons que l'évolution de  $E_z$ ,  $H_x$  et  $H_y$  est indépendante de celle  $E_x$ ,  $E_y$ , et  $H_z$ . De ce fait résulte deux systèmes d'équations indépendants, l'un décrivant la polarisation TE et l'autre la polarisation TM.

#### Polarisation TE

Les composantes électriques sont transverses, elles sont dans le plan de périodicité du cristal photonique. La polarisation TE est définie par le système suivant :

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{\partial H_z}{\partial t} = \frac{1}{\mu} \left( \frac{\partial E_x}{\partial y} - \frac{\partial E_y}{\partial x} \right) \\ \frac{\partial E_x}{\partial t} = \frac{1}{\varepsilon} \left( \frac{\partial H_z}{\partial y} \right) \\ \frac{\partial E_y}{\partial t} = \frac{1}{\varepsilon} \left( -\frac{\partial H_z}{\partial x} \right) \end{array} \right. \quad (3.12)$$

### Polarisation TM

Dans ce cas ce sont les composants magnétiques qui sont transverses. Cette polarisation est régie par le système suivant :

$$\begin{cases} \frac{\partial H_x}{\partial t} = \frac{1}{\mu} \left( -\frac{\partial E_z}{\partial y} \right) \\ \frac{\partial H_y}{\partial t} = \frac{1}{\mu} \left( \frac{\partial E_z}{\partial x} \right) \\ \frac{\partial E_z}{\partial t} = \frac{1}{\varepsilon} \left( \frac{\partial H_y}{\partial x} - \frac{\partial H_x}{\partial y} \right) \end{cases} \quad (3.13)$$

Une approximation basée sur le développement limité de Taylor (figure 3.1) au second ordre permet d'obtenir les dérivées temporelles et spatiales des fonctions ( $E_x$ ,  $E_y$ ,  $H_z$ ) et ( $H_x$ ,  $H_y$ ,  $E_z$ ).

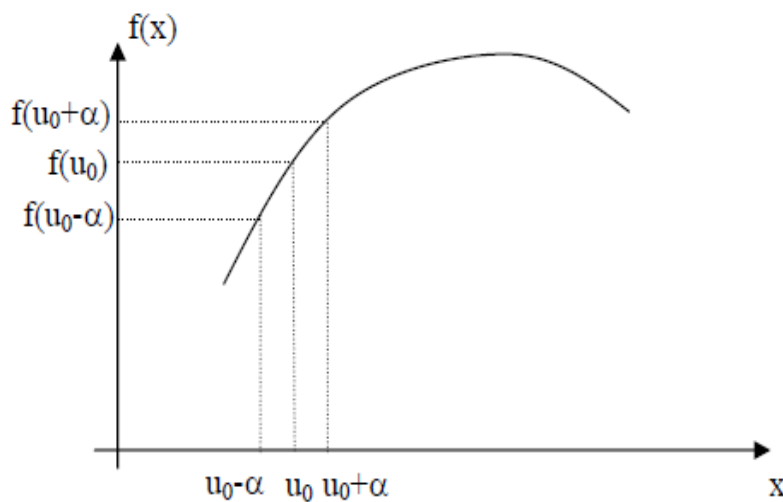


Figure 3.1 : Calcul de la dérivée de  $f(x)$  en  $U_0$ .

### Développement limité de Taylor

Soit une fonction  $f$  continue 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  $u_1$  et  $u_2$ .

$$f(u_0 - \alpha) = f(u_0) - \alpha \frac{\partial f}{\partial u}(u_0) + \frac{\alpha^2}{2!} \frac{\partial^2 f}{\partial u^2}(u_0) - \dots - \frac{\alpha^i}{i!} \frac{\partial^i f}{\partial u^i}(u_0) \quad (3.14)$$

$$f(u_0 + \alpha) = f(u_0) + \alpha \frac{\partial f}{\partial u}(u_0) + \frac{\alpha^2}{2!} \frac{\partial^2 f}{\partial u^2}(u_0) + \dots + \frac{\alpha^i}{i!} \frac{\partial^i f}{\partial u^i}(u_0) \quad (3.15)$$

La dérivée de  $f$  au point  $u_0$  est approchée de manière centrée en calculant la différence de l'équation (3.14) et de l'équation (3.15) à l'ordre 2. Elle est donnée sous la forme suivante :

$$\frac{\partial f}{\partial u}(u_0) = \frac{f(u_0 + \alpha) - f(u_0 - \alpha)}{2\alpha} + \theta(\alpha^2) \quad (3.16)$$

Cette solution génère une erreur d'ordre 2 ( $\theta(\alpha^2)$ ), beaucoup plus intéressante qu'une erreur d'ordre 1.

### 3.2.2.2. Discrétisation des équations et algorithme de Yee

Une discrétisation spatiale et temporelle aux différences finies est effectuée pour la résolution des deux sous systèmes (3.12) et (3.13). Par conséquent, l'espace 2D est discrétisé par un maillage de pas  $\Delta x$  ( $\Delta x = \Delta y = \Delta$  dans la plupart des cas), et l'espace des temps est discrétisé avec un pas temporel  $\Delta t$ .

L'espace est donc divisé en cellules élémentaires (ou mailles élémentaires) parallélépipédiques, à l'intérieur desquelles sont calculées les 6 composantes orthogonales des champs électromagnétiques ( $E_x, E_y, E_z$  et  $H_x, H_y, H_z$ ).

La forme particulière des équations de Maxwell conduit à calculer les composantes du champ électrique au milieu des arêtes des mailles. Les composantes du champ magnétique sont déterminées au centre des faces (Fig. 3.2).

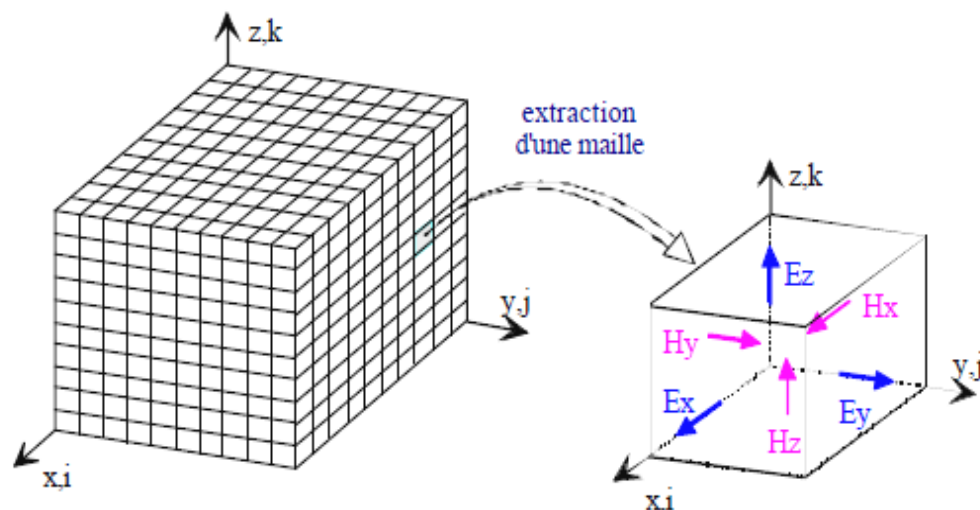


Figure 3.2 : Volume de calcul et cellule élémentaire.

Le calcul des composantes électriques et magnétiques se fait en des points particuliers suivant le schéma de Yee (Fig. 3.3).

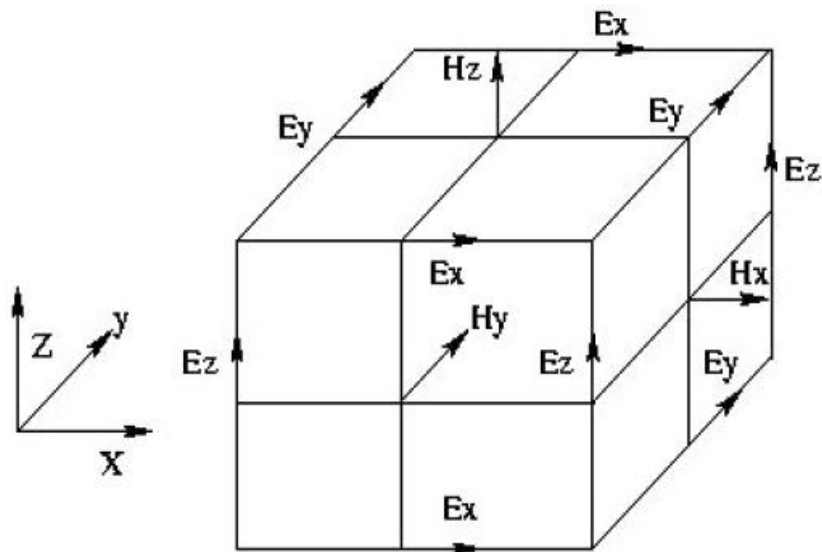


Figure 3.3 : Cellule de Yee.

Les composantes électriques sont calculées en des points de la cellule de Yee appelés nœuds électriques qui sont toujours situés au milieu d'une arête. Les composantes magnétiques sont toujours calculées aux centres des faces de la cellule (nœud magnétique). Cette répartition des composantes permet au schéma de Yee de respecter la continuité des composantes tangentielle électrique et normale magnétique à l'interface de deux milieux différents.

Les champs électriques et magnétiques seront évalués respectivement aux instants  $n.\Delta t$  et  $(n + 1/2).\Delta t$  avec  $n$  un entier naturel. Les discrétisations spatiales des composantes du champ électrique et magnétique seront décalées de  $\Delta / 2$ .

Cette disposition assure un processus itératif entièrement explicite (pas d'inversion de matrice).

L'évolution du champ électromagnétique en fonction du temps est donc déterminée en chaque point du réseau par un processus itératif. En partant de :

$$\frac{\partial H_z}{\partial t} = \frac{1}{\mu} \left( \frac{\partial E_x}{\partial y} - \frac{\partial E_y}{\partial x} \right) \quad (3.17)$$

A l'aide des équations suivantes :

$$\frac{\partial H_z}{\partial t} = \frac{H_z^{n+\frac{1}{2}}(i+\frac{1}{2}, j+\frac{1}{2}) - H_z^{n-\frac{1}{2}}(i+\frac{1}{2}, j+\frac{1}{2})}{\Delta t} \quad (3.18)$$



$$\frac{\partial E_x}{\partial y} = \frac{E_x^n(i + \frac{1}{2}, j+1) - E_x^n(i + \frac{1}{2}, j)}{\Delta y} \quad (3.19)$$

$$\frac{\partial E_y}{\partial x} = \frac{E_y^n(i+1, j + \frac{1}{2}) - E_y^n(i, j + \frac{1}{2})}{\Delta x} \quad (3.20)$$

$$\begin{aligned} H_z^{n+\frac{1}{2}}(i + \frac{1}{2}, j + \frac{1}{2}) = H_z^{n-\frac{1}{2}}(i + \frac{1}{2}, j + \frac{1}{2}) + \frac{\Delta t}{\mu(i + \frac{1}{2}, j + \frac{1}{2})\Delta} & \left[ E_x^n(i + \frac{1}{2}, j+1) - E_x^n(i + \frac{1}{2}, j) \right. \\ & \left. + E_y^n(i, j + \frac{1}{2}) - E_y^n(i+1, j + \frac{1}{2}) \right] \end{aligned} \quad (3.21)$$

Le calcul des deux composantes de E se fera de la manière que précédemment, ce qui nous donne :

$$E_x^{n+1}(i + \frac{1}{2}, j) = E_x^n(i + \frac{1}{2}, j) + \frac{\Delta t}{\varepsilon(i + \frac{1}{2}, j)\Delta} \left[ H_z^{n+\frac{1}{2}}(i + \frac{1}{2}, j + \frac{1}{2}) - H_z^{n+\frac{1}{2}}(i + \frac{1}{2}, j - \frac{1}{2}) \right] \quad (3.22)$$

$$E_y^{n+1}(i, j + \frac{1}{2}) = E_y^n(i, j + \frac{1}{2}) + \frac{\Delta t}{\varepsilon(i, j + \frac{1}{2})\Delta} \left[ H_z^{n+\frac{1}{2}}(i - \frac{1}{2}, j + \frac{1}{2}) - H_z^{n+\frac{1}{2}}(i + \frac{1}{2}, j + \frac{1}{2}) \right] \quad (3.23)$$

### 3.2.2.3. Conditions de stabilité de l'algorithme de Yee

Les problèmes de stabilité des méthodes numériques explicites ont été analysés par Courant, Friedrich et Levy (CFL) [110, 106]. Taflove a appliqué cette approche à la méthode FDTD [110, 111]. L'algorithme de Yee est intrinsèquement stable si le critère CFL donné par l'inégalité suivante est vérifié :

$$\Delta t \leq \frac{1}{c \sqrt{\frac{1}{\Delta x^2} + \frac{1}{\Delta y^2}}} \quad (3.24)$$

Où :

$\Delta x, \Delta y$  : les pas de discrétisation dans l'espace.

$c$  : la vitesse de propagation d'une onde plane dans le milieu,

$\Delta t$  : le pas d'échantillonnage temporel.

Si  $\Delta x = \Delta y = \Delta$ , alors cette condition se simplifie à :

$$\Delta t \leq \frac{\Delta}{c\sqrt{2}} \quad (3.25)$$

Cette condition se comprend assez intuitivement : il faut que le pas temporel soit suffisant pour permettre de décrire la propagation de l'onde d'un nœud au nœud le plus proche, distant optiquement de  $\Delta$ .

Plus le maillage spatial sera fin et plus le nombre d'itérations pour décrire un temps  $T$  de propagation sera important.

### 3.2.2.4. 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).

Une première solution est de fixer les composantes du champ à une valeur nulle aux bords du domaine et de ne pas appliquer l'algorithme de base. Des réflexions non physiques apparaissent alors sur ces bords et perturbent fortement le comportement de la structure.

Il faut donc créer un algorithme pour illustrer ces composantes de bord qui visent à réduire les réflexions. L'utilisation de conditions aux limites performantes est finalement la difficulté majeure de la mise en œuvre de cette technique de calcul.

Deux familles de solutions existent :

#### Condition de Mur

La technique utilisée par Mur [112] repose sur un principe posé par Engquist et Madja [113] qui n'est applicable que dans le cas d'un maillage FDTD cartésien. Ce principe est basé sur la factorisation des opérateurs aux dérivées partielles dans l'équation de l'onde.

Dans le cas 2D, l'équation d'onde est la suivante :

$$\frac{\partial^2 \mathbf{u}}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \mathbf{u}}{\partial y^2} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \mathbf{u}}{\partial t^2} = 0 \quad (3.26)$$

Avec  $u$  : composante scalaire de l'un des champs  $E$  et  $H$ . L'équation se présente sous la forme du produit d'un opérateur, nommé  $L$ , par la fonction  $u$  tel que  $Lu=0$  et avec :

$$L \equiv \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \quad (3.27)$$

Il est possible d'écrire l'opérateur  $L$  sous la forme d'un produit d'opérateurs  $L=L^+ L^-$ , avec :

$$L^\pm \equiv \frac{\partial}{\partial x} \pm \frac{1}{c} \frac{\partial}{\partial t} \sqrt{1 - \left( \frac{\frac{\partial}{\partial y}}{\left( \frac{1}{c} \right) \left( \frac{\partial}{\partial t} \right)} \right)^2} \quad (3.28)$$

Engquist et Madja ont montré que l'application de  $L^-$  ou  $L^+$  à la fonction d'onde  $U$  tel que  $L^\pm .U=0$  permettrait respectivement en  $x=0$  ou  $x=d$  une absorption de la partie de l'onde qui devrait être réfléchiée à l'interface entre les deux milieux, et ce quel que soit l'angle d'incidence de cette onde. Une factorisation similaire est évidemment possible pour  $y=0$  et  $y=d$ .

Pour une onde plane autour de l'incidence normale, on peut considérer que la dérivée suivant  $y$  est petite devant la dérivée temporelle et donc que :

Avec :

$$\sqrt{1-S^2} \approx 1 - \frac{1}{2} S^2 \quad (3.29)$$

$$S \equiv \frac{\frac{\partial}{\partial y}}{\left( \frac{1}{c} \right) \left( \frac{\partial}{\partial t} \right)} \quad (3.30)$$

Une approximation au second ordre de l'équation différentielle devrait être appliquée aux composantes tangentiellles du champ en  $x=0$  pour éliminer l'onde réfléchiée :

$$\frac{\partial^2 u}{\partial x \partial t} - \frac{1}{c} \frac{\partial^2 u}{\partial t^2} + \frac{c}{2} \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} = 0 \quad (3.31)$$

Cette équation discrétisée par la méthode des différences finies correspond aux conditions de MUR du second ordre. Ces conditions ne sont pas applicables pratiquement aux coins du domaine de calcul sans que le développement de (3.29) ne soit réduit au premier ordre. L'équation différentielle pour  $x=0$  se réduit alors à :

$$\frac{\partial^2 u}{\partial x \partial t} - \frac{1}{c} \frac{\partial^2 u}{\partial t^2} = 0 \quad (3.32)$$

Deux remarques peuvent être faites sur ces conditions aux limites.

- (i) elles ne sont rigoureusement valables que pour des ondes arrivant à incidence normale à la limite du domaine. Une réflexion parasite apparaîtra pour des incidences s'en écartant.
- (ii) Ces conditions sont identiques pour les composantes du champ E et H.

### Condition PML (pour « perfectly matched layers »)

Ces conditions aux limites sont certainement les conditions absorbantes les plus performantes aujourd'hui. Elles permettent de descendre à des réflexions en amplitude de l'ordre de  $10^{-5}$  (amplitude du champ), sur une très large gamme d'incidences et de fréquences. Ces conditions partent 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  $\sigma$  et magnétique  $\sigma^*$ ). Dans le vide, cette condition s'exprime:

$$\sigma/\varepsilon_0 = \sigma^*/\mu_0 \quad (3.33)$$

Où  $\varepsilon_0$  désigne la permittivité du vide et  $\mu_0$  sa perméabilité magnétique.

Dans ce cas l'onde n'est pas réfléchi à l'interface entre les deux milieux et s'atténue dans la partie absorbante. L'épaisseur de la couche absorbante peut être choisie aussi grande que l'on veut pour limiter la réflexion en bord de domaine. Cette adaptation d'impédance n'est toutefois possible qu'à incidence normale et une réflexion à l'interface entre les deux milieux réapparaît dès que l'on s'en écarte.

L'astuce introduite par Bérenger dans les années 80 consiste à rendre le milieu absorbant et artificiellement biaxe [114]. L'absorption n'est alors choisie non nulle que suivant l'axe normal à l'interface entre les deux milieux (Fig. 3.4). À l'interface, l'onde plane incidente est décomposée fictivement en deux ondes :

- (i) une onde à incidence normale, qui vérifie la condition (3.33) et qui n'est pas donc réfléchi à l'interface entre le milieu non absorbant et le milieu absorbant.
- (ii) une onde à incidence rasante pour laquelle aucune absorption n'apparaît. Cette onde ne subit par conséquent aucune réflexion.

Il suffit donc de rajouter des couches de type PML tout autour du domaine de calcul pour absorber sans réflexions une onde incidente arrivant avec une incidence quelconque. L'épaisseur de cette couche peut être choisie aussi grande que nécessaire pour absorber l'onde incidente. Une condition de mur métallique peut alors être imposée en limite de PML sans réflexions conséquentes d'énergie dans le domaine de calcul.

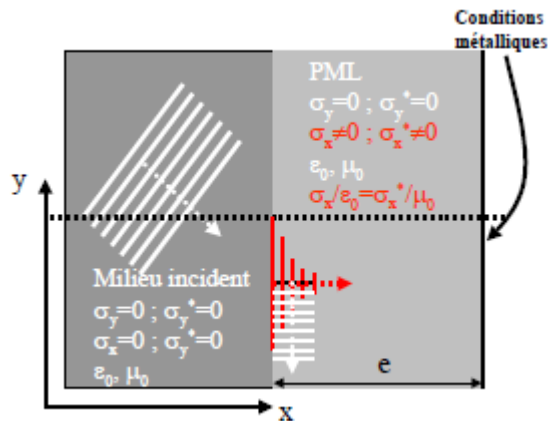


Figure 3.4 : fonctionnement d'un milieu de type PML.

La figure 3.5 montre l'utilisation des PML pour un système à 2D.

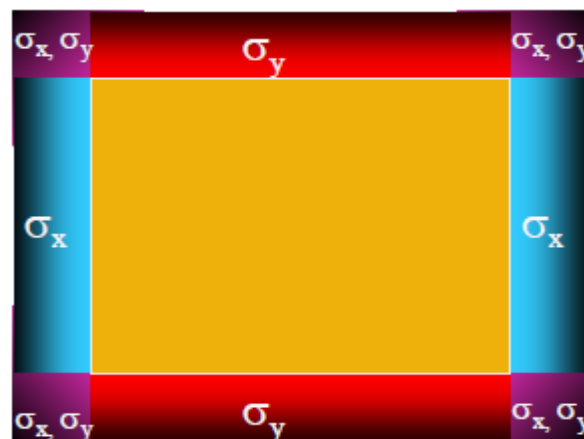


Figure 3.5 : utilisation des couches PML dans le cas 2D.

### 3.3. Outils numériques disponibles

#### 3.3.1. BandSolve

Le logiciel que nous avons exploité pour modéliser les structures par la méthode des ondes planes s'appelle «BandSolve» développé par Rsoft.

BandSolve est un logiciel de simulation 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 une méthode supercellule type onde plane. A deux dimensions, il est nécessaire de considérer deux directions de propagation différente : TE (avec le champ E perpendiculaire à l'axe des trous) et TM (où E est parallèle à l'axe des trous). Ces deux polarisations sont découplées et donnent lieu à deux diagrammes de bandes

indépendants. Il n'existe pas forcément une bande interdite dans les deux cas. En outre, il peut être appliqué à des structures comme les fibres à cristaux photoniques, qui sont complexes pour les autres techniques de simulation. BandSolve est particulièrement utile pour optimiser les propriétés des structures à cristaux photoniques, qui sont simulés par la méthode FDTD implémentée dans le logiciel FullWave, pour examiner les propriétés dépendant du temps comme les pertes, et pour calculer les distributions de champ dans des structures de dimensions finies [115].

Nous avons validé nos calculs dans le cas d'un réseau triangulaire. Pour ce faire, nous avons repris l'exemple traité par [116]. La structure est une maille triangulaire composée de trous d'air ( $n=1$ ) de formes cylindriques périodiques plongés dans un milieu diélectrique (Si) d'indice de réfraction ( $n=3.42$ ). Le rayon des cylindres est  $r=0.43a$ . Dans les figures 3.6 (a) et 3.6 (b), nous présentons respectivement la structure de bande calculée par [116] et celle que nous avons simulé. On constate une concordance entre nos résultats PWM et ceux présentés dans la littérature [116].

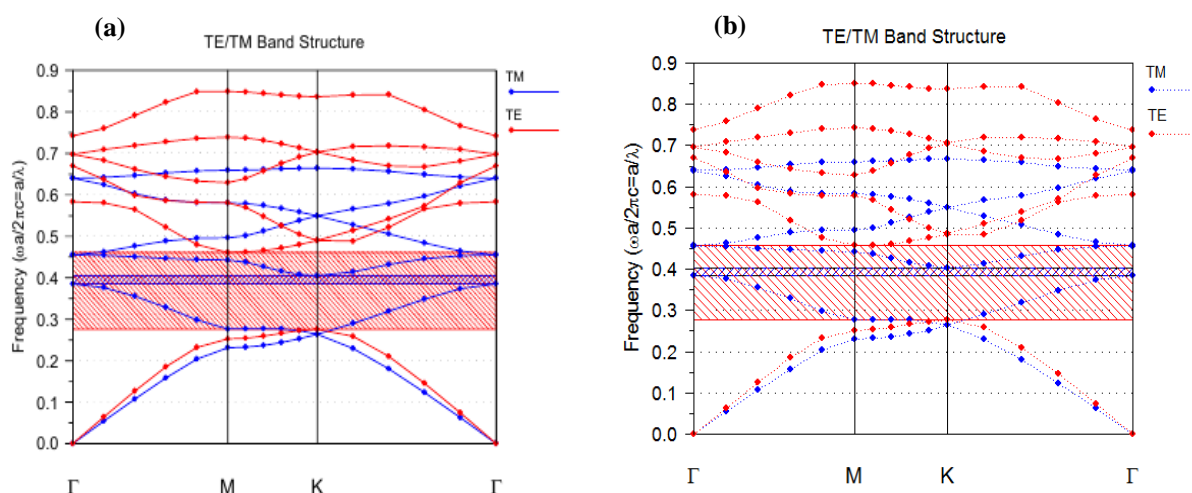


Figure 3.6 : Diagramme de dispersion d'un réseau triangulaire de trous d'air dans du silicium avec  $\epsilon=11.6$  et  $r/a=0.43$  pour la polarisation TE (en rouge) et TM (en bleu). Les zones hachurées marquent les BIP de chacune des polarisations. Seules les fréquences comprises entre 0,385 et 0,406 permettent l'ouverture d'une bande interdite complète. (a) Résultats obtenus par [116] et (b) Résultats obtenus par le simulateur Bandsolve.

### 3.3.2. FullWave

Les simulations numériques ont été effectuées avec le logiciel Fullwave qui est un logiciel de simulation électromagnétique, basé sur la méthode des différences finies dans le domaine temporel [117]. La méthode FDTD repose sur la résolution des équations de Maxwell dans un domaine discrétisé spatialement et temporellement. Il permet de suivre l'évolution du champ EM au cours du temps en tout point de la structure. On peut ainsi obtenir les cartographies du champ EM à n'importe quel endroit et n'importe quel moment. La connaissance de l'évolution du champ en fonction du temps permet également d'obtenir des informations sur la réponse spectrale de la structure.

Ce logiciel 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 abords du domaine de discrétisation (calcul) qui permet d'éviter les réflexions parasites engendrées aux bords de la fenêtre du calcul FDTD afin de simuler un milieu ouvert. Dans notre travail, nous considérons le modèle des couches absorbantes découverte par J.P. Béranger [118] et désigné par PML (Perfectly Matched Layer) [119] qui est parfaitement adapté aux modélisations des frontières absorbantes en électromagnétisme.

Ce logiciel permet de calculer le champ diffracté par n'importe quelle structure périodique ou non. Nous l'avons utilisé pour étudier les matériaux à bandes interdites photoniques diélectriques.

