

*REPUBLIQUE ALGERIENNE DEMOCRATIQUE ET POPULAIRE  
MINISTERE DE L'ENSEIGNEMENT SUPERIEUR  
ET DE LA RECHERCHE SCIENTIFIQUE*

*UNIVERSITE MENTOURI  
CONSTANTINE*

*FACULTE DES SCIENCES DE L'INGENIEUR  
DEPARTEMENT D'ELECTRONIQUE*

## ***MÉMOIRE***

Présenté en vue d'obtention du diplôme de magister

### ***OPTION***

Optique

### ***THÈME***

***INFLUENCE DES PARAMÈTRES GÉOMÉTRIQUES SUR LA  
CAVITÉ À CRISTAUX PHOTONIQUES BIDIMENSIONNELS***

***PRÉSENTÉ PAR***

**M<sup>elle</sup> BENMERKHI Ahlem**

#### **Devant le jury**

Président :	Mme F.HOBAR	Prof U. Constantine
Rapporteur :	Mr M.BOUCHEMAT	Prof U. Constantine
Examineurs:	Mme T.BOUCHEMAT	Prof U. Constantine
	Mme S. BOUHADJA	M.C U. Constantine

**2008**

# Remerciements

*Je tiens à remercier Monsieur M. Bouchemat, Professeur à l'Université de Constantine, pour m'avoir confié ce travail et assurer l'encadrement de cette thèse et Je suis très reconnaissante pour sa compréhension et sa disponibilité.*

*J'exprime ma vive gratitude à Madame F.Hobar Professeur à l'Université de Constantine, pour avoir accepté de présider ce jury de thèse.*

*Je remercie très sincèrement : Madame T. Bouchemat Professeur à l'Université de Constantine, et Madame S.Bouhadja maître de conférence , à l'Université de Constantine qui m'ont fait l'honneur de juger ce travail.*

*J'associe à mes remerciements l'ensemble des membres de l'équipe du laboratoire de l'optoélectronique Pour l'ambiance du travail et la collaboration.*

*J'adresse également mes sincères remerciements à Sihem, Habiba, Sabrina, Amira, Faïda, Loubna et Rahima.*

**À mes chers parents**

**À mes sœurs**

**À mes frères**

**À mes amis**

# SOMMAIRE

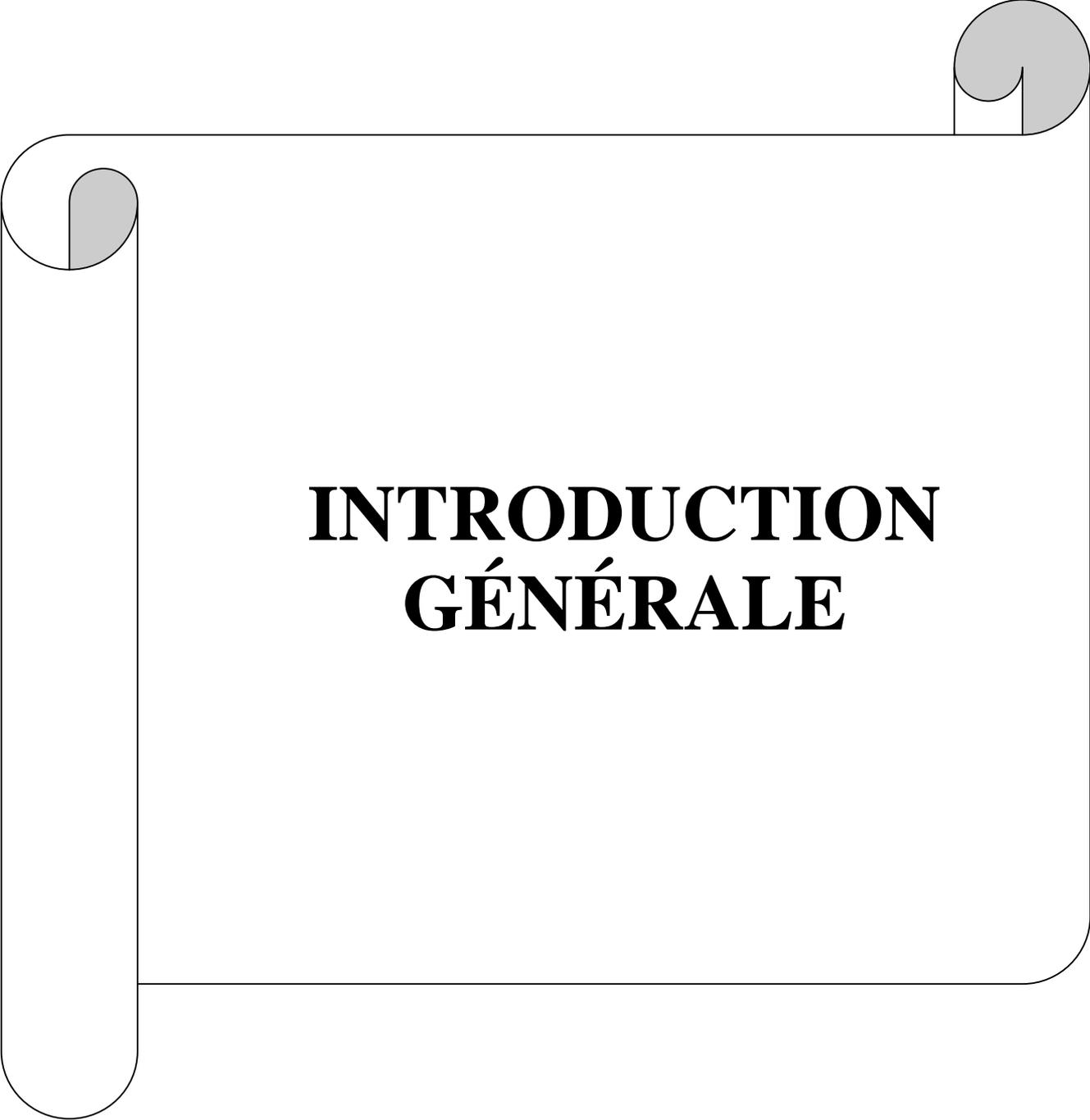
<b><u>Introduction générale.....</u></b>	<b>1</b>
<b><u>Chapitre I: Généralité sur les cristaux photonique.....</u></b>	<b>3</b>
<b>I-1- Introduction.....</b>	<b>3</b>
<b>I-2- Généralités sur les cristaux photoniques.....</b>	<b>4</b>
<b>I-2-1- Le miroir de Bragg, un cristal photonique unidimensionnel.....</b>	<b>4</b>
<b>I-2-2- Ouverture d'une bande interdite omnidirectionnelle.....</b>	<b>6</b>
<b>I-2-3- Cristaux photoniques tridimensionnels.....</b>	<b>7</b>
• Structure « tas de bois ».....	8
• Opale.....	8
<b>I-3- Analogie électron-photon.....</b>	<b>8</b>
<b>I-4- Cristaux photoniques bidimensionnels.....</b>	<b>10</b>
<b>I-4-1- Différentes familles de cristaux photoniques bidimensionnels.....</b>	<b>12</b>
• Le réseau carré.....	12
• Le réseau triangulaire.....	12
• Le réseau hexagonal.....	13
<b>I-4-2 Paramètres du réseau.....</b>	<b>14</b>
<b>I-4-2-1- Réseaux direct et réciproque à deux dimensions.....</b>	<b>14</b>
<b>I-4-2-2- Facteur de remplissage.....</b>	<b>15</b>
<b>I-5- Modélisation des caractéristiques linéaires.....</b>	<b>15</b>
<b>I-5-1- Méthode des ondes planes.....</b>	<b>16</b>
<b>I-5-2- Méthode des différences finies temporelles.....</b>	<b>16</b>
<b>I-6- Diagramme des bandes.....</b>	<b>17</b>
<b>I-7- Cartes des bandes interdites.....</b>	<b>18</b>
<b>I-8- Le cristal infini avec défaut.....</b>	<b>19</b>
<b>I-8-1- Les défauts ponctuels.....</b>	<b>19</b>
<b>I-8-2- Les défauts étendus.....</b>	<b>21</b>
<b>I-9- Les matériaux.....</b>	<b>21</b>
<b>I-10- Conclusion.....</b>	<b>22</b>
<b><u>Chapitre II : La cavité en cristaux photoniques.....</u></b>	<b>23</b>
<b>II-1- Introduction.....</b>	<b>23</b>
<b>II-2- Cavités Fabry Pérot classique.....</b>	<b>23</b>
<b>II-2-1- Rappels sur l'interféromètre de Fabry Pérot.....</b>	<b>23</b>
<b>II-2-2- Détermination les amplitudes des ondes planes.....</b>	<b>25</b>

II-2-3- La transmittance de la cavité Fabry Pérot.....	27
II-2-4- L'intervalle spectral libre (ISL).....	29
II-2-5- La finesse de la cavité Fabry-Perot.....	30
II-3- Cavités à cristaux photoniques.....	31
II-3-1- Rappels d'électromagnétisme sur le facteur de qualité d'une cavité.....	31
II-3-1-1 Equations de Maxwell dans un milieu matériel.....	31
II-3-1-2 Définition d'un mode propre.....	32
II-4- Modèle Fabry-Perot.....	34
II-4-1 Equations du Fabry-Perot : accord de phase et facteur de qualité.....	35
• Accord de phase.....	35
• Facteur de qualité.....	35
II-5- Les différents types de cavités.....	37
II-5-1- Cavité Hexagonale.....	37
II-5-2- Cavité Carrée.....	38
II-5-3- Cavité Triangulaire.....	39
II-5-4- Cavité Rectangulaire.....	41
II-6- Résonateurs et guides à CP couplés.....	41
II-7- Conclusion.....	43
<b><u>Chapitre III : Résultats et interprétations.....</u></b>	<b>44</b>
III-1 Introduction.....	44
III-2- Introduction à FIMMWAVE-FIMMPROP.....	45
III-2-1- La fenêtre principale du FIMMWAVE.....	45
III-2-1-1- L'arbre de projets.....	45
III-2-2- FIMMPROP.....	46
III-2-2-1- Layout.....	46
III-2-2-2- FIMMPROP Scanner.....	47
III-2-3- Les solutionneurs.....	47
III-3- Cavités en Cristaux Photoniques 2D.....	48
III-3-1- Cavités Carrés.....	48
III-3-1-1- Etude de la cavité $S_1$ pour un défaut lacunaire.....	48
III-3-1-2- Influence du facteur de remplissage sur la cavité $S_1$ .....	49
III-3-1-3- Etude de la cavité $S_1$ pour un défaut de substitution.....	51
III-3-2- Cavités Hexagonales.....	53
III-3-2-1- Etude de cavités $H_1$ pour un défaut lacunaire.....	53
III-3-2-2- Influence du facteur de remplissage sur la cavité $H_1$ .....	55
III-3-2-3- Influence du nombre de périodes verticales sur la cavité $H_1$ .....	59
III-3-2-4- Influence du nombre de périodes horizontales sur la cavité $H_1$ .....	60
III-3-2-5- Etude de la cavité $H_1$ pour un défaut de substitution.....	61
III-3-2-6- Etude de cavités $H_2$ .....	62
III-3-2-7- Etude de cavités $H_5$ .....	64

<b>III-4- Résonateurs et guides à CP couplés.....</b>	<b>65</b>
<b>III-4-1- Couplage de défauts ponctuels.....</b>	<b>65</b>
<b>III-4-2- Couplage cavité / guide dans un cristal photonique 2D.....</b>	<b>67</b>
<b>III-5- Validation.....</b>	<b>69</b>
<b>III-5-1- La longueur d'onde de résonance d'une cavité hexagonale en fonction du déplacement « d » des deux trous extrêmes.....</b>	<b>69</b>
<b>III-5-2- La longueur d'onde de résonance d'une cavité carrée.....</b>	<b>72</b>
<b>III-6- Conclusion.....</b>	<b>73</b>
<b><u>Conclusion générale.....</u></b>	<b>74</b>

**Références bibliographiques**

**Résumé**

A decorative border resembling a scroll, with a grey shaded area on the left side and a grey shaded area at the top right corner.

# **INTRODUCTION GÉNÉRALE**

## INTRODUCTION GÉNÉRALE

Les télécommunications optiques sont à présent l'un des éléments moteurs de l'industrie optoélectronique. On assiste depuis les 25 dernières années, à une augmentation spectaculaire du débit associé aux fibres optiques, ces dernières occupent une place primordiale dans les techniques de l'information.

L'apparition du concept des matériaux à Bandes Interdites Photoniques (BIP ou cristaux photoniques) a suscité de la part de la communauté scientifique, un engouement grandissant. Les BIP sont des structures dont l'indice diélectrique est modulé de façon périodique. Grâce à l'analogie formelle qui existe entre les équations de Maxwell régissant la propagation des ondes électromagnétiques dans un milieu diélectrique et l'équation de Schrödinger pour les électrons, on peut appréhender les cristaux photoniques avec les outils et les concepts développés en physique du solide. Ces structures permettent la réalisation ou la perspective de réalisation de nombreux composants tels que des filtres, des guides, des lasers sans seuil, des cavités...

Les BIP tridimensionnelles (3D) possèdent une bande interdite omnidirectionnelle. Cependant, les difficultés technologiques de leur réalisation sont grandes étant données les dimensions requises (de l'ordre de la longueur d'onde). Les études se sont donc portées sur les cristaux bidimensionnels (2D), pour le développement de composants d'optique intégrée planaire dans le but de réduire leur taille (quelques microns pour des applications optiques).

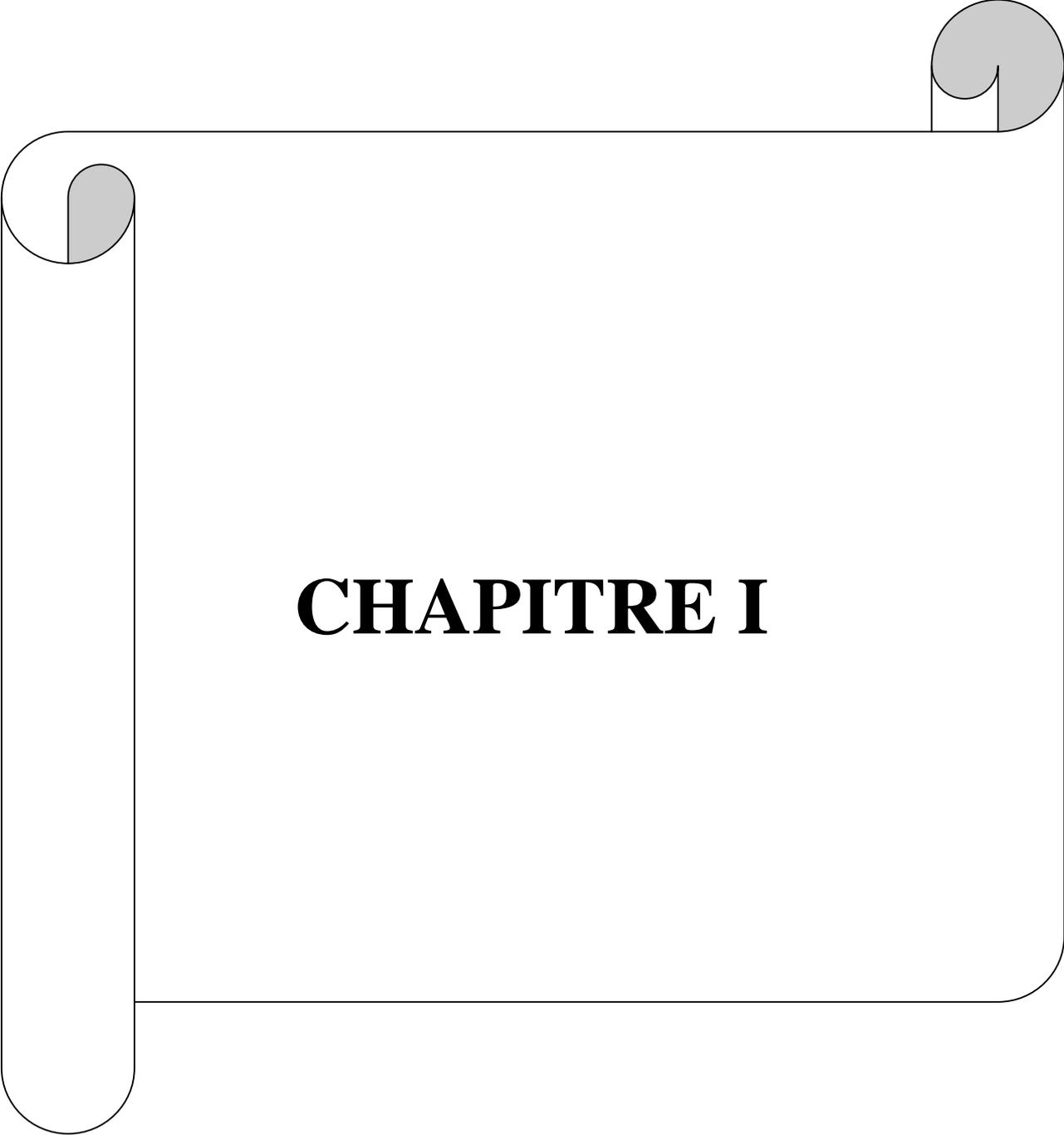
D'énormes progrès ont été accomplis en une vingtaine d'année, depuis l'apparition du concept par Yablonovitch en 1987, en passant par les premières études numériques en 1990, puis aux longueurs d'ondes optiques en 1995 jusqu'aux premiers dispositifs commercialisés en 1999. La réalisation de structures périodiques bidimensionnelles par différentes méthodes de lithographie est à présent bien maîtrisée sur les matériaux tels que le silicium et les semi-conducteurs III-V.

Ce mémoire de thèse s'articule autour de trois chapitres bien distincts. Dans le premier chapitre, les concepts de base sur les cristaux photoniques sont présentés. Pour cela, la théorie des cristaux photoniques, l'analogie qui existe entre l'électron et le photon (Permettant de mieux comprendre l'origine de la bande interdite photonique), les diagrammes de bandes, les cartes de bandes et la condition d'ouverture d'une bande interdite photonique sont expliqués. Ensuite un aperçu des différents cristaux photoniques est donné. Nous continuerons par une présentation des techniques de modélisation et des défauts ponctuels et étendus introduits dans les cristaux photoniques.

Dans le deuxième chapitre, nous faisons un rappel sur la cavité Fabry Péroth classique en développant la fonction d'Airy, puis nous présentons un modèle de Fabry Péroth à cristaux photoniques qui nous fournit une expression analytique du facteur de qualité qui met en évidence les paramètres physiques essentiels du problème : les pertes radiatives à l'interface des miroirs et la vitesse de groupe du mode de Bloch guidé à l'intérieur de la cavité. Après avoir mis en évidence le rôle important joué par les miroirs à cristaux photoniques dans le confinement de la lumière, nous étudions l'origine physique des pertes radiatives se produisant à l'interface du miroir. Nous traitons par la suite les différents types des cavités existant telles que les cavités carrées, les cavités triangulaires, les cavités rectangulaires et les cavités hexagonales, ces dernières sont les plus étudiées.

Quant au dernier chapitre, Il présente les résultats obtenus à l'aide du simulateur Fimmwave-Fimmprop en faisant varier les paramètres physiques et leurs effets sur la cavité (défaut lacunaire) à cristaux photoniques bidimensionnels à réseau carré et à réseau triangulaire. Nous avons simulé des cavités planaires hexagonales à cristaux photoniques, nous observons que la densité spectrale des modes et le facteur de qualité augmentent considérablement avec la taille de la cavité. Nous avons réalisé un deuxième type de défaut qui est un défaut de substitution, nous avons vu que lorsqu'on fait varier le rayon de ce dernier, on peut atteindre n'importe quelle fréquence située dans la bande interdite photonique. Un couplage a été observé entre deux défauts ponctuels ainsi qu'entre le guide et la cavité résonnante dans un cristal photonique 2D.

Cette étude est complétée par une validation des résultats de simulation.

A decorative border resembling a scroll or ribbon, with rounded corners and a vertical extension on the left side. The scrollwork is rendered in a light gray color with a thin black outline.

# **CHAPITRE I**

## Chapitre I :

### Généralités sur les cristaux photoniques

#### I-1- Introduction

Les cristaux photoniques sont des matériaux dont l'indice diélectrique varie de manière périodique à l'échelle de longueur d'onde, sur une ou plusieurs directions de l'espace. La périodicité peut être unidimensionnelle (miroir de Bragg), bidimensionnelle ou encore tridimensionnelle (Figure I-1). Cette variation périodique de l'indice optique suivant les différentes directions entraîne l'apparition de gammes de fréquence pour laquelle la lumière ne peut alors plus se propager. C'est l'analogie entre la propagation d'une onde électromagnétique dans ces milieux et la propagation des électrons dans un cristal photonique qui a mené à l'appellation de ces bandes de fréquences « bandes interdites photoniques ». La réalisation d'une périodicité sur toutes les directions de l'espace permet de réfléchir une onde lumineuse quel que soit son angle d'incidence ou sa polarisation.

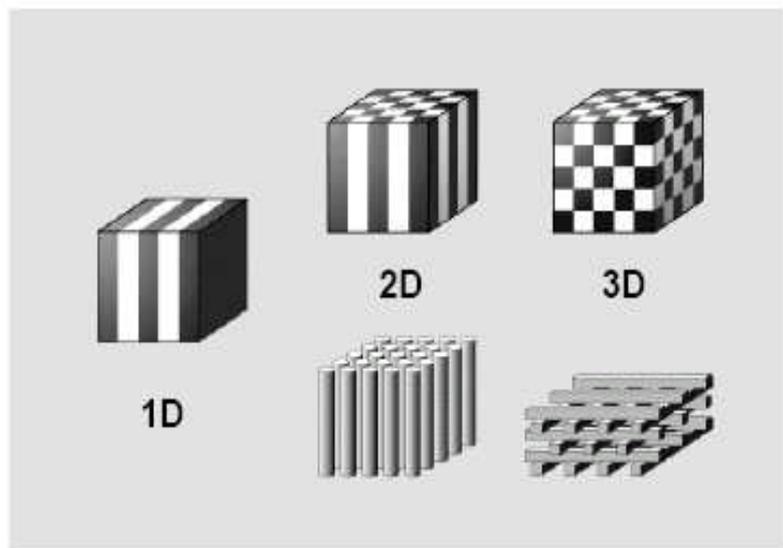


Figure I-1 : Les différents types de cristaux photonique : Unidimensionnels (1D), Bidimensionnels (2D), Tridimensionnels (3D) [1].

## I-2- Généralités sur les cristaux photoniques

### I-2-1- Le miroir de Bragg : Un cristal photonique unidimensionnel

Pour aborder l'étude des cristaux photoniques, nous étudions d'abord le cas simple d'un milieu dont l'indice diélectrique est périodique suivant une seule dimension. Ce milieu peut être constitué d'une alternance de couches diélectriques de permittivités différentes  $\varepsilon_1$  et  $\varepsilon_2$  (Figure I-2). Cette structure porte le nom de miroir de Bragg.

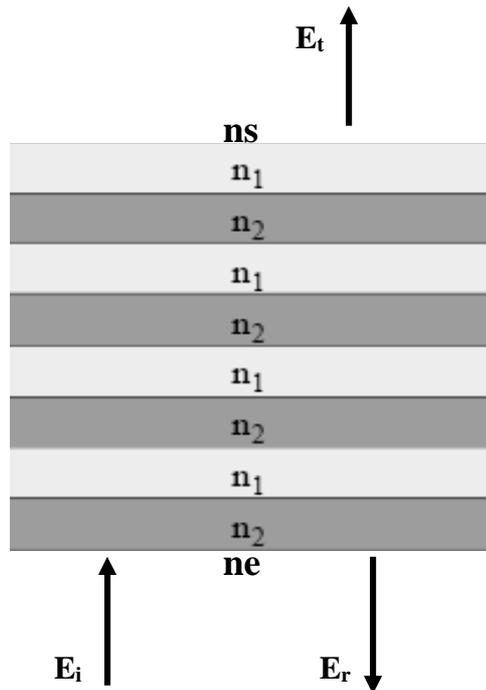


Figure I-2 : Miroir de Bragg, un cristal photonique unidimensionnel [2].

Pour décrire la propagation de la lumière dans un miroir de Bragg, considérons une onde électromagnétique de vecteur d'onde  $k$  qui se propage à incidence normale dans un miroir de Bragg constitué d'une alternance de couches d'épaisseurs  $a_1$  et  $a_2$  et de permittivités  $\varepsilon_1$  et  $\varepsilon_2$  (Figure I-3 ). La période est  $a = a_1 + a_2$  dans la direction de l'empilement. À chaque nouvelle cellule du réseau direct, l'onde subit une réflexion. Le déphasage entre deux ondes réfléchies successives est  $2ka$ . Tant que  $2ka$  est très différent de  $2\pi$ , les ondes réfléchies successivement n'interfèrent pas constructivement. Au bord de la zone de Brillouin,  $k$  se rapproche de  $\pi/a$  et les ondes réfléchies par les interfaces successives sont en phase. L'onde incidente de vecteur d'onde  $k$  donne naissance à une onde réfléchie de vecteur d'onde  $-k$ . La périodicité du milieu diélectrique couple ces deux ondes de même

énergie  $\omega_0$  et forme deux ondes stationnaires d'énergies distinctes  $\omega_1$  et  $\omega_2$ . Cette levée de dégénérescence ouvre une bande d'énergie interdite dans la direction normale à l'empilement. Lorsque les épaisseurs optiques des différentes couches sont égales ( $n_1 a_1 = n_2 a_2$ ), la largeur  $\Delta\omega$  de cette bande interdite ne dépend que du contraste d'indice [3].

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

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.

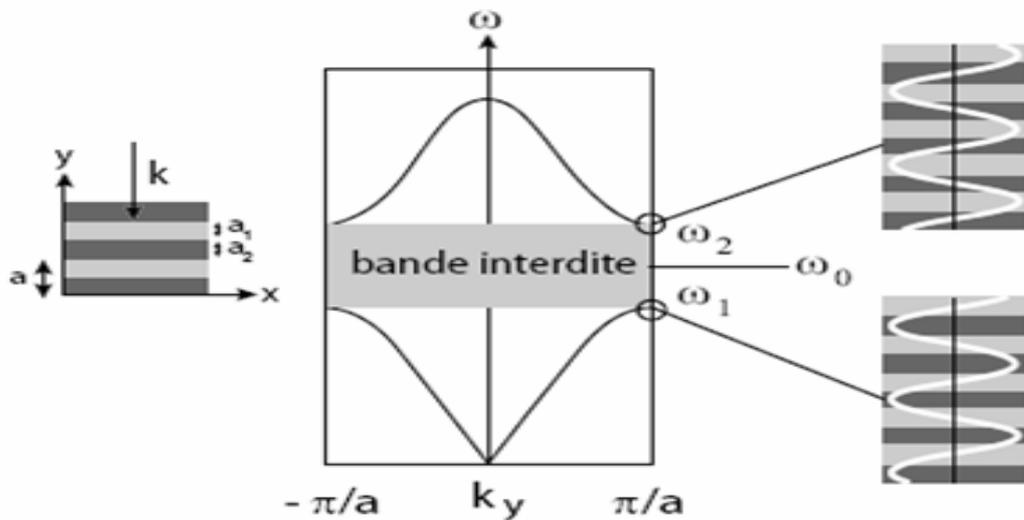


Figure I-3: Relation de dispersion d'un cristal photonique unidimensionnel (miroir de Bragg) à incidence normale: une bande d'énergie interdite apparaît en bord de zone de Brillouin [4].

### I-2-2- Ouverture d'une bande interdite omnidirectionnelle

La périodicité de l'indice diélectrique doit être étendue à deux ou trois dimensions pour obtenir une bande d'énergie interdite dans toutes les directions du plan ou de l'espace.

Considérons l'exemple du cristal photonique 2D représenté dans la figure I-4 (a). Quelle que soit la direction de propagation dans le plan d'une onde lumineuse, celle-ci voit une structure diélectrique périodique. À chaque direction d'incidence  $k_i$  est donc associée une bande interdite unidimensionnelle. La plage spectrale commune à toutes ces directions, quand elle existe, constitue une bande interdite omnidirectionnelle dans le plan (Figure I-4 (b)). Pour obtenir une bande interdite dans tout l'espace, un cristal photonique 3D est nécessaire.

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

Pour obtenir des bandes d'énergies interdites larges, le contraste d'indice doit être suffisamment grand. Pour un réseau triangulaire, un contraste d'indice supérieur à 2.6 est nécessaire à l'ouverture d'une bande interdite dans tout le plan [4]. Aux longueurs d'onde du proche infrarouge utilisées en optique intégrée, les semi-conducteurs possèdent à la fois un fort indice de réfraction (entre 2.5 et 4) et une faible absorption. Combinés à l'air, ils constituent donc un choix idéal pour la réalisation de cristaux photoniques à ces longueurs d'onde.

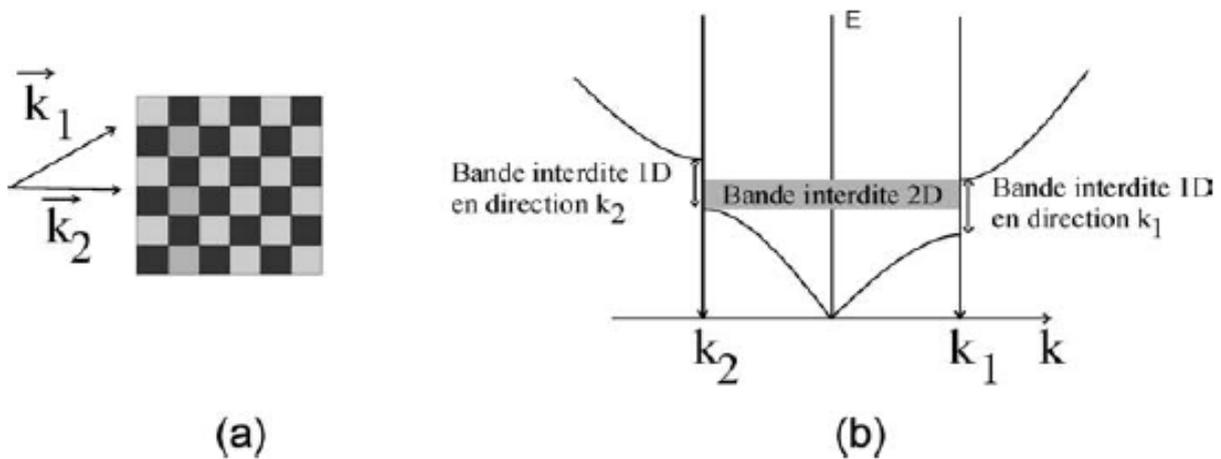
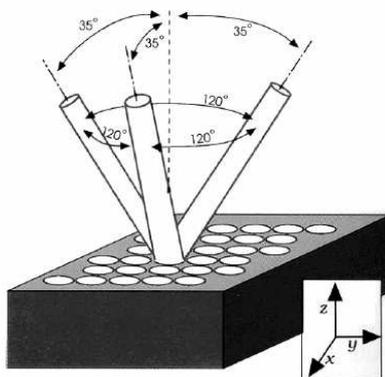


Figure I-4: (a) Cristal photonique 2D ; (b) Une bande interdite omnidirectionnelle est obtenue dans le plan lorsque toutes les bandes interdites unidirectionnelles se recouvrent [5].

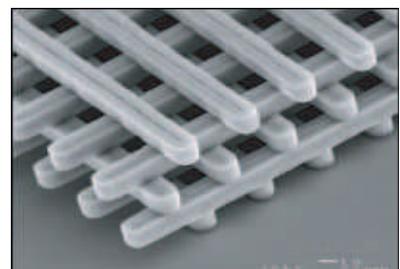
### I-2-3- Cristaux photoniques tridimensionnels

Les cristaux photoniques 3D constituent la seule structure qui permet d'obtenir une bande d'énergie interdite dans toutes les directions de l'espace. Le premier cristal photonique tridimensionnel a été fabriqué par K.M. Ho et al. [6]. Il était formé de sphères de silicium arrangées sur une structure diamant. Mais l'histoire retient généralement la célèbre Yablonovite, structure 3D pour les micro-ondes fabriquée en 1993 par E.Yablonovitch [7] en perçant des trous dans du plexiglass selon trois angles azimutaux séparés de  $120^\circ$  (Figure I-5 (a)).

