

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

MEMOIRE

Présenté en vue d'obtention du diplôme de magister

OPTION

Systèmes micro-électroniques et micro-ondes

**THEME**

**ETUDE DES GUIDES D'ONDES A CRISTAUX  
PHOTONIQUES BIDIMENSIONNELS**

PRESENTE PAR  
M<sup>lle</sup> BOUGRIOU FEIDA

Devant le jury

Président : Mme F.HOBAR

Prof U. Constantine

Rapporteur : Mme T.BOUCHEMAT

Prof U. Constantine

Examineurs: Mr A.TELIA

Prof U. Constantine

Mr M.BOUCHEMAT

Prof U. Constantine

2008

# SOMMAIRE

<b>Introduction générale.....</b>	<b>1</b>
<b>Chapitre I : Généralités sur les cristaux photoniques.....</b>	<b>4</b>
<b>I- Introduction.....</b>	<b>4</b>
<b>II- Définition.....</b>	<b>5</b>
<b>III- Analogie électron photon.....</b>	<b>7</b>
<b>IV- Réseau et réseau réciproque.....</b>	<b>8</b>
<b>V- Les cristaux photoniques unidimensionnels.....</b>	<b>9</b>
V-1- Généralités sur les réseaux de Bragg.....	10
V-2- La condition de réflexion totale.....	11
<b>VI- Les cristaux photoniques tridimensionnels.....</b>	<b>11</b>
VI-1- Structures "tas de bois".....	11
VI-2- Opales.....	12
<b>VII- Les cristaux photoniques bidimensionnels.....</b>	<b>13</b>
• Fort contraste d'indice (approche membrane).....	15
• Faible contraste d'indice (approche substrat).....	16
VII-1- Propriétés des cristaux photoniques bidimensionnels.....	16
VII-1-1- Différentes familles de cristaux photoniques bidimensionnels.....	17
• Le réseau carré.....	17
• Le réseau triangulaire.....	17
• Le réseau hexagonal.....	19
VII-1-2- Structure de Bande Photonique.....	20
VII-2- Ouverture d'une bande interdite omnidirectionnelle.....	20
VII-3- Diagramme de bandes.....	21
VII-4- Carte des bandes.....	24
<b>VIII- Les différents matériaux utilisés.....</b>	<b>25</b>
VIII-1- Le Silicium.....	25
a) Si de type p.....	25
b) Silicium macroporeux.....	26
c) Si/SiO <sub>2</sub> .....	26
VIII-2- Les semi-conducteurs III-V.....	26
<b>IX- Techniques de modélisation.....</b>	<b>27</b>
IX-1- Décomposition en ondes planes.....	27
IX-2- Différences finies dans le domaine temporel.....	27
<b>X- Conclusion.....</b>	<b>28</b>

## **Chapitre II : Les guides d'ondes dans les cristaux photoniques.....29**

<b>I- Introduction.....</b>	<b>29</b>
<b>II- Théorie des guides d'ondes classiques.....</b>	<b>29</b>
II-1- Guide d'onde planaire.....	30
II-2- Modes guidés.....	32
II-2-1- Equations de Maxwell.....	33
i) Modes TE.....	34
ii) Modes TM.....	35
II-2-2- Analyse des modes guidés.....	35
<b>III- Matériaux BIP à défaut.....</b>	<b>36</b>
III-1- Principe de base.....	36
III-2- Les différents types de défaut.....	36
III-2-1- Les types de défaut.....	36
III-2-2- La nature des défauts.....	37
• Dimensions des motifs élémentaires.....	37
• Distance entre motifs élémentaires.....	37
• Valeur de la permittivité relative des motifs élémentaires.....	38
• Défaut par vacuité.....	38
III-3- Défauts ponctuels et cavités.....	39
III-4- Défauts étendus et guides d'ondes.....	40
<b>IV- Guides d'ondes dans les cristaux photoniques.....</b>	<b>41</b>
IV-1- Confinement latéral d'un guide à cristaux photoniques.....	42
IV-2- Diagramme de bandes du cristal avec défaut. Méthode de la supercellule.....	44
IV-2-1- Méthode de la supercellule appliquée aux défauts étendus.....	45
IV-3- Intérêts du guide à cristal photonique.....	46
IV-4- les guides d'ondes courbés.....	47
IV-5- Principe de test des guides à cristaux photoniques.....	48
IV-6- Transmission du guide.....	50
IV-7- Les pertes dans les guides à cristaux photoniques.....	51
<b>V- Autres applications des cristaux photoniques bidimensionnels .....</b>	<b>52</b>
V-1- Filtres et multiplexeurs.....	52
V-2- Fibres optiques.....	54
<b>VI- Conclusion.....</b>	<b>55</b>

## **Chapitre III Résultats et interprétations.....56**

<b>I- Introduction.....</b>	<b>56</b>
<b>II- Fimmwave-Fimmprop.....</b>	<b>56</b>
II-1-Module Fimmwave.....	57
II-1-1- L'arbre de projets.....	58

II-1-2- Les solutionneurs .....	58
II-2- Module Fimmprop.....	59
II-2-1- Layout.....	59
II-2-2- Fimmprop scanner .....	60
<b>III- Les guides d'ondes à CP2D.....</b>	<b>62</b>
III-1- Définition de la structure d'étude.....	63
III-2- La bande interdite photonique.....	63
<b>IV- Les guides d'ondes rectilignes.....</b>	<b>64</b>
IV-1- Transmission et réflexion du guide W1.....	65
IV-2- Evaluation des pertes.....	66
IV-2-1- Les pertes linéiques .....	66
IV-2-2- Les pertes par effet tunnel .....	67
IV-3- Effet de la forme annulaire des trous .....	69
IV-4- Effet de la modification de la taille des motifs .....	70
IV-5- Effet de la forme elliptique des trous.....	72
<b>V- Les guides d'ondes virages.....</b>	<b>74</b>
V-1- Effet de la modification de la taille des trous .....	76
V-2- Effet de la forme elliptique des trous .....	77
V-3- Effet de la topologie.....	79
i) Les pertes par courbure.....	79
ii) Les pertes par transition.....	80
iii) Les pertes par rugosité aux virages.....	81
<b>VI- Validation.....</b>	<b>82</b>
VI-1- Les pertes dans les guides à CP à trous elliptiques.....	82
<b><u>Conclusion générale.....</u></b>	<b><u>84</u></b>

## Introduction générale

Au cours du siècle dernier, des progrès spectaculaires ont été accomplis dans le domaine des sciences et techniques de l'information. Depuis la réalisation en 1948 [1] d'un des premiers composants à base d'un matériau semi-conducteur : le transistor, l'intégration de nombreuses fonctions électriques sur une même puce a permis de faire croître sans cesse la capacité et la vitesse de nos ordinateurs. La microélectronique a envahi notre vie de tous les jours et la plupart des appareils autour de nous contiennent au moins une puce électronique. Des fonctions optiques ont également pu être développées avec des matériaux semi-conducteurs, comme l'émission et la détection de lumière, ouvrant ainsi la voie de l'optoélectronique. Les diodes électroluminescentes, les diodes lasers, et les capteurs CCD (Coupled Charge Device) peuvent ici être cités.

Dans le domaine des télécommunications, la lumière s'avère être un très bon vecteur du fait de son insensibilité aux perturbations électromagnétiques et de sa haute fréquence ( $\approx 10^{14}$  Hz) permettant d'envisager de hauts débits de transmission. De plus, le développement des fibres optiques avec de faibles pertes rend possible le transport de l'information sur des distances de plus de 100Km sans répéteurs [1]. Parallèlement, les calendriers technologiques actuels indiquent que la microélectronique du futur devrait être confrontée à un problème technologique important : les interconnexions électriques.

En effet, la poursuite des progrès d'intégration pourrait bientôt se heurter à des limitations en terme de bande passante et de dissipation d'énergie et à des problèmes de capacités parasites entre les pistes plus proches. De plus, l'augmentation de la taille des circuits pourrait créer des problèmes de synchronisation d'horloge. Pour lever ce verrou, une des possibilités serait justement d'utiliser des moyens d'interconnexion optique, soit entre puces, soit entre certaines parties d'une puce, soit entre les transistors à l'intérieur même de celle-ci . Parmi les solutions envisagées aujourd'hui, une voie intéressante serait de fabriquer des dispositifs photoniques (émetteurs, modulateurs, détecteurs...).

Les photons sont apparus donc comme des vecteurs d'information performants. C'est dans ce contexte qu'Eli Yablonovitch suggéra, dans un article fondateur daté de 1987 [2], d'étendre les concepts de structure de bandes et de bande interdite. En structurant artificiellement la matière, il est possible de contrôler la lumière. Yablonovitch souhaitait initialement appliquer cette idée au problème du contrôle de l'émission spontanée, mais rapidement le caractère plus général de ce concept est apparu : les cristaux photoniques (CPs) étaient nés.

Les cristaux photoniques sont de nouveaux matériaux dont les propriétés optiques permettent de manipuler la lumière à l'échelle de la longueur d'onde. Ces cristaux sont des structures dont l'indice diélectrique varie fortement à l'échelle de la longueur d'onde sur une, deux ou trois directions de l'espace. Cela en fait des réflecteurs efficaces, multidirectionnels, et compacts dont l'utilisation permet d'envisager une réduction en taille des composants d'optique guidée d'un facteur de  $10^3$  à  $10^4$  [3].

Ces nouveaux matériaux pour l'optique peuvent par exemple interdire la propagation de la lumière dans certaines directions et pour des énergies comprises dans ce que l'on appelle une bande interdite photonique BIP (ou un gap photonique). Aussi ils permettent d'envisager la réalisation de dispositifs nanométriques pour la manipulation de la lumière. Des comportements nouveaux apparaissent, se différenciant nettement de ceux de l'optique traditionnelle.

Une des premières applications des cristaux photoniques qui a été proposée est le contrôle de l'émission spontanée d'un émetteur placé dans un cristal photonique. Brièvement, si la fréquence d'un émetteur placé dans un cristal photonique se situe dans la bande interdite photonique, l'émission spontanée est supprimée. Par contre l'émission de l'émetteur peut être exaltée, si sa fréquence coïncide avec des bandes permises dont la densité d'état est grande ou bien en utilisant des microcavités optiques de grand facteur de qualité.

Si l'on introduit des défauts dans le cristal photonique, de nouveaux états permis apparaissent dans la bande interdite photonique, comme lors du dopage des impuretés d'un semi-conducteur. La lumière peut être confinée selon plusieurs dimensions selon le défaut et la dimensionnalité du cristal photonique. Par exemple, si l'on introduit un défaut unidimensionnel dans un cristal photonique bidimensionnel, la lumière est confinée en deux dimensions. Une cavité bidimensionnelle est créée. Si l'on introduit un défaut linéaire dans un cristal photonique bidimensionnel, la lumière est confinée dans une dimension et elle est libre de se propager dans l'autre dimension, ce qui constitue un guide d'onde. En utilisant ces concepts de base, il est alors possible de concevoir des dispositifs pour l'optique intégrée avec ces cavités et ces guides d'ondes.

L'introduction d'éléments à base de cristaux photoniques permettrait de traiter toute l'information sous forme lumineuse et de miniaturiser les circuits actuels. C'est la raison pour laquelle de nombreuses propositions pour des dispositifs à base de cristaux photoniques ont été faites et parfois déjà réalisées, comme les guides d'ondes, les virages, les filtres sélectifs, et les multiplexeurs.

Ce manuscrit est constitué de trois chapitres :

Le premier est consacré à l'énumération des différents cristaux photoniques. L'analogie entre l'équation de Schrödinger et les équations de Maxwell est exposée.

Afin de mieux appréhender les cristaux photoniques bidimensionnels CP2D sur lesquels nous allons orienter notre étude, les différentes propriétés de ces structures sont brièvement exposées et une étude bibliographique est réalisée afin d'énumérer les différentes techniques et les différents matériaux avec lesquels des cristaux photoniques 2D et 1D ont déjà été fabriqués ainsi que les différentes techniques de modélisation utilisées.

Dans le chapitre II, nous étudions en premier les guides d'ondes classiques. Après une brève étude théorique, nous exposerons la très grande variété de défauts dans les cristaux photoniques bidimensionnels concevables donnant lieu à toutes sortes d'applications potentielles. Les deux défauts fréquemment réalisés sont : les microcavités résonantes et les guides d'ondes.

Nous nous attarderons plus particulièrement sur les guides d'ondes à cristaux photoniques 2D et leur intérêt pour l'optique intégrée.

Enfin, nous citerons les principales causes de pertes qui pourront être minimisées en optimisant les structures étudiées.

Quant au chapitre III, il est entièrement dédié à l'étude du guidage obtenu par une ligne de défauts réalisée dans un CP2D sur membrane suspendue en GaAs. Cette étude sera réalisée par le simulateur Fimmwave-Fimmprop.

Une première partie servira à l'introduction du logiciel Fimmwave-Fimmprop. La deuxième partie est consacrée à l'étude analytique du guide W1 (ou monorangée), nous insisterons sur l'évaluation des pertes et nous étudierons l'influence d'un certain nombre de modifications apportées au guide W1 en vue d'améliorer sa transmission.

Nous aborderons dans une troisième partie les guides virages, nous proposerons, dans cette étude, plusieurs leviers susceptibles d'améliorer les conditions de transmission au virage. Nous finaliserons par une la validation de nos résultats.

## **Chapitre I :**

### **Généralités sur les cristaux photoniques**

#### **I- Introduction**

D'énormes progrès ont été accomplis en une vingtaine d'année, depuis l'apparition du concept des cristaux photoniques (CPs) par Yablonovitch en 1987 [2], en passant par les premières études numériques en 1990, les prototypes aux longueurs d'ondes microondes en 1991[4], puis aux longueurs d'ondes optiques en 1995 jusqu'aux premiers dispositifs commercialisés en 1999[5].

Les (CPs) sont des structures dont l'indice de réfraction varie périodiquement dans une, deux ou trois dimensions. Ce milieu périodique produit sur la lumière qui se propage dans le cristal photonique un effet analogue à celui du potentiel périodique sur les électrons dans un cristal. De même qu'il existe pour des électrons des bandes d'énergie permises et des bandes interdites, il existe des bandes photoniques d'états permises et des bandes photoniques interdites. Une bande photonique correspond à un mode qui se propage dans le cristal photonique. Une bande interdite photonique (BIP) correspond à un intervalle d'énergie où la propagation de la lumière est interdite dans certaines directions du cristal photonique. Les cristaux photoniques offrent la possibilité de contrôler la propagation de la lumière et ceci, sur une dimension de l'ordre de grandeur de la longueur d'onde dans le matériau. C'est notamment cette propriété qui les rend intéressants pour de nombreuses applications.

Ces structures permettent la réalisation ou la perspective de réalisation de nombreux composants tels que des filtres, des guides, des lasers sans seuil, des microcavités...

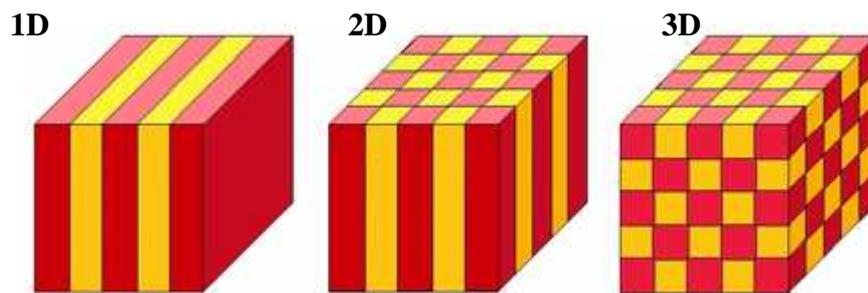
Les CPs 3D possèdent une bande interdite omnidirectionnelle. Cependant, les difficultés technologiques de leur réalisation sont grandes étant données les dimensions requises (de l'ordre de la longueur d'onde). Les études se sont donc concentrées sur les cristaux 2D, pour

le développement de composants d'optique intégrée planaire de taille considérablement réduite (quelques microns pour des applications optiques).

La réalisation de structures périodiques bidimensionnelles par différentes méthodes de lithographie est à présent bien maîtrisée pour les matériaux tels que le silicium et les semi-conducteurs III-V.

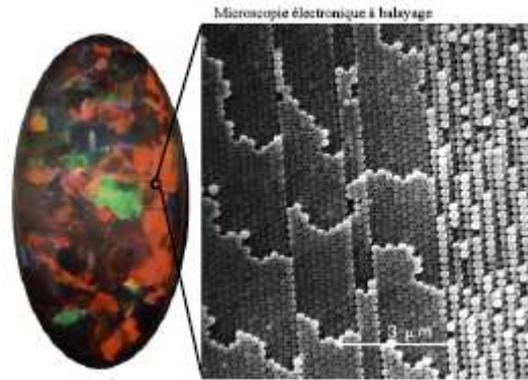
## II- Définition

Les cristaux photoniques sont des matériaux dont la constante diélectrique est modulée de façon périodique. La périodicité peut être unidimensionnelle (miroir de Bragg), bidimensionnelle ou encore tridimensionnelle (Figure I-1) [6]. Une bande interdite photonique s'ouvre dans une ou plusieurs directions de l'espace selon les cas.



*Figure I-1: Représentation schématique de cristaux photoniques unidimensionnels (1D), Bidimensionnels (2D) et Tridimensionnels (3D).*

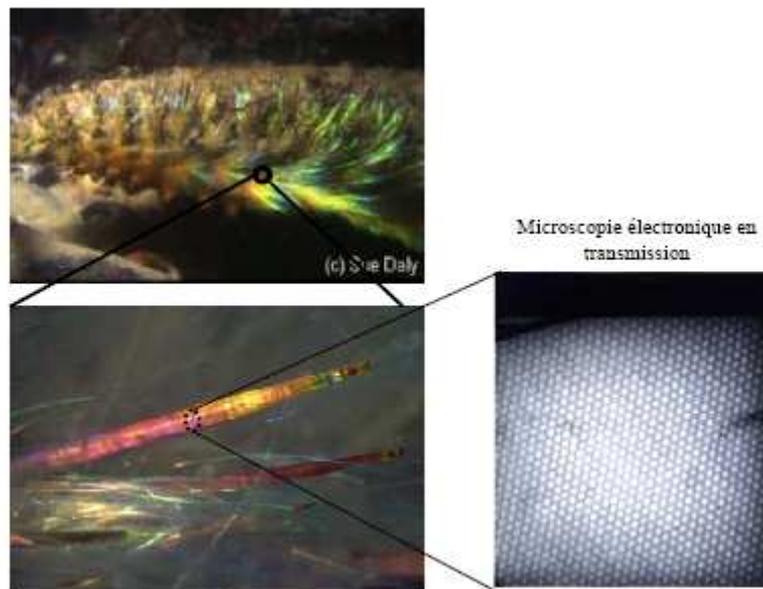
On peut noter qu'il existe des cristaux photoniques naturels. Sur la figure I-2, on montre une image au microscope électronique d'une opale naturelle constituée d'un réseau quasi-périodique de billes de silice.



*Figure I-2 : Image au microscope électronique d'une opale naturelle constituée d'un réseau quasi-périodique de billes de silice [3].*

Cet arrangement périodique des billes de silice est responsable des couleurs chatoyantes des opales naturelles, dans la mesure où le caractère périodique de la structure conduit à des effets de diffraction gouvernés par la loi de Bragg [7].

L'opale n'est pas le seul exemple de cristal photonique naturel. Des biologistes ont trouvé un ver dont la carapace est un cristal photonique plus performant que ceux fabriqués jusqu'à présent. Cet animal se nomme souris de mer (Figure I- 3).



*Figure I-3 : Exemples de réalisations naturelles de structures périodiques. Ces structures apparaissent chez certaines espèces animales et minérales comme les souris de mers [3].*

Par comparaison, l'image suivante (Figure I-4) [7] montre, toujours en imagerie électronique, un cristal photonique bidimensionnel artificiel.

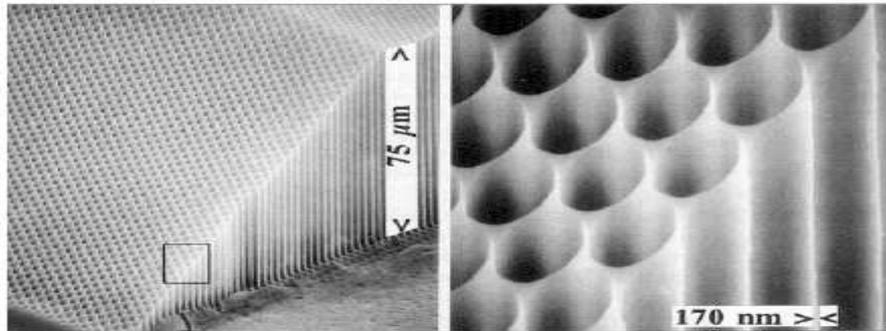


Figure I-4 : Exemple de cristal photonique bidimensionnel imagé en microscopie électronique.

### III- Analogie électron photon

Un cristal photonique est un matériau dont la constante diélectrique varie périodiquement dans une ou plusieurs directions de l'espace. Cette définition qui semble très simple, a pourtant d'importantes conséquences. En effet, si la période de modulation de la constante diélectrique est de l'ordre de la longueur d'onde de la lumière utilisée, cette modulation conduit à l'apparition d'intervalles d'énergie ayant une densité de modes électromagnétiques nulle, c'est-à-dire qu'aucune radiation lumineuse quelque soit sa polarisation et sa direction de propagation ne peut s'y propager [8].

Les équations gouvernant la propagation de la lumière dans un cristal photonique sont les équations de Maxwell. Si nous considérons un matériau non magnétique ( $\mu_r = 1$ ), sans charges ( $\rho = 0$ ) ni courants et de constante diélectrique réelle  $\epsilon(r)$  (le matériau est non absorbant), les quatre équations de Maxwell s'écrivent :

$$\left\{ \begin{array}{l} \nabla \cdot (\epsilon(r)E(r,t)) = 0 \dots\dots\dots \text{I-1} \\ \nabla \cdot H(r,t) = 0 \dots\dots\dots \text{I-2} \\ \nabla \times E(r,t) = -\mu_0 \frac{\partial}{\partial t} H(r,t) \dots\dots\dots \text{I-3} \\ \nabla \times H(r,t) = \epsilon_0 \epsilon(r) \frac{\partial}{\partial t} E(r,t) \dots\dots\dots \text{I-4} \end{array} \right.$$

On applique  $\frac{\partial}{\partial t}$  à I-3, on obtient :

$$\nabla \times \left( \frac{\partial E(r,t)}{\partial t} \right) = -\mu_0 \frac{\partial^2 H(r,t)}{\partial t^2} \dots \dots \dots \text{I-5}$$

De I-4 on a :

$$\frac{\partial E(r,t)}{\partial t} = \frac{\nabla \times H(r,t)}{\epsilon_0 \epsilon(r)} \dots \dots \dots \text{I-6}$$

En remplaçant la valeur de  $\frac{\partial E(r,t)}{\partial t}$  dans I-5 :

$$\nabla \times \left( \frac{\nabla \times H(r,t)}{\epsilon(r)} \right) = -\mu_0 \epsilon_0 \frac{\partial^2 H(r,t)}{\partial t^2} \dots \dots \dots \text{I-7}$$

Où  $c = (\epsilon_0 \mu_0)^{-\frac{1}{2}}$  est la vitesse de la lumière dans le vide :

$$\nabla \times \left( \frac{1}{\epsilon(r)} \nabla \times H(r,t) \right) = -\frac{\partial^2 H(r,t)}{c^2 \partial t^2} \dots \dots \dots \text{I-8}$$

Si l'on cherche des solutions à cette équation sous la forme d'ondes harmoniques ,  $H(r,t) = H(r)e^{-i\omega t}$  on peut écrire l'équation suivante :

$$\nabla \times \left( \frac{1}{\epsilon(r)} \nabla \times H(r) \right) = \frac{\omega^2}{c^2} H(r) \dots \dots \dots \text{I-9}$$

L'équation (I-9) est l'analogue formel de l'équation de Schrödinger décrivant le mouvement des électrons dans le potentiel périodique d'un cristal,  $H(r)$  étant l'analogue électromagnétique de la fonction d'onde électronique  $\psi(r)$  et  $\epsilon(r)$  celui du potentiel atomique  $V(r)$ . Cette analogie va nous permettre d'appliquer les outils et les concepts développés en physique du solide, tels que les notions de réseau réciproque, de zone de Brillouin ou le théorème de Bloch [8].

#### IV- Réseau et réseau réciproque

Considérons la figure I-5(a). Des trous circulaires d'air sont percés dans un matériau de constante diélectrique  $\epsilon$  suivant un motif triangulaire.

On peut alors définir un réseau réciproque (qui sera lui aussi triangulaire), dont la première zone de Brillouin sera hexagonale et où apparaissent trois points de haute symétrie notés  $\Gamma$ , M et K. L'analogie avec la physique du solide permet de savoir que pour étudier les propriétés de ce réseau, il suffira de les étudier suivant la zone de Brillouin réduite (zone grisée sur la figure

I-5(b)). La zone de Brillouin permet l'acquisition d'une information supplémentaire, à savoir si l'on veut interdire la propagation d'un photon quelque soit sa direction de parcours, il faudra que le photon "voit" la même période quelque soit son vecteur d'onde. Cela s'exprime très simplement dans l'espace réciproque : il faut que la zone de Brillouin soit la plus circulaire possible. Dans le cas 2D, les réseaux triangulaire et hexagonal qui possèdent tous deux des zones

de Brillouin hexagonales apparaissent comme de bons candidats [8].

La direction  $\Gamma K$  du réseau réciproque correspond à la direction des premiers voisins du réseau réel, la direction  $\Gamma M$  correspond à la direction des seconds voisins [9].

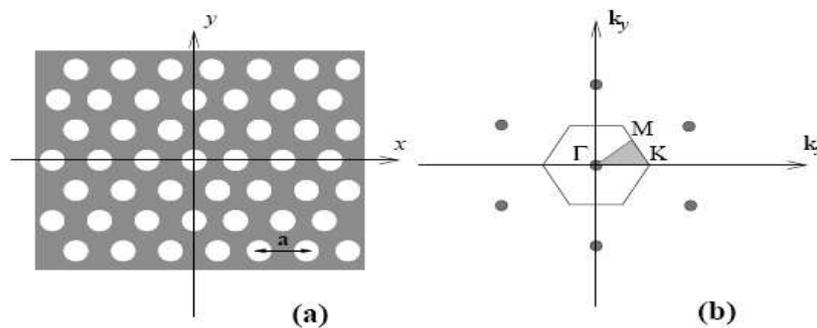


Figure I-5 : Exemple de réseau bidimensionnel (a) et réseau réciproque associé (b) [8].

## V- Les cristaux photoniques unidimensionnels

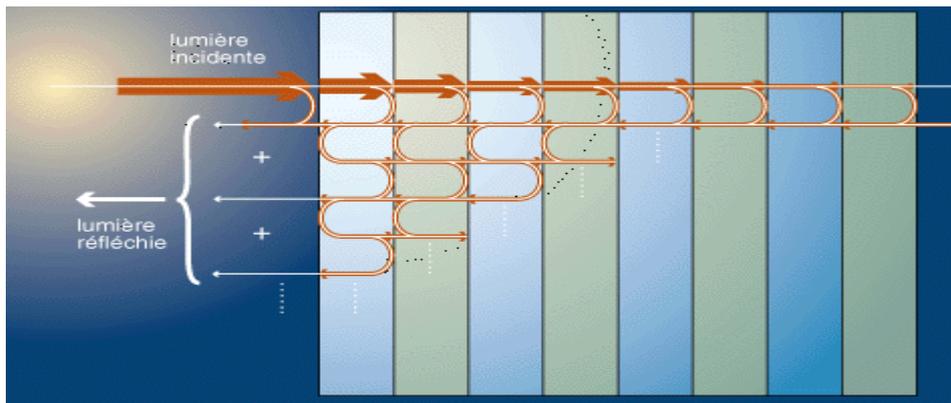
Ces structures sont couramment utilisées sous le nom de réseau de Bragg (Figure I-6) [5]. Elles sont généralement réalisées par un empilement de couches d'indice de réfraction différent et d'épaisseur optique  $\lambda/4$ ,  $\lambda$  étant la longueur d'onde guidée autour de laquelle le matériau doit interdire la propagation des ondes électromagnétiques sous incidence normale. Les réseaux de Bragg ont prouvé leur utilité dans de nombreuses applications : convertisseurs de modes pour fibres optiques, filtres sélectifs de longueur d'onde, multiplexeurs, lasers spéciaux à bande étroite...



*Figure I-6 : Structure unidimensionnelle.*

### **V-1- Généralités sur les réseaux de Bragg**

Les réseaux de Bragg sont des successions de couches d'indice de réfraction différent, empilées, de manière périodique. Le comportement du réflecteur de Bragg est expliqué à partir de processus d'interférences multiples. Comme le montre la figure I-7, une onde qui se propage dans le système multicouche, subit une réflexion à chaque interface. Cette réflexion s'accompagne d'un changement de phase  $\Pi$  si l'onde va d'un milieu de faible indice vers un milieu de fort indice. Elle s'effectue sans changement de phase dans le cas contraire. Lorsque l'épaisseur optique totale des alternances est de  $\lambda/2$ , l'onde réfléchi par l'interface (1) est en phase avec celles réfléchies par les interfaces (3), (5), (7)... Par suite de ces interférences constructives, on finit ainsi par aboutir à une réflexion totale, ce qui revient à dire que l'onde ne peut se propager et que l'on est en présence d'une bande interdite photonique ou BIP [5].



*Figure I-7- : Représentation schématique de l'interférence des ondes réfléchies par chaque dioptré [10].*

## V-2- La condition de réflexion totale

La condition de réflexion totale menant à une bande photonique interdite large est donnée par la relation suivante [11]:

$$n_H * e_H = n_L * e_L = \frac{\lambda}{4} \dots\dots\dots I-10$$

Où  $\lambda$  est la longueur d'onde centre du BIP.