### 3.4. Conclusion

Etant donné le vif intérêt suscité par les matériaux à bandes interdites photoniques, des études se sont orientées sur la modélisation de ce type de structures périodiques. La méthode des ondes planes était la première utilisée pour calculer les structures de bande d'énergie des structures diélectriques. Cette technique de résolution dans le domaine fréquentiel consiste à développer le champ électromagnétique sur une base d'ondes planes. L'écriture des équations de Maxwell dans cette base conduit par la suite à une équation aux valeurs propres dont la résolution permet d'obtenir les relations de dispersion reliant la fréquence au vecteur d'onde. La méthode des différences finies dans le domaine temporel (FDTD) a été largement utilisée pour la modélisation de ce type de matériaux grâce à sa facilité d'implémentation. Cependant, elle est plus exploitée dans le calcul des diagrammes de transmission et de réflexion que celui des structures de bandes à cause de l'énorme temps de calcul et capacité en mémoire de stockage qu'elle demande.

# Chapitre4



# Chapitre 4

## Etude Numérique des Cavités à Cristaux Photoniques

### 4.1. Introduction

Les cristaux photoniques ont la capacité d'inhiber la propagation de la lumière dans certaines directions pour un domaine fréquentiel donné. Le cristal se comporte alors comme un miroir, et cette propriété est communément appelé Bande Interdite Photonique (BIP) [16]. Les applications potentielles des BIP 2D sont nombreuses : contrôle de l'émission spontanée dans les dispositifs, guides d'ondes rectilignes à fort rayon de courbure, faces miroir, filtres, microcavités à grand facteur de qualité, effet de superprisme [120]...

Ce travail de thèse est dédié à l'étude des cristaux photoniques bidimensionnels gravés dans des hétérostructures sur substrat InP. La structure considérée est un cristal photonique à maille triangulaire de trous d'air périodiques perpendiculairement au substrat d'InP, nous étudierons les cavités hexagonales  $H_1$ ,  $H_2$  et  $H_5$  ainsi que les cavités linéiques  $L_2$ ,  $L_3$ , et  $L_5$ . Pour améliorer les facteurs de qualité de ces structures, le concept présenté par Noda [14] est appliqué, il consiste à agir sur la position des trous situés aux extrémités de la cavité. En effet, le déplacement de ces trous permet un changement plus graduel de la fonction enveloppe aux bords de la cavité et un meilleur confinement du mode. L'intérêt de ces cavités est de réaliser des sources de lumière certes peu directives, mais très localisées et intenses; il sera donc possible d'exploiter l'effet laser pour des facteurs de qualité suffisamment élevés. L'objectif principal de nos travaux demeure l'optimisation du confinement de la lumière dans ces cavités. Pour cela, on étudie des cavités de faible dimension [13] et possédant un minimum de pertes, ceci dans le but d'augmenter ces facteurs de qualité tout en conservant le caractère modal de faible volume.

Par la suite nous allons étudier les propriétés optiques des cavités à cristaux photonique en fonction de la variation de l'indice de réfraction des trous.

On considère deux types de filtre, le premier comprend deux tronçons de guides  $W_1$  entre lesquels a été disposée une cavité composée de deux motifs ( $s=2$ ) suivant la direction  $\Gamma K$  du guide. Deux motifs ont également été disposés de part et d'autre pour former les miroirs ( $N=2$ ). La plupart des longueurs d'ondes guidées seront réfléchies à cette extrémité, sauf quelques unes, qui seront couplées à la cavité. Les évolutions du facteur de qualité de cette structure en fonction des différents paramètres structuraux ont été étudiées numériquement. Nous allons premièrement étudier l'évolution du facteur de qualité de la cavité en fonction de sa taille pour l'optimiser. Ensuite nous allons considérer l'influence de la longueur du guide à CP sur le facteur de qualité et la transmission du mode résonant. Pour cela nous devons jouer sur le nombre de trous d'air entre la cavité et le guide d'onde afin d'améliorer la réflectivité des miroirs de la cavité. Le nombre de trous entre la cavité et le guide d'onde sont choisis pour être égal à 2, 3, 4 et 5. La méthode FDTD peut être utilisée pour calculer la transmission et le

facteur  $Q$ , lorsque le nombre des trous sont 2, 3, 4 et 5, respectivement. Nous avons trouvé pour les valeurs de  $N$  un facteur de qualité très élevé avec une très faible transmission. Afin d'augmenter la transmission et garder le facteur de qualité élevé simultanément en réduisant les pertes de propagation, nous allons changer la taille des trous qui sont situés à l'entrée et à la sortie du guide à CP et étudier l'effet de ces trous modifiés sur la position, le taux de transmission et le facteur de qualité du mode résonant de la cavité.

Dans le même contexte, nous avons entamé, l'étude de filtre sur CP à base de cristaux en silicium macroporeux.

Le second filtre consiste à juxtaposer la cavité parallèlement au guide pour aboutir à une interaction latérale des modes de cavité avec les modes du guide. Ce couplage permet d'extraire une ou plusieurs fréquences se propageant dans le guide. Ces fréquences peuvent ensuite être redirigées, de manière directive, vers un second guide également juxtaposé à la cavité. Des applications de types routeurs en longueur d'onde sont alors possibles. Dans l'ensemble de ces travaux, l'objectif est de concevoir des cavités de faible volume et possédant un minimum de pertes.

## 4.2. Description de la structure étudiée

Malgré la grande profondeur des trous à graver et la difficulté de réalisation technologique, les structures à guide « enterré ou hétérostructure » (entre deux couches de confinement) présentent plusieurs avantages par rapport aux structures membranaires. Le premier avantage est historique, car les principaux composants de l'optique guidée sont aujourd'hui réalisés dans cette configuration. Le deuxième est dû au fait que le cœur du guide n'est pas exposé aux pollutions éventuelles de la surface du semi-conducteur. Le troisième est qu'en contrepartie du relativement faible contraste d'indice, des perturbations accidentelles (ex : irrégularités de gravure) ou volontaires (ex : virage de lumière à guide coudé) ont a priori moins de conséquences sur les pertes de guidage. Ces raisons expliquent pourquoi de nombreux efforts ont été consacrés à la gravure profonde des matériaux semi-conducteurs. Le choix de la filière InP, a été en grande partie motivé par les premières applications envisagées, à savoir des applications télécoms (1,3  $\mu\text{m}$ -1,55  $\mu\text{m}$ ), il est en effet relativement aisé d'insérer dans l'InP des sources actives de lumière configurables pour opérer aux longueurs d'ondes télécoms, et l'InP lui-même est transparent à ces longueurs d'ondes. En insérant des émetteurs sous forme de puits quantiques dans une cavité, il est par exemple possible de réaliser des micro-sources de lumière comme des micro-lasers à faible seuil.

Les propriétés des cristaux photoniques (CP) sont théoriquement décrites par leurs structures de bande et la densité des états dans celle-ci. Le calcul et l'évolution des diagrammes des bandes interdites photoniques pour le matériau étudié sont déterminés par la méthode des ondes planes décrites au chapitre 3. La transmission dans des structures à cristaux photoniques peut être calculée par des approches d'ondes planes pour tracer le diagramme de dispersion d'une structure périodique ( $\epsilon(r)$  périodique) supposée de dimensions infinie ainsi que par la méthode des différences finies temporelles FDTD. Ceci permet l'étude de la distribution du champ électromagnétique dans le cristal photonique.

Il s'agit de structurer périodiquement à l'échelle de la longueur d'onde optique un matériau dans deux directions de l'espace. Pour ce faire la solution couramment utilisée consiste à

graver des cylindres au travers d'une hétérostructure. On a alors le choix sur le motif élémentaire de ce réseau périodique de trous. Pour des raisons de symétrie, le réseau triangulaire de trous d'air est celui qui présente la plus large bande interdite photonique à facteur de remplissage en air donné. La figure 4.1 présente le réseau réel d'un cristal photonique triangulaire, ainsi que le réseau réciproque associé dans l'espace des vecteurs d'onde. Un tel réseau possède trois points particuliers de plus haute symétrie :  $\Gamma$ , K et M. Comme en physique du solide, il suffit uniquement de connaître les propriétés du cristal pour une onde se propageant dans les deux directions de plus haute symétrie  $\Gamma$ K et  $\Gamma$ M afin d'obtenir le diagramme des bandes.

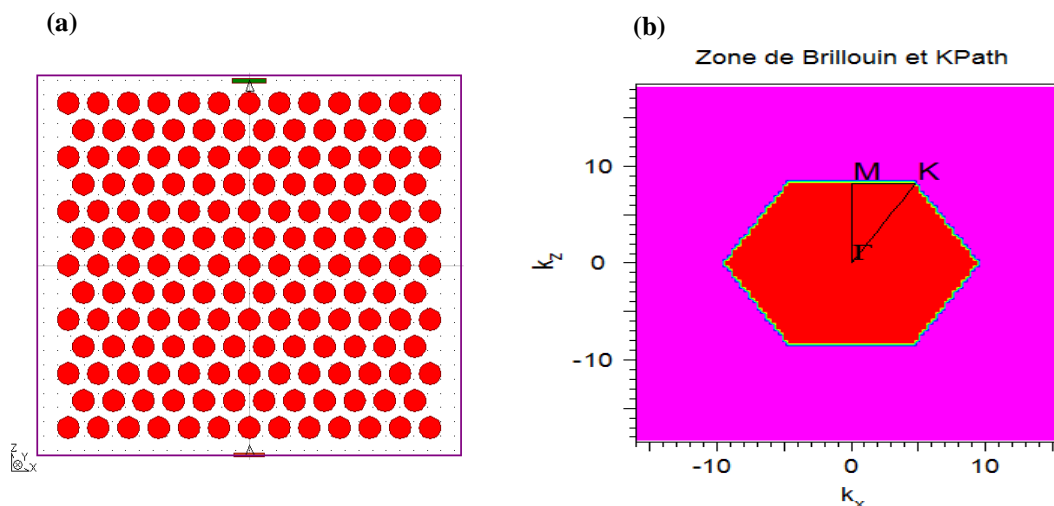


Figure 4.1 : (a) Réseau réel pour un motif triangulaire de trous d'air de période  $a$ , (b) Réseau réciproque montrant la première zone de Brillouin et les deux directions de plus haute symétrie  $\Gamma$ K et  $\Gamma$ M.

Le cristal photonique bidimensionnel étudié est un réseau triangulaire de trou d'air périodique perpendiculairement à InP à base de confinement hétérostructure. Le guide planaire de cette hétérostructure consiste en un cœur de GaInAsP (indice de réfraction 3.35) d'épaisseur  $1.00a$ . Le cœur est entouré de deux gaines d'InP (indice de réfraction 3.17) d'épaisseur  $0.50a$  (Fig.4.2a). Pour simuler des structures de tailles trop importantes, l'approximation de l'indice effectif a été exploitée pour simplifier le calcul en 3D en un calcul en 2D qui nécessite beaucoup moins de ressources informatiques. L'approximation de l'indice effectif, très utilisée pour les simulations d'optique guidée, permet de substituer l'hétérostructure d'épaisseur finie d'indice  $n$  par un milieu infiniment épais d'indice  $n_{\text{eff}}$ , et ainsi de passer d'un problème 3D à un problème 2D. L'indice effectif  $n_{\text{eff}}$  pour le mode TE est de 3.32 ( $\epsilon=11$ ). Un cristal de base à maille triangulaire a été adopté pour favoriser l'apparition d'une bande interdite 2D en polarisation TE. Les paramètres du réseau triangulaire de trous d'air sont choisis pour ouvrir une bande interdite aux alentours de la gamme de longueur d'onde souhaitée. Typiquement, nous désirons ouvrir une bande interdite pour le mode fondamental TE aux alentours des fréquences relatives aux fenêtres des télécommunications. Pour cela on opte pour un cristal de facteur de remplissage en air de 47% permettent d'obtenir une bande interdite 2D allant de 1240nm à 1860nm (voir Fig4.2b).

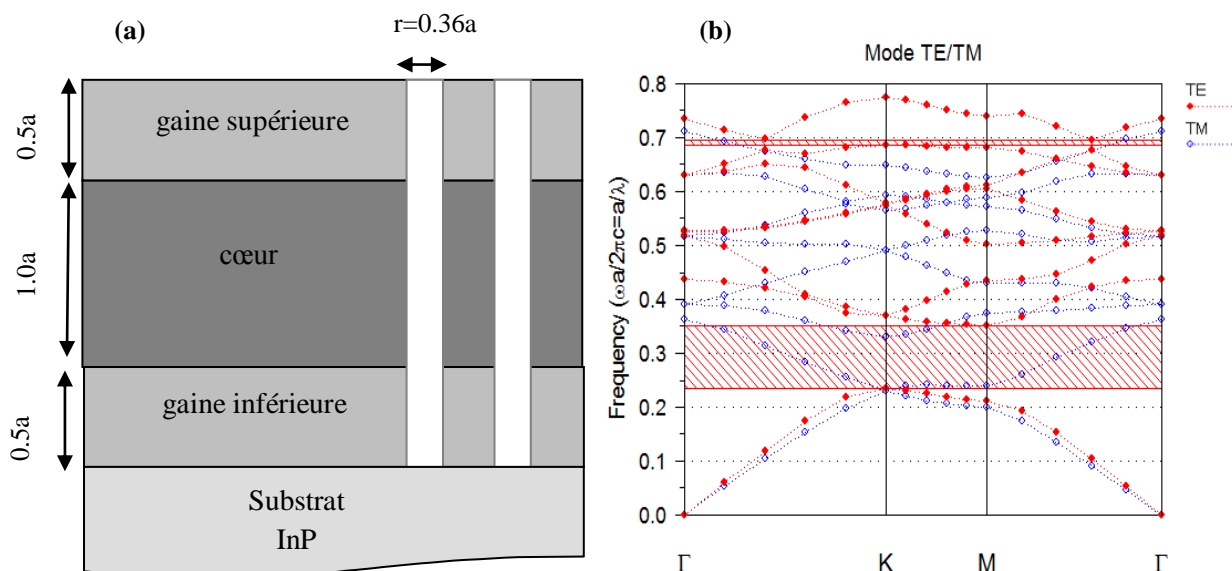


Figure 4.2 : (a) Structure verticale, (b) Diagramme de dispersion d'un réseau triangulaire de trous d'air perpendiculairement au substrat d'InP à base de confinement hétérostructure avec l'indice effectif  $n=3.32$  ( $\epsilon=11$ ).

Une onde électromagnétique incidente dans le plan perpendiculaire au réseau de trous sera donc réfléchi si sa fréquence est comprise dans l'intervalle spectral précédent. Les cristaux photoniques dans leur bande interdite sont donc d'excellents miroirs, tout comme le miroir de Bragg 1D pour des directions d'incidence proche de la normale.

### 4.3. Cavité à cristaux photoniques

La création des défauts dans le cas des cristaux 2D s'effectue, soit, par une modification locale d'indice ou un changement de taille d'un motif du cristal (défaut de substitution), soit par le déplacement d'un de ces motifs (défaut interstitiel) ou l'absence de l'un des motifs (défaut lacunaire) ou encore par l'insertion d'un motif différent (dopant). La présence d'un défaut ponctuel peut conduire à l'existence de niveaux discrets d'énergies dans une bande interdite. Dans notre cas nous utiliserons deux types de défauts ; les défauts lacunaires et les défauts de substitution.

#### 4.3.1. Défauts lacunaires

##### 4.3.1.1. Cavités hexagonales

Dans un cristal triangulaire, les cavités hexagonales, dont les côtés sont les rangées denses, constituent une série de cavités canoniques. Il est commode de les nommer par le nombre de périodes le long de chaque côté. Ainsi, un seul trou manquant correspondra à  $H_1$ , sept trous manquants à  $H_2$ , etc [22]. Les cavités hexagonales ( $H_n$ ) dans un CP à périodicité triangulaire, qui seront les plus largement étudiées dans ce travail, consistent à supprimer plusieurs trous suivant un hexagone de  $n$  trous. Les facteurs de qualité initialement prédits par les simulations 2D de ces cavités (supérieurs à 10000) n'ont pas été obtenus expérimentalement à cause des pertes par diffraction dans la troisième direction (non prise en

compte dans les calculs 2D). Les facteurs de qualité réellement mesurés vont plutôt de la centaine pour une H<sub>1</sub> à quelques milliers pour des cavités plus grandes (de type H5 ou plus). Ces valeurs sont systématiquement plus faibles que les valeurs calculées, même en 3D, du fait des fluctuations structurales lors de la fabrication

#### 4.3.1.1.1. Cavité H<sub>1</sub>

Les cavités H<sub>1</sub>, formées par l'omission d'un trou unique, sont celles qui possèdent à priori le plus faible volume modal (voir l'insert de la Fig. 4.3 (a)). La méthode de calcul utilisée est basée sur la méthode des différences finies temporelles. Cette méthode nécessite de disposer des conditions absorbantes aux abords du domaine de discrétisation (calcul) qui permet d'éviter les réflexions parasites engendrées aux bords de la fenêtre du calcul FDTD afin de simuler un milieu ouvert. Dans notre travail, nous considérons le modèle des couches absorbantes découverte par J.P. Béranger [118] et désignée par PML (Perfectly Matched Layer) [119] qui est parfaitement adapté pour la modélisation des frontières absorbantes en électromagnétisme. La transmission calculée par la méthode FDTD est rapportée sur la figure 4.3 (a) pour la gamme de fréquence associée à la BIP. On note l'apparition d'une raie qui présente la position d'un mode résonant M<sub>1</sub> pour une longueur d'onde  $\lambda_0=1.25\mu\text{m}$  qui était interdite avant d'enlever le trou. Le facteur Q est défini comme  $\lambda_0/\Delta\lambda$ , où  $\Delta\lambda$  est la largeur à mi-hauteur du pic (FWHM) et  $\lambda_0$  est la longueur d'onde de résonance. Dans ce cas, l'outil automatisé Q-Finder calcule le facteur Q en utilisant la méthode des différences finies temporelle combinée à l'analyse harmonique rapide « Fast Analyse Harmonique » (FHA). Ce facteur de qualité rend compte de la capacité de la cavité à piéger la lumière et représente une mesure des pertes. 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 certain temps que l'on peut considérer comme la durée de vie du photon dans la cavité. Le facteur de qualité simulé est de Q=841.

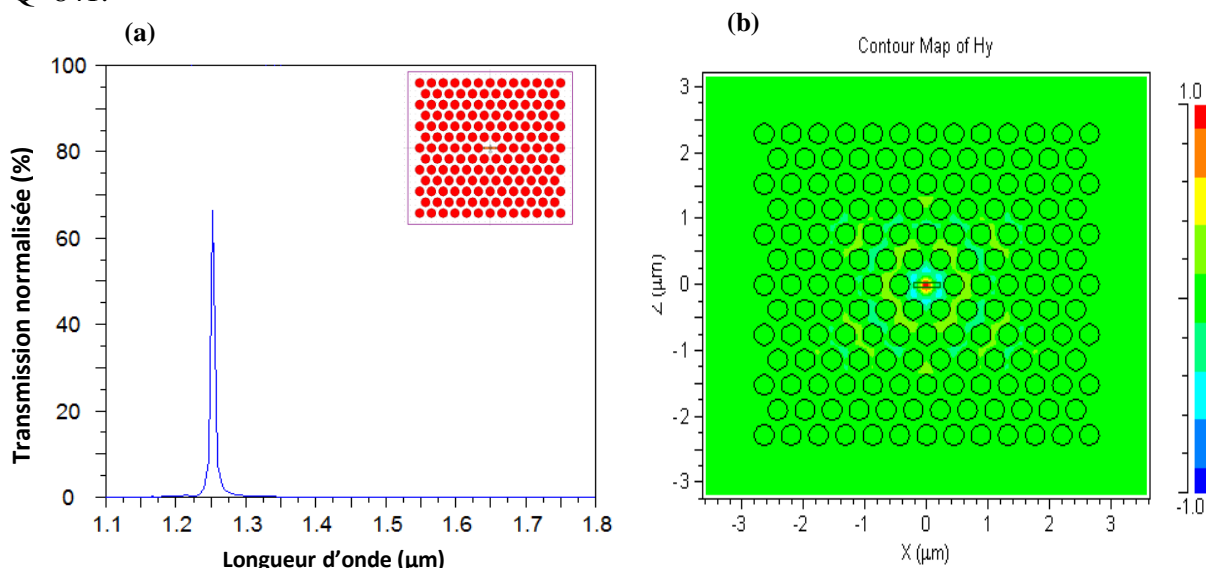


Figure 4.3 : (a) Transmission d'une cavité H<sub>1</sub> dans un réseau triangulaire, (b) Intensité du champ dans la cavité H<sub>1</sub> pour  $\lambda_0 = 1.25\mu\text{m}$ . En insert : vue de dessus de la cavité H<sub>1</sub> formé d'un seul trou enlevé.

Pour voir l'influence du facteur de remplissage sur la cavité  $H_1$ , on considère la structure de base où le rayon des trous est  $r = 0.36a$  puis on le fait varier. (Tout en gardant le paramètre de maille "a" fixe).

r/a	Longueur d'onde de résonance ( $\lambda_0$ en $\mu\text{m}$ )	Facteur de Qualité (Q)
0.34a	Pas de pic	/
0.35a	1.28	65
0.36a	1.25	841
0.37a	1.216	2773
0.38a	1.19	8975
0.39a	1.165	28631
0.40a	1.148	53276
0.41a	1.126	$1.1836 \cdot 10^5$
0.42a	1.105	$2.097 \cdot 10^5$
0.43a	1.085	$3.091 \cdot 10^5$

Tableau 4.1 : Variation de la longueur d'onde de résonance, du facteur de qualité en fonction du rapport r/a.

Les résultats montrent que les facteurs de qualité sont d'autant plus améliorés avec l'augmentation du facteur de remplissage (c'est-à-dire que les diamètres des trous sont importants) (voir tableau 4.1). Ainsi la longueur d'onde de résonance des cavités est décalée progressivement vers les basses longueurs d'onde d'une cavité à l'autre ; ceci est dû à la diminution de la longueur de cavité avec l'augmentation du facteur de remplissage.

#### 4.3.1.1.2. Cavité $H_2$

Les cavités  $H_2$  sont réalisées avec un défaut hexagonal de deux périodes de côté. Par rapport aux cavités  $H_1$ , elles ont l'avantage de présenter plusieurs modes espacés, dégénérés ou non. Elles sont aussi plus grandes (de l'ordre de  $\lambda$ ), ce qui facilite les mesures par le microscope à balayage en champ-proche optique (Scanning Near-field Optical Microscope SNOM). En effet, ces éléments constituent une excellente structure de test. D'abord des valeurs de facteurs de qualité assez importants sont envisageables avec un faible volume modal. Ensuite, ces microcavités acceptent plusieurs modes qui sont suffisamment distincts spectralement, pour être étudiés séparément sans qu'il soit nécessaire de faire appel à un monochromateur.

La cavité considérée est obtenue en omettant sept trous dans un cristal photonique à réseau triangulaire comme le montre l'insert de la figure 4.4 (a). On peut constater que le spectre de la cavité  $H_2$  comporte six longueurs d'onde de résonance à 1.25  $\mu\text{m}$ , 1.282  $\mu\text{m}$ , 1.392  $\mu\text{m}$ , 1.55  $\mu\text{m}$  et 1.6713  $\mu\text{m}$ . Le mode associé à la longueur d'onde de résonance  $\lambda_0 = 1.6713 \mu\text{m}$  a un facteur de qualité très élevé d'environ 91 449. L'intensité du champ de ce mode est représentée sur la figure 4.4 (b). Il s'agit du mode non dégénéré, plus simple à analyser que

les modes deux fois dégénérés, hélas majoritaires dans ces cavités. Ce mode est de type radial : ses fronts d'onde épousent les bords de la cavité.

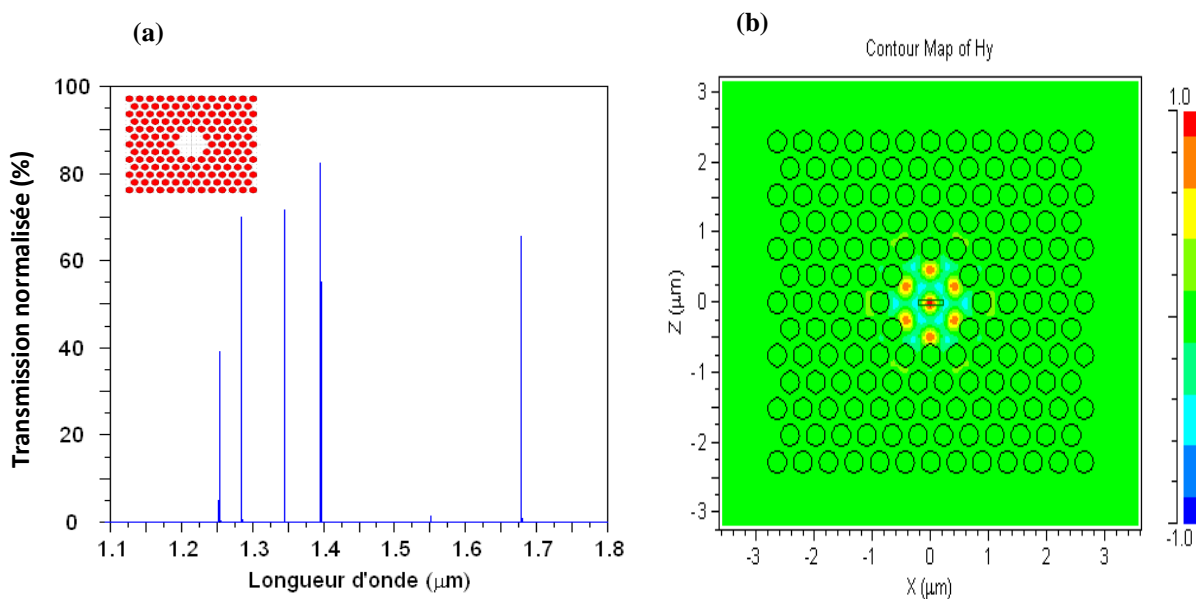


Figure 4.4: (a) Transmission d'une cavité  $H_2$  dans un réseau triangulaire, (b) Intensité du champ dans la cavité  $H_2$  pour  $\lambda_0 = 1.6713\mu\text{m}$ . En insert : vue de dessus de la cavité  $H_2$  formé par l'omission de sept trous.

#### 4.3.1.1.3. Cavité $H_5$

La cavité  $H_5$  est obtenue en omettant 61 trous du cristal photonique. On remarque que la cavité  $H_5$  admet plusieurs modes de propagation dans la BIP (voir Fig.4.5(a)). L'intensité du champ pour la longueur d'onde de résonance  $\lambda_0 = 1.534\mu\text{m}$  dans cette cavité est représentée sur la figure 4.5(b). Il n'est pas évident d'avoir des schémas simples de progression des modes quand les cavités s'agrandissent. On pourrait parler de « modologie » de cavité quand on aborde les cavités  $H_3$ ,  $H_4$ ,  $H_5$ , etc. [22, 121].