De nombreuses méthodes de fabrication des cristaux photoniques tridimensionnels ont été proposées. Les deux suivantes ont attiré le plus d'efforts de recherche.



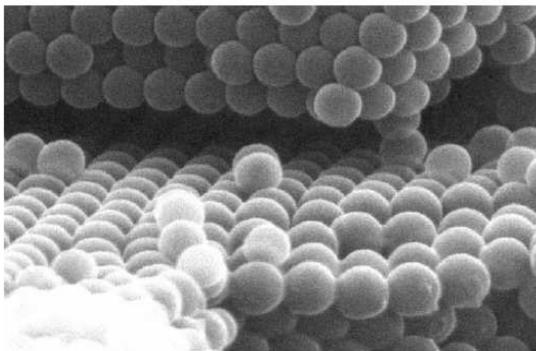
(a) : Structure « La Yablonovite » [8]



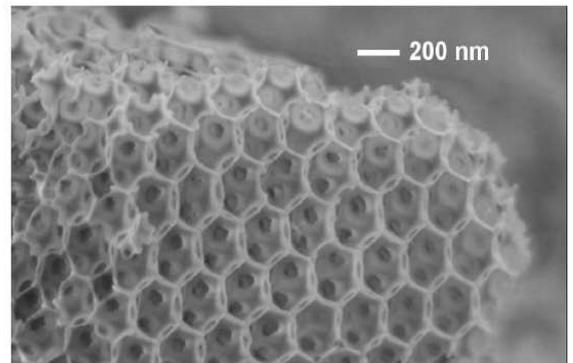
(b) : Structure « tas de bois » [5]

Figure I-5 : Structure 3D.

- **Structures « Tas de bois »** : Ces structures 3D sont obtenues 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 Si/air dont le contraste d'indice est suffisant pour ouvrir une bande d'énergies interdites omnidirectionnelle [9] (FigureI-5 (b)).
- **Opales** : Des opales sont obtenues chimiquement par auto-organisation. La première opale a été obtenue par sédimentation de sphères de silice en solution: par sédimentation ces sphères s'arrangent selon un réseau cubique à faces centrées [10]. Le nombre important de défauts dans les premières opales a été fortement réduit grâce à des techniques de croissance auto-organisées proposées par Y.A. Vlasov [11] (FigureI-6). La plupart de ces cristaux colloïdaux ne présentent pas de bandes d'énergie interdites, à cause du faible contraste d'indice. Cependant, ces structures servent d'empreinte pour la réalisation d'opales inverses à partir de l'infiltration d'un matériau de haut indice. Les sphères initiales sont ensuite dissoutes pour aboutir à la structure finale de sphères d'air dans une matrice de haut indice.



(a)



(b)

*Figure I-6 : (a) Les opales directes ; (b) Les opales inverses [12].*

### I-3- Analogie électron-photon

Les notions de «gap de photon » ou de « bandes interdites photoniques » sont issues de l'analogie entre électrons et photons ou, plus exactement, de celle entre fonction d'onde électronique et champ électromagnétique. Ces deux grandeurs physiques sont, en effet, régies respectivement par l'équation de Schrödinger et l'équation de propagation.

- L'équation d'onde de Schrödinger s'écrit sous la forme suivante :

$$\nabla^2 \psi(r) + \frac{2m}{\hbar^2} (E - V(r)) \psi(r) = 0 \quad (\text{I-2})$$

Où  $m$  est la masse de l'électron et  $\hbar$  la constante de Planck divisée par  $2\pi$ .

$\psi$  est la fonction d'onde,  $E$  est l'énergie de l'électron et  $V(r)$  représente la distribution du potentiel électrique.

- Etude électromagnétique

Dans un milieu sans sources (ni charges, ni courants) de constantes diélectrique  $\epsilon(r)$ , les évolutions temporelles et spatiales du champ électrique et magnétique sont données par :

$$\text{rot} \vec{E} = -\mu \frac{\partial \vec{H}}{\partial t} \quad (\text{I-3})$$

$$\text{rot} \vec{H} = \epsilon \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} \quad (\text{I-4})$$

$$\text{div} \vec{E} = 0 \quad (\text{I-5})$$

$$\text{div} \vec{H} = 0 \quad (\text{I-6})$$

Pour établir l'équation de propagation du champ électrique  $\vec{E}$ , nous pouvons écrire successivement :

$$\text{rot} \text{rot} \vec{E} = -\mu \frac{\partial}{\partial t} (\text{rot} \vec{H}) \quad (\text{I-7})$$

$$\text{grad} \cdot \text{div} \vec{E} - \Delta \vec{E} = -\epsilon \mu \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} \quad (\text{I-8})$$

d'où :

$$\Delta \vec{E} - \epsilon \mu \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} = 0 \quad (\text{I-9})$$

Le champ électrique  $\vec{E}$  peut s'écrire sous la forme :

$$\vec{E}(t) = \vec{E}.e^{i\omega t}$$

avec  $\omega$  : pulsation

Alors l'équation de propagation d'une onde électromagnétique dans un milieu diélectrique s'écrit, après simplification, de la manière suivante :

$$\nabla^2 \vec{E}(r) + \frac{\omega^2}{c^2} \epsilon_r(r) \cdot \vec{E}(r) = \vec{0} \quad (\text{I-10})$$

avec  $\vec{E}$  : champ électrique

$\epsilon_r$  : Permittivité relative

$c$  : célérité dans le vide

Une comparaison entre les deux équations I-2 et I-10 montre bien que la permittivité diélectrique relative  $\epsilon_r(r)$  joue, dans l'équation de propagation, un rôle analogue au potentiel  $V(r)$  dans l'équation de Schrödinger. Il est donc intuitif qu'une variation périodique de  $\epsilon_r(r)$  pourra conduire à l'apparition de bandes d'énergies interdites pour les photons de la même façon que le potentiel périodique cristallin conduit à l'apparition de bandes interdites électroniques. Toutefois, une différence essentielle entre les équations est due au fait que l'une est de nature scalaire tandis que l'autre est de nature vectorielle. Cette différence est en relation avec la différence de spin «  $s$  » entre l'électron (fermion,  $s=1/2$ ) et le photon (boson,  $s=1$ ), laquelle se traduit aussi par une statistique différente de l'occupation des états d'énergie.

#### I-4 Cristaux photoniques bidimensionnels

Les structures périodiques bidimensionnelles, sont périodiques suivant deux directions de l'espace et infinies suivant la troisième.

Ces structures périodiques sont composées de cylindres diélectriques. Elles présentent une relative simplicité géométrique qui facilitent les études théoriques et expérimentales.

Dans ces structures 2D, il existe deux polarisations possibles pour les ondes électromagnétiques. La polarisation électrique (TE) correspond au cas où le champ électrique  $\vec{E}$  est parallèle aux barreaux de la structure considérée de longueur infinie, et la polarisation magnétique (TM) correspond lorsque le champ magnétique  $\vec{H}$  est parallèle aux cylindres infinis.

Il existe deux types de structures périodiques diélectriques :

- Les structures dites « connectées » (Figure I-7) : les motifs élémentaires sont d'indice  $n_1$  inférieur à l'indice  $n_2$  de la matrice diélectrique.

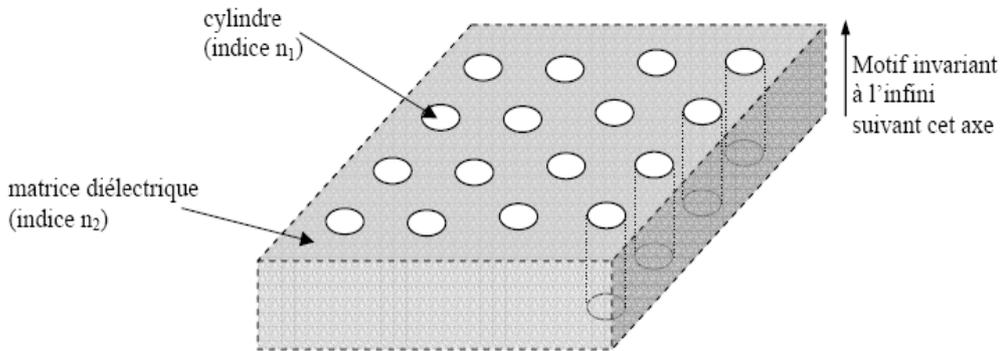


Figure I-7 : Structure périodique 2D connectée [13]

- Les structures dites « déconnectées » (Figure I-8) : les motifs élémentaires sont d'indice  $n_1$  supérieur à l'indice  $n_2$  de l'espace inter motifs. Elles sont constituées de tiges diélectriques alignées périodiquement dans l'air.

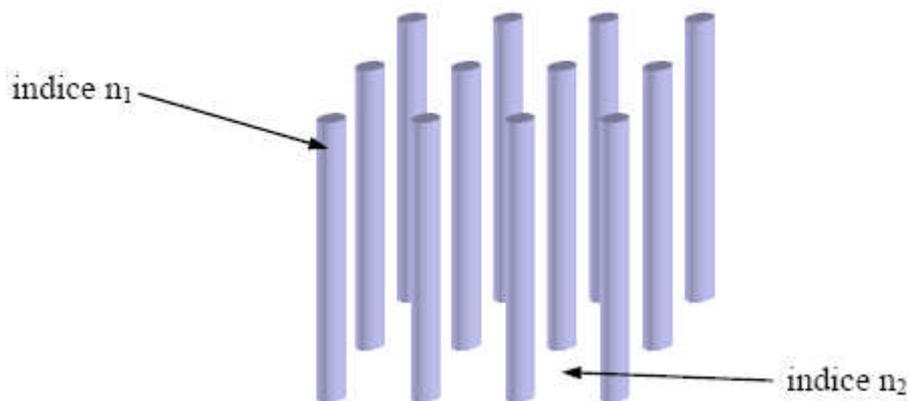


Figure I-8 : Structure périodique 2D déconnectée [13].

#### I-4-1- Différentes familles de cristaux photoniques bidimensionnels

Les réseaux périodiques à deux dimensions se regroupent principalement suivant trois familles :

➤ Le réseau carré

Les noeuds du réseau sont situés sur un carré de côté «  $a$  » (Figure I-9). Il a été montré que ce type de réseau est très sensible à l'angle d'incidence et à la polarisation de l'onde électromagnétique [13]. Il est ainsi difficile d'obtenir une bande interdite totale, c'est-à-dire une bande interdite qui empêche la propagation quelle que soit la polarisation.

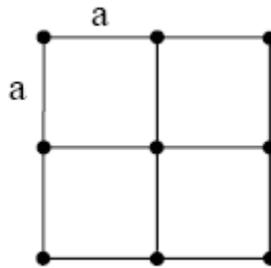


Figure I-9 : Le réseau carré [13]

➤ Le réseau triangulaire

Le réseau triangulaire, 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. Chaque noeud du réseau est espacé de son proche voisin d'une même distance «  $a$  » (Figure I-10). Cette structure est moins sensible à l'angle d'incidence que le réseau carré mais la bande interdite complète reste difficile à obtenir.

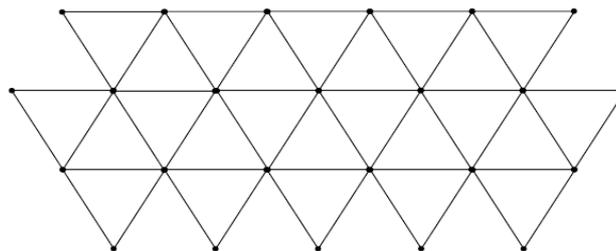


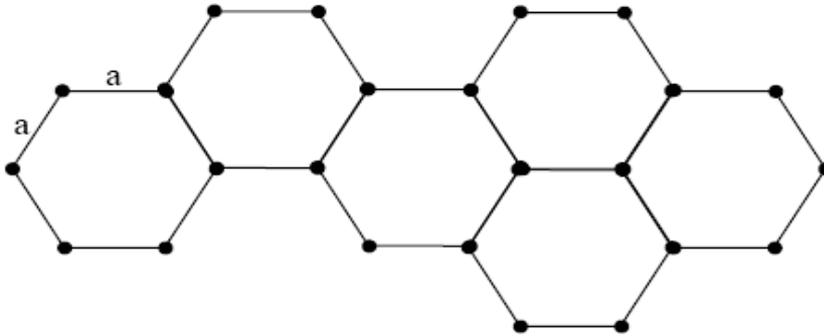
Figure I-10 : Le réseau triangulaire [13]

On peut imaginer des structures où les parties diélectriques sont déconnectées les unes des autres et des structures où les parties diélectriques sont connectées entre elles. Cependant, de part de 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 [14]. Une telle structure présente bien une bande interdite « complète ». Différentes réalisations expérimentales ont permis de le vérifier, d'abord dans l'infrarouge moyen, puis plus récemment aux longueurs d'onde des télécommunications optiques.

- Le réseau hexagonal
  - La structure graphite

Sur un réseau hexagonal, si tous les noeuds sont identiques et espacés de « a », alors on appelle cette structure « graphite » car elle est similaire à la structure cristalline du graphite (Figure I-11). À la différence du réseau triangulaire, il s'agit d'un réseau à deux « atomes » par maille. Le réseau réciproque est aussi un réseau hexagonal et la zone de Brillouin irréductible est la même que pour le réseau triangulaire avec les directions principales notées  $\Gamma K$  et  $\Gamma M$  [14]. La possibilité d'une bande interdite complète avait été prédite pour la première fois dans le cas d'un réseau de tiges diélectriques cylindriques [14].



*Figure I-11 : Structure graphite [13].*

-La structure nitrure de Bore

Si un noeud diffère de son suivant par sa nature ou sa dimension, on obtient ainsi la structure cristalline du Nitrure de Bore (Figure I-12). Celle-ci permet d'obtenir de larges bandes interdites.

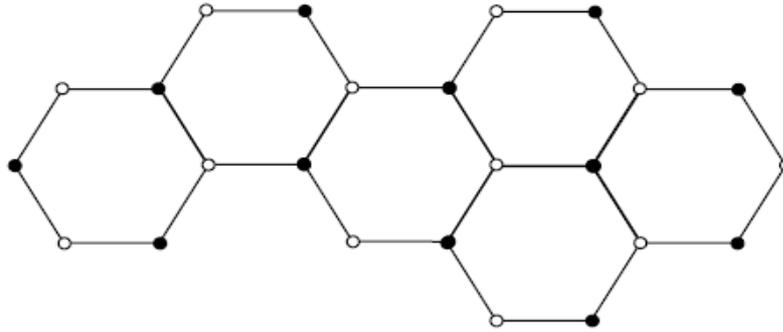


Figure I-12 : Structure Nitrure de Bore [13]

**I-4-2- Paramètres du réseau**

**I-4-2-1- Réseaux direct et réciproque à deux dimensions**

Les cristaux photoniques 2D planaires sont formés d'un réseau de trous d'air gravés dans une hétérostructure guidante. Les réseaux carrés et triangulaires sont les plus étudiés. Leurs propriétés dans l'espace réel et dans l'espace réciproque sont présentées sur la figure I-13 et résumées dans le tableau I-1. Le réseau triangulaire est généralement privilégié car il permet d'ouvrir les bandes interdites les plus larges.

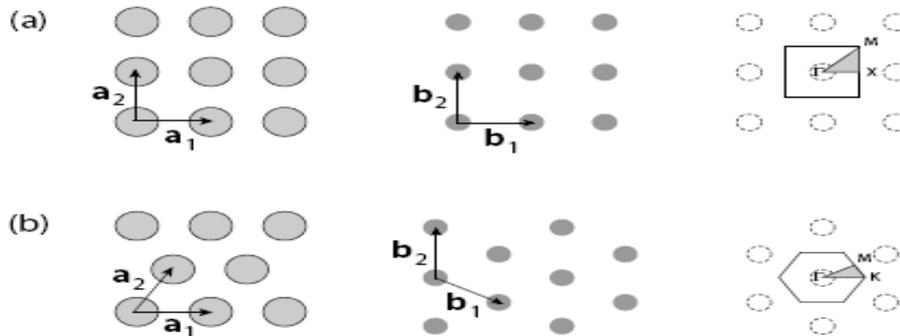


Figure I-13 : Réseau direct, réseau réciproque et zone de Brillouin avec les points de symétrie des deux réseaux les plus utilisés: (a) Réseau carré, (b) Réseau triangulaire [4].

	Réseau carré	Réseau triangulaire
Vecteurs directs	$a_1 = (1,0) ; a_2 = (0,1)$	$a_1 = (1,0) ; a_2 = (\frac{1}{2}, \frac{\sqrt{3}}{2})$
Vecteurs réciproques	$b_1 = \frac{2\pi}{a}(1,0) ; b_2 = \frac{2\pi}{a}(0,1)$	$b_1 = \frac{2\pi}{a}(1, -\frac{1}{3}\sqrt{3}) ; b_2 = \frac{2\pi}{a}(0, \frac{2}{3}\sqrt{3})$

Tableau I-1 : Propriétés élémentaires des réseaux carré et triangulaire [4].

### I-4-2-2- Facteur de remplissage

Le facteur de remplissage pour un réseau bidimensionnel désigne le rapport entre l'aire du motif (ici un disque:  $A = \pi.r^2$ , où  $r$  est le rayon du disque) et l'aire de la cellule élémentaire du réseau. Pour le réseau triangulaire l'aire de la cellule élémentaire est

$$A_c = \frac{\sqrt{3}}{2}a^2 \text{ (où } a \text{ est le paramètre de maille).}$$

Le facteur de remplissage est alors:

$$f_{\text{Triangulaire}} = \frac{A}{A_c} = \frac{\pi.r^2}{\frac{\sqrt{3}}{2}a^2} = \frac{2\pi}{\sqrt{3}}\left(\frac{r}{a}\right)^2 \quad (\text{I-11})$$

Pour le réseau carré l'aire de la cellule élémentaire est  $A_c = a^2$ . Le facteur de remplissage est alors:

$$f_{\text{Carré}} = \pi\left(\frac{r}{a}\right)^2 \quad (\text{I-12})$$

## I-5- Modélisation des caractéristiques linéaires

Les méthodes de modélisation des caractéristiques linéaires des cristaux photoniques résolvent les équations de Maxwell qui décrivent de manière exacte l'évolution d'une onde électromagnétique à travers un milieu diélectrique. Il existe de nombreuses méthodes de modélisation des propriétés linéaires des cristaux photoniques.

### I-5-1- Méthode des ondes planes

La méthode dite des «ondes planes » est la première méthode de modélisation qui a été appliquée au calcul de la dispersion des modes photoniques. Elle consiste à résoudre, dans l'espace fréquentiel, l'équation d'onde linéaire en développant le champ électromagnétique sur une base d'ondes planes. En écrivant les équations de Maxwell dans cette base et en fixant la dépendance temporelle des solutions, on aboutit à la résolution de l'équation d'onde sous la forme d'une équation aux valeurs propres. L'ensemble des fréquences constitue le diagramme de dispersion des modes du cristal photonique. Cette méthode permet de déterminer la fréquence, la polarisation, la symétrie et la distribution des modes d'une structure photonique périodique [15]. Elle peut être adaptée pour étudier certaines structures non périodiques comme les guides d'onde ou les cavités grâce à la technique des supercellules [16]. Mais

quand la structure étudiée ne présente pas de véritable périodicité (variation du facteur de remplissage par exemple), le théorème de Bloch n'est plus valable et impose de recourir à la méthode des différences finies dans le domaine temporel.

### I-5-2- Méthode des différences finies temporelles

La méthode des différences finies temporelles (Finite Difference in the Time Domain, FDTD) est fondée sur le schéma explicite de Yee, présenté en 1966 [17]. Cette technique permet une résolution numérique des équations de Maxwell par une fine discrétisation spatio-temporelle. L'espace est donc divisé en cellules élémentaires (ou mailles élémentaires) parallélépipédiques (Figure I-14), à l'intérieur desquelles sont calculées les 6 composantes orthogonales des champs électromagnétiques ( $E_x$ ,  $E_y$ ,  $E_z$  et  $H_x$ ,  $H_y$ ,  $H_z$ ). Les équations de Maxwell sont remplacées par un système d'équations qui relie le champ électromagnétique de chaque cellule aux champs des cellules voisines. Ces équations sont résolues en fonction des conditions initiales et des conditions aux limites.

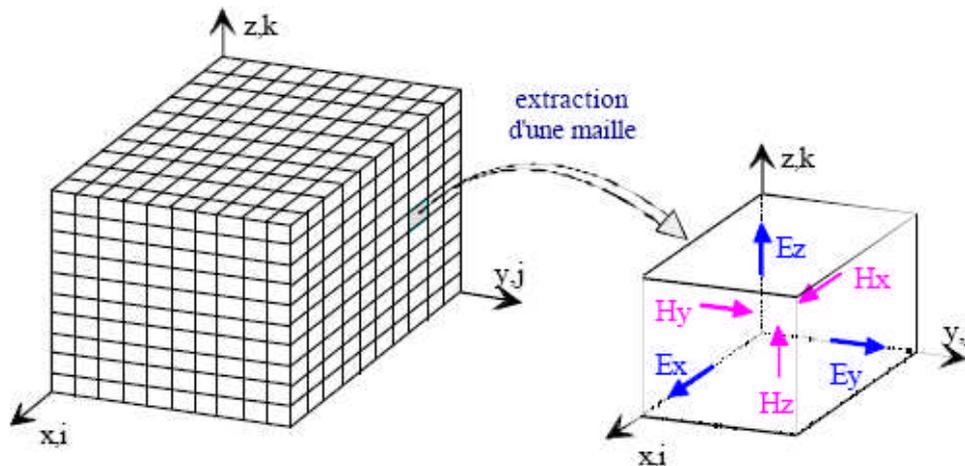


Figure I-14: Volume de calcul et cellule élémentaire [18].

### I-6- Diagramme des bandes

Un cristal photonique est caractérisé par son diagramme de bandes. La figure I-15 montre les diagrammes de bandes d'un cristal photonique gravé dans une hétérostructure sur substrat GaAs ( $\epsilon_{substrat} = 11.4$  et  $\epsilon_{trou} = 1$ ) respectivement en polarisation TE et TM. Ces diagrammes ont été calculés par la méthode de décomposition en ondes planes. Le facteur de

remplissage est  $f = 0.30$  et le réseau du cristal photonique est triangulaire. Une bande interdite est observée pour la polarisation TE entre  $u = a/\lambda = 0.21-0.27$  (Figure I-15 (a)). Par contre, pour la polarisation TM, aucune bande interdite ne s'ouvre (Figure I-15 (b)). En effet, l'ouverture de bandes interdites photoniques TE est plus favorisée si des zones de fort indice de réfraction sont connectées. Dans le cas contraire, si les zones de faible indices de réfraction sont connectées (par exemple, des piliers diélectriques dans l'air), c'est l'ouverture d'une bande interdite en polarisation TM qui est favorisée [19]

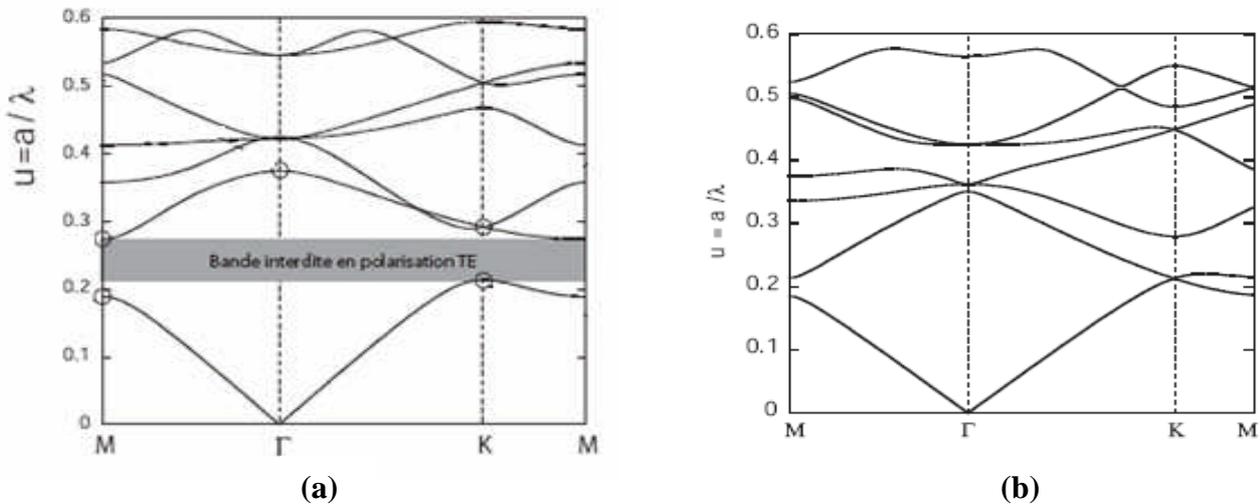


Figure I-15 : Diagramme de bandes d'un cristal photonique (réseau triangulaire) gravé dans un milieu diélectrique de l'indice de réfraction  $\varepsilon_{\text{substrat}} = 11.4$  avec un facteur de remplissage de  $f = 0.30$  : (a) Polarisation TE ; (b) Polarisation TM [5].

### I-7- Cartes des bandes interdites

Une carte des bandes interdites montre la position de la bande interdite en fonction du facteur de remplissage  $f$  (Figure I-16). Pour le réseau carré, les bandes interdites en polarisation TE et TM s'ouvrent respectivement pour  $f = 35\%$  et  $f = 50\%$  [4]. Pour le réseau triangulaire, elles s'ouvrent respectivement pour  $f = 11\%$  et  $f = 63\%$  [4]. 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 préféré au réseau carré: les bandes interdites TE sont plus larges et s'ouvrent pour des facteurs de remplissage plus faibles.

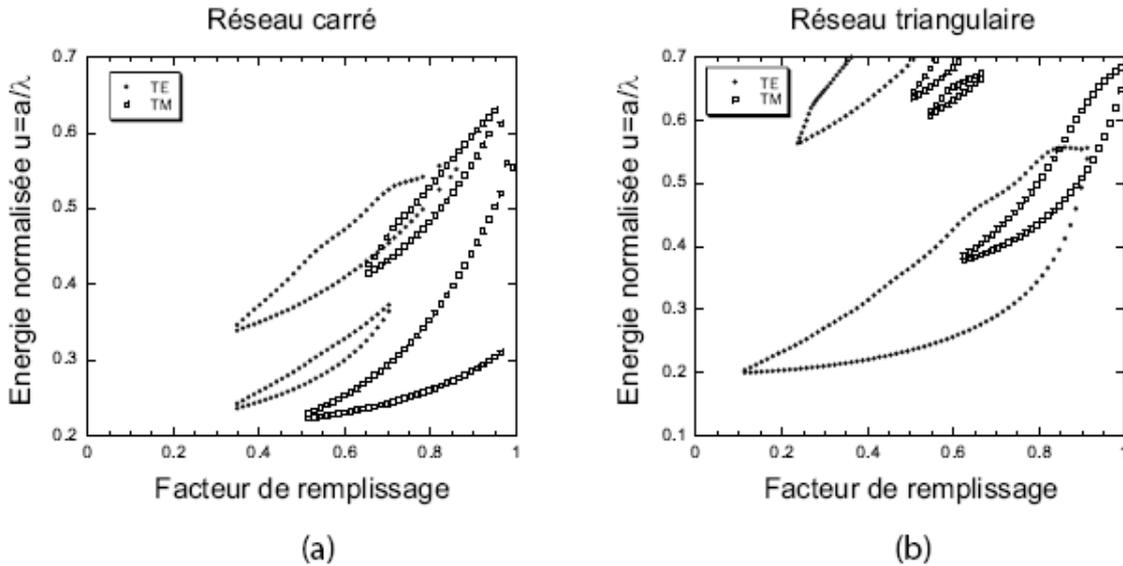


Figure I-16 : Cartes des bandes interdites d'un réseau de trous d'air dans une matrice diélectrique ( $\varepsilon = 11.4$ ) :  
 (a) Réseau carré ; (b) Réseau triangulaire [4].

## I-8- Le cristal infini avec défaut

Les cristaux photoniques ne permettront de réaliser de véritables fonctions optiques et de contrôler les flux de lumière que l'on y introduit des défauts.

Comme pour les cristaux solides, il existe deux principaux types de défauts : les défauts ponctuels et les défauts étendus. Les premiers, associés à une rupture local de périodicité, se traduisent par la présence de modes électromagnétiques à des fréquences discrètes, analogues aux défauts électroniques. Les seconds, que l'on peut considérer comme analogues aux dislocations, peuvent donner lieu à des bandes permises de propagation, là où se trouve une bande interdite dans le cristal idéal.

### I-8-1- Les défauts ponctuels

Il existe de multiples manières de créer des défauts ponctuels dans les cristaux photoniques. On peut aussi procéder au retrait, à l'ajout ou à la modification d'un ou plusieurs motifs du cristal. Pour reprendre la terminologie de la physique du solide, on réalise alors des défauts lacunaires ou de substitution (Figure I-17)). Dans tous les cas de figure, on crée des cavités optiques dont les modes de résonances vont venir se positionner en énergie au sein des bandes interdites du cristal. La figure I-18 présente le spectre de transmission calculé d'un cristal 2D de symétrie hexagonale et formé de tiges diélectriques, où le défaut est dû à une

tige manquante. Si le spectre de transmission reste, pour une grande part, identique à celui du cristal sans défaut avec une bande interdite comprise entre  $0.9$  et  $1.3\mu\text{m}$  de longueur d'onde, la présence du défaut se traduit par un pic de transmission étroit et unique à  $1.1\mu\text{m}$ . On a donc affaire, dans ce cas, à une cavité unimodale, pour autant que l'on puisse se restreindre à un système bidimensionnel. Le caractère unimodal n'a tout son sens que dans le cas tridimensionnel. Grâce aux progrès spectaculaires accomplis dans la fabrication de cristaux photoniques 3D [20], l'insertion de défauts de taille bien contrôlée et conduisant à une véritable cavité unimodale semble désormais un objectif réaliste.

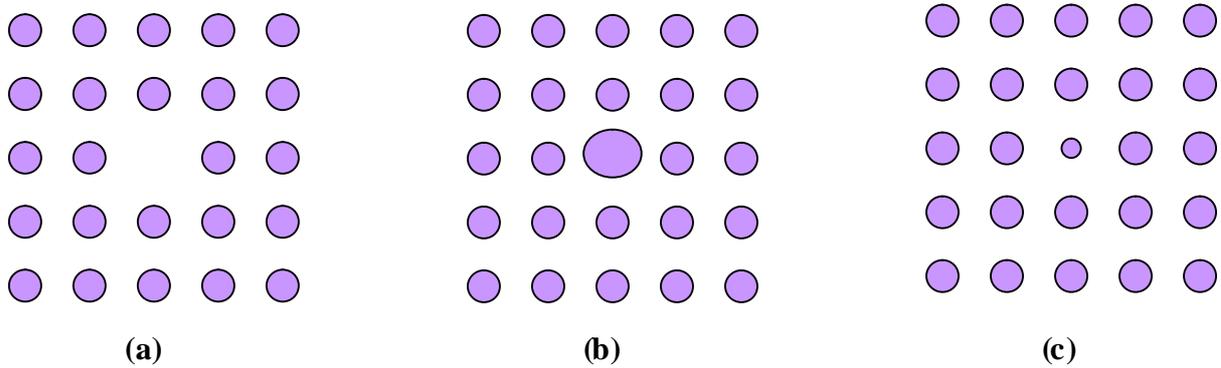


Figure I-17 : (a) Défaut lacunaire ; (b) et (c) Défauts de substitutions

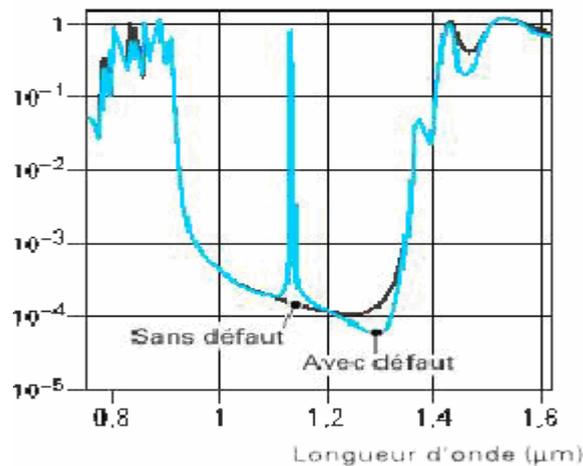


Figure I-18 : Spectre de transmission d'un cristal hexagonal de tiges diélectriques avec ou sans défaut lacunaire [20].

