

Mémoire

Présenté à

L'UNIVERSITE ABOU-BAKR BELKAÏD – TLEMCEN



Pour obtenir le grade de

Magister en Physique

Option : Physique Electronique

Par

Melle Benaïssa Fatima

**Etude et Simulation des Ondes Electromagnétiques dans les guides
d'Ondes à Cristaux Photoniques-Application aux Fibres Optiques**

Devant le jury

Président

Merad Abdelkrim

Professeur

Université A.B.B. Tlemcen

Directeur de Mémoire

Benouaz Tayeb

Professeur

Université A.B.B. Tlemcen

Examineurs

Bouazza Benyounes

M.C. « A »

Université A.B.B. Tlemcen

Hamdoune Abdelkader

M.C. « A »

Université A.B.B. Tlemcen

Année Universitaire 2012 ~2013

Dédicaces

A ma chère Maman

Celle qui m'a donnée la vie, qui m'a soutenue dans les joies et les peines

A mon cher Papa,

A mes chers frères et mes chères sœurs.

Je dédie ce modeste travail.

FATIMA

Remerciements

Avec l'aide de Dieu tout puissant, j'ai pu accomplir ce modeste travail

Les travaux qui font l'objet de ce mémoire ont été réalisés au sein de l'Equipe Approximation et Stabilité des Systèmes Non Linéaires du Laboratoire d'Automatique de l'Université Abou Bekr Belkaid Tlemcen, sous la direction de Monsieur le Professeur BENOUAZ Tayeb de l'Université Abou-Bakr Belkaïd – Tlemcen. Je tiens à lui exprimer ma gratitude, c'est bien lui qui a dirigé ce mémoire avec une disponibilité de tous les instants ; il a guidé mes travaux avec patience et sérieux tout le long de la préparation de ce mémoire, et aussi pour la clarté de ses enseignements, les conseils judicieux et le soutien constant qu'il m'a prodigué au cours de l'élaboration de ce travail.

Je tiens à exprimer mes plus vifs remerciements aux membres du jury :

Monsieur le Professeur A. Merad, Professeur à l'Université de Tlemcen, pour l'honneur qu'il me fait en acceptant la présidence du jury.

Monsieur B. Benyounes, Maître de Conférences « A » à l'Université de Tlemcen, pour avoir accepté de juger ce travail.

Monsieur A. Hamdoune, Maître de Conférences « A » à l'Université de Tlemcen, pour avoir accepté de juger ce travail.

Je remercie tous les autres membres de l'équipe que j'ai pu côtoyer durant toutes ces années passées avec eux, en particulier Mme Boumaza , M^{elle} F. Lassouani, et M^{elle} Fouzia.

A tous ceux qui m'ont aidé, par une grande collaboration ou par une tendre parole.

Mille Merci,

Fatima

Introduction générale

1. Note historique.....	1
2. Problème.....	2
3. Notre Contribution.....	3

CHAPITRE I

Généralité sur les cristaux photoniques

I.1 Définition des cristaux photoniques.....	5
I.2 Analogie entre l'électron et le photon.....	6
I.3 Propriétés de base des cristaux photoniques.....	8
I.3.1 Périodicité à une dimension.....	8
I.3.2 Périodicité à deux dimensions.....	9
I.3.3 Périodicité à trois dimensions.....	9
I.4 Diagrammes de bandes.....	10
I.4.1 Cristal photonique 2D - Diagramme de bandes.....	12
I.4.2 Cristal photonique à trois dimensions- Diagrammes de bandes.....	14
I.5 Des défauts.....	15
I.5.2 Guides d'ondes.....	17
I.6 Indices de réfraction de groupe et de phase.....	20
I.7 Les indices effectifs de réfraction de phase et de groupe.....	20
I.8 Matériaux à bandes interdites photoniques naturels.....	21
I.8.1 Les Papillons.....	21
I.8.2 Les oiseaux.....	22
I.8.3 Les Opales.....	23
Références chapitre I.....	24

CHAPITRE II

INTRODUCTION FIBRE A CRISTAUX PHOTONIQUE

Fibres optiques.....	27
Nouvelles fibres optiques : les fibres à cristaux photoniques.....	27
Concept des fibres à cristaux photoniques.....	28
II.2 Classification des fibres à cristaux photoniques.....	29
II.3 Fabrication.....	32
Références chapitre II.....	35

CHAPITRE III

CHOIX DE LA METHODE DE RESOLUTION

III-1 Introduction.....	37
III -2 Milieu diélectrique homogène.....	37
III -3 les méthodes numériques de calcul.....	39
III -3-1 La méthode des matrices de transfert.....	39
III -3-2 La méthode des réseaux de diffraction.....	39
III -3-3 La méthode BPM (Beam Propagation Method).....	39
III -3-4 La méthode de développement sur des modes propres.....	40
III -3-5 Méthode d'élément fini FEM.....	41
IV-3-6 La méthode des ondes planes.....	41
III -3-7 La méthode FDTD (Finite Difference Time Domain).....	43
III -3-8 Le choix d'une méthode.....	43
III -4 Modélisation de la FDTD.....	44
III -4-1 Les principes de base.....	44
III -4-2 Numérisation.....	47
III -4-3 Contraintes sur le choix des paramètres d'échantillonnage.....	47
III -4-4 Conditions aux limites.....	47
III -4-5 Conditions d'injections et de détections.....	48

III -4-6 Approche guidée.....	48
III -4-7 Approche source ponctuelle.....	49
Conclusion.....	50
Références chapitre III.....	51

CHAPITRE IV

RESULTATS ET INTERPRETATION

I. Introduction	52
II- Simulation	52
a- Méthode de simulation.....	52
b- Caractéristiques des matériaux simulés.....	52
<u>1^{ere} cas</u> : Etude de la propagation des ondes électromagnétiques dans le guide d'onde.....	53
<u>2^{eme} cas</u> : Etude de la bande interdite photonique.....	56
Conclusion.....	59
Annexe.....	60
Référence annexe.....	62
Conclusion Générale.....	63

INTRODUCTION GENERALE

Introduction générale

1. Note historique

Dans le milieu des années 90, les avancées en nano-technologies ont rendu possible l'élaboration de matériaux artificiels dont le comportement vis-à-vis des ondes électromagnétiques est tout à fait surprenant et, pour cette raison, ils sont appelés parfois cristaux photoniques. Depuis lors, ces matériaux intéressent beaucoup la communauté scientifique, notamment dans le domaine de l'optique.

