

Cristaux Photoniques

I- Introduction

La notion de "cristaux photoniques" (CP_s) a été introduite pour la première fois en 1987 [2]. Le premier cristal photonique a été réalisé en 1991 [4]. Les cristaux photoniques sont des structures dont l'indice de réfraction varie périodiquement dans une, deux ou trois dimensions. Ce milieu périodique produit sur la lumière qui se propage dans le cristal photonique un effet analogue à celui du potentiel périodique sur les électrons dans un cristal. De même qu'il existe pour 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 BIP 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).

D'énormes progrès ont été accomplis en une vingtaine d'année, depuis l'apparition du concept 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].

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.

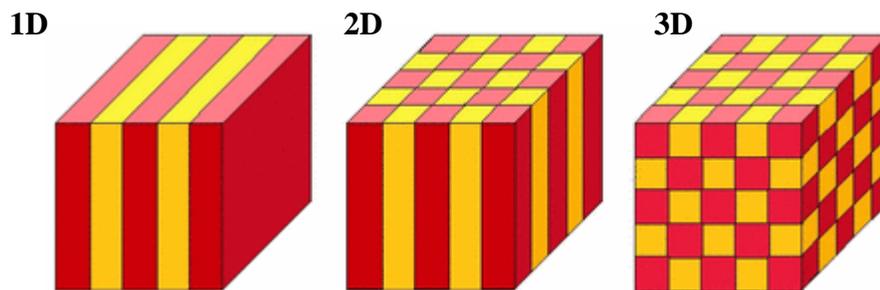


Figure I-1: Représentation schématique de cristaux photoniques unidimensionnels (1D), Bidimensionnels (2D) et Tridimensionnels (3D).

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.

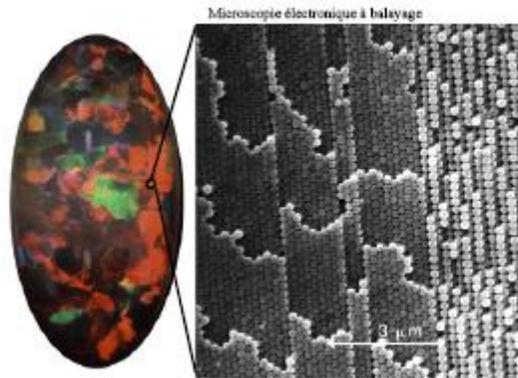


Figure I-2 : Image au microscope électronique d'une opale naturelle constituée d'un réseau quasi-périodique de billes de silice [4].

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).

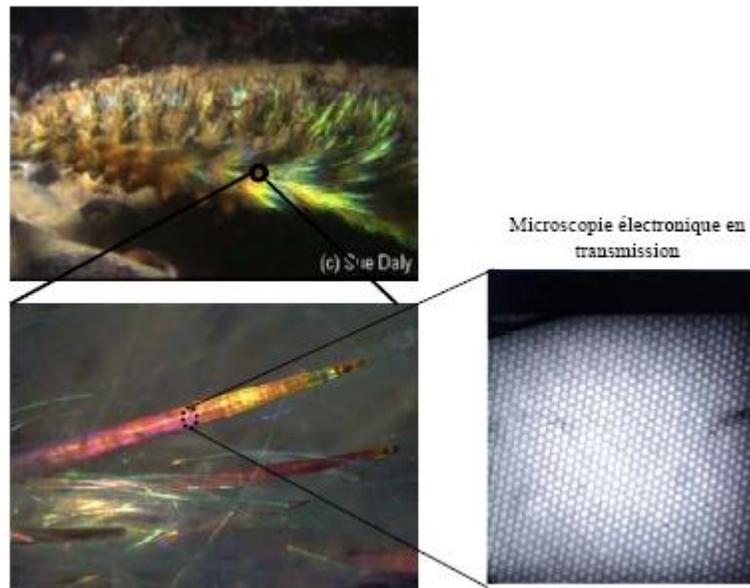


Figure I-3 : Exemples de réalisations naturelles de structures périodiques d'indice submicroniques. Ces structures apparaissent chez certaines espèces animales et minérales comme les souris de mers [4].

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

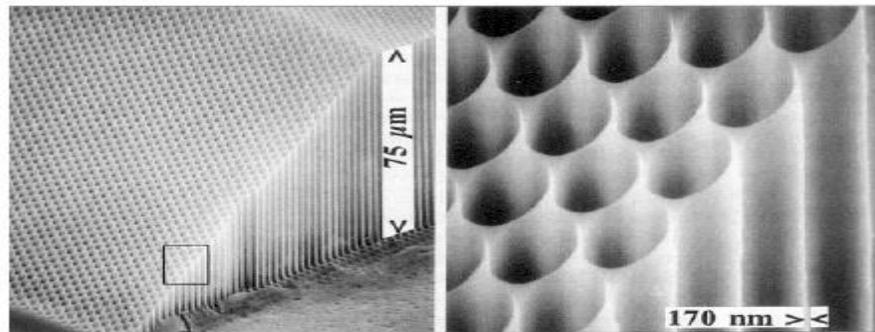


Figure I-4 : Exemple de cristal photonique bidimensionnel imagé en microscopie électronique.

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 peut sembler très simple, voire anodine, 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 permittivité diélectrique réelle $\varepsilon(r)$ (le matériau est non absorbant), les quatre équations de Maxwell s'écrivent :

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

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 :

$$\frac{\partial E(r,t)}{\partial t} = \frac{\nabla \times H(r,t)}{\varepsilon_0 \varepsilon(r)} \dots \dots \dots \text{I-6}$$

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

$$\nabla \times \left(\frac{\nabla \times H(r,t)}{\varepsilon(r)} \right) = -\mu_0 \varepsilon_0 \frac{\partial^2 H(r,t)}{\partial t^2} \dots \dots \dots \text{I-7}$$

D'où $c = (\varepsilon_0 \mu_0)^{-\frac{1}{2}}$ est la vitesse de la lumière dans le vide :

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

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 :

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

L'équation (I-9) est l'analogie formelle de l'équation de Schrödinger décrivant le mouvement des électrons dans le potentiel périodique d'un cristal. $H(r)$ étant l'analogie électromagnétique de la fonction d'onde électronique $\psi(r)$ et $\varepsilon(r)$ étant l'analogie 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 ε suivant un motif triangulaire.

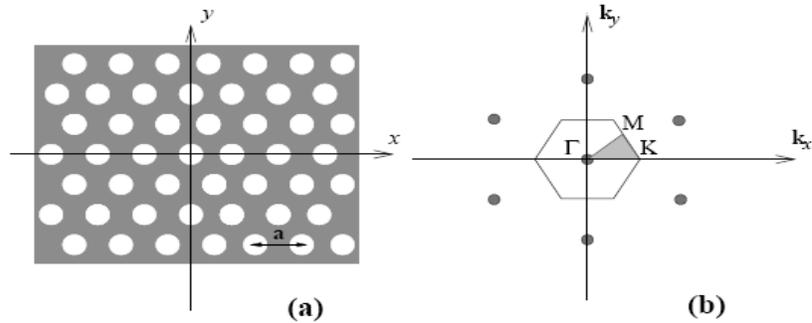


Figure I-5 : Exemple de réseau bidimensionnel (a) et réseau réciproque associé (b) [8].

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 Γ , M et K. L'analogie avec la physique du solide nous 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)). On peut également extraire de la zone de Brillouin une information supplémentaire. Si l'on veut interdire la propagation d'un photon quelque soit sa direction de propagation, il faudra pour cela 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 ΓK du réseau réciproque correspond à la direction des premiers voisins du réseau réel, la direction ΓM correspond à la direction des seconds voisins [9].

V- Les cristaux photoniques unidimensionnels

Ces structures sont couramment utilisées sous le nom de réseau de Bragg (Figure I-6) [5]. Ils sont généralement réalisés par un empilement de couches d'indices diélectriques différents et d'épaisseur optique $\lambda/4$, λ 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 de longueur d'onde sélectifs, multiplexeurs, compensation de la dispersion, 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'indices de réfraction différents, 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 la succession de couches, subit une réflexion à chaque interface. Cette réflexion s'accompagne d'un changement de phase π 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].

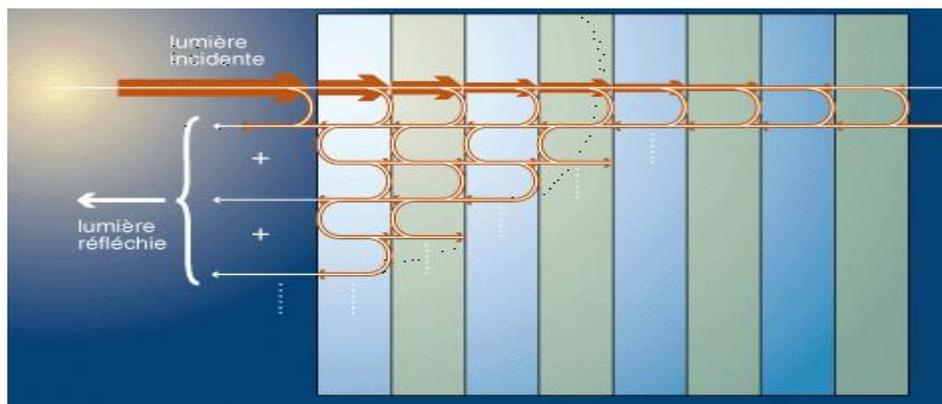


Figure I-7- : Représentation schématique de l'interférence des ondes réfléchies par chaque dioptré [10].

V-2- La condition de réflexion totale

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

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

Avec λ est la longueur d'onde centre du BIP.

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

$n_{(H,L)} \cdot e_{(H,L)}$ sont souvent appelés les épaisseurs optiques. On appelle $\Delta\lambda$ le domaine spectral autour de λ , où 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. Il était formé de sphères de silicium arrangées selon une structure diamant [12]. 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 deux suivantes ont été les plus prospectées:

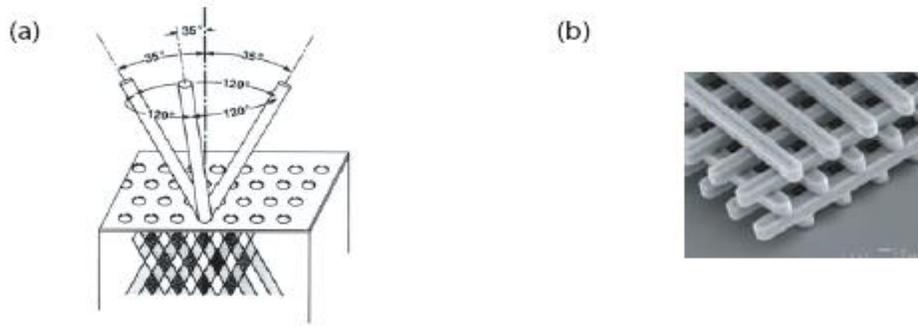


Figure I-8 : (a) La Yablonicite: les trous de ce cristal ont été percés dans un bloc de plexiglas et forment un réseau FCC (b) Image MEB (Microscopie Electronique à Balayage) d'un cristal photonique du type tas de bois fabriquée par lithographie UV dans du silicium.