### I-8-2- Les défauts étendus

Les défauts étendus, de dimension 1,2 ou 3, ne peuvent évidemment être obtenus que dans les cristaux de dimension au moins équivalente. Parmi ces défauts, les défauts 1D ( $W_1$ ) (Figure I-19), sont certainement ceux qui ont suscité le plus grand nombre d'études car ils ont vocation à être utilisés comme guides de lumière au sein d'un cristal donné. On peut d'ailleurs imaginer des défauts 2D ( $W_2$ ) ou 3D ( $W_3$ ) constitués d'une suite de guides  $W_1$ , mis bout à bout et orientés dans les directions différentes, de façon à véhiculer la lumière sur tous les chemins possibles à l'intérieur du cristal.

L'exemple de base est celui du guide d'onde linéaire  $W_1$  dans un cristal photonique 2D. Une façon de réaliser un tel guide consiste à placer des défauts ponctuels, couplés et régulièrement espacés, dans une direction du cristal 2D. Le couplage entre une infinité de résonateurs conduit à une bande de propagation permise dans la direction de l'alignement. Ce type de guide à résonateurs couplés a été proposé en 1999 [14].

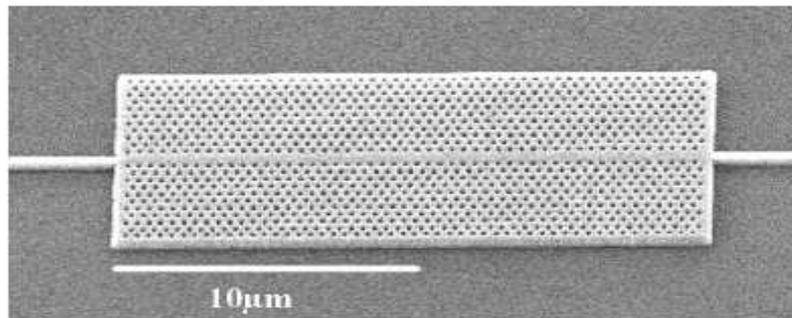


Figure I-19 : Exemple de guide  $W_1$  à cristal photonique hexagonal de trous d'air sur un substrat de silicium sur isolant [21].

### I-9- Les matériaux

La réalisation de cristaux photoniques pour 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. 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

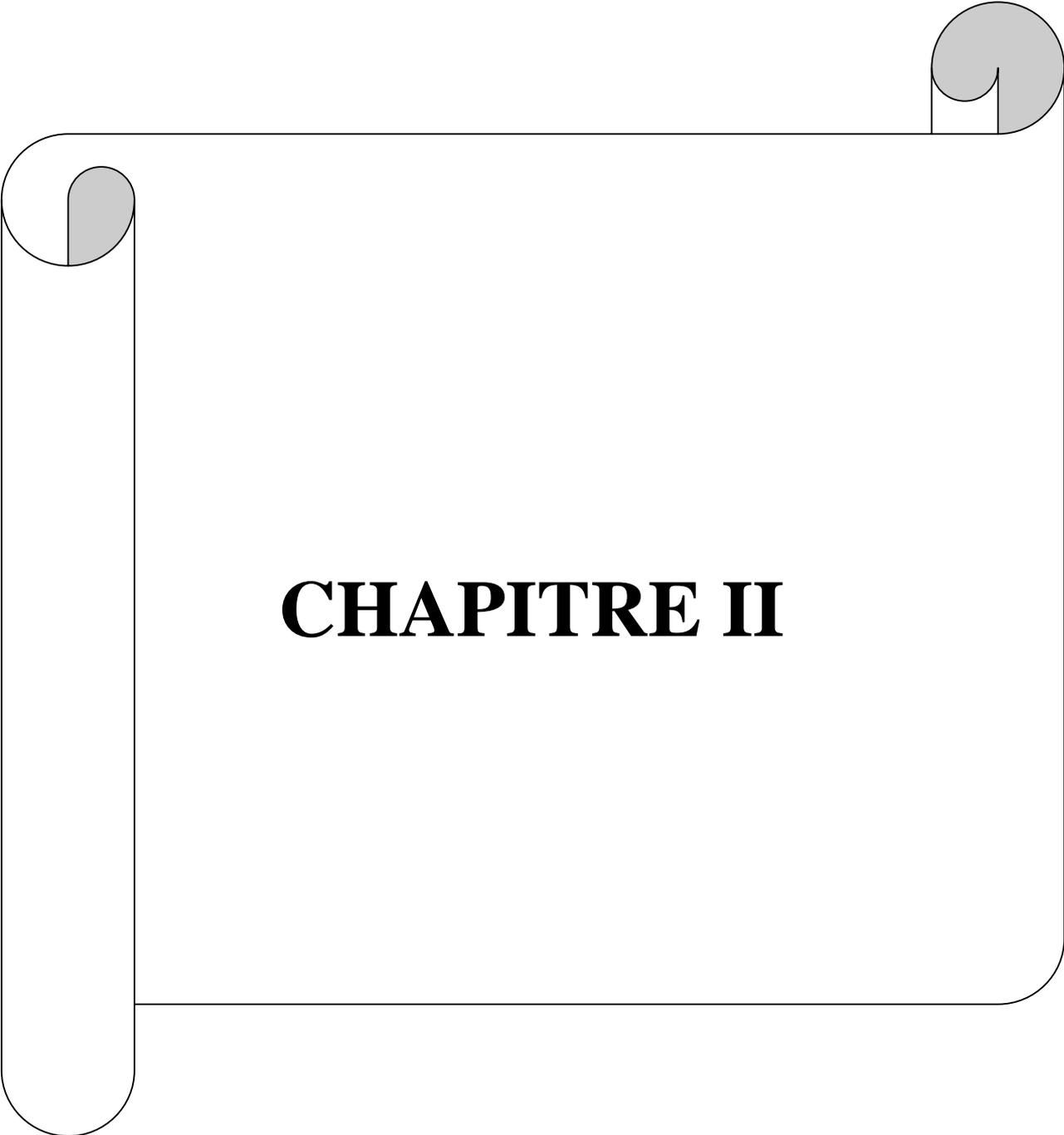
efforts de recherche sont entrepris afin de reporter ces matériaux sur un substrat silicium [22]. Parmi les semi-conducteurs III-V utilisés, InP, GaAs, GaN sont les plus répandus.

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.

## **I-10- Conclusion**

Un cristal photonique est une structure présentant une variation périodique d'indice optique. Cette variation d'indice optique se comporte comme une barrière de potentiel périodique pour les photons. Ainsi, comme dans le cas d'un électron se déplaçant dans le potentiel périodique créé par les atomes, une structure de bande apparaît, avec des bandes spectrales où la propagation est permise et d'autres où elle est interdite. En d'autres termes, on a une structure qui réfléchit la lumière pour certains intervalles de fréquence, et la laisse passer pour d'autres. À l'aide de cristaux photoniques, on peut fabriquer différents microcomposants optiques : guides d'ondes, cavités, microlasers, filtres...

La taille caractéristique d'un cristal photonique pour l'optique est sub-micrométrique. Or, l'analyse et la caractérisation de tels composants doivent se faire à leur échelle. Les BIP 2D, plus faciles à réaliser que leurs analogues tridimensionnels, ont connu un intérêt croissant ces dernières années. La modélisation de ces structures et la technologie sur certains matériaux (Si, semi-conducteurs III-V) sont donc maintenant bien maîtrisées.

A decorative border resembling a scroll or ribbon, with rounded corners and a vertical strip on the left side. The scrollwork is rendered in a light gray color.

# **CHAPITRE II**

## **Chapitre II :**

### **La cavité en cristaux photoniques**

#### **II-1- Introduction**

Les premières études sur les micro-résonateurs furent réalisées avec des structures unidimensionnelles passives en optique guidée en 1996 par Krauss et al. [23] et en 1997 par Foresi et al. [24] avec des cristaux photoniques unidimensionnels, et en 1997 par Labilloy et al. avec des cristaux photoniques bidimensionnels [25]. Les réalisations de cavités obtenues en incluant des défauts ponctuels dans un cristal sont apparues en 1998 [26]. 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 sont rapportées dans un premiers temps en 1999[27,28], puis des valeurs de 1400 et 4000 sont observées en 2001 [29,30], tout cela sur des cavités de grandes dimensions possédant plusieurs modes. Une valeur élevée du facteur de qualité pourrait permettre de mettre en évidence le processus d'augmentation de l'émission spontanée prédite par Purcell en 1946 [31]. On montre que le taux d'émission du matériau est proportionnel au facteur de qualité du résonateur et inversement proportionnel au volume du mode [32].

#### **II-2- Cavités Fabry-Perot classique**

##### **II-2-1- Rappels sur l'interféromètre de Fabry-Perot**

L'interféromètre de Fabry-Perot formé de deux miroirs plans séparés par un milieu diélectrique transparent (Figure II-1). L'intensité d'un rayonnement électromagnétique est résonante pour certaines longueurs d'onde (d'où le terme résonateur).

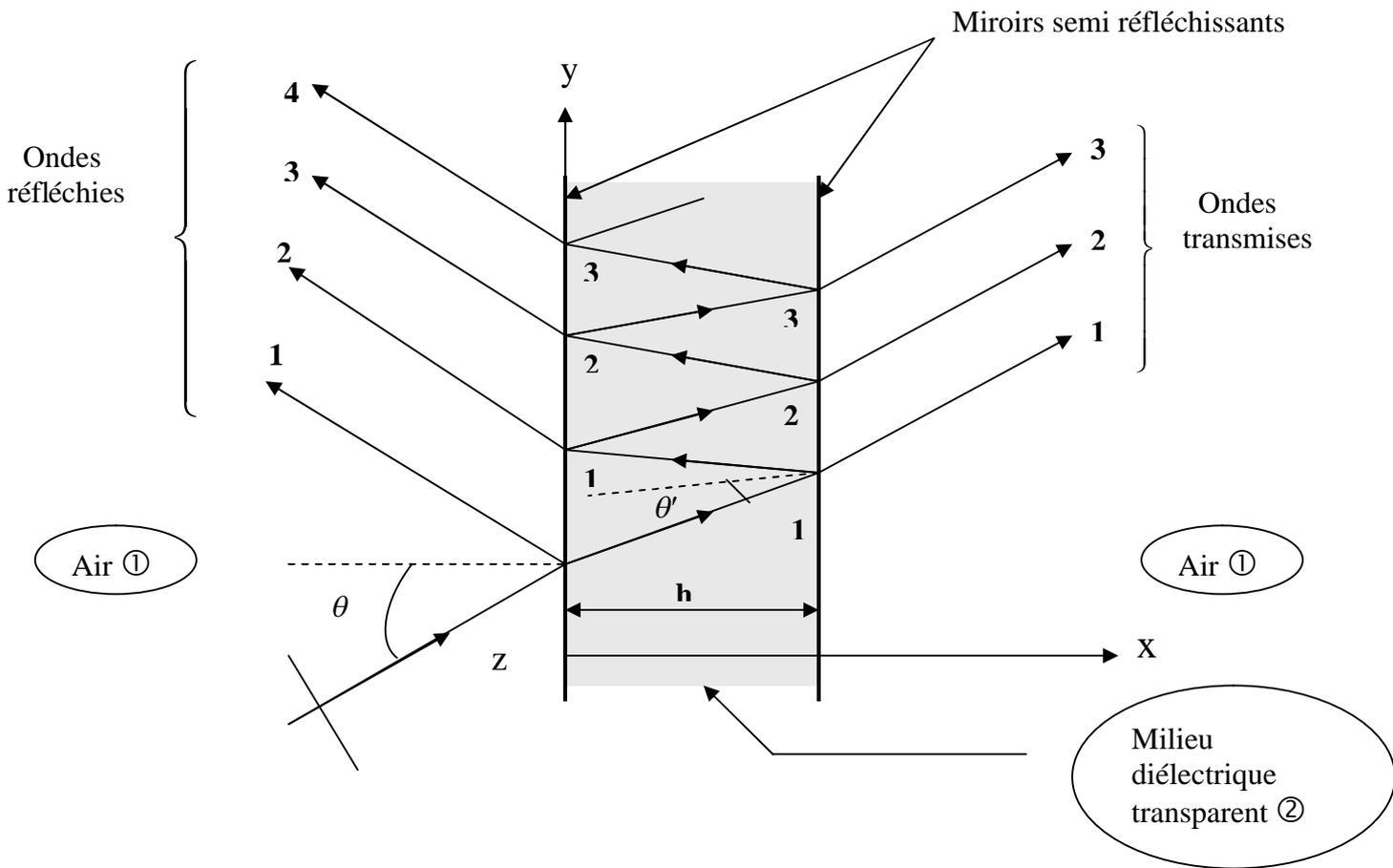


Figure II-1: Schéma de principe de l'interféromètre de Fabry -Perot [33].

Les deux miroirs étant parallèles, la lumière qui pénètre dans la cavité y subit une multitude de réflexions de manière à ce que le faisceau interfère avec lui-même. Si la cavité est de dimension telle que le faisceau subit de l'interférence constructive, ce dernier sera transmis à travers la cavité. Dans le cas où le faisceau est en situation d'interférence destructive, il sera réfléchi par la cavité.

Pour qu'il y ait interférence constructive, la lumière doit former une onde stationnaire entre les deux miroirs, tel qu'illustré sur la figure II-2. Pour que ce soit possible, la distance « h » séparant les deux miroirs doit être égale à un nombre entier de demi-longueur d'onde. En termes mathématiques, ceci se traduit par :

$$n.h.\cos\theta = m\lambda_0 / 2 \tag{II-1}$$

Où m est un nombre entier représentant l'ordre d'interférence, n est l'indice de réfraction du milieu entre les deux miroirs,  $\lambda_0$  est la longueur d'onde dans le vide et  $\theta$  est l'angle d'incidence du faisceau par rapport à la normale des miroirs.

Si l'indice  $n$  est approximativement égal à 1 et  $\theta = 0^\circ$ . Ainsi, l'équation d'interférence constructive se résume à :

$$h = m\lambda_0 / 2. \quad (\text{II-2})$$

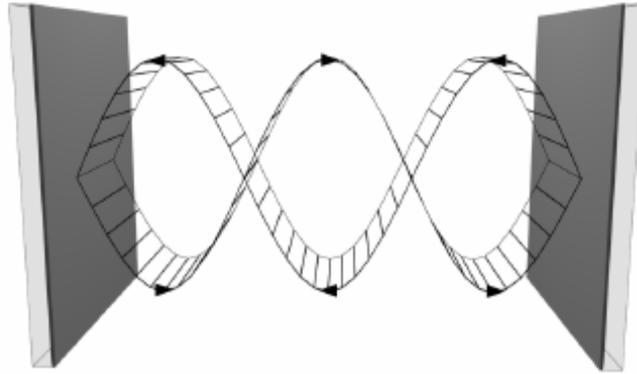


Figure II-2: Formation de l'onde stationnaire résonnante à l'intérieur de la cavité [34].

### II-2-2- Détermination les amplitudes des ondes planes

L'onde plane incidente, homogène et polarisée linéairement, a une longueur d'onde dans le vide (ou dans l'air)  $\lambda_0$ , soit une pulsation  $\omega_0 = \frac{2\pi C}{\lambda_0}$ . Les miroirs semi-réfléchissants peuvent être constitués soit simplement par l'interface entre l'air et le milieu d'indice  $n$ , soit d'un revêtement multicouches diélectriques ou métalliques (dans ce cas on suppose que les deux miroirs sont identiques). Ils sont caractérisés par les coefficients de réflexion et de transmission en amplitude complexe notés  $\mathbf{r}$  et  $\mathbf{t}$  pour une onde se propageant dans le milieu ② vers ① et ils sont notés  $r'$  et  $t'$  en sens inverse. Ces coefficients concernent l'amplitude complexe du champ électrique pour une onde TE ( $\vec{E}$  perpendiculaire au plan d'incidence) ou l'amplitude complexe du champ magnétique pour une onde TM ( $\vec{B}$  perpendiculaire au plan d'incidence). Ils dépendent de l'angle d'incidence  $\theta$  et de l'indice  $n$  du milieu ②. Ce milieu est éventuellement très légèrement absorbant, est caractérisé par un indice complexe ( $n = n' + in''$ ) ( $0 \leq n'' \ll 1$ ).

En un point fixé de l'espace, les ondes planes transmises (1 ; 2 ; 3 ; ..... figure II-1) ont pour amplitude complexe, à un facteur de phase constant près :

$$a_i t' \exp(i\delta / 2) t ; a_i t' \exp(i\delta / 2) (r \exp(i\delta / 2))^2 t ; a_i t' \exp(i\delta / 2) (r \exp(i\delta / 2))^4 t ; \dots$$

Où  $a_i$  est l'amplitude complexe de l'onde incidence en un point quelconque de l'espace et  $\exp(i\delta/2)$  représente le déphasage de l'onde après un aller et retour dans la cavité.  $\delta$  est un nombre complexe qui, lorsque  $n''$  est petit devant l'unité ( $n = n' + in''$ ), est donné par l'expression suivante :

$$\delta \approx \frac{4\pi}{\lambda_0} h(n' \cos \theta' + i \frac{n''}{\cos \theta'}) \quad (\text{II-3})$$

La valeur de l'angle  $\theta'$  est déterminée par la loi de Snell Descarte :  $n' \sin \theta' = n \sin \theta$ .

Si cette cavité est éclairée par une onde plane sous incidence normale dans l'air ( $\theta = 0, n \approx 1$ ), l'équation (II-3) devient:

$$\delta \approx \frac{4\pi}{\lambda_0} h = \frac{4\pi \cdot h \cdot \nu}{c} = 2 \cdot h \cdot k \quad (\text{II-4})$$

De même les réfléchies (1 ; 2 ; 3 ; 4 ; ...) ont, dans un plan d'onde donné, les amplitudes complexes suivantes, également à un facteur de phase constant près :

$$a_i r' ; a_i t' \exp(i\delta/2) \cdot r \cdot \exp(i\delta/2) t ; a_i t' \exp(i\delta/2) \cdot r \cdot \exp(i\delta/2) (r \cdot \exp(i\delta/2))^2 t ; \\ a_i t' \exp(i\delta/2) \cdot r \cdot \exp(i\delta/2) (r \cdot \exp(i\delta/2))^4 t ; \dots$$

Pour le champ à l'intérieur de la cavité du Fabry Pérot, on peut considérer séparément, en un point donné, les ondes se propageant de la gauche vers la droite et celles se propageant en sens inverse.

En posant  $b_{GD} = \exp(i \frac{\delta}{2} \times \frac{x}{h})$  Où x est l'abscisse du point dans la cavité.

Et  $b_{DG} = \exp(i \frac{\delta}{2}) \cdot r \cdot \exp(i \frac{\delta}{2} \times \frac{h-x}{h})$  on arrive aux amplitudes suivantes, à un facteur de phase près (identique pour les deux suites) :

$$G \rightarrow D : a_i t' b_{GD} ; a_i t' (r \exp(i\delta/2))^2 b_{GD} ; a_i t' (r \exp(i\delta/2))^4 b_{GD} ; \dots$$

$$D \rightarrow G : a_i t' b_{DG} ; a_i t' (r \exp(i\delta/2))^2 b_{DG} ; a_i t' (r \exp(i\delta/2))^4 b_{DG} ; \dots$$

On peut remarquer, en mettant à part le premier terme de la suite des amplitudes des ondes réfléchies, que l'on a affaire à des suites géométriques complexes de raison  $(r \exp(i\delta/2))^2 = r^2 \exp(i\delta)$  dont le module est inférieur à 1. Il est donc très simple d'exprimer les amplitudes des ondes planes globalement transmises, réfléchies ou présentes dans la cavité, résultantes de la somme d'ondes planes de même nature caractérisées par les termes des différentes séries géométriques.

À des facteurs de phase près, les amplitudes des ondes planes globalement transmises, réfléchies, ou se propageant de gauche à droite ou de droite à gauche dans la cavité, valent :

$$a_t = a_i \frac{t' \exp(i\delta/2)t}{1 - r^2 \exp(i\delta)} \quad (\text{II-5})$$

$$a_r = a_i \left( r' + \frac{t' r t \exp(i\delta)}{1 - r^2 \exp(i\delta)} \right) \quad (\text{II-6})$$

$$a_{\leftrightarrow} = a_i \frac{t' b_{\leftrightarrow}(x)}{1 - r^2 \exp(i\delta)} \quad (\text{II-7})$$

Où  $\leftrightarrow$  représente GD ou DG

L'amplitude complexe en un point de la cavité est la somme des amplitudes GD et DG de la formule (II-7). Elle s'exprime donc par :

$$a_C(x) = a_i (b_{GD}(x) + b_{DG}(x)) \frac{t'}{1 - r^2 \exp(i\delta)} = (b_{GD}(x) + b_{DG}(x)) \frac{a_i t'}{1 - r^2 \exp(i\delta)}$$

$$a_C(x) = a_t \frac{b_{GD}(x) + b_{DG}(x)}{\exp(i\delta/2)t} \quad (\text{II-8})$$

### II-2-3- La transmittance da la cavité Fabry-Perot

Le coefficient réel  $\tau$  (respectivement  $\mathfrak{R}$ ) est donné par le module au carré du rapport entre l'amplitude transmise  $a_t$  (respectivement  $a_r$ ) et l'amplitude incidente  $a_i$ .

$$\tau = \left| \frac{a_t}{a_i} \right|^2 \quad \text{et} \quad \mathfrak{R} = \left| \frac{a_r}{a_i} \right|^2$$

Posant les notations suivantes :

$$T = |t t'| \in \mathfrak{R} \quad (\text{II-9})$$

$$R = |r^2| \in \mathfrak{R} \quad (\text{II-10})$$

$$\delta' = \Re(\delta) + 2 \text{Arg}(r) \quad (\text{II-11})$$

$$\delta'' = \text{Im}(\delta) \quad (\text{II-12})$$

$$R'' = R \cdot \exp(-\delta'') \in \mathfrak{R} \quad (\text{II-13})$$

A partir de l'expression (II-5) :

$$\frac{a_t}{a_i} = \frac{t' \cdot \exp(i\delta/2)t}{1 - r^2 \exp(i\delta)} = \frac{t t' \cdot \exp(i\delta/2)}{1 - r^2 \exp(i\delta)}$$

$$\begin{aligned} \frac{a_t}{a_i} &= \frac{t.t'.\exp\left(\frac{i}{2}((\delta' - 2\text{Arg}(r)) + i\delta'')\right)}{1 - r^2 \exp(i((\delta' - 2\text{Arg}(r)) + i\delta''))} = \frac{t.t'.\exp\left(\frac{i}{2}(\delta' - 2\text{Arg}(r)) - \frac{\delta''}{2}\right)}{1 - r^2 \exp(i(\delta' - 2\text{Arg}(r)) - \delta'')} \\ \left|\frac{a_t}{a_i}\right| &= \frac{|t.t'| \exp\left(-\frac{\delta''}{2}\right)}{|1 - r^2 \cdot \exp(-2i\text{Arg}(r)) \exp(i\delta') \exp(-\delta'')|} \\ \left|\frac{a_t}{a_i}\right| &= \frac{|t.t'| \cdot \exp\left(-\frac{\delta''}{2}\right)}{|1 - |r^2| \exp(-\delta'') \exp(i\delta')|} \\ \left|\frac{a_t}{a_i}\right|^2 &= \frac{|t.t'|^2 \cdot \exp(-\delta'')}{|1 - R'' \cdot \exp(i\delta')|^2} = \frac{T^2 \exp(-\delta'')}{|1 - R'' \cdot \exp(i\delta')|^2} \\ \left|\frac{a_t}{a_i}\right|^2 &= \frac{T^2 \exp(-\delta'')}{|1 - R'' \cdot (\cos \delta' + i \sin \delta')|^2} \end{aligned} \quad \text{(II-14)}$$

Développant le dénominateur :

$$\begin{aligned} |1 - R'' \cdot (\cos \delta' + i \sin \delta')|^2 &= |(1 - R'' \cdot \cos \delta') - iR'' \sin \delta'|^2 \\ |1 - R'' \cdot (\cos \delta' + i \sin \delta')|^2 &= (1 - R'' \cos \delta')^2 + (-R'' \sin \delta')^2 \\ |1 - R'' \cdot (\cos \delta' + i \sin \delta')|^2 &= 1 + R''^2 - 2R'' \cos \delta' \\ |1 - R'' \cdot (\cos \delta' + i \sin \delta')|^2 &= (1 - R'')^2 + 2R''(1 - \cos \delta') \\ |1 - R'' \cdot (\cos \delta' + i \sin \delta')|^2 &= (1 - R'')^2 + 2R''(2 \sin^2 \delta' / 2) \\ |1 - R'' \cdot (\cos \delta' + i \sin \delta')|^2 &= (1 - R'')^2 + 4R'' \sin^2 \delta' / 2 \end{aligned} \quad \text{(II-15)}$$

En remplaçant (II-15) dans (II-14) on obtient :

$$\begin{aligned} \tau &= \frac{T^2 \exp(-\delta'')}{(1 - R'')^2 + 4R'' \sin^2 \delta' / 2} \\ \tau &= \frac{T^2 \exp(-\delta'')}{(1 - R'')^2 \left(1 + \frac{4R''}{(1 - R'')^2} \cdot \sin^2 \delta' / 2\right)} \end{aligned}$$

Donc

$$\tau = \frac{T^2 \exp(-\delta'')}{(1-R'')^2} \cdot \frac{1}{1+F \sin^2 \delta'/2} \quad (\text{II-16})$$

$$\text{Où } F = \frac{4R''}{(1-R'')^2} \quad (\text{II-17})$$

L'expression (II-16) représente la fonction d'Airy.

#### II-2-4- L'intervalle spectral libre (ISL)

L'intervalle spectral libre (« Free Spectral Range » ou encore FSR en anglais) correspond à la fréquence fondamentale de résonance de la cavité Fabry-Perot. En considérant que la longueur d'onde fondamentale, qui est la plus longue pouvant entrer en résonance, doit avoir un nœud sur chaque miroir, de sorte que  $\lambda_f = 2.n.h$ , en utilisant la relation bien connue  $\lambda_f \nu_f = c$ , où  $\nu_f$  représente la fréquence fondamentale et  $c$  est la vitesse de la lumière dans le vide, on obtient simplement la relation de l'intervalle spectral libre suivante :

$$\nu_f = ISL = c / 2.n.h \quad (\text{II-18})$$

Toute fréquence multiple de cette fréquence fondamentale peut entrer en résonance avec la cavité Fabry-Perot, car les longueurs d'onde correspondantes ont automatiquement une longueur représentant une fraction entière de la longueur d'onde fondamentale, tel que :

$$k \times ISL = k \times c / 2.n.h = k \times c / \lambda_f, \quad (\text{II-19})$$

Où  $k$  est un entier.

Ainsi, selon l'équation II-18, plus la longueur de cavité est élevée, plus la fréquence de résonance est petite (la longueur d'onde de résonance est élevée).

#### II-2-5- La finesse de la cavité Fabry-Perot

La figure II-3 présente un exemple de la transmission d'une cavité Fabry-Perot. Sur cette figure, on remarque plusieurs pics de transmission qui correspondent aux longueurs de cavités pour lesquelles il y'a interférence constructive. Ainsi, chaque pic de transmission

correspond à un ordre d'interférence constructive  $m$ . On retrouve un espacement en fréquence égal à l'ISL entre chaque pic de transmission. L'optimisation de l'alignement de l'interféromètre permet d'obtenir des pics minces et intenses.

La finesse d'une cavité Fabry-Perot est définie mathématiquement par :

$$f = \frac{ISL}{\Delta \nu} \quad (\text{II-20})$$

Où  $\Delta \nu$  est la largeur totale à mi-hauteur des pics de transmission. On peut interpréter la finesse comme le nombre de crêtes de transmission que peut séparer un interféromètre entre deux ordres d'interférence successifs. Il s'agit donc d'une façon de quantifier les performances d'un interféromètre. Un des facteurs principaux affectant la finesse est la réflectivité des miroirs, qui influence directement le nombre d'allers et de retours qu'effectue la lumière à l'intérieur de la cavité. Plus le nombre d'allers et de retours est grand, plus les effets d'interférences constructives ou destructives que subira un faisceau seront grands.

D'autres éléments pouvant affecter la finesse sont la qualité de surface des miroirs, les vibrations mécaniques et la stabilité thermique de l'interféromètre.

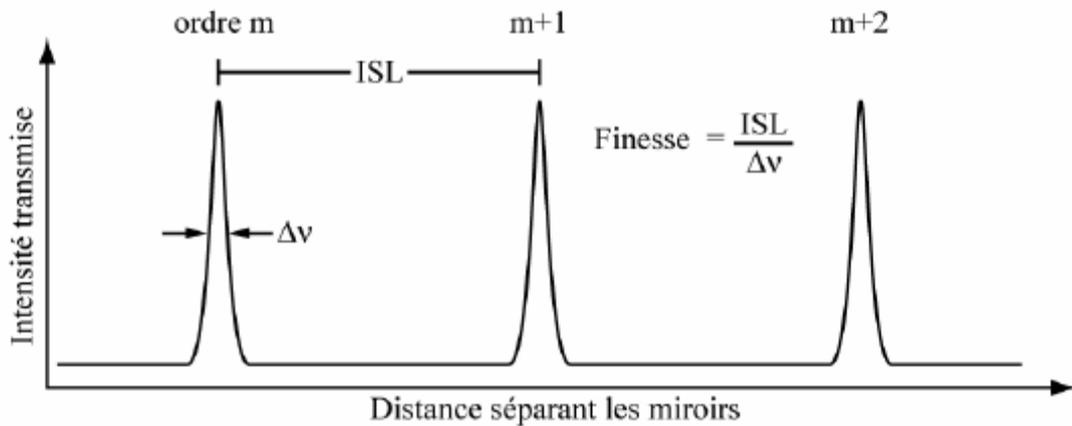


Figure II-3: Courbe de transmission d'un interféromètre Fabry-Perot illuminé par une source monochromatique [34].

### II-3- Cavités à cristaux photoniques

Un cristal photonique bidimensionnel est en général constitué d'un réseau de trous percés dans un matériau diélectrique, ou de colonnes de diélectrique dans l'air.

Dans un cas comme dans l'autre, considérons un défaut localisé : un emplacement où le trou n'est pas percé, ou bien où il n'y a pas de colonne. Plus généralement, on peut faire varier le rayon de la colonne ou du trou pour faire varier continûment la perturbation qu'on introduit. Si on injecte dans ce défaut un mode électromagnétique dont l'énergie est dans la

bande interdite du cristal photonique situé autour, il se retrouve complètement confiné, vu qu'il est entouré d'un matériau réfléchissant à cette longueur d'onde.

En fait, le problème physique est décrit par une cavité ; seuls certains modes y sont donc autorisés. Les fréquences de ces modes dépendent du défaut, mais en faisant varier le rayon du défaut, on peut atteindre n'importe quelle fréquence située dans la bande interdite. De plus, en utilisant les symétries des modes, il est possible d'accroître l'excitation d'un mode qui nous intéresse.

L'intérêt de ces cavités est de réaliser des sources de lumière certes peu directives, mais très localisées et intenses ; il est possible d'utiliser l'effet laser si leur facteur de qualité est suffisamment élevé.

### II-3-1- Rappels d'électromagnétisme sur le facteur de qualité d'une cavité

Nous définissons les modes propres d'une cavité à l'aide du concept de fréquence complexe. La partie réelle correspond à la fréquence propre du mode et la partie imaginaire correspond à sa durée de vie.