$n_{(H,L)}$  et  $e_{(H,L)}$  sont les indices de réfraction et les épaisseurs des couches respectivement.

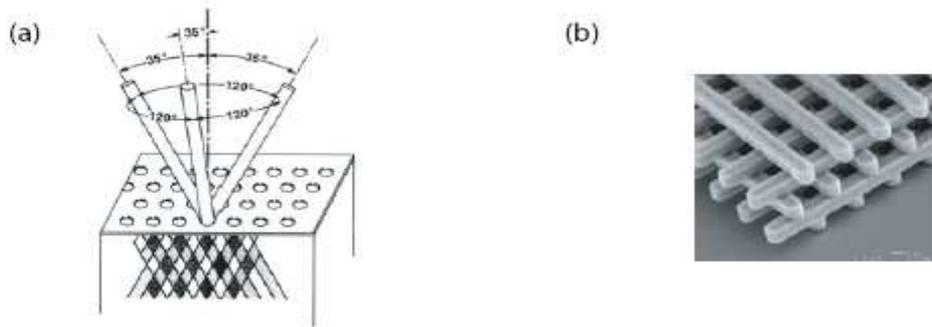
$n_{(H,L)} \cdot e_{(H,L)}$  sont souvent appelées les épaisseurs optiques. On appelle  $\Delta\lambda$  le domaine spectral autour de  $\lambda$ , pour lequel la transmission est inférieure à  $10^{-2}$ .

## VI- Les cristaux photoniques tridimensionnels

Les cristaux photoniques tridimensionnels suscitent encore beaucoup d'intérêts. Le premier cristal photonique tridimensionnel a été fabriqué par K.M. Ho et al [12]. Il était formé de sphères de silicium arrangées selon une structure diamant. En 1993 E. Yablonovite fabriquait un cristal photonique en perçant des trous dans un bloc de plexiglas selon trois directions qui simulent les directions cristallines  $\langle 110 \rangle$  d'un cristal diamant. Ce cristal photonique s'appelle d'après son inventeur "la Yablonovite" (Figure I -8(a)) [4]. Avec ce cristal photonique, le concept de la bande interdite photonique a été démontré expérimentalement pour la première fois. De nombreuses méthodes de fabrication des cristaux photoniques tridimensionnels ont été proposées. Les plus prospectées sont les suivantes:

### VI-1- Structures "tas de bois"

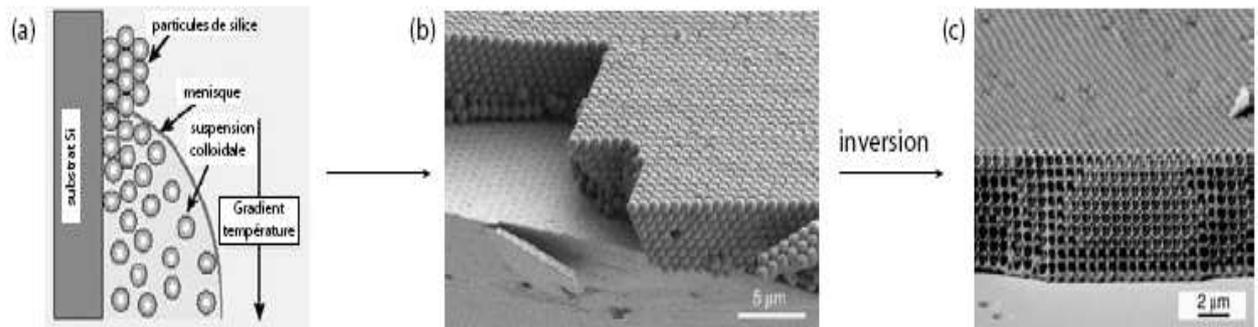
La structure périodique de ces cristaux photoniques tridimensionnels est bâtie en déposant par couches successives des rubans de silicium polycristallin dans des tranchées de silice. Cette fabrication, de très longue durée, se fait plan sur plan. Après avoir construit la structure, la silice est retirée pour obtenir un cristal photonique tridimensionnel Si/air dont le contraste d'indice est suffisant pour ouvrir une bande d'énergie interdite omnidirectionnelle (Figure I-8(b)).



**Figure I-8 :** (a) La Yablonivite: les trous de ce cristal ont été percés dans un bloc de plexiglas et forment un réseau FCC (b) Image MEB (Microscopie Electronique à Balayage) d'un cristal photonique du type tas de bois fabriquée par lithographie UV dans du silicium.

## VI-2- Opales

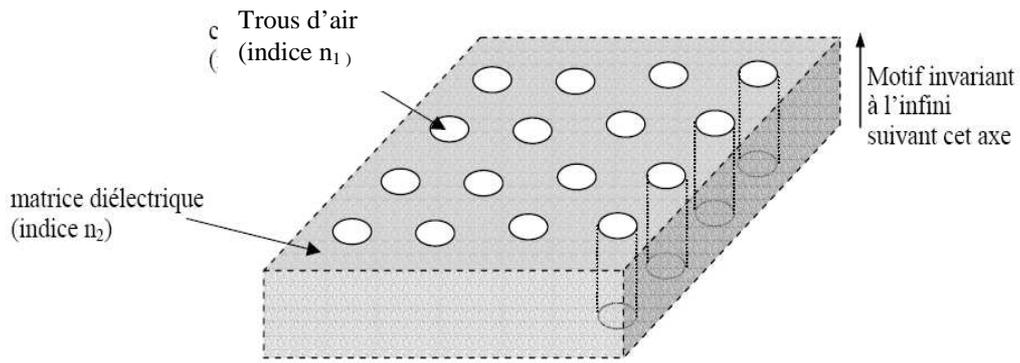
Des opales sont obtenues chimiquement par auto-organisation. La première opale a été obtenue par sédimentation de sphères de silice en solution: par sédimentation, ces sphères s'arrangent selon un réseau cubique à faces centrées (FCC). Le nombre important de défauts dans les premières opales a été fortement réduit grâce à des techniques de croissance auto-organisées proposées par Y.A. Vlasov (Figure I-9) [13]. La plupart de ces cristaux 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 inversées à partir de l'infiltration d'un matériau de haut indice dans les interstices qui séparent les sphères. Ces dernières sont ensuite dissoutes chimiquement pour aboutir à la structure finale de sphères d'air dans une matrice de haut indice. De nombreuses techniques de fabrication existent encore comme la lithographie par holographie par rayons X, l'auto-clonage [14].... Elles souffrent encore toutes d'une mise en œuvre laborieuse et délicate, et souvent ne permettent pas l'insertion déterministe de défauts.



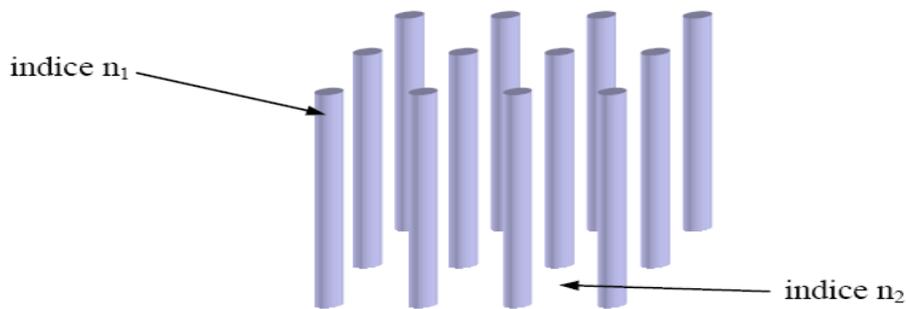
*Figure I-9 : Fabrication des opales inversées sur substrat par auto organisation: (a) Les sphères de  $\text{SiO}_2$  sont forcées de s'ordonner à la surface d'un substrat de silicium lorsque le ménisque se déplace vers le bas lors de l'évaporation du solvant. Un gradient de température appliqué empêche une sédimentation non désirée de particules. (b) Les sphères sont assemblées directement sur le substrat de Si pour former l'opale. (c) La structure opale est infiltrée avec du silicium puis les sphères de  $\text{SiO}_2$  sont enlevées par gravure humide.*

## VII- Les cristaux photoniques bidimensionnels

Les cristaux photoniques à trois dimensions posent encore de nombreux problèmes de fabrication. Pour cette raison, nous nous sommes intéressés aux cristaux photoniques à deux dimensions qui peuvent être fabriqués facilement. A deux dimensions, les cristaux photoniques sont composés d'un réseau périodique de piliers de diélectrique dans l'air (structure déconnectée) ou de trous d'air percés dans une matrice diélectrique (structure connectée) (Figure I-10).



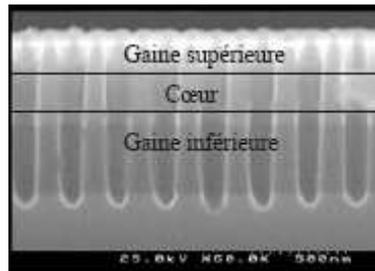
(a)



(b)

Figure I-10: Structures bidimensionnelles: (a) connectée (b) déconnectée [15].

Il est possible d'introduire des défauts dans ce type de cristal photonique. Par contre, l'absence d'un confinement vertical de la lumière est gênant pour l'application de ce type de cristal photonique en optique intégrée. Pour compenser cette absence, la lumière peut être confinée verticalement par un guide d'onde classique (Figure I-11) [14]. Le guide d'onde classique se compose d'une couche diélectrique entourée de deux autres couches diélectriques d'indices de réfraction plus faibles. Les guides d'ondes classiques sont couramment utilisés en optique intégrée et sont facilement fabriqués par des techniques habituelles d'épithaxie.

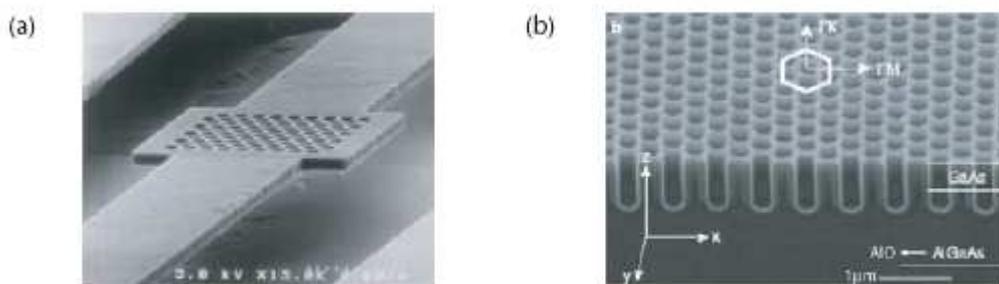


*Figure I-11: Image MEB d'un cristal photonique gravé dans une hétérostructure.*

Les trous des cristaux photoniques sont gravés dans le guide d'onde classique. Ce type de cristal photonique s'appelle : cristal photonique bidimensionnel planaire. Il est fabriqué à l'aide de technologies standard de la microélectronique qui laissent une grande liberté quant aux modifications locales des propriétés du réseau. Ces avantages font de ces structures des candidats prometteurs pour la réalisation de composants pour l'optique intégrée. Les guides d'ondes classiques qui assurent le confinement vertical de la lumière sont classés en deux catégories, et se distinguent par leur contraste d'indice.

- **Fort contraste d'indice (approche membrane)**

Les confinements à fort contraste d'indice sont généralement obtenus à l'aide d'une membrane semi-conductrice suspendue dans l'air, une couche de Si déposée sur  $\text{SiO}_2$  ou encore une couche de GaAs déposée sur  $\text{Al}_x\text{O}_y$  (Figure I-12).



*Figure I-12: Exemples de cristaux photoniques 2D planaires à haut contraste d'indice vertical: (a) Membrane suspendue dans l'air d'épaisseur 270 nm. (b) Cristal photonique planaire avec des trous profonds de  $\sim 0.5 \mu\text{m}$ , gravés partiellement dans la couche  $\text{Al}_x\text{O}_y$  [6].*

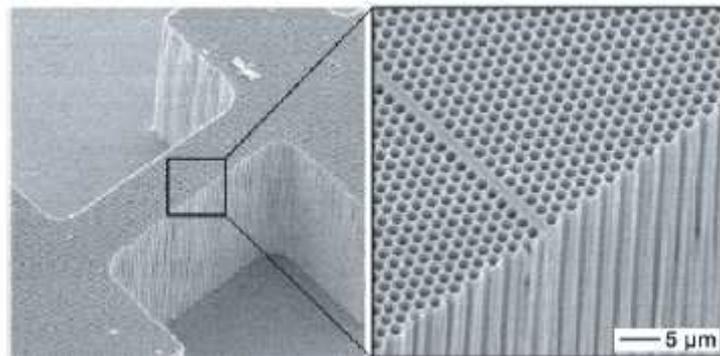
Un fort contraste d'indice permet un bon confinement vertical de la lumière et limite les pertes de propagation. De plus, la profondeur nécessaire des trous est plus petite que dans le cas des faibles contrastes d'indice, donc la gravure est plus facile. En revanche, ces structures sont plus fragiles (membranes suspendues dans l'air) et souffrent d'une mauvaise évacuation thermique qui peut poser des problèmes pour certaines applications telles que les lasers [6].

- **Faible contraste d'indice (approche substrat)**

Si la différence d'indice entre les deux milieux est faible ( $\Delta n \approx 0.1-0.2$ ) [13], comme dans le cas des III-V, on parle d'approche substrat. Le confinement vertical est faible et les pertes de propagation peuvent être importantes dans certaines situations [6]. L'épaisseur de la couche guidante doit être relativement importante (supérieure au micromètre) pour conserver un guidage monomode.

### **VII-1- Propriétés des cristaux photoniques bidimensionnels**

Les matériaux à Bande Interdite Photonique unidimensionnelle (BIP 1D) ou encore réseau de Bragg, ne contrôlent les radiations lumineuses que dans une certaine ouverture angulaire autour de la normale. Pour permettre le contrôle de la propagation des ondes électromagnétiques avec des angles d'incidences variables, on utilise des matériaux à BIP 2D (Figure I-13) [14], voire à BIP 3D. Notre choix s'oriente vers des BIP bidimensionnelles qui ne sont pas aussi performantes que leurs analogues tridimensionnels.



*Figure I-13: Cristal photonique bidimensionnel dans du silicium macroporeux avec un défaut unidimensionnel.*

### VII-1-1- Différentes familles de cristaux photoniques bidimensionnels

De nombreux théoriciens ont cherché à optimiser les dimensions des structures pour obtenir des bandes interdites complètes même si celles-ci possèdent peu d'application. On distingue 3 principales familles de matériaux à BIP bidimensionnelle selon la forme du réseau :

- **Le réseau carré**

La maille primitive est un carré de côté **a**. Sa zone de Brillouin est un triangle isocèle rectangle  $\Gamma XM$  (Figure I-14) [5].

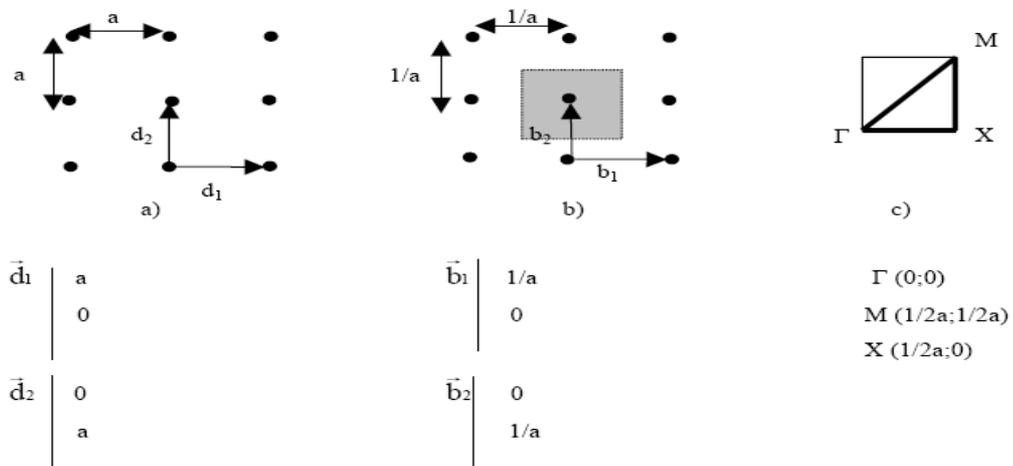


Figure I-14 : Représentation a) d'un réseau carré b) de son réseau réciproque et c) de sa zone de Brillouin.

- **Le réseau triangulaire**

Ce réseau permet d'ouvrir des bandes interdites les plus larges dans le plan. Le réseau est décrit par les vecteurs directs  $\vec{a}_1$  et  $\vec{a}_2$  (Figure I-15(b)). Les vecteurs du réseau réciproque sont définis par:

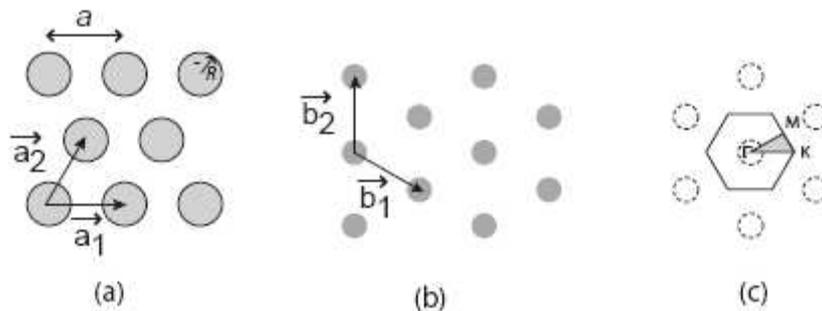
$$\vec{b}_1 = 2\pi \frac{\vec{a}_2 \times \vec{a}_3}{V_c}, \vec{b}_2 = 2\pi \frac{\vec{a}_3 \times \vec{a}_1}{V_c}, \vec{b}_3 = 2\pi \frac{\vec{a}_1 \times \vec{a}_2}{V_c} \dots\dots\dots\text{I-11}$$

Où  $V_c = \vec{a}_1 (\vec{a}_2 \times \vec{a}_3)$  est le volume de la cellule élémentaire et  $\vec{a}_3 = \vec{e}_z$  ( $\vec{e}_z =$  vecteur unitaire dans la direction z). La période du cristal photonique est  $a$  (Figure I-16(a)). Le facteur de remplissage désigne le rapport entre l'aire du motif (ici un cercle:  $A = \pi r^2$ , où  $r$  est le rayon du cercle) et l'aire de la cellule élémentaire du réseau. Pour le réseau triangulaire, l'aire

$$\text{de la cellule élémentaire est : } A_c = \frac{\sqrt{3}}{2} a^2$$

Le facteur de remplissage est alors [14]:

$$f = \frac{A}{A_c} = \frac{\pi r^2}{\frac{\sqrt{3}}{2} a^2} \dots\dots\dots\text{I-12}$$



**Figure I-15: Réseau triangulaire: (a) réseau direct, (b) réseau réciproque et (c) zone de Brillouin avec les points de symétrie [14].**

Les propriétés élémentaires du réseau triangulaire sont résumées sur le tableau I-1 [14].

Vecteurs directs	$\vec{a}_1 = (1, 0); \vec{a}_2 = \left(\frac{1}{2}, \frac{\sqrt{3}}{2}\right)$
Vecteurs réciproques	$\vec{b}_1 = \frac{2\pi}{a} \left(1, -\frac{1}{3}\sqrt{3}\right); \vec{b}_2 = \frac{2\pi}{a} \left(0, \frac{2}{3}\sqrt{3}\right)$
Facteur de remplissage	$\frac{2\pi r^2}{\sqrt{3} a^2}$
L'aire de la cellule élémentaire	$\frac{\sqrt{3}}{2} a^2$

Tableau I-1: Propriétés élémentaires du réseau triangulaire.

- **Le réseau hexagonal**

En ôtant quelques motifs au réseau précédent, un réseau hexagonal peut être obtenu (Figure I-16a) [5].

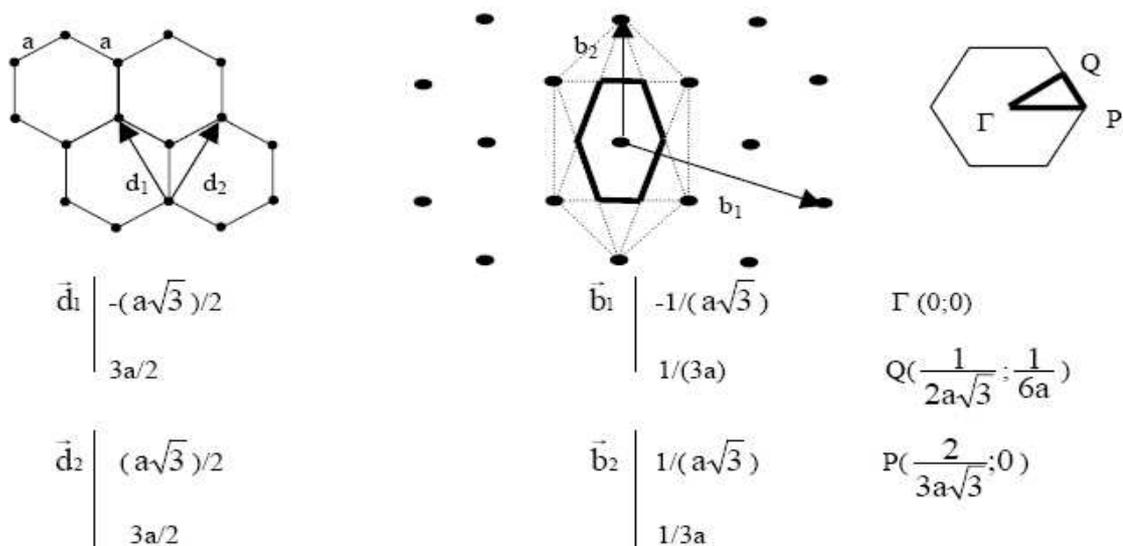
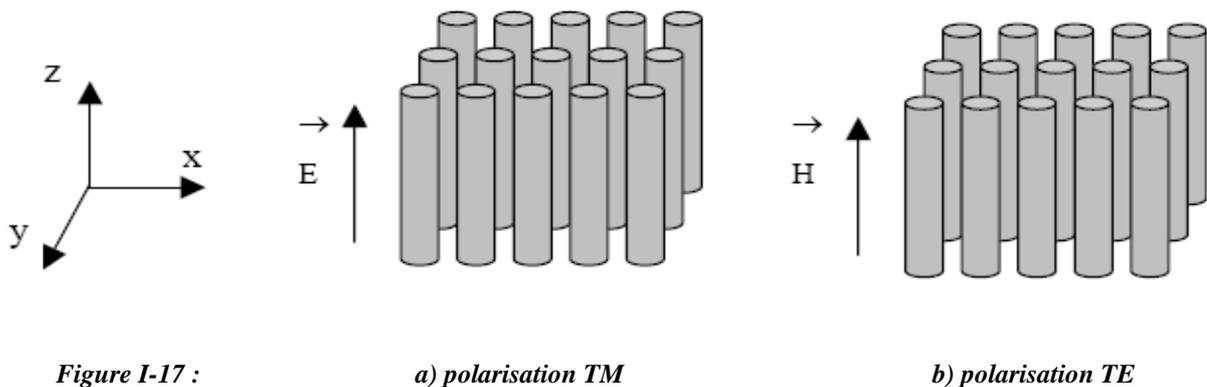


Figure I-16 : Représentation a) d'un réseau hexagonal b) de son réseau réciproque c) et de sa zone de Brillouin.

## VII-1-2- Structure de Bande Photonique

Généralement, la densité d'états d'une structure à bande interdite photonique est représentée sous forme de structure de bandes qui illustre les modes permis en fonction des points de symétrie de la zone de Brillouin. Dans le cas de réseaux bidimensionnels, il faut considérer deux directions de propagation au lieu d'une seule pour les unidimensionnels. La polarisation TM (respectivement TE) est définie lorsque le vecteur champ électrique (respectivement champ magnétique) est perpendiculaire aux deux axes de symétries (x et y) du réseau considéré (Fig1-17) [5]. Suivant la polarisation des ondes, les caractéristiques électromagnétiques d'une structure à BIP seront différentes. Il existe donc une bande interdite TE et une bande interdite TM. La bande interdite complète sera la zone commune aux deux bandes interdites.



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

Afin de mieux contrôler la propagation de l'onde électromagnétique quelle que soit son incidence, il faut étendre la bande interdite à deux dimensions pour un contrôle dans tout le plan et à trois dimensions pour le contrôle de l'espace. Considérons un matériau dont l'indice de réfraction est à deux dimensions (Figure I-18(a)). Quelle que soit sa direction d'incidence dans le plan, l'onde voit une structure périodique. A chaque direction dans le plan on peut associer une bande interdite unidimensionnelle. La plage spectrale commune à toutes les bandes interdites dans le plan constitue la bande interdite bidimensionnelle. Pour obtenir le contrôle d'une onde incidente dans les trois directions de l'espace, un cristal photonique tridimensionnel est nécessaire.

Pour qu'une bande interdite existe, il faut que les bandes interdites unidirectionnelles se recouvrent au moins partiellement sur la première zone de Brillouin (Figure I-18(b)). Ce recouvrement des bandes interdites unidimensionnelles sera maximal si les bandes interdites sont centrées à des fréquences proches.

Il existe des lois d'échelle simples pour ces structures: les fréquences des bandes interdites sont proportionnelles à l'inverse de la période du cristal, de sorte qu'on peut utiliser la relation [14] :

$$u = \frac{a}{\lambda} = \frac{a\omega}{2\pi c} \dots\dots\dots I-13$$

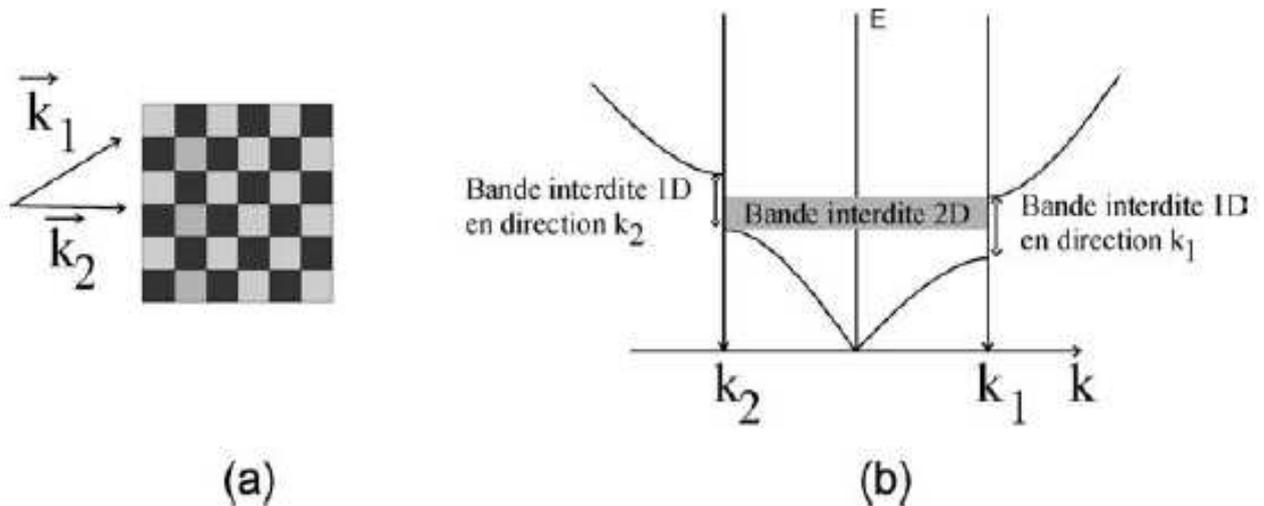


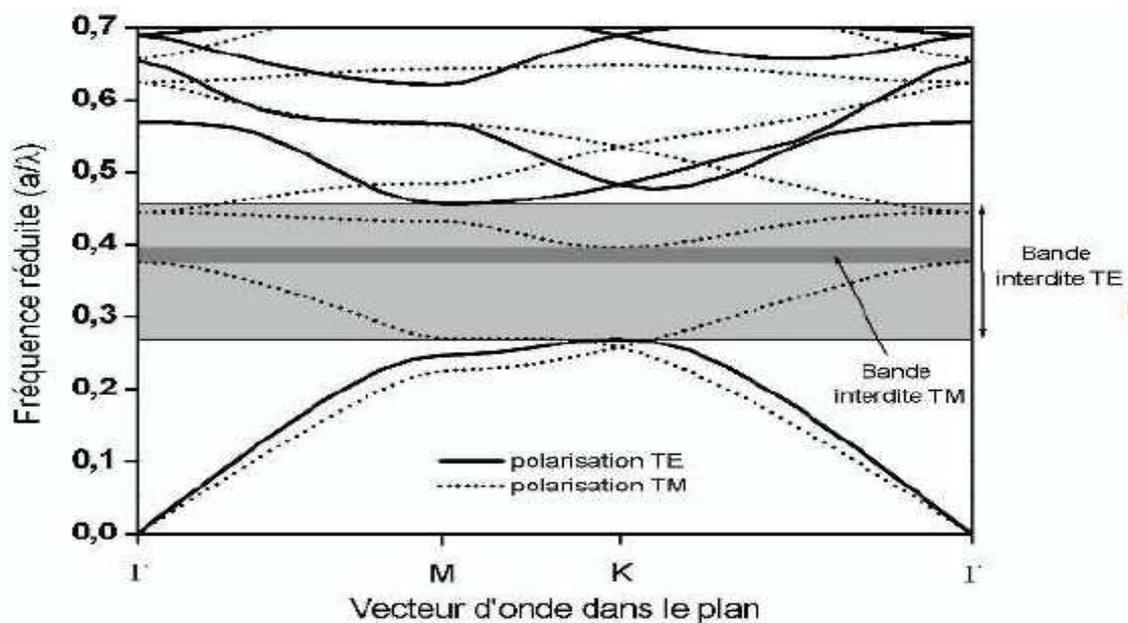
Figure I-18: (a) Schéma d'un cristal photonique à 2 dimensions (vue de dessus) (b) Schéma d'une relation de dispersion d'un cristal photonique bidimensionnel; une bande interdite est obtenue, si les bandes interdites photoniques unidimensionnelles se recouvrent pour des vecteurs  $\vec{k}$  qui appartiennent au bord de la zone de Brillouin [14].