VI-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, très longue, 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)).

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. Vlassov (Figure I-9) [13]. La plupart de ces cristaux colloïdaux ne présentent pas de bandes d'énergie interdites, à cause du faible contraste d'indice. Cependant, ces structures servent d'empreinte pour la réalisation d'opales inverses à partir de l'infiltration d'un matériau de haut indice 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.

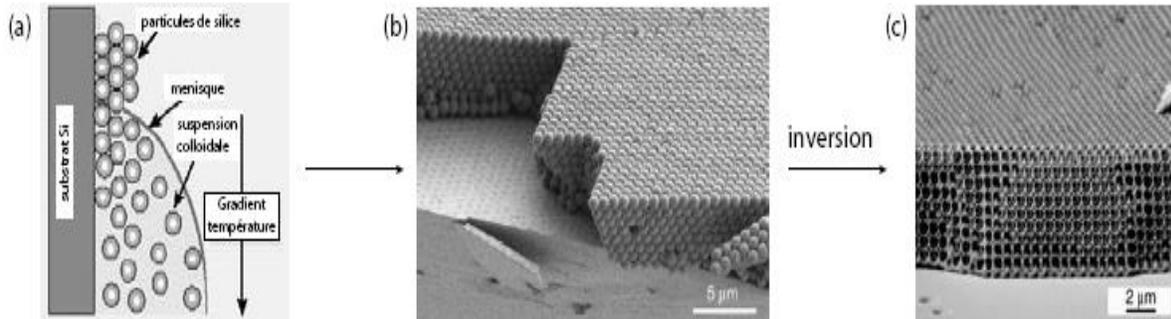


Figure I-9 : Fabrication des opales inversées sur substrat par auto organisation: (a) Les sphères de SiO_2 sont forcées de s'ordonner à la surface d'un substrat de silicium lorsque le ménisque se déplace vers le bas lors de l'évaporation du solvant. Un gradient de température appliqué empêche une sédimentation 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 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 ou de trous d'air percés dans un diélectrique. L'indice de réfraction d'un cristal photonique idéal à deux dimensions varie périodiquement dans le plan (x, y) et il est infiniment long dans la direction z . Il possède une bande interdite dans le plan (x, y) . Une bonne approximation d'un cristal photonique bidimensionnel est montrée sur la figure I-10 [14]. Il est fabriqué dans du silicium macroporeux par gravure électrochimique. Le rapport hauteur/diamètre des trous est d'environ 67:1, soit une profondeur de 100 μm pour une période de 1.5 μm [14].

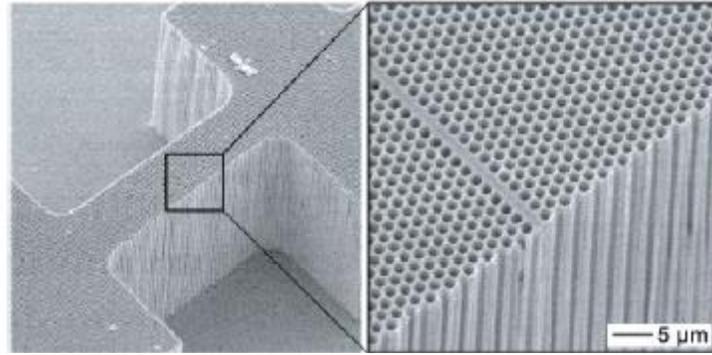


Figure I-10: Cristal photonique bidimensionnel dans du silicium macroporeux avec un défaut unidimensionnel.

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 dans l'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'épitaxie.

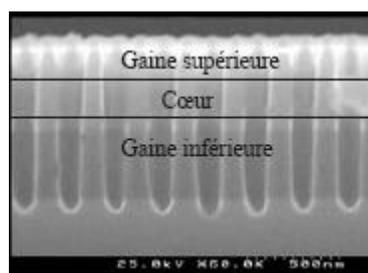


Figure I-11: Image MEB d'un cristal photonique gravé dans une hétérostructure $Al_xGa_{1-x}As/GaAs$.

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 standards de la microélectronique qui laissent une grande liberté pour des

modifications locales des propriétés du réseau. Ces avantages font de ces structures des candidats prometteurs pour la réalisation de composants pour l'optique intégrée. Le guide d'onde classique qui assure le confinement vertical de la lumière se divise en deux catégories qui 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 (Figure I-12), une couche de Si déposée sur SiO_2 ou encore une couche de GaAs déposée sur Al_xO_y . Dans ce dernier cas, la couche de Al_xO_y est obtenue par oxydation d'une couche de $\text{Al}_{0,9}\text{Ga}_{0,1}\text{As}$. Le contraste d'indice vaut alors $\Delta n = 2.5$ par rapport à l'air et $\Delta n = 2$ par rapport à Al_xO_y [6].

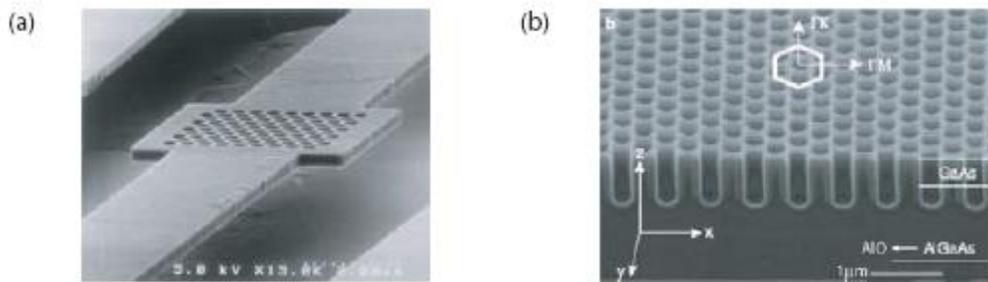


Figure I-12: Exemples de cristaux photoniques 2D planaires à haut contraste d'indice vertical: (a) Membrane de $\text{Al}_{0,1}\text{Ga}_{0,9}\text{As}$ suspendue dans l'air d'épaisseur 270 nm. (b) Cristal photonique planaire avec des trous profonds de $\sim 0.5 \mu\text{m}$, gravés partiellement dans la couche Al_xO_y ($n \approx 1.5$) [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 (quelques centaines de nm au lieu de plusieurs μm), 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 ($\Delta n \approx 0.1-0.2$), comme dans le cas des III-V, on parle d'approche substrat [13]. 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) [5] voire à BIP 3D. Notre choix s'oriente vers des BIP bidimensionnelles qui ne sont pas aussi performantes que leurs analogues tridimensionnels.

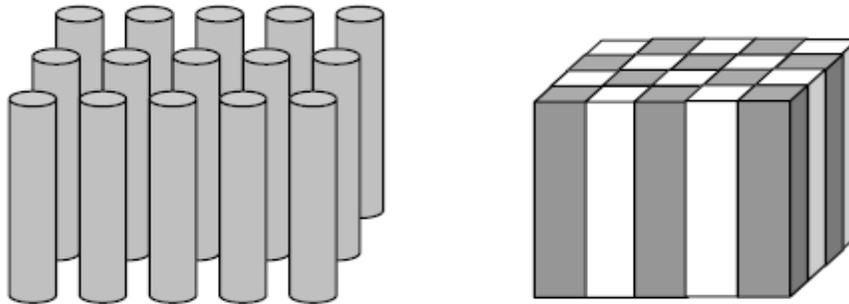


Figure I-13: Structures bidimensionnelles.

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 . Ce réseau est très sensible à l'angle d'incidence des ondes électromagnétiques. Sa zone de Brillouin est un triangle isocèle rectangle ΓXM (Figure I-14) [5].

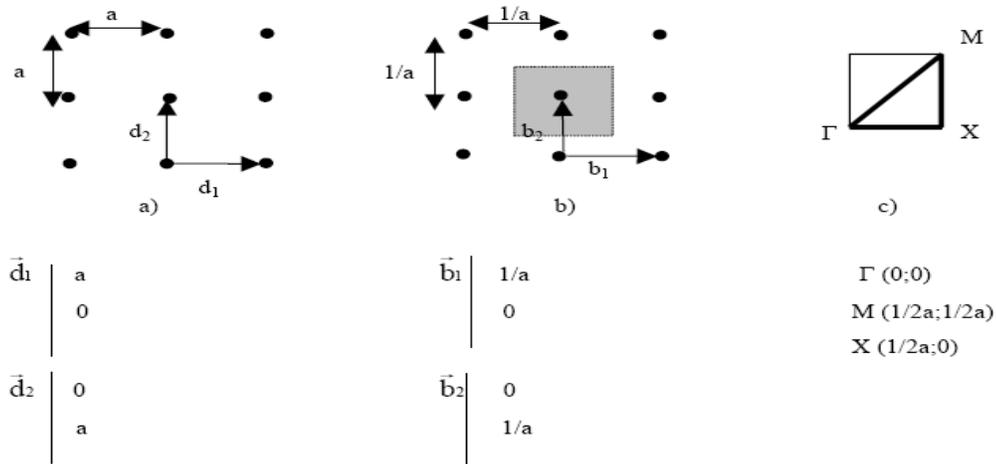


Figure I-14 : Représentation a) d'un réseau carré b) de son réseau réciproque et c) de sa zone de Brillouin.

Pour un réseau de tiges dans l'air, les bandes interdites TM sont nettement plus larges que celles obtenues en polarisation TE qui sont très étroites, voire inexistantes : les bandes interdites complètes (si elles existent) sont donc très étroites. Les bandes TM se situent en général à plus basses énergies que les bandes TE. En réalité, toutes ces différences s'expliquent par le fait que les motifs sont « déconnectés » les uns des autres. Si les parties de haute permittivité diélectrique sont connectées entre elles (cas d'un réseau de trous d'air dans un matériau), la situation est opposée. Ce réseau présente des bandes interdites plus large en polarisation TE qu'en polarisation TM. Une bande interdite complète est, dans cette configuration aussi, peu large, voire inexistante. La maille carrée ne convient donc pas. Une solution pour atteindre ce but se trouve dans un compromis qu'offre le réseau triangulaire [5].