La notion de "cristaux photoniques" a été proposée pour la première fois en 1987. Le premier cristal photonique a été réalisé en 1991. Les cristaux photoniques sont des structures dont l'indice de réfraction varie périodiquement à l'échelle de la longueur d'onde dans une, deux ou trois dimensions. Ce milieu périodique produit sur la lumière qui se propage dans le cristal photonique un effet analogie formelle qui existe entre les équations de Maxwell régissant la propagation des ondes électromagnétiques dans un milieu diélectrique et l'équation de Schrödinger pour les électrons. De même qu'il existe des bandes d'énergie permises et des bandes d'énergie interdites pour les électrons, il apparaît des bandes photoniques permises et des bandes photoniques interdites pour les photons dans les cristaux photoniques. Une bande photonique correspond à un mode qui se propage dans le cristal photonique. Une bande interdite photonique correspond à un intervalle de fréquence où la propagation de la lumière est interdite dans certaines directions du cristal photonique.

Les cristaux à deux dimensions (2D) ont en effet atteint le niveau de maturité nécessaire quant à d'éventuelles applications. La fabrication de cristaux photoniques à trois dimensions (3D) est encore au stade de la recherche, alors que ces cristaux existent déjà dans la nature (les opales, les ailes des papillons,...).

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 confinées l'on plusieurs dimension 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 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 structures et ces guides d'onde. L'introduction d'éléments à base de cristaux photoniques permettrait de traiter toute l'information sous la forme lumineuse, de miniaturiser les circuits actuels et finalement de limiter les coûts. C'est la raison pour laquelle de nombreuses propositions pour des dispositifs à base des cristaux photoniques ont été faites et parfois déjà réalisées, comme des guides d'onde.

Depuis une dizaine d'année, un regain d'intérêt dans ce domaine est apparu avec la démonstration de nouvelles structures de fibres de nouvelle génération communément dénommées "Fibres à Cristaux Photoniques, Photonic Crystal Fibers (PCF)". Ces fibres sont constituées d'un cœur de silice pure, entouré d'un arrangement régulier ou non de canaux d'air de dimensions micrométriques disposés parallèlement à l'axe de propagation. En effet, l'ajustement des paramètres géométriques des PCF a ouvert un vaste champ dans l'optimisation et la maîtrise des propriétés de la fibre notamment celles de dispersion décalée dans des plages qui ne peuvent être atteintes par les fibres standard ou de fortes non linéarités obtenues dans des PCF de dimensions très réduites.

En 1995, Birks T. A. et al. [Réf. Chap. II, (8)], ont démontré d'un point de vue théorique que des structures périodiques diélectriques à deux dimensions pouvaient présenter des bandes interdites photoniques dépendant de la périodicité du cristal.(chapitre2)

En 1996, Knight J. C. et al. [Réf. Chap. II, (2)], ont fabriqué la première fibre dans le but d'obtenir un guidage par effet BIP (bande Interdite Photonique).

En 2009, A. Labbani et al. [Réf. Chap.I, [23]], ont présenté les modifications des bandes interdites des cristaux photoniques à base de nanoparticules de semi-conducteur.

2. Position du problème

Nous étudions la propagation des ondes dans les structures à base de Cristaux Photoniques. On s'intéresse à la structure carrée et la structure Hexagonale, dans lesquelles le réseau périodique de trous d'air est gravé dans un matériau semi-conducteur ou un autre, d'indice de réfraction n . On choisit des paramètres de réseau : la période (a) et le diamètre de trous d'air (d)

Puis, on choisit une modélisation basée sur l'analogie formelle entre l'équation de Schrödinger pour l'électron et les équations de Maxwell pour le photon. Un modèle approprié pour la propagation d'une O.E.M dans ces cristaux est choisi.

Les équations de Maxwell étant linéaires. Il est possible, par analyse de Fourier, de construire une solution du problème à partir d'une combinaison linéaire d'éléments de cette base de solutions harmoniques.

Les champ $E(r,t)$ et $H(r,t)$ sont des grandeurs complexes et c'est leurs parties réelles qui représentent le champ physique. Alors, la résolution du problème se réduit aux deux équations suivantes :

$$\vec{\nabla} \left[\frac{1}{\epsilon_r(\vec{r})} \vec{\nabla} \vec{H}(\vec{r}) \right] - \frac{\omega^2}{c^2} \vec{H}(\vec{r}) = 0$$

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

Or il n'est pas possible de résoudre ces équations analytiquement, il devient donc nécessaire de faire appel à des méthodes numériques.

3. Contribution

Dans notre travail, nous nous sommes intéressés plus particulièrement au problème majeur qui a lieu dans les fibres optiques lors de la propagation d'un signal, sa qualité lors de la propagation dans un guide d'onde à base des cristaux photoniques. Pour cela nous avons étudié deux structures différentes, hexagonale et carrée avec cœur plein.

Ce mémoire se compose de quatre chapitres :

Dans le premier, on introduit les notions de base des cristaux photoniques. Nous verrons d'abord l'analogie qui existe entre les électrons et les photons.

Nous présenterons ensuite les différents types de cristaux et le phénomène d'ouverture de bande interdite, nous détaillerons le cas des cristaux bidimensionnels.

Le deuxième chapitre est consacré aux concepts de la fibre à cristaux photoniques et les propriétés et fabrication.

Dans le troisième chapitre, Nous rappelons les différentes méthodes numériques permettant la simulation des propriétés de ces cristaux, et nous allons voir la méthode FDTD qui est une approche numérique permettant la résolution des équations différentielles dans le domaine temporel. Aussi, nous allons voir le principe de l'algorithme de Yee (1966), comment on

discrétise les équations de Maxwell, la condition aux limites et les Conditions d'injections et de détections. Enfin pour terminer, nous allons étudier les différentes approches de la FDTD.

Quand au dernier chapitre il présente les résultats trouvés lors des variations de quelques paramètres physiques et leurs effets sur l'étude de la propagation des ondes électromagnétiques dans un guide d'ondes et la bande interdite des cristaux photoniques à deux dimensions à réseau hexagonal et réseau carrée par le moyen du simulateur OPTIWAVE.

Ce mémoire se termine par une conclusion générale.

CHAPITRE I

I. Généralités sur les cristaux photoniques

La notion de "cristaux photoniques" a été proposée pour la première fois en 1987 [1,2]. Le premier cristal photonique a été réalisé en 1991 [3]. Les cristaux photoniques sont des structures dont l'indice de réfraction varie périodiquement dans une, deux ou trois dimensions. Ce milieu périodique produit sur la lumière qui se propage dans le cristal photonique un effet analogue à celui du potentiel périodique sur les électrons dans un cristal. De même qu'il existe pour 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 correspond à un intervalle d'énergie où la propagation de la lumière est interdite dans certaines directions du cristal photonique. Les cristaux photoniques offrent la possibilité de contrôler la propagation de la lumière et ceci, sur la dimension de l'ordre de grandeur de la longueur d'onde dans le matériau. C'est notamment cette propriété qui les rend intéressants pour de nombreuses applications.