### VII-3- Diagramme de bandes

Considérons le cas imaginaire d'un cristal véritablement 2D (c'est-à-dire possédant une extension infinie dans la troisième direction de l'espace), comme par exemple un réseau de trous d'air.

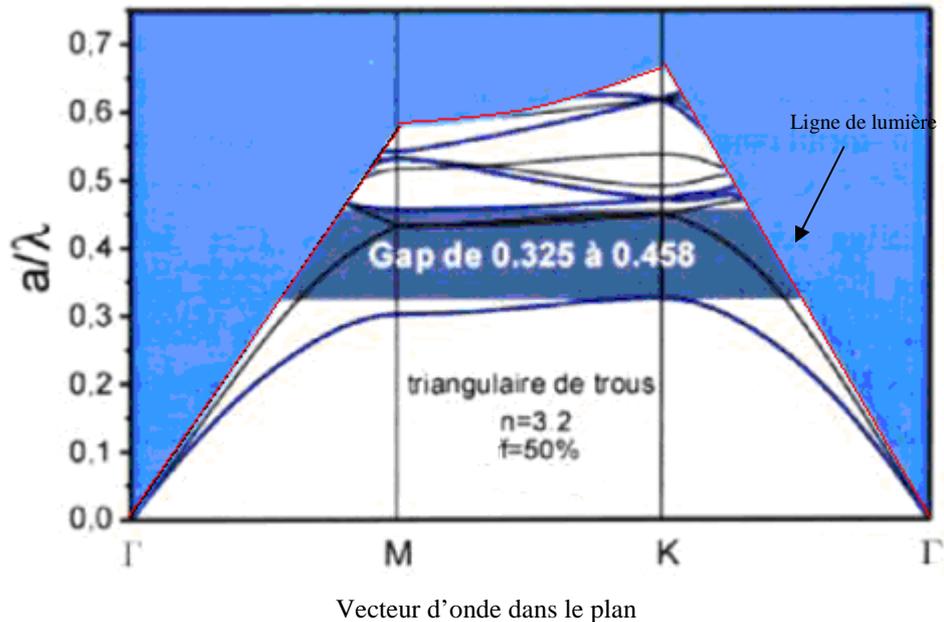
Dans ce cas, on peut décomposer le champ électrique en deux polarisations indépendantes, TE et TM. Le résultat du calcul de la structure de bandes obtenu par la méthode des ondes planes est reporté sur la figure I-19 [9].

On voit apparaître une bande interdite assez large pour la lumière polarisée TE, tandis que la bande interdite se réduit fortement pour les modes polarisés TM. Par conséquent, la bande interdite complète du cristal, qui correspond à l'intersection des bandes interdites pour les deux polarisations, est assez étroite. C'est pourquoi bien souvent les cristaux photoniques réalisés en pratique ne possèdent pas de bande interdite complète, mais une bande interdite valable pour une seule polarisation.



*Figure I-19 : Structure de bandes pour un cristal bidimensionnel constitué d'un réseau triangulaire de trous d'air dans une matrice diélectrique ( $\epsilon = 12$ ) avec un facteur de remplissage en air de 63% ( $r/a = 0.43$ ). Les bandes sont en traits pleins pour la polarisation TE et en pointillés pour la polarisation TM,  $r$  est le rayon des trous et  $a$  le paramètre de maille ou période du réseau.*

Le diagramme de bandes que nous avons présentés pour un cristal 2D n'est plus exact pour le cristal photonique planaire. Un diagramme de bandes tenant compte de la géométrie du guide d'onde classique est présenté sur la figure I-20 [9]. La modification essentielle est l'apparition du cône de lumière sur le diagramme de bandes.



*Figure I-20 : Diagramme de bandes des modes guidés du cristal photonique sur membrane (calcul 3D) pour un réseau triangulaire de trous d'air et un facteur de remplissage de 50%. La zone bleue désigne le cône de lumière.*

Pour le CP2D de hauteur finie réalisé dans ce guide planaire, trois types de modes sont à considérer:

- Les modes qui constituent le continuum des modes radiatifs. Ces modes sont complètement délocalisés.
- Les modes quasi-guidés, fortement localisés dans le guide d'onde planaire mais possédant une composante radiative non nulle induite par le réseau, et responsable des pertes dans la direction verticale.

Ces deux types de modes sont situés dans le cône de lumière.

- Les modes guidés, parfaitement confinés dans le guide, sans couplage possible avec les modes rayonnés. Ces modes sont situés en dessous de la ligne de lumière.

#### VII-4- Carte des bandes

Une carte des bandes interdites montre la position de la bande interdite en fonction du facteur de remplissage. La figure I-21(a) montre une carte des bandes interdites (en polarisation TE et TM) d'un cristal photonique sur substrat de GaAs.

Le réseau du cristal photonique est triangulaire. Les bandes interdites TE et TM s'ouvrent respectivement à  $f \approx 0.11$  et à  $f \approx 0.63$ . La largeur de la bande interdite augmente jusqu'à  $f \approx 0.73$ , où elle est maximale. La région de la bande interdite complète correspond à l'intersection des bandes interdites TE et TM et se situe dans la fenêtre d'énergie  $u = 0.37-0.56$ . Les énergies des bords de bandes se décalent vers les hautes énergies lorsque le facteur de remplissage augmente.

La figure I-21(b) montre la bande interdite TE en fonction du facteur de remplissage pour des contrastes d'indice différents ( $\Delta\epsilon = \epsilon_{substrat} - \epsilon_{trou}$ ) [14]. Le réseau du cristal photonique est triangulaire. Si le contraste d'indice augmente, la position de la bande interdite se déplace vers les basses énergies et la largeur de la bande interdite augmente.

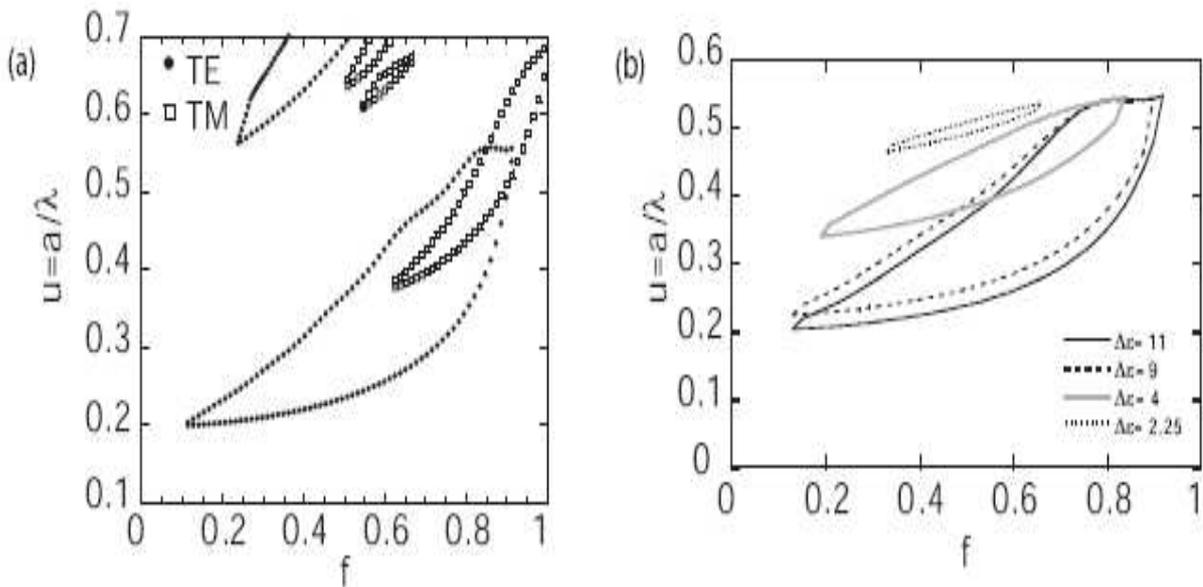


Figure I-21: (a) Carte des bandes interdites en polarisation TE et TM d'un cristal photonique bidimensionnel (réseau triangulaire) gravé dans un milieu diélectrique (b) bandes interdites des cristaux photoniques (réseau triangulaire, polarisation TE) avec des contrastes d'indice différents [14].

## VIII- Les différents matériaux utilisés

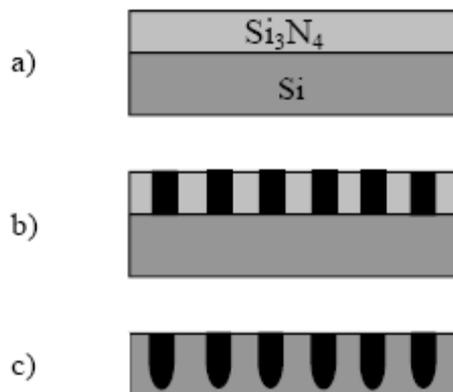
De nombreuses structures à bandes interdites unidimensionnelles, bidimensionnelles ont déjà été réalisées sur différents matériaux tels que le silicium, les semi-conducteurs III-V...

### VIII-1- Le Silicium

A l'heure actuelle, on ne sait pas quel matériau est le plus adapté aux nanotechnologies pour la réalisation des cristaux photoniques mais parmi les matériaux d'indice de réfraction élevé, le silicium semble être très approprié : en effet, la technologie Si est extrêmement bien contrôlée et compatible avec des applications intégrées CMOS pour l'électronique.

#### a) Si de type p

L'utilisation du Si de type **p** associé à un masque pré-structuré de  $Si_3N_4$  amène à la création d'une nouvelle forme de trous. Une couche de nitrure est déposée sur un substrat de Silicium par PECVD (Plasma Enhanced Chemical Vapor Deposition) standard et structurée par lithographie classique. La gravure des trous est réalisée dans une cellule électrochimique (Figure I-22) [5].



*Figure I-22 : a) Dépôt de  $Si_3N_4$  par PECVD, b) création du masque par photolithographie, c) gravure des trous dans une cellule électrochimique.*

## b) Silicium macroporeux

Les cristaux photoniques sur Si macroporeux sont réalisés par gravure électrochimique d'un substrat gravé à la surface: des réseaux triangulaires ou carrés sont gravés par photolithographie ou lithographie holographique et les trous initiaux sont transférés dans le substrat par traitement KOH chauffé. Les gravures électrochimiques successives dans une solution HF permettent d'obtenir des trous plus profonds (quelques microns) tout en maintenant leur largeur (Figure I-23) [5].

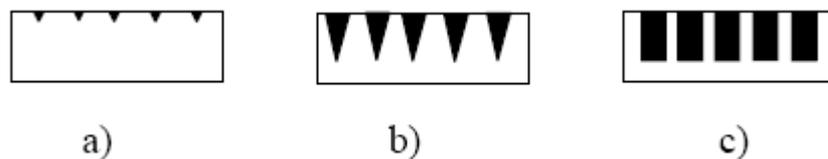


Figure I-23 : a) lithographie holographique, b) traitement KOH, c) gravure électrochimique.

## c) Si/SiO<sub>2</sub>

La technique LPCVD [5] (Low Pressure Chemical Vapor Deposition) permet de réaliser des cristaux photoniques unidimensionnels. Cette procédure nécessite trois étapes :

- Lors de la première étape, du poly-Si est déposé sur un substrat de SiO<sub>2</sub>.
- La couche de poly-Si subit une oxydation humide (H<sub>2</sub>, O<sub>2</sub>). Ce procédé mène à une croissance de SiO<sub>2</sub>.
- L'épaisseur de la couche est alors augmentée par un dépôt de SiO<sub>2</sub>.

Ces trois étapes sont répétées  $m$  fois afin de réaliser une structure multicouche (Si/SiO<sub>2</sub>)  $m$ .

## VIII-2- Les semi-conducteurs III-V

La réalisation de cristaux photoniques sur semi-conducteur est bien maîtrisée actuellement. Parmi les semi-conducteurs III-V utilisés, l'InP, le GaAs et le GaN sont les plus répandus. La littérature montre de nombreuses méthodes de fabrication de réseaux périodiques sur semi-conducteurs (lithographie X , RIE (Reactive Ion Etching) , MBE (Molecular Beam Epitaxy) pour les structures bidimensionnelles et MOCVD (Metal Organic Chemical Vapor Deposition), HVPE (Hybride Vapor Phase Epitaxy) pour les structures unidimensionnelles ...). La technique la plus utilisée pour traiter l'InP ainsi que le GaN est le MOCVD. Celle qui concerne le traitement du GaAs est la RIE ou la MBE [5].

## **IX- Techniques de modélisation**

Les différentes méthodes utilisées pour décrire la propagation des ondes électromagnétiques dans les cristaux photoniques dérivent des méthodes standard utilisées en électromagnétique ou en physique de l'état solide. Les principales techniques utilisées sont la décomposition en ondes planes, la méthode des différences finies dans le domaine temporel, les matrices de transfert, et les théories de diffraction par les réseaux....

### **IX-1- Décomposition en ondes planes**

La technique de décomposition en ondes planes (plane wave expansion, PWE) [16] s'applique à toutes les structures dont la constante diélectrique est une fonction périodique de l'espace. Le théorème de Bloch permet de décomposer le champ magnétique sur une base d'ondes planes et de transformer la résolution des équations de Maxwell en un problème classique de diagonalisation de matrice. La méthode de décomposition en ondes planes est très efficace pour calculer les diagrammes de bandes de cristaux photoniques parfaitement périodiques. Elle peut être adaptée pour étudier certaines structures non périodiques comme les guides d'ondes ou les cavités grâce à la technique des super cellules [17]. 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.

### **IX-2- Différences finies dans le domaine temporel**

Depuis le premier algorithme proposé par Yee en 1966 [18], la méthode des différences finies dans le domaine temporel (finite difference time domain, FDTD) a été très utilisée en électromagnétisme. Sa versatilité permet de simuler la plupart des systèmes. Cette technique de calcul par éléments finis décompose l'espace-temps selon une grille de cellules élémentaires. Les équations de Maxwell sont remplacées par un système d'équations qui relie le champ électromagnétique de chaque cellule aux champs des cellules voisines. Ces équations sont résolues en fonction des conditions initiales et des conditions aux limites. La méthode FDTD permet de résoudre les équations de Maxwell avec une précision arbitraire en augmentant la densité de la grille de cellules élémentaires. Cette méthode permet de calculer les diagrammes de bande mais est surtout utilisée pour simuler la propagation de la lumière dans les structures à base de cristaux photoniques en calculant l'évolution temporelle du

champ électromagnétique. Le comportement spectral d'une structure est déduit de cette évolution temporelle par transformation de Fourier.

## **X- Conclusion**

Les cristaux photoniques sont des matériaux dont la constante diélectrique varie de façon périodique, à l'échelle de la longueur d'onde, dans une ou plusieurs directions. Cette périodicité est à l'origine de plusieurs propriétés intéressantes comme par exemple l'ouverture d'une bande photonique interdite interdisant la propagation de la lumière.

La réalisation de structures tridimensionnelles reste un défi technologique particulièrement difficile à relever. Par contre il est possible de contrôler la lumière dans les trois directions de l'espace tout en bénéficiant de certaines propriétés du cristal, en gravant celui-ci dans un guide d'onde classique. Dans ce cas, c'est la géométrie du réseau triangulaire de trous qui est la mieux adaptée pour l'ouverture d'une large bande interdite, c'est pourquoi celle-ci est de loin la plus utilisée dans la littérature.

Ces cristaux photoniques sont très prometteurs pour la réalisation de composants optiques planaires compacts et originaux. Ils représentent une plate-forme extrêmement intéressante pour la future optique intégrée miniature car ils ont les qualités de confinement requises.

## **Chapitre II :**

### **Les guides d'ondes dans les cristaux photoniques**

#### **I- Introduction**

Un attrait majeur des cristaux photoniques repose sur l'insertion contrôlée de défauts au sein du cristal lors de sa fabrication. Les géométries possibles sont quasi infinies et peuvent aller de la modification de la taille ou de l'indice d'un seul motif du cristal à des défauts plus étendus comme le retrait de rangées entières de motifs. Comme pour les semi-conducteurs, ces défauts peuvent générer des états permis aux fréquences de la bande interdite du cristal parfait et être ainsi le « support » d'un champ électromagnétique propagatif pour ces fréquences. Un contrôle de la propagation de la lumière au sein du cristal et à l'échelle de la longueur d'onde est alors envisageable via ces défauts. L'utilisation de ces structures ouvre notamment une voie vers une miniaturisation des composants d'optique intégrée et une amélioration de leurs performances.

Il est important de souligner que le mécanisme de guidage est complètement différent de celui existant dans les guides d'ondes classiques, puisque ce n'est pas la réflexion totale due à la différence d'indice de réfraction qui assure le guidage, mais l'existence d'une bande interdite photonique. La conséquence immédiate est que l'on peut envisager de fabriquer des guides optiques présentant des courbures importantes, chose impossible dans un guide basé sur la réflexion totale.

#### **II- Théorie des guides d'ondes classiques**

Le guide d'onde classique est un des fondements du développement de l'optique intégrée dans divers domaines, comme la communication optique, le traitement du signal optique, ou l'informatique optique. Il s'applique dans des fonctions de couplage, de modulation, de multiplexage, d'amplification... Généralement un guide est défini comme une structure

permettant de confiner et de guider de la lumière. Il y a différentes sortes de géométries de guides, elles sont schématisées sur la figure II-1 [19]. Si la variation de l'indice de réfraction en fonction de la profondeur est abrupte, on parle de guides d'ondes à saut d'indice, si elle varie graduellement avec la profondeur ce sont des guides à gradient d'indice.

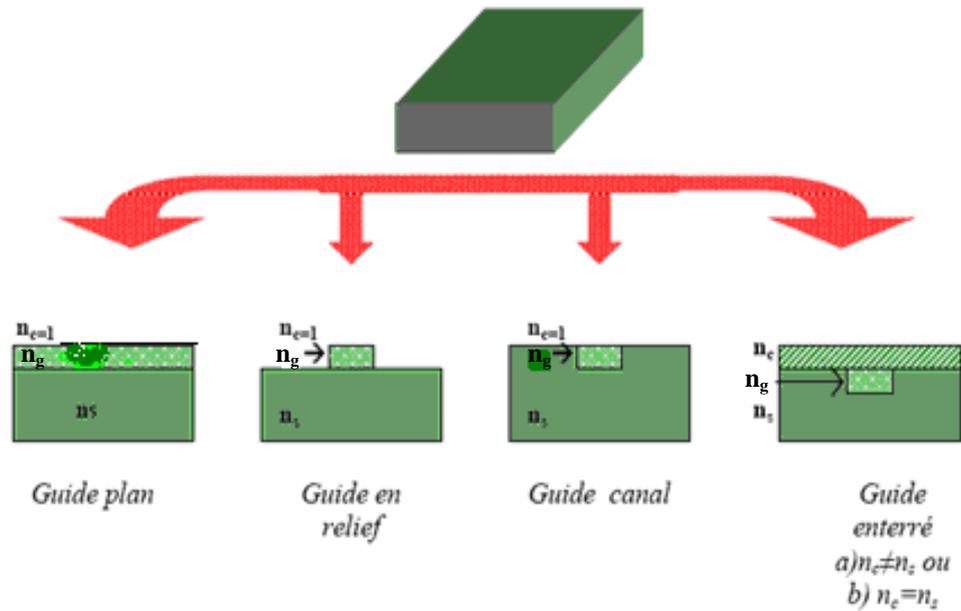


Figure II-1 : Différents types de guides d'ondes.

## II-1- Guide d'onde planaire

Dans sa forme la plus simple, un guide classique est constitué d'une couche mince d'indice de réfraction  $n_f$  entourée d'un substrat d'indice  $n_s < n_g$  et un revêtement supérieur d'indice  $n_c < n_g$  (Figure II-2) [19].

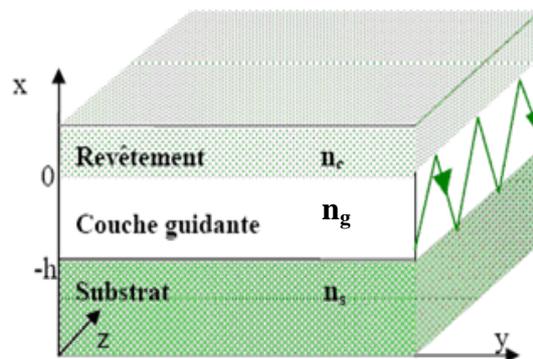


Figure II-2 : Représentation graphique du guide planaire à couches diélectriques.

La lumière est confinée par réflexion totale aux interfaces couche-substrat et couche-revêtement. En considérant la lumière qui se propage dans la couche en tant que rayon lumineux, on obtient un trajet en forme de zigzag. Ce sont donc la réflexion et la réfraction aux interfaces diélectriques qui déterminent cette propagation (Figure II-3). Elles sont décrites par la loi bien connue de Snell-Descartes [19], à savoir (pour deux milieux d'indices de réfraction  $n_1$  et  $n_2$ ):

$$n_1 \sin \theta_1 = n_2 \sin \theta_2 \dots\dots\dots \text{II-1}$$

Qui formule la dépendance entre l'angle de réfraction  $\theta_2$  et l'angle de réflexion  $\theta_1$  d'un rayon incident.

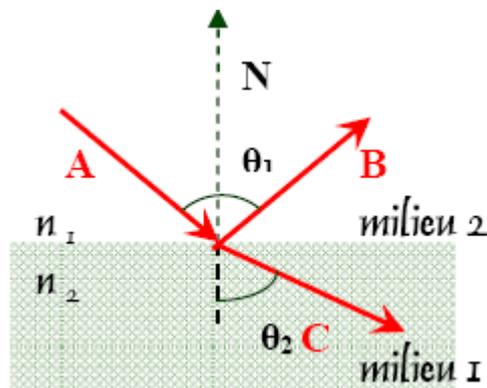


Figure II-3 : Réflexion et réfraction d'un rayon optique à l'interface de deux milieux d'indice de réfraction  $n_1$  et  $n_2$  [19].

En revenant au modèle simple d'un guide planaire (Figure II-2), on peut donc définir les angles critiques des interfaces supérieures et inférieures du guide comme :

$$\theta_c = \text{Arc sin} \frac{n_c}{n_g} \dots\dots\dots \text{II-2}$$

et

$$\theta_s = \text{Arc sin} \frac{n_s}{n_g} \dots\dots\dots \text{II-3}$$

Etant donné qu'en général  $n_s > n_c$  et  $\theta_s < \theta_c$ , l'angle d'incidence  $\theta$  peut se trouver dans trois gammes de valeurs, comme présenté sur la figure II-4 [19]:

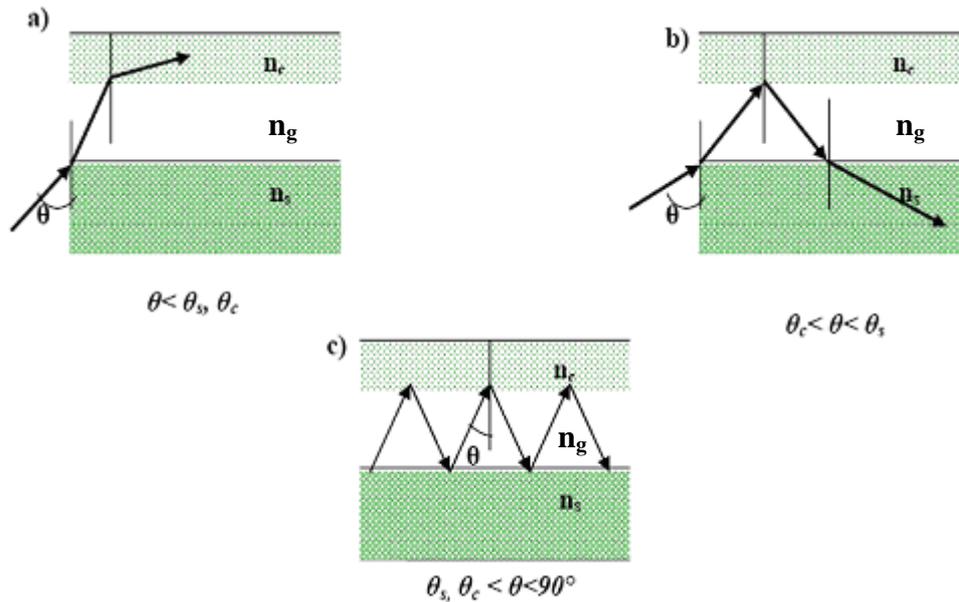


Figure II-4 : Propagation des modes dans un guide planaire en fonction de l'angle d'incidence  $\theta$  [19].

Si  $(\theta < \theta_s, \theta_c)$ , le rayon optique est réfracté et s'échappe de la zone guidante à travers le revêtement, la lumière n'est pas confinée.

Si  $(\theta_c < \theta < \theta_s)$ , le rayon lumineux incident du substrat est réfracté par l'interface guide-substrat, ensuite entièrement réfléchi à l'interface guide-revêtement et enfin réfracté dans le substrat à travers lequel la lumière s'échappe de la structure.

Si  $(\theta_s, \theta_c < \theta < 90^\circ)$ , c'est le cas idéal, des modes sont guidés suite à la réflexion interne totale aux deux interfaces. La lumière est piégée à l'intérieur, confinée dans la couche et se propage en forme de zigzag. S'il n'y a pas de pertes, elle peut être guidée sans atténuation.

Pour simplifier encore l'analyse on peut présumer que la direction de propagation de la lumière dans un guide est suivant  $oz$ , que le confinement se produit transversalement dans la direction  $ox$ , et enfin que la structure et la lumière sont uniformes dans la direction  $oy$ . Dans ce cas on considère des ondes stationnaires dans la direction  $x$  et des ondes progressives dans la direction  $z$ .

## II-2- Modes guidés

Il est possible de développer une théorie qui décrit la propagation de la lumière confinée dans une seule direction en considérant le trajet zigzagué d'un rayon lumineux par réflexion totale

interne sur les interfaces entre la couche de guidage, le substrat et le revêtement. Cependant, c'est la théorie électromagnétique qui permettra de donner une véritable image des phénomènes qui se produisent dans un guide.

### II-2-1- Equations de Maxwell

Dans un milieu sans charges, ni courant, les champs électrique  $\vec{E}$  et magnétique  $\vec{H}$  vérifient les équations de Maxwell:

$$\left\{ \begin{array}{l} \vec{\nabla} \wedge \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \dots\dots\dots \text{II-4} \\ \vec{\nabla} \cdot \vec{B} = 0 \dots\dots\dots \text{II-5} \\ \vec{\nabla} \wedge \vec{H} = \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} \dots\dots\dots \text{II-6} \\ \vec{\nabla} \cdot \vec{D} = 0 \dots\dots\dots \text{II-7} \end{array} \right.$$

Les champs  $\vec{E}$  et  $\vec{H}$  sont de la forme :

$$\vec{E}(x, y, z, t) = \vec{E}(x, y) \exp(-i\beta z) \exp(i\omega t) \dots\dots\dots \text{II-8}$$

$$\vec{H}(x, y, z, t) = \vec{H}(x, y) \exp(-i\beta z) \exp(i\omega t) \dots\dots\dots \text{II-9}$$

En remplaçant  $\vec{E}$  et  $\vec{H}$  par leurs expressions dans les équations II-4 et II-6, nous aboutissons à :

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{\partial E_z}{\partial y} + i\beta E_y = -i\omega\mu_0 H_x \dots\dots\dots \text{II-10} \\ i\beta E_x + \frac{\partial E_z}{\partial x} = i\omega\mu_0 H_y \dots\dots\dots \text{II-11} \\ \frac{\partial E_y}{\partial x} - \frac{\partial E_x}{\partial y} = -i\omega\mu_0 H_z \dots\dots\dots \text{II-12} \end{array} \right.$$

Et

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{\partial H_z}{\partial y} + i\beta H_y = i\omega\epsilon E_x \dots\dots\dots \text{II-13} \\ i\beta H_x + \frac{\partial H_z}{\partial x} = -i\omega\epsilon E_y \dots\dots\dots \text{II-14} \\ \frac{\partial H_y}{\partial x} - \frac{\partial H_x}{\partial y} = i\omega\epsilon E_z \dots\dots\dots \text{II-15} \end{array} \right.$$

En appliquant  $\frac{\partial}{\partial y} = 0$  (système invariant suivant y):

$$\left\{ \begin{array}{l} \beta E_y = -\omega \mu_0 H_x \dots\dots\dots \text{II-16} \\ i\beta E_x + \frac{\partial E_z}{\partial x} = i\omega \mu_0 H_y \dots\dots\dots \text{II-17} \\ \frac{\partial E_y}{\partial x} = -i\omega \mu_0 H_z \dots\dots\dots \text{II-18} \\ \text{et} \\ \beta H_y = \omega \epsilon E_x \dots\dots\dots \text{II-19} \\ i\beta H_x + \frac{\partial H_z}{\partial x} = -i\omega \epsilon E_y \dots\dots\dots \text{II-20} \\ \frac{\partial H_y}{\partial x} = i\omega \epsilon E_z \dots\dots\dots \text{II-21} \end{array} \right.$$

**i) Modes TE**

A partir des équations II-16 – II-21, nous obtenons les relations pour les modes TE:

$$\left\{ \begin{array}{l} \beta E_y = -\omega \mu_0 H_x \dots\dots\dots \text{II-22} \\ \frac{\partial E_y}{\partial x} = -i\omega \mu_0 H_z \dots\dots\dots \text{II-23} \\ i\beta H_x + \frac{\partial H_z}{\partial x} = -i\omega \epsilon E_y \dots\dots\dots \text{II-24} \end{array} \right.$$

En substituant les équations II-22 et II-23 à II-24 afin d'éliminer  $H_x$  et  $H_z$ , nous établissons l'équation d'onde pour les modes TE :

$$\frac{\partial^2 E_y}{\partial x^2} + (\omega^2 \mu_0 \epsilon - \beta^2) E_y = 0 \dots\dots\dots \text{II-25}$$

Où

$$\frac{\partial^2 E_y}{\partial x^2} + (k_0^2 n_i^2 - \beta^2) E_y = 0 \dots\dots\dots \text{II-26}$$

Avec  $k_0 = \omega \sqrt{\epsilon_0 \mu_0}$  et  $n_i = \sqrt{\epsilon(i)}$  : Indice de réfraction local d'une couche  $i$  ( $n_c, n_g, n_s$ ) (à partir de la figure II-2).