- **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 du réseau \vec{a}_1 et \vec{a}_2 . Les vecteurs du réseau réciproque sont définis par (Figure I-15(b)) :

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

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 disque: $A = \pi r^2$, où **r** est le rayon du disque) et l'aire de la cellule élémentaire du réseau. Pour le réseau triangulaire, l'aire de la cellule

élémentaire est : $A_c = \frac{\sqrt{3}}{2} a^2$

Le facteur de remplissage est alors [14]:

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

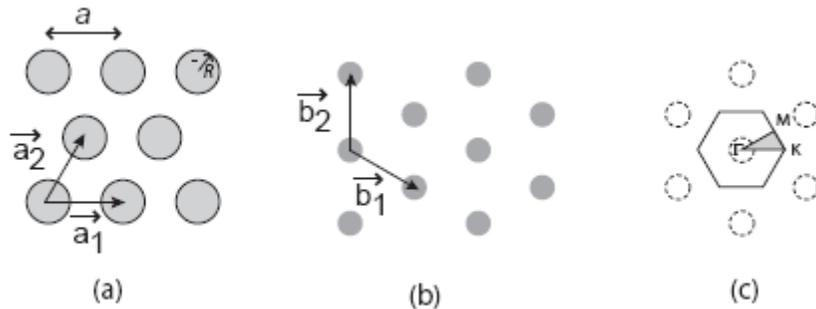


Figure I-15: Réseau triangulaire: (a) réseau direct, (b) réseau réciproque et (c) zone de Brillouin avec les points de symétrie [14].

Les propriétés élémentaires du réseau triangulaire sont résumées dans 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].

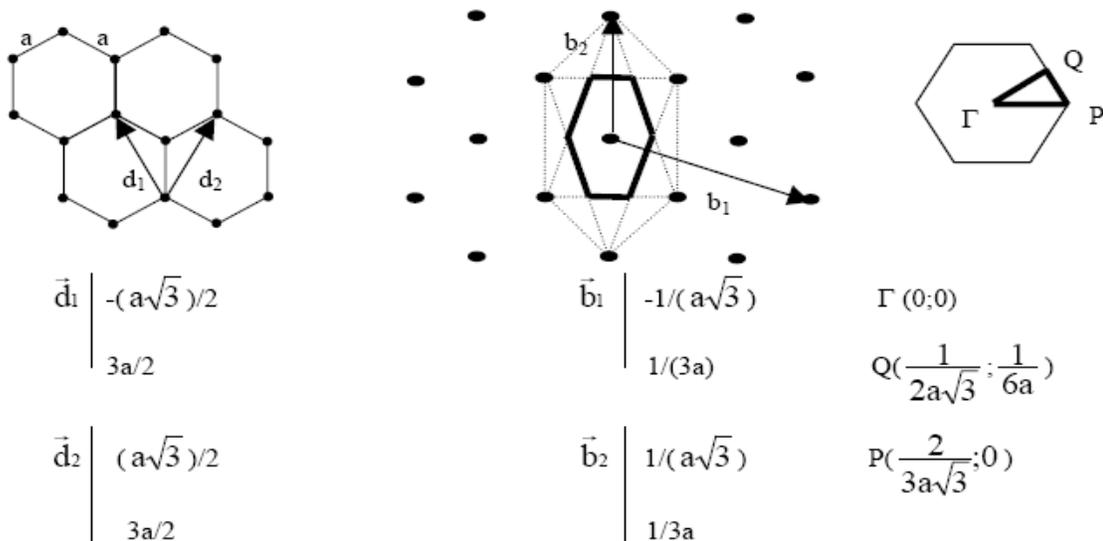


Figure I-16 : Représentation a) d'un réseau hexagonal b) de son réseau réciproque c) et de sa zone de Brillouin.

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.

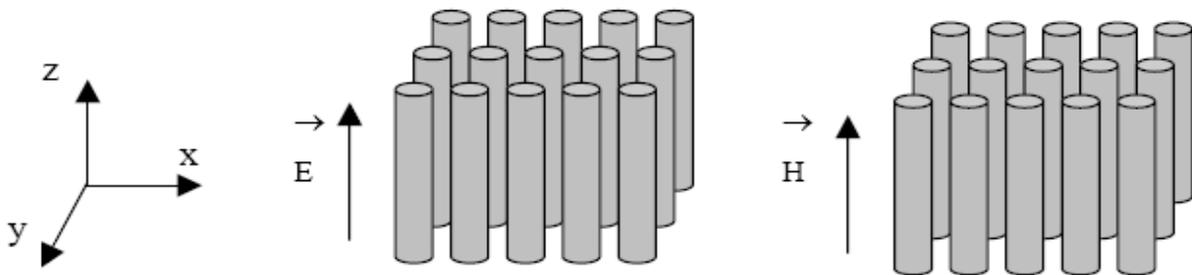


Figure I-17 :

a) polarisation TM

b) polarisation TE

VII-2- Ouverture d'une bande interdite omnidirectionnelle

Afin de mieux contrôler la propagation d'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 dans tout l'espace. Considérons un matériau dont l'indice de réfraction varie en 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)). Les extremums de bandes sont situés le long des directions de haute symétrie de la zone de Brillouin (Γ vers K, K vers M, et M vers Γ). Il suffit donc d'étudier les directions de haute symétrie pour connaître les propriétés de la bande interdite omnidirectionnelle. Le 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 [14].

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

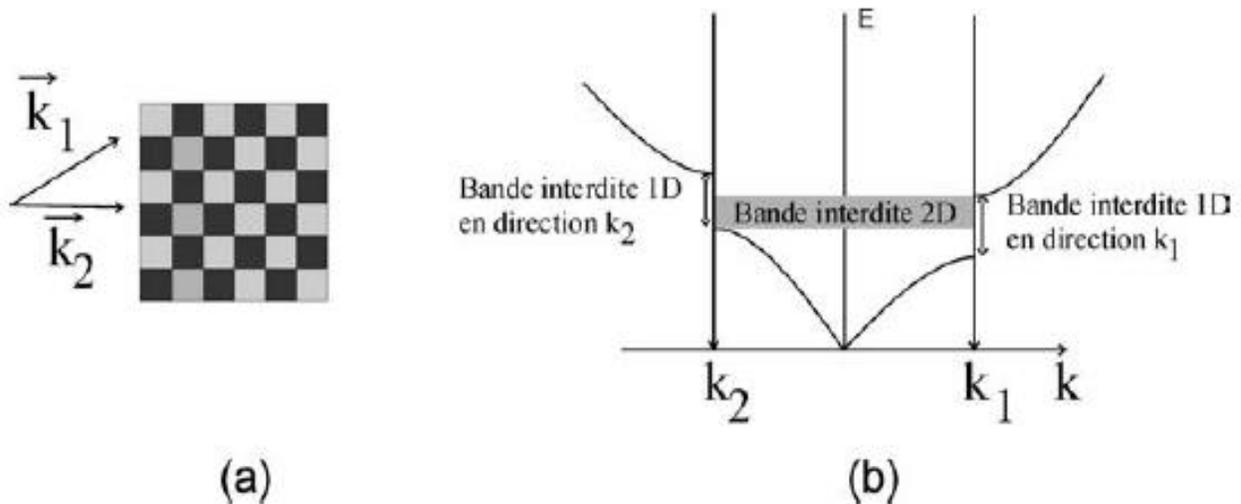


Figure I-18: (a) Schéma d'un cristal photonique à 2 dimensions (vue de dessus) (b) Schéma d'une relation de dispersion d'un cristal photonique bidimensionnel; une bande interdite est obtenue, si les bandes interdites photoniques unidimensionnelles se recouvrent pour des vecteurs \vec{k} qui appartiennent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

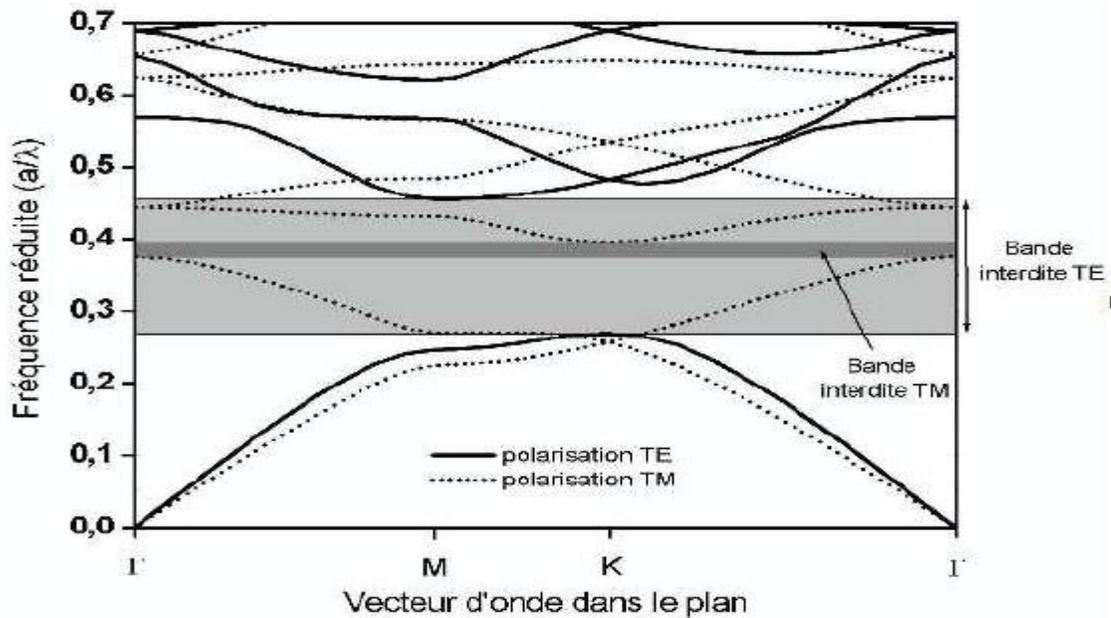


Figure I-19 : Structure de bandes pour un cristal bidimensionnel constitué d'un réseau triangulaire de trous d'air dans une matrice diélectrique ($\epsilon = 12$) avec un facteur de remplissage en air de 63% ($r/a = 0,43$). Les bandes pour la polarisation TE sont en traits pleins et en pointillés pour la polarisation TM. λ est la longueur d'onde dans le vide, r le rayon des trous et a le paramètre de maille du réseau .

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 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.

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 [10]. La modification essentielle est l'apparition sur le diagramme de bandes du cône de lumière.