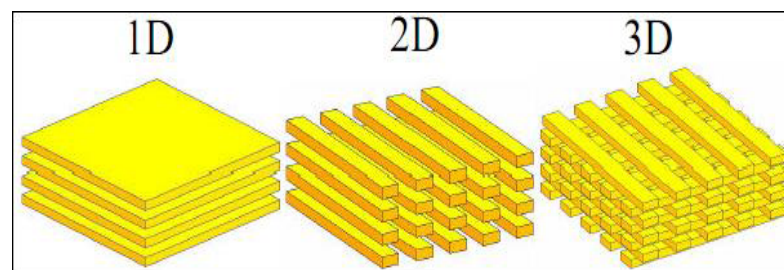


Figure I-1 : Cristaux photoniques à une, deux et trois dimensions

I.1 Définition des cristaux Photoniques

La première structure périodique à connaître est le matériau à bande interdite photonique (B.I.P.) que l'on appelle plutôt en hyperfréquences « matériau à bande interdite électromagnétique ». D'une manière générale, on les nomme familièrement «cristaux photoniques » car sa structure se rapproche de la structure cristalline et qu'ils agissent sur les photons. L'intérêt des chercheurs pour le thème des cristaux photoniques est important, surtout depuis la fin des années 90, car ces matériaux périodiques artificiels ont été promis à révolutionner le domaine des télécommunications. En effet, depuis des années, la recherche scientifique pense pouvoir contrôler la propagation de la lumière grâce à ces matériaux afin de

remplacer la communication classique à courant électrique. Ceci entraînerait un gain énorme en termes de rapidité de la communication.

I.2 Analogie entre l'électron et le photon

L'analogie entre les équations de propagation de l'électromagnétisme et l'équation fondamentale de la mécanique quantique [4] rend aisée son étude dans le domaine optique ou dans celui des ondes millimétriques [5]. Cette analogie permet de comprendre les diverses propriétés optiques des matériaux et notamment les cristaux photoniques des différentes dimensions.

- Etude électromagnétique

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

$$\text{rot } \vec{E} = -\mu \frac{\partial \vec{H}}{\partial t} \quad (\text{I-1})$$

$$\text{rot } \vec{H} = \varepsilon \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} \quad (\text{I-2})$$

$$\text{div } \vec{E} = 0 \quad (\text{I-3})$$

$$\text{div } \vec{H} = 0 \quad (\text{I-4})$$

Les équations gouvernant la propagation de la lumière dans un matériau périodique de permittivité diélectrique $\varepsilon(r)$, sont les équations de Maxwell. Ces dernières amènent à une équation d'onde qui, dans un milieu homogène, isotrope, non magnétique et en absence de charges s'écrit de la manière suivante :

$$\vec{\nabla} X (\vec{\nabla} X \vec{E}(\vec{r})) = \frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon_r(\vec{r}) \cdot \vec{E}(\vec{r}) \quad (\text{I-5})$$

$$\vec{\nabla} X \left[\frac{1}{\varepsilon_r(\vec{r})} \vec{\nabla} X \vec{H}(\vec{r}) \right] = \frac{\omega^2}{c^2} \vec{H}(\vec{r}) \quad (\text{I-6})$$

E : champ électrique

H : champ magnétique

c : célérité dans le vide

$\varepsilon(r)$: permittivité diélectrique

Dans l'équation, l'opérateur apparaissant dans le membre de gauche est hermitien. De plus, $\varepsilon(r)$ étant périodique, 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 et qui s'écrit sous la forme:

$$H\Psi = E\Psi \quad (\text{I-7})$$

$$H = \frac{\hbar^2 \nabla^2}{2m} + U(r) \quad (\text{I-8})$$

Où \mathbf{n} est l'état propre du système.

$$\nabla^2 \Psi(r) = -\frac{2m}{\hbar^2} (E - V(r)) \Psi(r) \quad (\text{I-9})$$

avec $V(r)$: potentiel atomique.

\hbar : constante de Planck divisée par 2π .

m : masse de l'électron.

Il est possible d'identifier le champ électrique E à la fonction d'onde ψ , et le terme $\frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon_r(\vec{r})$ au terme $\frac{2m}{\hbar^2} (E - V(r))$. La permittivité diélectrique joue, pour les photons, un rôle similaire au potentiel atomique périodique des électrons de masse m dans un cristal. Cette analogie formelle qui existe entre les électrons et les photons va nous permettre d'appliquer les outils et les concepts développés en physique du solide, tels que les notions de réseau réciproque, zone de Brillouin et le théorème de Bloch pour la résolution de l'équation d'onde[23].

Cette analogie permet l'utilisation des outils cristallographiques développés pour la physique du solide : on montre notamment que les solutions sont des ondes de Bloch. L'intérêt des milieux périodiques réside sans conteste dans l'apparition possible des bandes interdites photoniques [8]. Le tableau suivant rappelle ces deux types d'équations :

	Equation de Schrödinger	Equations de Maxwell
Champ	$\Psi(r,t) = \Psi(r) \exp(j\omega t)$	$H(r,t) = H(r) \exp(j\omega t)$
Grandeur caractéristique	$v(\vec{r})$	$\varepsilon(\vec{r})$
Opérateur hermitien	$H = -\frac{\hbar^2 \nabla^2}{2m} + v(r)$	$\Theta = \nabla_x \left(\frac{1}{\varepsilon(r)} \nabla_x \right)$
Equation aux valeurs propres	$H\Psi = E\Psi$	$\Theta H = \left(\frac{\omega}{c}\right)^2 H$

Tableau I.1 : analogie entre électron et photon.

I.3 Propriétés de base des cristaux photoniques

I.3.1 Périodicité à une dimension

Les matériaux à bandes photoniques interdites unidimensionnels (1D) possèdent une permittivité électrique périodique dans une direction et uniforme dans les deux autres directions. La figure 1 montre qu'ils consistent en un empilement de deux couches alternées de matériaux homogènes ayant des constantes diélectriques ε différentes. Ces structures existent depuis longtemps et sont utilisées en optique pour obtenir des miroirs sans pertes (miroirs de Bragg) ou des filtres.

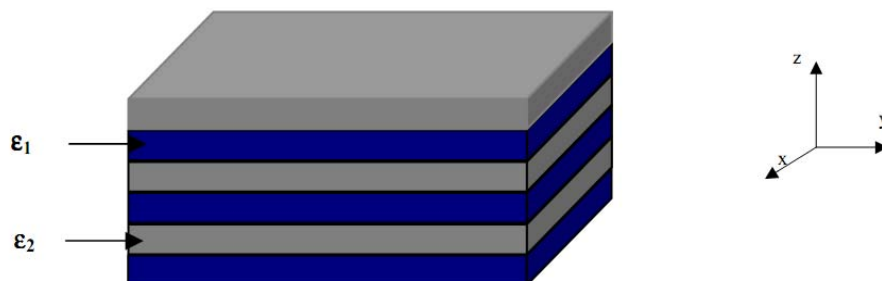


Figure I-2: BIP unidimensionnel, empilement de couches de permittivités différentes.