**ii) Modes TM**

Le principe appliqué afin de générer l'équation d'onde pour les modes TE peut être aussi employé dans le cas des modes TM.

$$\left\{ \begin{array}{l} \beta H_y = \omega \epsilon E_x \dots\dots\dots \text{II-27} \\ \frac{\partial H_y}{\partial x} = i \omega \epsilon E_z \dots\dots\dots \text{II-28} \\ i \beta E_x + \frac{\partial E_z}{\partial x} = i \omega \mu_0 H_y \dots\dots\dots \text{II-29} \end{array} \right.$$

On obtient donc une équation analogue à (II-26), mais pour la composante  $H_y$  :

$$\frac{\partial^2 H_y}{\partial x^2} + (k_0^2 n_i^2 - \beta^2) H_y = 0 \dots\dots\dots \text{II-30}$$

**II-2-2- Analyse des modes guidés**

Les équations (II-22, II-23, II-24) correspondent à la propagation des modes TE (transverse électrique ;  $E_x = E_z = 0$ ) et les équations (II-27, II-28, II-29) correspondent à la propagation des modes TM (transverse magnétique ;  $H_x = H_z = 0$ ).

Les composantes  $E_y$  (modes TE) ou  $H_y$  (mode TM) sont les solutions de l'équation d'onde.

La solution auxiliaire de l'équation d'onde pour chaque région, prend la forme suivante :

$$k^2 = \beta^2 - k_0^2 n_i^2 \dots\dots\dots \text{II-31}$$

Pour  $k_0 n_c, k_0 n_s \leq \beta \leq k_0 n_g$ , le champ modal varie sinusoidalement dans le guide et exponentiellement décroissant à l'extérieur : il y'a donc confinement au niveau du cœur du guide, on appelle ces modes, les modes guidés.

Pour  $\beta \leq k_0 n_c, k_0 n_s$ , le champ modal varie également sinusoidalement dans les régions du substrat et revêtement décrivant le cas des modes de radiation.

Pour  $\beta \geq k_0 n_g$ ,  $k_0^2 n_i^2 - \beta^2$  est négatif quelque soit  $x$  et les solutions de l'équation présentent une divergence exponentielle ce qui n'est pas physique.

### III- Matériaux BIP à défaut

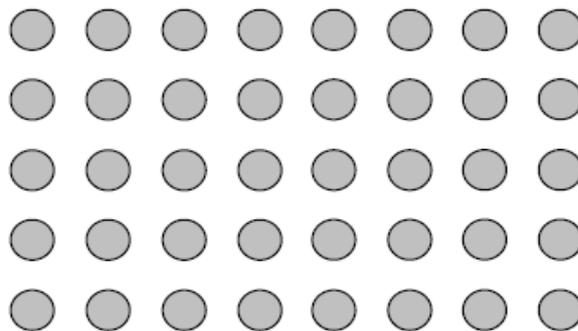
#### III-1- Principe de base

Dans un cristal photonique, la création d'un défaut est causée par la rupture de la périodicité diélectrique  $\epsilon$ . Cette rupture va engendrer l'ouverture d'une bande de fréquence autorisée à l'intérieur de la bande interdite photonique. La largeur et la position de cette bande autorisée sont gérées par les caractéristiques du défaut.

#### III-2- Les différents types de défaut

L'étude des cristaux photoniques à défaut sera réalisée sur un modèle à deux dimensions mais il est toujours possible de la généraliser aux cristaux à trois dimensions.

Considérons la structure à deux dimensions représentée sur la figure II-5 [15]. Elle servira de structure de référence.



*Figure II-5 : Structure BIP 2D.*

##### III-2-1- Les types de défaut

Les structures photoniques à défaut sont faites d'un assemblage de matériaux diélectriques comportant une ou plusieurs ruptures de périodicité.

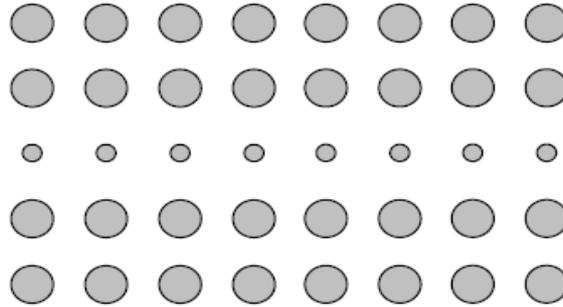
Ces ruptures sont de deux types :

- Les mono défauts dont la localisation à l'intérieur de la structure BIP n'est qu'à un seul et même endroit. Ces mono défauts créent une bande autorisée à l'intérieur de la bande interdite
- Les multi défauts, où le défaut est répété à plusieurs endroits à l'intérieur de la structure BIP, créent plusieurs bandes autorisées engendrées par chaque défaut dans la même bande interdite. Grâce aux multi défauts, il est possible de coupler leurs effets pour élargir la bande autorisée dans la bande interdite.

### III-2-2- La nature des défauts

- **Dimensions des motifs élémentaires**

Pour rompre la périodicité d'une structure BIP, on peut modifier la taille du motif élémentaire qui compose le cristal photonique (Figure II-6) [15].

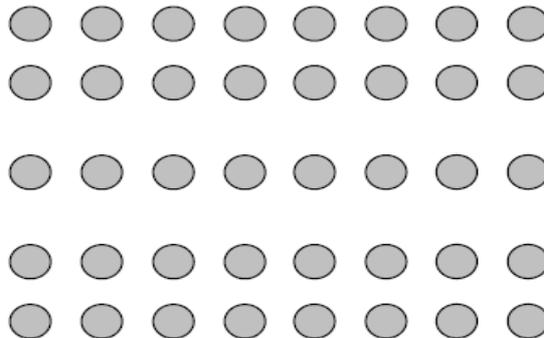


*Figure II-6 : Défaut de dimension du motif élémentaire.*

Sur cette figure les dimensions des motifs élémentaires de la troisième rangée ont été réduites.

- **Distance entre motifs élémentaires**

On peut aussi jouer sur l'espace qui existe entre les motifs élémentaires des réseaux cristallins (Figure II-7) [15].

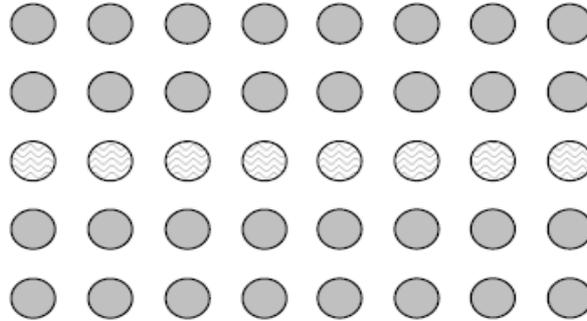


*Figure II-7 : Défaut de distance entre motifs élémentaires.*

Sur la figure II-7, l'écart entre la deuxième et la troisième rangée et l'écart entre la troisième et la quatrième rangée ont été augmentés pour former le défaut.

- **Valeur de la permittivité relative des motifs élémentaires**

Il est possible de modifier localement la nature du matériau et plus concrètement en agissant sur la valeur de la permittivité relative (Figure II-8) [15].

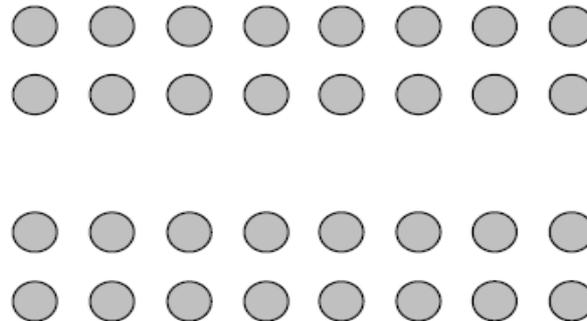


*Figure II-8 : Défaut sur la permittivité relative  $\epsilon$ .*

Sur cette figure, la permittivité des motifs élémentaires de la rangée du milieu a été changée.

- **Défaut par vacuité**

Le défaut par vacuité correspond à l'élimination de motifs élémentaires qui se trouvent remplacés par la permittivité du substrat (Figure II-9) [15].



*Figure II-9 : Défaut par vacuité (C'est le défaut le plus utilisé).*

Les motifs élémentaires de la rangée du milieu ont été enlevés.

On réalise ainsi aisément une très grande variété de défauts concevables donnant lieu à toutes sortes d'applications potentielles.

Les deux défauts fréquemment réalisés sont:

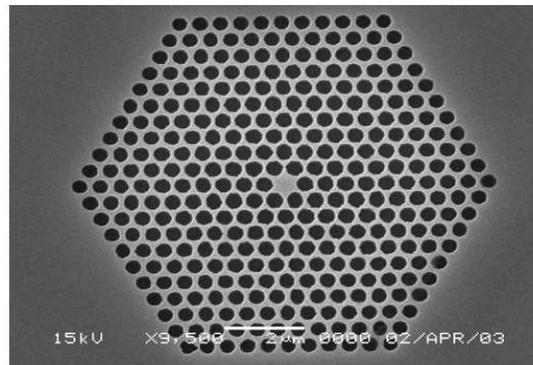
- L'omission localisée de trous, grâce à laquelle on obtient des microcavités résonantes.

- La suppression d'une ou plusieurs rangées de trous engendrant des corridors de lumière.

### III-3- Défauts ponctuels et cavités

Considérons un cristal photonique bidimensionnel ; il est en général constitué d'un réseau de trous percés dans un matériau diélectrique, ou de tiges 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 il n'y a pas de tige (Figure II-10).

Plus généralement, on peut faire varier le rayon de la tige ou du trou en question 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, 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 [20].

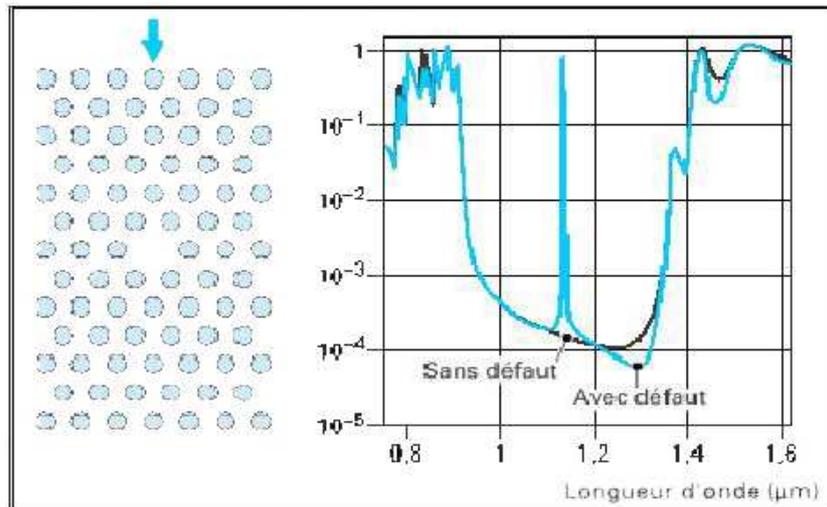


*Figure II-10 : Exemple de cavité H1 [8].*

La figure II-11 [21] présente le spectre de transmission calculé d'un cristal 2D de symétrie hexagonale, formé de tiges diélectriques, le défaut est dû dans ce cas 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 $\mu\text{m}$  en longueur d'onde, la présence du défaut se traduit par un pic de transmission étroit et unique à 1.1  $\mu\text{m}$ .

---

"H1" (H car la cavité est hexagonale, et 1 parce qu'un seul trou est manquant).



*Figure II-11 : Spectres de transmission d'un cristal hexagonal de tiges diélectriques avec ou sans défaut lacunaire.*

### III-4- Défauts étendus et guides d'ondes

Pour obtenir des effets de couplage dans un cristal photonique, on peut rapprocher délibérément des défauts (quasi) ponctuels. Un exemple en est donné sur la figure II-12a, où un cristal photonique hexagonal est « creusé » d'une chaîne de cavités. Chaque cavité, elle-même hexagonale, est obtenue en retirant sept motifs groupés. Les cavités sont séparées les unes des autres par une seule rangée de motifs. On assiste, dans ces conditions, à un couplage de modes de résonance de cavités voisines. Les modes couplés se dédoublent et le dédoublement se reproduit de cavité à cavité. On finit alors par obtenir une bande de transmission (une bande permise) au lieu du pic de transmission unique observé sur la figure II-11. La direction d'alignement des cavités fixe la direction de propagation permise pour les ondes électromagnétique. La chaîne de cavité forme donc un guide optique que l'on désigne sous l'acronyme CROW (de l'anglais, « Coupled Resonator Optical Waveguide ») [21].

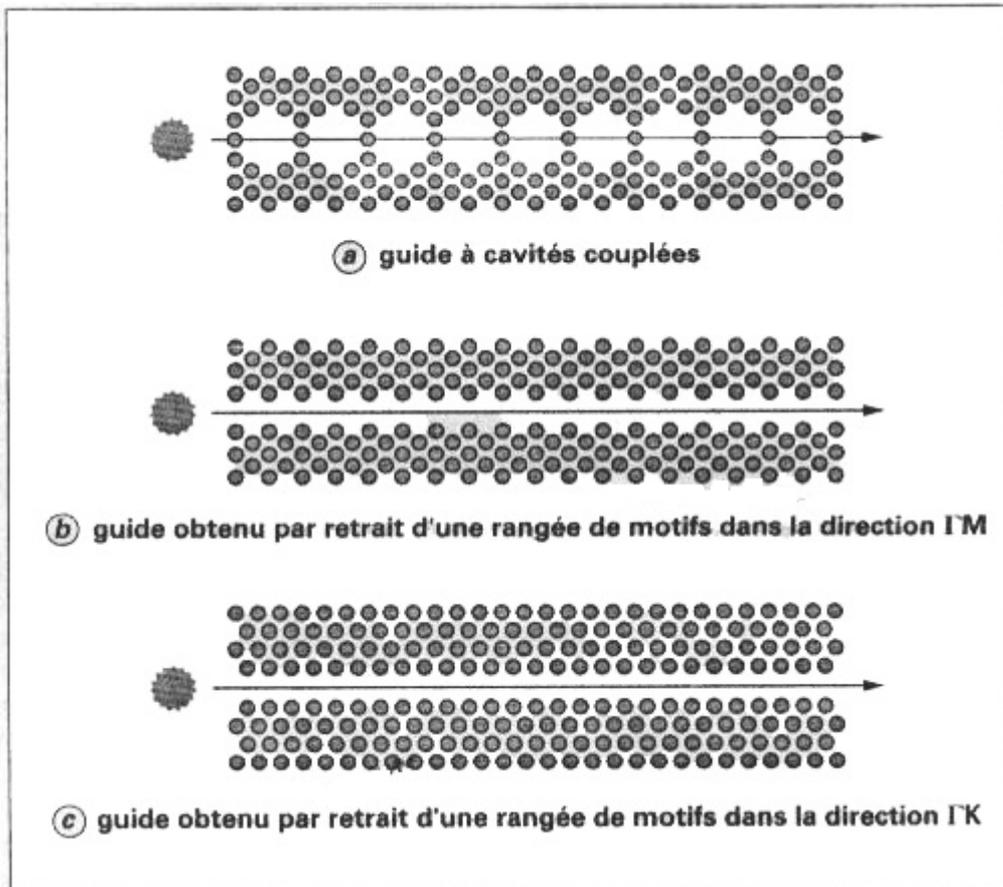


Figure II- 12 : Guides d'ondes dans un cristal photonique hexagonal [21].

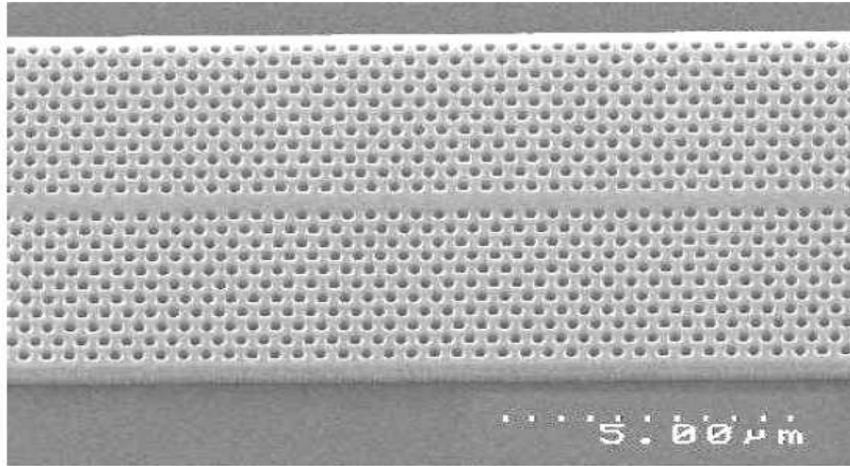
Même si un défaut étendu peut toujours être vu comme un ensemble de défauts ponctuels couplés, il peut sembler plus naturel de créer un tel défaut en retirant (ou modifiant) directement une ou plusieurs rangées de motifs du cristal photonique. Deux exemples sont rapportés sur la figure II-12 dans le cas d'un cristal 2D hexagonal. Le premier exemple (Figure II-12 b) représente un défaut obtenu en retirant une rangée de motifs dans la direction  $\Gamma M$ . Le deuxième exemple (Figure II-12c) correspond à un défaut obtenu en retirant une rangée de motifs dans la direction  $\Gamma K$ . On observe que les géométries des deux défauts sont très différentes. Les propriétés optiques de ces deux défauts seront, elles aussi, très différentes.

#### IV- Guides d'ondes dans les cristaux photoniques

L'idée des guides d'ondes est apparue en 1994 sous l'impulsion de Joannopoulos, Meade et al. [22], mais les premières réalisations ont été effectuées cinq à six ans plus tard [1].

Ici, le défaut est une ligne de trous qui a été omise, formant un défaut linéique (Figure II-13). La lumière ne pouvant pénétrer au sein du cristal photonique, elle est contrainte de se

propager le long du défaut : on a ainsi réalisé un guide. Ce guide est appelé guide W1, car il est formé par l'omission de la gravure d'une ligne de trous. Les guides formés de l'omission de deux lignes de trous sont appelés W2, ceux de trois rangées de trous W3, etc. ...

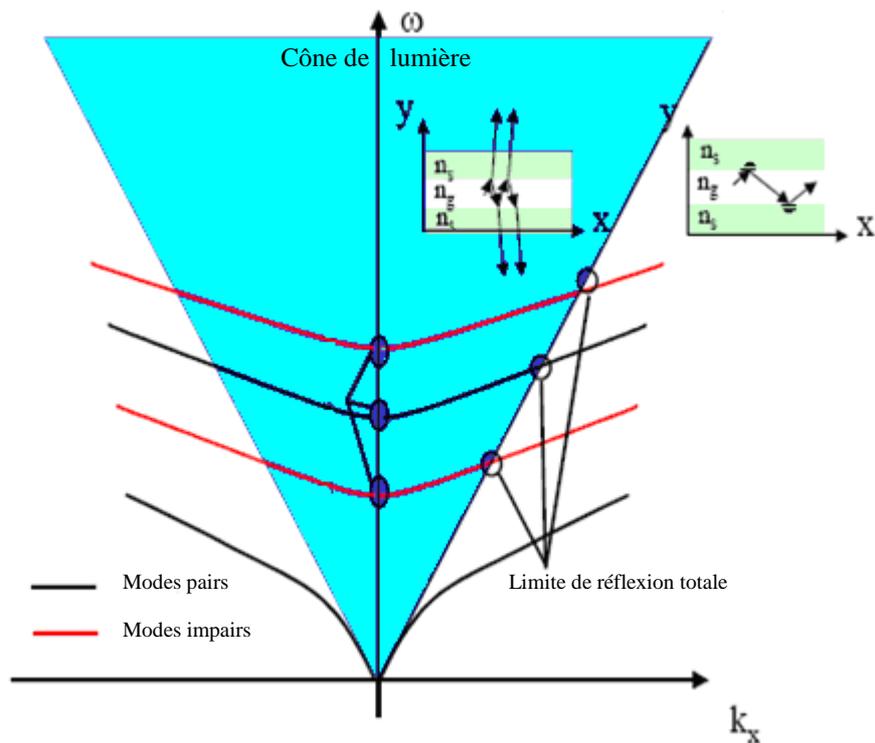


*Figure II-13 : Exemple du guide d'onde mono-rangée réalisé dans un cristal photonique hexagonal de trous d'air sur un substrat de silicium sur isolant [1].*

En fait, il existe une grande variété de guides à cristal photonique. Notons, par exemple, que les cristaux photoniques 2D constitués de réseaux de trous sont généralement préférés aux réseaux de tiges diélectriques déconnectées, non seulement parce qu'ils permettent d'aboutir à une bande interdite complète, mais aussi et surtout parce que les pertes par diffraction hors du plan de propagation y sont moins importantes. Or, dans le cas de réseaux de trous, la façon la plus naturelle de créer un guide optique consiste à obturer les trous d'une ou plusieurs rangées. Dans ce cas, le coeur du guide se retrouve avec un indice moyen plus élevé que celui des régions environnantes. On peut donc aboutir à une situation hybride où l'on a simultanément un guidage réfractif et un guidage par bande interdite photonique.

#### **IV-1- Confinement latéral d'un guide à cristaux photoniques**

Dans un guide classique et symétrique, les modes ne sont confinés dans la zone de fort indice  $n_g$  que s'ils satisfont à la condition de réflexion totale à l'interface entre le guide d'indice  $n_g$  et son milieu extérieur d'indice  $n_s$ . La zone où cette condition n'est pas satisfaite peut être ainsi représentée par une zone particulière dans le diagramme  $\omega(k_x)$ . Cette zone est communément appelée cône de lumière (Figure II-14) [3].



*Figure II-14 : Courbe de dispersion schématique d'un guide classique.*

Dans le cas où le milieu bordant le guide est un cristal photonique, ce sont les relations de dispersion du cristal qu'il faut projeter suivant la direction de propagation  $\Gamma K$ . Cette projection aboutit à un continuum d'états possibles dans le diagramme  $\omega(k_x)$ . Celui-ci peut être vu comme le cône de lumière du cristal photonique (Figure II-15). La périodicité du guide permet de limiter la représentation du diagramme de dispersion à l'intervalle  $0 < k_x < \pi/a$ . A la différence du guide classique, une bande interdite apparaît dans ce cône pour  $0.425 > a/\lambda > 0.3$ , permettant le confinement latéral de nouveaux modes.

Une caractéristique générale des guides à cristaux photoniques est leur fort confinement latéral. Dans la série de défauts WN, le nombre de modes sera donc minimum pour  $N=1$ . D'autres types de défauts permettent la réduction du nombre de modes dans la bande interdite, mais reposent soit sur une modification locale de la topologie du cristal, soit sur un type de défaut qui joue sur la diminution de la taille des motifs d'air [3].

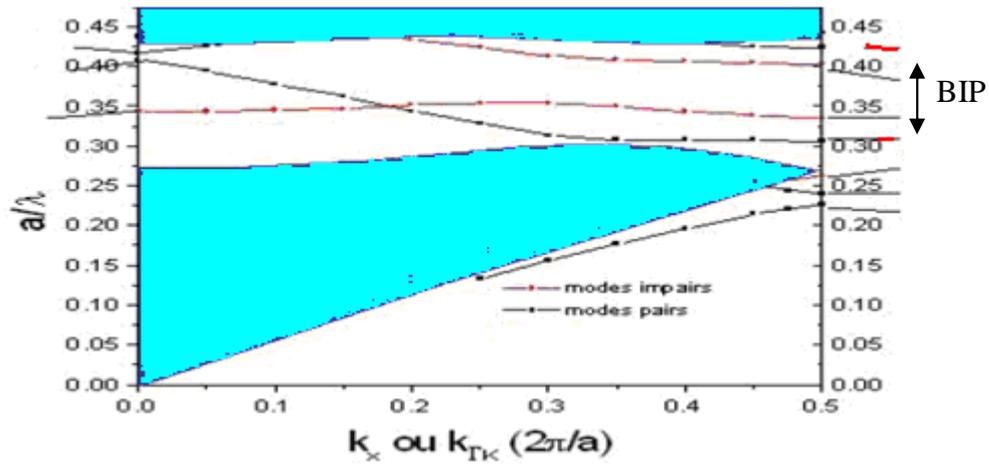
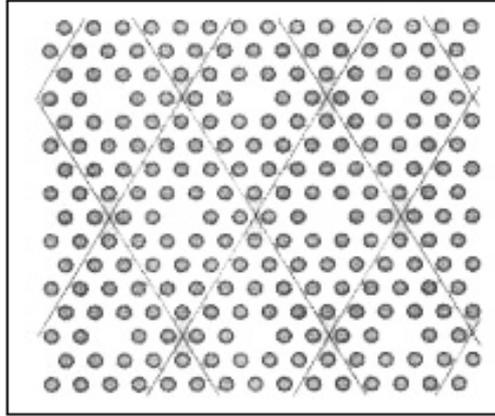


Figure II-15 : Courbes de dispersion d'un guide W1 suivant  $\Gamma K$ .  $f = 0.5$ . Calcul 2D FDTD en polarisation TM [3].

#### IV-2- Diagramme de bandes du cristal avec défaut. Méthode de la supercellule

Le diagramme de bandes du cristal photonique avec défaut se calcule par la méthode dite de « supercellule ». On réintroduit artificiellement la périodicité brisée par le défaut lui-même en le plaçant au centre d'une cellule de base qui comprend plusieurs rangées de motifs et l'on répète cette supercellule suivant les directions de l'espace dans lequel s'organise le cristal photonique d'origine. A titre d'exemple, la figure II-16 présente la construction d'une supercellule qui correspond au défaut de la figure II-11.

La méthode de la supercellule n'est justifiée que si la distance entre les défauts périodiques ainsi introduits est suffisamment importante pour que les défauts ne se couplent pas entre eux. Typiquement, pour un cristal réalisé dans un matériau diélectrique de permittivité relative voisine de 10, la méthode de la supercellule s'applique dans de bonnes conditions dès lors que la distance entre défauts est supérieure ou égale à 4 périodes du cristal d'origine [21].



*Figure II-16 : Exemple de supercellule applicable au calcul du diagramme de bandes du cristal hexagonal de la figure II-11 [21].*

#### **IV-2-1- Méthode de la supercellule appliquée aux défauts étendus**

La méthode de la supercellule s'applique aussi au calcul du diagramme de bandes de cristaux photoniques en présence de défauts étendus. A titre d'exemple, la figure II-17 [21] présente le diagramme de bandes d'un cristal 2D hexagonal dans lequel est inséré un guide d'onde linéaire le long de la direction de propagation  $\Gamma K$ . Le cristal est formé d'un réseau de trous dans du diélectrique et le guide est obtenu en obturant avec le même diélectrique les trous d'une rangée orientée dans la direction  $\Gamma K$ . La supercellule utilisée pour les calculs est représentée figure II-17a. Seule est ici considérée la polarisation TE de l'onde électromagnétique.

L'observation du diagramme calculé pour la direction  $\Gamma K$  et la polarisation TE révèle la présence de nouvelles bandes permises, comparé au diagramme du cristal sans défauts. Ces nouvelles bandes (courbes de dispersion  $\omega(k_{\Gamma K})$  en cyan sur la figure II-17) correspondent aux modes du guide à cristal photonique. La plupart des courbes se trouvent à l'intérieur de la bande interdite du cristal sans défaut. Autrement dit, pour ce réseau de trous, l'effet de bande interdite photonique interviendra dans le guidage de la lumière [21].

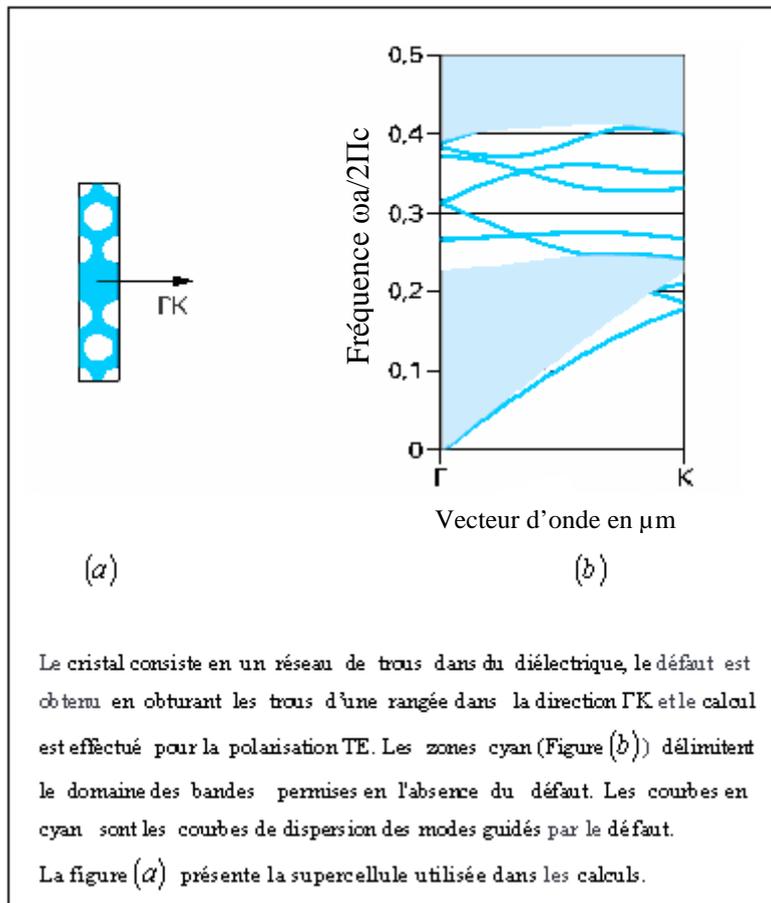


Figure II-17 : Diagramme de bandes d'un cristal 2D hexagonal avec défaut étendu.