#### II-3-1-1- Equations de Maxwell dans un milieu matériel

Dans un milieu matériel, les équations de Maxwell vérifiées par une onde électromagnétique monochromatique de fréquence  $\omega$  sont :

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{B} = 0, \quad (\text{II-21})$$

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{D} = \rho, \quad (\text{II-22})$$

$$\vec{\nabla} \wedge \vec{E} = -i\omega \vec{B}, \quad (\text{II-23})$$

$$\vec{\nabla} \wedge \vec{H} = \vec{j} - i\omega \vec{D}. \quad (\text{II-24})$$

Dans ces équations,  $\rho$  et  $\vec{j}$  sont respectivement les densités volumiques de charges et de courants libres, et les vecteurs  $\vec{E}$ ,  $\vec{H}$ ,  $\vec{D}$  et  $\vec{B}$  sont les amplitudes complexes des champs, définies de la façon suivante :

$$\text{H}(\vec{r}, t) = \text{Re} \left[ \vec{H}(\vec{r}) e^{-i\omega t} \right] \quad (\text{II-25})$$

Les relations constitutives sont :

$$\vec{D}(\vec{r}) = \varepsilon_0 \varepsilon(\vec{r}) \vec{E}(\vec{r}) \quad (\text{II-26})$$

$$\vec{B}(\vec{r}) = \mu_0 \mu(\vec{r}) \vec{H}(\vec{r}) \quad (\text{II-27})$$

Où les fonctions réelles  $\varepsilon(\vec{r})$  et  $\mu(\vec{r})$  sont respectivement la permittivité relative et la perméabilité relative du milieu.

### II-3-1-2- Définition d'un mode propre

Considérons une structure définie par une certaine distribution  $(\varepsilon(\vec{r}), \mu(\vec{r}))$  de permittivité et de perméabilité relatives. Nous définissons les modes de cette structure de la façon suivante :

Les modes propres de la structure sont les triplets  $(\vec{E}, \vec{H}, \omega)$  qui vérifient les équations de Maxwell en l'absence de sources ainsi que les conditions d'ondes sortantes. Les modes propres de l'objet sont donc solutions des équations :

$$\vec{\nabla} \cdot (\mu \vec{H}) = 0 \quad (\text{II-28})$$

$$\vec{\nabla} \cdot (\varepsilon \vec{E}) = 0 \quad (\text{II-29})$$

$$\vec{\nabla} \wedge \vec{E} = i\omega\mu_0\mu\vec{H} \quad (\text{II-30})$$

$$\vec{\nabla} \wedge \vec{H} = -i\omega\varepsilon_0\varepsilon\vec{E} \quad (\text{II-31})$$

Cette définition montre que l'excitation des modes d'une structure se traduit par des résonances.

Les modes d'une structure sans pertes possèdent une durée de vie infinie. La réponse spectrale d'un tel système à l'excitation d'une source polychromatique est donc un ensemble de fonctions de Dirac  $\delta(\omega - \omega_0)$  centrées sur les fréquences propres de la structure. Lorsque la structure possède des pertes, la durée de vie des modes devient finie. Par conséquent, les résonances s'élargissent spectralement et deviennent des lorentziennes  $\mathfrak{L}(\omega)$  centrées sur  $\omega_0$  et dont les largeurs à mi-hauteur  $\Delta\omega$  définissent les facteurs de qualité  $Q$  des résonances :

$$\mathfrak{L}(\omega) = \frac{\mathfrak{L}_{\max}}{1 + \frac{4Q^2}{\omega_0^2} (\omega - \omega_0)^2} \quad (\text{II-32})$$

$$\text{Avec } Q = \frac{\omega_0}{\Delta\omega} = \frac{\lambda_0}{\Delta\lambda} \quad (\text{II-33})$$

Les modes propres d'une structure à pertes sont donc caractérisés par deux quantités physiques, leur fréquence de résonance  $\omega_0$  et leur facteur de qualité  $Q$ .

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 temps  $\tau$  que l'on peut considérer comme la durée de vie du photon dans la cavité. Ce temps  $\tau$  est proportionnel au facteur de qualité de la structure par la relation  $\tau = \frac{Q}{\omega_0}$ , 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 .

En réécrivant l'expression de la lorentzienne sous la forme :

$$\mathfrak{f}(\omega) = \frac{\text{Im}(\tilde{\omega})^2 \mathfrak{f}_{\max}}{|\omega - \tilde{\omega}|^2}, \quad (\text{II-34})$$

Nous faisons apparaître la fréquence complexe  $\tilde{\omega}$  du mode, définie par la relation :

$$\tilde{\omega} = \omega_0 - i \frac{\omega_0}{2Q} \quad (\text{II-35})$$

Il est ainsi possible de regrouper les deux quantités réelles qui caractérisent un mode propre en une seule quantité complexe. La dépendance temporelle du champ étant en  $\exp(-i\omega t)$ , la partie imaginaire de  $\tilde{\omega}$  est nécessairement négative et elle est liée à la durée de vie  $\tau$  du mode par la relation :

$$\text{Im}(\tilde{\omega}) = -\frac{1}{2\tau} = -\frac{\omega_0}{2Q} \quad (\text{II-36})$$

L'équation II-36 définit le facteur de qualité du mode à partir de sa fréquence complexe qui est solution des équations II-28 à II-31.

#### II-4- Modèle Fabry-Perot

La cavité 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, voir figure II-4(a), exactement comme dans une cavité Fabry-Perot classique. Ainsi, dans cette approche, deux quantités physiques suffisent à décrire le confinement de la lumière : la constante de propagation  $k(\lambda)$  du mode fondamental du guide à cristaux photoniques et son coefficient de réflexion modale sur un cristal photonique bidimensionnel, voir figure II-4 (b).

Avec ce modèle, les pertes verticales limitent le facteur de qualité. La durée de vie du mode est donc limitée uniquement parce que la réflectivité modale  $R(\lambda)$  est plus petite que l'unité, la quantité  $L(\lambda) = 1 - R(\lambda)$  représentant les inévitables pertes par radiation qui se produisent lorsque le mode de Bloch est réfléchi par les miroirs. La seule source de pertes présente dans la cavité se situe donc au niveau de l'interface des miroirs, voir figure II-4 (a).

Le modèle Fabry-Perot est donc basé sur le problème de réflexion représenté sur la figure II-4 (b). Chaque réflexion de l'onde engendre des pertes hors du plan, pertes qui réduisent le facteur de qualité et la transmission de la structure.

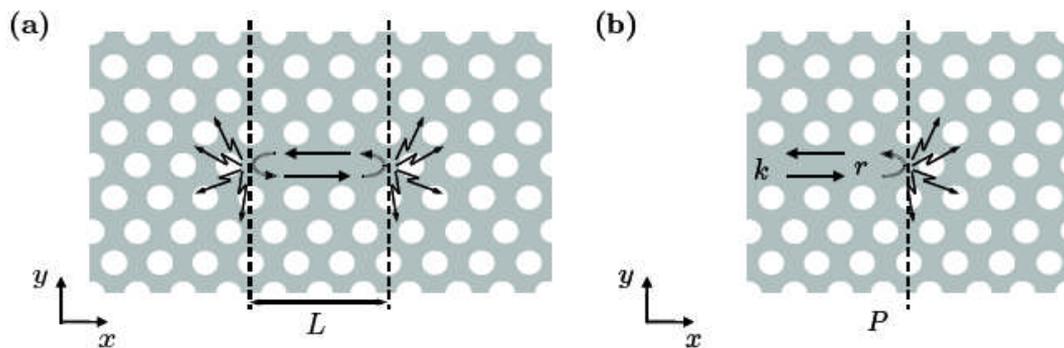


Figure II-4 : Principe du modèle Fabry-Perot. (a) Le mode de la cavité est formé par les allers-retours du mode de Bloch fondamental du guide à cristaux photoniques entre les deux miroirs. Les seules pertes de la cavité sont les pertes verticales situées à l'interface des miroirs. La longueur de la cavité représentée est  $L = 3a$ ; (b) Problème élémentaire sur lequel repose le modèle : réflexion d'un mode de Bloch guidé de constante de propagation  $k(\lambda)$  sur un miroir à cristaux photoniques [35].

#### II-4-1- Equations du Fabry-Perot : accord de phase et facteur de qualité

Le calcul de la longueur d'onde de résonance  $\lambda_0$  et du facteur de qualité  $Q$  de la cavité se fait en appliquant les équations classiques d'un résonateur Fabry-Perot.

##### ➤ Accord de phase

La longueur d'onde de résonance  $\lambda_0$  est donnée par une condition d'accord de phase sur le mode de Bloch fondamental du guide à cristaux photoniques. Plus précisément, la phase totale du mode de Bloch après un demi-tour dans la cavité doit être égale à un multiple de  $\pi$  :

$$\Phi_T(\lambda_0) = k(\lambda_0)L + \Phi_r(\lambda_0) = k\pi \quad (\text{II-37})$$

Où  $L = N.a$  est la longueur de la cavité et  $k$  est un entier relatif caractérisant l'ordre du mode considéré.

➤ **Facteur de qualité**

Nous calculons le facteur de qualité d'une cavité Fabry-Perot en utilisant la longueur d'onde de résonance complexe  $\tilde{\lambda}$  liée à la fréquence complexe par la relation :

$$\tilde{\lambda} = \frac{2\pi.c}{\tilde{\omega}} = \lambda_0 + i \frac{\lambda_0}{2Q} \quad (\text{II-38})$$

La longueur d'onde complexe vérifie la condition de résonance du Fabry-Perot

$$R(\tilde{\lambda}).e^{2i\Phi_T(\tilde{\lambda})} = 1 \quad (\text{II-39})$$

La partie réelle  $\lambda_0$  vérifie la condition d'accord de phase donnée par l'équation II-37 et nous cherchons l'expression de la partie imaginaire qui est liée au facteur de qualité par l'équation II-38.

Faisons l'hypothèse que le facteur de qualité de la cavité est grand. Les fonctions  $R(\tilde{\lambda})$  et  $\Phi_T(\tilde{\lambda})$  peuvent être développées à l'ordre 1 autour de  $\lambda_0$  :

$$R(\tilde{\lambda}) = R(\lambda_0) + i \frac{\lambda_0}{2Q} \frac{dR}{d\lambda} \Big|_{\lambda_0}, \quad (\text{II-40})$$

$$\Phi_T(\tilde{\lambda}) = \Phi_T(\lambda_0) + i \frac{\lambda_0}{2Q} \frac{d\Phi_T}{d\lambda} \Big|_{\lambda_0}, \quad (\text{II-41})$$

En utilisant les expressions II-40 et II-41, ainsi que la condition d'accord de phase II-37, l'équation II-39 peut être réécrite de la façon suivante :

$$\left[ R(\lambda_0) + i \frac{\lambda_0}{2Q} \frac{dR}{d\lambda} \Big|_{\lambda_0} \right] \exp \left[ \frac{-\lambda_0}{Q} \frac{d\Phi_T}{d\lambda} \Big|_{\lambda_0} \right] = 1 \quad (\text{II-42})$$

La résolution de l'équation II-42 conduit à l'expression suivante du facteur de qualité :

$$Q = \frac{\lambda_0}{\ln[R(\lambda_0)]} \frac{d\Phi_T}{d\lambda} \Big|_{\lambda_0} = - \frac{\lambda_0}{1 - R(\lambda_0)} \frac{d\Phi_T}{d\lambda} \Big|_{\lambda_0} \quad (\text{II-43})$$

Où nous avons supposé que la réflectivité était proche de 1 à la résonance. D'après l'accord de phase donné par l'équation II-37, la dérivée de la phase totale  $\Phi_T$  vaut :

$$\left. \frac{d\Phi_T}{d\lambda} \right|_{\lambda_0} = \left. \frac{dk}{d\lambda} \right|_{\lambda_0} L + \left. \frac{d\Phi_r}{d\lambda} \right|_{\lambda_0} = -\frac{2\pi.L}{\lambda_0^2} n_g(\lambda_0) + \left. \frac{d\Phi_r}{d\lambda} \right|_{\lambda_0} \quad (\text{II-44})$$

Où  $n_g = c/v_g$  est l'indice de groupe du mode de Bloch faisant des allers-retours dans la cavité. Finalement, le facteur de qualité d'une cavité Fabry-Perot est donné par l'expression :

$$Q = \frac{\pi}{1-R(\lambda_0)} \left[ 2 \frac{L}{\lambda_0} n_g(\lambda_0) - \frac{\lambda_0}{\pi} \left. \frac{d\Phi_r}{d\lambda} \right|_{\lambda_0} \right] \quad (\text{II-45})$$

Où le terme proportionnel à la dérivée de la phase du coefficient de réflexion représente la longueur de pénétration de l'onde dans les miroirs distribués.

L'équation II-45 met en évidence les deux paramètres physiques essentiels qui gouvernent le confinement de la lumière dans les cavités à cristaux photoniques : la réflectivité modale et la vitesse de groupe du mode fondamental du guide. Une première stratégie pour augmenter le facteur de qualité d'une cavité est donc d'utiliser les meilleurs miroirs possibles, c'est-à-dire des miroirs dont les pertes radiatives sont faibles.

Une alternative est de ralentir la lumière dans la cavité. Les photons ne peuvent s'échapper de la cavité qu'au niveau des miroirs. Mais plus les photons mettent de temps pour parcourir la distance séparant les deux miroirs, plus la durée de vie du mode sera grande, même si les pertes radiatives des miroirs sont importantes. Le facteur entre crochets dans l'équation II-45 représente le temps de parcours des photons entre les deux miroirs, compte tenu de leur longueur de pénétration dans le cristal photonique.

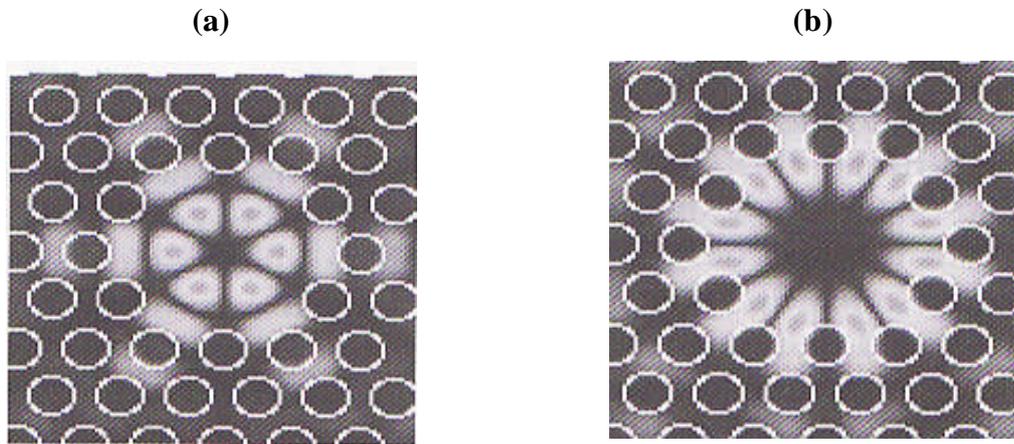
## II-5- Les différents types de cavités

### II-5-1- Cavité Hexagonale

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 [14]. Les cavités de type  $H_n$ , de forme hexagonale,  $n$  étant le nombre de rangées manquantes par côté de l'hexagone sont les plus étudiées [36].

Les cartes de champ de deux des modes d'une cavité  $H_2$  sont représentées sur la figure II-5. Il s'agit de modes non dégénérés, plus simples à analyser que les modes deux fois dégénérés, hélas majoritaires dans ces cavités. Le mode (a) est de type radial : ses front d'onde épousent les bords de la cavité. Le mode (b) est un mode analogue aux modes dits « de

galerie ». 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  $H_3$ ,  $H_4$ , etc [14].



*Figure II-5 : Exemples de cartes d'amplitude du champ magnétique de deux modes TE d'une cavité «  $H_2$  », issues d'une simulation 2D : (a) Mode de type radial ; (b) Mode de type « galerie ». Ici, le cristal a un facteur de remplissage  $f=40\%$  et une constante diélectrique de 10.5. Les deux modes sont situés dans la bande interdite avec des fréquences réduites proches de  $u = a / \lambda = 0.3$  [14].*

La figure II- 6 montre la distribution spectrale des modes de cavités hexagonales de taille variées obtenue par mesure de photoluminescence : cette dernière est pour l'essentiel le fruit des processus de recombinaison spontanée du milieu actif dans les modes de cavité, dont la densité domine la densité totale de modes disponibles ; son spectre constitue la signature spectrale des modes de cavité.

On observe que le nombre de modes dans une gamme spectrale donnée augmente avec la taille (ici la surface) de la cavité. La cavité élémentaire  $H_1$  (un trou manquant) ne possède qu'un mode (en réalité doublement dégénéré) dans la gamme spectrale balayée [36]. Plus une cavité est petite, plus son facteur de qualité,  $Q$ , décroît. La cavité  $H_1$  est donc celle de facteur de qualité le plus bas.

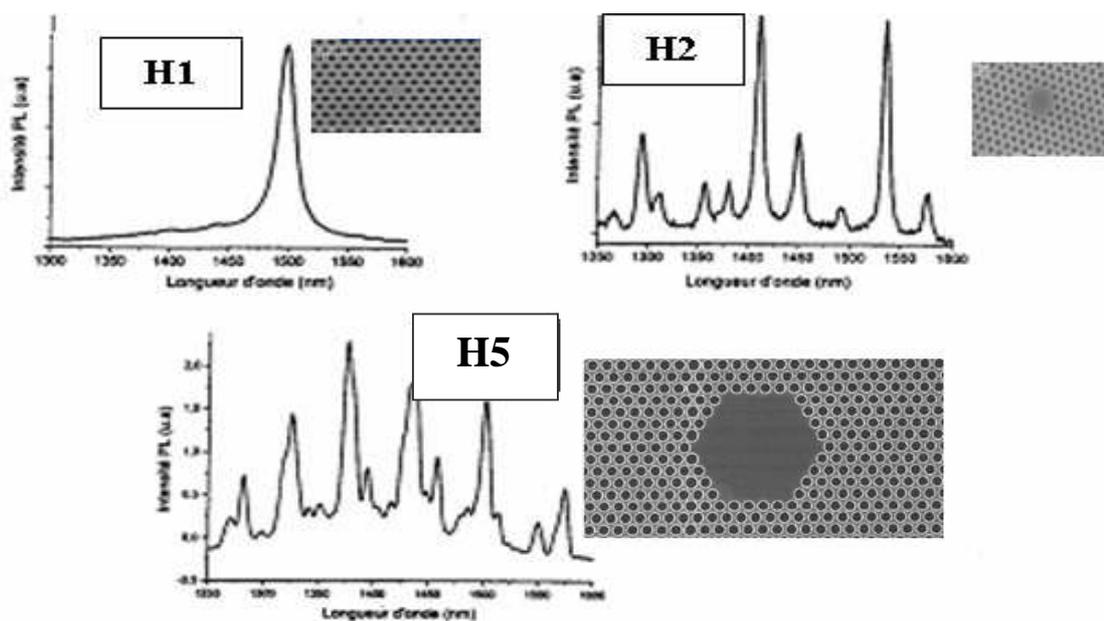


Figure II-6 : Signatures spectrales de cavités hexagonales obtenues par photoluminescence [36].

### II-5-2- Cavité Carrée

Dans un réseau bidimensionnel carré, les cavités de type  $S_n$ , de forme carrée,  $n$  étant le nombre de lignes et de rangées manquantes du carré. Par exemple la cavité  $S_2$  est constitué en omettant deux lignes et deux rangées (c-à-d 2x2 trous manquants).

La figure II-7 représente la distribution spectrale du mode de cavité carrée de taille  $S_1$ . La cavité élémentaire  $S_1$  est obtenue en omettant un seul trou dans un réseau carré de tiges diélectriques (Silicium  $\epsilon = 11.69$ ) entourés d'air, le paramètre de maille est d'environ  $0.6 \mu\text{m}$ . Ce cristal est éclairé par une onde plane sous incidence normale avec une polarisation TM. Cette cavité ne possède qu'un seul mode résonnant pour la longueur d'onde  $\lambda_0 = 1.57 \mu\text{m}$  dans la gamme spectrale balayée.

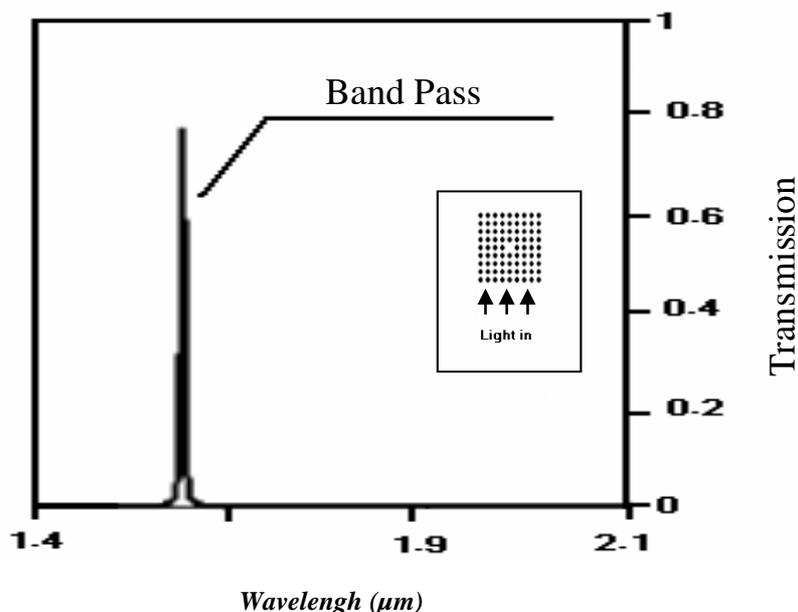


Figure II-7 : Spectre de transmission mesuré en polarisation  $TM$  d'une cavité carrée  $S_1$ [37].

### II-5-3- Cavité Triangulaire

La figure II-8 (a) représente la cavité triangulaire, cette cavité est obtenue en omettant plusieurs trous dans un réseau triangulaire de trous d'air de section circulaire ( $r = 200\text{nm}$ ) plongé dans une matrice diélectrique ( $\epsilon = 8.12$ ). Ce cristal est éclairé par une onde plane sous incidence normale avec une polarisation TE. Le spectre de photoluminescence de cette cavité est représenté sur la figure II-8 (b).

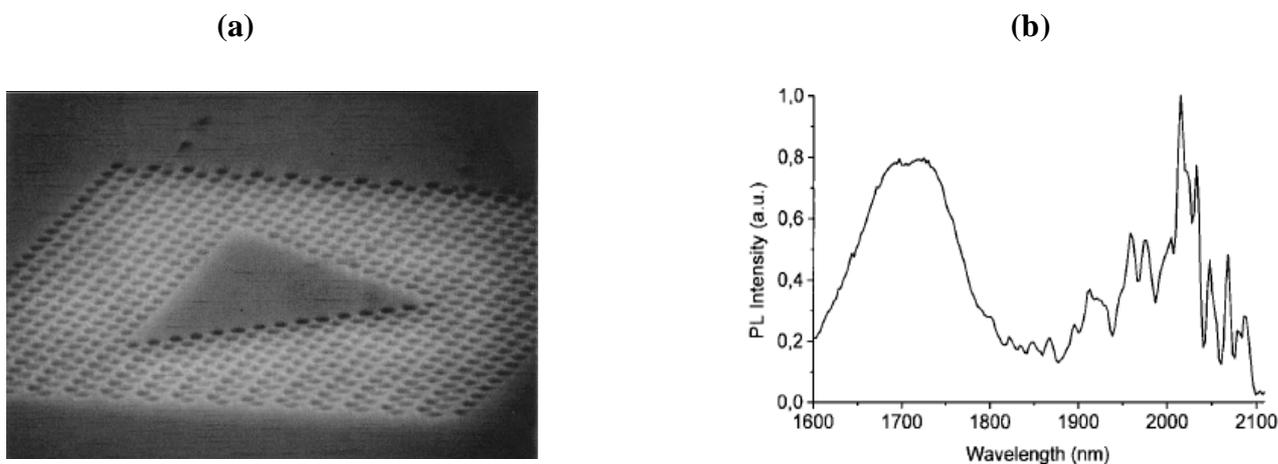
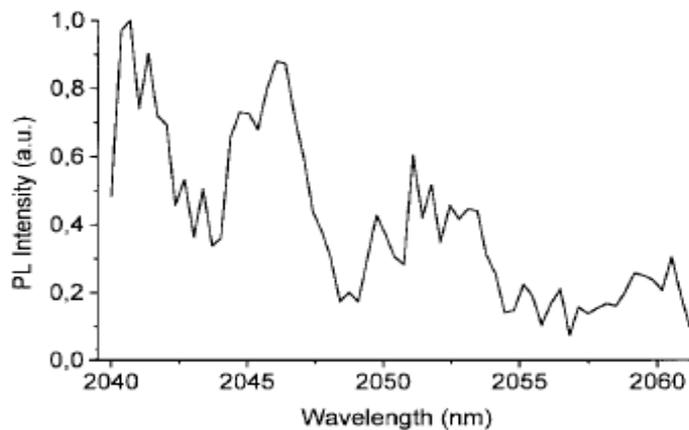


Figure II-8 : (a) Exemple de cavité triangulaire dans un cristal photonique triangulaire avec un paramètre de maille  $600\text{nm}$  (b) Spectre de photoluminescence d'une cavité triangulaire dans un cristal photonique triangulaire de trous d'air (Paramètre de maille  $a = 600\text{nm}$ , rayon  $r = 200\text{nm}$ ) plongé dans une matrice diélectrique ( $\epsilon = 8.12$ ) [28].

On observe une très forte densité de modes. Il convient de noter que le spectre est un peu bruité. Un spectre en détail de quelques-uns des modes est présenté sur la figure II-9. Le facteur de qualité du mode à la longueur d'onde de résonance 2041 nm est au moins 900. Cette valeur représente un record pour une cavité triangulaire gravée dans une membrane suspendue d'InP [28].



*Figure II-9 : Spectre de photoluminescence en détail d'une cavité triangulaire dans un cristal photonique triangulaire de trous d'air (Paramètre de maille  $a = 600\text{nm}$ , rayon  $r = 200\text{nm}$ ) plongé dans une matrice diélectrique ( $\epsilon = 8.12$ ) [28].*

#### II-5-4- Cavité Rectangulaire

Le réseau CP2D triangulaire est défini par les paramètres suivant : paramètre de maille  $a=560\text{nm}$ , facteur de remplissage environ 35%. Ces paramètres permettent d'ouvrir une large bande interdite approchant les 500nm pour le mode TE autour des 1500nm. La figure II-10(a) représente une cavité rectangulaire correspondant à l'omission de 3 rangées finies de trous dans le CP, lorsque celle-ci est éclairée directement par le laser. Comme attendu, de nombreux pics de résonance apparaissent avec des facteurs de qualité allant jusqu'à 1000 [38] (Figure 10(b)).

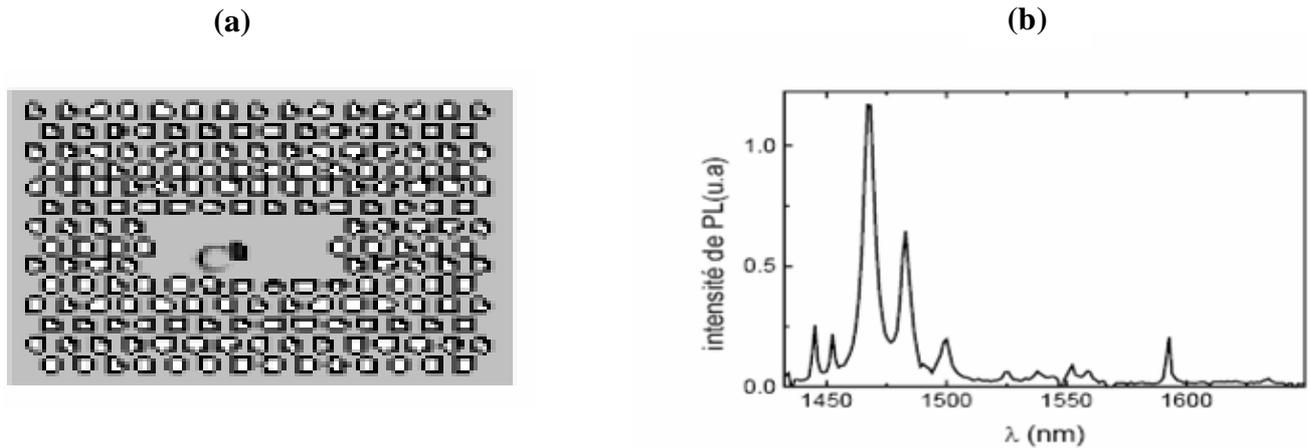


Figure II-10 : (a) Exemple de cavité rectangulaire dans un cristal photonique triangulaire avec un paramètre de maille 560nm ; (b) Spectre de photoluminescence d'une cavité rectangulaire dans un cristal photonique triangulaire de trous d'air ( $a = 560\text{nm}$ , facteur de remplissage 0.35) plongé dans une matrice diélectrique d'InP [38].

## II-6- Résonateurs et guides à CP couplés

Le couplage d'un résonateur et au « monde extérieur » est l'exercice obligé auquel se livrent nombre d'équipes en espérant trouver un système capable d'insérer et d'extraire sélectivement une longueur d'onde. Le couplage d'un guide à CP et d'une cavité à CP est notamment l'un des schémas privilégiés. Bien que certaines configurations proposées semblent des résultats d'intérêt pour les applications (Figure II-11). Parmi les réalisations marquantes, on peut citer :

- Des cavités H2 ou H3 mises en cascades avec des guides, les cavités Hn se couplent aux guides Wk par les « pointes » de ce champ, ce qui, intuitivement, n'est pas favorable. La cavité donnée en exemple (Figure II-11(a) et II-11(b)) remédie à cet inconvénient, au détriment d'une taille plus grande ;
- Un guide à cavités couplées dit CROW (pour Coupled Resonator Optical Waveguide) (figure II-11(c)) et ses effets de mini bandes interdites (minigaps) de transmission, bien visibles sur le spectre présenté (Figure II-11(d)). Il s'agit, en fait, d'un bon système de test pour la photonique avec, en particulier, la possibilité de contrôler la vitesse de groupe par le degré de couplage entre cavités ;
- Une cavité comportant un seul trou modifié, en l'occurrence agrandi, et couplée à un guide type W<sub>1</sub> (Figure II-11(e)). Le retrait sélectif (drop) d'une longueur d'onde avec un facteur de

qualité de près de 500 a été obtenu. La difficulté de cette réalisation est d'atteindre le couplage critique, c'est-à-dire, celui où les pertes par rayonnement de la cavité vers l'air sont égales aux pertes vers le guide. Cela semble nécessiter une précision de fabrication au-delà du commun. On peut noter qu'aucun résultat marquant n'a été obtenu avec  $H_1$  couplé à un guide ;

- Des cavités rectangulaires (tronçons de  $W_1$ ), elles-mêmes couplées à un guide de type  $W_1$  (Figure II-11(g)). Le but recherché est le même que précédemment : atteindre les conditions de couplage critique.