I.3.2 Périodicité à deux dimensions :

Un cristal photonique bidimensionnel est une structure qui présente une modulation périodique de la permittivité diélectrique suivant deux directions de l'espace, et homogène dans la troisième. Les propriétés optiques des structures bidimensionnelles (ainsi que les structures unidimensionnelles en incidence non normale) sont fortement dépendantes de la polarisation de l'onde électromagnétique. Il existe plusieurs façons de réaliser ces structures bidimensionnelles. Par exemple, on peut placer des tiges diélectriques dans l'air ou encore dans un autre diélectrique. Afin d'ouvrir des bandes interdites larges, il faut un contraste d'indice (différence entre les indices du milieu et des tiges) suffisamment grand [5]. Un BIP bidimensionnel peut aussi être constitué d'un ensemble de trous percés dans un diélectrique. Les réponses optiques de ces structures dépendent de la polarisation et peuvent ne pas posséder une bande interdite complète. On parle d'une bande interdite complète lorsque la structure interdit la propagation pour toutes les directions dans le plan de la périodicité, quelle que soit la polarisation.

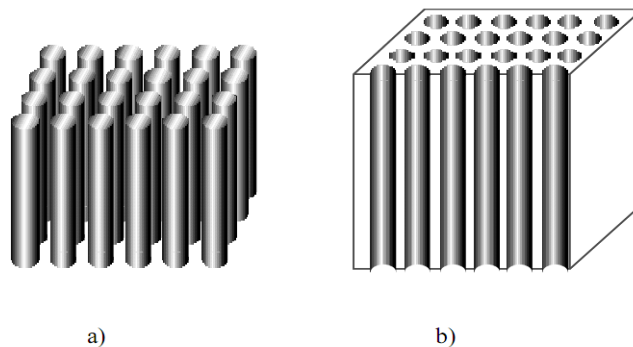


Figure I-3 : Exemple de Bips 2D, réseaux de tiges dans l'air et de trous d'air dans un matériau.

I.3.3 Périodicité à trois dimensions

Les cristaux photoniques tridimensionnels sont des structures dont la permittivité diélectrique est structurée périodiquement dans les trois directions. Elles ont été les deuxièmes à être réalisées par **Yablonovitch** après les réseaux de Bragg. Son objectif était d'obtenir une bande interdite complète pour toutes les directions de l'espace afin d'inhiber l'émission spontanée de la lumière [1].

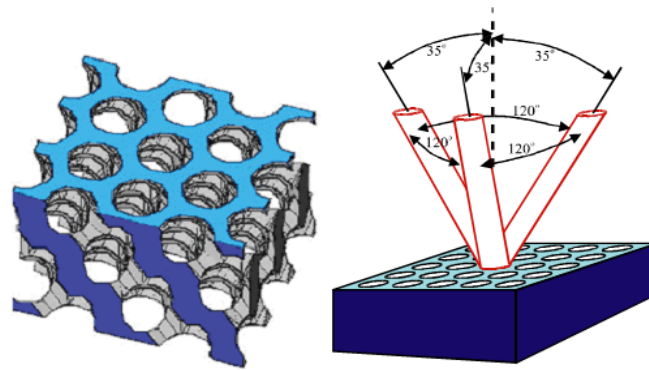


Figure 1-4. La première structure BIP 3D: la yablonovite.[28]

I.4 Diagrammes de bandes

Pour calculer les diagrammes de bandes il faut considérer pour chaque cristal, toutes les directions de propagation possibles. Comme en physique du solide [8], on montre que pour certaines symétries du cristal, on peut limiter l'étude aux vecteurs d'ondes k situés à l'intérieur d'une zone restreinte appelée zone de Brillouin irréductible. Le vecteur k varie le long des directions de hautes symétries de cette zone qui fait partie du réseau réciproque.

Nous allons définir dans la section suivante le réseau réciproque et la zone de Brillouin.

- **Réseau réciproque**

Beaucoup de propriétés des cristaux photoniques (CPs) sont directement compréhensibles par l'étude de leur diagramme de bandes. Pour les étudier, on utilise les notions de réseau réciproque et de zones de Brillouin. Le réseau réciproque d'un CP 2D est défini à partir du réseau réel par la relation suivante :

$$a_i b_j = 2\pi \delta_{ij} \quad (\text{I-11})$$

Où les a_i et b_j sont les vecteurs des réseaux réel et réciproques. δ_{ij} est le symbole de Kronecker.

$$\delta_{ij} = \begin{cases} 0 & \text{si } i \neq j \\ 1 & \text{si } i = j \end{cases}$$

Considérons une structure périodique à deux dimensions représentée sur la figure suivant.

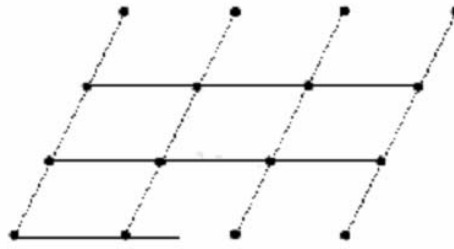


Figure I-5 : Réseau direct

Sur cette figure apparaissent neuf mailles élémentaires, l'ensemble de ces mailles constitue un réseau direct. Nous pouvons obtenir une maille élémentaire de même surface de la manière suivante :

- on trace les lignes qui relient un nœud donné à tous ses voisins
- on trace les médiatrices de ces segments.

Les zones de Brillouin (ZB) sont des régions qui partitionnent l'espace réciproque associé au cristal. Il en existe une infinité et peuvent être définies à l'aide des plans de Bragg qui sont les plans médiateurs de l'ensemble des vecteurs formés par des combinaisons linéaires des vecteurs du réseau réciproque.

La définition de la nième zone de Brillouin est la suivante : ensemble des points pouvant être atteint depuis l'origine en croisant $1 - n$ plans de Bragg (**Figure I-6**).

On appelle zone de Brillouin irréductible la plus petite surface qui permet de déduire la relation de dispersion dans tout l'espace réciproque. Elle correspond à la plus petite surface qui peut être utilisée pour reconstruire la première zone de Brillouin (ZB) en utilisant les symétries du réseau réciproque.