### IV-3- Intérêts du guide à cristal photonique

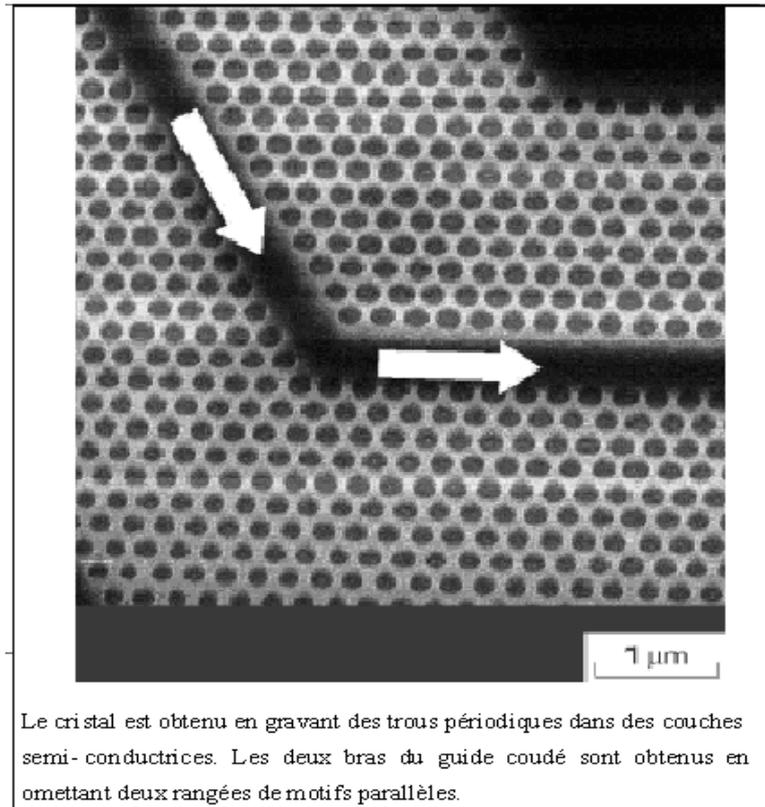
Le guide d'onde optique est à l'optique intégrée ce que l'interconnexion électrique est aux circuits intégrés de l'électronique. Or on sait que les lignes d'interconnexion occupent la majeure partie de la surface d'un circuit en silicium ; leur densification intervient au même titre que la réduction de la taille des composants dans l'accroissement des performances du circuit. Ce parallèle illustre bien l'importance que représente la fonction de guidage optique, même s'il s'agit d'une fonction passive, comparée aux fonctions d'émission ou de conversion de signal. Dans ce contexte, l'intérêt des guides à cristal photonique est double.

●● Le premier intérêt du guide à cristal photonique se situe au niveau de sa conception. En effet, défini par le retrait, l'ajout ou la modification de motifs dans une ou plusieurs rangées parallèles du cristal, le guide peut être introduit dès l'étape d'écriture des motifs (ce qu'on appelle l'étape de lithographie). L'introduction d'un grand nombre de guides en parallèle ou en série ne pose pas plus de difficultés que d'introduire un seul guide, car les motifs du cristal se répètent à l'identique de façon périodique. En quelque sorte, on dispose d'un véritable «mécano» optique avec un nombre limité d'éléments de base : le(s) motif(s) du cristal.

●● Le deuxième intérêt du guide à cristal photonique réside dans le fait que le guidage est plus «robuste» que celui rencontré dans les guides classiques. Dans le cas présent, dû à l'effet de bande interdite photonique, les parois du guide à cristal photonique se comportent comme des parois parfaitement réfléchissantes. L'avantage est décisif dès lors que l'on souhaite changer fortement la direction de propagation de la lumière en la guidant. Pour s'en convaincre, il suffit d'imaginer la situation dans laquelle on tordrait une fibre optique en lui imposant un rayon de courbure trop petit. Outre le fait que la torsion pourrait être préjudiciable à la tenue mécanique de la fibre, la lumière s'échapperait de la fibre à l'endroit du coude. Le faible contraste d'indice entre le cœur et la gaine de la fibre ne permettrait pas d'atteindre la condition de réflexion totale à l'intérieur de la fibre. La situation est forcément différente si la lumière est emprisonnée entre des parois parfaitement réfléchissantes.

#### **IV-4- Les guides d'ondes courbés**

Les guides courbés permettent théoriquement de réaliser des virages avec des rayons de courbure de l'ordre de la longueur d'onde. La figure II-18 [23] présente un virage réalisé au sein d'un cristal photonique bidimensionnel de symétrie hexagonale. Le cristal est obtenu par une gravure périodique de trous dans des couches semi-conductrices, la période étant d'environ 280nm. L'omission de deux rangées de trous dans la direction  $\Gamma K$  définit ici le cœur des régions guidantes. Le virage est ainsi constitué de deux bras faisant entre eux un coude de  $120^\circ$  et la lumière tourne sur moins de trois périodes du cristal. Une telle géométrie de guidage est inconcevable dans l'optique guidée classique sur matériau semi conducteur.

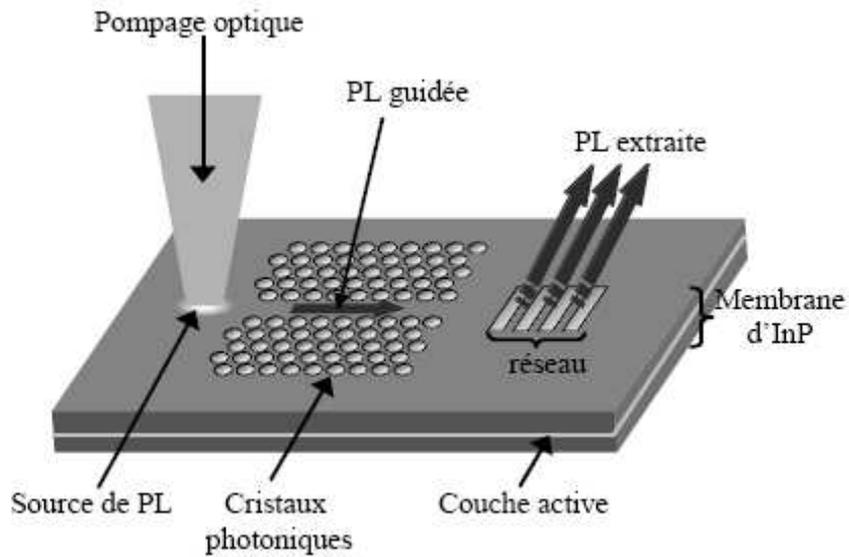


*Figure II-18 : Virage réalisé dans un cristal photonique bidimensionnel.*

La démonstration expérimentale du guidage dans des virages a été réalisée rapidement, mais des problèmes de réflexion et de pertes subsistent. Dans le cristal photonique hexagonal ou triangulaire, ces virages peuvent être réalisés simplement en omettant de graver des trous dans les directions de symétrie du cristal virage. Dans le cas des virages simples, les meilleurs résultats mesurés ont été des transmissions d'environ 80 à 90 % pour un guide étroit (une rangée de trous omise) et de 78 % pour un guide plus large [1].

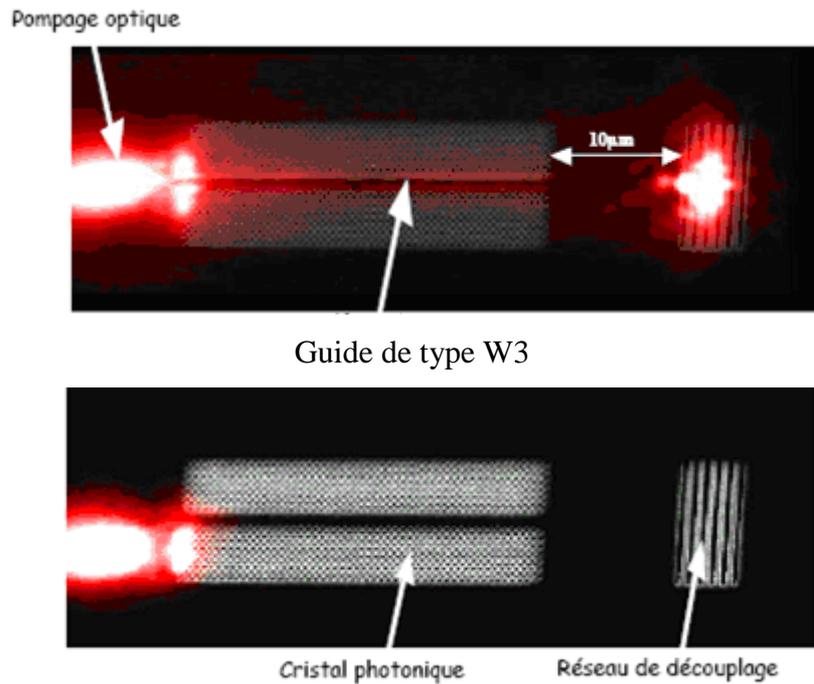
#### **IV-5- Principe de test des guides à cristaux photoniques**

Le principe de test repose sur la facilité de coupler de l'énergie au mode guidé d'une membrane par le pompage d'une couche active et de la collecter après un certain parcours dans la membrane, au moyen d'un réseau de diffraction. Pour tester qualitativement la transmission d'un guide, il suffit d'intercaler celui ci entre la source de pompage et le réseau de diffraction (Figure II-19) [3].



*Figure II-19 : Principe du dispositif de test des guides à cristaux photoniques sur membrane d'InP.*

Une structure de validation a été réalisée avec un guide W3. Les images infrarouges obtenues montrent la validité de cette approche de caractérisation (Figure II-20). Lorsque le faisceau pompé est placé en face de l'entrée du guide, un signal significatif est découplé de la membrane par le réseau. Lorsque ce faisceau est décalé de l'entrée du guide, le signal découplé est quasiment inobservable. Ces deux expériences sont une mise en évidence directe du guidage le long de défaut linéique dans un cristal photonique.



*Figure II-20: Image infra rouge de la surface de la membrane lorsque l'excitation est placée en face (a) ou non (b) du défaut W3. Une image en microscopie électronique à balayage a été superposée [3].*

Cette image est donc riche en informations mais reste une image qui intègre le comportement du guide. Il est donc absolument nécessaire d'analyser spectralement les signaux pour comprendre plus précisément le fonctionnement de ce type de guide.

#### **IV-6- Transmission du guide**

L'analyse spectrale du signal découplé par le réseau est représentée sur la figure II-21. Une large transmission est observée sur l'ensemble de la gamme sondée ( $1300\text{nm} < \lambda < 1600\text{nm}$  ou  $0.43 > a/\lambda > 0.35$ ). Dans cette gamme de transmission, deux creux très nets de transmission de 10nm et 40nm apparaissent respectivement vers  $a/\lambda = 0.411$  et  $a/\lambda = 0.385$ . Ils sont attribués aux mini bandes interdites qui apparaissent dans le diagramme de dispersion et qui proviennent du couplages entre modes.

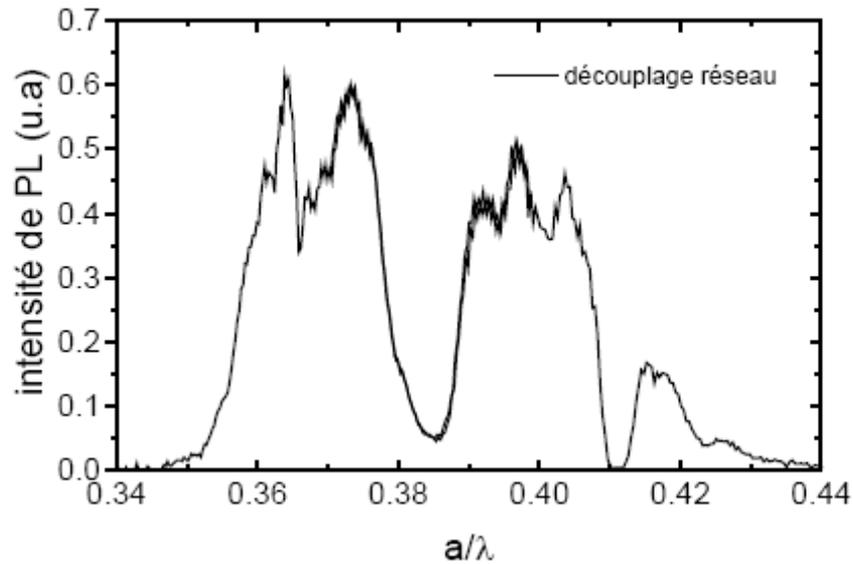


Figure II-21 : Collection de la lumière transmise le long du guide et découplée par le réseau [3].

#### IV-7- Les pertes dans les guides à cristaux photoniques

Les pertes sont un problème crucial pour les guides à cristaux photoniques. Cette problématique mobilise d'ailleurs de nombreux groupes de recherche depuis plusieurs années [24]. Ces pertes sont pour l'instant encore importantes, mais il y a fort à penser que l'amélioration des procédés d'élaboration diminuera cette contrainte. Néanmoins, les pertes obtenues atteignent déjà des valeurs qui permettent la réalisation de dispositifs intégrés avec ces guides. En effet, la propagation de la lumière sur de grandes distances ne sera probablement pas réalisée avec ce genre de guides, mais sur de courtes distances à l'intérieur d'un circuit [1].

Outre les pertes intrinsèques du matériau guidant, il existe deux principales causes de pertes :

- La première tient au fait qu'un guide à cristal photonique, même de largeur étroite, est rarement monomode dans une plage de fréquence donnée.

Ainsi, lorsqu'une onde se propage dans le guide et atteint la région du coude, l'obstacle rencontré peut entraîner le couplage à d'autres modes guidés et dissiper la puissance sur ces modes. Parmi ces modes parasites figurent notamment ceux qui se propagent en sens contraire de l'onde initiale. Autrement dit, on peut assister à un effet de rétroaction optique, généralement fort gênant pour les applications.

Pour éviter cet effet, il est alors nécessaire d'adapter la distribution des motifs ou de modifier certains d'entre eux, aussi bien au niveau du coude que dans la partie linéaire du guide.

●● Une autre source de pertes réside dans la diffraction de la lumière hors du plan. Ce problème n'est pas exclusif des guides coudés, il concerne les guides à cristaux photoniques en général, mais la présence du coude accroît les risques de pertes.

Il convient de distinguer les deux types d'approche: substrat et membrane :

Dans le cas de l'approche substrat, des valeurs allant jusqu'à 11 dB/mm pour un guide W3 pour une couche de GaInAsP sur InP ont été obtenues dans ces filières [24].

Dans le cas de l'approche membrane, des pertes par propagation causées par les imperfections de fabrication des structures (rugosité de surface ou forme imparfaite des trous) subsistent tout de même. Au fil des années, les progrès de la fabrication des cristaux photoniques ont permis de réduire de manière importante ces pertes par propagation. Concernant les III-V, nous sommes passés de 0.76 dB/mm pour un W1 sur une membrane suspendue de GaAs à 0.45 dB/mm, là aussi pour un W1 sur une membrane suspendue de GaAs [24].

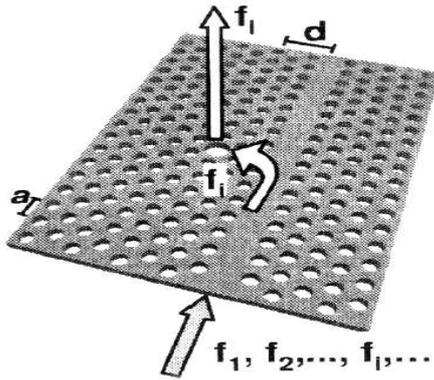
Concernant le SOI, les pertes sont plus faibles dans le cas d'une membrane suspendue de silicium que dans le cas d'une membrane reportée sur silice. Les chiffres record de pertes ont été obtenus sur des structures fabriquées par lithographie électronique. Par ordre chronologique, citons les travaux d'IBM (2.4dB/mm pour une membrane suspendue) [25], de NTT (0.6 dB/mm pour une membrane suspendue) [26], à nouveau d'IBM (0.8dB/mm±0.2dB/mm pour une membrane suspendue) et enfin NTT (0.5dB/mm pour une membrane suspendue).

## **V- Autres applications des cristaux photoniques bidimensionnels**

La majorité des applications des cristaux photoniques repose sur leur bande interdite photonique. Outre les guides d'ondes et les cavités, des composants divers sont réalisables à partir de défauts, citons les :

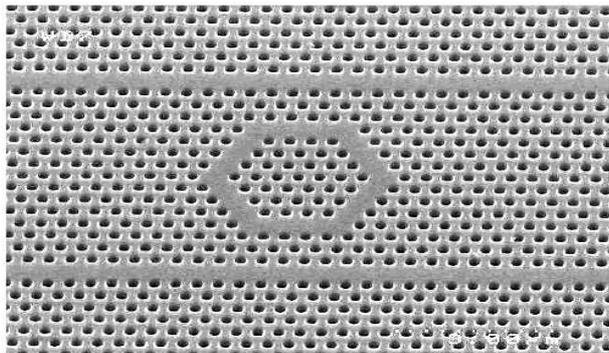
### **V-1- Filtres et multiplexeurs**

Une fonction particulièrement importante d'optique intégrée pourrait être réalisée avec des cristaux photoniques : le multiplexage en longueur d'onde (WDM, Wavelength Division Multiplexing). Le but est d'insérer ou d'extraire des longueurs d'onde bien précises dans un flux de données. Ce dispositif peut être réalisé en utilisant la sélectivité d'une cavité résonante couplée à des guides d'ondes (Figure II-22) [1].



*Figure II-22 : Schéma de principe d'un dispositif de multiplexage (Insertion ou extraction d'une certaine longueur d'onde).*

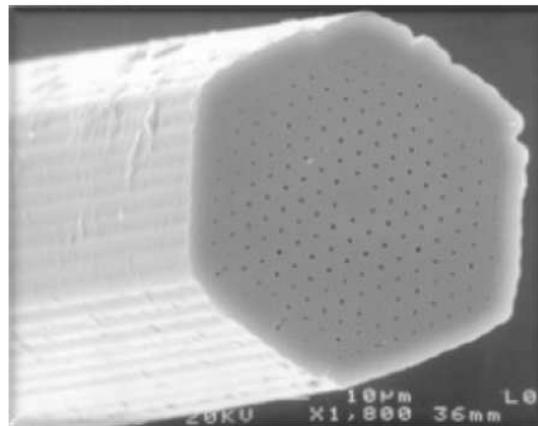
Cette fonction peut aussi être réalisée dans le plan en utilisant deux guides comme l'illustre la figure II-23. Dans ce cas, les longueurs d'onde qui résonnent dans l'anneau central peuvent éventuellement se coupler d'un guide à l'autre. Le processus de couplage est néanmoins très complexe et dépend de la symétrie et de la dégénérescence des modes résonnants. De plus, la taille du défaut (de la cavité résonnante) doit être très bien contrôlée afin de sélectionner les longueurs d'onde désirées [1].



*Figure II-23: Exemple de filtre Add-Drop réalisé sur un substrat SOI. Les longueurs d'onde résonnantes de l'anneau peuvent éventuellement se coupler d'un guide à l'autre.*

## V-2- Fibres optiques

C'est en 1996 [7] que les fibres optiques à cristaux photoniques sont apparues, elles ne sont plus constituées d'un cœur et d'une gaine, ou encore d'une structure à gradient d'indice, mais d'un cristal photonique doté d'un défaut permettant de canaliser la propagation lumineuse (voir figure II-24).



*Figure II-24 : Image par microscopie électronique d'un prototype de fibre optique conçu sur la base d'un cristal photonique [7].*

Les fibres à cristal photonique sont de conception radicalement différente. On les désigne aussi couramment sous les termes de «fibre à trous» ou de «fibres microstructurées».

La différence de conception se situe d'abord au niveau de l'élaboration. Les fibres sont obtenues en empilant soigneusement des tubes de silice qui forment une «préforme» avec la structure désirée : on peut placer des tubes pleins, creux, omettre des tubes....selon tel ou tel motif final recherché.

L'assemblage est réalisé à une échelle macroscopique, avec des tubes de diamètre de l'ordre du millimètre, aisément manipulable à la main. On porte ensuite l'ensemble à haute température ( $\approx 1800^\circ \text{C}$ ) de sorte que les tubes de silice se ramollissent et l'on procède à un étirement qui permet d'obtenir une version miniaturisée dans l'ensemble de départ. On peut donc ainsi réaliser une extraordinaire variété de fibres avec des motifs à la demande [23].

## **VI- Conclusion**

Dans ce chapitre, nous avons présenté les guides d'ondes classiques, nous avons montré également que le mécanisme de guidage dans les guides d'ondes à cristaux photoniques est complètement différent de celui existant dans les guides d'ondes classiques, puisque ce n'est pas la réflexion totale due à la différence d'indice de réfraction qui assure le guidage, mais l'existence d'une bande interdite photonique.

La conséquence immédiate est que l'on peut envisager de fabriquer des guides optiques présentant des courbures importantes, chose impossible dans un guide basé sur la réflexion totale.

La propagation de la lumière sur de grandes distances ne sera probablement pas réalisée avec ce genre de guides (guides à CP), mais sur de courtes distances à l'intérieur d'un circuit.

Le développement d'une optique intégrée à base de cristaux photoniques 2D passe par la conception et la réalisation de guides optiques performants. Ces derniers sont obtenus en insérant un défaut linéique dans le réseau périodique 2D. La définition même du guide d'onde à CP laisse augurer de l'extrême variété que peut recouvrir l'appellation de « guide » dans un CP. N'importe quel défaut linéaire peut en effet prétendre à la dénomination "guide", et les paramètres sur lesquels on peut jouer, sont extrêmement variés.

## **Chapitre III**

### **Résultats et interprétations**

#### **I- Introduction**

L'étude de matériaux et dispositifs à bandes interdites photoniques a débuté en laboratoire en 1997[3], avec l'objectif de travailler sur la modélisation et sur la caractérisation des propriétés optiques de ces structures.

Ces matériaux à gaps photoniques semblent très intéressants puisqu'ils permettent une amélioration des performances de nombreux systèmes existants (antennes, filtres, coupleurs), toutefois il ne faut pas oublier que les pertes dans ces structures sont non négligeables et peuvent présenter de nombreux inconvénients.

En ce qui concerne l'étude de telles structures, elle reste toujours très expérimentale, même si quelques équipes de recherche se lancent dans des études analytiques.

Plusieurs méthodes ont été envisagées, pour la modélisation des CPs comme la méthode FDTD, celle des ondes planes et la matrice de transfert. De plus certains simulateurs ont été conçus pour faciliter cette tâche, parmi eux se trouve le simulateur Fimmwave-Fimmprop.

#### **II- Simulateur Fimmwave-Fimmprop**

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

Fimmwave permet de modéliser différentes structures à une, deux et trois dimensions en utilisant un formalisme entièrement rigoureux. Sudbo [27] a transformé ce formalisme en une méthode qui est devenue la base de fonctionnement du Fimmwave. Cette méthode est en général plus précise et plus rapide que la méthode des éléments finis ou la méthode des différences finies [28].

Fimmprop est le module de propagation complètement bidirectionnel intégré avec Fimmwave. Il permet la construction de structures complexes avec beaucoup de flexibilité. Avec Fimmprop, on peut obtenir les réponses TE et TM simultanément.

## II-1- Module Fimmwave

La figure III-1 montre la fenêtre principale de Fimmwave, cette fenêtre est composée d'une barre de menu, de la barre des nœuds (projets) et de l'arbre de projets.

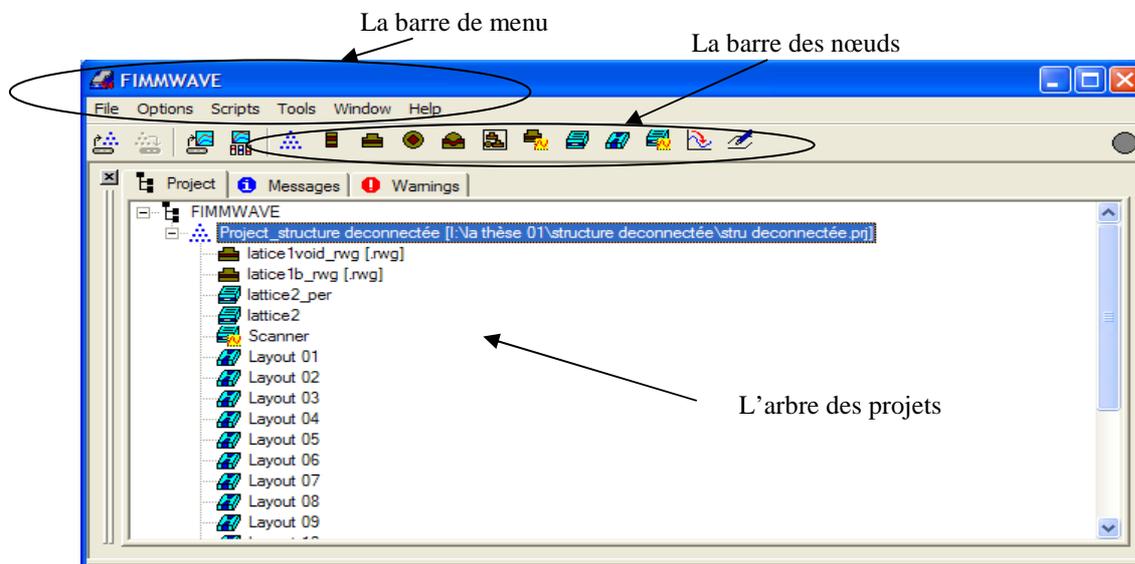


Figure III-1 : La fenêtre principale de Fimmwave.

Les nœuds sont RWG<sup>1</sup>, FWG<sup>2</sup>, MWG<sup>3</sup> et CWG<sup>4</sup>.

<sup>1</sup> RWG : Rectangular geometry WaveGuide.

<sup>2</sup> FWG : Fibre geometry WaveGuide.

<sup>3</sup> MWG: Mixed geometry WaveGuide.

<sup>4</sup> CWG: Comound geometry WaveGuide.

### II-1-1- L'arbre de projets

Les projets construits dans Fimmwave sont appelés "nœuds", un projet peut rassembler plusieurs nœuds. Dans l'arbre de projets résident ces derniers, il assure l'opération de management de ces projets. La figure III-2 présente un arbre de projets.

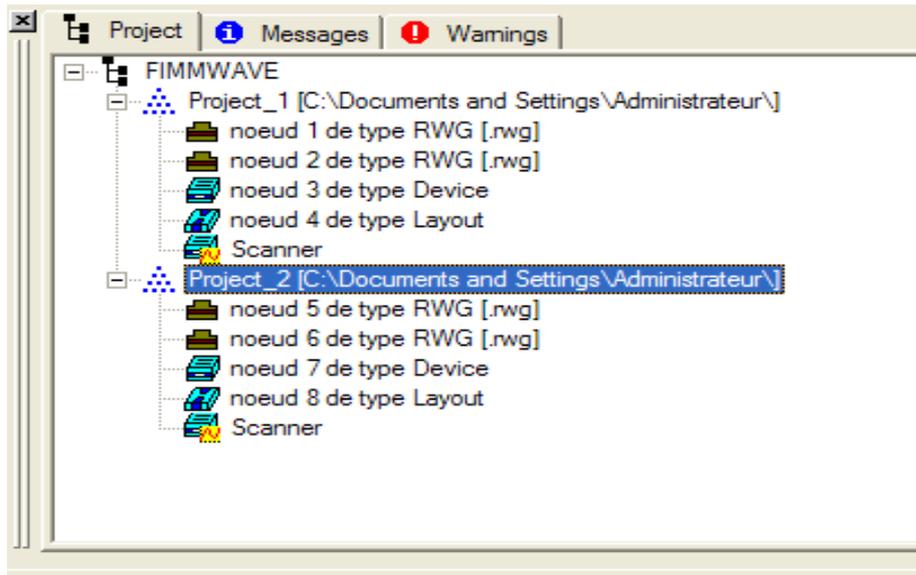


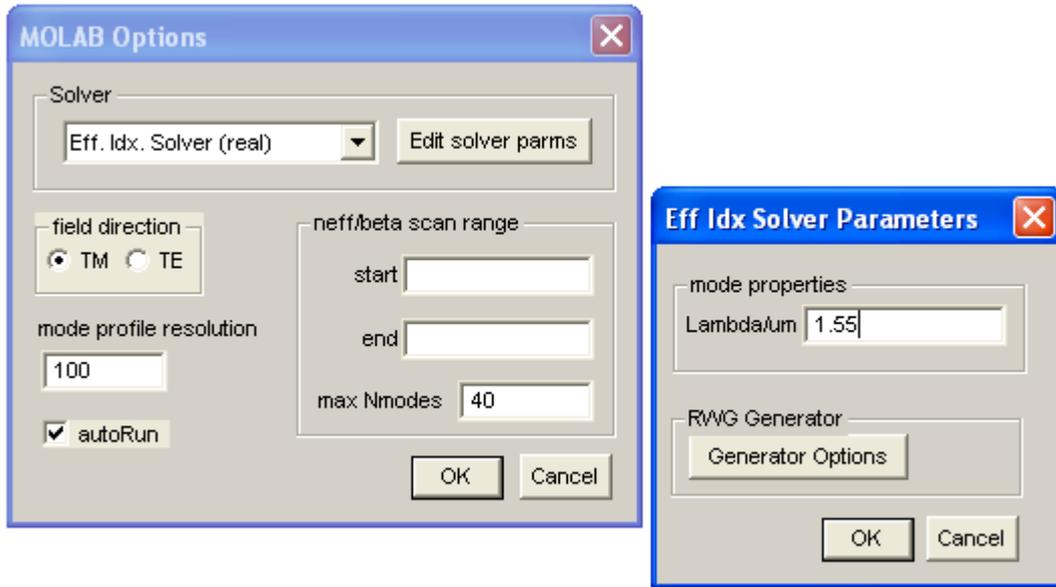
Figure III-2 : L'arbre de projets.