On observe que le nombre de modes dans une gamme spectrale donné augmente avec la taille de la cavité. La cavité élémentaire  $H_1$  ne possède qu'un seul mode dans la gamme spectrale balayée [22]. Plus la cavité est petite, plus son facteur de qualité,  $Q$  décroît. La cavité  $H_1$  est donc celle de facteur de qualité le moins élevé.

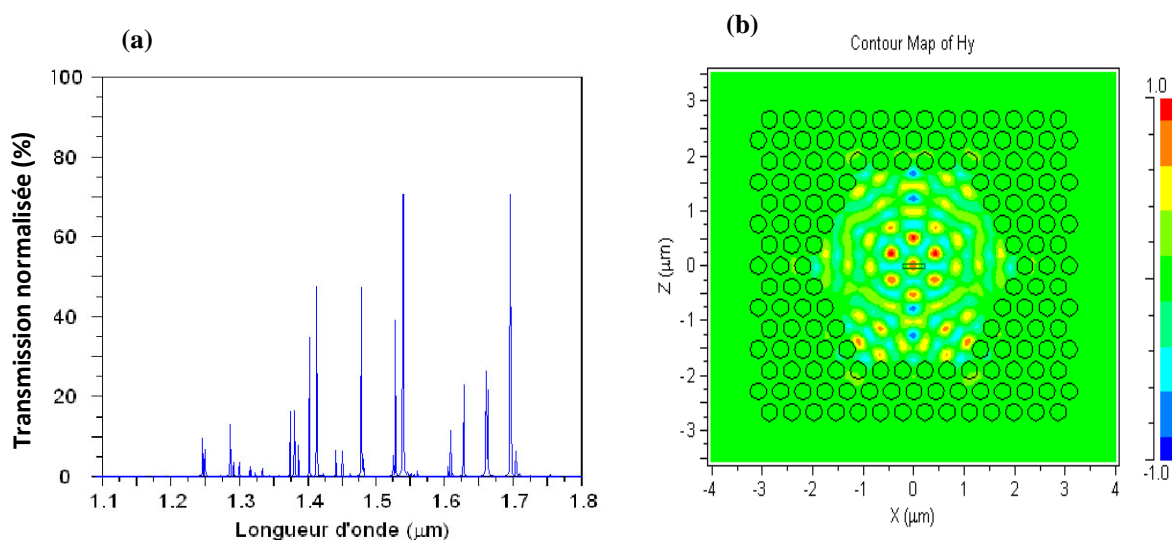


Figure 4.5 : (a) Transmission d'une cavité H<sub>5</sub> dans un réseau triangulaire, (b) Intensité du champ dans la cavité H<sub>5</sub> pour  $\lambda_0 = 1.5341 \mu\text{m}$

D'après les résultats obtenus, on remarque que le facteur de qualité de ces cavités augmente avec leur taille. Cela se fait donc au détriment du volume modal. Plusieurs cavités plus "exotiques" ont vu le jour récemment dans le but d'augmenter les facteurs de qualité tout en conservant un volume modal le plus faible possible. Ces cavités sont réalisées par un travail d'ingénierie de modes qui consiste à utiliser des défauts : en supprimant des trous, en les déplaçant, et/ou en changeant localement leur rayon. En faisant varier localement le rayon des trous (c'est-à-dire le facteur de remplissage) ou leur position, on réalise un gradient d'indice permettant d'obtenir une transition moins abrupte entre le cristal photonique et le bord de la cavité. Cela permet de limiter les pertes et donc d'augmenter le facteur de qualité. Nous citerons, pour illustrer l'importance de la recherche sur ce sujet, les travaux de Vuckovic et al. [122], de Loncar et al. [123] et de Park et al. [124]. Ces travaux portent tous sur des cavités H<sub>1</sub> améliorées par des modifications de l'emplacement, du rayon ou de la forme des trous bordant la cavité. Ces cavités permettent d'obtenir des facteurs de qualité de plusieurs dizaines de milliers, tout en conservant un volume modal minimal, proche de celui de la cavité H<sub>1</sub>. Depuis, la course au meilleur rapport Q/V est lancée. Zhang et al. [125] ont étudié des cavités linéiques en faisant varier le nombre de trous de la cavité ainsi que la position et les dimensions des trous adjacents pour atteindre des facteurs de qualité théoriques supérieurs au million. Akhane et al. [126] ont également exploré la piste des cavités linéiques modifiées, qui permettent de multiplier par 50 le facteur de qualité par rapport aux cavités linéiques simples (250000 par rapport à 5000). Des mesures expérimentales de Q de 88000 ont été obtenues. Ce groupe a également étudié d'autres cavités [81] basées sur une modification locale du cristal le long d'un guide composé d'une ligne de trous manquante. Un facteur de qualité de 600000 a été mesuré et des facteurs de qualité théoriques de 24 millions sont attendus. Tous ces résultats illustrent l'importance de la recherche ayant lieu pour améliorer le rapport Q/V des modes de cavités à base de cristaux photoniques.

C'est dans ce contexte que nous abordons la simulation de cavités hexagonales et de cavités linéiques. Nous entamons cette étude en considérant des cavités hexagonales améliorées par des modifications de la forme des trous bordant la cavité. La figure 4.6 représente une coupe



horizontale de la structure  $H_1$  optimisée, où le rayon des six trous de l'hexagone de la cavité  $H_1$  sont réduits alors que la distance entre les bords des trous voisins est conservée afin de ne pas générer d'autres défauts.

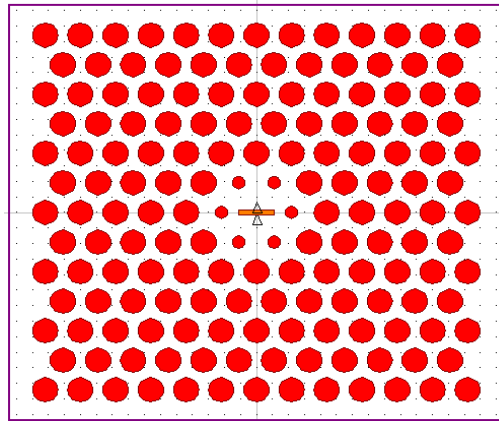


Figure 4.6: Vue de dessus de la cavité optimisée  $H_1$  formé par l'omission d'un seul trou

La figure 4.7 présente l'influence de la variation du rayon des six trous bordant la cavité sur la longueur d'onde et le facteur de qualité du mode  $M_1$  de la structure. Quand le rayon de ces six trous augmente, la longueur d'onde diminue. En effet, plus la réduction des trous est importante, plus la cavité s'agrandit. La longueur d'onde de résonance du mode  $M_1$  diminue de 341 nm entre les variations de  $0.1a$  à  $0.34a$  (voir Fig. 4.7(a)). La courbe de la figure 4.7 (b) montre un facteur de qualité élevé jusqu'à 65 290 pour la longueur d'onde de résonance  $1.5296 \mu\text{m}$  avec le rayon des six trous bordant la cavité  $r/a=0.18$ . Cette cavité  $H_1$  modifiée permet de multiplier par 77.63 le facteur de qualité par rapport aux cavités  $H_1$  simples (65 290 par rapport à 841) ainsi la transmission augmente de 65% à 85% (voir Fig.4.8 (a)).

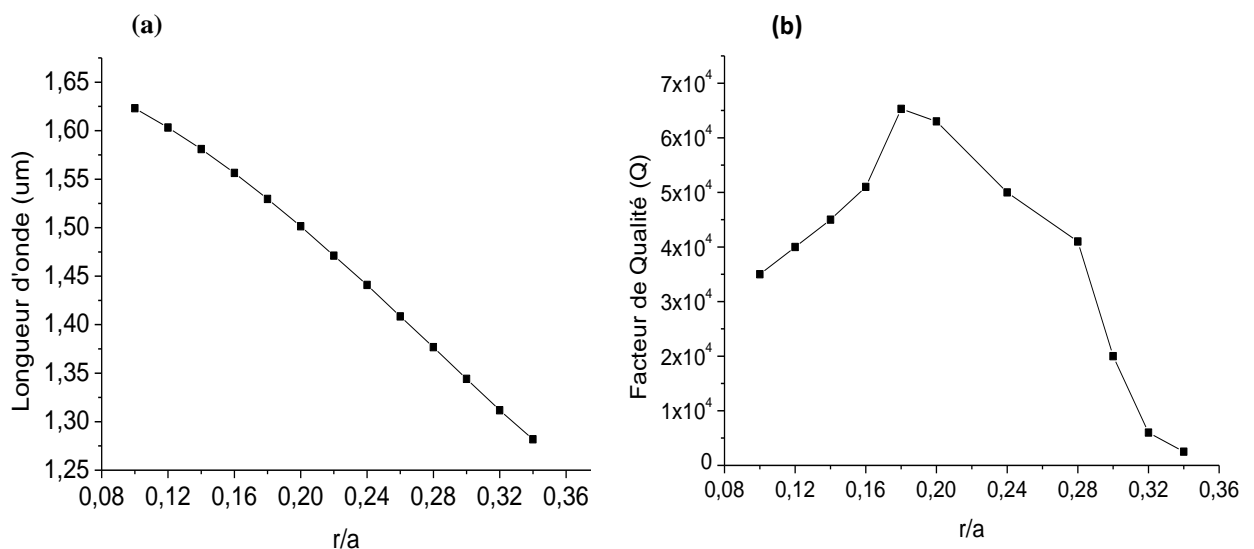


Figure 4.7: (a) Influence de la modification des dimensions des trous bordant la cavité sur la longueur d'onde du mode  $M_1$  de la cavité  $H_1$ , (b) Influence du décalage des trous sur le facteur de qualité de la cavité  $H_1$ .

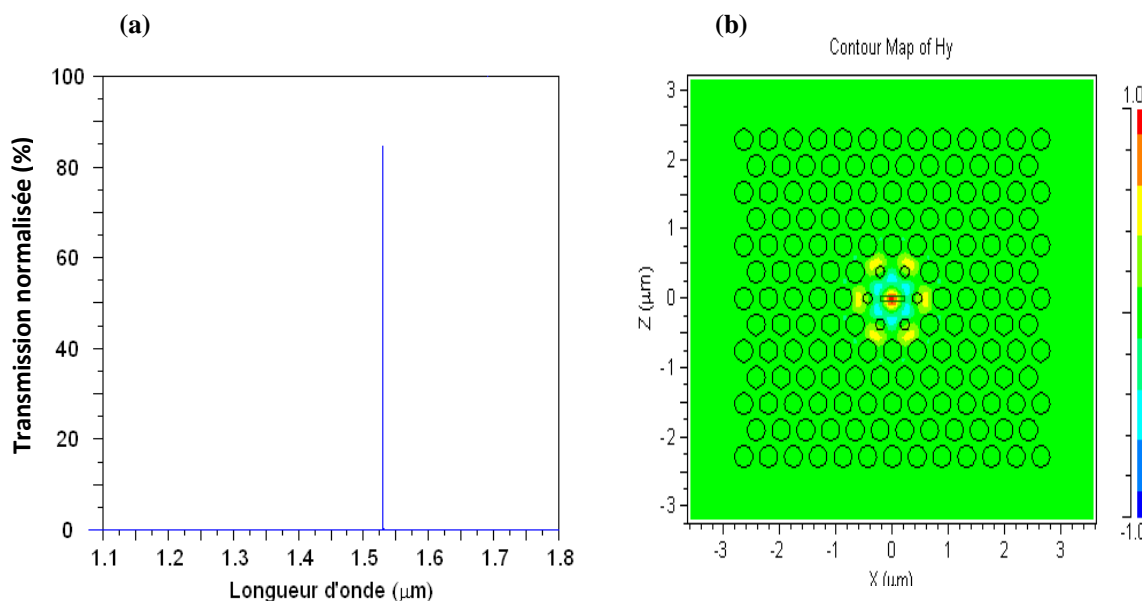


Figure 4.8 : (a) Transmission d'une cavité  $H_1$  modifiée dans un réseau triangulaire, (b) Intensité du champ dans la cavité  $H_1$  modifiée pour  $\lambda_0 = 1.5296\mu\text{m}$ .

#### 4.3.1.2. Cavités linéiques

La cavité linéique considérée est en fait un guide d'onde à cristaux photoniques à une rangée manquante fermé aux deux extrémités par deux miroirs à cristaux photoniques. Le mode de la cavité est donc principalement formé par les allers-retours du mode de Bloch fondamental du guide entre les deux miroirs, exactement comme dans une cavité Fabry-Pérot classique. Pour étudier ces cavités, l'outil de simulation décrit dans le chapitre 3 a été utilisé. La méthode FDTD-2D permet de calculer la réponse spectrale de la structure, les coefficients de qualité des modes ainsi que les différentes composantes du champ en tout point de l'espace de calcul. Pour les trois structures présentées par la suite, le pas de discrétisation est de 10 nm. La structure de départ est la cavité  $L_2$  présentée sur la figure 4.9.

Pour calculer la réponse spectrale de la structure, une source est placée dans la cavité. Il s'agit d'un dipôle, placé au milieu de cette dernière. Pour exciter la structure sur une grande gamme de fréquences, le dipôle émet une impulsion gaussienne brève, ce qui se traduit dans l'espace des fréquences par un spectre gaussien large.

##### 4.3.1.2.1. Cavité $L_2$

La figure 4.9 (a) présente une coupe horizontale de la structure  $L_2$ , c'est-à-dire la distribution horizontale de l'indice. La cavité linéique  $L_2$  est formée par l'omission de deux trous adjacents dans la direction  $\Gamma K$  du cristal photonique. La figure 4.9 (b) montre la transmission en polarisation TE de la cavité  $L_2$ . Le spectre calculé permet d'observer 2 modes de cavité ( $1.324\mu\text{m}$  et  $1.7767\mu\text{m}$ ). On appellera le mode  $M_2$  le mode de longueur d'onde de résonance  $1.324\mu\text{m}$  (fenêtre télécoms). Ce mode a un facteur de qualité de  $2.48 \cdot 10^5$ .

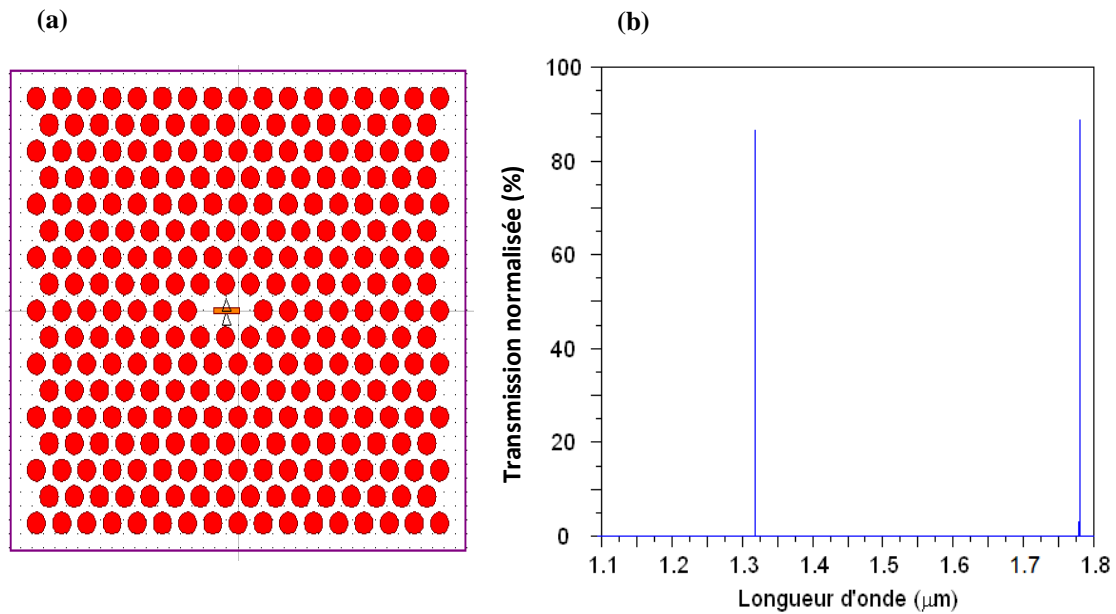


Figure 4.9: (a) Vue de dessus de la cavité  $L_3$  formé par l'omission de trois trous dans la direction  $\Gamma K$  du cristal photonique, (b) Transmission de la cavité simple  $L_3$  constituée de trois motifs adjacents dans un réseau triangulaire.

Pour améliorer les facteurs de qualité de ces structures, le concept présenté par Noda [14] est appliqué: on fait varier la position des trous des extrémités de la cavité. En effet, le déplacement de ces trous permet un changement plus graduel de la fonction enveloppe aux bords de la cavité et un meilleur confinement du mode.

Les trous qui vont être décalés pour optimiser la cavité sont ceux situés aux 2 extrémités de la cavité comme le montre la figure 4.10. Ils ont été déplacés vers l'extérieur de la cavité d'une distance comprise entre 10 et 110 nm.

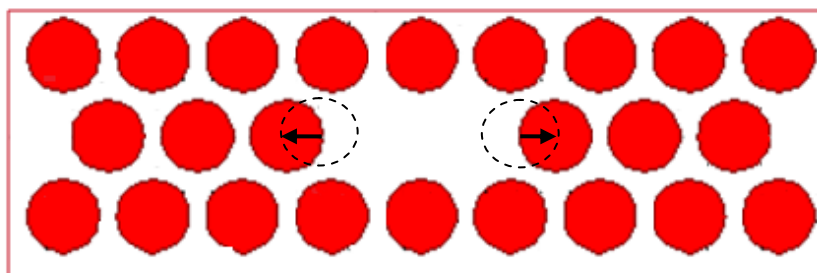


Figure 4.10: Représentation de la cavité  $L_2$ . Les pointillés indiquent l'emplacement initial des trous des deux extrémités et la flèche noire le sens du décalage des trous concernés.

La figure 4.11 montre l'influence de ce décalage sur la longueur d'onde et le facteur de qualité du mode  $M_2$  de la cavité. La longueur d'onde de résonance de ce mode augmente de 45.6 nm pour des décalages de 10 et 110 nm. Ce mode voit son facteur de qualité multiplié par 20.73 pour un décalage de 80 nm ( $\lambda = 1.4399 \mu\text{m}$ ,  $Q=5.1411 \cdot 10^6$ ). Ce décalage permet l'optimisation maximum du mode à plus fort facteur de qualité.

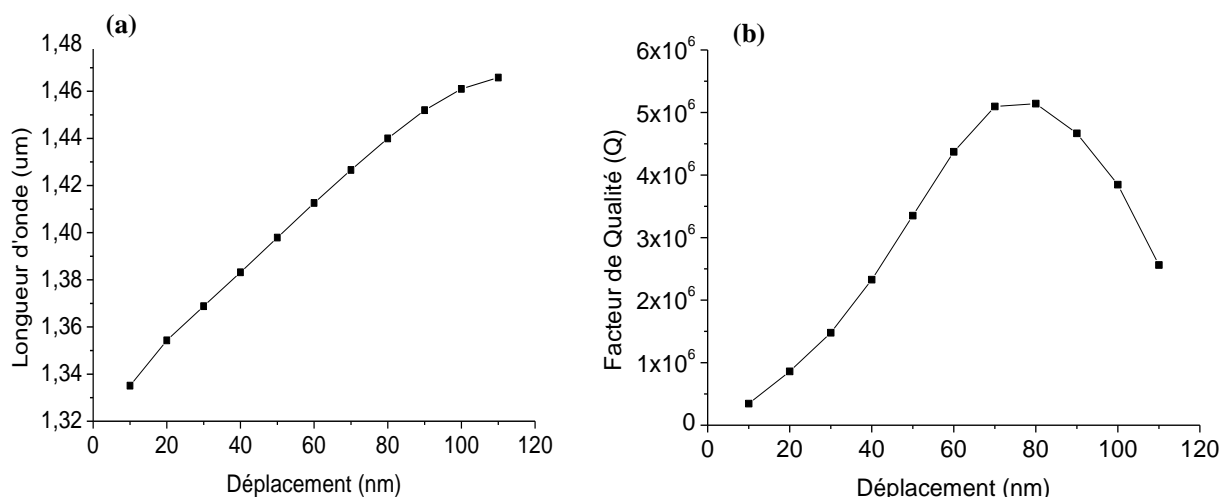


Figure 4.11: (a) Influence du décalage des trous sur la longueur d'onde du mode  $M_2$  de la cavité  $L_2$ . (b) Influence du décalage des trous sur le facteur de qualité de la cavité  $L_2$ .

#### 4.3.1.2.2. Cavité $L_3$

La figure 4.12 (a) présente une coupe horizontale dans l'espace de calcul de la structure  $L_3$ , c'est-à-dire la distribution horizontale de l'indice. Ce type de cavité permet d'obtenir de très forts facteurs de qualité (260000 calculé et 45000 mesuré) tout en conservant une taille de l'ordre de la longueur d'onde optique. Ces cavités ont été proposées par Noda et al. [14]. Elles présentent un grand intérêt pour la réalisation de nanosources laser faibles seuils et pour obtenir une interaction forte entre la cavité et les sources.

La figure 4.12 (b) présente les résultats obtenus sur une cavité linéique. Le spectre calculé en polarisation TE permet d'observer 3 modes de cavité (1.2885 μm, 1.342 μm et 1.6743 μm). On appellera le mode  $M_3$  le mode de la longueur d'onde de résonance 1.342 μm. Ce mode a un facteur de qualité de  $3.804 \cdot 10^5$ .

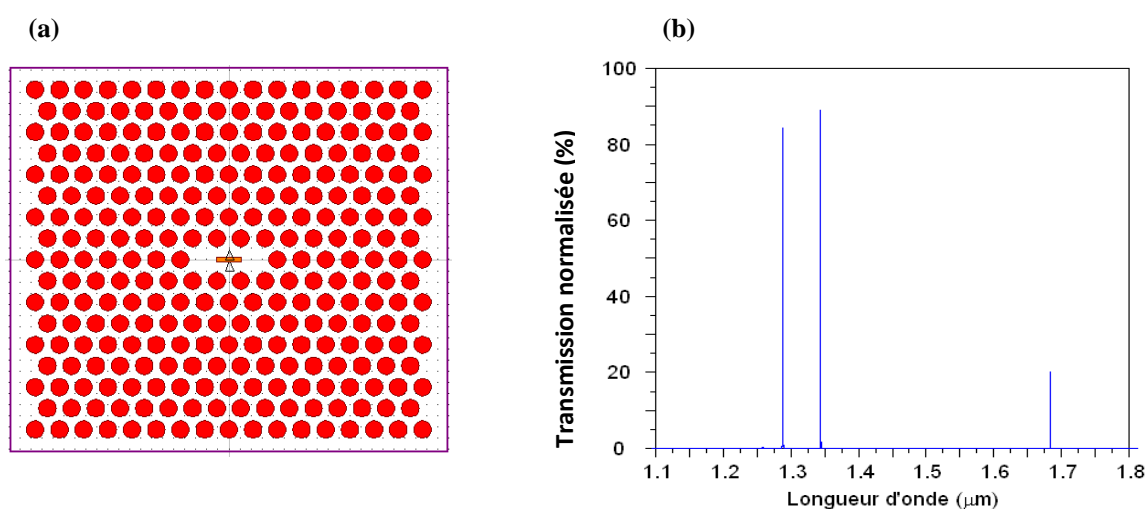


Figure 4.12: (a) Vue de dessus de la cavité  $L_3$  formé par l'omission de trois trous dans la direction  $\Gamma K$  du cristal photonique, (b) Transmission de la cavité simple  $L_3$  constituée de trois motifs adjacents dans un réseau triangulaire.

La figure 4.13 présente l'influence du décalage des trous des extrémités sur la longueur d'onde et le facteur de qualité du mode principal  $M_3$  de la structure. Quand le décalage augmente, la longueur d'onde augmente également. En effet, plus le décalage est important, plus la cavité est grande. La longueur d'onde de résonance du mode  $M_3$  augmente de 93 nm entre les décalages de 10 nm à 110 nm (voir figure 4.13(a)).

Le facteur de qualité augmente, passe par un maximum et diminue quand on augmente le décalage du trou. Le maximum pour le facteur de qualité est atteint avec un décalage optimum de 80 nm ( $\lambda = 1.4254 \mu\text{m}$ ,  $Q=3.3251 \cdot 10^6$ ). Ce décalage permet l'optimisation maximum du mode à plus fort facteur de qualité. Cette cavité linéique modifiée permet de multiplier par 8.74 le facteur de qualité par rapport aux cavités linéiques simples ( $3.3251 \cdot 10^6$  par rapport à  $3.804 \cdot 10^5$ ).

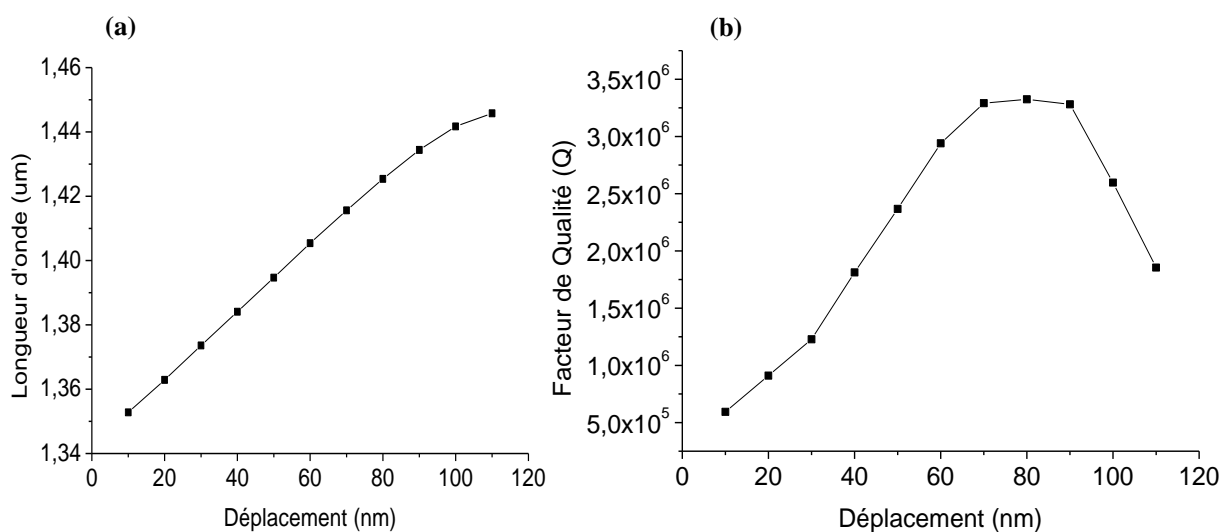


Figure 4.13: (a) Influence du décalage des trous sur la longueur d'onde du mode  $M_3$  de la cavité  $L_3$ , (b) Influence du décalage des trous sur le facteur de qualité de la cavité  $L_3$ .