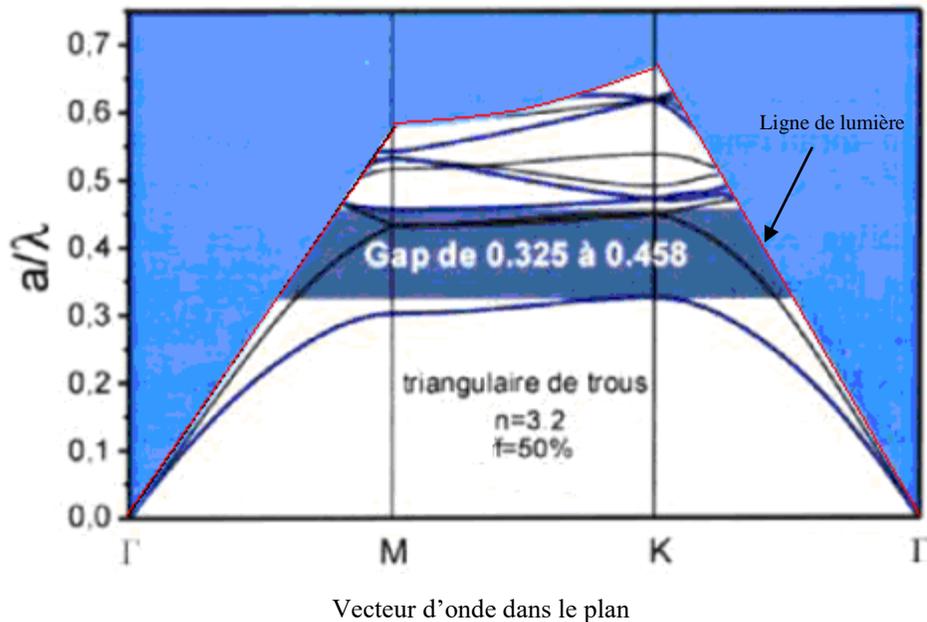


Figure I-20 : Diagramme de bandes des modes guidés du cristal photonique sur membrane (calcul 3D) pour un réseau triangulaire de trous d'air et un facteur de remplissage de 50%. La zone bleue désigne le cône de lumière.

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 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 première bande interdite TE en fonction du facteur de remplissage pour des contrastes d'indice différents ($\Delta\varepsilon = \varepsilon_{\text{substrat}} - \varepsilon_{\text{trou}}$) [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.

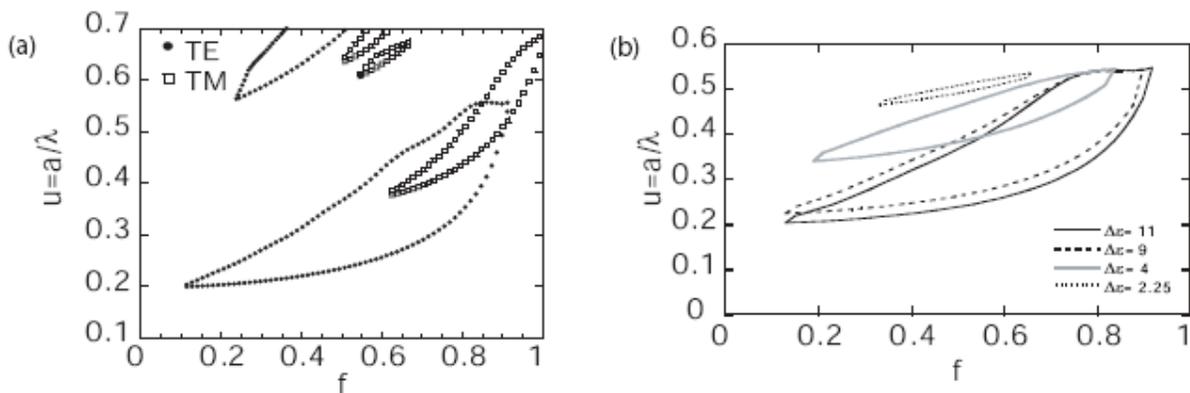


Figure I-21: (a) Carte des bandes interdites en polarisation TE et TM d'un cristal photonique bidimensionnel (réseau triangulaire) gravé dans un milieu diélectrique (b) Premières bandes interdites des cristaux photoniques (réseau triangulaire, polarisation TE) avec des contrastes d'indice différents [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 de 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 structuré par lithographie classique. La gravure des trous est réalisée dans une cellule électrochimique (Figure I-22) [5].

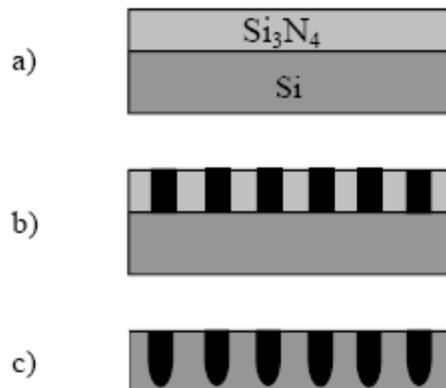


Figure I-22 : a) Dépôt de Si_3N_4 par PECVD, b) création du masque par photolithographie, c) gravure des trous dans une cellule électrochimique.

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].

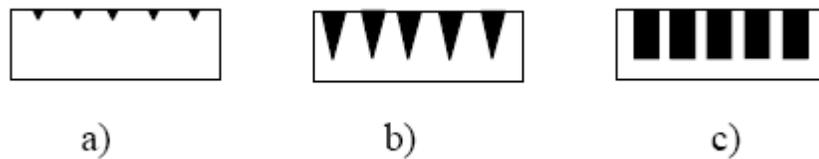


Figure I-23 : a) lithographie holographique, b) traitement KOH, c) gravure électrochimique.

c) Si/SiO₂

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 SiO₂ sous une faible pression de SiH₄.
- la couche de poly-Si subit une oxydation humide (H₂, O₂). Ce procédé mène à une croissance de SiO₂.
- l'épaisseur de la couche est alors augmentée par un dépôt de SiO₂.

Ces trois étapes sont répétées m fois afin de réaliser une structure multicouche (Si/SiO₂) 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, InP, GaAs, 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 de 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 standards 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) [15] 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'onde ou les cavités grâce à la technique des supercellules [16]. Mais quand la structure étudiée ne présente pas de véritable périodicité (variation du facteur de remplissage par exemple), le théorème de Bloch n'est plus valable et impose de recourir à la méthode des différences finies dans le domaine temporel.

IX-2- Différences finies dans le domaine temporel

Depuis le premier algorithme proposé par Yee en 1966 [17], 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 Les CP2D avec défauts

Le cristal ayant été étudié jusqu'à présent est un cristal 2D parfait ou sans défaut. Cette structure trouve souvent son utilité pour des applications exploitant le filtrage sélectif tel que le polarisateur ou pour des applications travaillant sur des longueurs d'ondes dans la bande permise et non pas dans bande interdite tel que l'effet super-prisme, les lentilles ou la réfraction négative. Néanmoins, la plupart des recherches sur les matériaux à BIP sont orientés vers les dispositifs présentant des défauts volontaires de la structure. Le défaut dans un cristal photonique est une rupture de la périodicité. Il est choisi de telle sorte que la fréquence propre du mode associé soit située dans le gap. Dans ce cas le défaut va générer l'ouverture d'une bande de fréquence permise à l'intérieur de la bande interdite photonique. La position et la largeur de cette bande permise sont imposées par les caractéristiques du défaut [18]. Le but de ce concept largement employé dans la littérature, est l'obtention de dispositifs offrant les plus élevés facteurs de qualité possibles [19].

Les défauts se distinguent en deux types : les défauts ponctuels et les défauts linéaires.

X-1 Les défauts ponctuels

Appelés aussi mono défauts, ce type désigne les défauts restreints à un seul et unique endroit dans la structure du CP. Se présentant sous différentes formes, les défauts ponctuels peuvent être de nature lacunaire ou substitutionnelle (figure I-24). Les ruptures lacunaires comme leur nom l'indique consistent en omission de motif dans la structure. Les ruptures substitutionnelles quant à elles désignent la modification de la taille, la forme, l'indice ou la position du motif par rapport à la maille élémentaire.

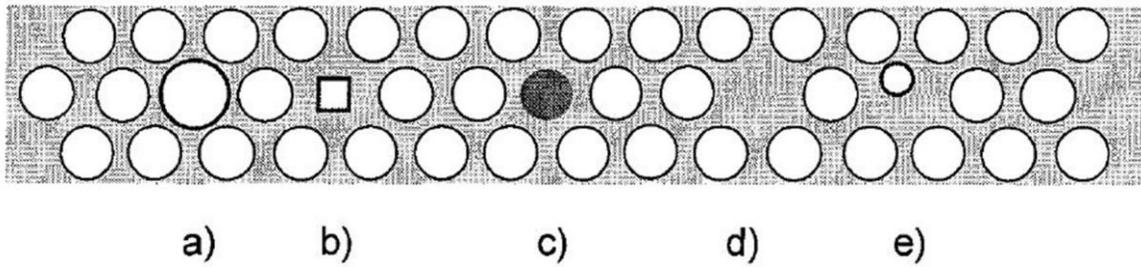


Figure I-24:Exemples de défauts ponctuels dans un réseau hexagonal bidimensionnel de trous d'airs. Modification de : a) la taille du motif; b) de sa forme ; c) de son indice ; e) de sa position par rapport aux axes de symétrie. Enfin en d) : lacune de motif [20].

L'ajout d'imperfections ponctuelles dans le CP telle que la vacuité, crée des niveaux d'énergie discrets supplémentaires dans la structure de bandes [29]. En se situant dans la bande interdite, ils engendrent l'apparition de modes de résonance dans le dispositif permettant ainsi le confinement de l'onde électromagnétique. Autrement dit, une lumière qui se propage dans le défaut s'y trouvera piégé si sa fréquence se situe dans la bande interdite photonique, là où le CP se comporte comme un miroir parfait. Le défaut ponctuel lacunaire dans les structures à BIP joue alors le rôle d'une cavité résonante siège de modes localisés qui ne peuvent se propager dans le cristal [18,20].

X-2. Les défauts étendus

Lorsque les défauts ponctuels sont répétés à plusieurs endroits à l'intérieur de la structure à BIP, la notion de défauts étendus ou multi défauts est alors introduite. L'apparition de bandes permise au sein de la BIP de ces matériaux est due au couplage d'effets de tous les défauts. Consistant en une expansion de défauts ponctuelles, les défauts étendus se présentent également sous forme d'anomalies lacunaires ou substitutionnelles. La figure I-25 illustre la nature de tels défauts dans une structure déconnectée de CP-2D à réseau carré.