### II-1-2- Les solutionneurs

Il existe plusieurs solutionneurs dans Fimmwave, chacun d'eux fonctionne sous certaines conditions. Parmi ces solutionneurs il y a le solutionneur d'indice effectif (The effective index solver) du MOLAB (Figure III-3). Ce solutionneur utilise l'approximation, très connue, appelée approximation de l'indice effectif qui permet de considérer le champ comme suit [28] :

$$F(x, y) = A(x).B(y)$$

Il est très rapide et très efficace dans le cas d'indice de réfraction faible.



*Figure III-3 : La fenêtre du solveur effective index [28].*

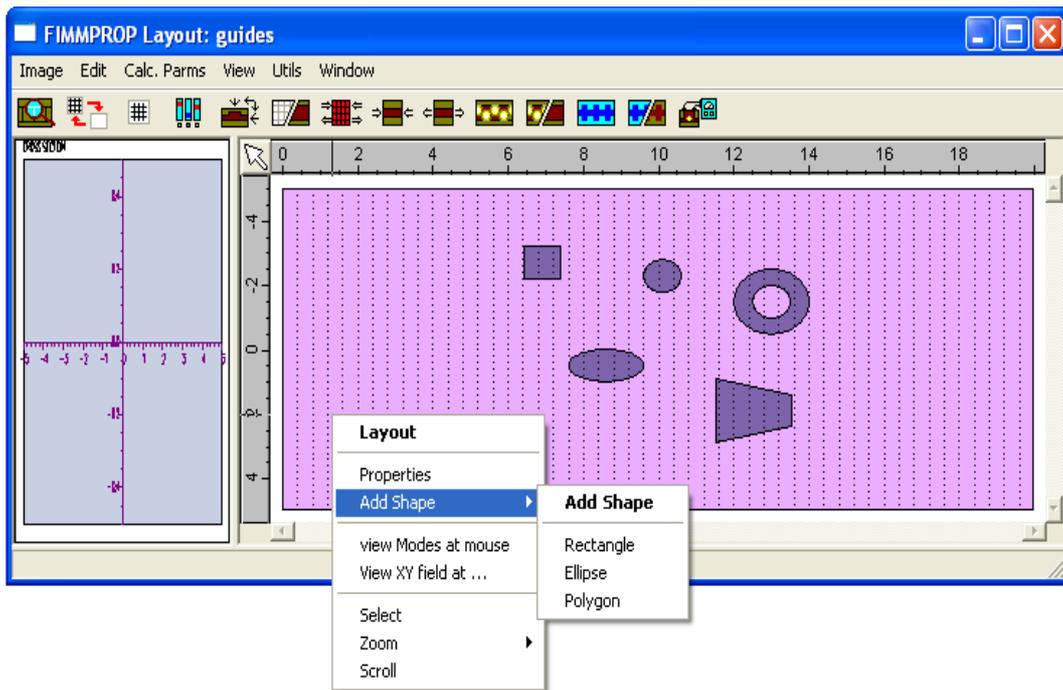
## **II-2- Module Fimmprop**

Fimmprop est un module intégré dans Fimmwave, il permet de modéliser la propagation d'onde dans des structures différentes à une, deux et trois dimensions. Il est complètement bidirectionnel, et il nous permet de définir le type d'onde d'entrée, la polarisation,...etc.

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

### **II-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. La figure III-4 présente la fenêtre de Layout.

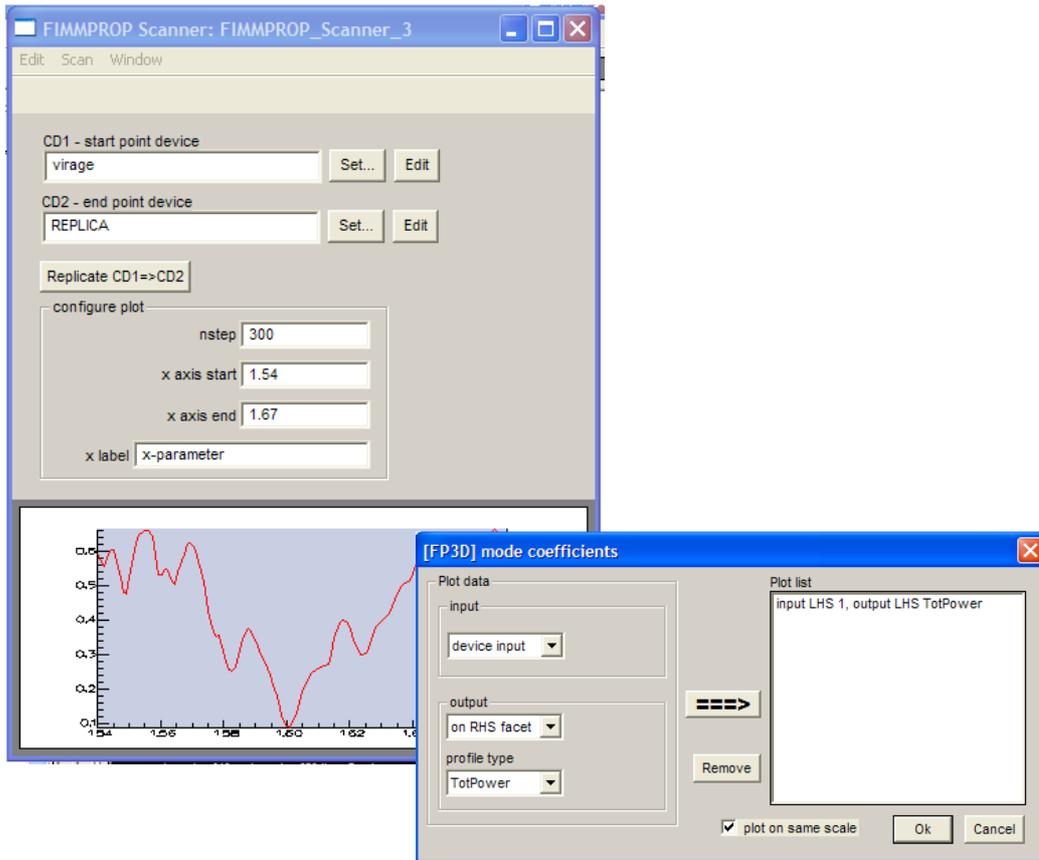


*Figure III-4 : La fenêtre de Layout.*

## II-2-2- Fimmprop scanner

Dans le scanner de Fimmprop (Figure III-5) [29], on est obligé d'insérer deux nœuds de type 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.

A 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-5 : La fenêtre du scanner de Fimmprop.*

### III- Les guides d'ondes à CP2D

Afin de simuler les effets géométriques des guides d'ondes à CP2D en transmission, nous proposons cet arbre de projet dans Fimmprop (cliquer sur l'icône  de la fenêtre principale de Fimmwave puis taper le nom désiré (exemple : GUIDES)) (Figure III-6).

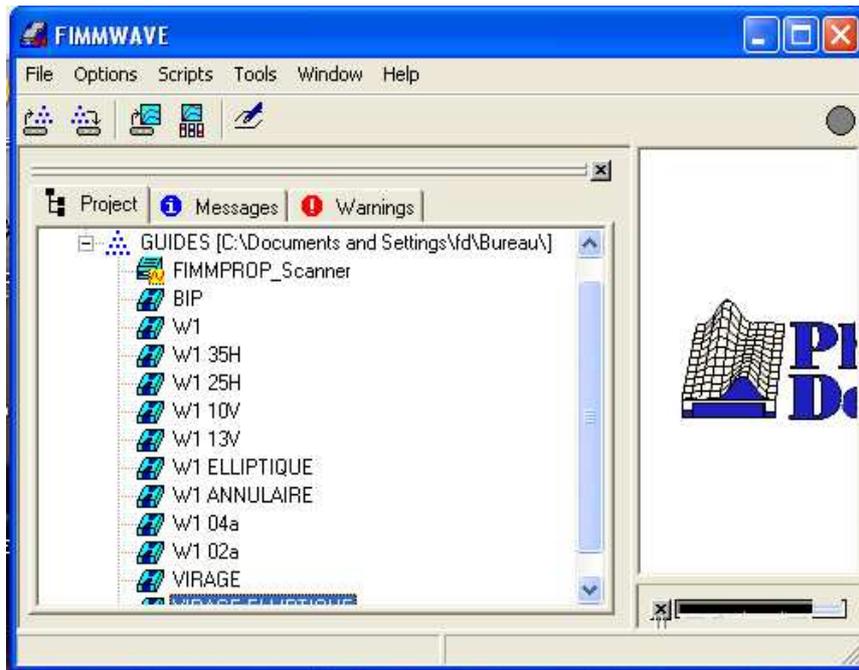


Figure III-6 : Arbre des projets - GUIDES.

Cet arbre est constitué des nœuds de type Layout et d'un scanner Fimmprop.

Dans un premier temps, on crée un nœud Layout (en cliquant sur l'icône ) , ce dernier va nous conduire à réaliser notre première structure qui est une structure bidimensionnelle de trous d'air à réseau triangulaire dans une matrice de GaAs.

Les paramètres nécessaires du réseau sont : le rayon  $r$ , la largeur et la longueur de la matrice, la période  $a$  et les indices de réfraction.

On calcule le spectre de transmission avec le Scanner de Fimmprop (en cliquant sur l'icône  ).

Après la détermination des bandes permises et interdites, nous passons aux structures guides d'ondes rectilignes.

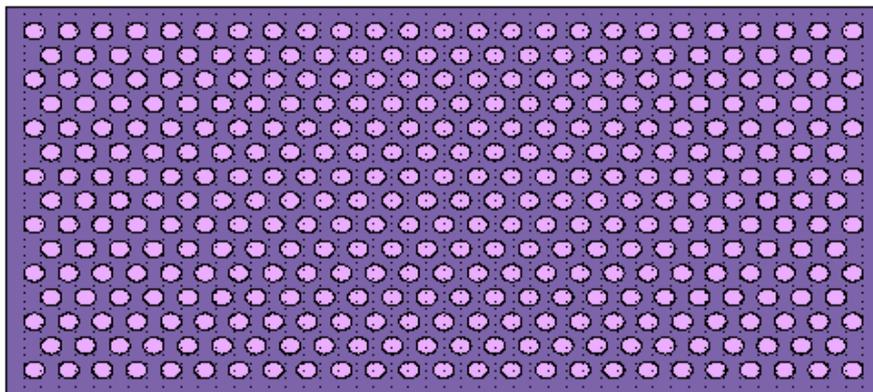
Le deuxième nœud représente alors la structure de base de notre travail qui est le guide W1. Il est obtenu en omettant une rangée de trous d'air dans la direction de propagation  $\Gamma K$ , pour la première structure.

Une série de nœuds portant sur la modification géométrique des trous d'air bordant le guide est créée.

Enfin, un autre nœud est consacré à la structure guide virage qui sera lui aussi suivi d'une série de nœuds portant toujours sur la modification géométrique des trous d'air.

### III-1- Définition de la structure d'étude

Les dimensions de notre réseau sont calculés pour une longueur d'onde de fonctionnement du guide W1 de  $1.55 \mu\text{m}$ . Pour cette gamme de fréquences, le cristal photonique bidimensionnel est un réseau triangulaire de trous d'air ( $r = 0.3a$ ) sur une membrane de GaAs ( $n=2.94$ ) de  $10\mu\text{m}$  de longueur, la structure fait 25 rangées de long et 15 rangées de large (figure III-7). Le cristal est éclairé par une onde plane. Nos résultats concernent des configurations optimisées avec des taux de remplissage en diélectrique de  $f=32\%$ .



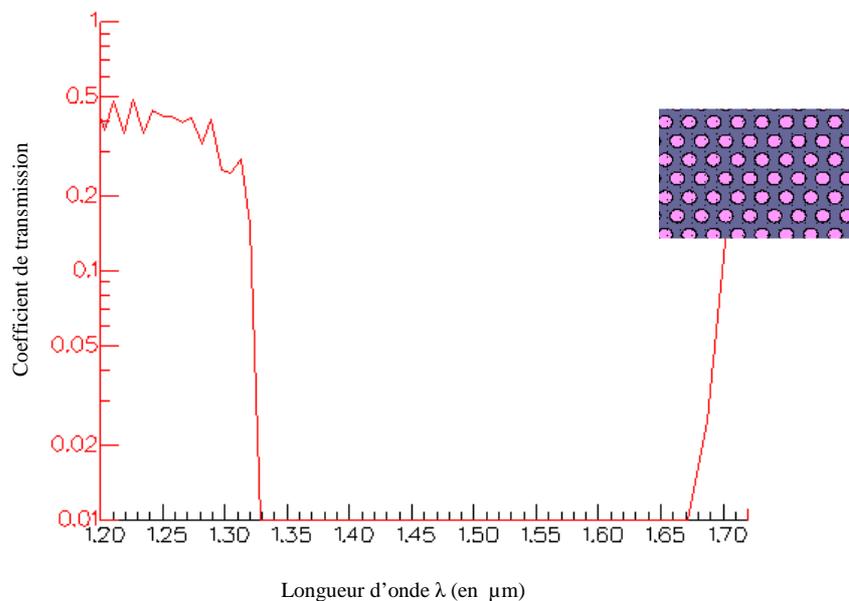
*Figure III-7 : CP2D sur membrane de GaAs dans un réseau triangulaire de trous d'air,  $f=32\%$ .*

### III-2- La bande interdite photonique

Les cristaux photoniques bidimensionnels CP2D peuvent être définis comme un arrangement périodique dans le plan d'un motif élémentaire (trou d'air ou tige de diélectrique) de taille submicronique. Par un choix convenable du rayon, de la période et de la forme du motif, il est possible de faire apparaître un creux (BIP) dans le spectre de transmission à travers la

structure. Les structures à gap photonique (BIP) sont des structures périodiques dans lesquelles la propagation des ondes pour certaines bandes de fréquences est interdite.

La figure III-8 montre le spectre de transmission d'une bande interdite d'un réseau triangulaire de trou d'air sur membrane de GaAs, cette BIP est définie par un coefficient de transmission égal à  $10^{-2}$ , elle s'étend entre  $1.33\mu\text{m}$  et  $1.67\mu\text{m}$  en mode TM.



*Figure III-8 : Spectre de transmission du CP2D sur membrane de GaAs d'un réseau triangulaire de trous d'air,  $f=32\%$ .*

Dans un guide d'onde, la BIP doit être suffisamment large pour guider latéralement la lumière.

#### **IV- Les guides d'ondes rectilignes**

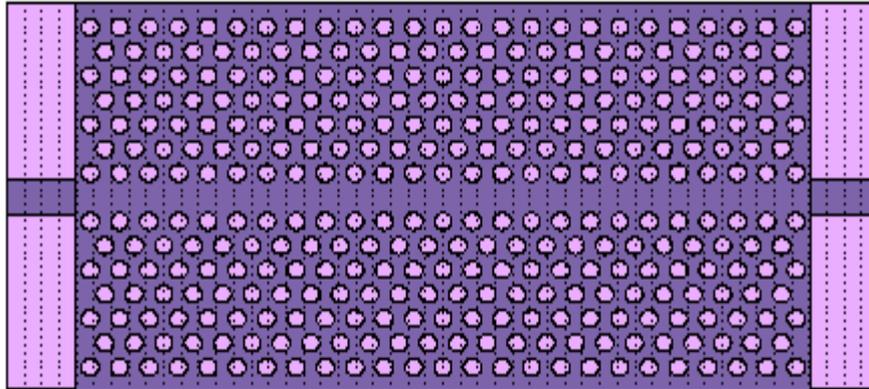
Les cristaux photoniques à BIP ont été d'un grand intérêt au cours de ces dernières années, de nombreux travaux ont été effectués par des groupes de recherche pour examiner la transmission, la localisation et le guidage de la lumière dans ces structures.

Le guide d'onde W1 (une seule ligne omise) est l'une des structures qui a été largement explorée, la plupart des guides à CP sont conçus dans des réseaux triangulaires à trous d'air circulaires [10].

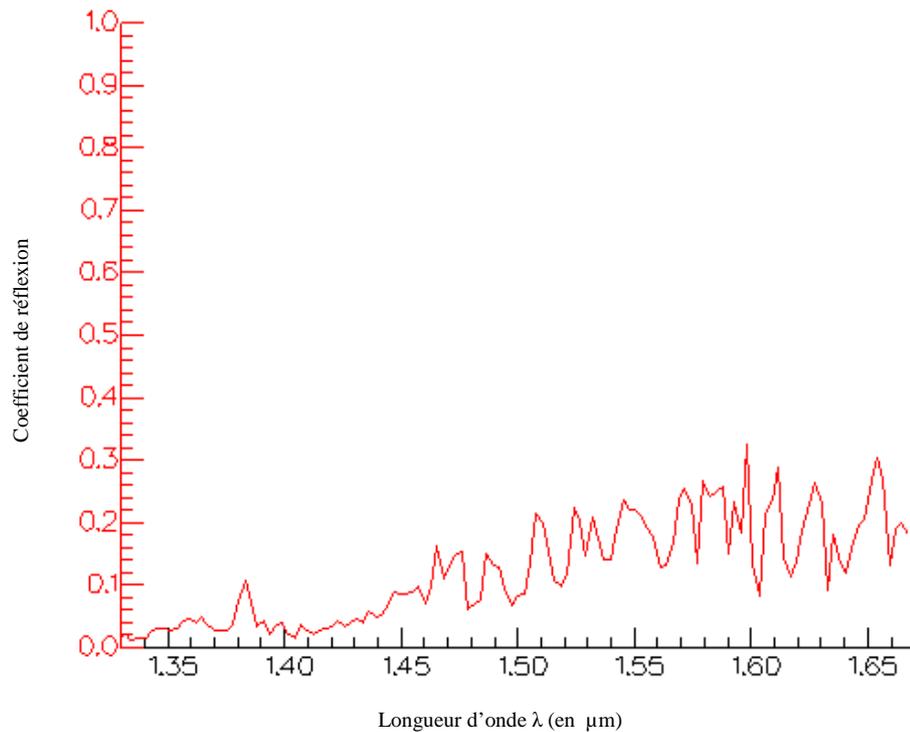
La fonction de guidage repose naturellement sur l'idée de bande interdite, pour laquelle la lumière est réfléchi, et de bande permise pour laquelle elle est transmise.

#### IV-1- Transmission et réflexion du guide référence W1

L'introduction du défaut linéique, une rangée de trous omise suivant la direction des premiers voisins  $\Gamma K$  pour le guide W1, rompt la périodicité et induit une direction privilégiée, celle du guide (Figure III-9). La réflexion et la transmission mesurées sont respectivement rapportées sur les figures III-10- et III-11 pour la gamme de fréquence associée à la BIP.

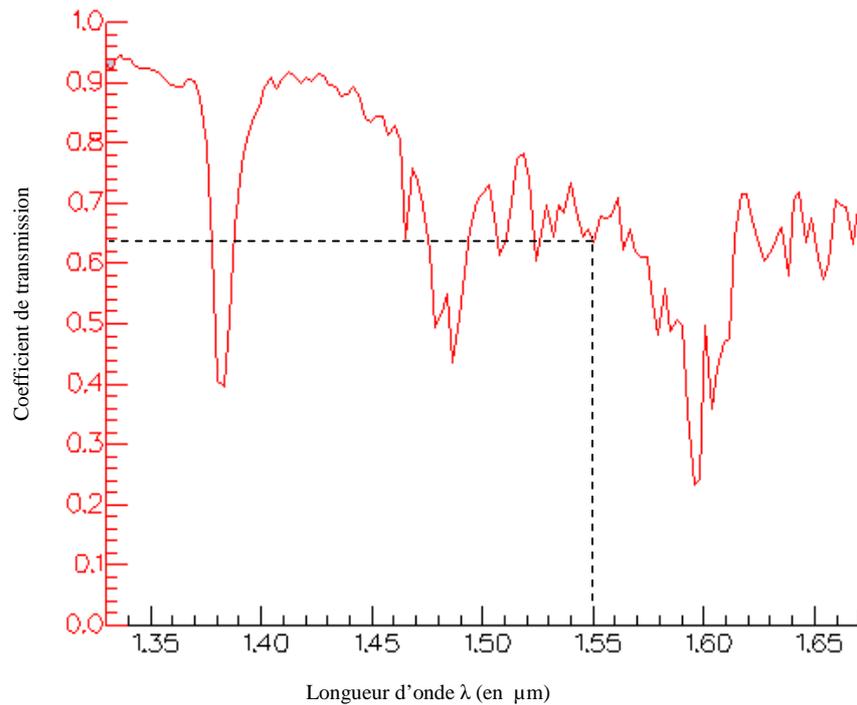


*Figure III-9 : Guide référence W1 (Une rangée de trous omise) réalisé dans un cristal photonique triangulaire de trous d'air sur une membrane de GaAs suivant la direction  $\Gamma K$ ,  $f=32\%$ .*



*Figure III-10 : Réflexion du guide référence W1 identifié à la figure III-9.*

La transmission du guide W1 peut être faite sur plus de 300nm et elle est de 64% à  $\lambda=1.55\mu\text{m}$ . L'enjeu principal de ces guides d'ondes concerne les pertes.

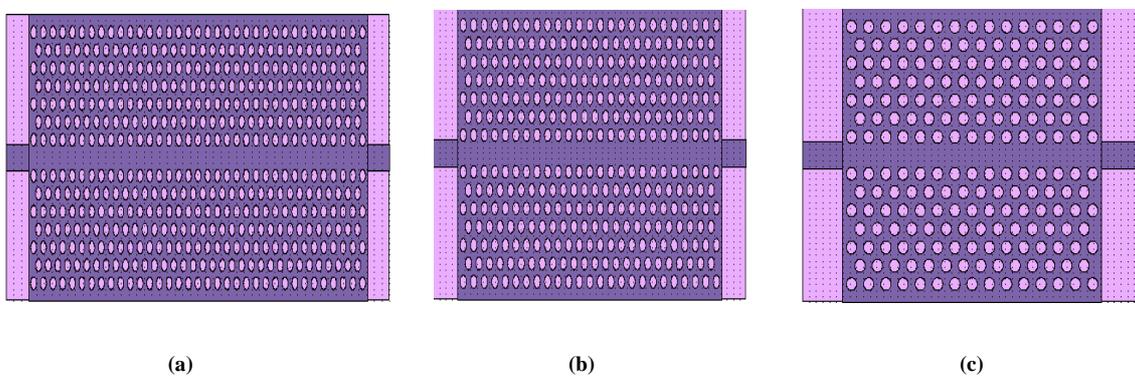


*Figure III-11 : Transmission du guide référence W1 identifié à la figure III-9.*

## IV-2- Evaluation des pertes

### IV-2-1- Les pertes linéiques

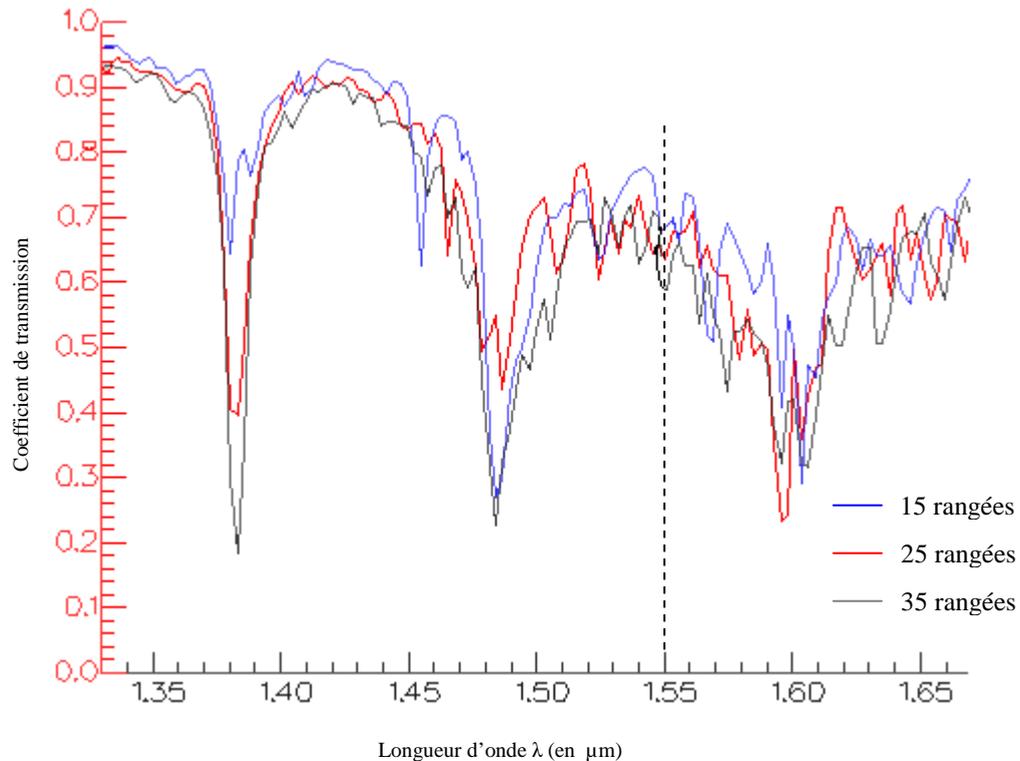
Le calcul des pertes linéiques a été réalisé sur des guides disponibles avec trois longueurs différentes (35, 25, et 15 rangées) sur la même membrane (Figure III-12).



*Figure III-12 : Structures de guides W1 : (a) 35 rangées (b) 25 rangées (c) 15 rangées.*

Les spectres obtenus pour ces guides sont présentés sur la figure III-13, une quasi reproductibilité des spectres a été observée.

Quand on augmente le nombre de rangées, les pertes de propagation augmentent.



*Figure III- 13 : Spectres de transmission des guides W1 identifiés à la figure III-12.*

#### **IV-2-2- Les pertes par effet tunnel**

Les cristaux photoniques de part et d'autre de la ligne de défauts sont identiques et jouent le rôle de miroirs réfléchissants.

Nous considérons dans cette section un défaut linéaire entouré de  $N$  rangées de trous de part et d'autre. Lorsque le nombre  $N$  de rangées de trous de part et d'autre du défaut est infini, la lumière est réellement guidée et se propage le long du défaut sans être atténuée [30].

La transmission du guide est calculée pour différents nombres de rangées  $N$ ,  $N = 6, 8$  et  $10$  (Figure III-14). Les résultats obtenus, présentés sur la figure III-15, montrent la décroissance attendue des pertes en fonction du nombre de rangées. Nos calculs reproduisent donc parfaitement l'atténuation induite par un effet tunnel à travers le cristal photonique de taille finie.

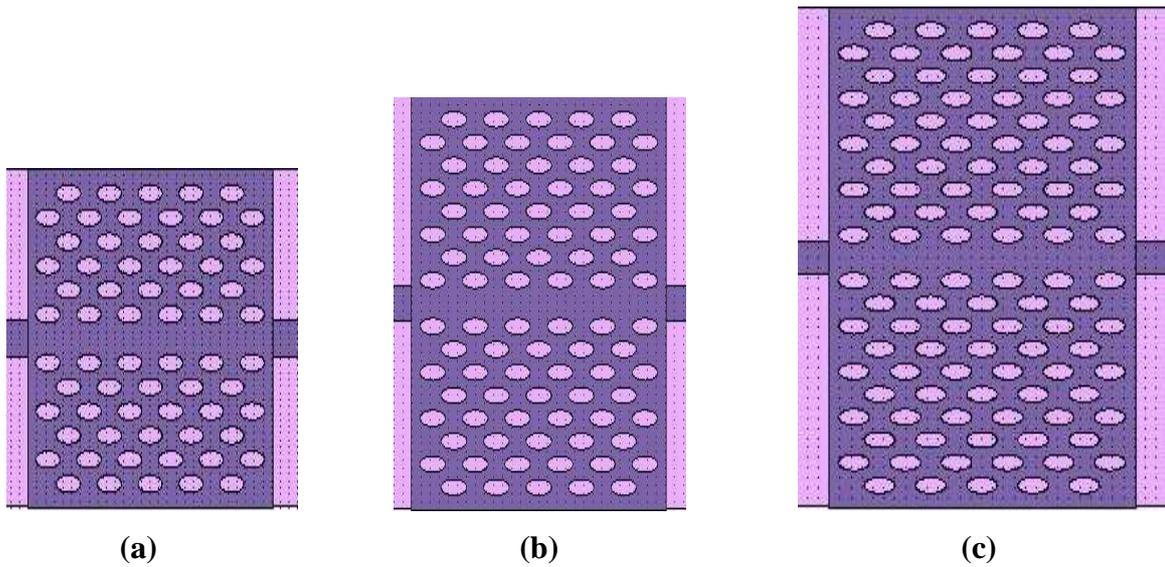


Figure III-14 : Structures de guides W1 : (a)  $N=6$  (b)  $N=8$  (c)  $N=10$ .