#### 4.3.1.2.3. Cavité $L_5$

La cavité linéique  $L_5$  est formée par l'omission de cinq trous adjacents dans la direction  $\Gamma K$  du cristal photonique (Fig. 4.14 (a)). On peut voir la cavité  $L_5$  comme un guide  $W_1$  fermé [81]. Une famille de cavités linéiques, de type  $W_1$ , peut être définie [127, 128], c'est-à-dire des cavités avec un nombre  $N$  de trous manquants. La figure 4.14 (b) montre la transmission en polarisation TE de la cavité  $L_5$ . Le spectre calculé permet d'observer 4 modes de cavité (1.2669  $\mu\text{m}$ , 1.2975  $\mu\text{m}$ , 1.3559 et 1.5576  $\mu\text{m}$ ). On appellera le mode  $M_5$  le mode de longueur d'onde de résonance 1.3559  $\mu\text{m}$ . Ce mode a un facteur de qualité de  $2.8691 \cdot 10^5$ .

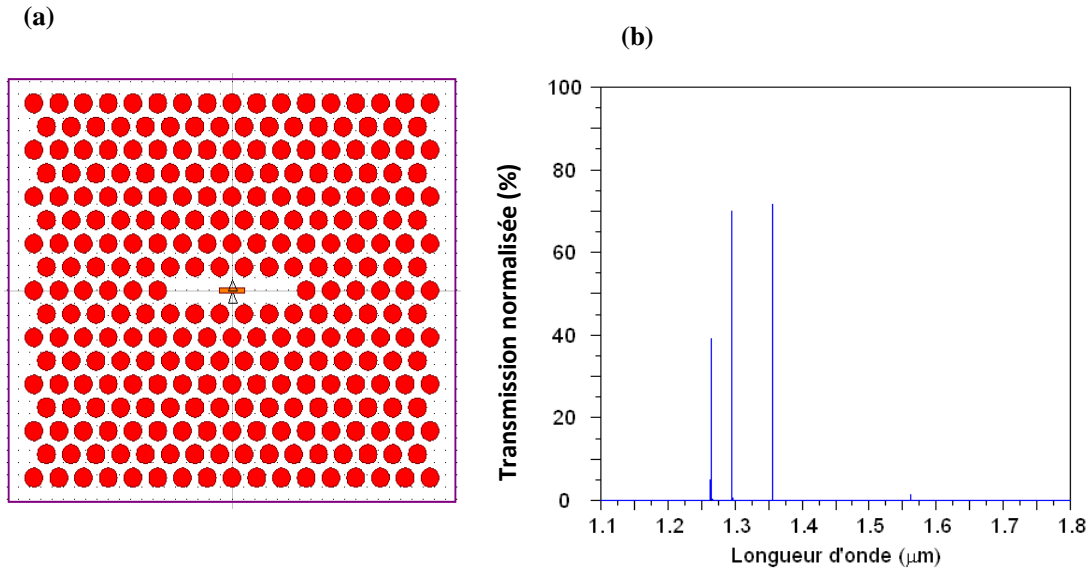


Figure 4.14: (a) Vue de dessus de la cavité  $L_5$  formé par l'omission de cinq trous dans la direction  $\Gamma K$  du cristal photonique, (b) Transmission de la cavité simple  $L_5$  constituée de cinq motifs adjacents dans un réseau triangulaire.

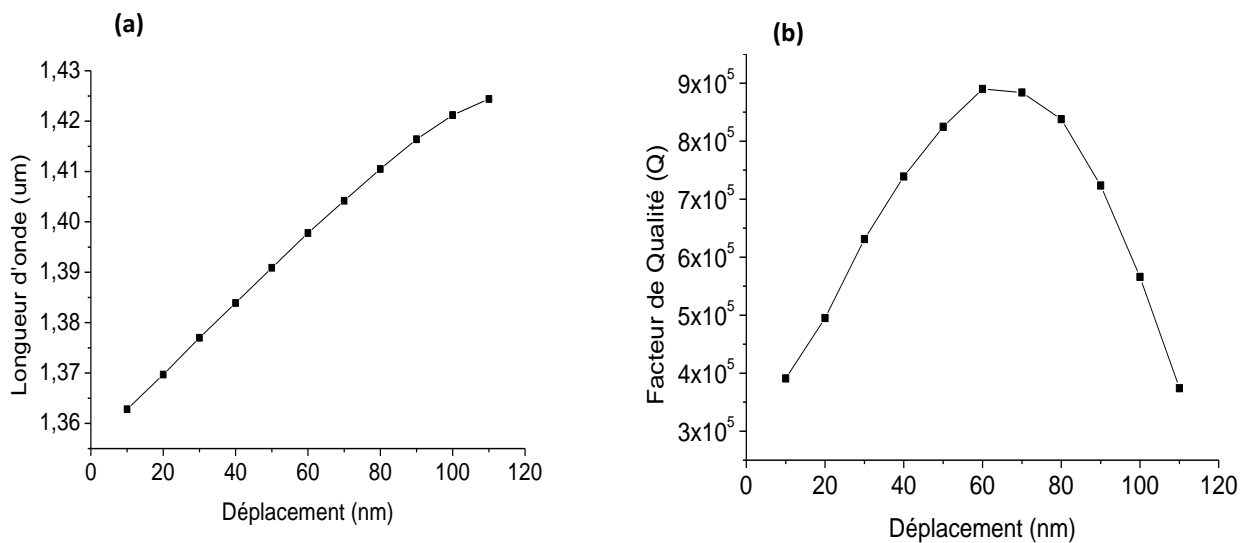


Figure 4.15: (a) Influence du décalage des trous sur la longueur d'onde du mode  $M_5$  de la cavité  $L_5$ , (b) Influence du décalage des trous sur le facteur de qualité de la cavité  $L_5$ .

La figure 4.15 montre l'influence de ce décalage sur la longueur d'onde et le facteur de qualité du mode  $M_5$  de la cavité. L'influence du décalage est ici beaucoup moins prononcée mais le décalage optimal est également plus petit (60 nm comparé à 80 nm pour la cavité  $L_3$ ). La longueur d'onde augmente à nouveau quand on augmente le décalage des trous. La longueur d'onde de résonance du mode  $M_5$  augmente de 61.6 nm lorsque le trou est décalé de 110 nm. Le décalage de 60 nm optimise le facteur de qualité de ce mode (3.1 fois plus grand) par rapport à la structure initiale. Pour ce décalage, le mode  $M_5$  présente une longueur d'onde de résonance de  $1.3978 \mu\text{m}$  avec un facteur de qualité de  $8.8998 \cdot 10^5$ .

Les cartographies d'intensité des modes de longueurs d'onde de résonance  $1.4399 \mu\text{m}$ ,  $1.4254 \mu\text{m}$ , et  $1.3978 \mu\text{m}$  des cavités linéiques optimisées  $L_2$ ,  $L_3$  et  $L_5$  sont représentées respectivement sur la figure 4.16. Nous pouvons facilement observer que lorsque le nombre de trous manquants diminue, le nombre des points nodaux devient plus petit et le terrain devient plus comprimé dans la direction X, entraînant une réduction des volumes modaux.

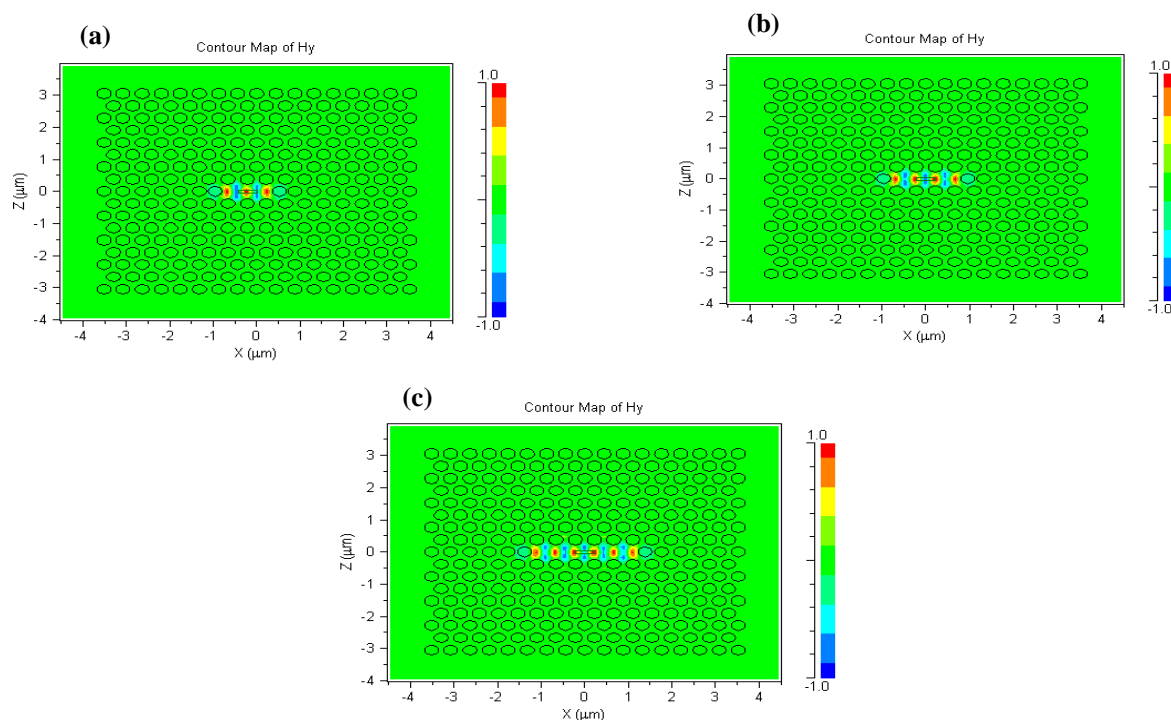


Figure 4.16: Intensité du champ dans la cavité optimisée : (a)  $L_2$  pour  $\lambda_0 = 1.4399 \mu\text{m}$ , (b)  $L_3$  pour  $\lambda_0 = 1.4252 \mu\text{m}$ , et (c)  $L_5$  pour  $\lambda_0 = 1.3978 \mu\text{m}$ .

### Interprétation de l'effet du déplacement des trous

Le déplacement des trous se traduit par un décalage vers le rouge de la longueur d'onde de résonance  $\lambda_0$ . L'origine physique de ce décalage est une augmentation de la longueur effective  $L+2d$  de la cavité.

La variation du facteur de qualité avec le déplacement des trous s'interprète par deux mécanismes physiques. Le premier mécanisme est une augmentation progressive de la réflectivité modale à la résonance. Cette augmentation est suivie d'une chute rapide qui explique l'observation d'un pic asymétrique pour le facteur de qualité. L'augmentation de la réflectivité est due à une conversion modale s'opérant dans la région non-périodique du miroir : le déplacement du trou a pour effet de diminuer la différence entre le profil du mode de Bloch propagatif du guide et le profil du mode de Bloch évanescent du miroir. Cet effet a déjà été interprété dans le cas d'un miroir à cristaux photoniques 1D [129, 130].

Le deuxième mécanisme à l'origine de la variation du facteur de qualité est dû à une augmentation de l'indice de groupe et de la longueur de pénétration à la résonance. Cette augmentation, qui est due à la forte dispersion du guide à cristaux photoniques ainsi qu'à la rupture de périodicité à l'interface du miroir, se traduit physiquement par la propagation dans

la cavité d'une onde plus lente sur une distance plus longue. Le temps de parcours des photons entre les deux miroirs et la durée de vie du mode sont donc plus grands. Alors que l'augmentation de la réflectivité est à peu près la même pour les trois cavités ( $N = 2, 3$  et  $5$ ),

### 4.3.2. Défauts de substitutions

Le défaut de substitution est obtenu, soit, par une modification locale d'indice ou un changement de taille d'un motif du cristal. Nous commençons par faire varier la taille d'un seul trou qui se trouve au centre de la structure ( $r'$ ) (Fig. 4.17).

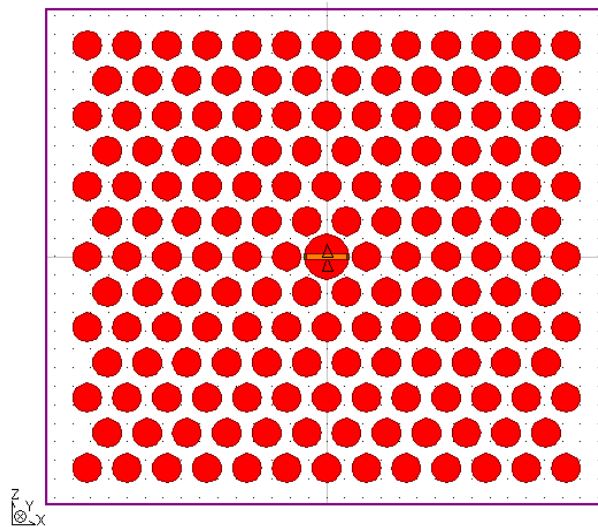


Figure 4.17 : Vue de dessus de la cavité formée de la modification de la taille d'un motif du cristal qui se trouve au centre de la structure.

Le tableau ci-dessous représente la variation de la longueur d'onde de résonance et du facteur de qualité en fonction du rayon  $r'$ .

Rayon ( $r'$ )	Longueur d'onde de résonance ( $\lambda_0$ en $\mu\text{m}$ )	Facteur de Qualité (Q)
0.52a	1.78	10 729
0.53a	1.76	15 224
0.54a	1.73	21 068
0.55a	1.71	28 325
0.56a	1.68	37 000

Tableau 4.2 : Variation de la longueur d'onde de résonance et du facteur de qualité en fonction du rayon  $r'$ .



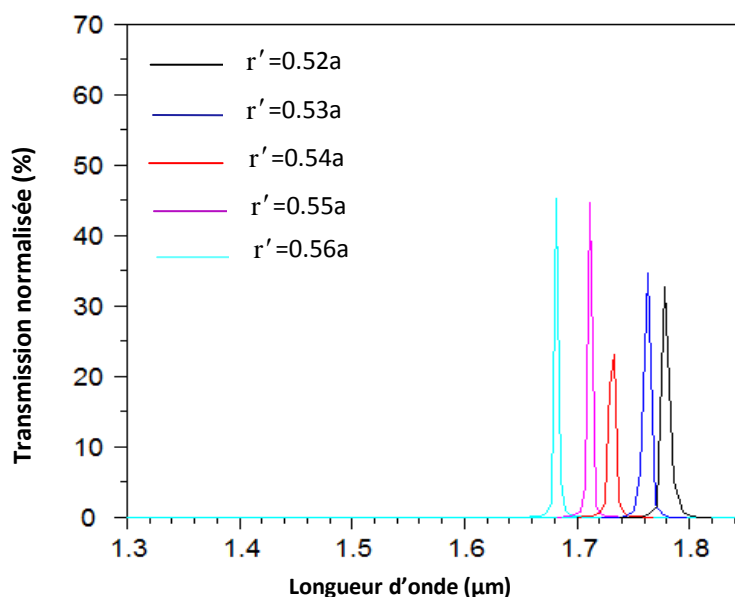


Figure 4.18 : Transmission d'une cavité pour un défaut de substitution pour des différentes valeurs du rayon  $r'$  du trou qui se trouve au centre de la structure étudiée.

Il est clair sur la figure 4.18 que lorsque le rayon  $r'$  du trou augmente, la longueur d'onde de résonance de cette cavité diminue puisque la longueur de la cavité diminue. Ce résultat est en accord avec celui de la littérature [131].

#### 4.3.3. Réponse optique des CP en fonction de la variation de l'indice de réfraction des trous

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 [132]. 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 du semiconducteur), soit de la composante de bas indice de réfraction (c'est-à-dire dans notre cas celui des trous) du cristal photonique. L'indice de réfraction de la composante de haut indice peut être changé en appliquant un champ électrique ou magnétique externe [133, 134]. L'indice de réfraction de la composante de bas indice peut être modifié en remplaçant celui-ci par des matières organiques (par exemple les cristaux liquides ou des polymères). Les polymères présentent un grand intérêt, dû à leur fabrication à basse température, bonnes possibilités de production en série avec un faible coût de traitement, fonctionnalité facile et la possibilité d'accorder leurs propriétés optiques [135, 136]. De plus, on peut améliorer la fonctionnalité des structures à CP à travers leurs propriétés optiques ajustables. Une possibilité attrayante est à cet égard de remplacer le matériau de bas-indice (air) par un matériel qui a un indice de réfraction réglable. Il y a une décennie qu'a été suggérée pour la

première fois l'infiltration du CP avec des fluides ou des polymères pour réaliser les circuits optiques ou des sondes réglables [137], et démontrée expérimentalement dans les géométries tridimensionnelles [138] et 2D [139, 140]. Dans ce paragraphe, nous proposons l'utilisation des cristaux photoniques pour des applications en tant que capteurs.

Les microcapteurs chimiques et biochimiques ont connu un développement croissant ces dernières années en raison de leur faible coût, de leur portabilité et de leurs nombreux domaines d'applications qui apparaissent aussi bien dans l'industrie automobile (contrôle des émissions de gaz), que l'industrie agroalimentaire (contrôle des procédés de fabrication), l'environnement (détection des gaz toxiques), ou le biomédical. L'application des capteurs pour la biodétection a surtout gagné un degré élevé d'intérêt au sein de la dernière décennie. Il inclut la détection de l'ADN, des protéines, des interactions anticorps-antigène, les cellules et les bactéries.

#### 4.3.3.1. Etude des BIP en fonction de la variation de l'indice de réfraction des trous

L'infiltration des polymères dans les trous des cristaux photoniques modifie les propriétés optiques de ces cristaux. La différence  $\Delta n_{sh} = n_s - n_h$  entre l'indice de réfraction du semiconducteur  $n_s$  et l'indice de réfraction des trous  $n_h$  diminue et la bande interdite devient plus étroite. Les bords de bandes se déplacent vers les basses énergies. Comme pour la bande d'air, le champ électrique est confiné dans les trous, la bande d'air se déplace plus vite que la bande diélectrique [16].

Pour étudier l'influence de la variation de l'indice de réfraction des trous d'air sur la bande interdite photonique (BIP), nous prenons la même structure que précédemment, puis nous remplaçons l'indice  $n_h$  des trous d'air (indice faible) avec celui de l'eau ( $H_2O$ ,  $n = 1,33$ ) ensuite du polymère ( $n = 1,54$ ). La procédure de fabrication est similaire à celle décrite dans [141].

Dans un premier temps, nous avons calculé le diagramme de bande de la maille triangulaire fonctionnalisée à l'aide de la méthode des ondes planes. La figure 4.19 représente les diagrammes de dispersion obtenus selon les polarisations TE et TM du cristal photonique pour les indices de réfraction des trous  $n_h = 1.33$  et  $1.54$  respectivement. Le vecteur d'onde  $k$  est tracé sur la première zone de Brillouin. La fréquence réduite, égale à  $\omega a / 2\pi c$ , est exprimée en  $a/\lambda$  où «  $a$  » est le paramètre de maille du cristal et  $\lambda$  est la longueur d'onde dans le vide. D'après la figure 4.19 (a), on voit apparaître une seule bande interdite en polarisation TE qui s'étend entre les fréquences normalisées  $\omega_1 = 0.232$  ( $a/\lambda$ ) et  $\omega_2 = 0.311$  ( $a/\lambda$ ), ce qui correspond la gamme de longueur d'onde  $1.414 - 1.89 \mu m$  pour  $n_h = 1.33$  et une large BIP apparaît en polarisation TE entre les fréquences normalisées  $\omega_1 = 0.2285$  ( $a/\lambda$ ) et  $\omega_2 = 0.29$  ( $a/\lambda$ ) pour les trous d'air remplis de polymères ( $n_h = 1.54$ ) (Fig. 4.19 (b)).

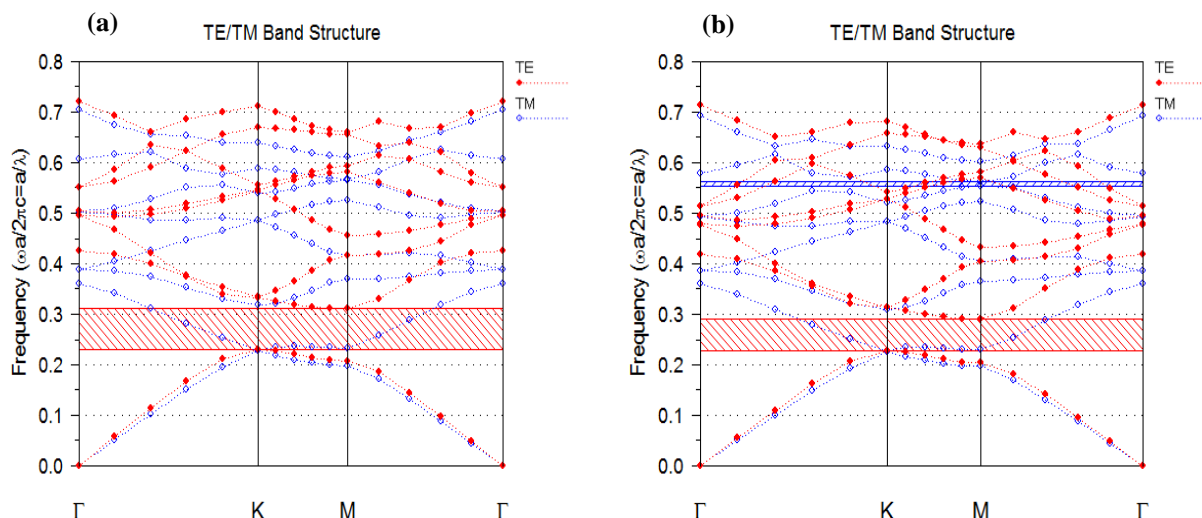


Figure 4.19 : Diagramme de dispersion d'un réseau triangulaire de trous d'air en mode TE et TM pour des indices de réfraction des trous (a)  $n_h = 1.33$ , (b)  $n_h = 1.54$ .

Ces calculs préalables ont été suivis de calculs FDTD en incidence normale pour un réseau triangulaire. La figure 4.20 montre la courbe de transmission des cristaux photoniques calculée par FDTD-2D (sans pertes, facteur de remplissage  $f = 0.47$  et  $n_s = 3.32$ , direction  $\Gamma M$  et polarisation TE). Les courbes sont obtenues pour des indices de réfraction des trous  $n_h = 1$ , 1.33 et 1.54. Elles illustrent la manière dont la bande d'air se déplace vers les basses énergies lorsque l'indice de réfraction des trous augmente, par contre la bande diélectrique se déplace à peine.

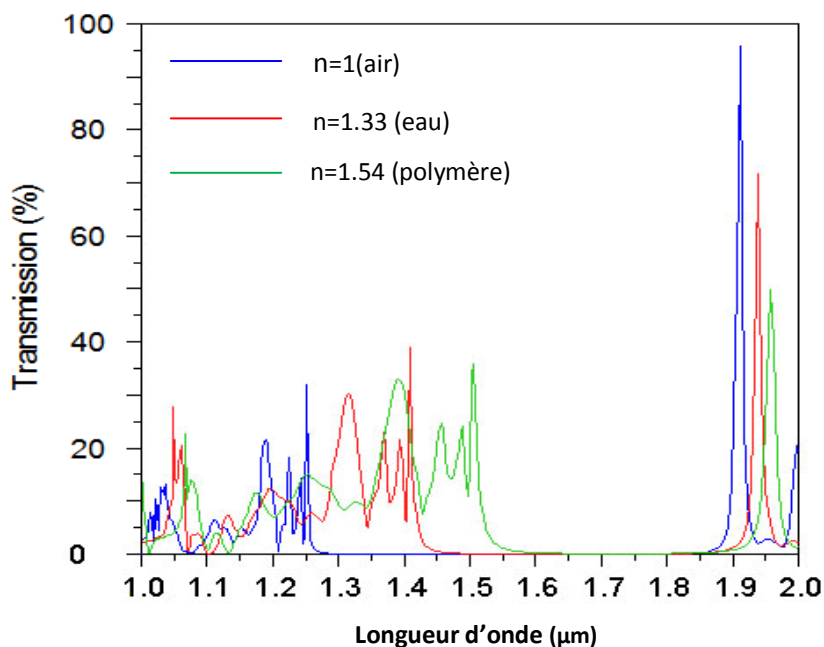


Figure 4.20 : Spectre de transmission calculé par la méthode FDTD d'un cristal photonique triangulaire dans la direction  $\Gamma M$  pour des indices de réfraction des trous  $n=1$ (air),  $n=1.33$  (eau) et  $n=1.54$  (polymère).

### 4.3.3.2. Etude des cavités en fonction de la variation de l'indice de réfraction des trous

Considérons maintenant la même cavité que précédemment, c'est-à-dire avec un point de défaut unique avec aucun trou manquant ( $H_0$ ). La microcavité est obtenue par la variation de la taille d'un seul trou d'air (voir figure 4.17). Ces cavités sont choisies parce qu'elles soutiennent les différents types de modes (monopôle, dipôle...). Le spectre détecté a une ligne de forme Lorentzienne, et l'intensité est maximale lorsque la microcavité est en résonance. Le rayon du défaut  $R_c = 0.55a$  assure que la cavité peut soutenir un seul mode monopôle excité à l'intérieur de la cavité comme le montre la figure 4.21 (a) [131]. On remarque l'apparition dans la BIP d'une énergie permise correspondant à la longueur d'onde de résonance d'un mode dans cette microcavité. Le pic résonant à la longueur d'onde  $\lambda = 1,71 \mu\text{m}$  ( $a/\lambda = 0.257$ ) a été identifié comme un mode monopolaire en utilisant la méthode FDTD 2D (Fullwave). La pente de cette courbe, permet d'accéder au facteur de qualité de ce mode de cavité. Dans le cas présent, le facteur de qualité simulé est de  $Q=28\ 325$ . Ensuite, nous avons calculé la position du pic de résonance de la cavité  $H_0$  en fonction de la variation de l'indice de réfraction des trous d'air. Le facteur de qualité calculé pour le pic de résonance se situe à  $\lambda = 1.8053 \mu\text{m}$  pour  $n_h = 1.33$  (courbe rouge), est de  $Q=3\ 965$  et pour  $n_h = 1.54$  (courbe verte), le pic résonant se déplace vers la longueur d'onde  $\lambda = 1.8582 \mu\text{m}$  avec  $Q=1\ 373$ . Nous avons clairement observé que le pic de résonance de cette cavité se déplace vers les basses énergies et la diminution du facteur de qualité résulte de la diminution de  $\Delta n_{sh}$ , et donc c'est la réduction de la réflectivité des miroirs du CP qui augmente les pertes hors du plan [142].