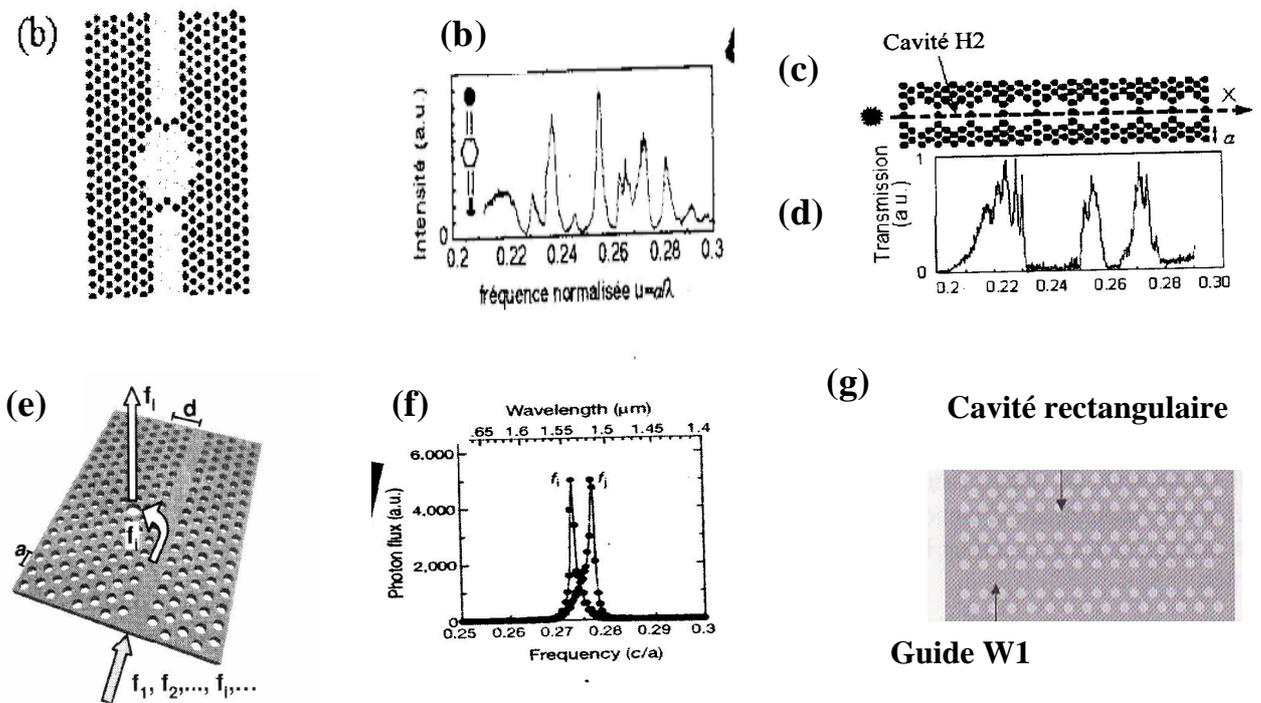


Figure II-11 : (a) Cavité adaptée au couplage au guide  $W_3$  et insérée dans ce guide ; (b) Son spectre de transmission ; (c) Exemple de guide à cavités couplées (dit « CROW ») formée de neuf cavités H2) ; (d) Exemple de transmission en fonction de la fréquence réduite  $u = a / \lambda$  ; (e) Défauts constitués formés d'un trou élargi et couplés à un guide W1 ; (f) Spectre recueilli à la verticale du défaut ; (g) Cavité rectangulaire couplées à un guide W1 [14].

## II-7- Conclusion

L'objectif visé est le confinement de la lumière dans une cavité. Le défaut (en général un ou plusieurs trous non gravés) est un défaut ponctuel entièrement entouré par un cristal photonique. Pour des fréquences comprises dans la bande interdite, un cristal photonique se comportant comme un miroir quasi-parfait, il apparaît que ce type de structure devrait permettre la réalisation de cavités possédant un grand facteur de qualité (c'est-à-dire un temps de séjour des photons dans la cavité long).

Lorsqu'on tient compte des pertes par diffraction, les facteurs de qualité atteignent des valeurs plus faibles. Dans une cavité  $H_1$ , on observe des facteurs de qualité d'environ 100, tandis que  $Q$  peut atteindre des valeurs supérieures à 1000 sur des cavités de plus grande largeur. Cela est dû au fait que les modes confinés dans des cavités de petite taille ont des extensions spatiales qui débordent facilement sur les trous, ce qui conduit en général à une diffraction plus importante. Il est alors nécessaire, pour atteindre des facteurs de qualité élevés, de procéder à un "design" particulier de la cavité.

Quand on parle de cavités optiques, l'application qui vient immédiatement à l'esprit est la mise au point de lasers. Il suffit en théorie d'insérer un matériau actif à l'intérieur de la cavité pour obtenir un microlaser.



# CHAPITRE III

## Chapitre III:

### Résultats et interprétations

#### III-1- Introduction

La complexité de la fabrication et de la caractérisation des cristaux photoniques aux fréquences optiques rend coûteuses en temps et argent les études expérimentales systématiques sur des dispositifs des cristaux photoniques. Le développement des méthodes de modélisation optiques précises et rapides reste donc primordial pour l'étude de ces structures. Plusieurs méthodes ont été envisagées, comme la méthode FDTD, des ondes planes, la matrice de transfert, pour la modélisation des CPs. De plus certains simulateurs ont été conçus pour faciliter cette tâche. Parmi ces simulateurs on trouve le FIMMWAVE-FIMMPROP.

Dans ce chapitre, nous allons utiliser le FIMMWAVE-FIMMPROP comme un moyen de modélisation des cavités à cristaux photoniques. Dans un premier temps, nous construirons une structure d'un réseau carré et nous étudierons la cavité carrée  $S_1$ , la deuxième structure représente un cristal photonique à maille triangulaire où nous étudierons les cavités hexagonales  $H_1$ ,  $H_2$  et  $H_3$ . Nous expliquerons l'influence du facteur de remplissage sur les deux cavités  $S_1$  et  $H_1$  en utilisant le FIMMPROP. On termine par l'étude d'un couplage de deux défauts ponctuels et un couplage entre le guide et la cavité résonnante dans un cristal photonique 2D.

Nous nous intéresserons également à la validation de nos résultats.

## III-2- Introduction à FIMMWAVE-FIMMPROP

Dans le but de faciliter la modélisation de la propagation d'onde dans les différents composants tel que les cavités, guides d'onde, fibres optiques,...etc. Photon Design a conçu un simulateur appelé FIMMWAVE-FIMMPROP.

FIMMWAVE permet de modéliser différentes structures en une, deux et trois dimensions. Dans FIMMWAVE, il existe plusieurs modules intégrés, chaque module assure une fonction bien précise, parmi ces modules se trouve FIMMPROP. Ce dernier assure la modélisation de la propagation d'onde dans les structures ou FIMMWAVE est capable de les faire, il est complètement bidirectionnel, permet aussi une inspection visuelle des champs propagés. Il est très efficace quand à l'étude des structures périodiques [39].

### III-2-1- La fenêtre principale du FIMMWAVE

La figure ci-dessous montre la fenêtre principale de FIMMWAVE, dans cette fenêtre se trouve la barre de menu, la barre des nœuds (projets) et l'arbre de projets.

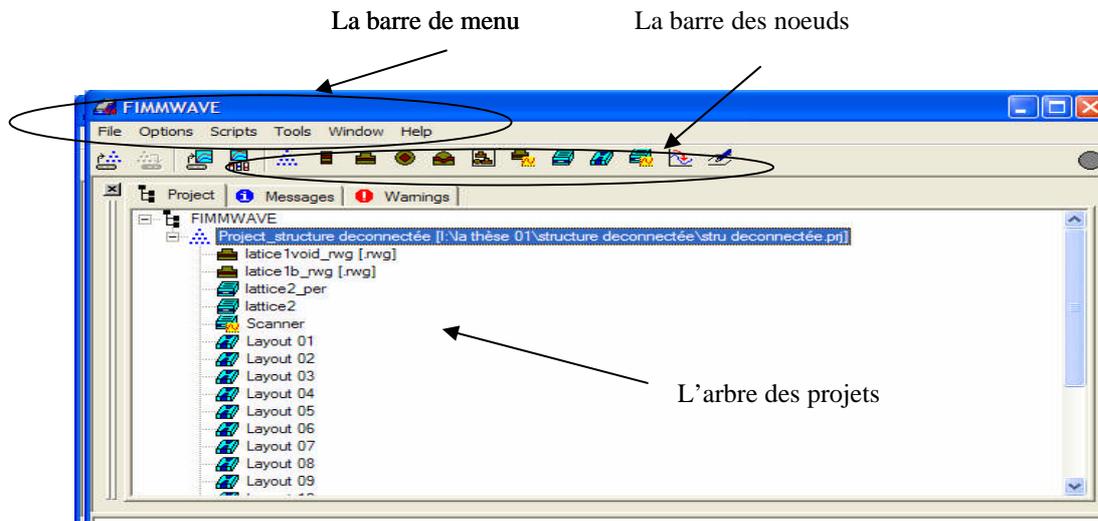


Figure III-1 : La fenêtre principale de FIMMWAVE

### III-2-1-1- L'arbre de projets

Les projets construits dans FIMMWAVE sont appelés les nœuds, un projet peut rassembler plusieurs nœuds. La figure ci-dessous présente un arbre de projets.

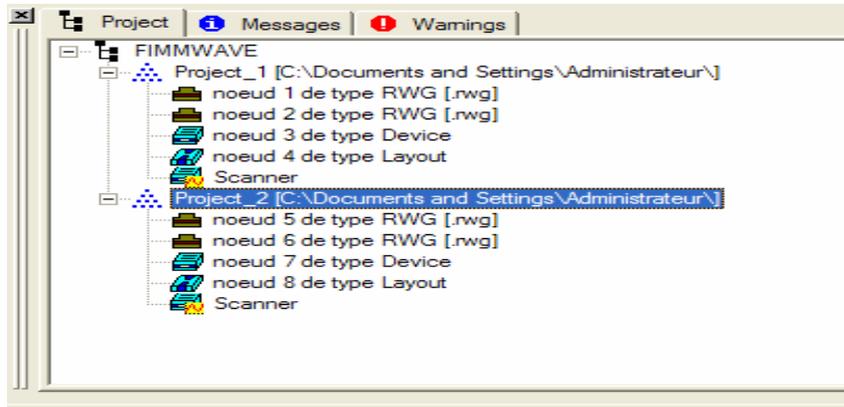


Figure III-2 : L'arbre de projets

### III-2-2- FIMMPROP

FIMMPROP est un module intégré dans FIMMWAVE, il permet de modéliser la propagation d'onde dans des différentes structures en un, deux et trois dimensions. Il est complètement bidirectionnel, et il nous permet de définir le type d'onde d'entrée, la polarisation, l'angle d'incidence,...etc.

Dans ce qui suit, nous allons présenter uniquement les nœuds jugés utiles dans notre travail tel que *Layout* et *FIMMPROP Scanner*.

#### III-2-2-1- Layout

Ce type de nœud permet de créer des structures à deux dimensions, il nous offre la possibilité d'insérer des formes rectangulaires, elliptiques et polynomiales dans notre structure. Il faut noter qu'un nœud de type *Layout* peut être inséré dans un autre nœud de type *Device*.

La figure ci-dessous présente la fenêtre de *Layout*.

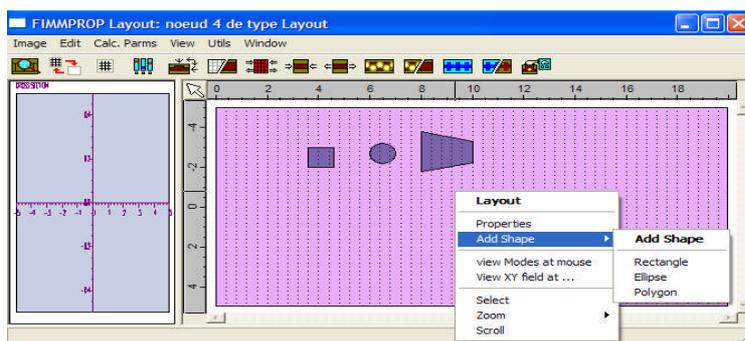


Figure III-3 : La fenêtre de Layout

### III-2-2-2- FIMMPROP Scanner

Dans le scanner de FIMMPROP [39], on est obligé d'insérer deux nœuds de type *Device* ou *Layout*, l'un représente le point de départ et l'autre (*Replicate*) le point d'arrivée. Dans la structure *Replicate* on ajuste le paramètre désiré.

À la fin de l'opération de scannage, plusieurs paramètres peuvent être visualisés, parmi ces paramètres se trouve la puissance totale. La sortie dépend de l'entrée, si on sélectionne à l'entrée LHS mode ou RHS mode et le numéro de mode, Fimmprop va prendre ces valeurs en compte.

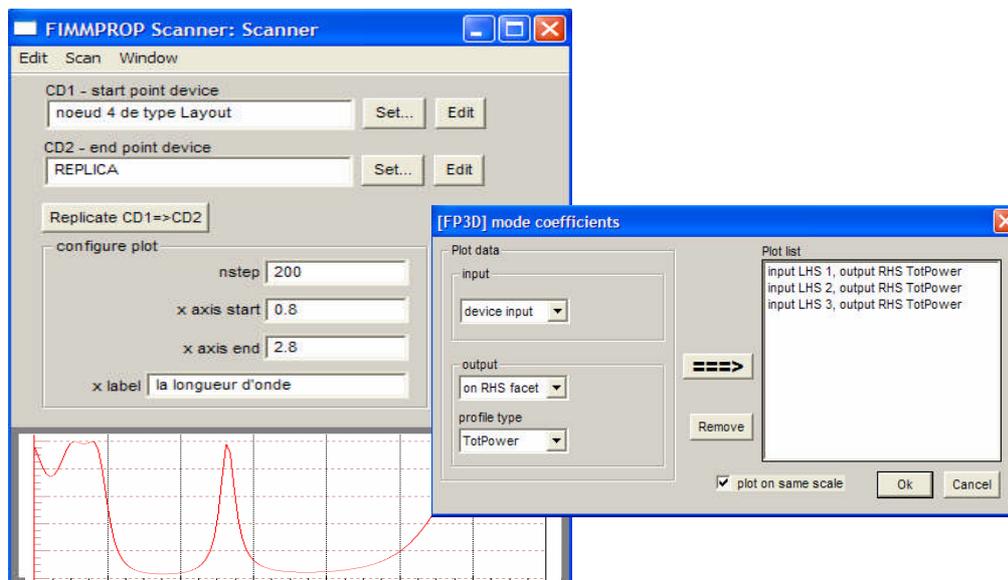


Figure III-4 : La fenêtre du Scanner de Fimmprop

### III-2-3- Les solutionneurs

Il existe plusieurs solutionneurs dans FIMMWAVE, chacun d'eux fonctionne suffisamment sous certaines conditions. Parmi ces solutionneurs il y'a le solutionneur d'indice effectif (*The effective index solver*). Ce solutionneur utilise l'approximation, très connue, appelée l'approximation de l'indice effectif qui permet de considérer le champ comme suit :  $F(x, y) = A(x).B(y)$

Il est très rapide et très efficace dans le cas de faible indice de réfraction [39].

### III-3- Cavités en Cristaux Photoniques 2D

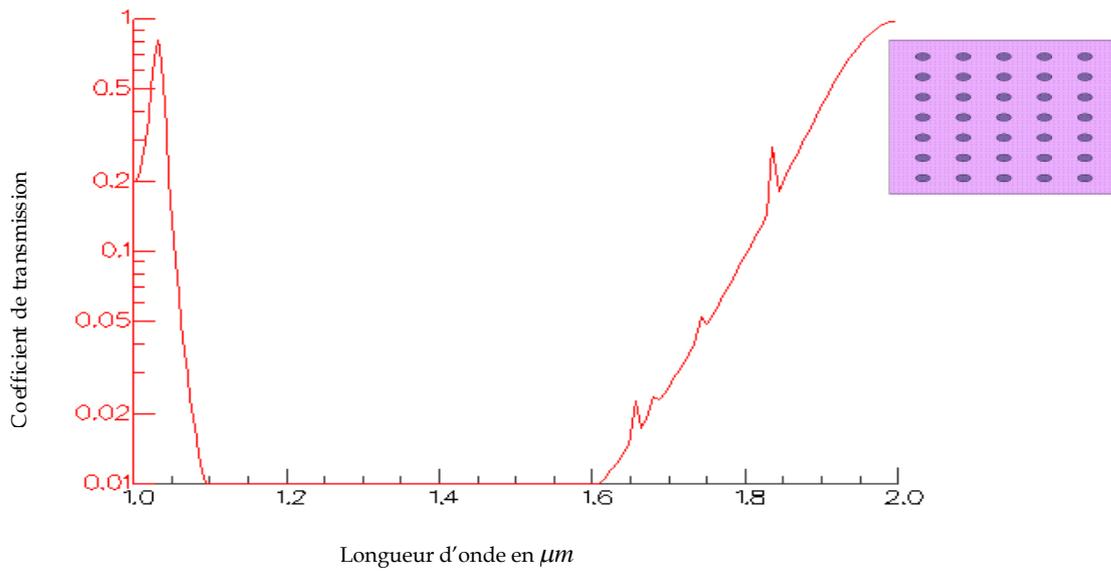
La création des défauts dans le cas des cristaux 2D s'effectue, soit, par une modification locale d'indice ou un changement de taille d'un motif du cristal (défaut de substitution), soit par le déplacement d'un de ces motifs (défaut interstitiel) ou l'absence de l'un des motifs (défaut lacunaire) ou 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.

#### III-3-1- Cavités Carrées

##### III-3-1-1- Etude de la cavité $S_1$ pour un défaut lacunaire

Considérons un cristal photonique à réseau carré de cylindres diélectriques plongés dans l'air. Le paramètre de maille et le rayon des cylindres sont respectivement  $a = 500\text{nm}$  et  $r = 0.18a$ . L'indice de réfraction des cylindres, supposé indépendant de la fréquence, est  $n = 3.4$ . La transmission en polarisation TM de ce réseau montre une bande interdite entre  $1.1$  et  $1.62\mu\text{m}$  (voir figure III-5).

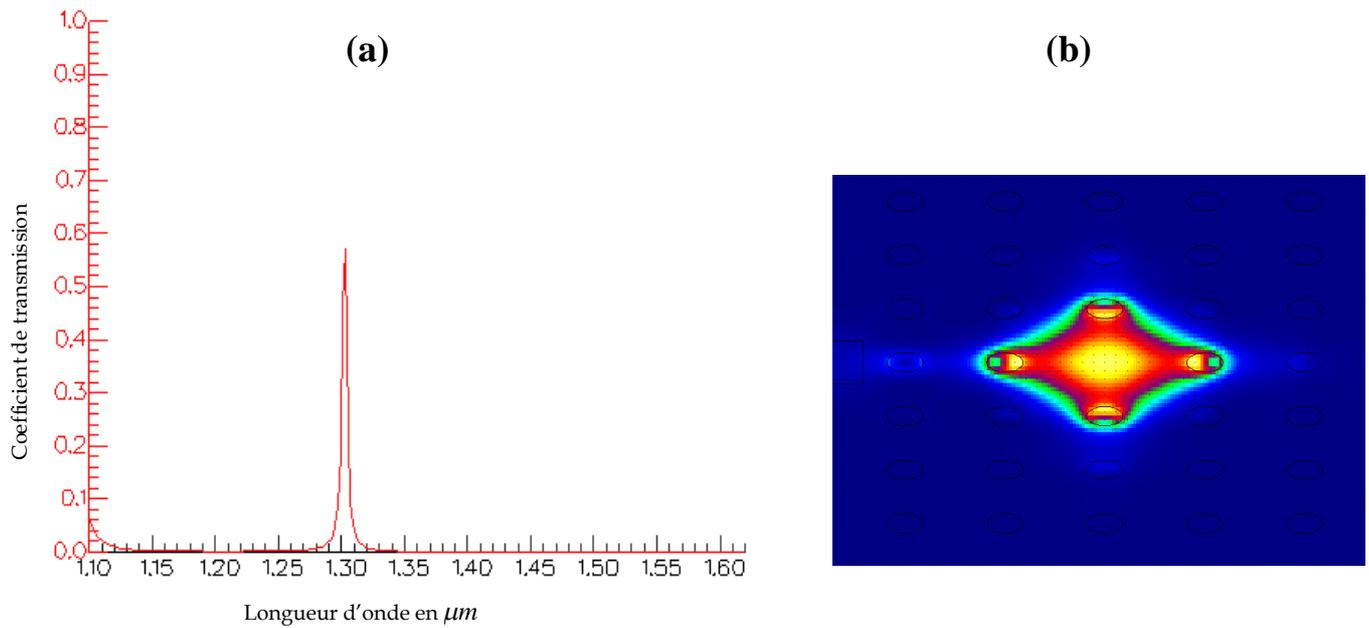


**Figure III-5 :** Coefficient de transmission d'un CP2D à réseau carré de paramètre de maille  $a=500\text{nm}$  constitué de tiges de silicium de rayon  $r=0.18a$  plongés dans l'air en polarisation TM.

Les cavités  $S_1$  sont formées par l'omission d'une seule tige dans un cristal photonique à motifs carrés. Pour une seule tige enlevée, il y'a un seul mode permis à se propager dans la bande interdite photonique (BIP) avec un coefficient de transmission (T) de 58% pour la longueur d'onde de résonance  $\lambda_0 = 1.30\mu\text{m}$  (voir figure III-6 (a)), avec un facteur de qualité

$$\text{calculé } Q = \frac{\lambda_0}{\Delta\lambda} = 210.$$

L'intensité du champ pour cette longueur d'onde de résonance est représentée sur la figure III-6 (b).



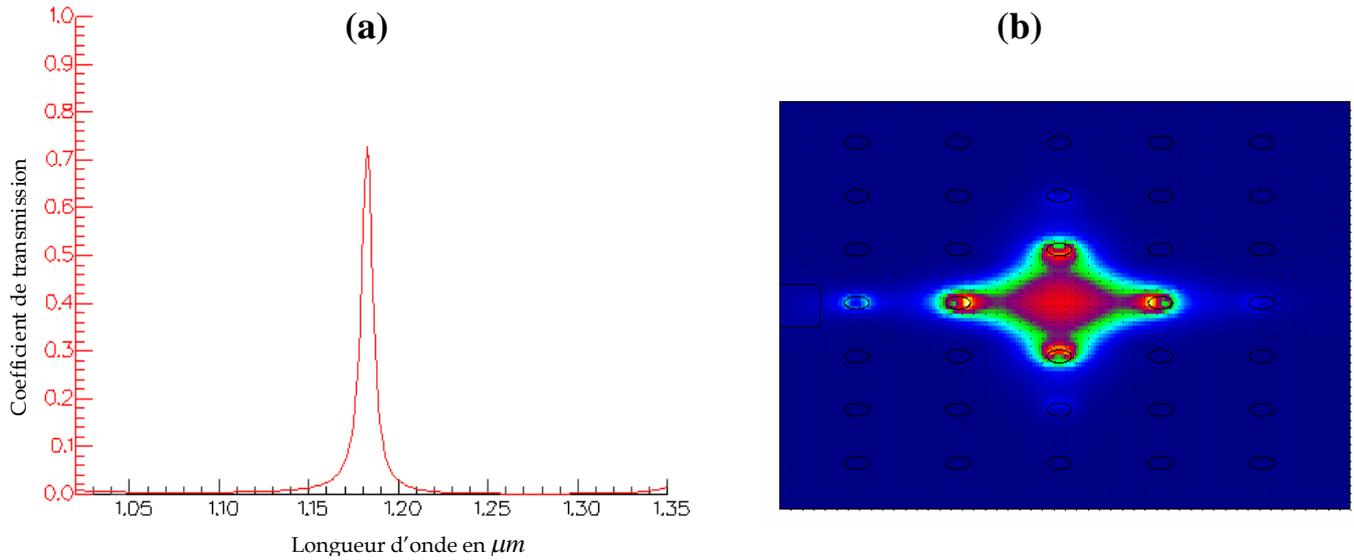
**Figure III- 6 :** (a) Coefficient de transmission d'une cavité  $S_1$  dans un réseau carré constitué de tiges de silicium plongées dans l'air en polarisation TM. Le rayon des tiges est de  $0.18a$ , où  $a$  est le paramètre de maille du réseau ( $a=500\text{nm}$ ) ; (b) Intensité du champ dans la cavité  $S_1$  pour la longueur d'onde de résonance  $\lambda_1 = 1.30\mu\text{m}$

### III-3-1-2- Influence du facteur de remplissage sur la cavité $S_1$

Pour étudier l'influence du facteur de remplissage sur la cavité  $S_1$ , on considère la structure de base où le rayon des tiges est  $r = 0.18a$  puis on le fait varier pour les valeurs  $0.12a$  et  $0.16a$ . (Tout en gardant le paramètre de maille «  $a$  » fixe).

#### ➤ Pour $r = 0.12a$

La transmission en polarisation TM de ce réseau montre une bande interdite entre  $1.02$  et  $1.35\mu\text{m}$ . La figure III-7(a) représente le coefficient de transmission de la cavité  $S_1$  où on observe un mode résonant de longueur d'onde  $\lambda_0 = 1.18\mu\text{m}$  avec  $T=73\%$  et  $Q=151$ . L'intensité du champ pour cette longueur d'onde de résonance est représentée sur la figure III- 7(b).



**Figure III-7 :** (a) Coefficient de transmission d'une cavité  $S_1$  dans un réseau carré constitué de tiges de silicium plongées dans l'air en polarisation  $TM$ . Le rayon des tiges est de  $0.12a$ , où  $a$  est le paramètre de maille du réseau ( $a=500nm$ ) ; (b) Intensité du champ dans la cavité  $S_1$  pour  $\lambda_0 = 1.18\mu m$ .

➤ **Pour  $r=0.16a$**

La bande interdite s'étend entre  $1.06$  et  $1.58\mu m$ . On observe clairement l'apparition d'un mode résonant qui se situe à  $\lambda_0 = 1.26\mu m$  avec  $T= 54\%$  et  $Q=203$  (voir figure III-8 (a)). Pour cette longueur d'onde on représente l'intensité du champ (Figure III-8 (b)).

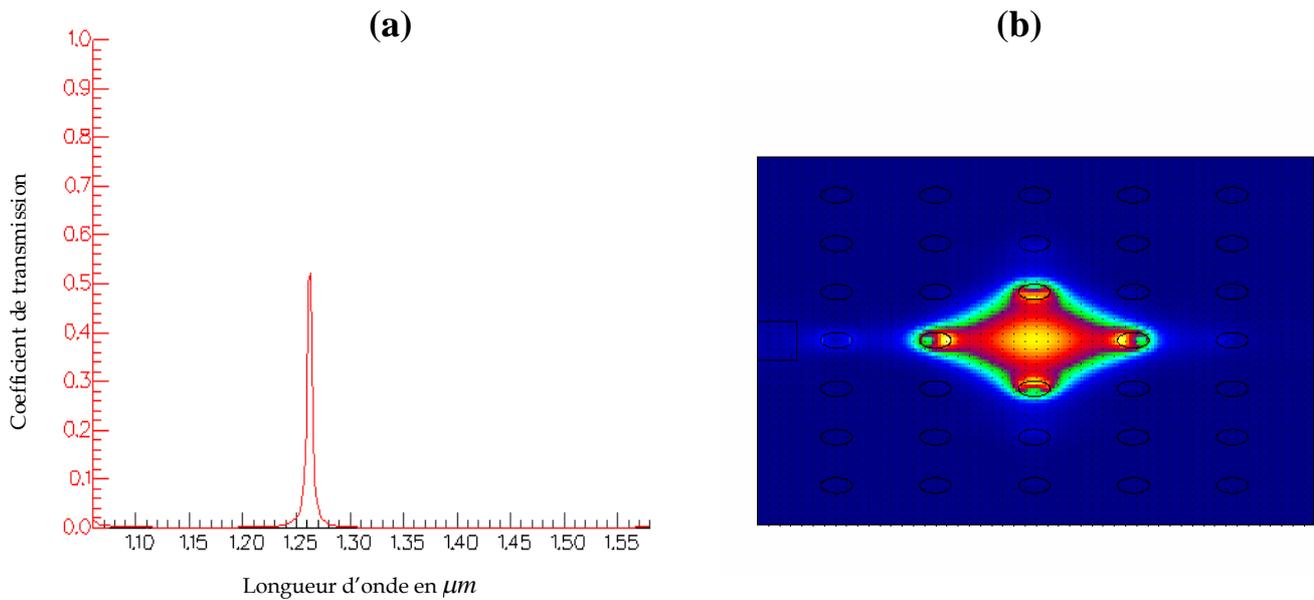


Figure III-8 : (a) Coefficients de transmission d'une cavité  $S_1$  dans un réseau carré constitué de tiges de silicium plongées dans l'air en polarisation  $TM$ . Le rayon des tiges est de  $0.16a$ , où  $a$  est le paramètre de maille du réseau ( $a=500\text{nm}$ ) ; (b) Intensité du champ dans la cavité  $S_1$  pour  $\lambda_0 = 1.26\ \mu\text{m}$ .

On résume les résultats précédents dans le tableau III-1

Rayon	La longueur d'onde de résonance (en $\mu\text{m}$ )	Coefficient de transmission T %	Le facteur de qualité Q	Bande interdite $TM$
0.12a	1.18	73	151	1020-1350nm
0.16a	1.26	54	203	1060-1580m
0.18a	1.30	58	210	1100-1620nm

Tableau III-1 : Variation de la longueur d'onde de résonance, du coefficient de transmission, du facteur de qualité et de la bande interdite photonique en fonction du facteur de remplissage.

En comparant les différents spectres enregistrés, nous observons que l'augmentation du facteur de remplissage engendre:

- Un élargissement important de la bande interdite et un décalage vers les hautes longueurs d'onde.
- Un déplacement de la longueur d'onde de résonance vers les longueurs d'onde élevées.
- Un facteur de qualité assez faible du mode résonant dans la cavité  $S_1$ .

### III-3-1-3- Etude de la cavité $S_1$ pour un défaut de substitution

On reprend la même structure que précédemment, on fait varier le rayon  $r'$  de la tige qui se trouve au centre de la structure (Figure III-9).

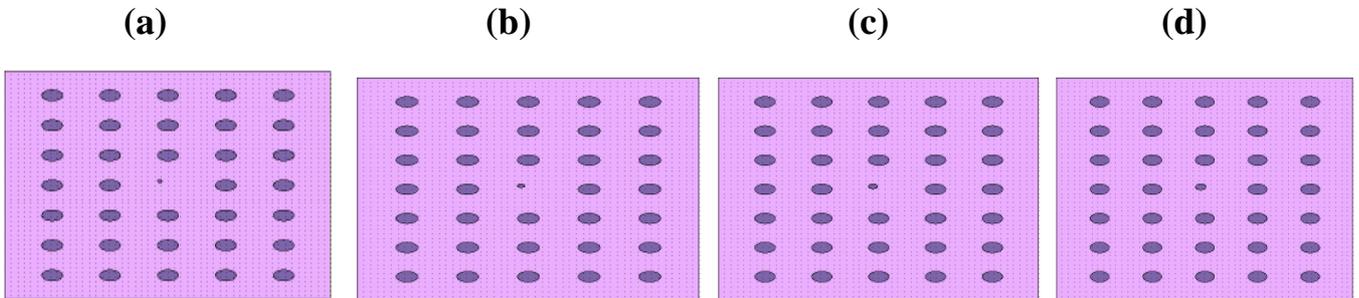


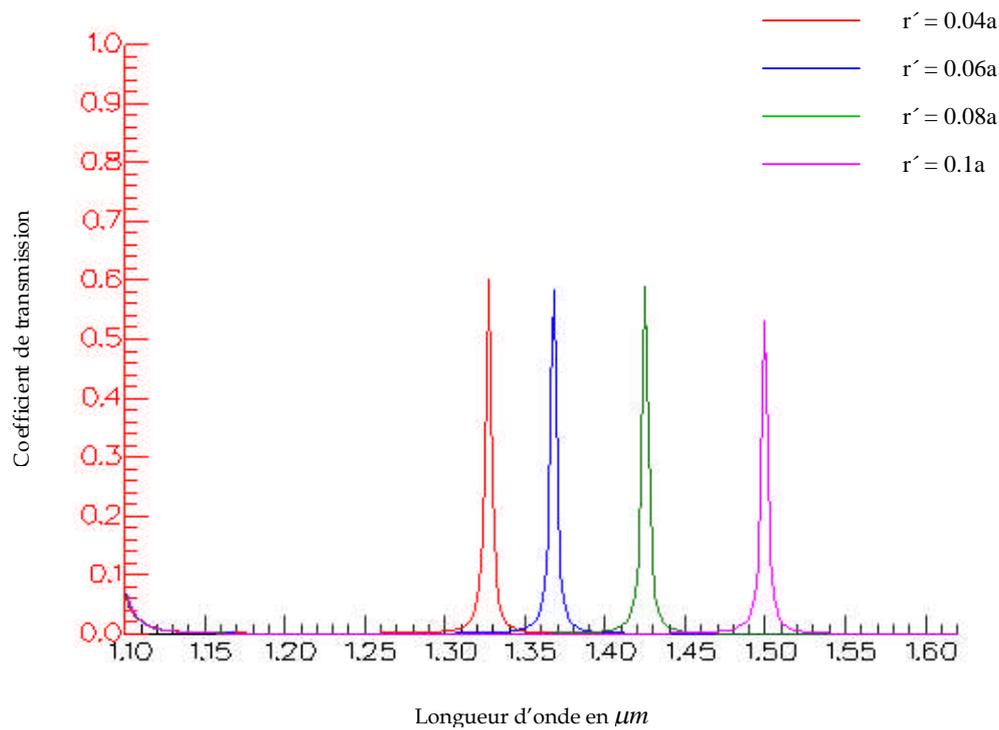
Figure III-9 : Les quatre structures étudiées : (a)  $r' = 0.04a$  ; (b)  $r' = 0.06a$  ; (c)  $r' = 0.08a$  ; (d)  $r' = 0.1a$

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

Rayon $r'$	La longueur d'onde de résonance ( $\lambda_0$ en $\mu\text{m}$ )	Facteur de qualité (Q)	Coefficient de transmission (T %)
0.04a	1.327	214	60
0.06a	1.368	220	58
0.08a	1.425	237	58
0.1a	1.5	242	54

Tableau III-2 : Variation de la longueur d'onde de résonance, du facteur de qualité et du coefficient de transmission en fonction du rayon  $r'$ .