La réflectivité d'un miroir (transmission du guide) de 6 rangées est de l'ordre de 64 % alors qu'elle est de 69% pour 8 rangées et de 81% pour 10 rangées de trous (figure III-15). On peut dire que la réflectivité des miroirs est proportionnelle à  $N$ .

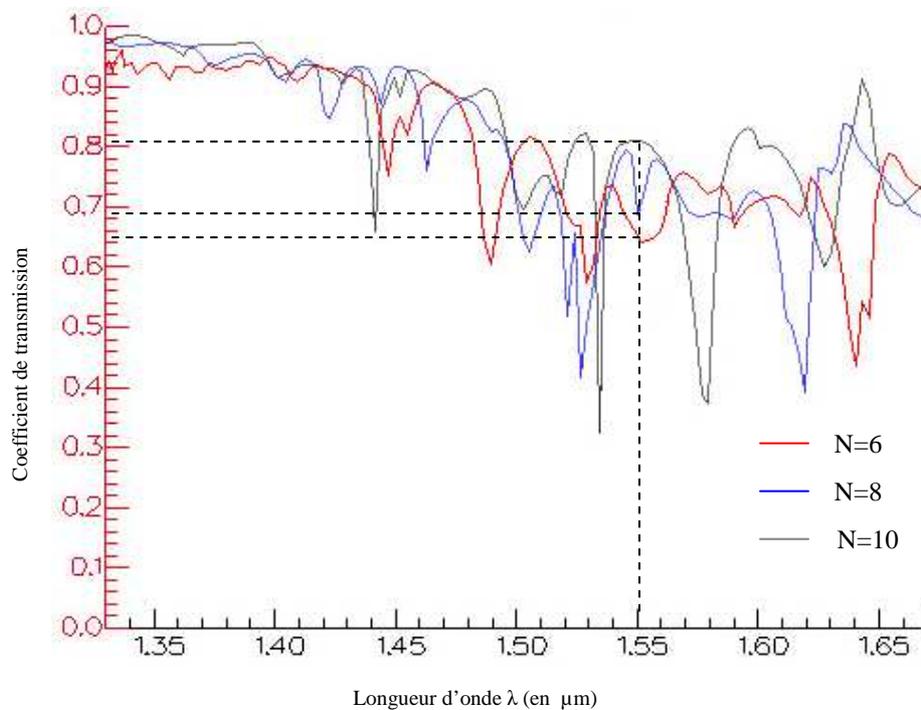


Figure III-15: Spectres de transmission des guides W1 pour différents nombres de rangées  $N$  de part et d'autre de la ligne de défauts.

Par la suite, nous allons étudier l'effet d'un certain nombre de modifications apportées au guide W1 en vue d'améliorer la transmission à la longueur d'onde de fonctionnement, ceci peut se faire simplement en diminuant la taille des motifs circulaires qui bordent la ligne de défauts ou bien en modifiant leur forme.

#### IV-3- Effet de la forme annulaire des trous

Nous présentons un nouveau type de cristal photonique fait d'un réseau triangulaire de trous sous forme annulaire dont le rayon d'anneau  $r$  et la largeur d'anneau  $B$  peuvent être modifiés indépendamment (Figure III-16). Cette géométrie est la mieux adaptée pour l'ouverture d'une large bande interdite [31].

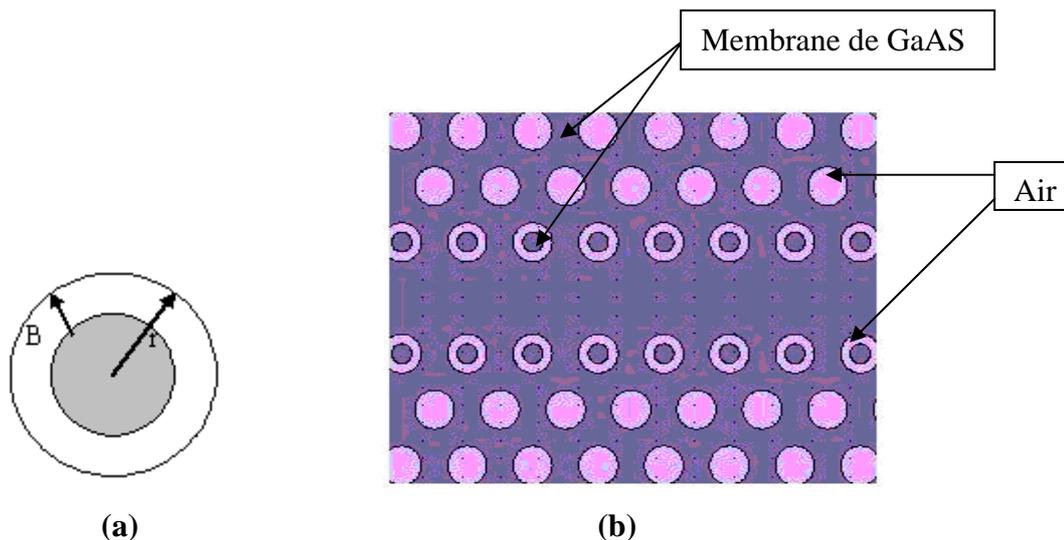
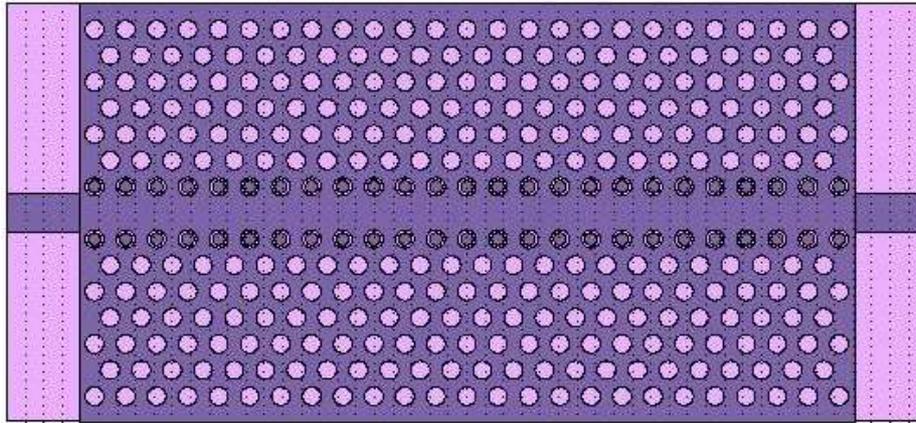
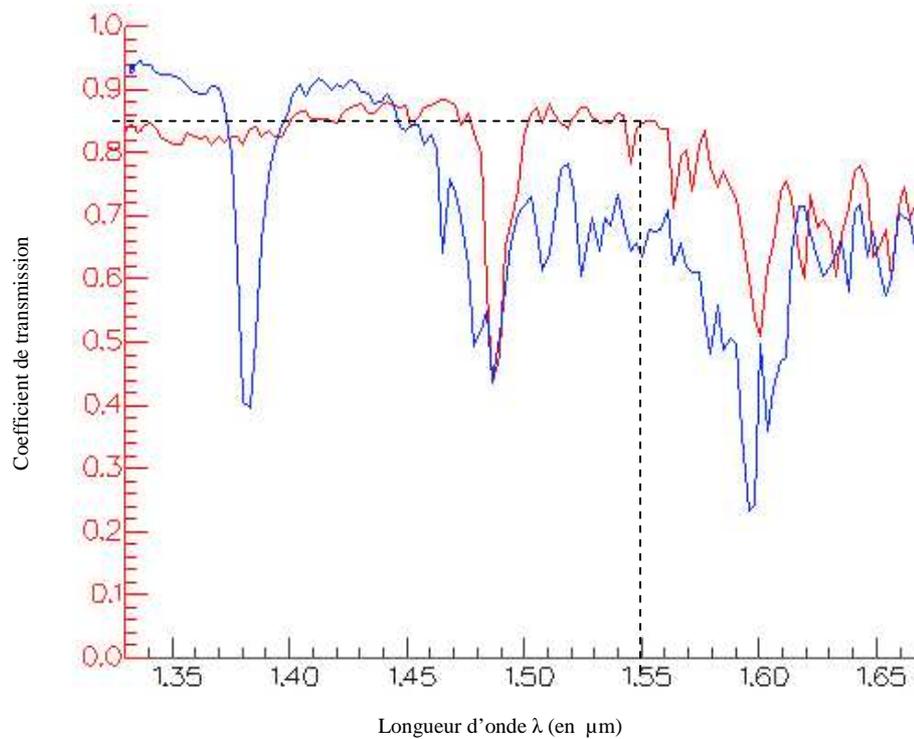


Figure III-16 : (a) Trou sous forme annulaire (b) Guide d'onde W1 bordé de trous sous forme annulaire.

Cette nouvelle forme peut avoir un impact positif sur les pertes. Les trous étroits permettent à la lumière dispersée à l'intérieur des trous d'être facilement capturée par la partie guidante. La figure III-17 illustre cette idée, les deux rangées qui bordent le guide sont remplacées par des trous annulaires, une amélioration en transmission de 21% est calculée pour  $B=0.1a$  et  $\lambda= 1.55\mu\text{m}$  (Figure III-18).



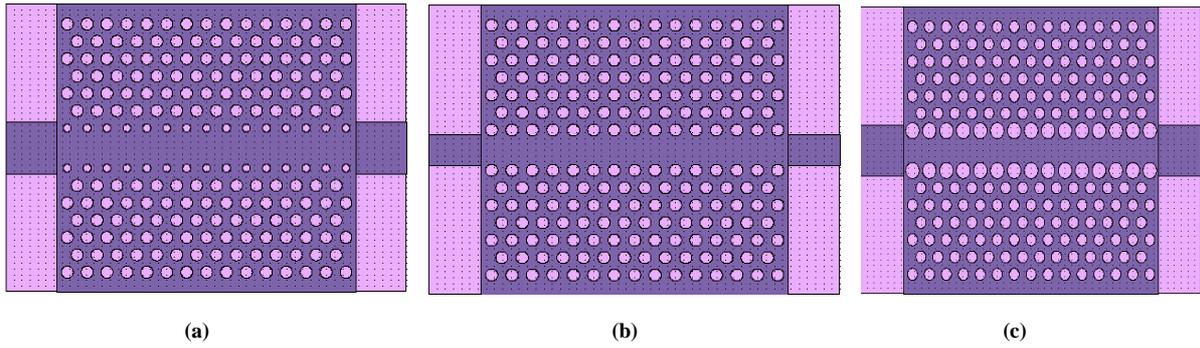
**Figure III-17 :** Guide W1 : Les deux rangées qui bordent le guide sont remplacées par des trous annulaires,  $B=0.1a$ .



**Figure III-18 :** Transmission des guides W1 ; du guide référence (trait bleu), du guide de la figure III-17 (trait rouge), La transmission pour  $\lambda=1.55\mu\text{m}$  est de 85%.

#### IV-4- Effet de la modification de la taille des motifs

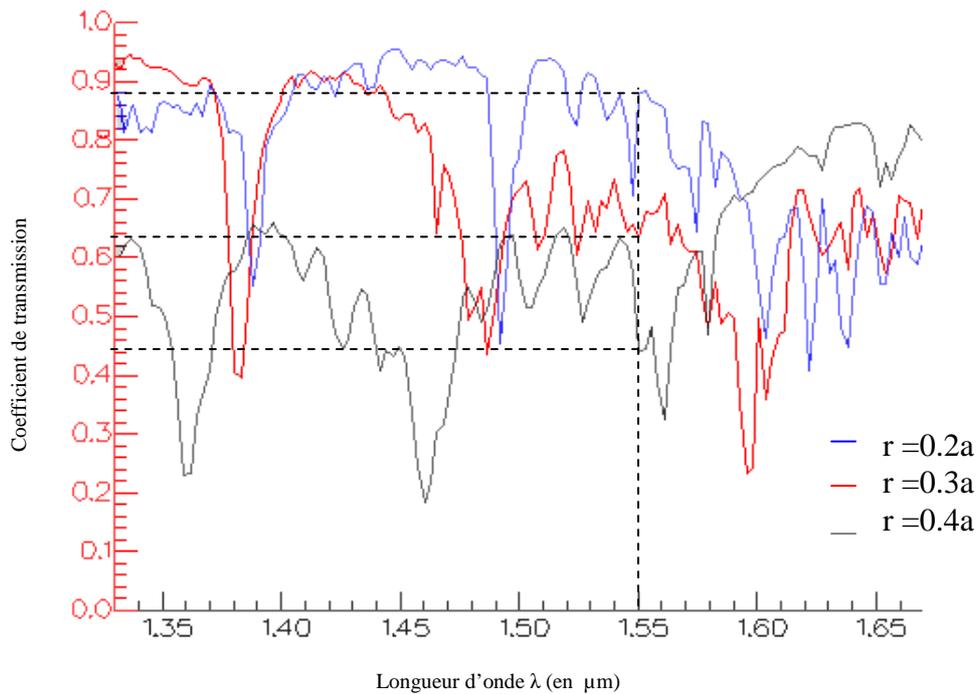
Lorsque la valeur du rayon  $r$  des trous est élevée, la lumière diffusée dans les trous peut difficilement être récupérée par le guide, pour résoudre ce problème, il faut diminuer le rayon des trous, ce qui augmente la force de guidage [5] (Figure III-19).



**Figure III-19 : Différentes structures de guide W1; Le rayon des trous qui bordent le guide est respectivement : (a)  $r=0.2a$  (b)  $r=0.3a$  (c)  $r=0.4a$ .**

On présente sur la figure III-20 la transmission du guide W1 pour différents rayons  $r$  des motifs bordants le guide. Le rayon de base du cristal photonique est de  $0.3a$ .

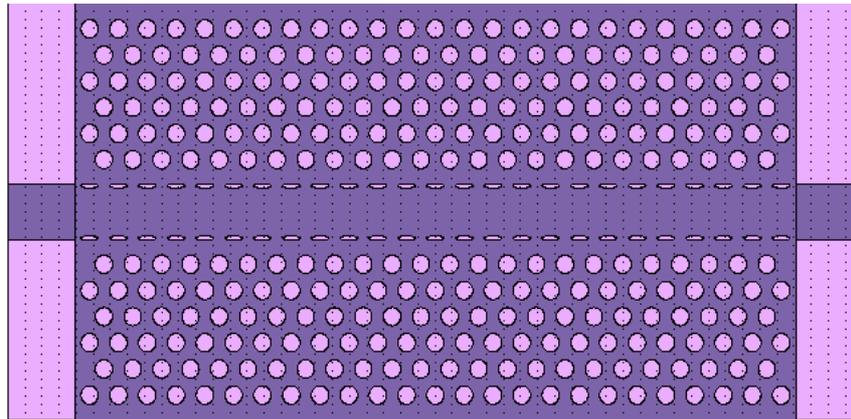
Pour  $\lambda=1.55\mu\text{m}$ , on constate que la transmission du guide est considérablement améliorée en diminuant le diamètre des trous qui bordent le guide (une amélioration de 24% pour  $r = 0.2a$ ).



**Figure III-20 : Transmission des guide W1 de la figure III-19 ; La transmission du guide à  $\lambda=1.55\mu\text{m}$  est respectivement : 88% (pour  $r=0.2a$ ), 64% (pour  $r=0.3a$ ), 44% (pour  $r=0.4a$ ).**

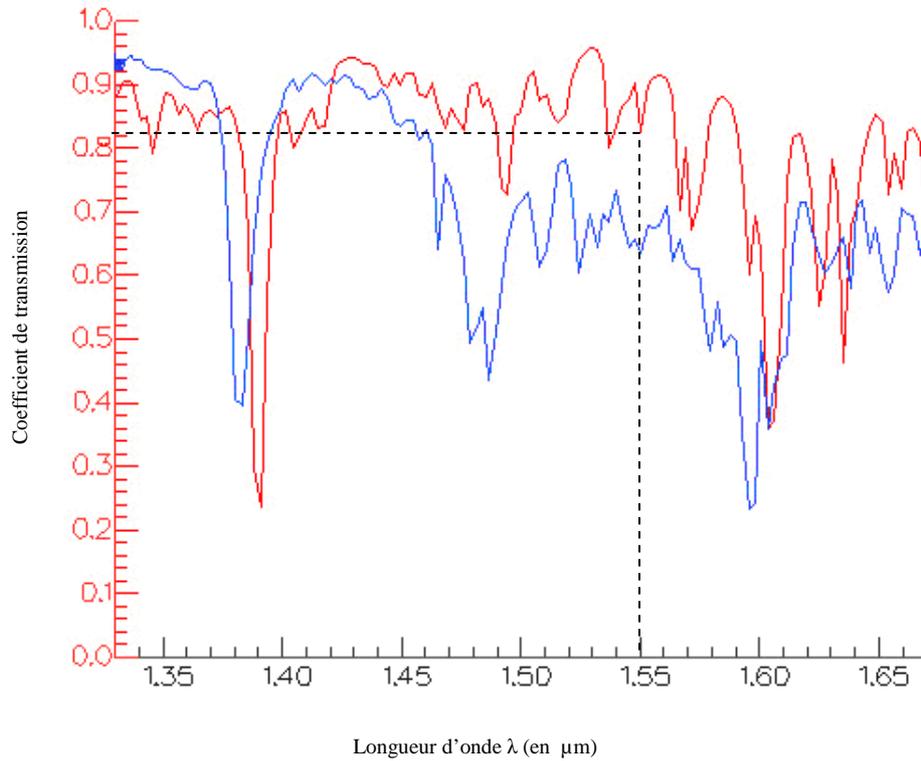
#### IV-5- Effet de la forme elliptique des trous

Dans cette partie nous allons présenter une nouvelle approche de structure de guide d'onde, les trous d'air qui bordent le guide seront remplacés par des trous ayant une forme elliptique (Figure III-21).



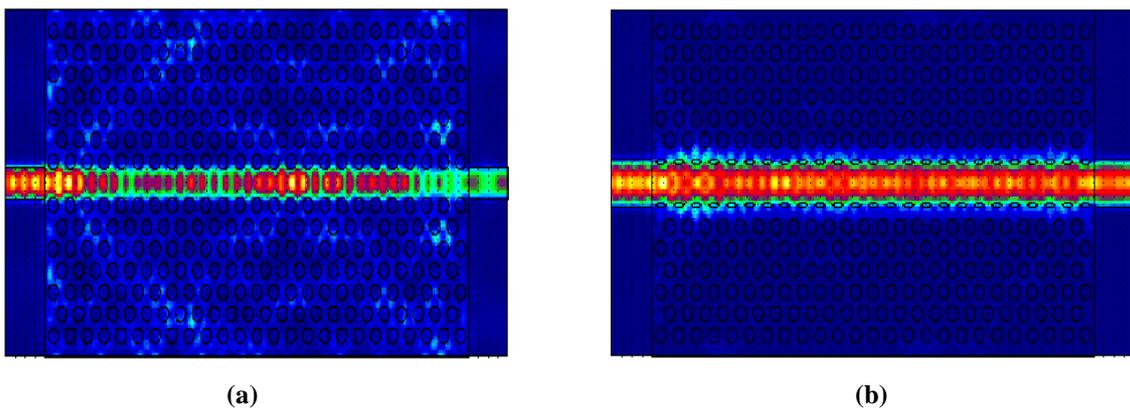
*Figure III-21 : Guide W1 : les deux rangées qui bordent le guide sont remplacées par des trous elliptiques (Axe court \ axe long =0.25).*

La variation de la géométrie des trous induit une variation de la transmission du guide, les deux axes des trous elliptiques sont ajustés pour avoir la meilleure transmission à  $\lambda=1.55\mu\text{m}$  [32], une amélioration en transmission de 18% est calculée pour une proportion de 0.25 (axe court \ axe long =0.25) (figure III-22).



*Figure III-22 : Transmission des guides W1 ; du guide référence (trait bleu), Du guide de la figure III-21 (trait rouge), La transmission pour  $\lambda = 1.55 \mu\text{m}$  est de 82 %.*

La figure III-23 représente l'intensité du champ dans le guide W1 relativement aux figures III-9 et III-21 pour  $\lambda = 1.55 \mu\text{m}$ , et en mode TM. Le champ en (b) est plus intense qu'en (a).

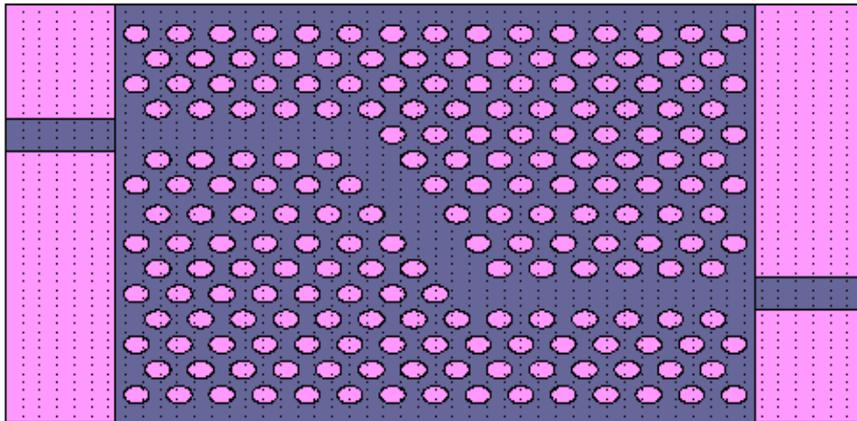


*Figure III-23 : L'intensité du champ dans le guide W1 pour  $\lambda = 1.55 \mu\text{m}$  en mode TM (a) relative à la figure III-9 et (b) pour la figure III-21.*

Pour compléter la fonction de guidage dans les cristaux photoniques, une étude importante est aussi menée sur les guides virages.

## V- Les guides d'ondes virages

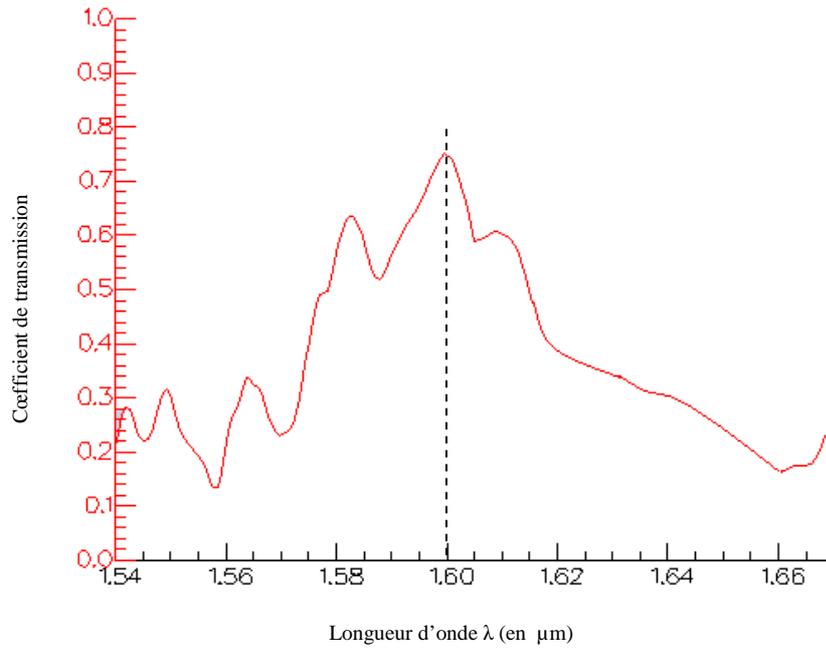
La structure du guide double virages est présentée sur la figure III-24, Etudier un double virages revient en toute rigueur à étudier deux cavités couplées (les virages) par l'intermédiaire d'une troisième (la section entre les deux virages).



*Figure III-24 : Structure du guide double virages à 120°.*

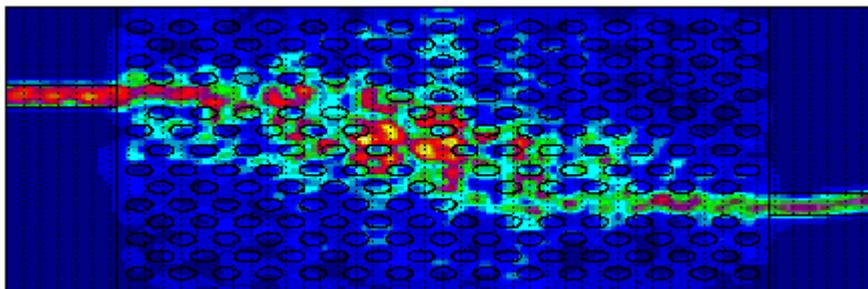
La transmission dépend de la présence de la section intermédiaire (résonances éventuelles dans la cavité intermédiaire, qui dépendent de la taille effective de cette cavité et de la réflectivité des virages, les interférences sont dues aux allers-retours de l'onde guidée dans cette cavité). La transmission d'une telle configuration est présentée sur la figure III-25, nous focaliserons notre étude sur la gamme significative [1.54-1.67] liée à la BIP.

Nous observons autour de la fréquence  $1.6\mu\text{m}$ , une transmission maximale et une réflexion minimale, caractéristique de l'existence d'une fréquence de résonance.



*Figure III-25 : Transmission du guide double virages à 120° (La fréquence de résonance liée à la section intermédiaire est mise en évidence).*

La figure III-26 représente la propagation du champ en mode TM pour  $\lambda=1.6\mu\text{m}$ , on remarque que la lumière est dispersée dans la partie intermédiaire entre les deux coudes, elle est affectée par l'accident que présente les coudes.



*Figure III-26 : L'intensité du champ dans le guide de la figure III-24 pour  $\lambda=1.6\mu\text{m}$  en mode TM.*

### V-1- Effet de la modification de la taille des trous

Les trous qui bordent le guide sont remplacées par des trous ayant un rayon  $r = 0.2a$  (Figure III-27).

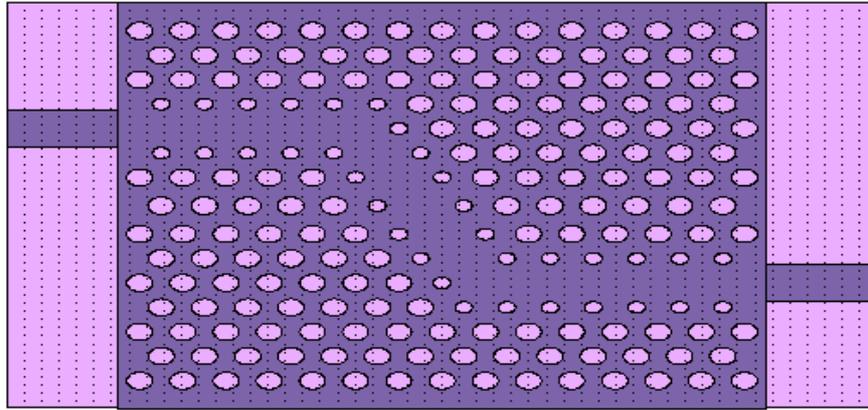


Figure III-27 : Structure du guide double virages à  $120^\circ$  (Le rayon des trous qui bordent le guide est  $r = 0.2a$ ).

On constate que la bande passante s'est beaucoup élargie (Figure III-28).

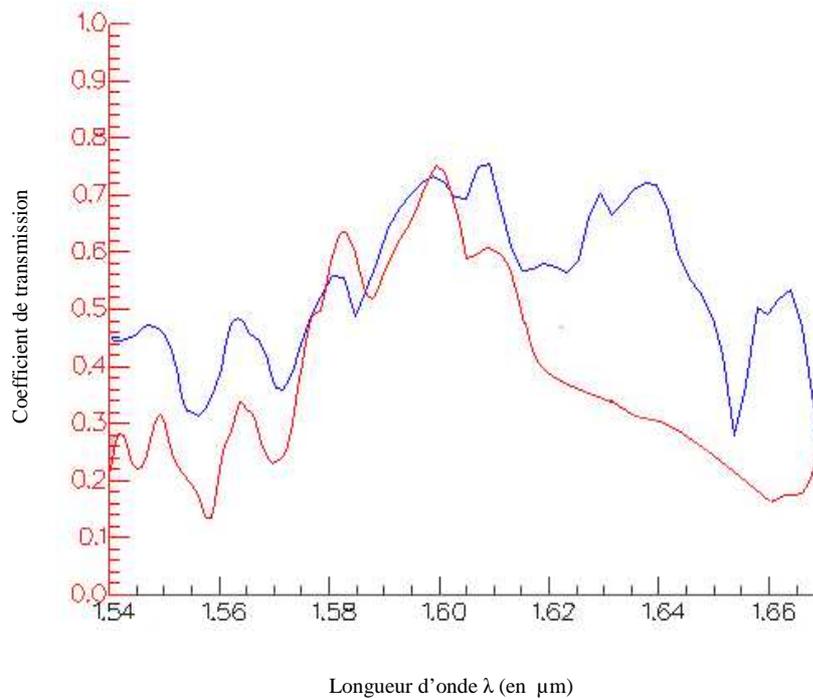
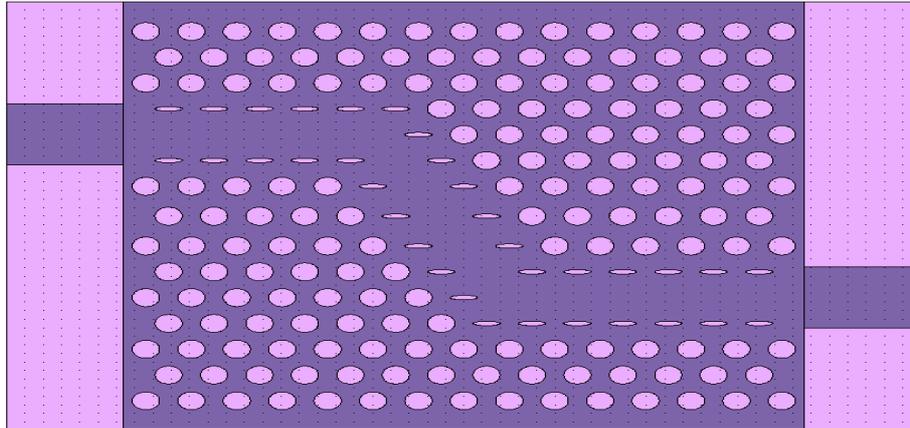


Figure III-28 : Réponses obtenues en transmission du guide de la figure III-27 (Trait bleu) et du guide double virages référence (Identifié à la figure III-24) (Trait rouge).