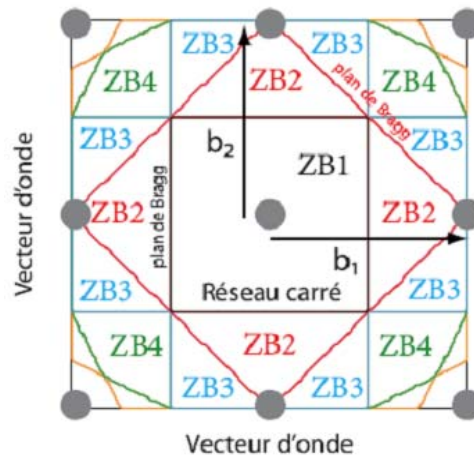
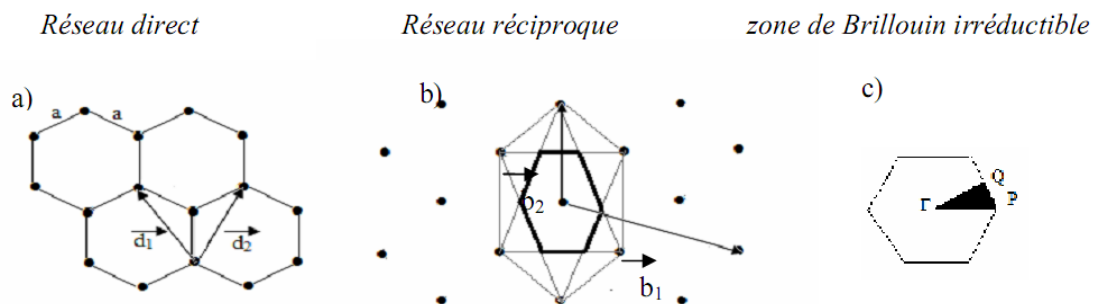


Figure I-6 : Premières zones de Brillouin (ZB) d'un réseau carré. Les plans de Bragg sont tracés en différentes couleurs. La ZB n°3 est atteinte en traversant 2 plans de Bragg (droite noire puis droite rouge).

- **Le réseau triangulaire**

La géométrie la plus utilisée dans la littérature pour réaliser les structures BIP 2D est la structure hexagonale [9]. On peut obtenir un réseau hexagonal en ôtant quelques motifs au réseau triangulaire précédent. La figure 11 en donne les principales caractéristiques.



1) Cristal photonique 2D - Diagramme de bandes

Un cristal BIP bidimensionnel [10,11] est une structure dont la permittivité diélectrique est modulée périodiquement dans deux dimensions et reste homogène dans la troisième. Ces structures périodiques sont par exemple composées de cylindres diélectriques parallèles. Elles présentent une relative simplicité géométrique qui facilite les modélisations théoriques et les études expérimentales.

Pour étudier le comportement d'une onde électromagnétique incidente sur une telle structure deux polarisations sont possibles :

La polarisation électrique TE correspond au cas où le champ électrique E est parallèle aux cylindres infinis. Alors que celle magnétique TM correspond au cas où E leur est perpendiculaire (figure I-7).

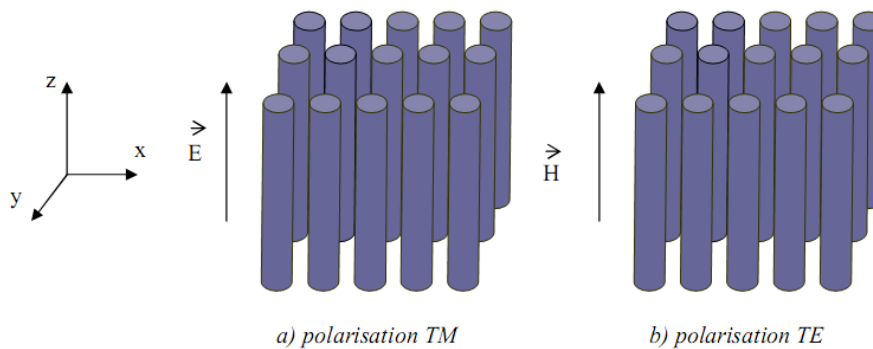


Figure I-7 : Représentation des polarisations TE et TM dans un BIP 2D

Dans les cristaux 2D, les ondes électromagnétiques se propagent dans le plan perpendiculaire aux tiges et peuvent être séparées en deux polarisations TE ou TM. Les bandes interdites qui apparaissent dans chaque cas doivent se superposer pour former une bande interdite totale.

Elle empêche ainsi la propagation de l'onde incidente quelle que soit sa polarisation. Nous présentons sur la figure I-8 l'exemple d'un diagramme de bande d'un cristal photonique 2D en polarisation TE et TM.

En réalité, nous ne pouvons obtenir théoriquement une bande interdite complète que dans le cas des structures 3D, où il n'y a aucune propagation de l'onde incidente quelle que soit la polarisation et la direction de l'onde incidente.

Les diagrammes de la figure I-8 représentent:

- en abscisse, le parcours fait par le vecteur d'onde lorsqu'il décrit le contour formé par les points de haute symétrie Γ , M, K de la première zone de Brillouin.
- en ordonnée, les fréquences des modes calculés

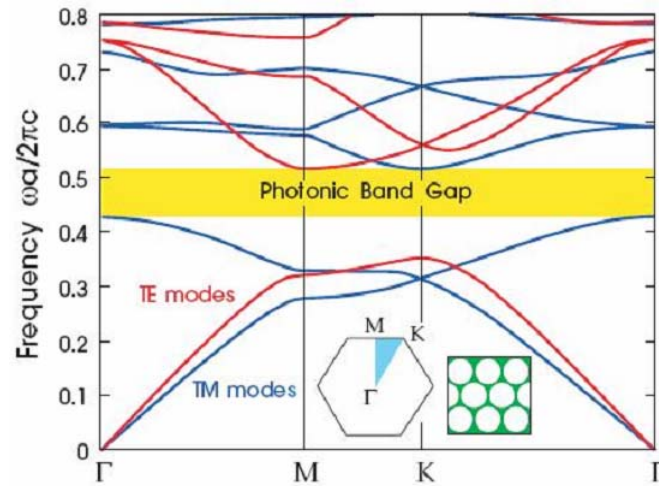


Figure I-8 : Diagramme de bande d'un BIP 2D
en polarisation TM et TE [5].

2) Cristal photonique à trois dimensions- Diagrammes de bandes :

La réalisation technologique des BIP 3D est particulièrement difficile s'ils sont destinés à fonctionner dans le visible. Les techniques généralement mises en œuvre sont particulièrement lourdes.

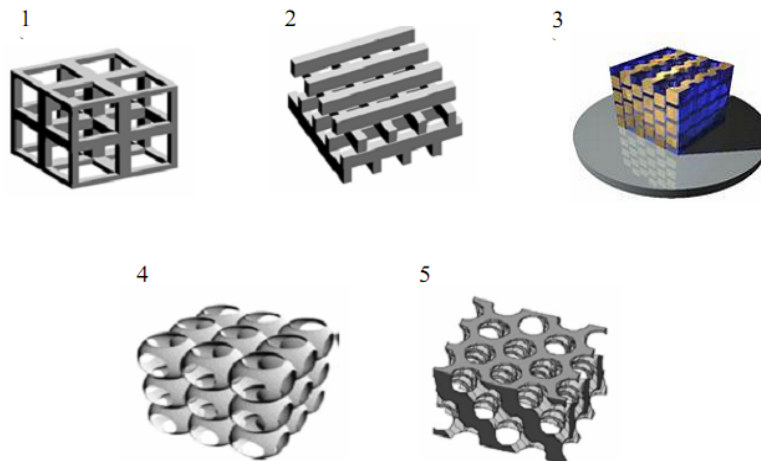


Figure I-9 : Différentes structures 3D : la structure cubique (1) ; tas de bois (2) ;

Structure multicouches (3) ; les opales (4) et la Yablonoite (5) [12]

La première structure tridimensionnelle expérimentale avec un gap complet fut réalisée par E.Yablonoitch, dans le domaine des micro-ondes en 1991[13]. Cette structure est réalisée en perçant mécaniquement des trous selon trois axes du réseau de type diamant.