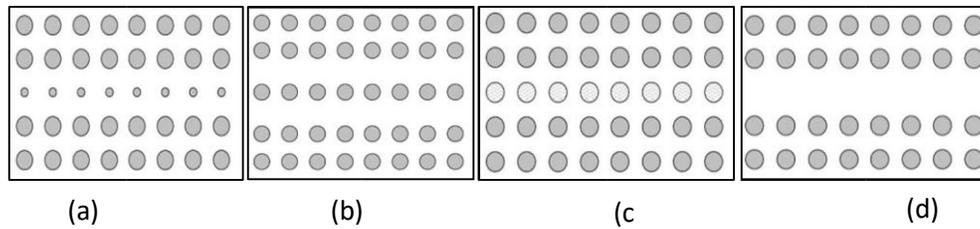


Figure I-25:Exemples de défauts étendus dans une structure déconnectée de CP-2D à réseau carré. Modification de : a) la taille du motif; b) sa position par rapport aux axes de symétrie; c) de son indice enfin en d):lacune de motif.

Quand les défauts étendus sont disposés de manière à former une même et unique ligne, on parle alors de défauts linéaires. De tels dispositifs jouent le rôle de structure guidante imposant la propagation de l'onde électromagnétique uniquement à travers ce défaut.

X-3 Cavités et guides d'ondes : types et applications

L'un des principaux avantages des cristaux photonique est leur grande liberté en matière d'ajustement de modes de défauts. En effet, il est possible en agissant sur les différents paramètres présentés dans les figures I-24 et I-25 de réguler la fréquence de résonance, la distribution spatiale ou la dégénérescence caractérisent ces modes de défauts [20]. Partant de cela, les recherches s'accroissent de jour en jour donnant naissance des types de cavités et guides d'ondes de plus en plus variés et performant.

X-3-1. Les cavités

Dans la littérature on peut trouver une grande variété de cavités (figure I-26). Parmi les plus courantes on cite: La cavité L_n (formée par n vacuités de motif), cavité H_m (formée par m vacuités de motif sur chaque côté de l'hexagone), cavité à hétéro-structures ou cavité en anneau.

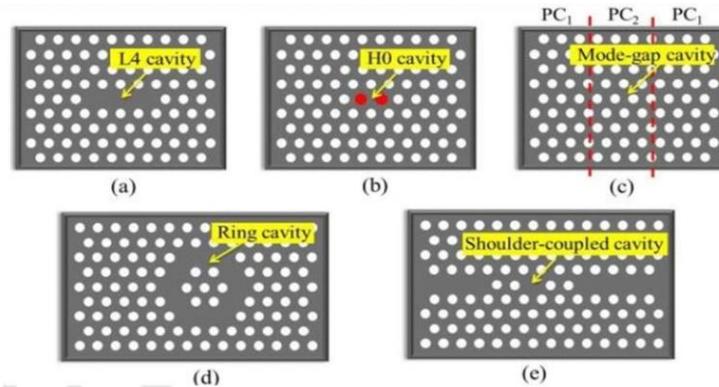


Figure I-26: Schéma de structure de:(a) cavité L₄, (b) cavité H₀, (c) cavité à hétéro structure, (d) cavité en anneau et (e) cavité couplé ou filtre Fabry Pérot.

Les cavités sont des résonateurs optiques caractérisées par un facteur de qualité, Q (donné par l'expression I.14), quantifiant l'acuité de la résonance liée à la finesse du mode injecté. Ils servent essentiellement au confinement de la lumière. Les études portées sur ce type de structures visent à réduire au maximum les fuites vers l'extérieur, pour augmenter l'intensité lumineuse dans le volume de la cavité. La loi de Purcell [22] a montrée l'intérêt des cavités présentant un petit volume modal, $V/(\lambda/n)^3$ avec n et V représentent respectivement l'indice et le volume de la cavité, et un grand facteur de qualité, Q . De ce fait toutes les structures photoniques à défauts de type cavité, capables de donner de hauts facteurs de qualité avec de faibles volumes modaux sont donc bien appréciés Les cavités à cristaux photoniques planaires à facteurs de qualité très élevés ($Q > 10^5$) et faibles volumes modaux ont permis des avancées remarquables dans les domaines du contrôle de la lumière, la réalisation de lasers à très faibles courants de seuil, les filtres ultra étroits, les puces photoniques, les CQED (Cavity Quantum Electrodynamics) ou encore l'optique nonlinéaire [23, 21]. A titre non-exhaustif, voici quelques-unes de ces cavités :

□ La cavité L₃ modifiée

Le travail pionnier d'Akahan et al., a démontré que l'obtention d'un confinement très élevé de la lumière dans une cavité réside dans un confinement progressif au niveau des miroirs. Cela a été réalisé par un décalage latéral des trous d'air dans une structure de CP-2D connectée. Le décalage optimal ($s=0.15a$) a permis d'obtenir un facteur de qualité intrinsèque de 45 000 (figure

I-27-a). Par la suite, l'adaptation d'impédance sur les bords de la cavité et l'effet de ralentissement de l'onde parcourant la cavité ont montré la possibilité d'augmenté le facteur de qualité. Des lors d'autres modifications voient le jour en donnant des facteurs de qualité autour de 10^5 via le décalage additionnel des deuxièmes et troisièmes trous adjacents à la cavité ou encore en réduisant leurs rayons [23].

□ **Cavité à hétéro-structures**

Elles se basent sur la modification progressive de la période du cristal photonique, cela engendre la création d'un puits de potentiel pour le mode de défaut (figure I-27-b). La transition entre la cavité et les réflecteurs est très douce et peu de modes radiatifs s'y introduisent car la modulation de la période est très faible ($< \sim 1\%$). Cette topologie de cavité donne des valeurs record sur le facteur de qualité des cristaux photoniques en membrane ($> 3.10^6$) et sur SOI (2.10^6).

□ **Cavité à modulation de largeur du défaut linéique**

Proposé par l'équipe de M. Notomi, ce modèle de cavité repose sur le décalage latéral avec les proportions 1-2/3-1/3 de trois rangées de trous (figure I-27-c). Avec un faible décalage d'environ 10nm et un guide jouant le rôle d'une barrière, la lumière est graduellement piégée offrant un facteur de qualité de 9.10^5 pour le type A1. Grace à ce modèle de cavité, le premier confinement de photons pour une durée supérieure à la nanoseconde a pu voir le jour.

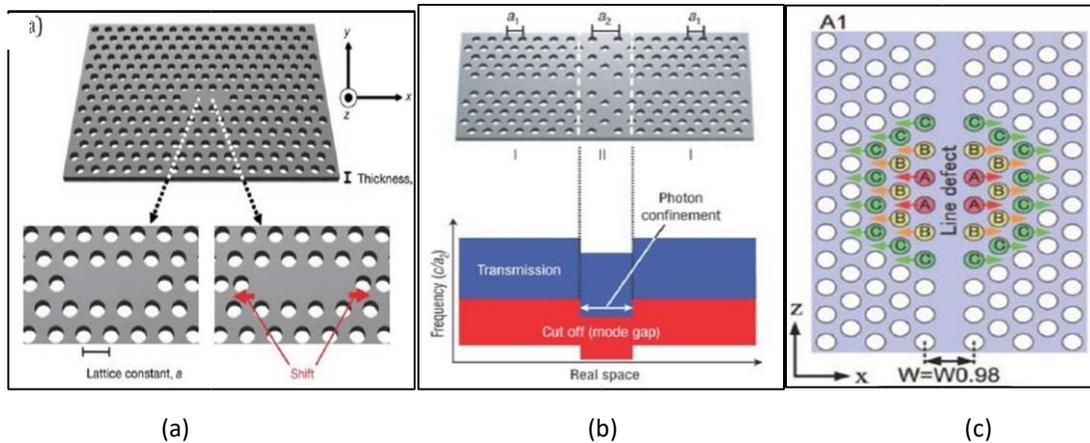


Figure I-27 : (a) Schéma représentant la cavité L_3 , avec ou sans déplacement latéral des trous, (b) schéma de principe d'une cavité à hétéro-structure et (c) cavité à modulation de largeur du défaut linéique.

Généralement les propriétés des microcavités à CP 2D sont contrôlables par les paramètres suivants :

- La géométrie de la cavité, essentiellement sa forme et sa taille
- La période et le facteur de remplissage du CP 2D, responsables de la position spectrale des modes et de la BIP.
- Le nombre de rangées de CP 2D bordant la cavité détermine la réflectivité des miroirs associés. Environ 8-9 rangées de CP 2D triangulaire suffisent en pratique pour s'affranchir des fuites de lumière dans le plan à travers la couronne CP.
- L'infiltration des liquides (polymère ou eau) dans les trous des cristaux photoniques modifie les propriétés optiques de ces derniers [21].

X-3-2. Les guides

Le guidage est une des principales fonctionnalités des structures à BIP. Le plus simple des guides à CP est formé par une rangée manquante de motifs le long de la direction ΓK (dans le cas d'un réseau triangulaire) [3]. Ce modèle de guide est communément nommé : guide W_1 . D'une manière générale, les guides W_n (W : abréviation de Waveguide), représentent des guides d'ondes à CP où "n" désigne le nombre de lignes manquantes. En piégeant la lumière dans le défaut

linéique, ces guides optiques permettent le confinement de celle-ci dans le plan de périodicité [29]. Ils révèlent aussi beaucoup d'avantages, comme la possibilité d'obtenir un faible rayon de courbure, des ondes lentes ou une forte dispersion chromatique [19].

Une petite comparaison de ce genre de guides d'onde à CP avec les guides d'onde classiquement connus tels que les fibres optiques, leur a conféré les particularités suivantes :

- Compacité : dimension caractéristique des guides à cristaux photoniques : 300 nm (contre un uncoeur de 10 μm pour les fibres optiques classique) ;
- Rayon de courbure : un coude à 90° génère en théorie peu de pertes de propagation (dans les fibres classique ils génèrent des pertes dues à la modification de l'angle d'incidence, ceci impose de maintenir un rayons de courbure élevé, de l'ordre du cm) ;
- Ondes lentes : un facteur de ralentissement de 300 peut être obtenu avec l'utilisation de membranes de silicium;
- Dispersion: 250 ps/nm (20 ps/nm pour une fibre classique de 1 km)

Le guidage peut aussi se faire par association successifs de cavités, comme dans le cas des guides CROW (CavityResonator Optical Waveguide) formés par des cavités H_n (figure I-28). Ce genre de défaut introduit une bande passante centrée sur la fréquence de résonance d'une seule cavité. La finesse de cette résonance est proportionnellement liée au nombre de cavités. En jouant sur le nombre de cavités, on peut contrôler la sélectivité de ce guide, déterminée par la largeur de la bande passante [21].