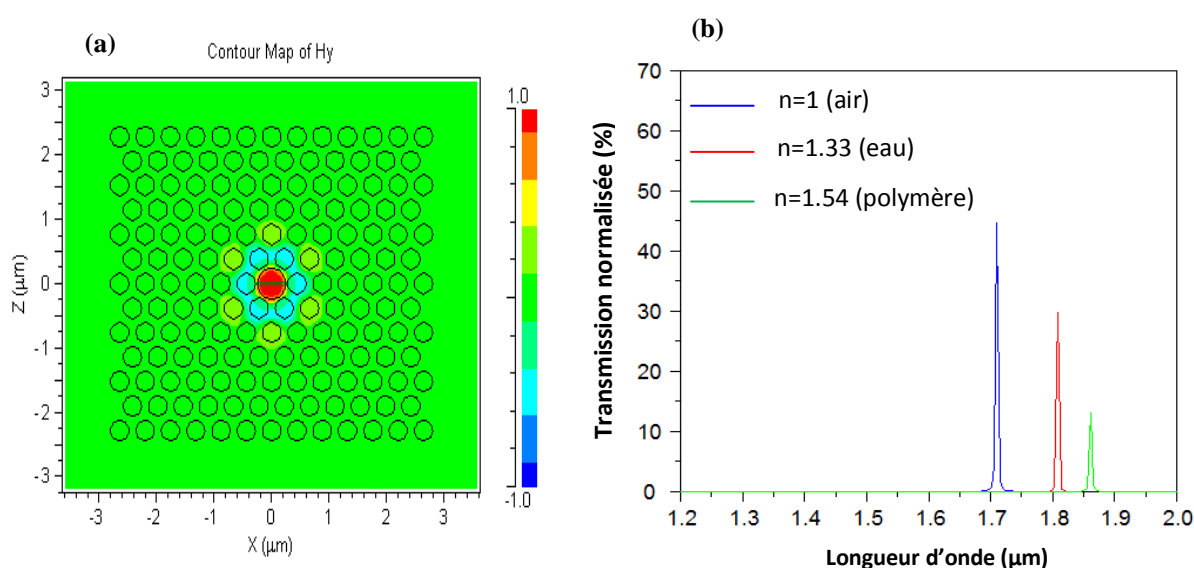


Figure 4.21 : (a) Intensité du champ pour la cavité résonante de longueur d'onde  $\lambda$  de  $1.71 \mu\text{m}$ , (b) spectre de transmission de la cavité en fonction de la variation de l'indice de réfraction des trous:  $n=1$  (ligne bleu),  $n=1.33$  (eau) et  $n=1.54$  (polymère).

La même structure est considérée de nouveau comme précédemment; mais dans ce cas la cavité est localement remplie d'eau et de polymère (indiqués par le cercle plus foncé sur le schéma 4.22 (a)). Ce procédé a été démontré expérimentalement et dans la littérature [142, 143], une technique lithographique originale est d'accorder des dispositifs à CP, basée sur

l'ouverture locale de masque pour différents trous. Ceci permet l'utilisation de n'importe quelle méthode de production sur la région exposée du CP, tout en n'affectant pas d'autres trous dans le CP [143].

Les caractéristiques de la transmission ont été ensuite simulées en utilisant la méthode FDTD 2D. Le moniteur est placé à l'intérieur de la microcavité pour recueillir la densité spectrale de la puissance transmise. La figure 4.22 (b) montre les courbes de transmission calculées en fonction de la variation de l'indice de réfraction pour trois différentes infiltrations liquides. Après infiltration avec l'eau pure, le mode de la cavité se déplace vers le rouge de plus de 30 nm car il y a augmentation de l'indice de réfraction ambiant de 1 à 1,33. La valeur du facteur Q calculer pour cette résonance située à  $\lambda = 1.74\mu\text{m}$  est d'environ 20 020. Le même calcul est répété pour  $n_h=1.54$ , à partir de la forme des courbes de transmission, on peut constater que le mode résonnant se décale vers la longueur d'onde  $\lambda_0 = 1,76073 \mu\text{m}$  et le facteur de qualité calculé est de  $Q = 15\ 211$  [144]. Il est observé que lorsque la cavité est localement infiltrée, le décalage du pic de résonance est de l'ordre de quelques nanomètres et le facteur Q diminue légèrement. Par conséquent, nous avons démontré la possibilité d'aborder des différents modes de cavité en infiltrant les trous d'air avec des indices de réfraction différents.

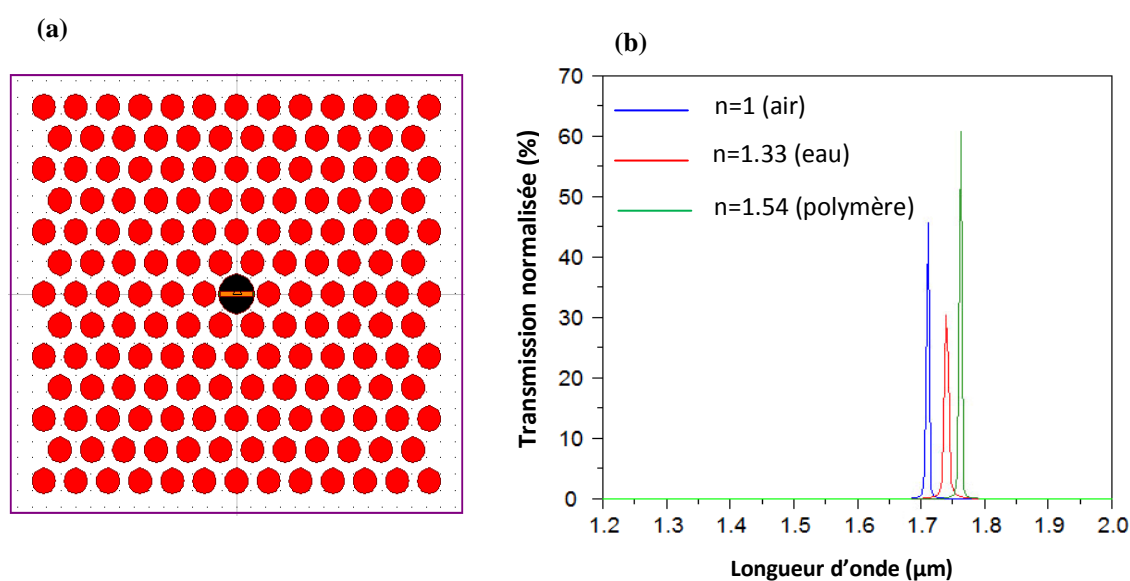


Figure 4.22 : (a) Vue de dessus de la cavité  $H_0$  remplie localement de différents liquides, (b) spectre de transmission de la cavité en fonction du changement de l'indice de réfraction du défaut pour trois différentes infiltrations liquide :  $n=1$  (ligne bleu),  $n=1.33$  (eau) et  $n=1.54$  (polymère).

Le facteur de Q peut être affecté par l'augmentation de la taille de la structure [6], il faut sélectionner la taille du cristal afin d'avoir un facteur Q très élevé avec une transmission intense. D'après la figure 4.23 (a), nous observons que le facteur de qualité augmente avec l'augmentation de la taille de la structure, tandis que la transmission passe par un maximum et diminue quand on augmente la taille du cristal. Nous pouvons choisir la taille de  $19 \times 19$  comme résultat optimal par rapport au facteur Q relativement élevé. Ce facteur Q ainsi que la transmission du mode résonnant situé à  $\lambda_0 = 1.7608\mu\text{m}$  sont très élevés (voir Fig. 4. 23 (b)),

la valeur calculée du facteur  $Q$  pour cette résonance est au-dessus de  $1.0234 \cdot 10^6$ . Cette valeur se compare favorablement à ceux des résultats de la littérature [131, 145, 146].

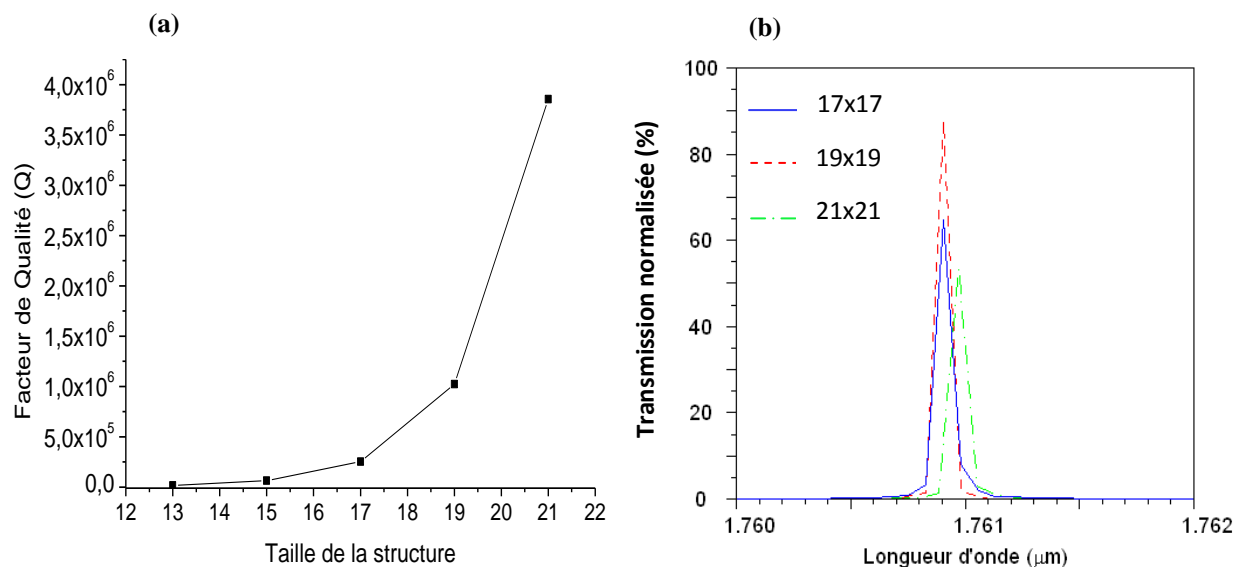


Figure 4.23: (a) Evolution du facteur de qualité  $Q$  de la cavité  $H_0$  remplis de polymère en fonction de la taille des cristaux photoniques. L'axe des abscisses horizontales 13, 15, 17, 19 désigne la taille du CP est  $13 \times 13$ ,  $15 \times 15$ ,  $17 \times 17$ ,  $19 \times 19$  et  $21 \times 21$ , respectivement. (b) spectre de transmission de la cavité remplie localement avec du polymère ( $n = 1,54$ ) avec une taille finie  $17 \times 17$  (ligne bleu),  $19 \times 19$  (ligne rouge) et  $21 \times 21$  (ligne vert).

#### 4.4. Filtre Fabry- Perot

La structure que nous proposons est représentée sur la figure 4.24. Elle est constituée d'un réseau triangulaire de trous d'air. Le réseau triangulaire que nous avons déjà présenté, est le réseau 2D de plus haute symétrie dès lors que l'on se limite à un seul « atome » par maille. La zone de Brillouin est un hexagone. Le fait qu'elle soit « proche » du cercle confère au cristal un fort degré d'isotropie, propice à l'ouverture de bandes interdites omnidirectionnelles. Comme pour le réseau carré, on peut imaginer des structures où les parties diélectriques sont déconnectées les unes des autres et des structures où les parties diélectriques sont connectés entre elles. Cependant, de par sa géométrie, la structure « connectée » de trous dans le diélectrique offre un bon compromis lorsque le diamètre des trous est proche de la période du réseau. Dans ce cas, en effet, les parois des trous deviennent si fines que les parties diélectriques restantes sont presque déconnectées.

Le filtre que nous proposons comprend deux tronçons de guides  $W_1$  entre lesquels a été disposée une cavité composée de deux motifs ( $s=2$ ) suivant la direction  $\Gamma K$  du guide. Deux motifs ont également été disposés de part et d'autre pour former les miroirs ( $N=2$ ).

Si nous excitons directement le mode de la cavité (par, disons, une source de courant ou une transition atomique dans la cavité), l'énergie dans la cavité pourrait s'échapper lentement [16]. Cependant, il est plus intéressant d'exciter la cavité de l'un des guides d'ondes. La lumière d'excitation (un mode du guide d'onde) se propage dans le guide 1 et se couple au guide d'ondes 2 à travers la microcavité. Cette lumière peut être détectée à la sortie du guide d'ondes

2. Pour faciliter l'injection, un guide diélectrique adiabatique est utilisé pour coupler la lumière à l'entrée et à la sortie de ce filtre. Ce cristal est éclairé par une onde gaussienne sous incidence normale avec une polarisation TE. La structure d'étude fait 19 rangées de long et 9 rangées de large de part et d'autre du défaut et le pas d'échantillonnage temporelle respectant le critère de stabilité est  $\Delta t=0.01$ . Le temps de calcul s'étale jusqu'à 60000 itération temporelles.

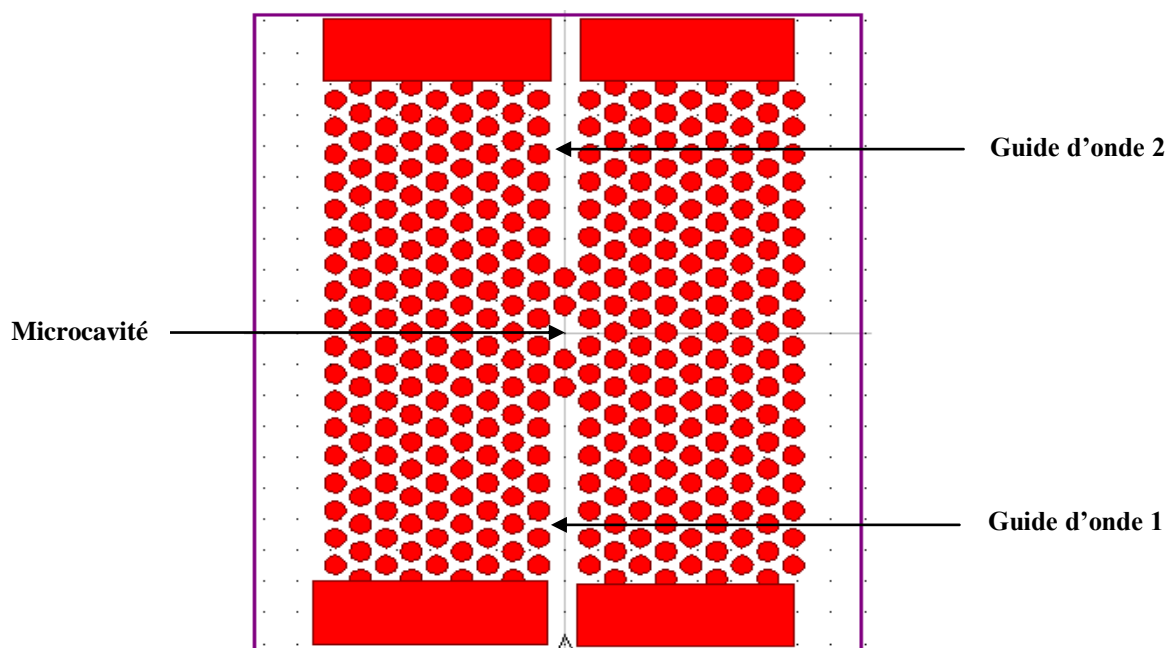


Figure 4.24: Filtre Fabry Perot comprenant deux tronçons de guides  $W_1$  et une cavité linéique de forme similaire au guide. La cavité est ici composée de deux motifs omis dans le cristal ( $s=2$ ).

La figure 4.25 (a) représente la réponse spectrale obtenue par la méthode des différences finies temporelles de la microcavité constituée de deux motifs adjacents ( $s=2$ ) omis entre deux séries de deux motifs ( $N=2$ ) suivant la direction  $\Gamma K$  du guide (Fig. 4.24). Cette cavité présente des caractéristiques naturellement proches du guide lui-même (profil de champ, constantes de propagation). Ce type de cavité linéique est très bien adapté à un couplage avec des guides de largeurs similaires, que ce soit sur l'axe du guide ou hors de l'axe. Un pic étroit apparaît à l'intérieur de la bande interdite en polarisation TE du CP. Ce pic indique que le dispositif agit comme un filtre à bande étroite. La lumière est transmise à des fréquences proches de la fréquence de résonance de la cavité et se réfléchit pour des fréquences légèrement inférieures ou supérieures. 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 (voir fig.4.25b).

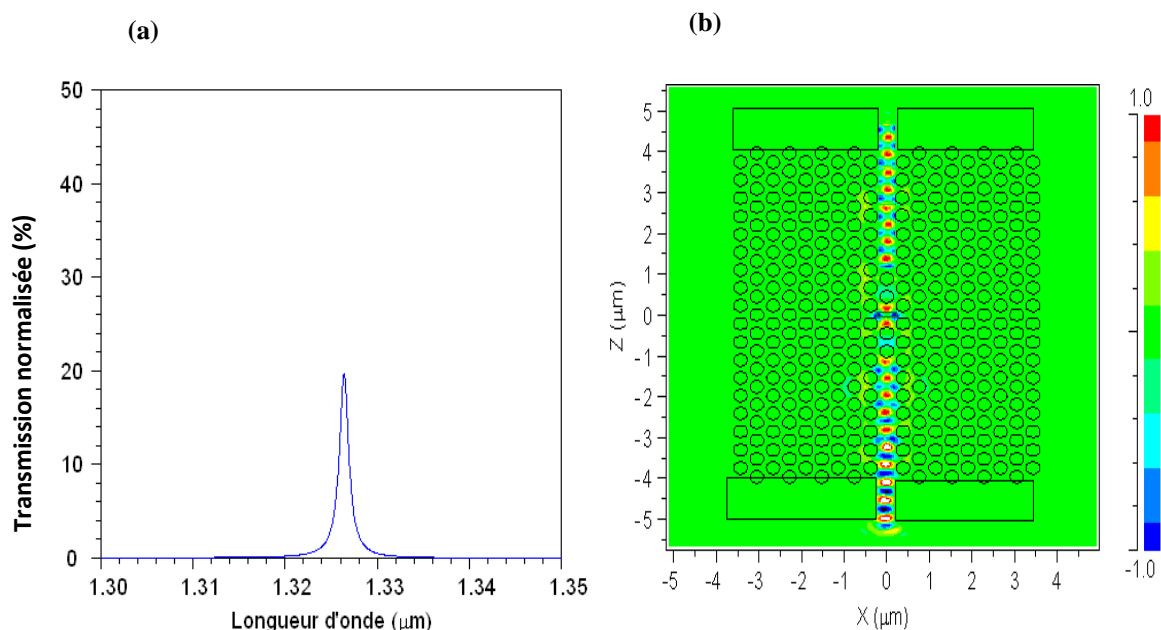


Figure 4.25: (a) Spectre de transmission en polarisation TE de la cavité constituée de deux motifs adjacents ( $s=2$ ) omis entre deux séries de deux motifs ( $N=2$ ) suivant la direction  $\Gamma K$  du guide, et (b) Intensité du champ à la longueur d'onde  $\lambda=1.3267\mu\text{m}$

Les évolutions du facteur de qualité de la nouvelle structure de la cavité en fonction des différents paramètres structuraux ont été étudiées numériquement à l'aide du logiciel Fullwave de RSoft. La structure d'étude, qui est schématiquement montrée sur la figure 4.24 a été simulée avec des différentes tailles de cavités.

Nous avons premièrement étudié l'évolution du facteur de qualité de la cavité en fonction de sa taille pour l'optimiser. Ce facteur de qualité rend compte de la capacité de la cavité à piéger la lumière et représente la mesure des pertes. 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 certain temps que l'on peut considérer comme la durée de vie du photon dans la cavité.

La figure 4.26 (a) représente la dépendance du facteur de qualité et la longueur de la cavité. Cette figure montre que le facteur de qualité le plus élevé est d'environ 1034 pour un mode résonant situé à  $\lambda = 1.3267\mu\text{m}$  qui est obtenu pour une cavité linéique composée de seulement 2 motifs. Il est clair sur la figure 4.26 (b) que lorsque la longueur de la cavité augmente la longueur d'onde de résonance se décale vers le rouge. L'origine physique de ce décalage est une augmentation de l'indice effectif de la cavité.

Remarquons que le facteur de qualité est toujours faible de l'ordre de  $10^3$  pour la variation de la taille de la cavité. Si l'on veut améliorer le facteur de qualité, il faut améliorer la réflectivité, donc diminuer les pertes des miroirs, nous allons proposer des solutions pour réduire celles-ci.



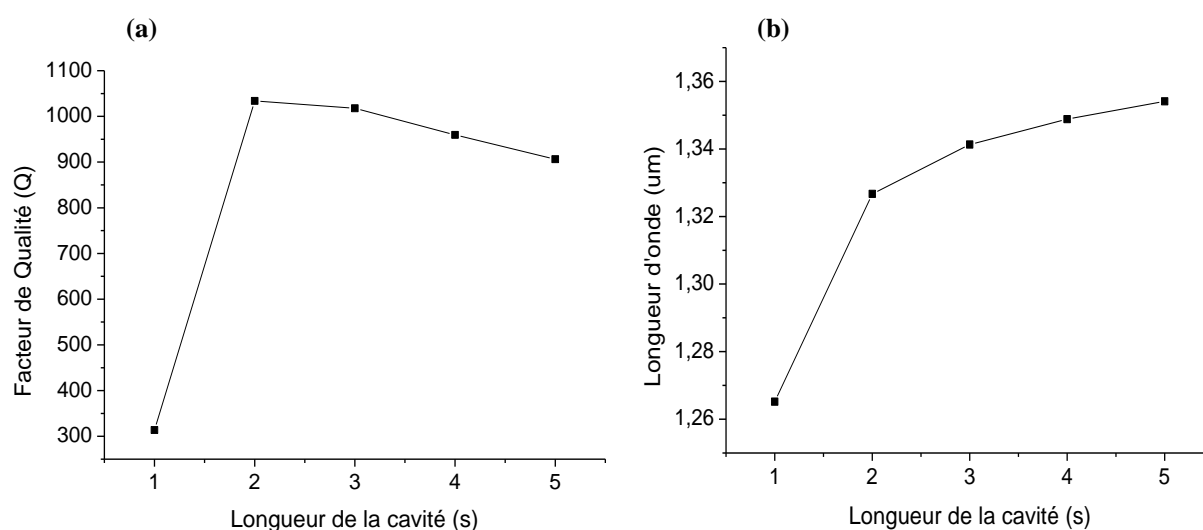


Figure 4.26: (a) Facteur de qualité en fonction de la longueur de la cavité (s), (b) Longueur d'onde de résonance en fonction de la longueur de la cavité (s).

Ensuite, nous avons étudié l'influence de la longueur du guide à CP sur le facteur de qualité et la transmission du mode résonant. Pour cela nous devons jouer sur le nombre de trous d'air entre la cavité et le guide d'onde afin d'améliorer la réflectivité des miroirs de la cavité. On sait que le facteur de qualité est proportionnel à  $1/(1-R)$  où  $R$  est la réflexion du miroir. Pour obtenir un bon facteur  $Q$  il faut augmenter le nombre de trous du miroir et la transmission alors diminue. Dans ces conditions la réflexion n'est plus limitée que par les pertes.

La figure 4.27 présente les spectres de transmission effectués pour  $N$  allant de 2 à 5. Les pics s'affinent avec l'augmentation du nombre de trous périodiques dans le miroir ce qui correspond à l'augmentation de la réflectivité des miroirs et donc de  $Q$ .

Le Tableau 3.4 donne les valeurs théoriques des longueurs d'onde de résonance et des facteurs de qualité calculés pour  $N=2$  à  $N=5$ .

	Q calculé	Longueur d'onde de résonance ( $\mu\text{m}$ )
$N=2$	$1.034 \cdot 10^3$	1.3267
$N=3$	$7.237 \cdot 10^3$	1.3280
$N=4$	$6.8892 \cdot 10^4$	1.3281
$N=5$	$1.2639 \cdot 10^5$	1.3281

Tableau 3.4 : Récapitulatif des calculs de facteurs de qualité pour des cavités composées de miroirs.

On peut noter que le facteur de qualité augmente considérablement avec l'augmentation de  $N$  parce que le nombre de parois de la cavité ont augmentées. La valeur élevée de  $Q$  est donc principalement due à l'emploi de très bons miroirs qui possèdent peu de pertes radiatives intrinsèques. La seule source de pertes présente dans la cavité se situe donc au niveau de l'interface des miroirs.