Il a été possible avec les progrès de la microfabrication, d'observer des bandes interdites tridimensionnelles complètes dans le proche infrarouge, pour des structures du type « tas de bois » [14].

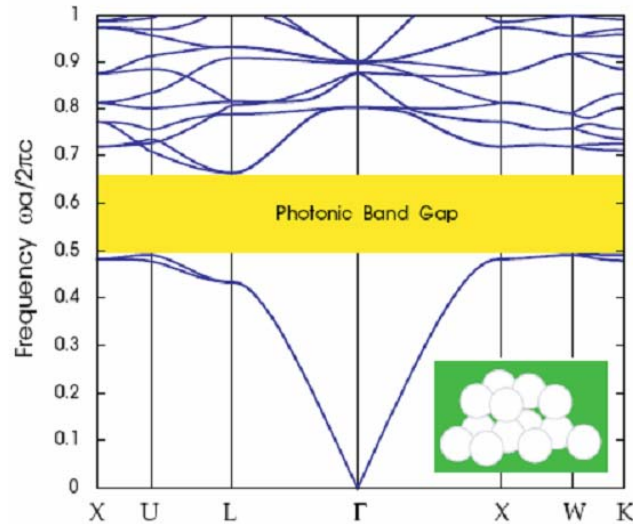


Figure (I-10) : Exemple d'un diagramme de bande d'un réseau diamant de sphères d'air dans un diélectrique à haute permittivité ($\epsilon = 13$) [15].

I.5 Des défauts :

Les défauts dans les cristaux photoniques peuvent localiser des modes. Dans des cristaux 1D, on peut confiner la lumière dans un plan défaut. Dans des cristaux 2D on peut localiser la lumière dans un défaut linéaire. Finalement en 3D, on peut confiner la lumière a un défaut localise, donc en un point du réseau.

Dans le cas d'un réseau de trous, le défaut peut consister en l'absence d'un ou plusieurs trous. Il existe principalement deux types de défauts, les défauts ponctuels (cavités) et les défauts linéaires (guide d'ondes). Il reste néanmoins possible de jouer sur plusieurs paramètres pour obtenir une grande variétés de défauts (variation de la taille des trous et de leurs formes par exemple).

Les deux façons les plus faciles à perturber la périodicité du réseau sont :

1. ajouter du matériau diélectrique en plus : un défaut diélectrique
2. supprimer du matériau diélectrique : un défaut d'air

I.5.1 Défauts ponctuels

Les défauts ponctuels sont créés en modifiant les caractéristiques d'une cellule du réseau. Pour les cristaux photoniques composés de cylindres diélectriques, la constante diélectrique d'un cylindre peut être changée. Le cylindre peut être enlevé, ce qui crée une lacune dans le cristal. Cela correspond à une micro-cavité à l'intérieur du cristal photonique. Pour les cristaux photoniques constitués de trous dans un matériau diélectrique, ces trous peuvent être modifiés géométriquement.

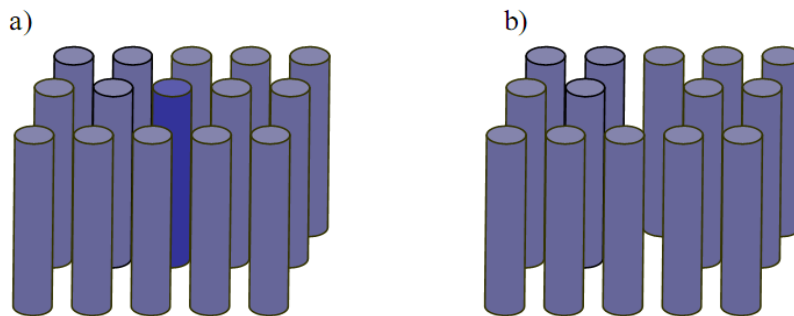


Figure (I-11) : Défauts ponctuels : a) Modification de la permittivité d'une tige (il vaut mieux faire la tige centrale en rouge) b) Absence de la tige centrale

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

Les caractéristiques de ces défauts ont été étudiées par plusieurs équipes [16]. [17]. Ces deux derniers ont été parmi les premiers dès 1991 à calculer les fréquences des modes de défauts dans un cristal photonique de réseau carré. La transmission de ces structures a été étudiée par [18;19;20] Joannopoulos et al ont montré théoriquement que les propriétés des modes de défauts peuvent être contrôlées en modifiant la taille et le type de défauts.

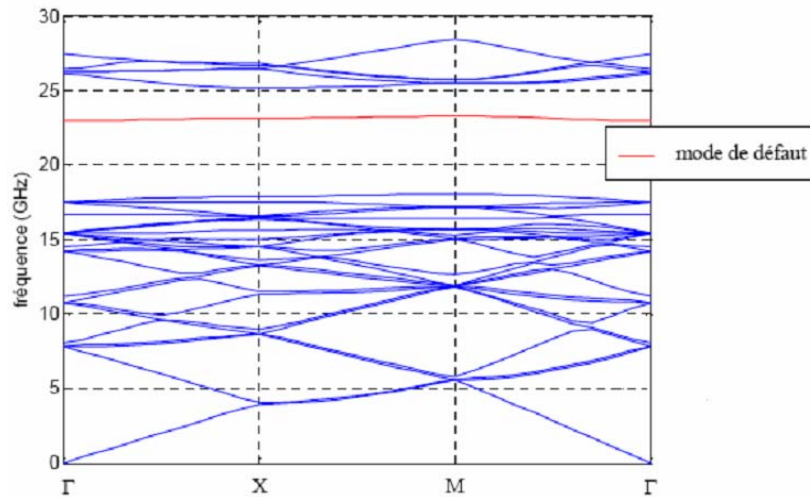


Figure I-12 : Diagramme de dispersion d'une structure 2D avec défaut [21]

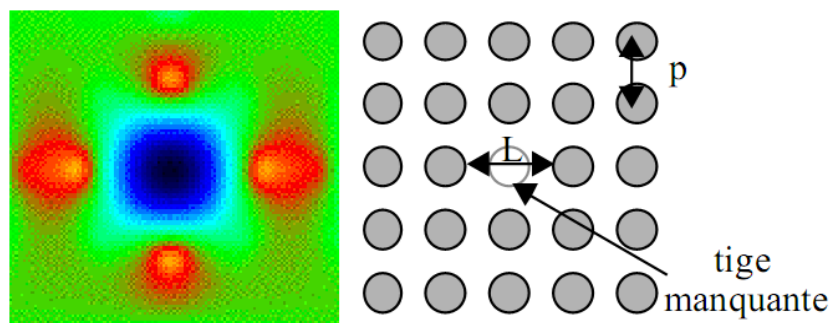


Figure I-13: Résonance à 35.5 GHz de la cavité engendrée par la suppression d'une tige pour le réseau carré diélectrique de tiges d'alumine pas=3mm, d=1.5mm (onde polarisée TM en incidence normale). L'énergie est concentrée sur les quatre premières tiges voisines de défauts [19].