On constate que la position en longueur d'onde de la résonance dépend de la variation du rayon  $r'$ . Par conséquent quand on fait varier le rayon du défaut, on peut atteindre n'importe quelle fréquence située dans la bande interdite photonique.



*Figure III-10 : Coefficient de transmission d'une cavité  $S_1$  pour un défaut de substitution pour des différentes valeurs du rayon  $r'$  de la tige qui se trouve au centre de la structure étudiée.*

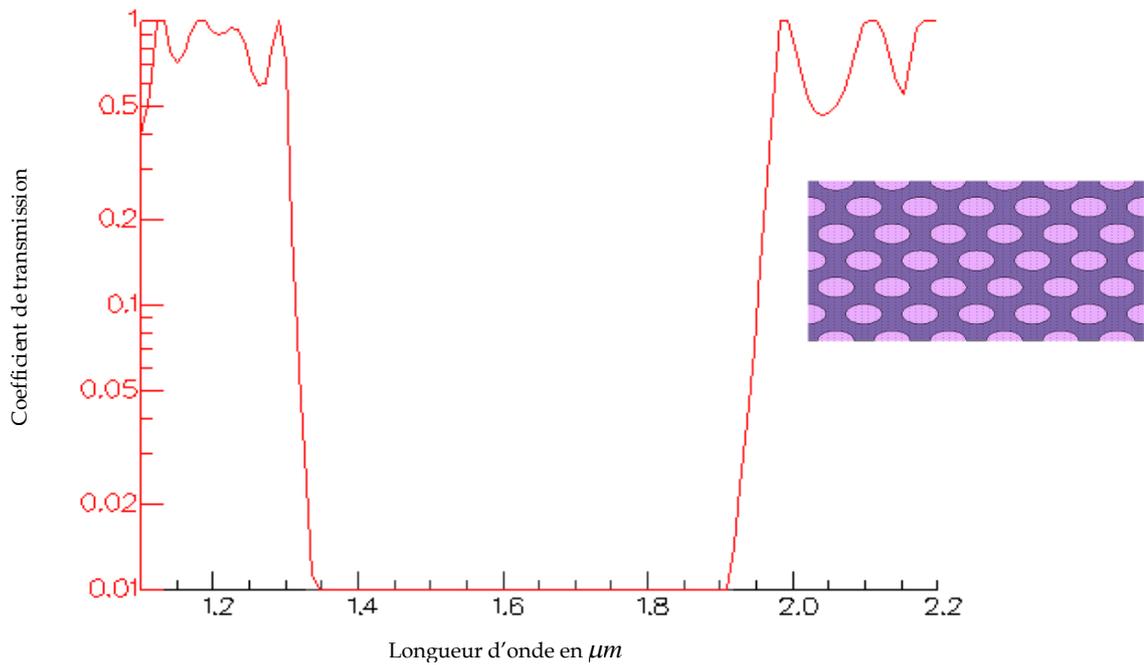
Il est clair sur cette figure que lorsque le rayon  $r'$  augmente, la valeur de la longueur d'onde de résonance de cette cavité augmente également.

### III-3-2- Cavités Hexagonales

Des cavités hexagonales sont réalisées en omettant la gravure de trous du cristal photonique dans un hexagone. Ces cavités sont communément appelées « cavité  $H_x$  » avec  $X$  le nombre de trous omis par côté de l'hexagone.

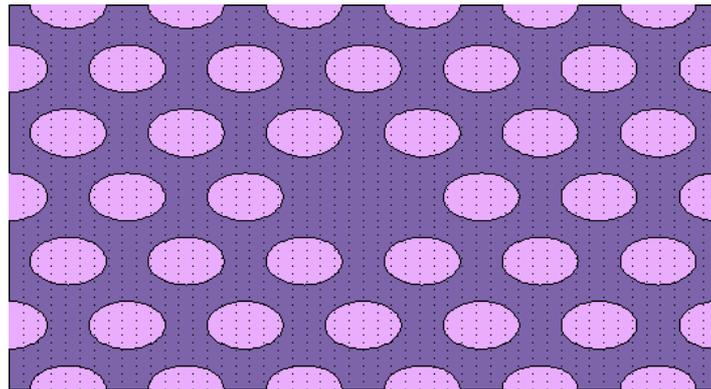
#### III-3-2-1- Etude de la cavité $H_1$ pour un défaut lacunaire

Le cristal photonique bidimensionnel étudié est un réseau triangulaire de trou d'air ( $r=0.32a$ ) sur une membrane de silicium ( $n=3.42$ ). Ce cristal est éclairé par une onde plane monochromatique sous incidence normale avec une polarisation TE. Le coefficient de transmission de ce réseau en fonction de la longueur d'onde est représenté sur la figure III-11. La bande interdite photonique s'étend entre  $1.35$  et  $1.9 \mu m$ .



**Figure III-11 :** Coefficient de transmission d'un CP2D à réseau triangulaire de paramètre de maille  $a=420\text{nm}$  constitué de trous d'air de rayon  $r=0.32a$  gravés dans une membrane de silicium en polarisation TE.

Les cavités  $H_1$ , formées par l'omission d'un trou unique, sont celles qui possèdent à priori le plus faible volume modal (voir figure III-12).



**Figure III-12 :** Vue de dessus de la cavité  $H_1$  formé d'un seul trou enlevé. Le paramètre de maille et le rayon des trous sont respectivement  $a = 420\text{nm}$  et  $r = 0.32a$ .

La transmission mesurée est rapportée sur la figure III-13 (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 (en réalité doublement dégénéré) pour une longueur d'onde  $\lambda_0 = 1.668\mu\text{m}$  qui était interdite

avant d'enlever le trou. Pour cette longueur d'onde le taux de transmission est de 32%. Ce résultat s'est avéré en bon accord avec la littérature [14].

Le facteur de qualité calculé est  $Q = \frac{\lambda_0}{\Delta\lambda} = 196$ .

A présent on injecte cette longueur d'onde et on observe l'intensité du champ (Figure III 13(b)). Dans ce cas, l'objectif visé est le confinement de la lumière dans une cavité.

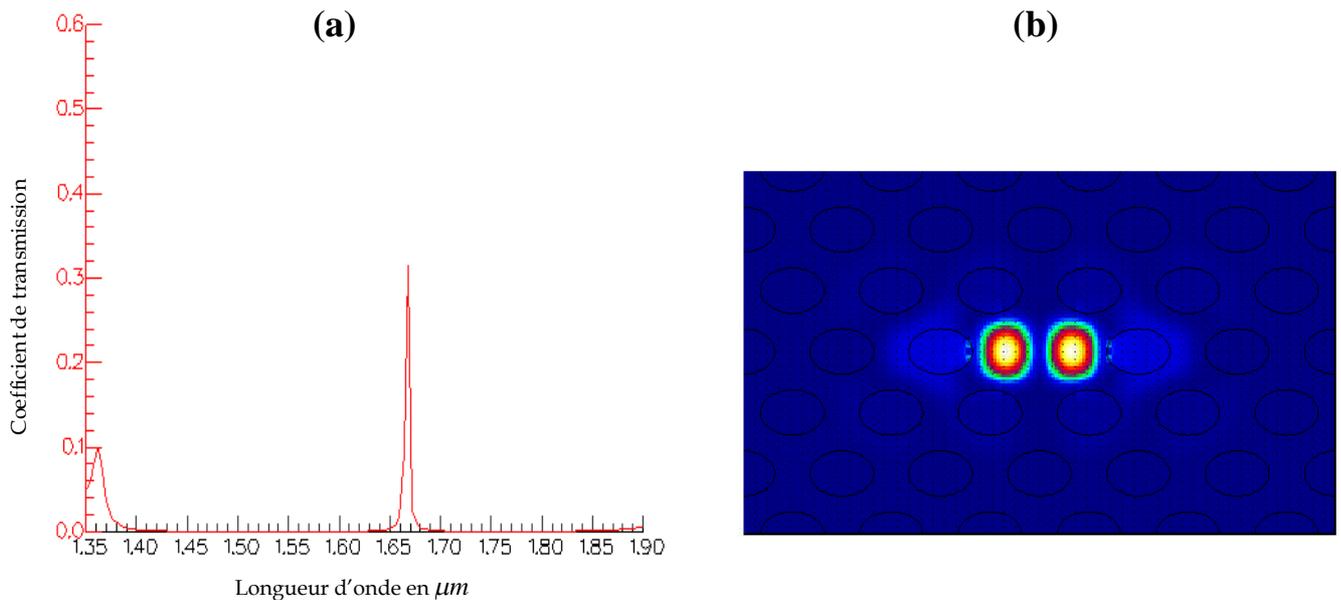


Figure III-13 : (a) Coefficient de transmission d'une cavité  $H_1$  dans un réseau triangulaire de paramètre de maille  $a=420\text{nm}$  constitué de trous d'air de rayon  $r=0.32a$  gravés dans une matrice diélectrique de silicium en polarisation TE ; (b) Intensité du champ dans la cavité  $H_1$  pour  $\lambda_0 = 1.668\mu\text{m}$ .

### III-3-2-2- Influence du facteur de remplissage sur la cavité $H_1$

Pour voir l'influence de ce facteur sur la cavité  $H_1$ , on considère la structure de base où le rayon des trous est  $r=0.32a$  puis on le fait varier pour les valeurs  $0.28a$ ,  $0.29a$  et  $0.3a$ . (Tout en gardant le paramètre de maille « a » fixe).

#### ➤ Pour $r=0.28a$

La transmission en polarisation TE de ce réseau montre une bande interdite entre  $1.56$  et  $2.02\mu\text{m}$ . La figure III-14(a) représente le coefficient de transmission de la cavité  $H_1$  où on observe un mode résonant de longueur d'onde  $\lambda_0=1.778\mu\text{m}$  avec un coefficient de

transmission  $T=15\%$  et le facteur de qualité  $Q=142$ . L'intensité du champ pour cette longueur d'onde de résonance est représentée sur la figure III-14(b).

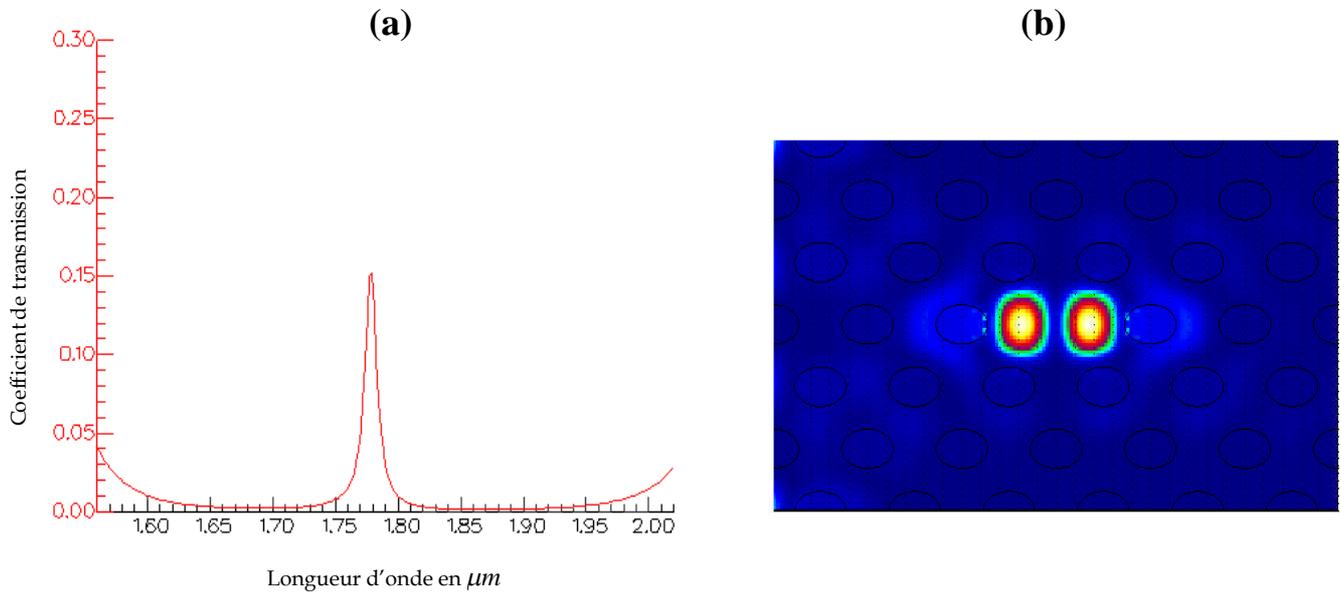
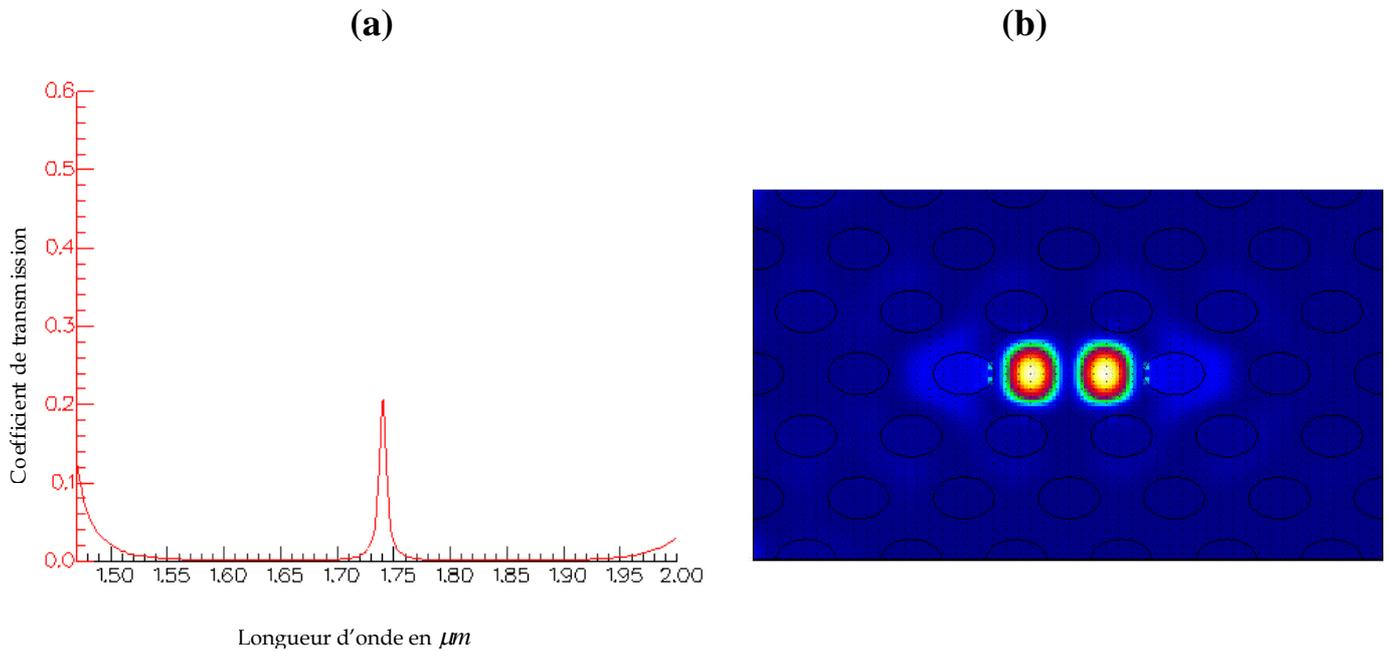


Figure III-14 : (a) Coefficient de transmission d'une cavité  $H_1$  dans un réseau triangulaire de paramètre de maille  $a=420\text{nm}$  constitué de trous d'air de rayon  $r = 0.28a$  gravés dans une matrice diélectrique de silicium en polarisation  $TE$  ; (b) Intensité du champ dans la cavité  $H_1$  pour  $\lambda_0 = 1.78\mu\text{m}$

➤ **Pour  $r = 0.29a$**

On constate que la bande interdite photonique s'étend entre  $1.47$  et  $2\mu\text{m}$ . Le mode résonant se décale vers la longueur d'onde  $\lambda_0 = 1.74\mu\text{m}$ . Nous observons autour de cette fréquence une transmission de  $20\%$  et  $Q=167$  (voir figure III-15(a)). L'intensité du champ pour cette longueur d'onde de résonance est représentée sur la figure III-15 (b).



**Figure III-15 :** (a) Coefficient de transmission d'une cavité  $H_1$  dans un réseau triangulaire de paramètre de maille  $a=420\text{nm}$  constitué de trous d'air de rayon  $r = 0.29a$  gravés dans une matrice diélectrique de silicium en polarisation TE ; (b) Intensité du champ dans la cavité  $H_1$  pour  $\lambda_0 = 1.74\mu\text{m}$ .

➤ **Pour  $r = 0.3a$**

La bande interdite photonique varie entre  $1.43$  et  $1.97\mu\text{m}$ . On observe un mode résonant de longueur d'onde  $\lambda_0 = 1.72\mu\text{m}$  avec  $T=26\%$  et  $Q=273$  (voir figure III-16 (a)). La figure III-16(b) représente le confinement du mode TE pour  $\lambda_0 = 1.72\mu\text{m}$ .

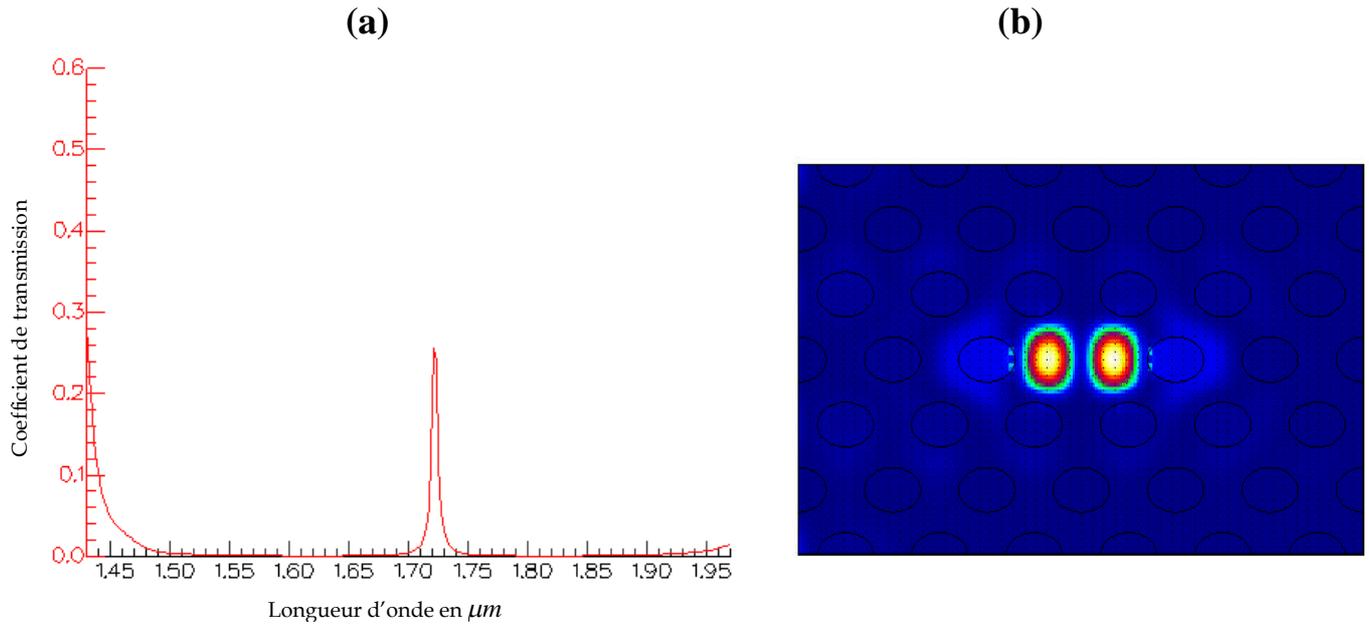


Figure III-16 : (a) Coefficient de transmission d'une cavité  $H_1$  dans un réseau triangulaire de paramètre de maille  $a=420\text{nm}$  constitué de trous d'air de rayon  $r = 0.3a$  gravés dans une matrice diélectrique de silicium en polarisation TE ; (b) Intensité du champ dans la cavité  $H_1$  pour  $\lambda_0 = 1.72\mu\text{m}$ .

On résume les résultats précédents dans le tableau III-3

Rayon	La longueur d'onde de résonance (en $\mu\text{m}$ )	Coefficient de transmission T %	Le facteur de qualité Q	Bande interdite TE
0.28a	1.778	15	142	1560-2020nm
0.29a	1.74	20	167	1470-2000nm
0.3a	1.72	26	273	1430-1970nm
0.32a	1.668	32	196	1350-1900nm

Tableau III-3 : Variation de la longueur d'onde de résonance, du coefficient de transmission, du facteur de qualité et de la bande interdite photonique en fonction du facteur de remplissage.

En comparant les différents spectres enregistrés, nous observons que l'augmentation du facteur de remplissage engendre:

- Un élargissement important de la bande interdite et un décalage vers les basses longueurs d'onde.
- Un déplacement de la longueur d'onde de résonance vers les basses longueurs d'onde.
- Un facteur de qualité assez faible du mode confiné dans la cavité  $H_1$ , quelque que soit la valeur du rayon.

L'interprétation que nous proposons est la suivante : La longueur d'onde de résonance des cavités se décale 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. Ce résultat est en bon accord avec les cavités classiques (voir chapitre II paragraphe II-2-4). Le mode confiné d'une cavité sans "design" particulier présente un facteur de qualité assez faible essentiellement parce qu'il possède une distribution spatiale d'intensité qui déborde assez largement sur les trous bordant la cavité, ce qui favorise les pertes par diffraction hors plan [21].

### III-3-2-3- Influence du nombre de périodes verticales sur la cavité $H_1$

Pour voir l'effet du changement des périodes verticales sur la cavité  $H_1$ , on va fixer tous les paramètres de la structure précédente et changer uniquement le nombre de colonnes de trous. On trace le spectre de transmission de la cavité  $H_1$  pour trois structures de 7, 9 et 11 colonnes de trous respectivement, pour la polarisations TE.

Les résultats sont sur les figures suivantes :

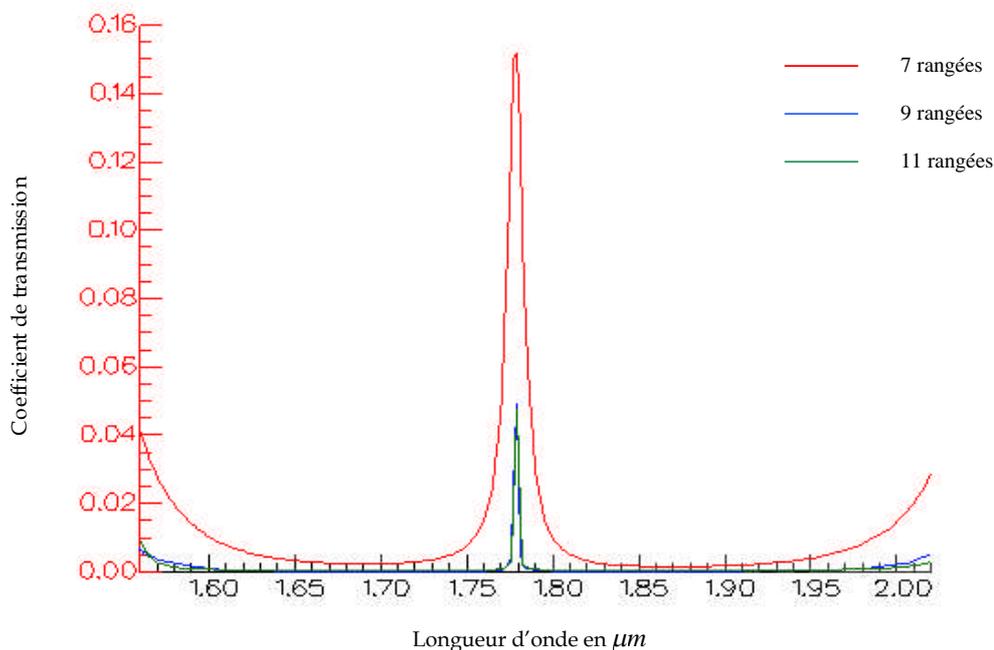


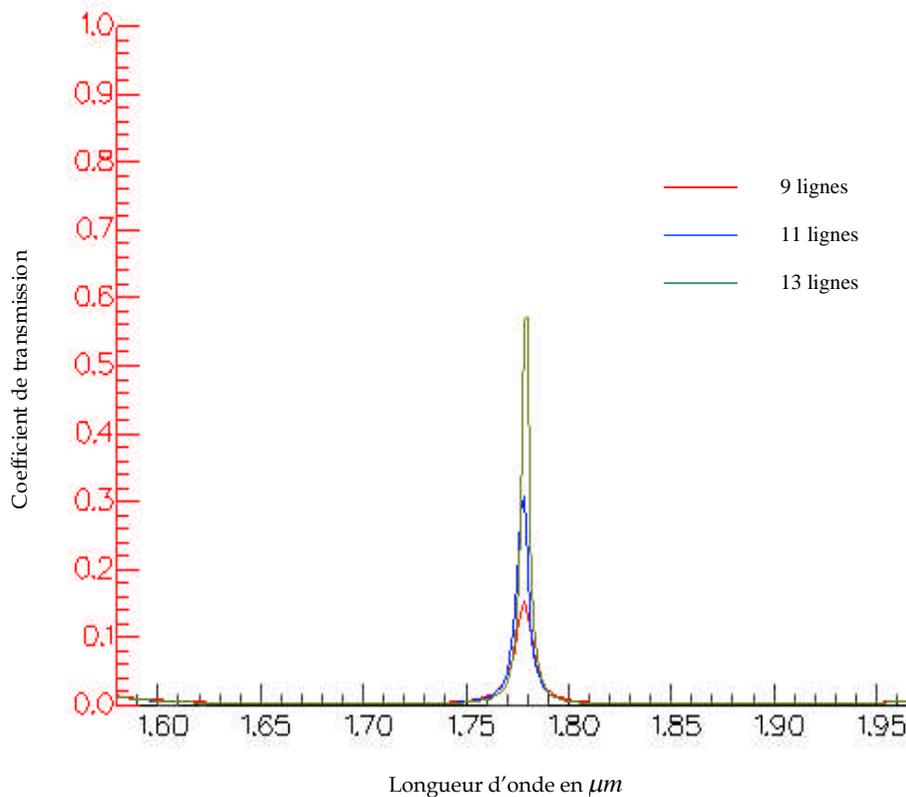
Figure III-17 : Coefficients de transmission d'une cavité  $H_1$  dans un réseau triangulaire de 7, 9 et 11 colonnes respectivement et 7 lignes ( $a=420nm$ ,  $r=0.28a$ ,  $n=3.42$ ) en polarisation TE.

Pour la structure de 7 rangées le mode résonant de longueur d'onde  $\lambda_0 = 1.78\mu m$  a un coefficient de transmission de 15 % et le facteur de qualité calculé est de 142, et lorsqu'on augmente le nombre à 9 et 11 rangées, on constate que le coefficient de transmission de ce mode diminue à 5 % et le facteur de qualité devient 494.

On remarque que lorsque le nombre de rangées augmente le facteur de qualité augmente également.

#### III-3-2-4- Influence du nombre de périodes horizontales sur la cavité $H_1$

On fixe le nombre de colonnes à 7 et on calcule le coefficient de transmission, pour trois structures qui ont respectivement 9, 11 et 13 lignes (Figure III-18).



**Figure III-18 :** Coefficients de transmission d'une cavité  $H_1$  dans un réseau triangulaire de 9, 11 et 13 lignes respectivement et 7 rangées ( $a=420nm$ ,  $r=0.28a$ ,  $n=3.42$ ) en polarisation TE.

Pour la structure de 9 lignes le coefficient de transmission du mode résonant de longueur d'onde  $\lambda_0 = 1.78\mu m$  est de 15 % et le facteur de qualité calculé est  $Q=162$  ; le coefficient de transmission est de 30% et le facteur de qualité est  $Q=217$  pour la structure de 11 lignes, pour un nombre de 13 lignes, on a respectivement  $T = 56\%$  et  $Q=363$ .

En augmentant le nombre de lignes, la transmission à la résonance de cavité augmente et il y'a une amélioration du facteur de qualité.

Dans les deux cas, on note que le nombre de rangées de CP 2D bordant la cavité détermine la réflectivité des miroirs.

### III-3-2-5-Etude de la cavité $H_1$ pour un défaut de substitution

On reprend la même structure précédente avec le rayon  $r=0.32a$ , mais on fait varier le rayon  $r'$  du trou qui se trouve au centre de la structure (Figure III-19).

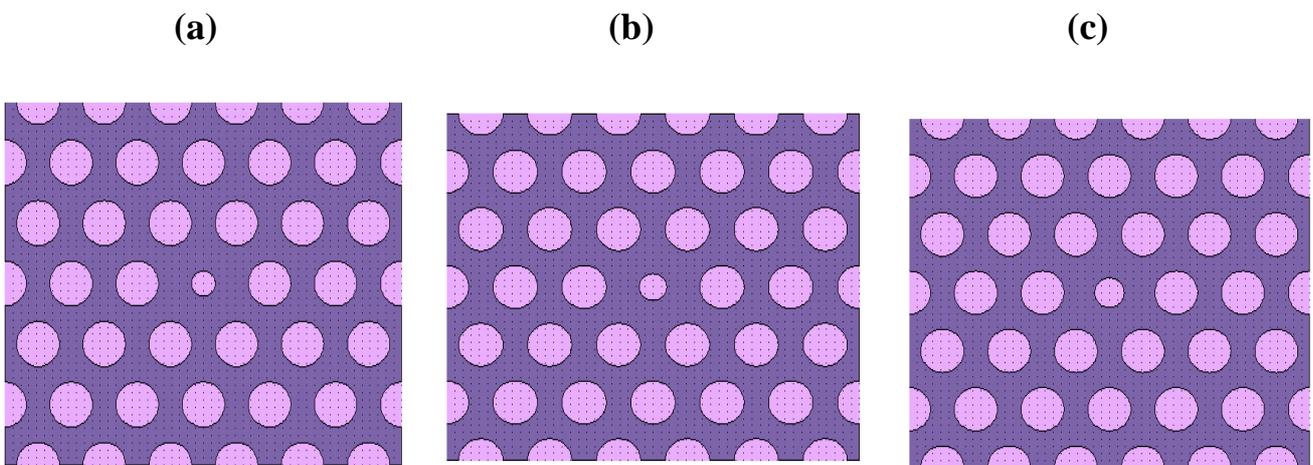
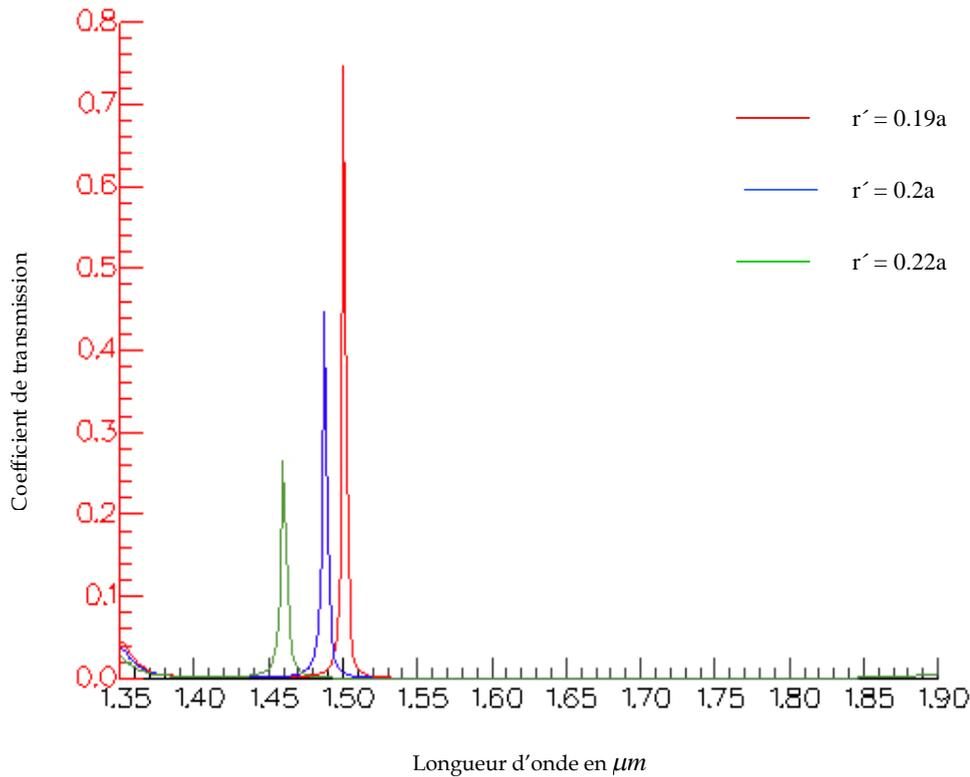


Figure III-19 : les trois structures étudiées : (a)  $r' = 0.19a$  ; (b)  $r' = 0.20a$  ; (c)  $r' = 0.22a$  .