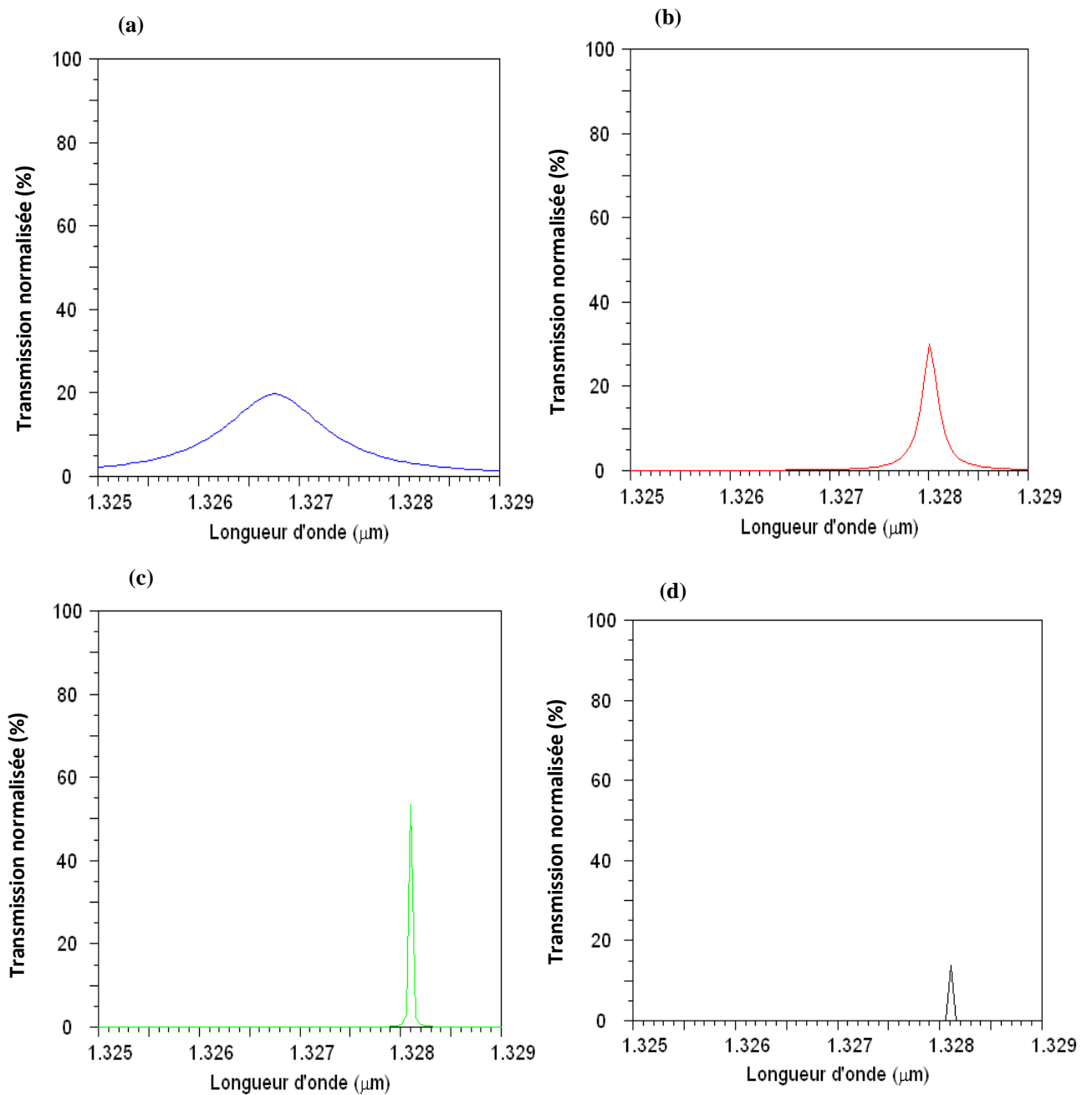


Figure 4.27: Spectres de transmission en polarisation TE de la cavité constituée de deux motifs adjacents ( $s=2$ ) omis avec un nombre croissant de trous périodiques dans le miroir. (a)  $N=2$ , (b)  $N=3$ , (c)  $N=4$  et (d)  $N=5$ .

Les facteurs de qualité présentent une augmentation notable avec le nombre de trous dans le miroir périodique. Cette progression est assez rapide jusqu'à  $N=5$ , et stagne par la suite. Avec 5 trous dans le miroir périodique nous obtenons un facteur de qualité de  $1.2639 \cdot 10^5$  avec une incertitude de 15 %. Dans ce cas, on note une valeur plus élevée du facteur de qualité  $Q$  et une faible transmission. Afin d'acquérir simultanément un facteur de qualité optimum et une valeur élevée de la transmission de ce filtre, on doit réduire les réflexions indésirables et

atténuer les pertes de propagation, pour cela on modifie la taille des trous qui sont situés à l'entrée et à la sortie du guide à CP. La diminution successive des rayons de ces trous a pour effet d'atténuer la différence entre le mode de Bloch de propagation du guide et celui de la cavité, c'est-à-dire ces trous modifiés permettent de réduire la désadaptation de profil de mode en changeant légèrement la géométrie de l'interface guide/miroir.

Afin d'améliorer la transmission et conserver un facteur de qualité élevé simultanément en réduisant les pertes de propagation, dans le cas de  $N=5$ , nous commençons notre étude par le calcul des spectres de transmission pour la variation d'un seul trou d'air ( $r/a$ ) (marqué par A sur la Figure 4.29) tandis que les quatre autres trous sont constants. Le choix de ces diamètres s'est fait de façon intuitive dans un premier temps et optimisé numériquement. Il n'y a pas de vrai critère de choix si ce n'est que les pertes sont minimales.

Les résultats du facteur de qualité et la variation d'un seul rayon du trou d'air sont reportés sur la figure 4.28 (a). Le facteur de qualité maximum que nous avons calculé  $Q = 2,7267 \cdot 10^5$  apparaît à  $r/a = 0.3$  avec une faible transmission. Donc, on pourrait choisir le facteur  $Q$  de  $1,7461 \cdot 10^5$  au mode résonant situé à  $\lambda_0 = 1.3281 \mu\text{m}$  avec ( $N = 5, 0.28a$ ) comme résultat optimal en raison de son facteur  $Q$  et sa transmission relativement élevés (voir figure 4.28b).

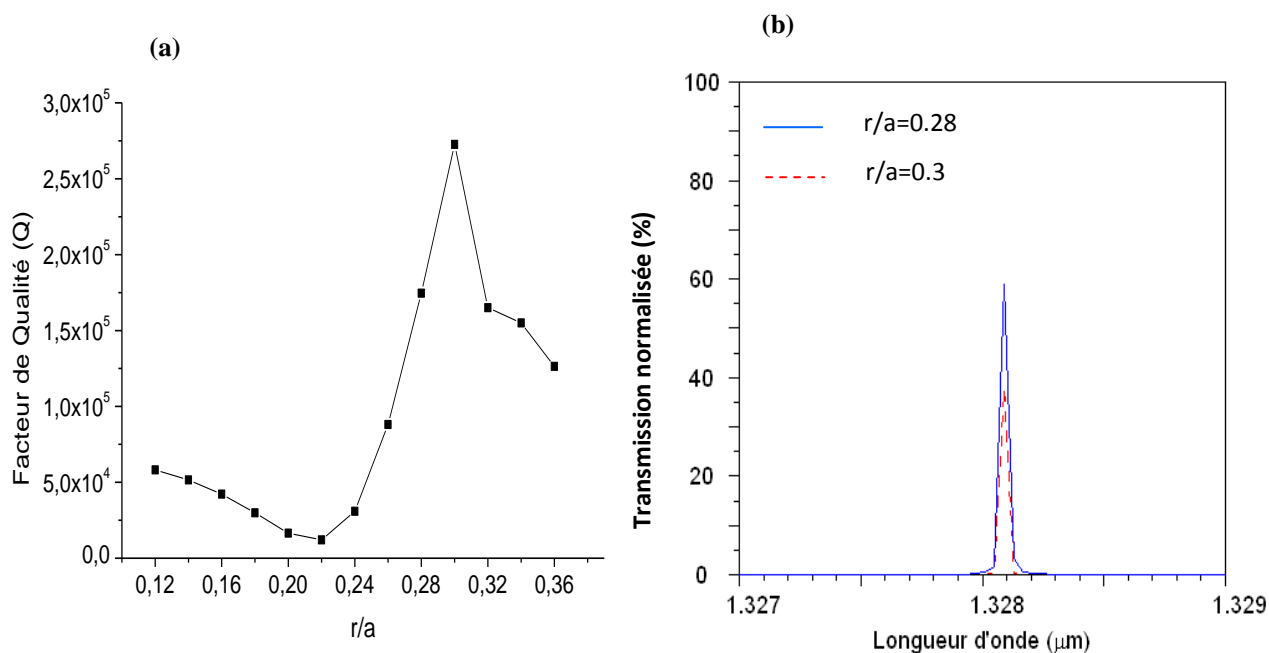


Figure 4.28 : (a) Facteur de qualité en fonction d'un seul trou réduit ( $r/a$ ) pour  $N=5$ . (b) Spectres de transmission de la cavité avec un seul trou réduit  $0.28a$  (ligne solide bleu) et  $0.3a$  (ligne pointillée rouge) pour  $N=5$ .

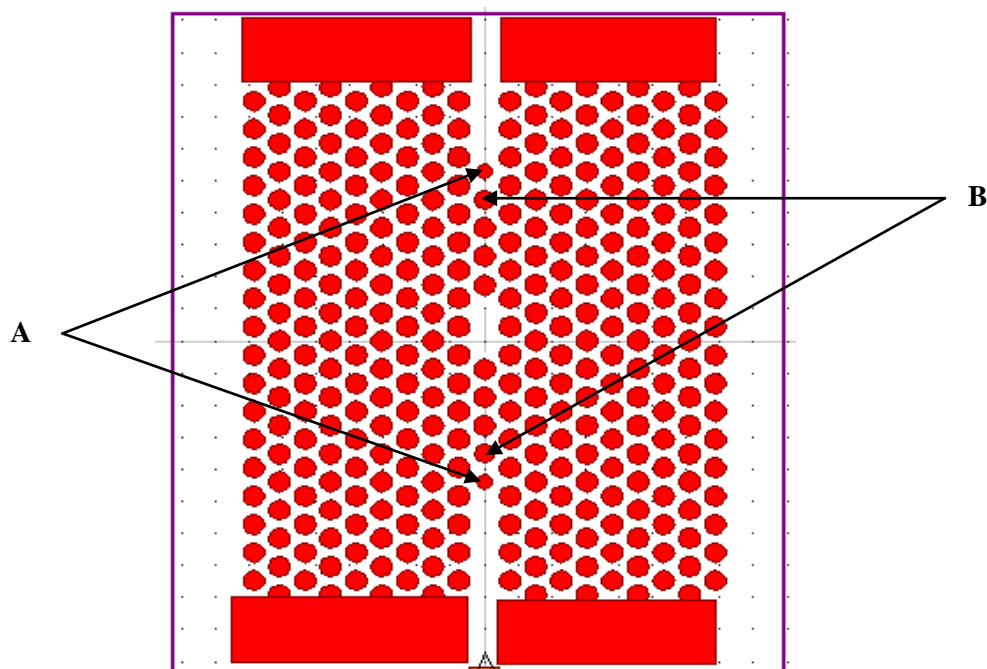


Figure 4.29 : Cavité hexagonale avec deux trous modifiés en gardant les trois autres trous constants. Les rayons des trous extérieurs (A) sont fixés à  $0.28a$  et  $0.3a$ . Les rayons des trous (B) varient entre  $0.32a$ - $0.35a$ .

Ensuite, nous considérons deux trous d'air pour  $N = 5$ , et nous réduisons leur rayon ( $r/a$ ), tandis que les trois autres conservent le paramètre de maille constant. Nous avons trouvé précédemment pour  $N=5$  avec un seul trou modifié que les meilleurs facteurs de  $Q$  apparaissent à  $0.28a$  et  $0.3a$ , nous devons fixer le premier rayon (marqué par A sur la figure 4.29)   ces deux valeurs et nous faisons varier le second rayon (marqué par B sur la figure 4.29).

Au début, nous fixons le rayon du trou A    $0.28a$  et nous faisons varier le rayon du trou B dans la gamme  $0.32a$ - $0.35a$ . Les résultats sont présentés sur la figure 4.30, où on voit que, pour la cavité avec deux trous modifiés ( $N = 5$ ,  $0.35a$ ,  $0.28a$ ), le facteur  $Q$  est très élevé, alors la valeur du facteur  $Q$  calculé pour cette résonance était au-dessus de  $1,3 \cdot 10^5$ .

Puis, nous fixons le premier rayon A    $0.3a$  et nous varions le second trou B dans la même gamme  $0.32a$  - $0.35a$ . La valeur maximale de  $Q = 1,2 \cdot 10^5$  la plus élevée ainsi que celle de la transmission sont atteints au mode résonant situé à  $\lambda_0 = 1.3281\mu\text{m}$  pour la cavité avec deux trous modifiés ( $N = 5$ ,  $0.34a$ ,  $0.3a$ ) (voir Fig. 4.31a et 4.31b). Cette valeur se compare favorablement à celles qui ont été calculées précédemment [147]. Par conséquent, l'amélioration du facteur  $Q$  et de la transmission sont attribuées à l'effet des trous modifiés. En raison de sa haute transmission et son facteur  $Q$  élevé, nous avons opté pour une configuration optimale de cinq trous d'air avec deux trous de taille réduite autour de la cavité, ceci confirme que l'augmentation du facteur de qualité résulte d'une diminution des pertes des miroirs et d'une augmentation de leur réflectivité. Ainsi, une augmentation graduelle de la zone d'adaptation permet un passage plus progressif du mode de propagation du guide à celui de la cavité.

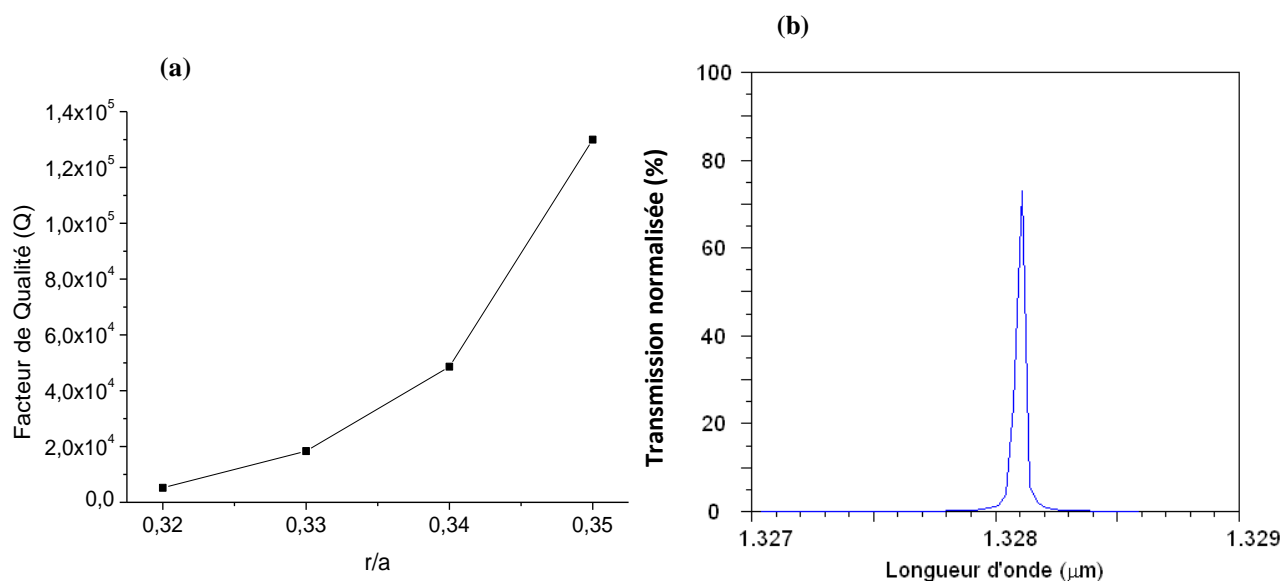


Figure 4.30: (a) Facteur de qualité en fonction du second rayon du trou d'air B ( $r/a$ ) avec le premier A est fixé à 0.28a. (b) Réponses de transmission de la cavité avec deux trous d'air dégradés ( $N=5$ , 0.35a, 0.28a)

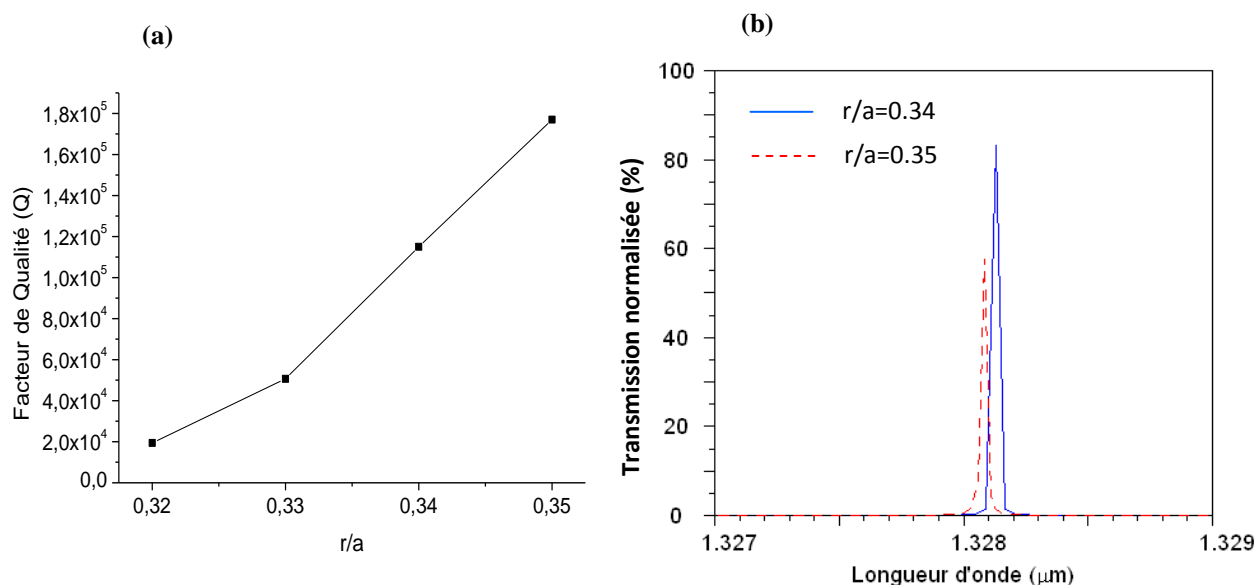


Figure 4.31: (a) Facteur de qualité en fonction du second rayon du trou d'air B ( $r/a$ ) avec le premier A est fixé à 0.3a. (b) Réponses de transmission de la cavité avec deux trous d'air dégradés ( $N=5$ , 0.34a, 0.3a) (ligne solide bleu) et ( $N=4$ , 0.35a, 0.3a) (ligne pointillée rouge)

Par ailleurs, pour optimiser le facteur de qualité nous avons étudié ce même filtre avec une structure constituée d'un réseau triangulaire de trous d'air dans le silicium [148].

#### 4.5. Filtre de type « routeur »

Une fonction particulièrement importante d'optique intégrée qui pourrait être réalisée avec des cristaux photoniques : le multiplexage en longueur d'onde (WDM, Wavelength Division Multiplexing). Le but est d'insérer ou d'extraire des longueurs d'onde bien précises dans un flux de données. Ce dispositif peut être réalisé en utilisant la sélectivité d'une cavité résonante couplée par recouvrement des ondes évanescentes à des guides d'onde. Une première proposition théorique fut donnée par Fan et al. En 1998 [149]. Depuis, plusieurs réalisations ont montré la possibilité du couplage d'une cavité avec un guide [97, 150, 58]. Par exemple, une réalisation de Chutinan et al. [58], dont un schéma est reporté sur la figure 4.32, permet l'extraction hors du plan ou l'insertion dans un guide d'une longueur d'onde précise (WDM mono-canal). Ce type de dispositif est appelé un filtre « Add-Drop ».

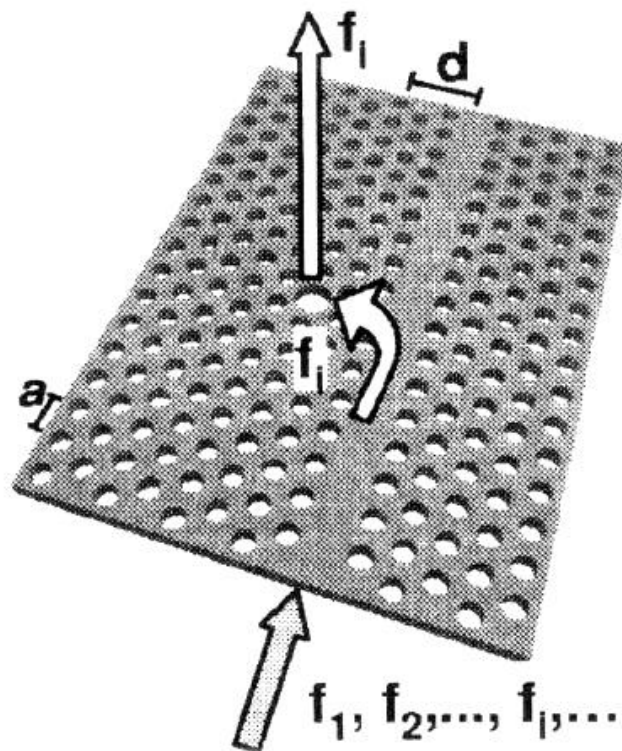


Figure 4.32: Schéma de principe d'un dispositif de multiplexage (insertion ou extraction d'une certaine longueur d'onde) [150].

Le cristal photonique de base est le même que celui étudié précédemment : c'est un cristal hexagonal de période  $a=0.44\mu\text{m}$  avec le même facteur de remplissage en air.

La structure sur laquelle repose cette étude est représentée sur la figure 4.33. Il s'agit d'un guide  $W_1$  correspondant à l'omission d'une rangée des pores de  $0.36a$  de rayon, associée à une cavité linéique. Cette dernière est aussi formée par l'omission de deux trous adjacents dans la direction  $\Gamma K$  du cristal photonique. La cavité et le guide sont séparés par 3 rangées de trous. Nous disposons, d'une cavité, produite sur le même échantillon, et présentant donc des

paramètres très proches de ceux du système couplé. La génération de la lumière se fera par conséquent à l'entrée de guide.

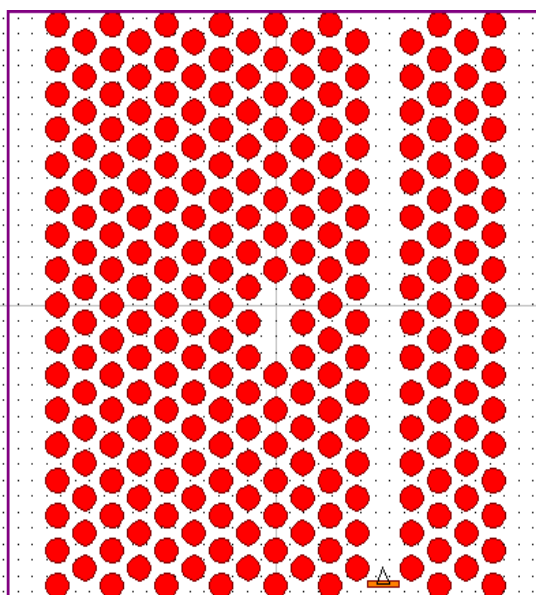


Figure 4.33. Représentation schématique du système couplé guide-cavité. Le guide  $W_1$  correspondant à l'omission d'une rangée des pores de  $0.36a$  de rayon, associée à une cavité linéique.

Les simulations sont faites par un code basé sur la méthode FDTD (Finite Difference Time Domain). C'est une approche numérique permettant la résolution des équations différentielles dans le domaine temps. Afin d'utiliser cette méthode pour étudier un cristal photonique 2D, un domaine de calcul (cellule de Yee à deux dimensions) est défini et discrétisé avec un maillage spatial  $\Delta x = \Delta z = 0.005$ . L'espace temporel est quant à lui discrétisé avec un pas  $\Delta t$ . La figure 4.33 montre schématiquement la structure de base des dispositifs des filtres de type drop (routeur), qui sont basés sur les cristaux photoniques 2D constitué d'un réseau triangulaire de trous d'air. Notre approche est de concevoir un démultiplexeur en longueur d'onde (WDM : Wavelength Division Demultiplexing) de taille très réduite, versatile et compact à la longueur d'onde  $\lambda = 1.55 \mu\text{m}$  qui peut être adapté aux réseaux de télécommunications optiques. Ce démultiplexeur est basé sur l'utilisation des cristaux photoniques à défaut linéaire et ponctuel. Cette fonctionnalité nous permet de démultiplexer latéralement, à l'aide d'un code numérique basé sur la méthode FDTD des différentes longueurs d'ondes. Sur la figure 4.34, nous avons reporté les spectres de transmission associés au système couplé avec la génération de la lumière se fera à l'entrée de guide. Dans ce cas la cavité et le guide sont séparés par 3 rangées de trous. Nous constatons l'existence d'un mode de cavité à  $1.3281 \mu\text{m}$ , caractérisé par un facteur  $Q$  proche de 8595. L'apparition de ce mode de cavité, ne peut provenir que du transfert d'une partie de la lumière guidée vers la cavité. Dans le même temps, l'analyse spectrale du signal transmis à travers le guide, fait apparaître un creux de transmission qui coïncide spectralement avec le mode de cavité (voir figure 4.34).

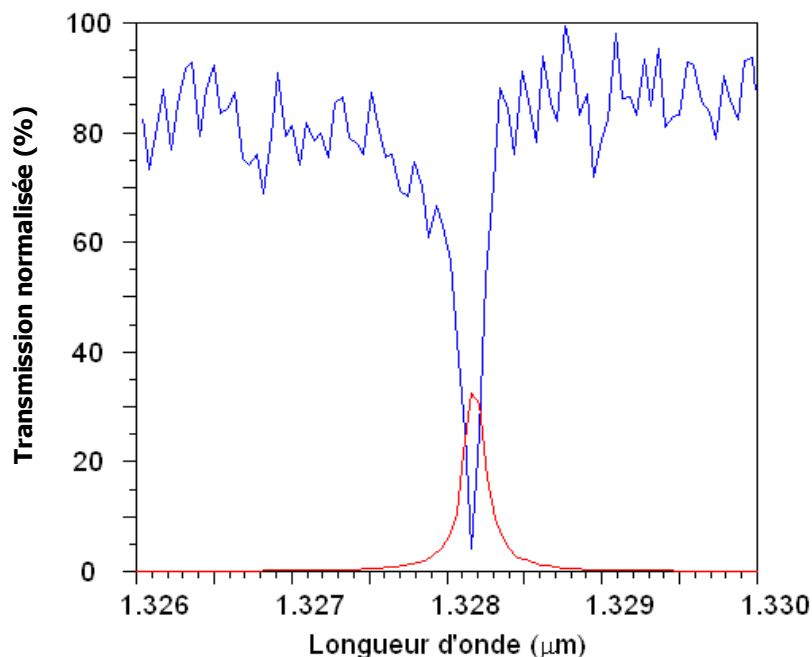


Figure 4.34: Spectres de transmission du filtre à l'intérieur de la cavité (ligne rouge), à la sortie du guide (ligne bleu). La cavité et le guide sont séparés par 3 rangées de trous

Pour décrire les effets du couplage, il est cependant plus aisé de considérer le guide comme une 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, le mode propagé dans le guide ne le "voit" pas. La cavité 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 complètement le facteur  $Q$  de la structure. La transmission à travers le guide est encore une fois totale, la cavité n'ayant plus la possibilité de piéger la lumière. Entre ces deux extrêmes, le couplage entre le guide et la cavité entraîne une diminution de la transmission du filtre.

Dans ce filtre, la distance entre la cavité et le guide peut être optimisée afin d'acquérir le facteur de qualité et la transmission du filtre les plus élevés. Le nombre de rangées entre le guide et la cavité ( $d$ ) sont choisis pour être égal à 3, 4, 5 et 6. La figure 4.35 présente l'influence du nombre de rangées entre la cavité et le guide ( $d$ ) sur la longueur d'onde et la transmission du mode résonant à la sortie du guide. Le creux présent dans le spectre de transmission de cette figure représente l'extraction sélective de la lumière guidée (filtrage de type « drop »).