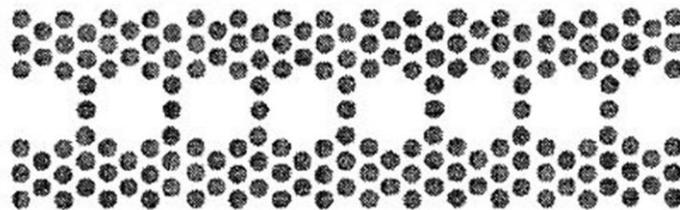


Figure I-28 :Schéma de structure d'un guide CROW (Cavity Resonator Optical Waveguide) [21]

Les guides à CP 2D existent sous différentes variantes, mais généralement, les guides d'ondes des structures à CP 2D connectés sont préférables à ceux des structures déconnectés car les

perles par diffraction hors du plan de propagation y sont moins importantes. En effet, le guidage se fait non seulement via la bande interdite photonique qui est souvent complète pour ce genre de structure mais il se fait également via une réfraction due à l'indice moyen du cœur du guide plus élevé que celui des régions environnantes [24].

Au-delà des performances séparés des guides et cavités à CP, il est possible en couplant ces deux structures d'obtenir des propriétés particulières. Dans la littérature on peut trouver beaucoup d'applications de tels dispositifs comme les résonateurs ou démultiplexeurs (figure I-29).

Le problème des structures guidantes à cristaux photoniques planaires est que le confinement de la lumière s'effectue uniquement dans le plan de périodicité. Pour assurer le confinement vertical ou dans la troisième direction on utilise généralement un matériau ayant un indice de réfraction élevé pour garantir la condition de réflexion interne totale. Deux technologies couramment utilisées exploitent ce fort confinement vertical pour guider la lumière, à savoir l'approche SOI et l'approche membranaire [23].

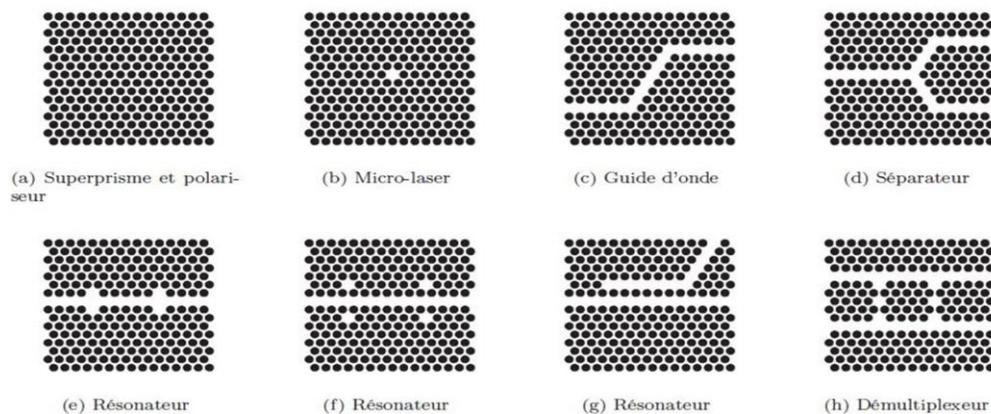


Figure I-29 : Schéma de :(a)un réseau cristallin hexagonal parfait, (b) Celui d'une cavité, (c)un défaut linéaire à deux coudes à 60°, (d)un défaut linéaire scindé en branche Y à 60°, (e-f) un guide d'onde avec quatre défauts, (g) deux guides d'ondes séparés et (h) deux guides d'onde comprenant deux cavités [19]

Une fois ce problème de confinement pallié, beaucoup de domaines se sont vu tendre les bras aux CP 2D. Capables de stocker, filtrer ou guider la lumière à l'échelle de la longueur d'onde, les CP sont souvent utilisés dans le domaine des télécommunications et de l'informatique où l'optique intégrée devient de plus en plus sollicitée. En effet, la conduction via des photons permet une transmission d'informations plus rapide et avec moins de perte, due à la baisse

d'interaction avec les matériaux diélectriques en comparaison aux électrons. Les perspectives d'utilisation des CP sont très étendues et des développements sont en cours en vue de leur future application dans des secteurs tels que le solaire dans le but d'améliorer l'efficacité des cellules photovoltaïques, la biologie et chimie pour le captage ou encore les lasers avec l'optimisation de leurs performances pour les lasers à bas seuil, les batteries Lithium-ion pour augmenter leur efficacité ainsi que pour des revêtements miroir ou antireflet [25].

X-3-3-Les fibres à cristaux photoniques

X-3-3-1 Les fibres optiques

Une **fibre optique** est un fil en verre ou en plastique très fin qui a la propriété d'être un conducteur de la lumière et sert dans la transmission de données et de lumière. Elle offre un débit d'information nettement supérieur à celui des câbles coaxiaux et supporte un réseau « large bande » par lequel peuvent transiter aussi bien la télévision, le téléphone, la visioconférence ou les données informatiques. Le principe de la fibre optique a été développé au cours des années 1970 dans les laboratoires de l'entreprise américaine Corning Glass Works (actuelle Corning Incorporated). Entourée d'une gaine protectrice, la fibre optique peut être utilisée pour conduire de la lumière entre deux lieux distants de plusieurs centaines, voire milliers, de kilomètres (figure I-30). Le signal lumineux codé par une variation d'intensité est capable de transmettre une grande quantité d'information. En permettant les communications à très longue distance et à des débits jusqu'alors impossibles, les fibres optiques ont constitué l'un des éléments clés de la révolution des télécommunications optiques. Ses propriétés sont également exploitées dans le domaine des capteurs (température, pression, etc.), dans l'imagerie et dans l'éclairage.

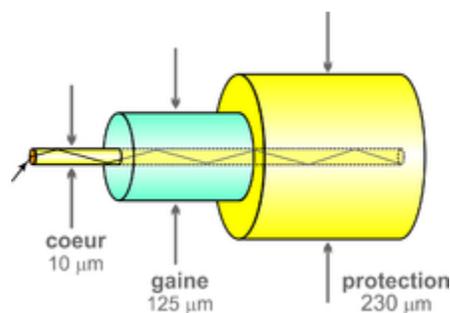


Figure I.30 : Principe d'une fibre optique.

La fibre optique est un guide d'onde qui exploite les propriétés réfractrices de la lumière. Elle est habituellement constituée d'un cœur entouré d'une gaine [26]. le cœur de la fibre a un indice de réfraction légèrement plus élevé (différence de quelques millièmes) que la gaine et peut donc confiner la lumière qui se trouve entièrement réfléchi de multiples fois à l'interface entre les deux matériaux (en raison du phénomène de réflexion totale interne). L'ensemble est généralement recouvert d'une gaine plastique de protection (figure I-31). Lorsqu'un rayon lumineux entre dans une fibre optique à l'une de ses extrémités avec un angle adéquat, il subit de multiples réflexions totales internes. Ce rayon se propage alors jusqu'à l'autre extrémité de la fibre optique sans perte, en empruntant un parcours en zigzag. La propagation de la lumière dans la fibre peut se faire avec très peu de pertes même lorsque la fibre est courbée.

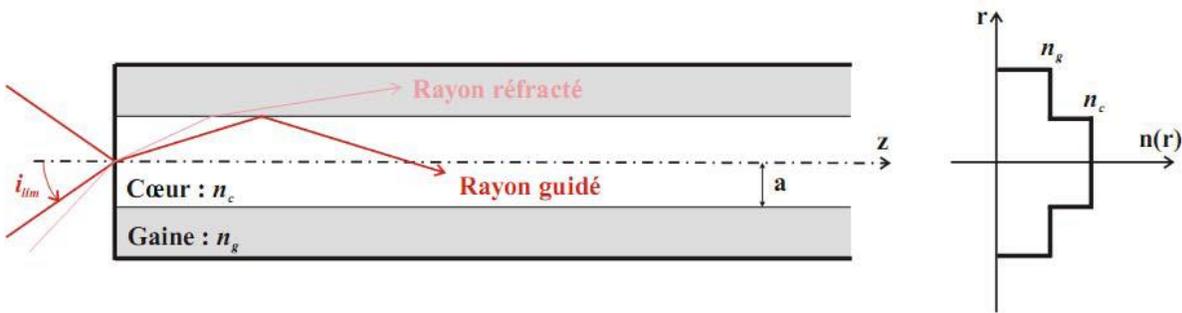


Figure I.31 : Schéma d'une fibre optique à saut d'indice [26].

Une fibre optique est souvent décrite selon deux paramètres :

- la différence d'indice normalisé, qui donne une mesure du saut d'indice entre le cœur et la gaine : $\Delta = \frac{n_c - n_g}{n_c}$, où n_c est l'indice de réfraction du cœur, et n_g celui de la gaine.
- l'ouverture numérique de la fibre (numerical aperture), qui est concrètement le sinus de l'angle d'entrée maximal de la lumière dans la fibre pour que la lumière puisse être guidée sans perte, mesuré par rapport à l'axe de la fibre. L'ouverture numérique est égale à

$$\sin \theta_{\max} = \sqrt{n_c^2 - n_g^2}.$$

X-3-3-2 Les fibres à cristaux photoniques

Les fibres à cristaux photoniques connues encore sous le nom de fibres microstructurées ou fibres à trous sont une classe de fibres optiques constituées d'un arrangement de trous d'air

parallèles à l'axe dans d'une matrice de silice, dont les toutes premières ont été proposées par Kaiser et al. aux Bell Labs en 1974[27]. L'objectif était à l'époque d'obtenir un fort guidage dans un cœur de silice entouré d'une gaine optique à très forte proportion d'air. Mais ces fibres, très multimodes, n'ont pas suscité d'intérêt particulier dans la communauté scientifique car elles n'apportaient pas de progrès sensible en termes de propagation. De plus leur raccordement aux fibres classiques était très délicat.