I.5.2 Guides d'ondes

En introduisant un défaut linéaire (omission d'une ou plusieurs rangées de motifs élémentaires), il est possible de guider la lumière selon une direction choisie. La lumière va se propager le long de ce guide avec une fréquence appartenant à la bande interdite photonique du cristal (figure I-14 a). Des guides d'ondes classiques à base de matériaux diélectriques sont réalisés depuis longtemps. L'onde se propage dans le diélectrique d'indice fort et se réfléchit totalement sur les bords qui sont constitués d'un diélectrique d'indice plus faible. L'intérêt des guides d'ondes BIP par rapport à ceux

traditionnels c'est qu'ils présentent de faibles pertes au niveau des courbures (figure I-14 b). Le fait de recourber l'un de ces guides sur lui-même permet d'obtenir un anneau et seuls quelques modes peuvent rester dans cet anneau.

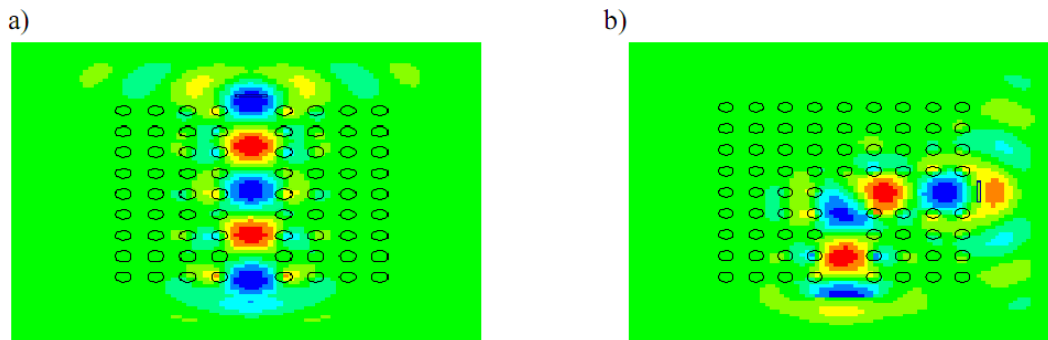


Figure I-14 : Guide d'onde de la structure GaAs dans l'air à motif carré montrant la distribution du champ E_y autour du défaut en polarisation a) Rectiligne b) Courbures à 90° (simulée par le logiciel Rsoft).

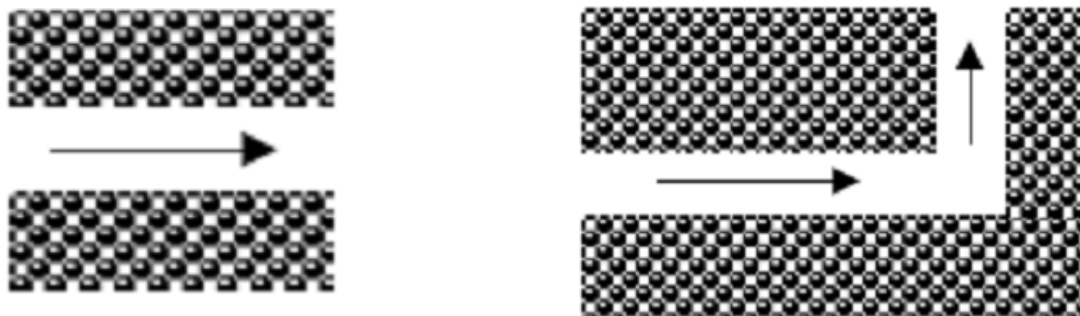


Figure I-15 : a) Guide d'onde

b) Guide d'onde à courbures extrêmes

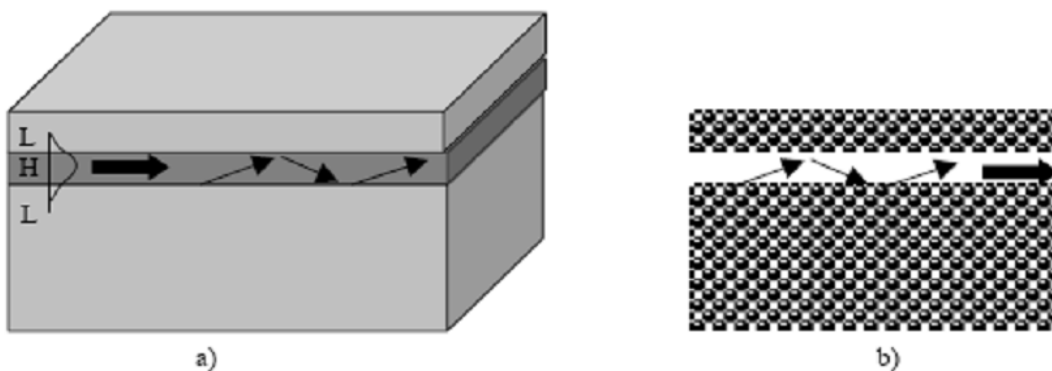


Figure I-16 : a) Guide réfractif : modèles de rayons en zig-zag avec réflexions totales et ondes évanescentes b) guidage par bande interdite photonique

- **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.

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. 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 ΓK définit ici le coeur des régions guidantes. Le virage est ainsi constitué de deux bras faisant entre eux un coude de 120° 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.

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 [29.]

I.6 Indices de réfraction de groupe et de phase :

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

$$n_\phi = \frac{c}{V_\phi} \quad \text{Et} \quad n_g = \frac{c}{V_g} = n_\phi - \lambda \frac{\partial n_\phi}{\partial \lambda} \quad (\text{I-12})$$

I.7 Les indices effectifs de réfraction de phase et de groupe

Aux grandes longueurs d'onde, l'approximation d'un cristal photonique comme un matériau homogène ne pose pas de problème. En effet les mathématiciens ont développé des modèles théoriques qui permettent de calculer l'indice effectif du matériau lorsque la longueur d'onde est très grande devant les dimensions de la cellule élémentaire du motif [22]. Si la vitesse de groupe est négative, l'indice effectif de réfraction est aussi négatif [24]. L'indice effectif permet de faciliter la description de la propagation des ondes dans ces structures.

I.8 Matériaux à bandes interdites photoniques naturels :

Il existe des structures naturelles qui peuvent avoir des propriétés ayant les mêmes caractéristiques que les cristaux photoniques artificiels. En effet les colorations vives de certains espèces sont parfois dues à la présence de structures très complexes, à caractère périodique. On va présenter trois de ces matériaux.