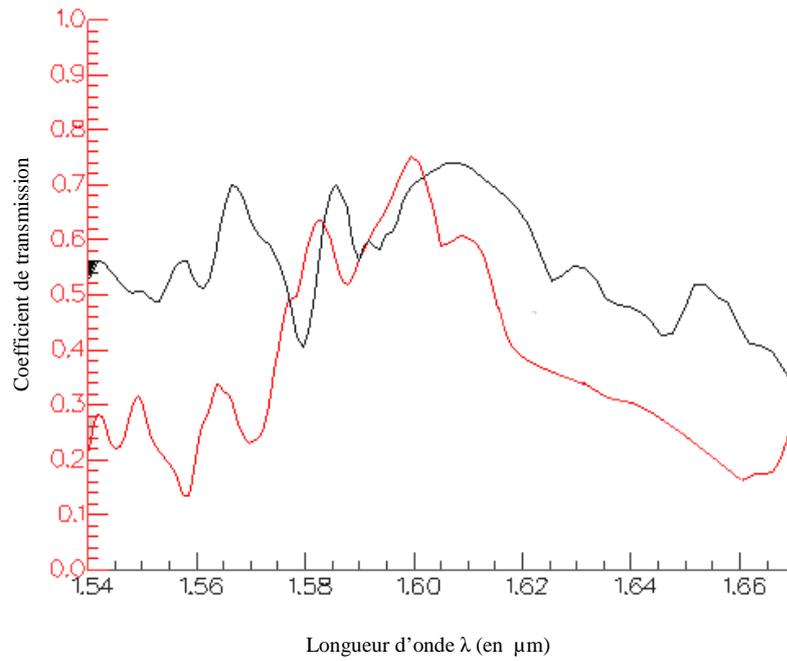
## V-2- Effet de la forme elliptique des trous

Nous allons modifier la forme des trous qui bordent le guide avec les mêmes proportions décrites dans la section IV-5 (Figure III-29).

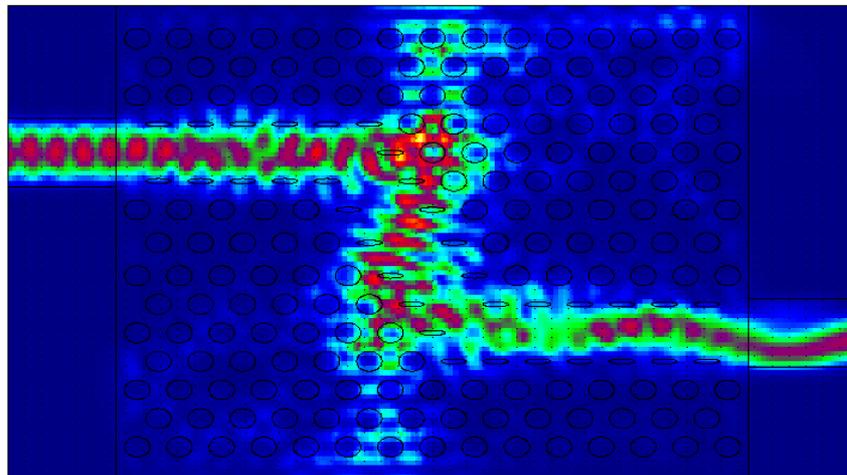


*Figure III-29 : Structure du guide double virages à 120° (Les deux rangées qui bordent le guide sont remplacées par des trous elliptiques (Axe court \ axe long =0.25)).*

Les propriétés de transmission sont clairement améliorées avec cette configuration (Figure III-30), le mode propagatif n'est plus affecté par l'accident que présente les coudes (Figure III-31).



**Figure III-30 : Réponses obtenues en transmission du guide de la figure III-29 (Trait noir) et du guide double virages référence (Identifié à la figure III-24) (Trait rouge).**



**Figure III-31 : Intensité du champ dans le guide de la figure III-29 pour  $\lambda=1.6\mu\text{m}$  en mode TM.**

Nous venons de montrer, avec des considérations simples, des résultats traduisant des améliorations notables de la réponse liée à un virage : la largeur de la gamme spectrale de haute transmission pour un double virages de  $120^\circ$  est considérablement améliorée. Nous souhaitons cependant utiliser toute la gamme liée à la BIP.

Les études suivantes portent sur l'optimisation du coude pour l'obtention d'une meilleure transmission et d'une large bande passante.

### V-3- Effet de la topologie

La seule issue possible pour transmettre sur toute la gamme de fréquence associée à la BIP consiste, par conséquent, à revenir à une approche telle qu'elle se pratique conventionnellement en optique intégrée, ou autrement dit à tuer la résonance tout en se préservant des réflexions au virage [9]. Nous allons, avant d'envisager l'utilisation d'une telle approche, rappeler les limitations de l'approche conventionnelle (cas de guides rubans par exemple) pour la réalisation de virages.

Nous pouvons distinguer trois sources de pertes dans une approche conventionnelle :

#### i) Les pertes par courbure

Certains rayons guidés, lorsque le guide est droit, verront leur angle de réflexion passer en dessous de l'angle limite de réflexion totale lorsque le guide se courbe et une partie de la puissance lumineuse sera ainsi réfractée à l'extérieur du guide à chaque réflexion (Figure III-32). Dans le cas de virage à CP, ces pertes n'auront évidemment pas cours.

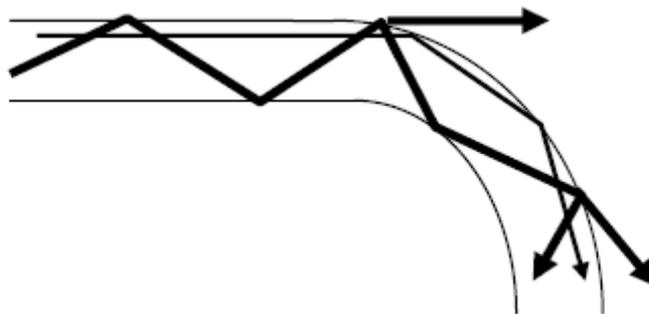


Figure III-32: Pertes par courbure dans une approche conventionnelle [9].

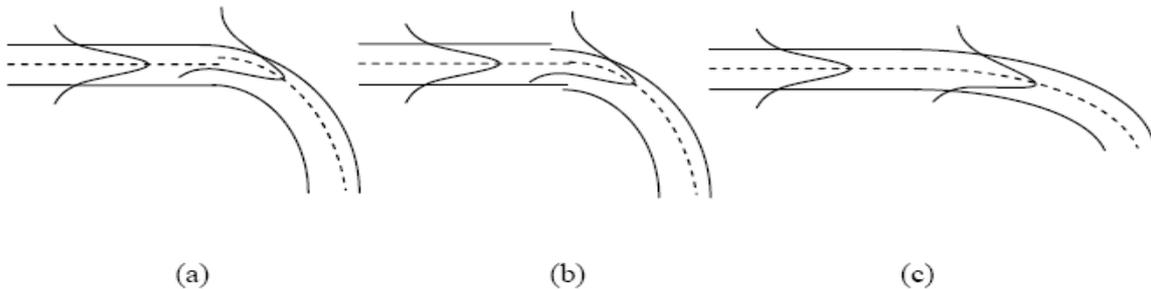
## ii) Les pertes par transition

Lorsque l'on couple un mode de guide droit dans un guide courbé, il va y avoir une efficacité de couplage inférieure à l'unité car le mode du guide courbé est décalé vers l'extérieur de la courbure (Figure III-33a).

Deux stratégies sont souvent utilisées en optique guidée pour réduire ces pertes:

- La première consiste à décaler l'entrée du guide courbé par rapport au guide droit (Figure III-33b). Lorsque le guide droit est décalé vers l'extérieur de la courbe, il anticipe le décalage que va subir l'onde en entrant dans le guide courbé et rend ainsi le couplage optimal entre guide droit et guide courbé.

- L'autre stratégie consiste à réaliser des guides à courbure continûment variable (Figure III-33c) pour passer de manière adiabatique du guide droit à un guide courbé de courbure donnée. L'avantage de cette méthode réside dans la réduction des pertes par courbure.

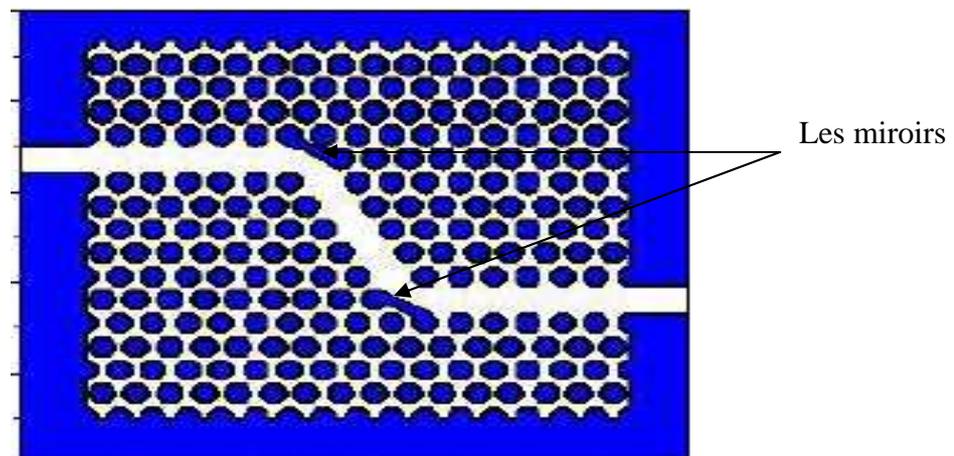


*Figure III-33 : (a) Pertes par transitions dans un guide courbé conventionnel, (b) Configuration envisagée pour réduire ces pertes par décalage, (c) ou par courbure continûment variable [9].*

Mais il apparaît clairement que ces stratégies sont difficilement transposables à une réalisation de virages dans un CP2D, et ne constituent d'ailleurs tout simplement pas une solution satisfaisante pour des applications compactes en optique intégrée.

### iii) Les pertes par rugosité aux virages

Considérons la lumière convenablement installée dans le guide courbé, et respectons les conditions de réflexion totale interne dans cette portion : celle-ci n'est pas sauvée pour autant! Les rugosités vont induire un couplage entre les modes guidés et les modes radiatifs de la structure. Cela se traduit par des pertes, d'autant plus importantes que la fraction d'énergie lumineuse véhiculée à l'extérieur du guide est élevée. Nous nous sommes inspirés de ces travaux, en adaptant l'usage du miroir à notre propre configuration. Pour cela nous insérons un miroir dans le virage de référence; il est obtenu en creusant une tranchée d'air, orientée suivant les seconds voisins, au niveau de la pointe du coude du virage référence (Figure III-34) [9]. Cette configuration malheureusement ne peut pas être prise en compte par le simulateur Fimmwave-Fimmprop (impossibilité de représenter le miroir).



*Figure III-34 : Structure d'un guide double virages à 120° (Insertion de miroir au niveau de la pointe du coude des virages).*

D'après les travaux [9], cette configuration nous permet de transmettre sur toute la gamme liée à la BIP et avec une transmission maximale (la condition de réflexion totale est respectée pour l'interface tranchée d'air ( $n_{\text{air}}=1$ ) - membrane ( $n_{\text{GaAs}}=2.94$ )).

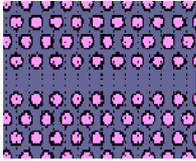
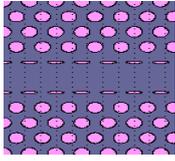
## VI- Validation

### VI-1- Les pertes dans les guides à CP à trous elliptiques

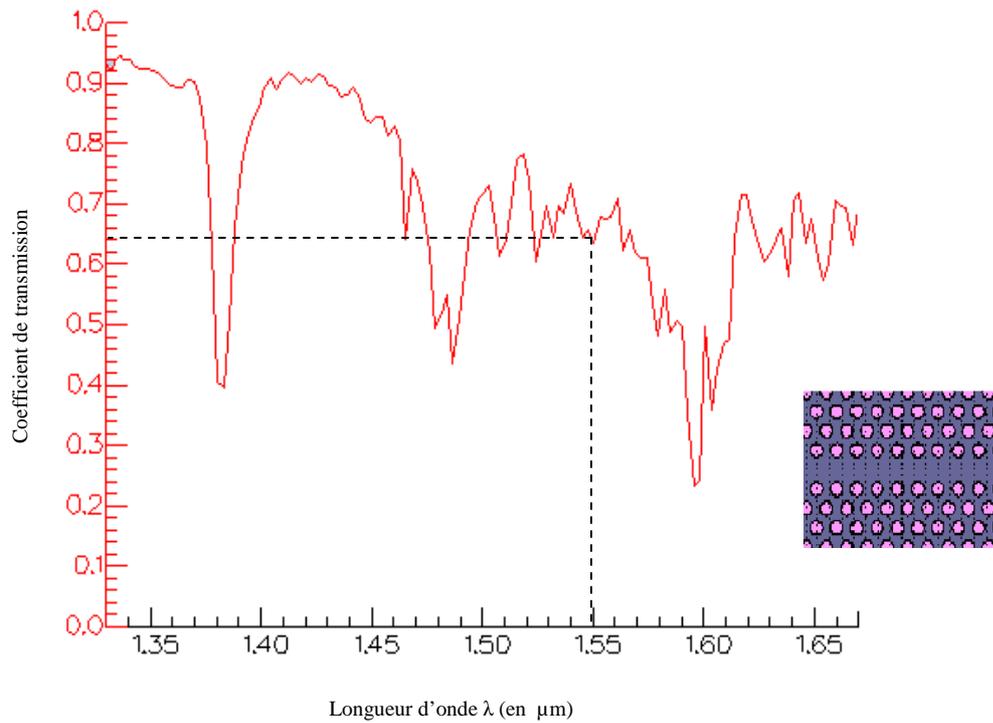
La réduction des pertes de propagation est l'un des défis dans la réalisation des guides à CP. La transmission du guide W1 a été calculée par la méthode FDTD. Pour un réseau triangulaire de trous d'air circulaires, avec un indice de réfraction  $n=2.94\mu\text{m}$  correspondant au GaAs et un facteur de remplissage  $f=32\%$ . La transmission est de 65% à  $\lambda=1.55\mu\text{m}$  [32].

Les trous d'air qui bordent le guide seront remplacés par des trous ayant une forme elliptique, les deux axes des trous elliptiques sont ajustés pour avoir la meilleure transmission à  $\lambda=1.55\mu\text{m}$ , une amélioration en transmission de 16% est calculée pour une proportion de 0.25 (axe court / axe long = 0.25).

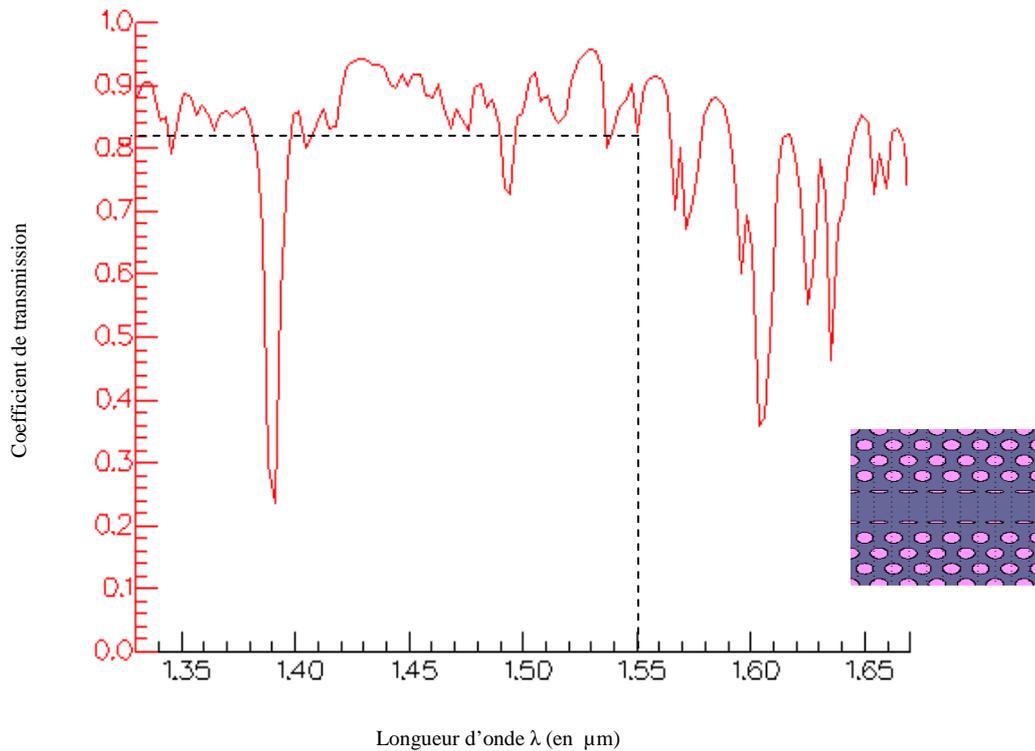
Nous reportons dans le tableau suivant, nos valeurs et celles de la littérature [32] relevées pour  $\lambda=1.55\mu\text{m}$ .

	Guide référence	Guide modifié
		
FDTD (littérature)	65%	81 %
Fimmwave-Fimmprop	64%	82%

Sur les figures III-35 et III-36, la transmission est calculée en utilisant le simulateur Fimmwave-Fimmprop.



**Figure III-35 : Transmission du guide W1 référence, La transmission pour  $\lambda= 1.55\mu\text{m}$  est de 64%.**



**FigureIII-36 : Transmission du guide W1 modifié, La transmission pour  $\lambda= 1.55\mu\text{m}$  est de 82%.**

Les résultats obtenus par Fimmwave-Fimmprop sont en bon accord avec ceux de la méthode FDTD.

## Conclusion générale

Ce travail met en relief l'intérêt de l'utilisation des cristaux photoniques pour l'optique guidée. Ces matériaux, dont la constante diélectrique varie périodiquement à l'échelle de la longueur d'onde, ont la particularité de présenter des bandes interdites photoniques qui interdisent la propagation de la lumière dans la structure. L'utilisation de cet effet de bande interdite ouvre la voie à la réalisation de nombreuses fonctions optiques telles que le guidage.

Habituellement, le guidage dans les cristaux photoniques s'effectue en créant des défauts linéaires dans la périodicité du réseau.

Nous avons dans un premier temps, à l'aide du simulateur Fimmwave –Fimmprop, mis en évidence un processus de guidage le long d'un guide W1 réalisé sur une membrane suspendue de GaAs. Des analyses spectrales réalisées par ce simulateur ont montré que l'on pouvait guider de la lumière sur une distance de plus de 10  $\mu\text{m}$  avec une gamme spectrale de transmission de plus de 300nm.

La transmission du guide W1 est améliorée de plus de 18% à la longueur d'onde  $\lambda=1.55\mu\text{m}$ , en agissant sur la forme ou la taille des trous qui bordent le guide. Nous avons présentés trois configurations conduisant à une amélioration notable de la qualité du guide.

Pour compléter la fonction de guidage dans les cristaux photoniques, nous avons dans un second temps étendu notre étude aux guides virages. Nous avons commencé par remplacer les deux lignes au voisinage du guide par des trous ayant une forme elliptique et par la suite nous avons diminué le rayon des trous. On a ainsi amélioré la transmission (élargissement de la bande passante).

Nous avons ensuite démontré la pertinence d'un levier susceptible d'améliorer les conditions de transmission au virage dans une configuration W1 (transmettre sur pratiquement toute la gamme spectrale liée à la BIP avec une transmission élevée), ceci n'est pas réalisable à l'aide de notre simulateur.

Les pertes dans les guides à cristaux photoniques bidimensionnels peuvent être minimisées, aussi bien dans les guides rectilignes que dans les virages en modifiant la forme ou la taille des motifs circulaires qui bordent la ligne de défauts. Dans les guides virages, ceci peut se faire aussi grâce à la modification de la topologie du coude.

## Bibliographie

- [1] 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.
- [2] E. YABLONOVITCH, *Phys. Rev. Lett.*, 58, 2059-2062 (1987).
- [3] 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.
- [4] E. YABLONOVITCH, T.J. Gmitter, K.M. Leung, *Phys. Rev. Lett.*, 58, 2295 (1991).
- [5] Sandrine MASSY, « Contribution à la réalisation de fonctions optiques à base de cristaux photoniques sur  $\text{LiNbO}_3$  », Thèse de doctorat N° 4, Université de Limoges, 2004.
- [6] Benoît LOMBARDET, « Étude et réalisation des cristaux photoniques pour l'optique intégrées », Thèse de doctorat n°3254, Ecole polytechnique fédérale de Lausanne (2005).
- [7] Michael SARRAZIN, « Etude de propriétés optiques liées à la transmission de cristaux photoniques bidimensionnels », Thèse de doctorat n° 903, Université de Franche-comté, 24 avril 2002.
- [8] Davy GERARD, « Etude en champ proche et en champ lointain de composants périodiquement nano structurés : cristaux photoniques et tamis à photons », Thèse de doctorat, Université de Bourgogne, 09 juillet 2004.
- [9] Christian GRILLET, « Microcomposants optiques à base de cristaux photoniques bidimensionnels pour l'optique intégrée », Thèse de doctorat, Ecole Centrale de Lyon, 2003.
- [10] 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.
- [11] F. MIROUH, « Simulation des effets optiques des cristaux photoniques à une dimension », Thèse de magister, Université de Constantine, 2005.
- [12] K.M. HO, CHAN C.T., and C.M. SOUKOULIS. *Physical Review Letters* **65**(25), 3152 (1990).
- [13] Y.A. VLASOV, X.-Z. Bo, J.C. STURM and Norris D.J. *Nature* 414(6861), 289–293 (2001).
- [14] 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).
- [15] Yannick MERLE, « Etude de la dispersion électronique dans les matériaux périodiques diélectriques bidimensionnels », Thèse de doctorat n° 47-2003, Université de Limoges, Novembre 2003.
- [16] M. PLIHAL and A. A. MARADUDIN, « Photonic Band-Structure of 2-Dimensional Systems – the Triangular Lattice », *Physical Review B*, vol. 44, no. 16, pp. 8565-8571, 1991.
- [17] R. D. MEADE, K. D. BROMMER, A. M. RAPPE, and J. D. JOANNOPOLOUS, « Photonic Bound-States in Periodic Dielectric Materials », *Phys. Rev. B*, vol. 44, no. 24, pp. 13772-13774, 1991.
- [18] 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.
- [19] Marta SZACHOWICZ, « Réalisation et études spectroscopiques de guides d'ondes monocristallins de  $\text{Y}_3\text{Al}_5\text{O}_{12}$  et  $\text{YAlO}_3$  dopés terres rares pour la conversion de fréquence », thèse de doctorat, Université Claude BERNARD – Lyon I, Année 2006.

- [20] Josselin MOUETTE, «Micro-résonateurs sans cavités à base de cristaux photoniques Bidimensionnels», thèse de doctorat, L'EOM, Avril-Juillet 2001.
- [21] Jean-Michel LOURTIOZ, «Cristaux photoniques et « gaps » de photons - Aspects fondamentaux », Techniques de l'Ingénieur, AF 3 710, 07/2004
- [22] R. D. MEADE, A.DEVENYI, J. D. JOANNOPOULOS, O. L. ALERHAND, D. A. SMITH et K. KASH, «Novel applications of photonic band gap materials: Low loss bends and Q cavities», Journal of applied physics 75, p. 4753(1994).
- [23] Jean-Michel LOURTIOZ, «Cristaux photoniques et « gaps » de photons -Propriétés et applications », Techniques de l'Ingénieur, AF 3 711, 07/2004.
- [24] Delphine NEEL, «Etude en champ proche optique de guides à cristaux photoniques sur SOI», thèse de doctorat, Ecole Centrale de Lyon ,2006.
- [25] S. McNab, N. MOLL et Y. VLASOV. «Ultra low loss photonic integrated circuit with membrane type photonic crystal waveguides». Optics Express. Vol. 11, n°22.pp. 2927-2939. 2003.
- [26] M. NOTOMI, A. SHINYA, S. MITSUGI, E. KURAMOCHI et H. RYU, «Waveguides, resonators and their coupled elements in photonic crystal slabs», Optics Express. vol. 8, n°1551-1561, pp. 2004.
- [27] A. S. SUDBO, «Numerically stable formulation of the transverse resonance method for vector mode field calculations in dielectric waveguides», Photonic Tech. Letter, Vol. 5, pp. 342-345, IEEE 1993.
- [28] Photon Design, "FIMMWAVE Version 4.0" Oxford United Kingdom 2002.
- [29] Photon Design, "FIMMPROP Version 4.0"Oxford United Kingdom 2002.
- [30] Christophe SAUVAN, « Etude de la propagation et du confinement de la lumière dans des nano structures », thèse de doctorat, Université de Paris XI Orsay, 13 octobre 2005.
- [31] Mikaël MULOT, Antti SAYNATJOKI, Sanna ARPIAINEN, Harri LIPSANEN and Jouni AHOPELTO, «Photonic Crystal Slabs with Ring-Shaped Holes in a Triangular Lattice», Optoelectronics Laboratory, Micronova, Helsinki University of Technology, Finland, IEEE 2005.
- [32] Jiguang LI, Z.Rena HUANG, «Low Loss Photonic Crystal Waveguide by Elliptical Unit Cell Structure » Department of Electrical, Computer and System Engineering, Rensselaer Polytechnic Institut, IEEE 2006.

## **Résumé**

Les cristaux photoniques sont des structures dont l'indice diélectrique varie périodiquement selon une ou plusieurs directions de l'espace. Dans ces derniers apparaissent des bandes d'énergie interdites pour le champ électromagnétique, interdisant la propagation de la lumière dans certaines directions et pour certaines énergies. Ces caractéristiques confèrent aux cristaux photoniques des propriétés attrayantes quant à de nombreuses applications en optique intégrée. La fabrication de cristaux photoniques à trois dimensions est fastidieuse, et encore mal maîtrisée. Nous nous sommes limités dans ce travail à l'étude des cristaux photoniques à deux dimensions.

Le guide d'onde à cristaux photoniques W1 est l'un des dispositifs qui ont été largement explorés. La plupart de ces guides d'ondes sont conçus et fabriqués dans des réseaux triangulaires à trous d'air circulaires.

Dans un premier temps, nous avons évalué la transmission et les pertes dans le guide W1 de référence. Par la suite en modifiant la forme des trous d'air : elliptiques ou annulaires, ou encore en diminuant leur diamètre, nous avons amélioré la transmission par réduction des pertes de plus de 18%

Par ailleurs, nous avons montré que la transmission des guides virages pouvait atteindre une valeur élevée sur une large bande par optimisation de la topologie du coude.

**Mots clés** : Cristaux photoniques, Guide d'onde à CP, BIP, Fimmwave.

## **Abstract**

Photonic crystals (PhC) are periodic dielectric structures, where the periodicity varies in one, two or three dimensions. The energy of the light is separated in band gaps, energy ranges in which the propagation of the light is forbidden for certain directions and energies. These properties suggest that photonic crystals may be suitable for fabrication of the components needed for integrated optics. Since the fabrication of three dimensional photonic crystals is still limited by complex fabrication problems, in this thesis, we have studied two dimensional photonic crystals.

The single line defect photonic crystal waveguide is one of the devices that have been widely explored. Most photonic crystal waveguide structures are designed and fabricated in triangular lattice with circular holes.

We calculate a low loss single line defect straight PhC waveguide formed by elliptical, ring-shaped holes or by decreasing the size of the holes. Comparing to its counterpart, circular holes PhC waveguide, a loss reduction of more than 18% is obtained.

In addition we showed that the transmission of single line defect bend PhC waveguide can be improved just by optimizing the topology of the bends.

**Key words:** Photonic crystals- PC waveguide- PBG- Fimmwave.

## الملخص

البلورات الفوتونية هي بنى مركبة تتميز بقرينة انكسار دورية في اتجاه واحد، اتجاهين أو ثلاثة اتجاهات من الفضاء. ظهور رقعة فوتونية ممنوعة للحقل الكهرومغناطيسي يمنع امتداد الضوء في بعض الاتجاهات و من اجل بعض القيم الطاقوية. هذه الخصائص تجعل من البلورات الفوتونية ذات أهمية بالغة في بعض التطبيقات.

صناعة البلورات الفوتونية ثلاثية الأبعاد تبقى لحد الآن صعبة الانجاز، لهذا كانت هذه المذكرة حول البلورات الفوتونية ثنائية الأبعاد.

موجه الموجة W1 هو احد المركبات الذي درس على نطاق واسع، صناعة أغلبية موجهات الموجة تكون من خلال شبكة مثلثية ذات ثقوب هواء.

لتجنب ضياع الطاقة، يمكن تعويض الثقوب الدائرية المجاورة لموجه الموجة بثقوب ذات شكل حلقي أو بيضاوي أو حتى إنفاص قطر الثقوب الدائرية

قبل أن ننهي هذه الدراسة، لم ننسى موجهات الموجة المنحنية، فانه إذا توصلنا إلى تحسين طوبولوجيا المرفق فان قيمة إرسال موجه الموجة المنحني تكون كبيرة على طول الرقعة الفوتونية الممنوعة.

## الكلمات المفتاحية

البلورات الفوتونية – موجه الموجة في البلورات الفوتونية- الرقعة الفوتونية الممنوعة- فيموايف.