Les travaux sur les fibres à cristaux photoniques ont été relancés dans les années 90, en vue de réaliser des structures à bande interdite photonique (BIP). Ils ont très rapidement conduit à mettre en lumière des propriétés insoupçonnées dans les fibres à cristaux photoniques, même en l'absence d'effet BIP. C'est l'étude de ces propriétés et leur exploitation qui sont à l'origine de l'extraordinaire engouement dont les fibres à cristaux photoniques font l'objet depuis une dizaine d'années.

a) Guidage dans les fibres à cristaux photoniques

Le terme générique de fibres à cristaux photoniques regroupe deux catégories de fibres qui se distinguent par les mécanismes de guidage différents qu'elles mettent en jeu : soit un effet de bande interdite photonique dans la gaine, soit la réflexion totale interne.

b) Fibres à cristaux photoniques BIP

La "renaissance" des fibres à cristaux photoniques remonte à 1995 lorsqu'un groupe de chercheurs britanniques animé par P. St. J. Russel (Université de Bath), se propose d'appliquer, dans le domaine des fibres optiques, la notion de Bande Interdite Photonique (BIP) [28]. Ce mécanisme est déjà connu et mis en œuvre pour guider la lumière dans les cristaux photoniques pour l'optique intégrée. Le but est de concevoir une structure dans laquelle le photon joue le même rôle que l'électron dans un semi-conducteur. Une BIP est une bande spectrale telle qu'une onde à une longueur d'onde comprise dans cette bande ne peut pas se propager dans la structure. L'effet recherché est une résonance transverse dans la gaine optique de la fibre qui maintiendrait la lumière dans une zone centrale (le "cœur") et assurerait son confinement. La propagation se ferait alors dans la direction axiale, invariante. Les premières fibres basées sur ce principe possèdent une gaine optique composée d'une succession de couches transparentes d'indices alternativement haut et bas semblables à un réseau de Bragg à une dimension (d'où le nom de "fibres de Bragg" qui leur a été attribué) [29]. Cette structure permet la formation d'interférences

constructives entre les composantes de l'onde lumineuse réfléchies aux interfaces entre les couches. Ces diverses réflexions empêchent la propagation de la lumière radialement et assurent un confinement au centre du réseau de Bragg radial (figure I.34 (a)). Comme le mécanisme de propagation de la lumière ne s'appuie pas sur la notion habituelle de réflexion totale interne, l'indice de la zone où est confinée la lumière (le "cœur"), peut être plus bas que ceux des couches de la gaine optique qui l'entoure le cœur. Nous verrons par la suite les nombreuses applications liées à cette propriété.

Dans le projet de P. St. J. Russel, l'alternance de couches concentriques d'indices haut et bas dans la gaine optique des fibres de Bragg est remplacé par un arrangement triangulaire (figure I.34(b)) ou hexagonal (encore appelé "en nid d'abeilles")(figure I.34(c)) extrêmement régulier de canaux d'air parallèles à l'axe dans une matrice de silice. Ces structures périodiques sont résonantes transversalement à certaines longueurs d'onde et possèdent donc des bandes interdites photoniques.

Dans une fibre optique elles constitueront la gaine confinant la lumière, alors qu'un défaut créé au milieu constituera le cœur. Ce dernier est réalisé en supprimant un micro canal d'air dans une matrice triangulaire, ou au contraire en ajoutant un micro canal supplémentaire dans une matrice hexagonale. Le pas de la structure, qui correspond à la distance séparant les centres de deux trous voisins, est noté Λ , tandis que le diamètre des trous est noté d .

En 1995, il est démontré pour la première fois qu'une fibre à cristaux photoniques peut présenter de véritables BIP malgré le faible contraste d'indice entre les deux milieux ($\approx 0,45$). Ceci provient du fait que dans les fibres à cristaux photoniques BIP la propagation ne s'effectue pas perpendiculairement à la direction d'invariance du réseau comme dans les cristaux photoniques, mais parallèlement à celle-ci. Les conditions sur le contraste d'indice entre le milieu hôte et l'air, ainsi que sur la proportion d'air nécessaire sont ainsi relâchées [30]. L'onde lumineuse injectée dans une fibre à cristal photonique BIP est réfléchiée par la gaine microstructurée périodique et se retrouve confinée transversalement dans la région où la périodicité est brisée (zone du défaut constituant le cœur). Un mode transverse peut donc s'installer dans le cœur et être guidé dans la direction z [31-33]. Les longueurs d'onde (λ) centrales rejetées par le matériau BIP dépendent de la période du cristal et de la proportion d'air ($\lambda \approx 2\Lambda$) [32]. (figure I-32)

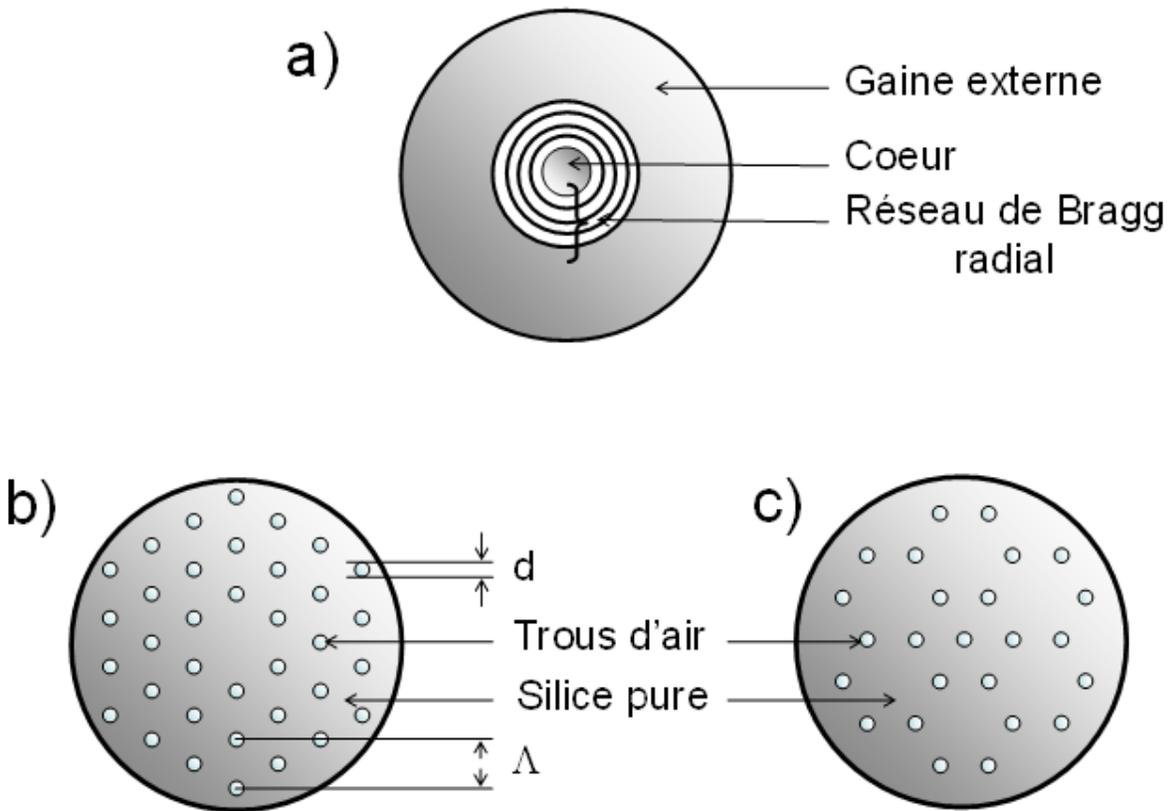


Figure I. 32 : Schéma de sections transverses (a) d'une fibre de Bragg, (b) d'une fibre à cristaux photoniques BIP à arrangement triangulaire et (c) hexagonal [66].

L'un des attraits majeurs des fibres à cristaux photoniques BIP est que le guidage peut être effectué dans un cœur d'indice bas : ce cœur peut par exemple être un trou rempli d'air ou d'un autre gaz.

Dans un cœur d'air, les pertes de propagation peuvent être faibles à des longueurs d'onde où la silice est peu transparente [33,34]. En remplaçant l'air par un autre gaz (H_2 , Xe), on peut fortement limiter ou au contraire exacerber les effets non linéaires [35].

L'une des applications du guidage de la lumière dans une telle fibre est le transport de forte puissance sans endommager la structure [36].

En 1997, P. St. J. Russel et son groupe croit fabriquer pour la première fois une fibre à cristaux photoniques BIP [37,38]. Pourtant le diamètre des trous est variable, (entre 0,2 et 1 μm), et ils sont espacés d'un pas de 2,3 μm ce qui donne une proportion d'air dans la gaine assez faible. La caractérisation de cette fibre a montré par la suite que le mécanisme de propagation de la lumière ne reposait pas sur l'effet BIP mais sur la réflexion totale interne. Pourtant cette fibre présentait des caractéristiques de propagation tout à fait originales qui ont très rapidement suscitées un immense intérêt.

c)- Fibres à cristaux photoniques à guidage par réflexion totale interne modifiée

Comme nous l'avons indiqué plus haut, les raisons pour lesquelles la fibre à cristaux photoniques fabriquée en 1997 par l'équipe de P St J Russel n'a pas donné les résultats escomptés (guidage par BIP) étaient que la régularité du réseau cristallin n'était pas suffisante et que la proportion d'air dans la gaine était trop faible pour permettre l'existence d'une BIP (figure I-33). Pourtant, la lumière se propageait de 337 nm jusqu'à 1550 nm en régime monomode [39]. La propagation était assurée grâce à la différence d'indice positive entre le cœur (la silice pure) et la gaine optique (il s'agissait d'un arrangement triangulaire de canaux d'air dans la silice) (voir figure I.35). En effet, la présence d'air dans cette gaine a pour conséquence de diminuer son indice moyen. L'onde lumineuse est donc guidée par réflexion totale interne dans une zone d'indice élevé entourée d'un milieu d'indice moyen plus faible, comme dans le cas classique des Fibres à Saut d'Indice (FSI). Toutefois, il n'existe pas d'interface clairement définie entre le cœur et la gaine comme il en existe dans les FSI [40]. C'est pourquoi le mode de guidage qui permet la propagation dans les fibres à cristaux photoniques dépourvues de BIP est appelé "guidage par réflexion totale interne modifiée".

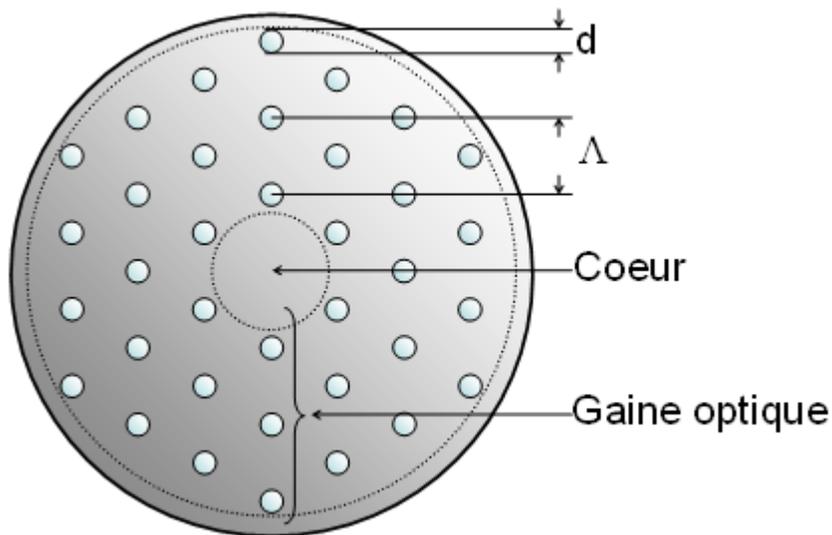


Figure I. 33 : schéma descriptif d'une fibre à cristaux photoniques RTI à arrangement triangulaire

XI- Conclusion

Les cristaux photoniques sont des matériaux dont la constante diélectrique varie de façon périodique, à l'échelle de la longueur d'onde, sur 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 requises de confinement.