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

Rayon $r'$	Longueur d'onde de résonance ( $\lambda_0$ en $\mu\text{m}$ )	Facteur de qualité (Q)	Coefficient de transmission (T %)
0.19a	1.50	428	75
0.2a	1.487	413	44
0.22a	1.46	232	26

TableauIII-4 : Variation de la longueur d'onde de résonance, du facteur de qualité et du coefficient de transmission en fonction du rayon  $r'$  .

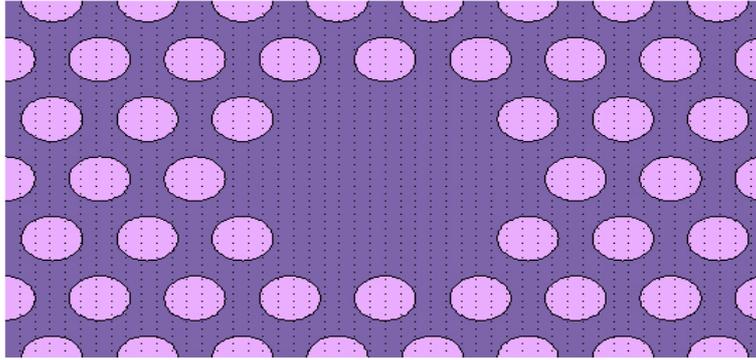


*Figure III-20 : Coefficient de transmission d'une cavité  $H_1$  pour un défaut de substitution pour des différentes valeurs du rayon  $r'$  du trou qui se trouve au centre de la structure étudiée. Un réseau triangulaire de paramètre de maille  $a=420nm$  constitué de trous d'air de rayon  $r = 0.32a$  gravés dans une matrice diélectrique de silicium en polarisation TE.*

Il est clair sur cette figure que lorsque le rayon  $r'$  du trou augmente, la longueur d'onde de résonance de cette cavité diminue puisque la longueur de cavité diminue. Ce résultat est en accord avec celui de la littérature [40].

### III-3-2-6- Etude de cavités $H_2$

On reprend la même structure avec le rayon  $r=0.32a$  mais cette fois, on réalise la cavité  $H_2$ . Cette cavité est formée par l'omission de sept trous dans un cristal photonique à motifs triangulaire (Figure III-21).

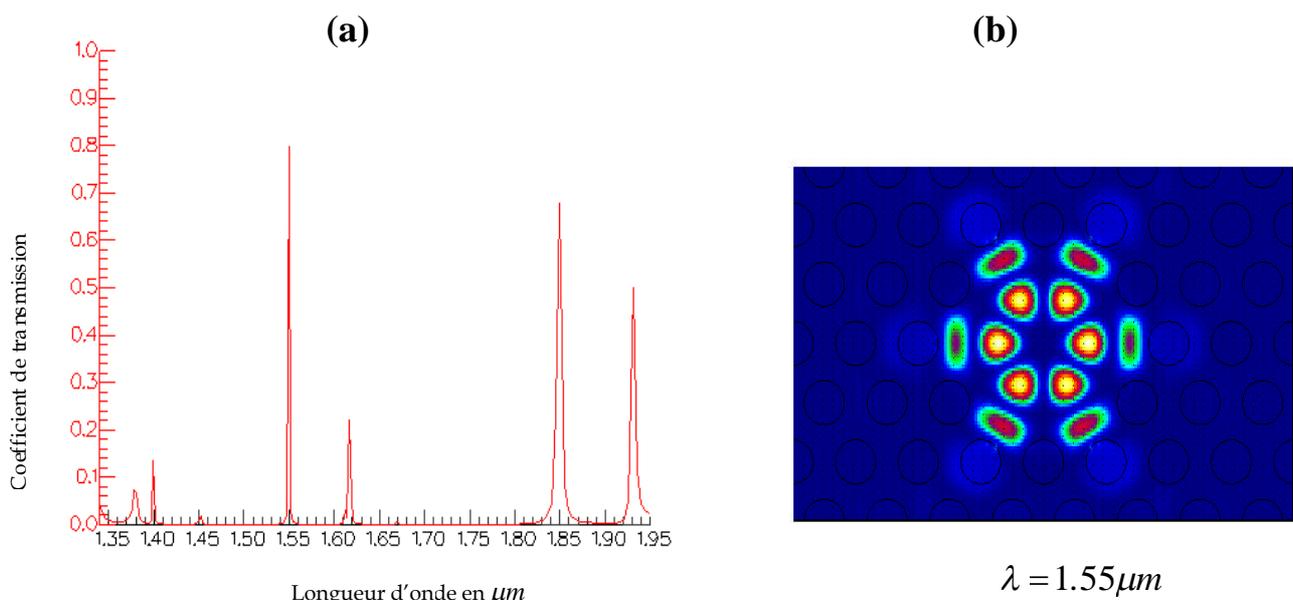


**Figure III-21 :** Vue de dessus de la cavité  $H_2$  formé par l'omission de sept trous. Le paramètre de maille et le rayon des trous sont respectivement  $a = 420\text{nm}$  et  $r = 0.32a$ .

On peut constater que pour la cavité  $H_2$  il y'a plusieurs modes qui se propagent dans la bande interdite photonique, le mode associé à la longueur d'onde de résonance  $\lambda_0 = 1.55\mu\text{m}$  a le plus grand coefficient de transmission environ 80% (voir la figure III-22(a)). Le facteur de qualité calculé de cette résonance est  $Q=430$ .

L'intensité du champ de ce mode est représentée sur la figure III-22(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

(voir chapitre II). Ce résultat s'est avéré en bon accord avec ceux de la littérature [1] et [14].



**Figure III-22 :** Coefficient de transmission d'une cavité  $H_2$  dans un réseau triangulaire de paramètre de maille  $a=420\text{nm}$  constitué de trous d'air de rayon  $r = 0.32a$  gravés dans une matrice diélectrique de silicium en polarisation TE ;

(b) Intensité du champ dans la cavité  $H_2$  pour  $\lambda_0 = 1.55\mu\text{m}$ .

### III-3-2-7- Etude de cavités $H_5$

La figure III-23 représente la cavité  $H_5$ , cette cavité est obtenue en omettant 61 trous du cristal photonique.

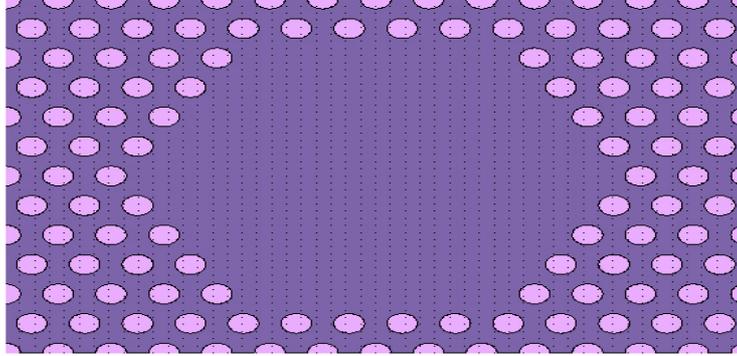


Figure III-23 : Vue de dessus de la cavité  $H_5$  formé de 61 trous enlevés. Le paramètre de maille et le rayon des trous sont respectivement  $a = 420\text{nm}$  et  $r = 0.29a$ .

On remarque que la cavité  $H_5$  admet plusieurs modes de propagation dans la bande interdite Photonique (Figure III-24(a)). L'intensité du champ pour la longueur d'onde de résonance  $\lambda_0 = 1.67\ \mu\text{m}$  dans cette cavité est représentée sur la figure III-24 (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. Ce résultat concorde avec ceux de la littérature [1] et [14].

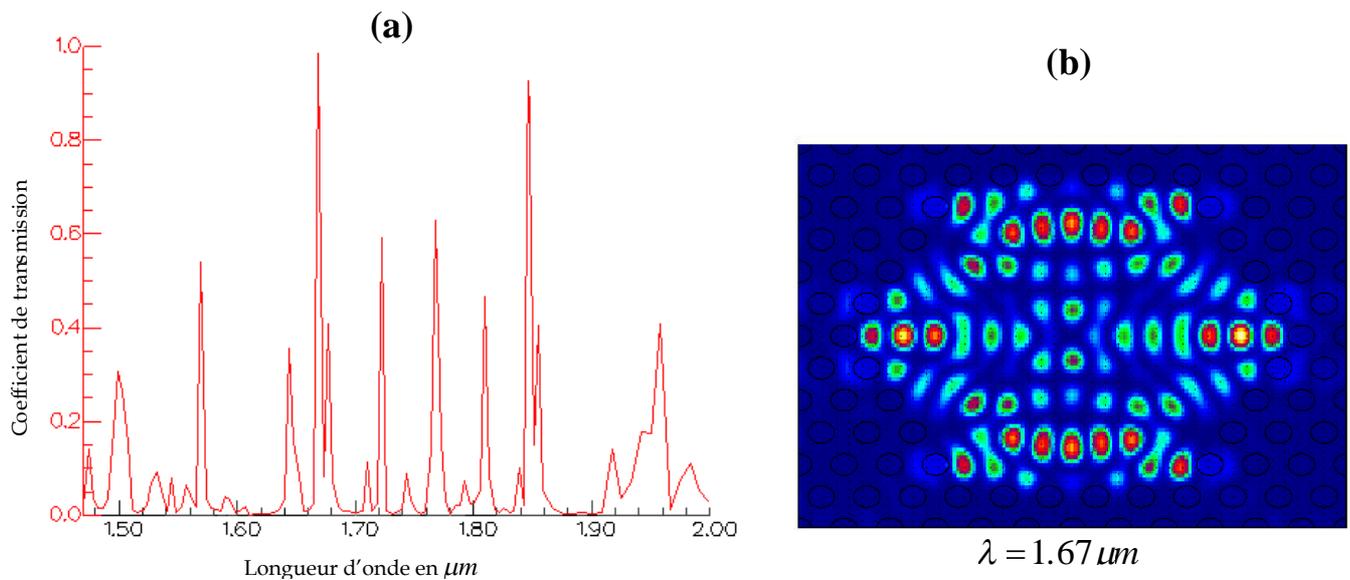


Figure III-24 : (a) Coefficient de transmission d'une cavité  $H_5$  dans un réseau triangulaire de paramètre de maille  $a=420\text{nm}$  constitué de trous d'air de rayon  $r = 0.29a$  gravés dans une matrice diélectrique de silicium en polarisation TE ; (b) Intensité du champ dans la cavité  $H_5$  pour  $\lambda_0 = 1.67\ \mu\text{m}$ .

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 mode dans la gamme spectrale balayée [14]. Plus une cavité est petite, plus son facteur de qualité,  $Q$ , décroît. La cavité  $H_1$  est donc celle de facteur de qualité le plus bas.

### III-4- Résonateurs et guides à CP couplés

#### III-4-1- Couplage de défauts ponctuels

Lorsque plusieurs défauts ponctuels de même nature sont présents dans un cristal, ceux-ci peuvent être traités indépendamment tant qu'ils sont suffisamment éloignés les uns des autres. Tout se passe alors comme si le système possédait une dégénérescence en énergie. En effet, bien que localisés en des endroits distincts, les modes électromagnétiques associés aux différents défauts présentent des distributions de champ identiques. À l'inverse, lorsque les distances entre défauts sont réduites, le couplage entre défauts donne naissance à des modes électromagnétiques qui possèdent des distributions de champ différentes et la dégénérescence est levée.

Si deux défauts lacunaires sont introduits dans le cristal, le spectre de transmission du cristal est mesuré pour deux distances différentes entre les défauts.

**a-** Lorsque les deux défauts sont proches l'un à l'autre, le pic se dédouble, révélant ainsi la présence de deux modes électromagnétiques différents.

**b-** Dans le cas où les deux défauts sont éloignés, il n'apparaît qu'un seul pic de transmission.

Pour étudier ces deux couplages, on reprend le réseau carré précédent de cylindres diélectriques plongés dans l'air. Le paramètre de maille et le rayon des cylindres sont respectivement  $a = 500\text{nm}$  et  $r = 0.18a$ .

- La figure III-25(a) représente la transmission des deux cavités  $S_1$  qui sont proches, où on observe deux modes résonants ; le premier mode pour la longueur d'onde de résonance  $\lambda_0 = 1.27\ \mu\text{m}$  et le deuxième pour  $\lambda_0 = 1.33\ \mu\text{m}$ . L'intensité du champ pour ces deux longueurs d'onde de résonances est représentée sur les figures III-25 (b) et (c).

- La figure III-26(a) représente le coefficient de transmissions des deux cavités  $S_1$  qui sont éloignées, où on observe un seul mode résonant pour la longueur d'onde de résonance  $\lambda_0 = 1.29\ \mu\text{m}$  avec un coefficient de transmission 20%. L'intensité du champ pour cette longueur d'onde de résonance est représentée sur la figure III-26 (b).

Ces deux résultats en transmission concordent avec la littérature [14].

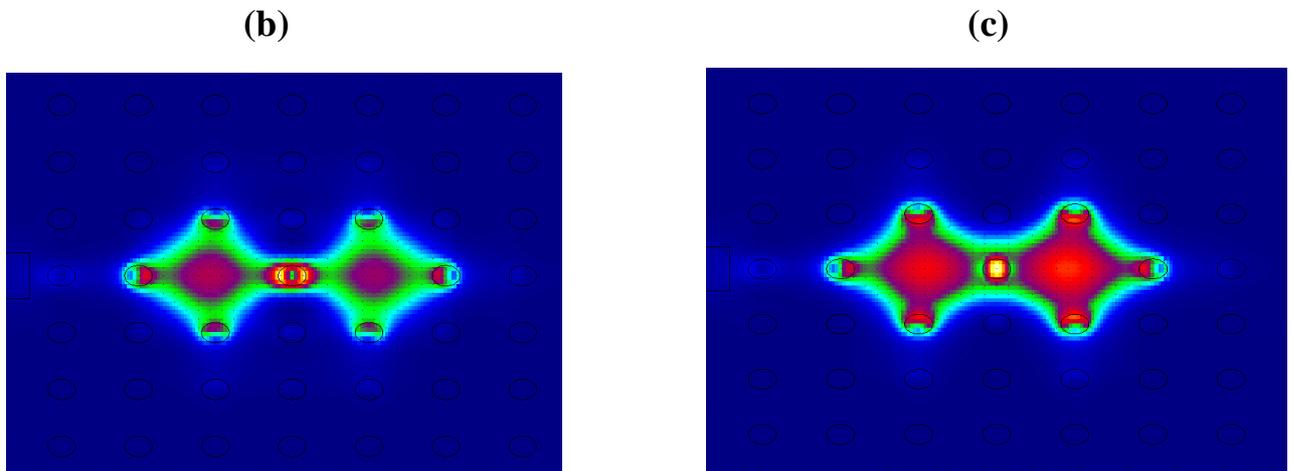
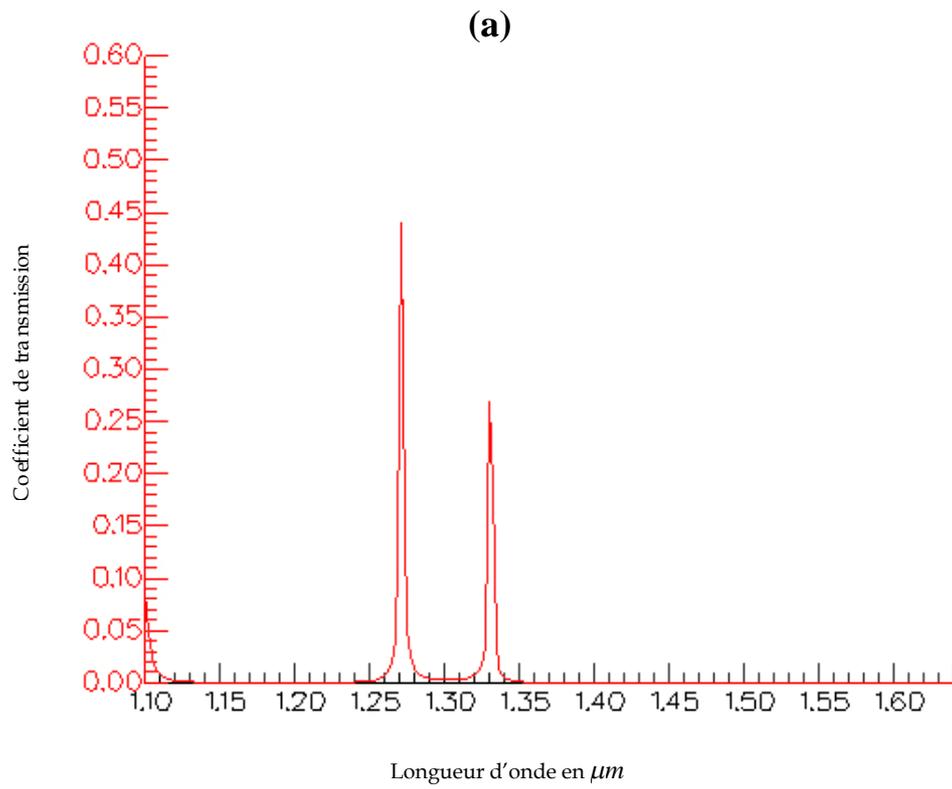


Figure III-25:(a) Coefficients de transmission de deux défauts proches ; (b) et (c) Intensité du champ pour les longueurs d'onde de résonances  $\lambda_0 = 1.27 \mu m$  et  $\lambda_0 = 1.33 \mu m$

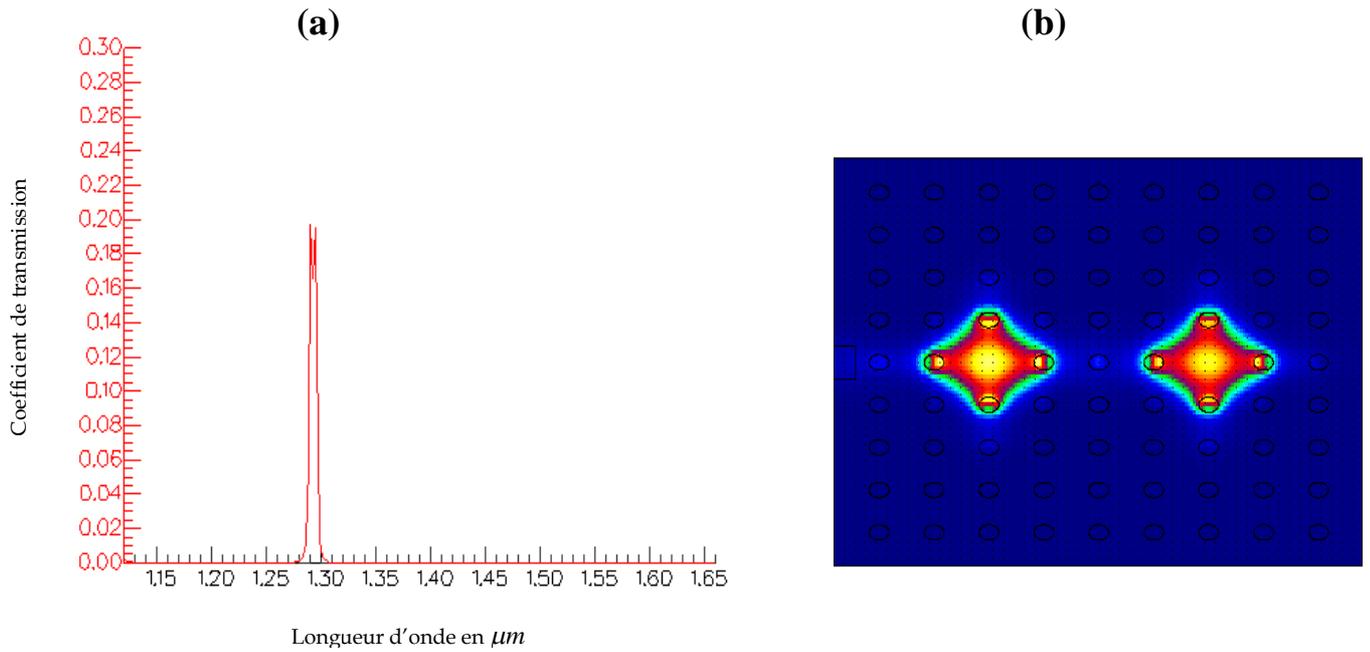
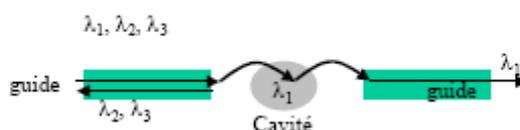


Figure III-26:(a) Coefficients de transmission de deux défauts éloignés ; (b) Intensité du champ pour la longueur d'onde de résonance  $\lambda_0 = 1.29 \mu\text{m}$ .

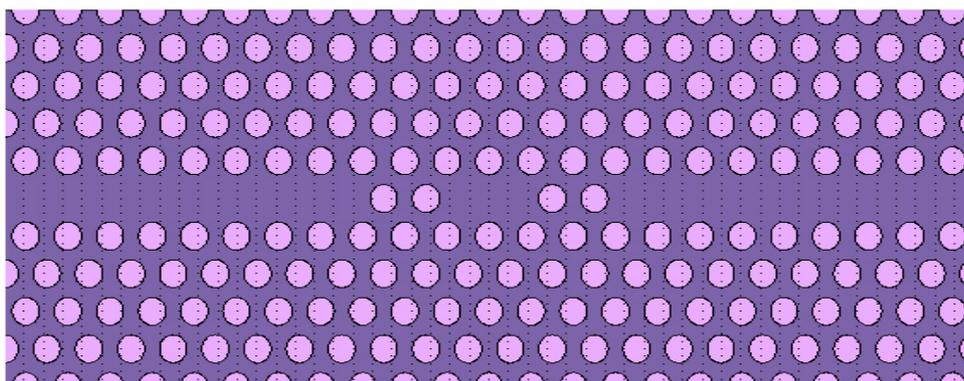
### III-4-2- Couplage cavité / guide dans un cristal photonique 2D

Une fonction de filtre Fabry-Perot a été intégrée à un guide  $W_1$  en insérant des motifs dans le guide. Une cavité monodéfaut a été dans un premier temps utilisée et a permis d'obtenir une transmission résonnante. Il semble toutefois que cette cavité ne soit pas la mieux adaptée pour un couplage optimal avec le mode fondamental du guide. Dans l'objectif d'améliorer le couplage entre le guide et la cavité résonnante, la cavité ponctuelle a été remplacée par une cavité linéaire, orientée suivant l'axe du guide. Cette cavité présente des caractéristiques naturellement proches du guide lui-même (profil de champ, constante de propagation). Des calculs FDTD 2D [41] montrent un taux de couplage de l'ordre de 80% obtenu pour une cavité linéaire composée de seulement 2 motifs. Ce type de cavité linéaire 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 (Figure III-27). Cette approche permet plutôt de réaliser des dispositifs de type Fabry-Perot (si un second guide est placé face à la cavité).



**Figure III-27 : Dispositifs passifs et actifs associant guide et cavité d'un même cristal photonique [41].**

Pour étudier ce filtre en utilisant le simulateur FIMMWAVE, on considère un cristal photonique à maille triangulaire gravé dans une membrane de silicium. Le paramètre de maille du cristal est  $a = 420\text{nm}$  et le rayon des trous est  $r = 0.3a$ . La structure étudiée comprend un guide  $W_1$  et une cavité composée de deux motifs suivant la direction du guide (Figure III-28). Deux motifs ont également été disposés de part et d'autre pour former les miroirs.



**Figure III-28 : Vue de dessus d'un filtre formé d'un guide de type  $W_1$  et une cavité linéaire composée de seulement 2 motifs suivant la direction du guide. Le paramètre de maille et le rayon des trous sont respectivement  $a = 420\text{nm}$  et  $r = 0.3a$ .**

Le spectre de transmission obtenu par ce filtre est représenté sur la figure III-29 (a), on observe un couplage de l'ordre de 75% pour la résonance située à  $\lambda_0 = 1.55\mu\text{m}$ . L'intensité du champ pour cette longueur d'onde de résonance est représentée sur la figure III-29 (b).

La longueur d'onde guidée  $\lambda_0 = 1.5\mu\text{m}$  est réfléchi à l'extrémité du guide (Figure III-29(c)).

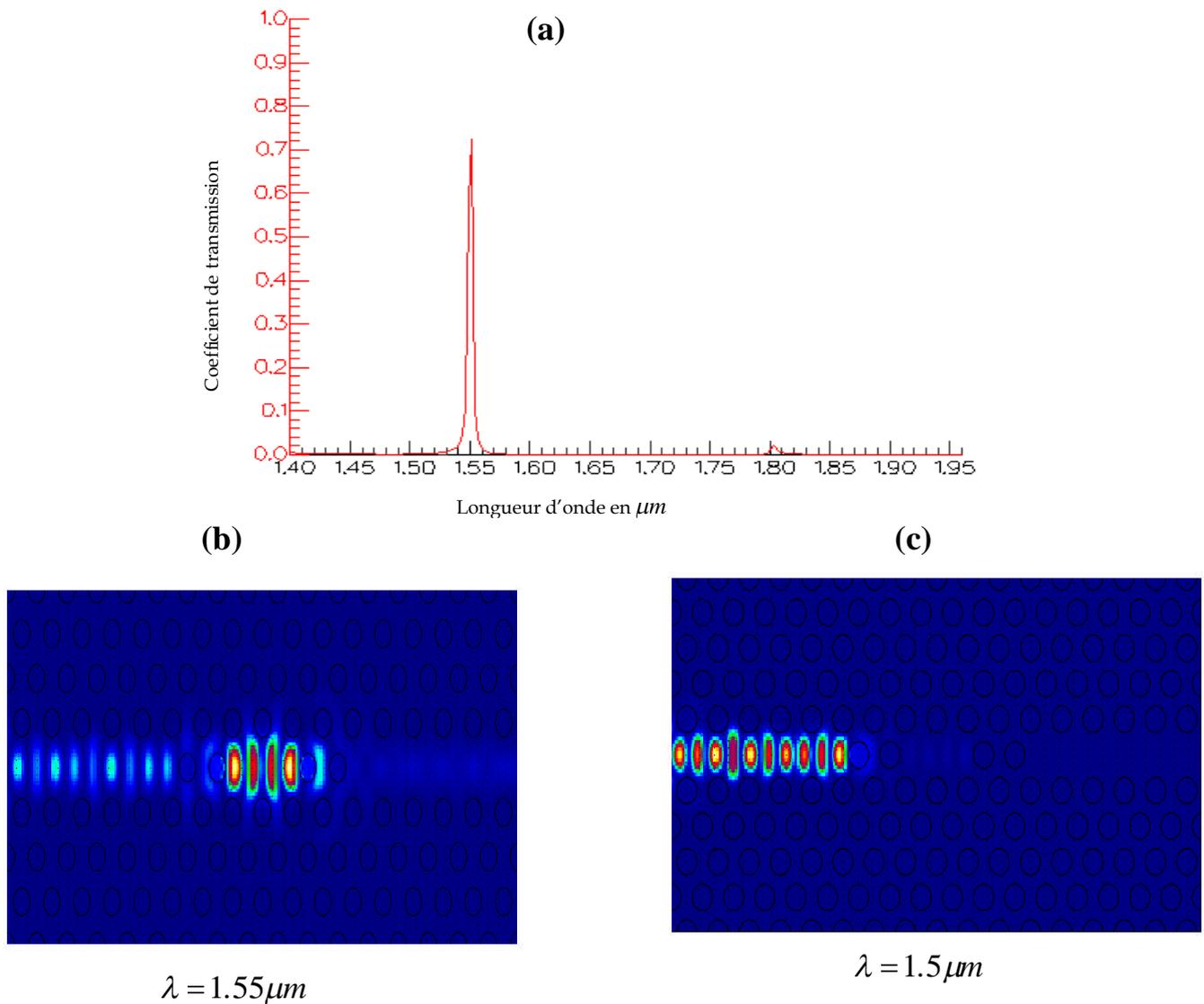


Figure III-29:(a) Coefficients de transmission d'un filtre formé d'un guide de type W1 et une cavité linéaire composée de seulement 2 motifs suivant la direction du guide ; (b) Intensité du champ dans le filtre pour la longueur d'onde de résonance  $\lambda_0 = 1.55 \mu m$  ; (c) Intensité du champ pour la longueur d'onde  $\lambda_0 = 1.5 \mu m$ .

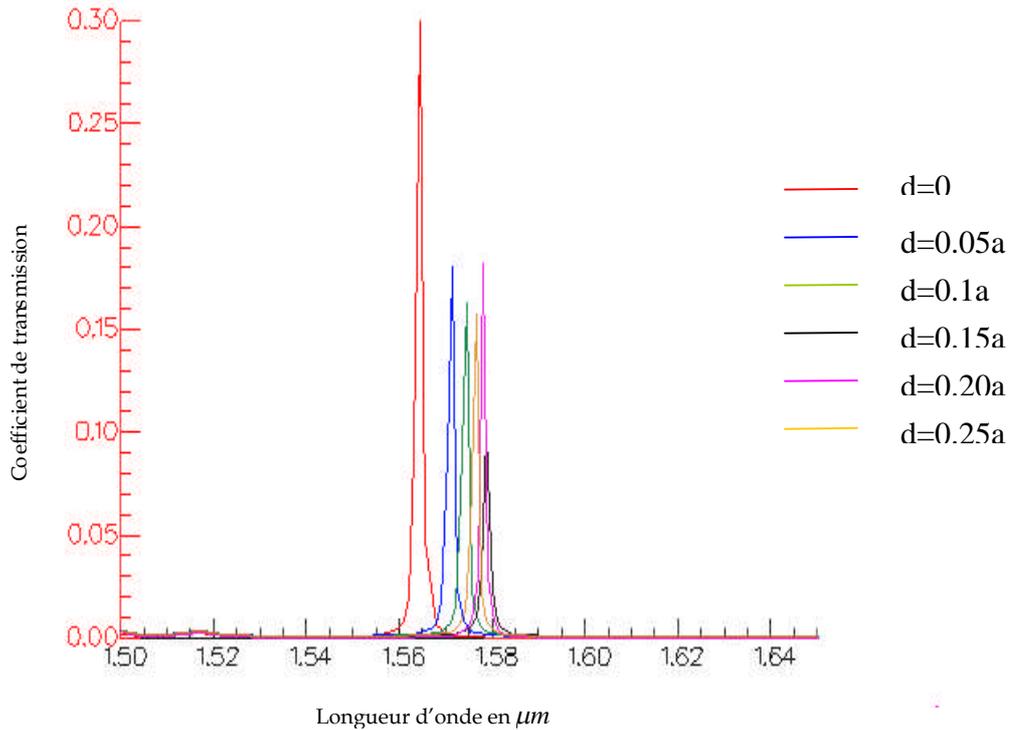
### III-5- Validation

#### III-5-1- Longueur d'onde de résonance d'une cavité hexagonale en fonction du déplacement « d » des deux trous extrêmes

Considérant un cristal photonique à maille triangulaire gravé dans une membrane de silicium. Le paramètre de maille du cristal est  $a = 420 nm$  et le rayon des trous est  $r = 0.29a$ . Ce cristal est éclairé par une onde plane sous incidence normale avec une polarisation TE. Pour

valider le modèle Fabry-Perot, nous considérons une cavité rectangulaire formée de  $N = 3$  trous manquants dans la direction  $\Gamma K$  du cristal photonique. On déplace progressivement les deux trous extrêmes vers l'extérieur de la cavité pour différentes valeurs de «  $d$  ».