Nous avons démontré un effet de couplage du guide vers la cavité. En particulier, dans le cas où on injecte un mode à l'entrée du guide d'onde, une partie de la lumière est extraite vers un mode à pertes de la cavité, puis rayonnée dans l'air.



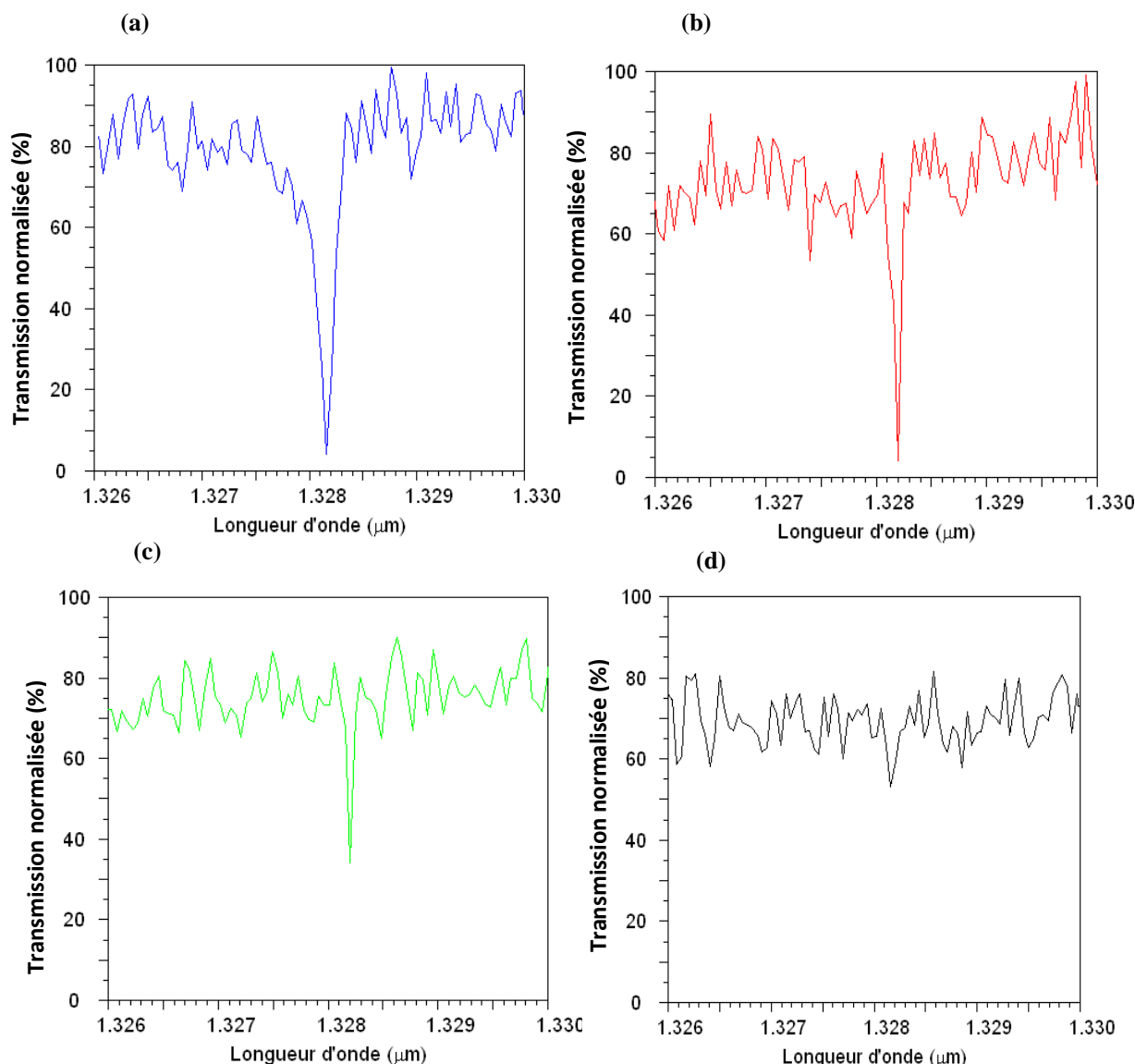


Figure 4.35 : Spectre de transmission du filtre à la sortie du guide. La cavité et le guide sont séparés par : (a) 3 rangées de trous (ligne bleu), (b) 4 rangées de trous (ligne rouge), (c) 5 rangées de trous (ligne verte) et (d) 6 rangées de trous (ligne noire).

## 4.6. Conclusion

Ce chapitre concerne l'étude numérique des cavités à cristaux photoniques, formés de trous d'air sur InP, de faible volume (omission d'un ou plusieurs motifs) et possédant un minimum de pertes dans le but d'augmenter les facteurs de qualité tout en conservant un volume modal le plus faible possible. Ces cavités sont basées sur un travail d'ingénierie de modes qui consiste à utiliser des défauts: en supprimant des trous, en les déplaçant, ou en changeant localement leur rayon. En faisant varier localement le rayon des trous (c'est-à-dire le facteur de remplissage) ou leur position, on obtient ainsi un gradient d'indice permettant d'obtenir une transition moins abrupte entre le cristal photonique et le bord de la cavité. Cela permet de limiter les pertes hors du plan et donc d'augmenter le facteur de qualité. Pour la

même structure nous avons étudié les propriétés optiques des bandes interdites photoniques et des cavités en fonction de la variation de l'indice de réfraction des trous d'air. Cette étude a été poursuivie par une étude numérique de deux types de filtres, le premier filtre comprend deux tronçons de guides  $W_1$  entre lesquels a été disposé d'une cavité constituée de deux motifs. Ce type de cavité linéique est donc très bien adapté à un couplage avec des guides de largeurs similaires. La plupart des longueurs d'ondes guidées seront réfléchies à l'extrémité du guide, sauf quelques unes, qui seront couplées à la cavité. Dans ce filtre, la longueur du guide d'onde peut être optimisée pour atteindre les valeurs élevées de la transmission et le facteur de qualité simultanément. Le nombre de trous entre la cavité et le guide d'ondes est choisi pour être égal à 2, 3, 4 et 5. Nous avons obtenu pour les valeurs de  $N$  un facteur de qualité très élevé avec une très faible transmission. Afin d'augmenter la transmission et garder le facteur de qualité élevé simultanément en réduisant les pertes de propagation, nous avons changé la taille des trous qui se trouve à l'extrémité de la cavité et étudié l'effet de ces trous modifiés sur la position, le taux de transmission et le facteur de qualité du mode résonant de la cavité. Le second filtre de type drop consiste à juxtaposer la cavité parallèlement au guide pour aboutir à une interaction latérale des modes de cavité avec les modes du guide. Ce couplage permet d'extraire une ou plusieurs fréquences se propageant dans le guide. Ces fréquences peuvent éventuellement être réorientées, de manière directive, vers un second guide également juxtaposé à la cavité. Des applications de types routeurs en longueur d'onde sont alors possible.

# **Conclusion générale**

## Conclusion générale

Une cavité optique se définit comme un résonateur électromagnétique où la lumière est confinée spatialement et spectralement. Ces résonateurs fonctionnent comme des « pièges à photons ». En effet, lorsque la cavité résonne, la lumière effectue un grand nombre d'allers retours et se retrouve ainsi temporairement bloquée. Les performances d'un résonateur sont données par deux paramètres caractéristiques: le facteur de qualité (Q) qui rend compte de la finesse de la résonance et le volume modal (V) du confinement spatial du mode.

Les cavités à cristaux photoniques qui confinent fortement la lumière seront largement utilisées dans le domaine de l'optique intégrée, dans ces applications, il est impératif de réaliser des cavités à cristaux photoniques ayant le double avantage de posséder à la fois un facteur de qualité Q élevé et un volume modal V minimal.

Le 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 que l'on peut considérer comme la durée de vie du photon dans la cavité.

Le but de notre travail est donc de caractériser des cavités de faible dimension possédant un minimum de pertes, l'objectif étant l'optimisation des facteurs de qualité.

Dans un premier temps, Nous avons présenté une étude théorique sur la cavité hexagonale  $H_1$  et les cavités linéiques  $L_2$ ,  $L_3$  et  $L_5$ . En faisant varier localement le rayon des trous (c'est-à-dire le facteur de remplissage) ou leur position, on réalise un gradient d'indice permettant d'obtenir une transition moins abrupte entre le cristal photonique et le bord de la cavité. Cela permet de limiter les pertes et donc d'augmenter le facteur de qualité. On constate que le facteur de qualité Q du mode  $M_2$  et  $M_3$  de la cavité  $L_2$  et  $L_3$  respectivement atteint un maximum pour un décalage de 80 nm des déplacements des trous par rapport à leur position initiale, tandis que le facteur de qualité du mode  $M_5$  de la cavité  $L_5$  atteint son maximum pour un décalage de 60 nm (3.1 fois plus grand) par rapport à la structure initiale.

Par la suite, nous étudions les propriétés optiques des cristaux photoniques et des cavités en fonction de la variation de l'indice de réfraction. Tout d'abord nous avons étudié l'influence de la variation de l'indice de réfraction des trous d'air sur la bande interdite photonique (BIP). Nous observons que l'infiltration du polymère ou de l'eau dans les trous des cristaux photoniques modifie les propriétés optiques des cristaux photoniques. La différence  $\Delta n_{sh} = n_s - n_h$  entre l'indice de réfraction du semiconducteur  $n_s$  et l'indice de réfraction des trous  $n_h$  diminue et la bande interdite devient plus étroite. Les bords de bandes se déplacent vers les basses énergies. Comme pour la bande d'air, le champ électrique est confiné dans les trous, la bande d'air se déplace plus vite que la bande diélectrique. Nous avons ensuite déterminé la position du pic de résonance en fonction de la variation de l'indice de réfraction des trous. Nous avons clairement observé que le pic de résonance de cette cavité se déplace vers les basses énergies et le facteur de qualité diminue en fonction de  $\Delta n_{sh}$ , et donc la réduction de la réflectivité des miroirs du CP augmente les pertes hors du plan.

Suite à cette étude nous abordons la simulation numérique de deux types de filtres, le premier filtre comprend deux tronçons de guides  $W_1$  entre lesquels a été disposé une cavité constituée de deux motifs. Ce type de cavité linéique est donc très bien adapté à un couplage avec des guides de largeurs similaires. La plupart des longueurs d'ondes guidées seront réfléchies à l'extrémité du guide, sauf quelques unes, qui seront couplées à la cavité. Dans ce filtre, la longueur du guide d'onde peut être optimisée pour atteindre simultanément des valeurs de transmission et le facteur de qualité élevé. La méthode FDTD peut être utilisée pour calculer la transmission et le facteur Q, lorsque le nombre des trous sont 2, 3, 4 et 5, respectivement. Nous avons obtenu pour les valeurs de N un facteur de qualité très élevé avec une très faible transmission. Nous avons augmenté simultanément la transmission tout en conservant un facteur de qualité élevé en réduisant les pertes de propagation, nous avons changé la taille des trous qui se trouve à l'extrémité de la cavité et étudié l'effet de la diminution progressive du diamètre des trous sur la position, le taux de transmission et le facteur de qualité du mode résonant de la cavité. Le second filtre consiste à juxtaposer la cavité parallèlement au guide pour aboutir à une interaction latérale des modes de cavité avec les modes du guide. Ce couplage a permis d'extraire une ou plusieurs fréquences se propageant dans le guide. Ces fréquences peuvent ensuite être redirigées, de manière directive, vers un second guide également juxtaposé à la cavité. Des applications de types routeurs en longueur d'onde sont alors envisageables.

# **Références bibliographiques**

## Références bibliographiques

- [1] E. Yablonovitch, "Inhibited Spontaneous Emission in Solid-State Physics and Electronics," *Phys. Rev. Lett.*, vol.58, p. 2059-2062, 1987.
- [2] S. John, "Strong localization of photons in certain disordered dielectric superlattices," *Phys. Rev. Lett.*, vol.58, p. 2486-2489, 1987.
- [3] E. Yablonovitch, T.J. Gmitter, and K.M. Leung, "Photonic band structure: the face-centered-cubic case employing nonspherical atoms," *Phys. Rev. Lett.*, vol. 67, N°17, 2295–2298, 1991.
- [4] S. David, "Etude de composants à cristaux photoniques dans la filière silicium pour les longueurs d'ondes des télécommunications optiques," Thèse de doctorat, Université Paris XI, 2003.
- [5] A. Talneau, P. Lalanne, M. Agio, and C.M. Soukoulis, "Low-reflection photonic-crystal taper for efficient coupling between guide sections of arbitrary widths" *Optics Letters*, Vol. 27, p. 1522–1524, 2002.
- [6] M. Qiu et B. Jaskorzynska, "Design of a channel drop filter in a two- dimensional triangular photonic crystal," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 83, p. 1074, 2003.
- [7] Y. Akahane, M. Mochizuki, T. Asano, Y. Tanaka et 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," *App. Phys. Lett.* , vol.82, N°9, p.1341-1343, 2003.
- [8] J. C. Knight, J. Arriaga, T. A. Birks, Member, IEEE, A. Ortigosa-Blanch, W. J.Wadsworth, and P. St. J. Russell, "Anomalous Dispersion in Photonic Crystal Fiber," *IEEE, Photonics Technology Letters*, Vol. 12, N° 7, p.807-809, 2000.
- [9] A.Scherer, O. Painter, B. D'Urso, R. Lee, et A. Yariv "InGaAsP photonic band gap crystal membrane microresonators," *Journal of Vacuum Science and Technology B* 16, p.3906, 1998.
- [10] C.J.M. Smith, H. Benisty, D. Labilloy, U. Oesterle, R. Houdré, T.F. Krauss, R.M. De La Rue et C.Weisbuch, "Near-infrared microcavities confined by two-dimensional photonic crystals », *Electronics Letters*, vol. 35, p.228, 1999.
- [11] P. Pottier, C. Seassal, X. Letartre, J.L. Leclercq, P. Victorovitch, D. Cassagne et C. Jouanin, " Triangular and Hexagonal High Q-Factor 2-D Photonic Bandgap Cavities on III-V Suspended Membranes," *IEEE Journal of Lightwave Technology*, vol. 17, p.2058, 1999.
- [12] C. Reese, C. Becher, A. Imamoglu, E. Hu, B. D. Gerardot et P. M. Petroff, " Photonic crystal microcavities with self-assembled InAs quantum dots as active emitters," *Applied Physics Letters*, vol. 78, p. 2279, 2001.
- [13] C. Reese, B. Gayral, B. D. Gerardot, A. Imamoglu, P. M. Petroff, et E. Hu, " High Q photonic crystal microcavities fabricated in a thin GaAs membrane," *J. Vac. Sci. Technol. B.* , vol.19, p. 2749, 2001.
- [14] Y. Akahane, T. Asano, B. S. Song, et S. Noda," High-Q photonic nanocavity in a two-dimensional photonic crystal," *Nature*, vol.425, N°6961, p.944–947, 2003.

- [15] E. Yablonovitch, "Photonic band-gap crystals," *J. Phys. Condens. Matter*, vol.5, p.2443–2460, 1993.
- [16] J. D. Joannopoulos, R. D. Meade, et J. N. Winn, "Photonic Crystals- Molding the Flow of Light," Princeton University Press, 1995.
- [17] R. Zengerle, "Light Propagation in Singly and Doubly Periodic Planar Waveguides," *Journal of Modern Optics*, vol.34, p. 1589-1617, 1987.
- [18] P. Vukusic, et J.R. Sambles, "Photonic structures in biology," *Nature*, vol.424, p. 852-855, 2003.
- [19] J. Zi, X. Yu, Y. Li, X. Hu, C. Xu, X. Wang, X. Liu et R. Fu, "Coloration strategies in peacock feathers," *Proceedings of the National Academy of Sciences*, vol.100, p. 12576-12578, 2003.
- [20] T.E. Sale, "Vertical cavity surface emitting lasers," Research Studies Press. Taunton, Somerset, England, 1995.
- [21] K. Sakoda, "Optical properties of photonic crystals," Springer Series in Optical Sciences, vol. 80, Springer-Verlag, Berlin, 2001.
- [22] J.M. Lourtioz, H. Benisty, V. Berger, J.M. Gérard, D. Maystre, et A. Tchelnokov, » Les cristaux photoniques ou la lumière en cage, » GET et Lavoisier, Paris, 2003.
- [23] B. Cluzel, "Réalisation et imagerie par sonde locale de cristaux photoniques sur SOI," thèse de doctorat, Université Dijon, 2005.
- [24] K. Busch, "Photonic band structure theory: assessment and perspectives," *C.R.Physique*, vol. 3, p.53-66, 2002.
- [25] 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.
- [26] B. Lombardet, "Étude et réalisation des cristaux photoniques pour l'optique intégrées," Thèse de doctorat n°3254, Ecole polytechnique fédérale de Lausanne, 2005.
- [27] K. M. Ho, C. T. Chan, et M. Soukoulis, "Existence of a photonic gap in periodic structures," *Phys. Rev. Lett.*, vol. 65, p. 3152, 1990.
- [28] E. Yablonovitch, T. J. Gmitter, R. D. Meade, A. M. Rappe, K. D. Brommer, et J. D. Joannopoulos, "Donor and acceptor modes in photonic band structure," *Phys. Rev. Lett.*, vol. 67, p. 3380 -3383, 1991.
- [29] S.Y. Lin, J.G. Fleming, B.K. Hetherington, B.K. Smith, R. Biswas, K.M. Ho, M.M. Sigalas, W. Zubrycki, S.R. Kurtz, et J. Bur, "A three-dimensional photonic crystal operating at infrared wavelengths," *Nature*, vol. 394, p. 251-253, 1998.
- [30] J. D. Joannopoulos, "Photonics: Self-assembly lights up," *Nature*, vol.414, p. 257-258, 2001.
- [31] Y.A. Vlasov, et al., "On-chip natural assembly of silicon photonic bandgap crystals," *Nature*, vol. 414, p. 289-293, 2001.
- [32] P. Lodahl, et al., "Controlling the dynamics of spontaneous emission from quantum dots by photonic crystals," *Nature*, vol. 430, p. 654-657, 2004
- [33] D. Felbacq, E. Centeno, "Theory of diffraction for 2D photonic crystals with a boundary," *Optics communications*, vol.199, p. 39-45, 2001.
- [34] 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



- mirrors,” IEEE J. Sel. Top. In Quantum Electron, vol. 5, p. 111-114, 1999.
- [35] N. Kawai, K. Inoue, N. Carlsson, N. Ikeda, Y. Sugimoto et K. Asakawa, “ Confined band gap in Air-Bridge Type of Two- Dimensional AlGaAs Photonic Crystal”, *Phy. Rev. Lett.* , vol.11, P. 2289-2292, 2001.
- [36] 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.
- [37] 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.
- [38] T. Baba, N. Fukaya, et J. Yonekura, “observation of light propagation in photonic crystal optical waveguides with bends,” *Electron. Lett.* , vol. 35, p. 654-655, 1999.
- [39] U. Gruning et V. Lehmann, “Two dimensional photonic crystals based on macroporous silicon,” *Thin Solid Films*, vol. 276, p. 151-154, 1996.
- [40] U. Gruning, V. Lehmann, S. Ottow, et K. Busch, “Macroporous silicon with a complete 2D PBG centred at 5  $\mu\text{m}$ ,” *Appl. Phys. Lett.*, Vol. 68, p. 747-749, 1996.
- [41] V. Berger, O. Gauthier-Lafay, et E. Costard, “Fabrication of a 2D photonic bandgap by a holographic method,” *Electron. Lett.* , vol.33, p.425-426, 1997.
- [42] S. Rowson, A. Chelnoov, et J. M. Lourtioz, “Two dimensional photonic crystals in macroporous silicon photonic crystals: from mid-infrared to telecommunication wavelengths (1.3-1.55 $\mu\text{m}$ ),” *J. Lightwave Technol.*, vol. 17, p.1989-1995, 1999.
- [43] S. Rowson A. Chelnoov, et J. M. Lourtioz, “Macroporous silicon photonic crystals: photonic crystal substrates at 1.55 $\mu\text{m}$ ,” 25th European Conference On Optical Communication ECOC’98, Nice, 1999.
- [44] J. Schilling, F. Muller, S. Matthias, R.B. Wehrsporn, U. Gosele, et K. Busch, “ Three dimensional photonic crystal based on macroporous silicon with modulated pore diameter,” *Appl.Phys.Lett.*, vol.78, p.1180-1182, 2001.
- [45] S. David, A. Chelnokov, et J. M. Lourtioz, “Lateral Confinement in Macroporous silicon crystals,” *J. Opt. A: Pure and Applied Optics*, vol. 4, p. 468-473, 2002.
- [46] A. Birner, R.B.Wehrsporn, U. M. Gosele, et K. Busch, “ Silicon- based photonic crystals,” *Adv. Mater.*, vol. 13, p.377-388, 2001.
- [47] R.D. Meade, K. D. Brommer, A.M. Rappe, et J. D. Joannopoulos, “Photonic bound states in periodic dielectric materials,” *Phs. Rev. B*, vol. 44, p. 13772-13774, 1991.
- [48] M. Sigalas, C. M. Soukoulis, E. N. Economou, C. T. Chan, et K. M. Ho, “Photonic band gaps and defects in two dimensions: Studies of the transmission coefficient,” *Phys. Rev. B*, vol. 48, p.14121, 1993.
- [49] F. Gadot, « Modelisation et caractérisation expérimentale de matériaux à Bandes Interdites Photoniques (BIP) en Micro-Ondes, » thèse de Doctorat, Université De Paris sud, Janvier 1999.
- [50] N. Louvion, « Microscopie en champ proche optique de structures à base de cristaux photoniques, » Thèse de doctorat, Ecole Centrale de Lyon, N° 2005-25, 2005.
- [51] 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.
- [52] M. Tokushama, H. Kedosaka, A. Tomita and H. Yamada, “Lightwave propagation

- through a  $120^\circ$  sharply bent single-line-defect photonic crystal waveguide,” *Appl. Phys. Lett.*, vol.76, p.952, 2000.
- [53] C. Monat, C. Seassal, X. Letartre, P. Regreny, M. Gendry, P. Rojo-Roméo, P. Viktorovitch, M. Le Vassor d’Yerville, D. Cassagne, J.P. Albert, E. Jalaguier, S. Pocar et B. Aspar, “Two-dimensional hexagonal shaped microcavities formed in a two-dimensional photonic crystal on an InP membrane,” *J.App. Phys.*, vol.93, p. 23-31, 2003.
- [54] T. Trupke, J. Zhao, A. Wang, R. Corkish et M. A. Green, “Very efficient light emission from bulk crystalline silicon,” *Appl. Phys. Lett.*, vol. 82, p. 2996, 2003.
- [55] D. Sotta, “Milieux émetteurs de lumière et microcavité optique en silicium monocristallin sur isolant,” thèse de doctorat, Université Joseph Fourier-Grenoble 1, 2002.
- [56] D. Labilloy, H. Bénisty, C. Weisbush, T. F. Krauss, V. Bardinal et U. Osterle, “Demonstration of cavity mode between two-dimensional-crystal mirrors,” *Elect. Lett.*, vol.33, p.1978, 1997.
- [57] D. R. Smith, S. Schultz, N. Kroll, M. Sigalas, K. M. Ho, et M. Soukoulis, “Experimental and theoretical results for a two-dimensional metal photonic band-gap cavity,” *Appl. Phys. Lett.*, vol. 65, 1994.
- [58] A. Chutinan, M. Masamitsu, M. Imada, et S. Noda, “Surface-emitting channel drop filters using single defects in two-dimensional photonic crystal slabs,” *Appl. Phys. Lett.*, vol.79, p.2690, 2001.
- [59] J.C. Knight, T.A. Birks, P.St.J. Russell, et D.M. Atkin “All silica single mode optical fiber with photonic crystal cladding,” *Optics Letters*, vol. 21, p. 1547-1549, 1996.
- [60] J. Marcou, et F. Brechet, “Conception de fibres à bande interdite photonique pour le contrôle de la dispersion,” *NUMELEC*, p. 38-39, 2000.
- [61] E. R. Brown, C. D. Parker, et E. Yablonovitch, “Radiation properties of a planar antenna on a photonic-crystal substrate,” *J. Opt. Soc. Am. B.*, vol. 10, 1993.
- [62] D. Sievenpiper, L. Zhang, R. Broas, N. Alexopoulos, et E. Yablonovitch, “High-impedance electromagnetic surfaces,” *IEEE Transactions on Microwave Theory and techniques*, vol.47, n°11, p. 2059-2074, 1999.
- [63] D. Sievenpiper, “High-impedance electromagnetic surfaces,” Université de Californie, Los angeles, 1999.
- [64] M. Soltani, S. Yegnanarayanan, et A. Adibi, « Ultra-high Q planar silicon microdisk resonators for chip-scale silicon photonics,” *Opt. Exp.*, vol. 15, p. 4694-4704, 2007.
- [65] M. Cai, O. Painter, et K. J. Vahala, “Observation of critical coupling in a fiber taper to silica-microsphere whispering gallery mode system,” *Phys. Rev. Lett.*, vol. 85, N°1, p. 74-77, 2000.
- [66] D. K. Armani, T. J. Kippenberg, S. M. Spillane, et K. J. Vahala, “Ultra-high-Q toroid microcavity on a chip,” *Nature*, vol. 421, p.925-929, 2003.
- [67] C. P. Michael, M. Borselli, T. Johnson, C. Chrystal, et O. Painter, “An optical fiber-taper probe for wafer-scale microphotonic device characterization,” *Opt. Exp.*, vol. 15, N°8, p.4745-4752, 2007.
- [68] S. Boutami, B. Benbakir, J.-L. Leclercq, P. Viktorovitch, “Compact and polarization controlled  $1.55 \mu\text{m}$  vertical-cavity surface-emitting laser using single-layer photonic