Bibliographie

- [1] 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.
- [2] J. D. Joannopoulos, R. D. Meade, J. N. Winn, "Photonic crystals. Molding the Flow of Light" Princeton University Press, Princeton, 1995.
- [3] Lourtioz (J. M), H. Benisty, V. Berger, J.M. Gérard, D. Maystre, A. Tchelakov, Les cristaux photoniques ou la lumière en cage, collection technique et scientifique des télécommunication, Lavoisier(2003).
- [4] H. Benisty, "Modal analysis of optical guides with two-dimensional photonic band-gap boundaries." J. Appl. Phys., vol. 79, n° 10, 1996.
- [5] R. Coccioli, M. Boroditsky, K.W. KIM, Y. Rahmat-Samii, E. Yablonovitch, "Smallest possible electromagnetic mode volume in a dielectric cavity" IEE Proceedings optoelectronics, vol. 145, n° 6, 1998.
- [6] S. G. Johnson, P. R. Villeneuve, S. Fan, J.D. Joannopoulos, "Linear waveguides in photonic-crystal slabs." Physical Review B, vol. 62, n° 12, 2000.
- [7] Meade, R. D., Devenyi, A., Joannopoulos, J. D., Alerhandt, O. L., Ashraf-Kaer, K. Novel applications of photonic band gap materials : Low-loss bends and high Q cavities. *J. Appl. Phys.*, 1994, vol 75, n° 9, p 4753-4755.

- [8] Baba, T., Fukaya, N., Yonkura, J. Observation of light propagation in photonic crystal optical waveguides with bends. *Electronics letters*, 1999, vol 35, n°8, p 654-655.
- [9] Smith, C. J. M., Benisty, H., Olivier, S., Rattier M., Weisbuch, C., Krauss, T. F., De la rue, R. M., Houdre, R., Oesterle, U. Low-loss channel waveguides with two-dimensional photonic crystal boundaries. *Applied Physics Letters*, 2000, vol 77, n° 18, p 2813-2815
- [10] Lin, S. Y., Chow, E., Johnson, S. G., Joannopoulos, J. D. Demonstration of highly efficient waveguiding in a photonic crystal slab at the 1.5- μm wavelength. *Optics Letters*, 2000, vol 25, n° 17, p 1297-1299
- [11] Letartre, X., Seassal, C., Grillet, C., Rojo Romeo, P., Viktorovitch, P., D'yerville, M. L., Cassagne, D., Jouanin, C. Group velocity and propagation losses measurement in a single-line photonic-crystal waveguide on InP membranes. *Applied Physics Letters*, 2001, vol 79, n° 15, p 2312-2314
- [12] Notomi, H., Shinya, A., Yamada, K., Takahashi, J., Takahashi, C., Yokohama, I. Singlemode transmission within photonic bandgap of width-varied single-line-defect photonic crystal waveguides on SOI substrates. *Electronics letters*, 2001, vol 37, n° 5, p 293-295.
- [13] Baba, T., Fukaya, N., Motegi, A. Light propagation characteristics in photonic crystals waveguides. *Proceedings of the European conference*, St Andrews, 12-16 juin 2001, 112phow, E., Lin, S. Y., Wendt, J. R., Johnson, S. G., Joannopoulos, J. D. Quantitative analysis of bending efficiency in photonic-crystal waveguide bends at $\lambda=1.55 \mu\text{m}$ wavelengths. *Optics letters*, 2001, vol 26, n°5, p 286-288
- [14] Chow, E., Lin, S. Y., Wendt, J. R., Johnson, S. G., Joannopoulos, J. D. Quantitative analysis of bending efficiency in photonic-crystal waveguide bends at $\lambda=1.55 \mu\text{m}$ wavelengths. *Optics letters*, 2001, vol 26, n°5, p 286-288
- [15] Olivier, S., Benisty, H., Rattiers-Mehwei, Qiu, M., Karlsson, A., Smith, C. J. M., Houdre, R., Oesterle, U. Resonant and nonresonant transmission through waveguide bends in a planar photonic crystal. *Applied physics letters*, 2001, vol 79, n° 16, p 2514-2516
- [16] Smith, C. J. M., De la rue, R. M., Rattier, M., Olivier, S., Benisty, H., Weisbuch, C., Krauss, T. F., Houdré, R., Oesterle, U.. Coupled guide and cavity in a two-dimensional photonic crystal. *Applied Physics letters*, 2001, vol 78, n° 11, p 1487-1489
- [17] E. Yablonovitch, Phys. Rev. Lett., 58, 2059(1987).
- [18] Yannick MERLE, « Etude de la dispersion électronique dans les matériaux périodiques diélectriques bidimensionnels », Thèse de doctorat n° 47-2003, Université de Limoges, Novembre 2003
- [19] Quentin ROLLAND, « Couplages acousto-optiques dans les cristaux photoniques et phononiques », Thèse de doctorat, Université de VALENCIENNES ET DU HAINAUTCAMBRESIS, 2013.

[20] Sophie FASQUEL, « Propriétés optiques de structures guidantes en cristal photonique », Université des sciences et technologie de Lille, 2005

[21] Ahlem BENMERKHI, « Optimisation du confinement de la lumière dans des cavités à cristaux photoniques », Thèse de Doctorat, université Mentouri Constantine, 2012.

[22] E. M. Purcell, H. C. Torrey, and R. V. « Pound, Resonance Absorption by Nuclear Magnetic Moments in a Solid », *Phys. Rev.* 69, 37, 1946.

[23] Charles CAËR, « Cristaux photoniques à fente : vers une photonique silicium hybride à exaltation localisée du champ électromagnétique », thèse de doctorat d'Université, Université PARIS-SUD, Institut d'Électronique Fondamentale, 2013

[24] Ahlam HARHOUZ, « Contribution à l'étude et la conception des capteurs à base de cristaux photoniques », Thèse de Doctorat, Université Mohamed Boudiaf de M'sila, 2017

[25] Florence BENOIT, « développement de cristaux photoniques par voie sol-gel pour des applications laser de puissance », thèse de doctorat d'Université, Université François Rabelais de Tours, École Doctorale EMSTU, 2015.

[26] Fatima Benaïssa, « Étude et simulation de la propagation des ondes électromagnétiques dans les guides à cristaux photoniques-application aux fibres optiques », Mémoire de magister en physique, Université Abou-Bakr Belkaïd – Tlemcen, 2013.

[27] Laurent Labonté, « Analyse théorique et expérimentale des principales caractéristiques du mode fondamental dans les fibres optiques microstructurées air/silice », Thèse de doctorat, Université de Limoges, 2005

[28] Barkou S.E., Broeng J., Bjarklev A., "Silica air photonic crystal fiber design that permits

[29] E Yablonovitch, T.J. Gmitter, and K.M. Leung, "Photonic band structure: The face-centered cubic case employing non spherical atoms", *Phys. Rev. Lett.* **67**, 17 (1991) "waveguiding by a true photonic bandgap effect", *Optics letters*, Vol. 24, N°1, 1999

[30] Broeng J., Barkou S.E., Sondergaard T., Bjarklev A., "Analysis of air guiding photonic bandgap fibers", *Optics Letters*, Vol. 25, N°2, 2000.

[31] Canning J., "Grating confinement in a photonic crystal fibre", *Optics Communications*, Vol.176, *Optics Communications*, 2000.

[32] Albert Ferrando A., Silvestre E., Miret J.J., Andres P., Andres M.V., "Vector description of higher order modes in photonic crystal fibers", *Josa A*, Vol.17, N°7, 2000

[33] Peyrilloux A., « Modélisation et caractérisation des fibres microstructures air/silice pour application aux télécommunications optiques », Thèse De Doctorat, Université De Limoges, P. 29, 2003.

- [32] Broeng J., Barkou S.E., Sondergaard T., Barbeito P.M., Bjarklev A., “Waveguidance by the photonic bandgap effect in optical fibres”, Journal Of Optics A: Pure Applied Optics, Vol. 1, 1999
- .
- [33] West J. A., Fajardo J. C., Gallagher M. T., Koch K. W., Borrelli N. F., Allan D. C., “Demonstration of an IR-optimized air-core photonic band-gap fiber”, European Conference On Optical Communication, Munich, 2000.
- [34 74] Venkataraman N., Gallagher M. T., Smith C. M., Müller D., West J. A., Koch K. W., Fajardo J. C., “Low loss (13 dB/km) air core photonic band-gap fibre”, European Conference On Optical Communication, Copenhagen, 2002
- [35] Ouzoumov D.G., Ahmad F.R., Muller D., Vankataraman N., Gallagher M.T., Thomas M.G., Silcox J., Koch K.W., Gaeta A.L., “Generation of megawatt optical solitons in hollow-core photonic crystal band-gap fibers”, Science 301:1702-1704, 2003
- .
- [36] Cregan R. F., Mangan B. J., Knight J. C., Birks T. A., Russell P. St. J., Roberts P. J., Allan D. C., “Single-mode photonic band gap guidance of light in air”, Science, Vol. 285, 1999.
- [37] Knight J. C., Birks T. A., Russell P. St. J., Atkin D. M., ”All-silica single-mode optical fiber with photonic crystal cladding”, Optics Letters, Vol. 21, N° 19, 1996
- [38] Knight J. C., Birks T. A., Russell P. St. J., Atkin D. M.,” All-silica single-mode optical fiber with photonic crystal cladding: errata”, Optics Letters, Vol. 22, N° 7, 1997
- [39] Birks T. A., Knight J. C., Russell P. St. J., “Endlessly single-mode photonic crystal fiber”, Optics Letters, Vol. 22, N°. 13, 1997
- [40] Birks T. A., Mogilevtsev, Knight J. C, Russell P. St. J, Broeng J, “The analogy between photonic crystal fibres and step index fibres”, Optical Fiber Communication Conference, San Jose, California, 1998
- .