La figure III-30, représente le coefficient de transmission de la structure précédente, calculé en utilisant le simulateur Fimmwave-Fimmpop.



**Figure III-30 :** Coefficient de transmission d'une cavité formée de trois trous enlevés dans un réseau triangulaire gravé dans une membrane de silicium. Le paramètre de maille  $a=420\text{nm}$  et le rayon des trous  $r = 0.29a$ .

Nos valeurs et celles de la littérature [35] pour la longueur d'onde de résonance en  $\mu\text{m}$  de la cavité sont données dans le tableau suivant :

	$d=0$	$d=0.05a$	$d=0.10a$	$d=0.15a$	$d=0.2a$	$d=0.25a$
résultats expérimentaux du groupe de Kyoto	1.5667	1.5716	1.5725	1.577	1.577	1.575
Fimmwave -Fimmpop	1.565	1.573	1.574	1.578	1.578	1.577

**Tableau III-5 :** Résultats expérimentaux obtenus par le groupe de l'Université de Kyoto et résultats obtenus par le simulateur Fimmwave -Fimmpop.

La longueur d'onde de résonance de cette cavité est représentée sur la figure III-31(a) en fonction du déplacement «  $d$  » des deux trous extrêmes [35]. Les courbes en trait plein correspondent aux prédictions du modèle Fabry-Perot, les cercles correspondent à un calcul électromagnétique rigoureux de la longueur d'onde complexe, réalisé en utilisant la méthode modale de Fourier généralisée et les carrés représentent les résultats expérimentaux obtenus par le groupe de l'université de Kyoto. Les résultats obtenus par le simulateur Fimmwave-Fimmprop sont représentés sur la figure III-31(b).

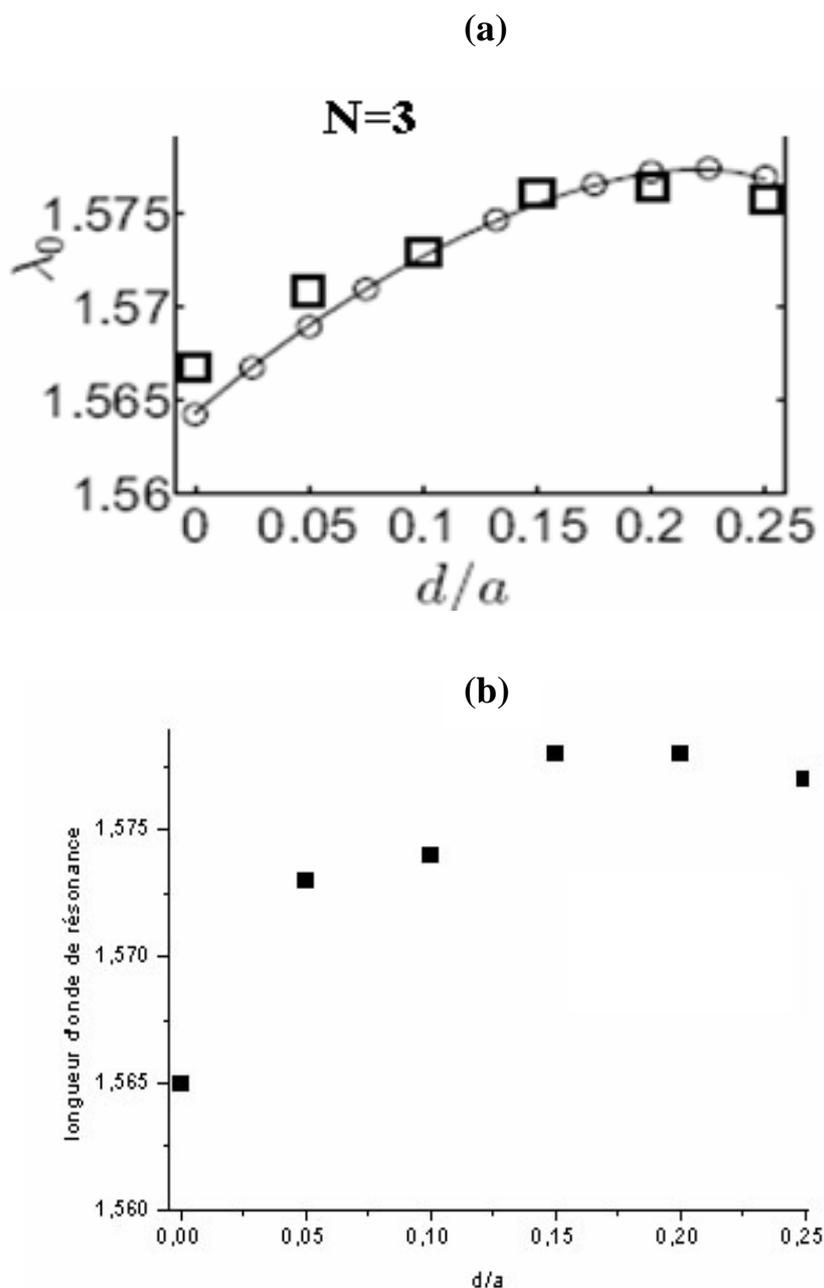
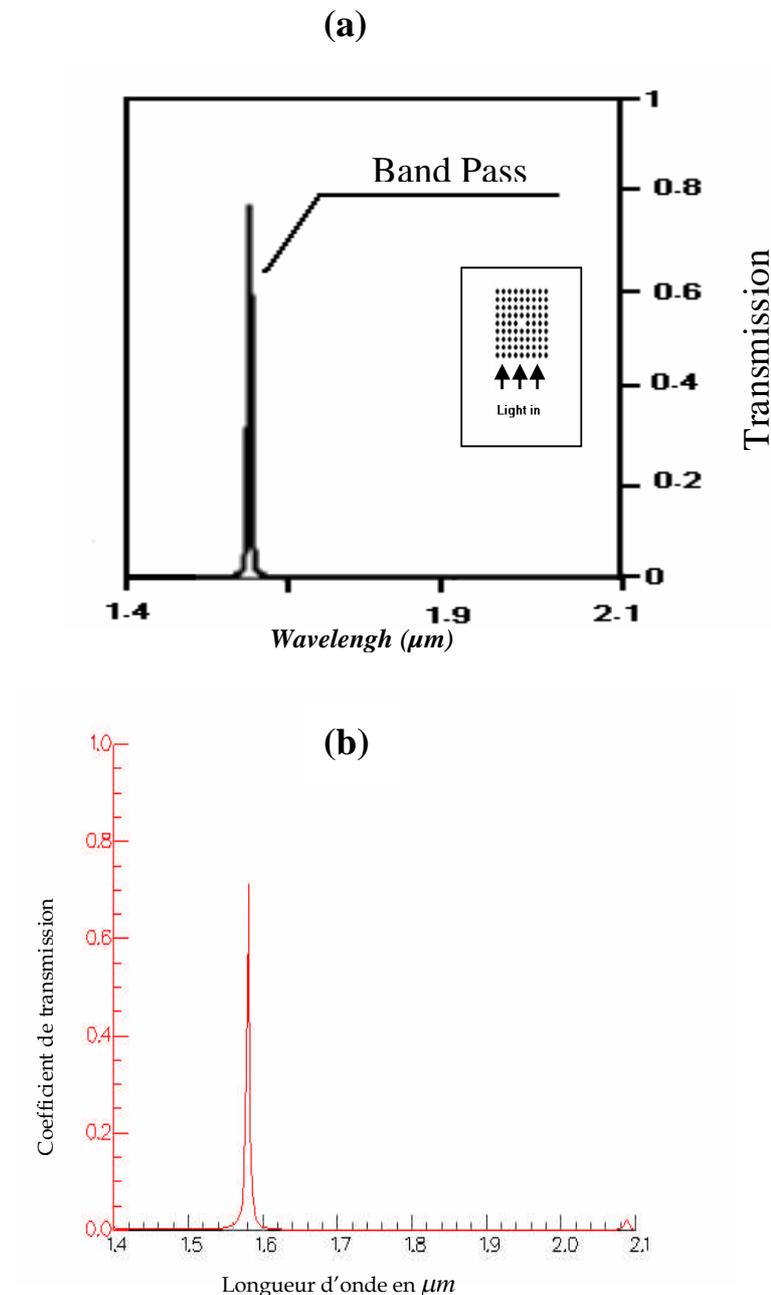


Figure III-31 : Longueurs d'onde de résonance en fonction du déplacement normalisé  $d/a$  pour une cavité avec  $N = 3$  trous manquants. (a) Courbe en carrés, résultats expérimentaux du groupe de Kyoto [35]; (b) Résultats obtenus par le simulateur Fimmwave-Fimmprop.

### III-5-2- La longueur d'onde de résonance d'une cavité carrée

La cavité élémentaire  $S_1$  a été définie [37] en omettant un seul trou dans un réseau carré de tiges diélectrique (Silicium  $\epsilon_r = 11.7$ ) entourés d'air. Le paramètre de maille du cristal est  $a = 600\text{nm}$ . Ce cristal est éclairé par une onde plane sous incidence normale avec une polarisation TM. Cette cavité ne possède qu'un seul mode résonnant pour la longueur d'onde  $\lambda_0 = 1.57\mu\text{m}$  dans la gamme spectrale balayée (voir figure III-32(a))

Un mode résonnant du même réseau a été trouvé pour la longueur d'onde  $\lambda_0 = 1.58\mu\text{m}$  en utilisant le simulateur Fimmwave-Fimmprop (Figure III-32(b)).



**Figure III-32 : Transmission d'une cavité  $S_1$  dans un réseau carré de tiges de silicium dans l'air. Le rayon des tiges est de  $0.19a$ , où  $a$  est le paramètre de maille du réseau ( $a=600\text{nm}$ ). (a) Par la méthode MOEMS [37] ; (b) Par le simulateur Fimmwave-Fimmprop**

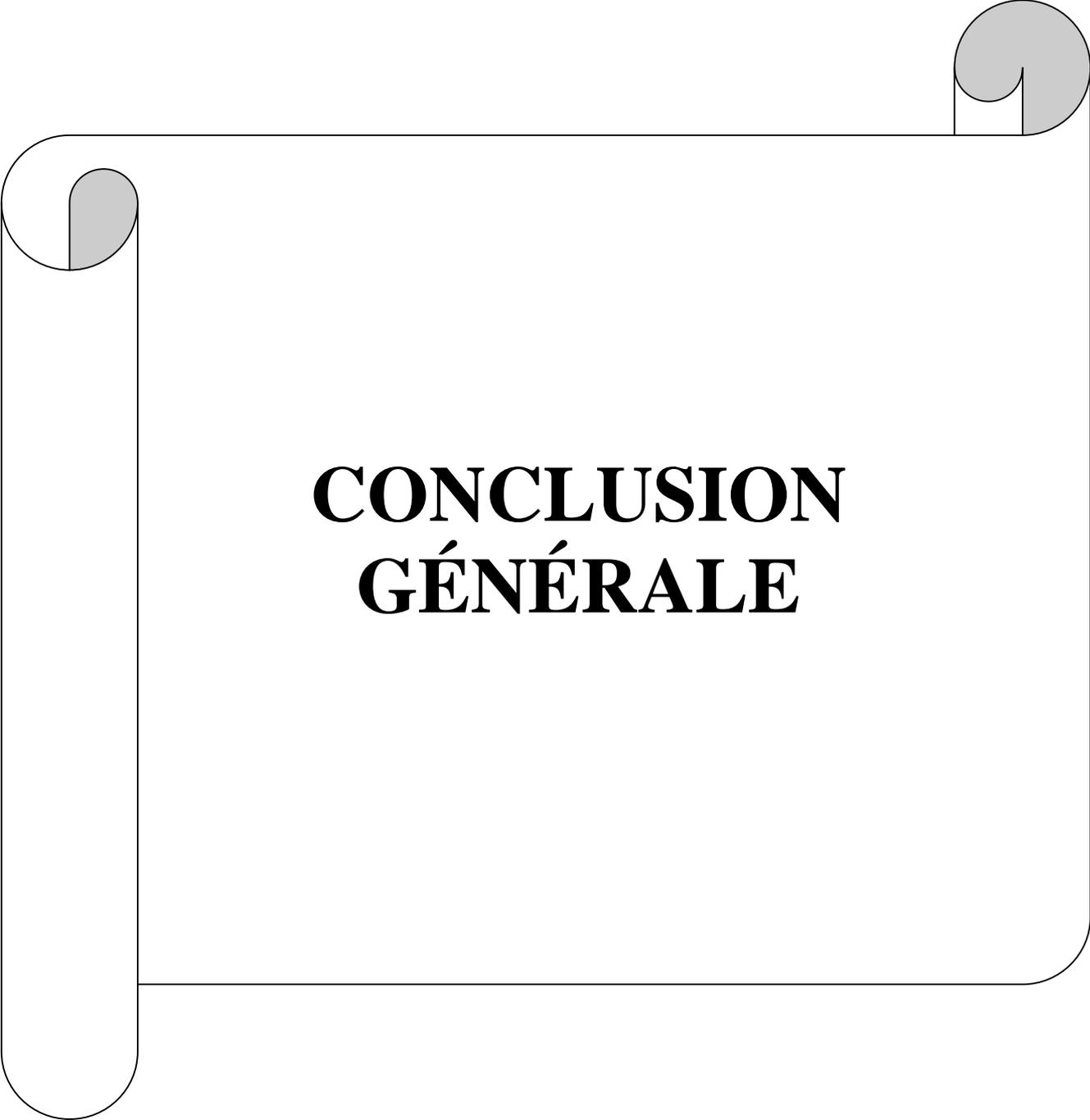
### III-6- Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons étudié dans un cristal photonique bidimensionnel la cavité carrée  $S_1$  à réseau carré et la cavité hexagonale  $H_1$  à réseau triangulaire pour un défaut lacunaire et pour un défaut de substitution. Ensuite nous avons expliqué l'influence du facteur de remplissage sur ces deux types de cavités. On a également étudié les cavités hexagonales  $H_2$  et  $H_5$ . On termine par un couplage de deux défauts ponctuels et un couplage entre le guide et la cavité résonnante dans un cristal photonique 2D.

Nous avons vu que le facteur de remplissage du CP 2D, détermine la position spectrale des modes résonnants et de la bande interdite photonique. Tandis que le nombre de rangées de CP 2D bordant la cavité donne la réflectivité des miroirs.

Nous avons simulé des cavités planaires hexagonales à cristaux photoniques. Des modes résonnants ont pu être mis en évidence (avec des facteurs de qualité supérieurs à 300), ainsi que leur déplacement lorsque la taille de la cavité varie. Cette dernière propriété permettra de choisir la longueur d'onde adaptée à l'application souhaitée.

Nous avons simulé le couplage de deux défauts ponctuels. Lorsque les deux défauts sont proches l'un de l'autre, le pic se dédouble, révélant ainsi la présence de deux modes électromagnétiques différents et dans le cas où les deux défauts sont éloignés, il n'apparaît qu'un seul pic de transmission. Nous avons observé un taux de couplage de l'ordre de 75% entre un guide de type W1 et une cavité linéaire composée de seulement 2 motifs suivant la direction du guide. Cette cavité peut donc être utilisée avantageusement comme filtre mais aussi comme cavité active (source laser ou détecteur résonnant).

A decorative border resembling a scroll or a ribbon, with rounded corners and a vertical strip on the left side. The border is black with a light gray shaded area on the left side.

# **CONCLUSION GÉNÉRALE**

## CONCLUSION GÉNÉRALE

Ce travail a pour objectif l'étude de l'influence des paramètres géométriques sur les caractéristiques optiques des cavités à cristaux photoniques bidimensionnels à l'aide du logiciel Fimmwave-Fimmprop.

Habituellement, la cavité à cristaux photoniques s'obtient en créant des défauts ponctuels dans les cristaux 2D, soit, par l'absence de l'un des motifs (défaut lacunaire) ou par le changement de taille d'un motif du cristal (défaut de substitution).

Nous avons étudié tout d'abord la cavité carrée  $S_1$  et la cavité hexagonale  $H_1$  pour un défaut lacunaire, 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 :

- L'augmentation du facteur de remplissage qui engendre un déplacement de la longueur d'onde de résonance vers les hautes longueurs d'onde pour la cavité carrée  $S_1$ , et vers les basses longueurs d'ondes pour la cavité hexagonale  $H_1$ , cependant le facteur de qualité demeure assez faible.
- L'augmentation des périodes verticales améliore le facteur de qualité.
- L'augmentation des périodes horizontales permet l'obtention d'un coefficient de transmission du mode résonant assez élevé et améliore le facteur de qualité.

Dans les deux cas, on note le nombre de rangées de CP 2D bordant la cavité détermine la réflectivité des miroirs.

Nous avons étendu cette étude à des cavités planaires hexagonales en cristaux photoniques telle que  $H_2$  et  $H_5$ , des modes résonants ont pu être mis en évidence, ainsi que leur déplacement lorsque la taille de la cavité varie. Nous observons que la densité spectrale des modes et le facteur de qualité augmentent considérablement avec la taille de la cavité.

Nous avons étudié un deuxième type de défauts qui est un défaut de substitution, nous avons constaté que lorsque le rayon du défaut  $r'$  qui se trouve au centre de la structure augmente, la longueur d'onde de résonance augmente également pour la cavité carrée  $S_1$ , et diminue pour la cavité hexagonale  $H_1$ . Ainsi en faisant varier le rayon du défaut, on peut atteindre n'importe quelle fréquence située dans la bande interdite photonique.

Cette étude est suivie de la simulation du couplage de deux défauts ponctuels. Lorsque les deux défauts sont proches l'un à l'autre, le pic se dédouble, révélant ainsi la présence de deux modes électromagnétiques différents et dans le cas où les deux défauts sont éloignés, il n'apparaît qu'un seul pic de transmission. Nous avons également observé un taux de couplage de l'ordre de 75% entre un guide de type W1 et une cavité linéaire composée de seulement deux motifs suivant la direction du guide.

Par ailleurs, on a validé nos résultats avec ceux de la littérature pour une cavité hexagonale et une cavité carrée.

## Bibliographie

- [1] XAVIER Letartre, « Micro – nano- photonique et émission de lumière » LEOM, UMR CNRS 5512, Ecole Centrale de Lyon, Ecully. 9 Mai 2006.
- [2] P. Viktorovitch « Laser accordable à cavité verticale émettant par la surface tunable V.C.S.E.L », P. Viktorovitch <http://leom.ec-lyon.fr/enseignement.html.fr>.
- [3] T.E. Sale « Vertical cavity surface emitting lasers » Research Studies Press. Taunton, Somerset, England, 1995.
- [4] Benoît LOMBARDET, « Étude et réalisation des cristaux photoniques pour l'optique intégrées », Thèse de doctorat n°3254, Ecole polytechnique fédérale de Lausanne, 2005.
- [5] Barbara WILD « Etude expérimentale des propriétés optiques des cristaux photoniques bidimensionnels et de leur accordabilité », Thèse de doctorat n° 3573, Ecole polytechnique fédérale de Lausanne, 2006.
- [6] K. M. Ho, C. T. Chan, and C. M. Soukoulis, « Existence of a photonic gap in periodic dielectric structures », *Physical Review Letters*, vol. 65, no. 25, pp. 3152, 1990.
- [7] E Yablonovitch, T.J. Gmitter, and K.M. Leung, « Photonic band structure: The face-centered-cubic case employing nonspherical atoms », *Physical Review Letters*, vol. 67, no. 17, pp. 2295-2298, 1991.
- [8] Marc ZELSMANN, « Cristaux photoniques en silicium sur isolant pour le guidage, le filtrage, l'émission et l'extraction de la lumière », Thèse de doctorat, Université Joseph Fourier- Grenoble 1, novembre 2003.
- [9] S. Y. Lin, J. G. Fleming, D.L. Hetherington, B.K. Smith, R. Biswas, K. M. Ho, M. M. Sigalas, W. Zubrzycki, S.R. Kurtz, and J. Bur, « A three-dimensional photonic crystal operating at infrared wavelengths », *Nature*, vol. 394, N° 6690, pp. 251-253, 1998.
- [10] J. D. Joannopoulos, « Self-assembly lights up », *Nature*, vol. 414, no. 6861, pp. 257-258, 2001.
- [11] Y.A. Vlasov, X.-Z. Bo, J.C. Sturm, and D.J. Norris, « On-chip natural assembly of silicon photonic bandgap crystals », *Nature*, vol. 414, no. 6861, pp. 289-293, 2001.
- [12] Kevin VYNCK « Simulation des cristaux photoniques 3D à base d'opales », Journée Jeunes Chercheurs Calculant au CINES 2007, CINES, Montpellier.
- [13] Yannick MERLE, « Etude de la dispersion électronique dans les matériaux périodiques diélectriques bidimensionnels », Thèse de doctorat n° 47-2003, Université de Limoges, Novembre 2003.
- [14] J.M. LOURTIOZ, D. MAYSTRE, H. BENISTY, V. BERGER, J. M. GERARD, A. TCHELNOKOV, « Les cristaux photoniques ou la lumière en cage », GET et Lavoisier, Paris, 2003.
- [15] Jérémie TORRES « Exaltation de la génération de second harmonique dans les Cristaux Photoniques à base de Nitrures ». Thèse de doctorat, Université de MONTPELLIER II, juin 2004.
- [16] R. D. Meade, K. D. Brommer, A. M. Rappe, and J. D. Joannopoulos, « Photonic Bound-States in Periodic Dielectric Materials », *Physical Review B*, vol. 44, no. 24, pp. 13772-13774, 1991.
- [17] K. S. Yee « Numerical Solution of Initial Boundary Value Problems Involving Maxwells Equations in Isotropic Media » *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, vol. 14, no. 3, pp. 302-307, 1966.
- [18] Tanguy JAFFRE, « caractérisation des matériaux à bande interdite électromagnétique multi périodiques et leurs applications aux antennes », Thèse de doctorat N° 03-2005, Université de Limoges, 04 février 2005.
- [19] J.D. Joannopoulos, R.D. Meade, and J.N. Winn « Photonic Crystals, Molding the Flow of Light », Princeton University Press, 1995.

- [20] Jean-Michel LOURTIOZ, «Cristaux photoniques et « gaps » de photons -Propriétés et applications », Techniques de l'Ingénieur, AF 3 711, 07/2004.
- [21] Davy GERARD, « Etude en champ proche et en champ lointain de composants périodiquement nanostructurés: cristaux photoniques et tamis à photons », Thèse de doctorat, Université de Bourgogne, 09 juillet 2004.
- [22] C. Monat, C. Seassal, X. Letartre, P. Regreny, M. Gendry, P. Rojo-Romeo, 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», Journal of Applied Physics 93, p. 23, 2003.
- [23] T.F. Krauss et R.M. De La Rue, « Optical characterisation of waveguide based photonic microstructure », Applied Physics Letters 68, p.1613, 1996.
- [24] J.S. Foresi, P.R. Villeneuve, J.Ferrera, E.R. Thoen, G. Steinmeyer, S.Fan, J.D. Joannopoulos, L.C. Kimerling, H.I. Smith et E.P. Ippen, « photonic- bandgap microcavities in optical waveguides », Nature 390, p.143, 1997.
- [25] D. Labilloy, H. Benisty, C. Weisbuch, T.F. Krauss, V. bardinal et U. Oesterle « demonstration of cavity modes between two-dimensional photonic-crystal mirrors », Electronics Letters 33, P.1978, 1997.
- [26] 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.
- [27] 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 35, p.228, 1999.
- [28] 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 17, p.2058, 1999.
- [29] 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 78, p. 2279, 2001.
- [30] 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», Journal of Vacuum Science and Technology B 19, p.2749, 2001
- [31] E.M. Purcell « Spontaneous emission probabilities at radio frequencies » Physical Review 69, p.681, 1946.
- [32] R. Coccioli, M. Boroditsky, K.W.Kim, Y. Rahmat-Samii, and E. Yablonovitch « Smallest possible electromagnetic mode volume in a dielectric cavity », IEEE proceeding-Optoelectronics 145, p.391,1998.
- [33] Hervé SAUER, «Etude du fonctionnement dynamique de dispositifs à guide d'onde non linéaire pour la commutation optique », Thèse de doctorat n° 1177, université de paris sud centre d'Orsay, 31 janvier 1990.
- [34] Didier Dangoisse « Les lasers », cours et exercices corrigés Dunod 1998.
- [35] Christophe SAUVAN, « Etude de la propagation et du confinement de la lumière dans des nanostructures », thèse de doctorat, Université de Paris XI Orsay, 13 octobre 2005.
- [36] Hervé RIGNEAULT « la nanophotonique » GET et Lavoisier, Paris, 2005.

[37] O. Levy, B.Z. Steinberg, A. Boag, S. Krylov, I. Goldfarb, « Mechanical tuning of two-dimensional photonic crystal cavity by micro Electro mechanical flexures », *Sensors and Actuators A* 139 (2007) 47–52.

[38] Christian GRILLET, «Microcomposants optiques à base de cristaux photoniques bidimensionnels pour l'optique intégrée», Thèse de doctorat, Ecole Centrale de Lyon, 2003.

[39] Photon Design, « FIMMWAVE –FIMMPROP Version 4.0 » Oxford United Kingdom 2002.

[40] Xiaoling Wang, Zhenfeng Xu, Naiguang Lu, Jun Zhu, Guofan Jin, « Ultracompact refractive index sensor based on microcavity in the sandwiched photonic crystal waveguide structure», *Science Direct Optics Communications* xxx, 2007.

[41] Yohan 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.

## Résumé

Les cristaux photoniques sont des structures dont la constante diélectrique est modulée de façon périodique. À l'image des électrons dans les semi-conducteurs, les photons y sont répartis en bandes de transmission séparées par des bandes d'énergies interdites. Cette analogie permet d'envisager l'utilisation des cristaux photoniques comme matériaux de base pour la réalisation de composants pour l'optique intégrée.

Dans ce travail est étudiée l'influence de certains paramètres géométriques d'un cristal photonique bidimensionnel de cavité hexagonale  $H_1$  à réseau triangulaire et de cavité carrée  $S_1$  à réseau carré pour un défaut lacunaire, en utilisant le simulateur Fimmwave-Fimmprop. Suite à notre étude nous avons pu noter que :

- L'augmentation du facteur de remplissage engendre un déplacement de la longueur d'onde de résonance vers les hautes longueurs d'onde pour la cavité carrée  $S_1$  et vers les basses longueurs d'ondes pour la cavité hexagonale  $H_1$  mais le facteur de qualité reste assez faible.

- L'augmentation des périodes verticales améliore le facteur de qualité.

-L'augmentation des périodes horizontales permet l'obtention d'un coefficient de transmission et le facteur de qualité du mode résonant élevés.

On remarque que le nombre de rangées bordant la cavité détermine la réflectivité des miroirs.

Nous avons simulé des cavités planaires hexagonales à cristaux photoniques telle que  $H_2$  et  $H_5$ , nous avons constaté que la densité spectrale des modes et le facteur de qualité augmentent considérablement avec la taille de la cavité.

Nous avons réalisé un deuxième type de défauts qui est un défaut de substitution, nous avons remarqué que lorsqu'on fait varier le rayon du défaut, on peut atteindre n'importe quelle fréquence située dans la bande interdite photonique.

Après cette étude, nous avons simulé le couplage de deux défauts ponctuels. Lorsque les deux défauts sont proches l'un à l'autre, le pic se dédouble, révélant la présence de deux modes électromagnétiques différents et dans le cas où les deux défauts sont éloignés, il n'apparaît qu'un seul pic de transmission. Nous avons ainsi observé un taux de couplage de l'ordre de 75% entre un guide de type W1 et une cavité linéaire composée de seulement deux motifs suivant la direction du guide.

Enfin pour valider nos résultats de simulation nous les avons comparé à ceux de la littérature.

**Mots clé :** cristaux photoniques, cavité, simulateur Fimmprop, couplage.

## Abstract

Photonic crystals are periodic dielectric structures, where the periodicity varies on the wave-length scale. Analogous to electrons in semiconductors, the photon propagation can be de-scribed using a band structure in which transmission bands are separated by bandgaps, energy ranges at which light can not exist inside the photonic crystals. This analogy suggests that photonic crystals may be suitable to fabricate the components needed for integrated optics.

In this work is studied the influence of certain parameters geometrical of a two-dimensional photonic crystal of hexagonal cavity  $H_1$  with triangular network and of square cavity  $S_1$  with square network for a lacunar defect, by using the Fimmwave-Fimmprop simulator. Following our study we could note that:

- the increase in the factor of filling generates a displacement wavelength of resonance towards the high wavelengths for the square cavity  $S_1$  and towards the low wavelengths for the hexagonal cavity  $H_1$  but the factor of quality remains rather weak.
- The increase in the vertical periods improves the factor of quality.
- The increase in the horizontal periods allows obtaining a coefficient of transmission and the factor of quality of the resonant mode high.

It is noticed that the number of lines bordering the cavity determines the reflectivity of the mirrors.

We characterized hexagonal planar cavities with photonic crystals such as  $H_2$  and  $H_5$ , we noted that the spectral concentration of the modes and the factor of quality increase considerably with the size of cavity.

We carried out a second type of defects which is a defect of substitution, we noticed that when one varies the ray of the defect, one can reach any frequency located in the photonic forbidden band.

After this study, we simulated the coupling of two specific defects. When the two defects are close one with the other, the peak is duplicated, revealing the presence of two different electromagnetic modes and if the two defects are moved away, it appears one peak of transmission. We thus observed a rate of coupling of about 75% between a guide of the  $W_1$  type and a linear cavity made up of only two reasons according to the direction of the guide.

Finally to validate our results of simulation compared we them with those of the literature.

**Key words:** Photonic crystals, Cavity, Fimmprop Simulator, Coupling.

É0QæEæÖí a(ÖN?ç áTÇI NOËE çæY jãHæY YÇÖä áTÇI ÊçæNËB?ç  
ää ÖÇI æ É ÖÇI IçææB É Æ ÖÇI ÊÇNææã açaUÖÇI a Ö Á Y Çã

H<sub>1</sub>

.Fimmprop

Ù

Ù

Ù

S<sub>1</sub>

Ù

: ? açaÖNI a? Î ää  
æI äæ ÉUËäç ÊæI Y ÊçI í YÉ íUç Içæã?ç áçæÖI æI ääíãç ÊI æä áæØ açPæ í ä í TÄI Á? Ê?ç áaçU ÚçYÇ -  
çÖYæ çæI í ÊÊIæI ç ääU äBææ É ÖÇI ÖÇI ÊæI Yæ ÖÇI Ê ÖYæ ç Içæã?ç áçæÖI  
ÊIæI ç ääçU äÖI í ÊIææUç NçæI?ç TÍU ÚçYÇ -  
(Ù ) Ù Ù Ù N?ç áaçU ÚçYÇ ÊI a Ö ÉI P?ç NçæI?ç TÍU ÚçYÇ -  
ÊNæç ÖÇI ç TÍI ÊæI Y Ê ÖÇI a ç ÊI a U?ç TÍU äÄ ÚI? a

áBÖæ É NÖç É YBæ äI çäI? . h5 h2 Ù

Ù

Ù ÉIÜç NÖP YÖä NíUÉ IäU äÄ ÚI? .

Ù

Ù Ù çäI? . IÍçæ áBÖ?Ä NæUí? äíUÉ

W1

%75

NíI ?ç í Yæ

:  
. Fimmprop .