- crystal mirror,” *Appl. Phys. Lett.*, vol.91, N°7, p.071105, 2007.
- [69] S. Noda, M. Fujita, et T. Asano, “ Spontaneous-emission control by photonic crystals and nanocavities,” *Nature Photonics*, vol.1, p.449-458, 2007.
- [70] T. Tanabe, M. Notomi, et E. Kuramochi, “Measurement of ultra-high-Q photonic crystal nanocavity using single-sideband frequency modulator,” *ELECTRONICS LETTERS*, vol.43, N°3, p.187-188, 2007.
- [71] M. Born, et E. Wolf, “Principles of Optics,” Pergamon Press, Londres, 1965.
- [72] J.Vuckovic, M. Loncar, H. Mabuchi, et A. Sherer, “Optimization of the Q factor in photonic crystal microcavities,” *IEEE J.Quantum Electron.*, vol.38, p.850-856, 2002.
- [73] C. Cohen-Tannoudji, B. Diu et F. Laloe, “Mécanique quantique”, tome 1 et 2 Hermann, Paris, 1973.
- [74] J. M. Lourtioz, «Cristaux photoniques et « gaps » de photons - Aspects fondamentaux », *Techniques de l'Ingénieur*, AF 3 710, 07/2004.
- [75] J. Q. Yao, et Y. Z. Yu.,” *Optoelectronic Technology*,” Higher Education Press, 2006.
- [76] P. J. Petersan, et S. M. Anlage, “ Measurement of resonant frequency and quality factor of microwave resonators : Comparison of methods,” *Journal Of Applied Physics*, vol. 84, N°6, p.3392–3402, 1998.
- [77] H. Benisty, J.M.Lourtioz, A. Chelnokov, S. Combrie, et X.Checoury,” Recent advances toward optical devices in semiconductor based photonic crystals,” *Proceedings Of The IEEE*, vol. 94, N°5, p. 997–1023, 2006.
- [78] T. Tanabe, A. Shinya, E. Kuramochi, S. Kondo, H. Taniyama, and M. Notomi,” Single point defect photonic crystal nanocavity with ultrahigh quality factor achieved by using hexapole mode,” *Appl. Phys. Lett.*, vol. 91, N° 2, p.021110, 2007.
- [79] H-Y. Ryu, H-G. Park, et Y-H. Lee, "Two-dimensional photonic crystal semiconductor lasers: Computational design, fabrication, and characterization,” *IEEE Sel. Top. Quantum Electron.*, vol. 8, p. 891-908, 2002.
- [80] H-Y. Ryu, M. Notomi, et Y-H. Lee, "High-quality-factor and small-mode-volume hexapole modes in photonic-crystal-slab nanocavities,” *Appl. Phys. Lett.*, vol. 83 , N°21 p. 4294, 2003.
- [81] B. S. Song, S. Noda, T. Asano, et Y. Akahane, “Ultra-high Q photonic double-heterostructure nanocavity,” *Nature Materials*, vol.4, N°3, p.207–210, 2005.
- [82] E. Weidner, S. Combrie, Q. V. Tran, A. De Rossi, J. Nagle, S. Cassette, A. Talneau, et H. Benisty,”Achievement of ultrahigh quality factors in GaAs photonic crystal membrane nanocavity,” *Appl. Phys. Lett.*, vol.89, N° 22, p. 221104, 2006.
- [83] E. Kuramochi, M. Notomi, S. Mitsugi, A. Shinya, T. Tanabe, et T.Watanabe,” Ultrahigh-Q photonic crystal nanocavities realized by the local width modulation of line effect,” *Appl. Phys. Lett.*, vol.88, p.041112, 2006.
- [84] S. Combrie, A.De Rossi, Q.V.Tran, et H.Benisty, “GaAs photonic crystal cavity with ultrahigh Q: microwatt non linearity at 1.55 $\mu\text{m}$ ,” *Optics Letters*, vol.33, N°16, p.1908–1910, 2008.
- [85] P. R. Villeneuve, S. Fan, et J. D. Joannopoulos, “ Microcavities in photonic crystals: mode symmetry, tunability and coupling efficiency,” *Physica. Review. B*, vol. 54, p.7837, 1996.
- [86] R. K. Lee, O. J. Painter, B. D’Urso, A. Scherer, et A. Yariv, “ Measurement of

- spontaneous emission from a two-dimensional photonic band gap defined microcavity at near infrared wavelengths ,” *Appl. Phys. Lett.*, vol. 74, p.1522, 1999.
- [87] O. Painter, J. Vuckovic, et A. Scherer, “Defect modes of a two dimensional photonic crystal in an optically thin dielectric slab,” *J. Opt. Soc. Am. B*, vol. 16, p.275-285, 1999.
- [88] O. Painter, K. Srinivasan, J. D. O’Brien, A. Scherer, et P. D. Dapkus, “ Tailoring of the resonant mode properties of optical nanocavities in two dimensional photonic crystal slab waveguides,” *J. Opt. A :Pure Appl. Opt.*, vol. 3, p. S161-S170, 2001.
- [89] O. Painter, A. Husain, A. Scherer, P. T. Lee, I. Kim, J. D. O’Brien, et P. D. Dapkus, “ Lithographic Tuning of a Two-Dimensional Photonic Crystal Laser Array,” *IEEE Photonics Technology Letters*, vol.12,N°9, p. 1126-1128, 2000.
- [90] M. Le Vassor d’Yerville, “ Modélisation de cristaux photoniques bidimensionnels de hauteur finie,” Université Montpellier II, 2002.
- [91] P. R. Villeneuve, S. Fan, S. G. Johnson, J. D. Joannopoulos, “ Three dimensional photon confinement in photonic crystals of low dimensional periodicity,” *IEE Proc.-Optoelectron.*, vol.145, p. 384, 1998.
- [92] C. Grillet, P. Pottier, X. Letartre, C. Seassal, P. Rojo-Romeo, P. Viktorovitch, M. Le Vassor d’Yerville, et D. Cassagne, “ Characterisation of 2D photonic crystals cavities on InP membranes,” *Eur. Phys. J. AP*, vol. 16, p.37, 2001.
- [93] C. Monat, “Ilots quantiques et cristaux photoniques planaires pour un microlaser faible seuil a 1.5  $\mu\text{m}$ , » thèse de doctorat, Ecole centrale de Lyon, 2003.
- [94] B. Wild, “Etude expérimentale des Propriétés Optiques des Cristaux Photoniques Bidimensionnels et de leur Accordabilité,” thèse de doctorat, Ecole Polytechnique Fédérale de Lausanne, 2006.
- [95] A. Yariv, Y. Xu, R.K. Lee et A. Shererer, “ Coupled –resonator optical waveguide a proposal and analysis,” *Opt. Lett.*, vol.24, p.711-713, 1999.
- [96] S. Noda, A. Chutinan et M. Imada, “Trapping and emission of photons by a single defect in a photonic bandgap structure,” *Nature*, vol. 407, p.608-610, 2000.
- [97] C.J.M. Smith, R.M. De La Rue, M. Rattier, S. Olivier, H. Benisty, C. Weisbuch, T.F. Krauss, R. Houdré et U. Oesterle, “Coupled guide and cavity in a two-dimensional photonic crystal,”*App. Phys. Lett.*, vol. 78, N°11, p.1487, 2001.
- [98] H. Takano, Y. Akahane, T. Asano et S. Noda, “In-plane-type channel drop filter in a two-dimensional photonic crystal slab,” *App. Phys. Lett.* , vol.84, vol.13, p. 2226, 2004.
- [99] J. S. Foresi, P. R. Villeneuve, J. Ferrera, E. R. Thoen, G. Steinmeyer, S. Fan, J. D. Joannopoulos, L. C.Kimerling, Henry I. Smith et E. P. Ippen, “Photonic-bandgap microcavities in optical waveguides,” *Nature*, vol. 390, p. 143, 1997.
- [100]D. Peyrade, E. Siberstein, P. Lalanne, A. Talneau et Y. Chen, “Short Bragg mirrors with adiabatic modal conversion,” *App. Phys. Lett.*, vol. 81, N° 5, p. 829, 2002.
- [101] A.S. Jugessur, P. Pottier et R.M. De La Rue, “One dimensional periodic photonic crystal microcavity filters with transition mode-matching features, embedded in ridge waveguide,” *Elec. Lett.*, vol. 39, N°4, p. 367, 2003.
- [102]Y. Desieres, “Conception et études optiques de composants micro photoniques sur matériaux III-V à base de structures à bande interdite de photon,” Thèse de doctorat N° 01-0081, L’institut national des sciences appliquées de Lyon, Décembre 2001.
- [103]T. Jaffre, “Caractérisation des matériaux à bandes interdites électromagnétiques multi

- périodiques et leurs applications aux antennes,” Thèse de doctorat, Université de Limoges, 2005.
- [104] S. Guo, et S. Albin, “Simple plane wave implementation for photonic crystal calculations,” *Optics Express*, Vol.11, N°2, p. 167-175, 2003.
- [105] S. Shi, C. Chen, et D.W. Prathe, “Revised plane wave method for dispersive material and its application to band structure calculations of photonic crystal slabs,” *Appl. Phys. Lett.*, vol. 86, p. 043104-43104, 2005.
- [106] K.S. Yee, “Numerical solution of initial boundary value problems involving Maxwell’s equations in isotropic media,” *IEEE Trans. Antennas and propagation*, vol. 14, p. 302-307, 1966.
- [107] A. Taflove, et M. E. Brodwin, “Numerical solution of steady-state electromagnetic scattering problems using the time-dependent Maxwell’s equations,” *IEEE Trans. Microwave theory Tech.*, vol. MTT-23, N° 8, p.623-630, August 1975.
- [108] A. Taflove, et M. E. Brodwin, *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.*, “Numerical solution of steady-state electromagnetic scattering problems using the time-dependent Maxwell’s equations,” vol. MTT-23, N° 11, p.888-896, November 1975.
- [109] A. Taflove, et S.C. Hagness, “Computational Electrodynamics: the Finite Difference Time Domain Method,” Artech House, Norwood, MA, second edition, 2005.
- [110] Y. Merle, “Etude de la dispersion électromagnétique dans les matériaux périodiques diélectriques bidimensionnels,” thèse de doctorat, université de Limoges, 2003.
- [111] Y. Desiers, “Conception et études optiques de composants micro-photoniques sur matériaux III-V à base de structures à bandes interdites de photons,” thèse de doctorat de l’université de Lyon, 2001.
- [112] G. Mur, “Absorbing boundary conditions for the finite-difference approximation of the time-domain electromagnetic field equations,” *IEEE Trans. Electromagnetic Compatibility*, vol. 23, p. 377-382, 1981.
- [113] B. Enquist, A. Majda, “Absorbing boundary conditions for the numerical simulation of waves mathematics of computation,” vol. 31, p. 629-651, 1977.
- [114] J. P. Berenger, “A perfectly matched layer for the absorption of electromagnetic waves,” *J. Computational Physics*, vol.114, N°2, p. 185-200, 1994.
- [115] The PWM simulations were carried out with Bandsolve commercial software by RSoft Design Group, version 4.3, license 16847214.
- [116] D. Neel, “Etude en champ proche optique de guides à cristaux photoniques sur SOI,” thèse de doctorat, université de Lyon, 2006.
- [117] The FDTD simulations were carried out with Fullwave commercial software by RSoft Design Group, version 6.1, license 16847214.
- [118] J.P. Berenger, “Three-dimensional perfectly matched layer for the absorption of electromagnetic waves,” *J. Comput. Phys*, vol.127, p.363-379, 1996.
- [119] A. Mekis, S. Fan, et J.D. Joannopoulos, “Absorbing Boundary Conditions for FDTD Simulations of Photonic Crystal Waveguides,” *IEEE Microwave and Guided Wave Letters*, Vol 9, N°12, p.502-504, 1999.
- [120] D. Labilloy, H. Benisty, C. Weisbuch, T.F. Krauss, R. M. De La Rue, V. Bardinal, D. Cassagne, et C. Jouanin, “Quantitative Measurement of Transmission, Reflection, and Diffraction of Two-Dimensional Photonic Band Gap Structures at Near-Infrared

- Wavelengths,” *Phys. Rev. Lett.*, vol. 79, N°21, p. 4147- 4150, 1997.
- [121] X. Letartre, cours, “Micro – nano- photonique et émission de lumière,” Ecole Centrale de Lyon, Ecully, Mai 2006.
- [122] J. Vuckovic, et Y. Yamamoto, “Photonic crystal microcavities for cavity quantum electrodynamics with a single quantum dot,” *Appl. Phys. Lett.*, vol. 82, N°15, p.2374-2376, 2003.
- [123] M. Loncar, M. Hochberg, A. Scherer, et Y. Qiu, “High quality factors and room-temperature lasing in a modified single-defect photonic crystal cavity,” *Opt. Lett.*, vol. 29, N° 7, p.721-723, 2004.
- [124] H. G. Park, J. K. Hwang, J. Huh, H. Y. Ryu, S. H. Kim, J. S. Kim, et Y. H. Lee, “Characteristics of modified single-defect two-dimensional photonic crystal lasers,” *J. Quantum Electron.*, vol. 38, N° 10, p.1353-1365, 2002.
- [125] Z. Zhang, et M. Qiu, “Small-volume waveguide-section high Q microcavities in 2D photonic crystal slabs,” *Opt. Express*, vol. 12, N° 17, p.3988-3995, 2004.
- [126] Y. Akahane, T. Asano, B. S. Song, et S. Noda, “Fine-tuned high-Q photonic-crystal nanocavity,” *Opt. Express*, vol. 13, N° 4, p.1202-1214, 2005.
- [127] S. H. Kim, G. H. Kim, S. K. Kim, H. G. Park, Y. H. Lee, et S. B. Kim, “Characteristics of a stick waveguide resonator in a two-dimensional photonic crystal slab,” *J. Appl. Phys.*, vol.95, p.411-416, 2004.
- [128] Y. S. Choi, M. T. Rakher, K. Hennessy, S. Strauf, A. Badolato, P. M. Petroff, D. Bouwmeester, et E. L. Hu, “Evolution of the onset of coherence in a family of photonic crystal nanolasers,” *Appl. Phys. Lett.*, vol.91, N°3, p.031108-031110, 2007.
- [129] M. Palamaru et P. Lalanne, “Photonic crystal waveguides: out-of-plane losses and adiabatic modal conversion”, *Appl. Phys. Lett.*, vol.78, N° 11, p.1466–1468, 2001.
- [130] P. Lalanne et J.-P. Hugonin, “Bloch-wave engineering for high Q’s, small V’s microcavities,” *IEEE J. Quantum Electron.*, vol.39, N° 11, p.1430–1438, 2003.
- [131] X. Wang, Z. Xu, N. Lu, J. Zhu, et G. Jin, “Ultracompact refractive index sensor based on microcavity in the sandwiched photonic crystal waveguide structure,” *Opt. Commun*, doi:10.1016/j.optcom.2007.11.040
- [132] K. Yoshino, Y. Kawagishi, M. Ozaki, et A. Kose., “Mechanical Tuning of the Optical Properties of Plastic Opal as a Photonic Crystal,” *Jpn.J.App. Phys.*, vol.38, p. L786-L788, 1999.
- [133] C.S. Kee, J. Kim, H.Y. Park, I. Park, et H. Lim., “Two-dimensional tunable magnetic photonic crystals,” *Phys. Rev. B*, vol.61, N°23, p.15523–15525, 2000.
- [134] A. Figotin, Y.A. Godin, and I. Vitebsky, “Two-dimensional tunable photonic crystals,” *Phys. Rev.B*, vol. 57, N°5, p.2841–2848, 1998.
- [135] M. De Vittorio, M.T. Todaro, T. Stomeo, R. Cingolani, D. Cojoc et E. Di Fabrizio, “Two-dimensional photonic crystal waveguide obtained by e-beam direct writing of SU8-2000 photoresist,” *Microelectron. Eng.*, vol. 73–74, N°1, p. 388, 2004.
- [136] H. Schiff, S. Park, B Jung, C-G. Choi, C -S Kee, S -P Han, K -B Yoon and J. Gobrecht, *Nanotechnology*, vol. 16, p. S261, 2005.
- [137] K. Busch et S. John, “Liquid-Crystal Photonic-Band-Gap Materials: The Tunable Electromagnetic Vacuum,” *Phys. Rev. Lett.*, vol. 83, N°5, p. 967-970, 1999.
- [138] K. Yoshino, Y. Shimoda, Y. Kawagishi, K. Nakayama, et M. Ozaki, “Temperature tuning

- of the stop band in transmission spectra of liquid-crystal infiltrated synthetic opal as tunable photonic crystal,” *Appl. Phys.Lett.*, vol. 75, p. 932-934, 1999.
- [139] E. Chow, A. Grot, L. W. Mirkarimi, M. Sigalas, et G. Girolami, “Ultratcompact biochemical sensor built with two-dimensional photonic crystal microcavity,” *Opt. Lett.*, vol.29, N°10, p. 1093-1095, 2004.
- [140] M. Loncar, A. Scherer et Y. M. Qiu, “Photonic crystal laser sources for chemical detection,” *Appl. Phys. Lett.*, vol. 82, N°26, p. 4648-4650, 2003.
- [141] R. van der Heijden, C. F. Carlström, J. A. P. Snijders, R. W. van der Heijden, F. Karouta, R. Nötzel, H. W. M. Salemink, B. K. C. Kjellander, C. W. M. Bastiaansen, D. J. Broer et E. van der Drift, “InP based two dimensional photonic crystals filled with polymers,” *Appl. Phys. Lett.*, vol. 88, p.161112, 2006.
- [142] M. Loncar et A. Scherer, “Microfabricated optical cavities and photonic crystals,” in *Optical microcavities*, K. Vahala ed. (World Scientific Publishing), 2004.
- [143] H. H. J. E. Kicken, P. F. A. Alkemade, R. W. van der Heijden, F. Karouta, R. Notzel, E. van der Drift and H. W. M. Salemink, “Wavelength tuning of planar photonic crystals by local processing of individual holes,” *Opt. Express*, vol. 17, N°24, p. 22005-22011, 2009.
- [144] A. Benmerkhi, M. Bouchemat, T. Bouchemat and N. Paraire, “Study of two-dimensional photonic crystal microcavities filled with polymer,” *IOP Conf. Ser.: Mater. Sci. Eng.*, vol.15, 012094, 2010.
- [145] P. El-Kallassi, S. Balog, R. Houdré, L. Balet, L. Li, M. Francardi, A. Gerardino, A. Fiore, R. Ferrini et L. Zuppiroli, “Local infiltration of planar photonic crystals with UV- curable polymers,” *J.Opt. Soc. Am. B*, vol. 25, N°10, p. 1562-1567, 2008.
- [146] M. A. DüNDAR, E. C. I. Ryckeboosch, R. Nötzel, F. Karouta, Leo J. van IJzendoorn et R. W. van der Heijden, “Sensitivities of InGaAsP photonic crystal membrane nanocavities to hole refractive index,” *Opt. Express*, vol. 18, p. 4049-4056, 2010.
- [147] T. Xu, L. Wosinski, J. S. Aitchison, et H. E. Ruda, “Pillar-array based optical sensor,” *Opt. Express*, vol. 18, p.5420–5425, 2010.
- [148] A. Benmerkhi, M. Bouchemat, T. Bouchemat and N. Paraire, “Numerical optimization of high-Q-factor photonic crystal microcavities with a graded air lattice,” *J. Opt. Soc. Am. B*. vol. 28, N°2, p.336-341, 2011.
- [149] S. Fan, P. Villeneuve, J. Joannopoulos, and H. Haus, "Channel drop filters in photonic crystals," *Opt. Express*, vol. 3, p.4-11, 1998.
- [150] C. Seassal, Y. Desieres, 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,” *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. 38, N°7, p. 811–815, 2002.

# Résumé

Ce travail de thèse est essentiellement dédié à l'étude théorique des cavités de faible volume (omission d'un ou plusieurs motifs) et présentant un minimum de pertes. Le but étant d'améliorer les facteurs de qualité tout en minimisant le volume modal. L'obtention de ces cavités est basée sur un travail d'ingénierie de modes qui consiste à utiliser des défauts: en supprimant des trous, en les déplaçant, ou en changeant localement leur rayon. En agissant sur la taille des trous (c'est-à-dire le facteur de remplissage) ou leur position, on obtient ainsi un gradient d'indice permettant d'obtenir une transition moins abrupte entre le cristal photonique et le bord de la cavité. Cela permet de limiter les pertes hors du plan et donc d'augmenter le facteur de qualité.

Pour la même structure nous avons étudié les propriétés optiques des bandes interdites photoniques et des cavités en fonction de la variation de l'indice de réfraction des trous pour des applications dans le domaine biomédical.

Nous avons également simulé deux types de filtre en utilisant la méthode des différences finies dans le domaine du temps (FDTD) à l'aide de logiciel FULLWAVE. Le premier filtre représente un couplage entre un guide de type  $W_1$  et une cavité linéique composée de seulement deux motifs suivant la direction du guide. Le nombre de trous ( $N$ ) entre la cavité et le guide d'ondes sont choisis pour être égal à 2, 3, 4 et 5. On note une valeur plus élevée du facteur de qualité  $Q$  et une faible transmission avec l'augmentation de  $N$ . Afin d'acquérir simultanément un facteur de qualité optimum et une valeur élevée de la transmission de ce filtre, on doit réduire les réflexions indésirables et atténuer les pertes de propagation, pour cela on modifie la taille des trous qui sont situés à l'entrée et à la sortie du guide à CP. La diminution successive des rayons des trous qui se trouvent à l'extrémité de la cavité a pour effet d'atténuer la différence entre le mode de Bloch de propagation du guide et celui de la cavité, c'est-à-dire ces trous modifiés permettent de réduire la désadaptation de profil de mode en changeant légèrement la géométrie de l'interface guide/miroir. En raison de sa haute transmission et son facteur  $Q$  élevé, nous avons opté pour une configuration optimale de cinq trous d'air avec deux trous de taille réduite autour de la cavité, ceci confirme que l'augmentation du facteur de qualité résulte d'une diminution des pertes des miroirs et d'une augmentation de leur réflectivité.

Le second filtre consiste à juxtaposer la cavité parallèlement au guide pour aboutir à une interaction latérale des modes de cavité avec les modes du guide. Ce couplage a permis l'extraction d'une fréquence de propagation dans le guide.

**Mots clés : Cristaux photoniques, Microcavité, Guide, Facteur de Qualité, FDTD.**



# Summary

The work of this thesis has been primarily devoted to theoretical study of small volume cavities (omission of one or more holes) and with minimum losses in order to increase the quality factors while maintaining the modal volume low as possible. These cavities are based on a work of engineering methods of using defects: removing holes, moving them or by changing locally their radius. By varying locally the radius of the holes (that is to say, the filling factor) or position, we realize a graded-index to obtain a less abrupt transition between the photonic crystal and the edge of the cavity. This limits the losses out of the plane and thus to increase the quality factor.

For the same structure we have studied the optical properties of photonic bandgap and cavities according to the variation of the refractive index for applications in the biomedical field.

After this study, we simulated two types of filters by using the finite difference time domain method (FDTD) with software FULLWAVE, the first one represents a coupling between a waveguide type  $W_1$  and a linear cavity composed of only two removed air holes in the direction of the waveguide. The number of the air holes between the cavity and the waveguide (N) are chosen to be equal to 2, 3, 4 and 5. It further suggests that a higher Q value and lower transmission are achievable by an increase of N. In order to acquire the high transmission efficiency and Q factor of the filter simultaneously by reducing unwanted reflection due to mismatch and through minimization of propagation losses, the size graded holes are added in the input and output waveguide channel. The size graded holes that are at the end of the cavity has the effect of reducing the difference between the Bloch mode propagation guide and the cavity Bloch mode that is to say, these holes allow degraded reduce the mismatch of style profile by slightly modifying the geometry of the interface guide / mirror. Thus, we choose five air holes with two graded holes around the cavity as the optimum result. This confirms that increasing the quality factor is due to reduced losses of mirrors and an increase in their reflectivity.

The second filter is described as a point defect cavity near a waveguide to achieve a lateral interaction of cavity modes with the guide modes. This coupling allows extracting one or more frequencies propagating in the guide.

**Keywords: photonic crystals, Cavity, Waveguide, Quality Factor, FDTD.**

## ملخص

نتطرق من خلال هذا العمل إلى دراسة نظرية لفجوات صغيرة الحجم (حذف ثقب أو أكثر) وبأقل خسائر ممكنة بهدف زيادة عوامل الجودة مع المحافظة على أدنى حجم ممكن. تستند هذه التجايف على طرق هندسية باستخدام العيوب: حذف الثقوب، نقلها أو تغيير نصف قطرها. إن تغيير نصف قطر الثقوب محليا (وهذا يعني، عامل التعبئة) أو الوضعية، يحقق مؤشر متدرج يساعد على مرونة الانتقال المفاجئ بين البلورات الفوتونية وحافة الفجوة. هذه الطرق تحد من الخسائر خارج التصميم، وبالتالي تؤدي إلى زيادة في عامل الجودة.

و بعد ذلك قمنا بدراسة الخصائص الضوئية للأشرطة الممنوعة والفجوات بدلالة تغيير معامل الانكسار للتطبيقات في مجال الطب الحيوي.

بعد هذه الدراسة، قمنا بمحاكاة نوعين من المرشحات باستخدام طريقة الفروق المتناهية في المجال الزمني (FDTD) باستعمال البرنامج FULLWAVE، المرشح الأول هو اقتران بين موجة الموجة من نوع W1 و الفجوة خطية التي تتكون من حذف ثقبين فقط على نفس اتجاه موجة الموجة. تم اختيار عدد الثقوب بين الفجوة و موجة الموجة على أن تكون مساوية إلى 2، 3، 4 و 5. نلاحظ أنه كلما زادت قيمة N يرتفع عامل الجودة و ينخفض الإرسال. للحصول على عامل الجودة و الإرسال لهذا المرشح عالية جدا في أن واحد مع الحد من الانعكاسات الغير مرغوبة و التقليل من خسائر الانتشار، تضاف ثقوب متدرجة في بداية و نهاية موجة الموجة. الثقوب المتدرجة الموجودة على حافتي الفجوة لها تأثير في تقليص الفارق بين نمط نشر موجة الموجة و نمط الفجوة و هذا يعني أن هذه الثقوب المتدرجة تسمح بتقليص عدم تطابق النمط من خلال تعديل طفيف لهندسة واجهة دليل / المرآة. وبالتالي، اخترنا خمسة ثقوب حول الفجوة مع اثنين متدرجين كنتيجة مثلى لأن عامل الجودة و الإرسال مرتفع. هذا يؤكد أن زيادة عامل الجودة يؤدي إلى تقليص خسائر المرايا وزيادة انعكاسها.

المرشح الثاني يجمع بين فجوة بالتوازي مع موجة الموجة لتحقيق التفاعل الأفقي لنمط الفجوة مع نمط موجة الموجة. هذا الاقتران يسمح بجذب تردد واحد أو أكثر من الدليل.

**الكلمات المفتاحية: البلورات الفوتونية، الفجوة، موجة الموجة، عامل الجودة، FDTD**