I.8.1 Les Papillons

Les Papillons sont parmi les insectes les plus colorés que nous offre la nature. Ils sont en fait très largement tributaires de la lumière et ont développé un arsenal impressionnant pour gérer cette interaction avec les ondes électromagnétiques au mieux de leur intérêt [25].

Si on effectue une analyse microscopique des ailes on trouve que celles-ci sont constituées par des écailles qui ont des structures géométriques dans lesquelles un des paramètres varie en continu. Sur la figure 14 apparaît un papillon et la coupe d'une aile, dont un détail apparaît en insert en bas à droite. Sur cette coupe observée au microscope électronique apparaît une structure qui a un comportement de matériau à bande photonique interdite. C'est elle qui donne à certains papillons des couleurs iridescentes. En effet ce réseau réfléchit la lumière pour certaines longueurs d'onde dans des directions différentes en fonction de la longueur d'onde.

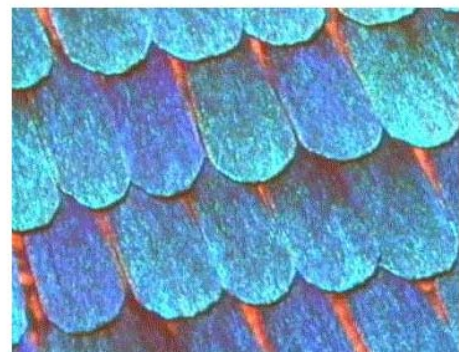


Figure I-17 : la figure à droite présente l'agrandissement d'une aile de papillon. On voit un arrangement périodique des écailles [25].

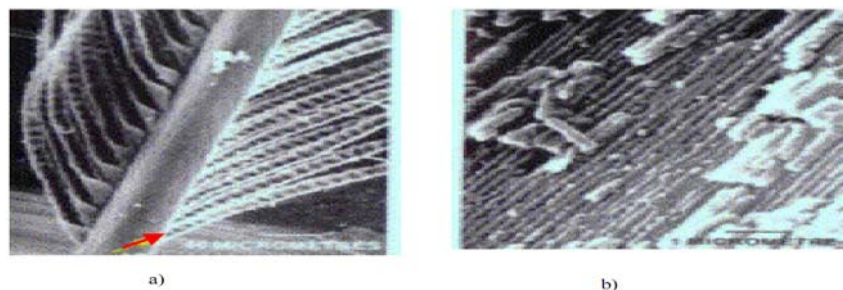
I.8.2 Les oiseaux

Une des caractéristiques les plus admirables des oiseaux est leurs couleurs. Elles leur permettent d'affirmer leur identité. Pour produire une telle couleur, ils emploient la technologie structurale des plumes et leurs pigments dans leurs pièces de corps [26].

Les pigments et la structure périodique des plumes contribuent à l'absorption et la diffraction de la lumière. Les couleurs pigmentaires sont liées au phénomène d'absorption. En effet, les pigments absorbent une partie de la lumière solaire et renvoient d'autres couleurs vers l'œil. A ces couleurs « pigmentaires » s'opposent les couleurs structurales, qui naissent de la diffraction du rayonnement lumineux par des microstructures des plumes. Alors que les couleurs pigmentaires sont stables, les couleurs structurales varient souvent selon l'incidence de la lumière. En effet quand on observe une plume de paon au microscope, on voit que toutes les couleurs naissent dans les barbules des plumes. Les barbules sont des lames étroites faites d'une succession de petites cuvettes séparées par un seuil transversal. Au fond de ces cuvettes se trouvent de minces lamelles parallèles.

On peut considérer ces lamelles comme des miroirs réfléchissant la lumière incidente. On peut alors rapprocher l'étude de ce phénomène de l'étude d'un cristal photonique unidimensionnel.

On peut en déduire que l'intensité réfléchi par la plume dépend de la longueur d'onde et de l'angle d'observation d'où la sensation de ruissellement de couleur sur les plumes du paon.



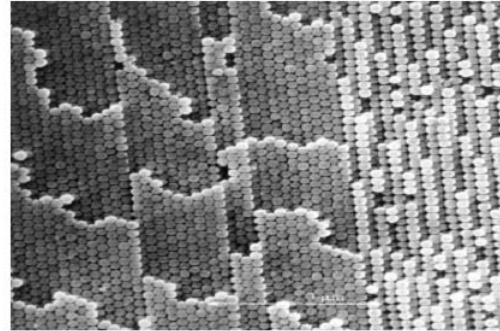
La figure I-18 : Agrandissement d'une plume de paon au microscope montrant la structure des barbules. Chaque barbule est divisée en une série de cuvettes (flèche rouge). Ces cuvettes sont tapissées d'une multitude de micro lamelles régulièrement espacées (figure b) [26]

I.8.3 Les Opales

Des opales sont obtenues chimiquement par auto-organisation. La première opale à été obtenue par sédimentation de sphères de silice en solution: par sédimentation ces sphères s'arrangent selon un réseau cubique à faces centrées [27].



(a) Bracelet monté d'une opale naturelle quasi-périodiques bille de silice [6]



(b) Image au microscope électronique d'une opale naturelle constituée d'un réseau de [5]

- [1] E. Yablonovitch. Physical Review Letters 58(20), 2059-2062 (1987).
- [2] S. John. Physical Review Letters 58, 2059 (1987).
- [3] E. Yablonovitch, T.J. Gmitter, and K.M. Leung. Physical Review Letters 67(17), 2295–2298
- [4] Cohen-Tannoudji 73 C. Cohen-Tannoudji, B. Diu, F. Laloë, Mécanique quantique, Tome I (Hermann, Paris, 1973)
- [5] Joannopoulos, R. D. Meade, J. N. Winn, Photonic Crystal: Molding the Flow of Light, Princeton Univ. Press (1995)
- [6] Kittel, Introduction à la physique de l'état solide, collection DUNOD, 1970
- [7] E. Yablonovitch, Inhibited spontaneous emission in solid-state physics and electronics, phys. Rev. Lett.58, p.2059 (1987)
- [8] C. Kittel, "Physique de L'état Solide", 7eme edn. (Dunod), Paris, (2005).
- [9] D. Cassagne, C. Jouanin, D. Bertho "Hexagonal photonic band gap structures" Physical Review B, Vol. 53, pp. 7134-7141, (1996).
- [10] H. Roussel, V. Vigneras, W. Tabbara, J.P. Parneix "Etude théorique et expérimentale de structures à Bande Photonique Interdite bidimensionnelle" JNM 99, Arcachon, (1999).
- [11] G. Tayab, D. Maystre "Rigorous theoretical study of finite size two dimensional photonic crystal doped by microcavities" J. Opt. Soc. Am. A, Vol. 14, pp.3323-3332, (1997).
- [12] T. Jaffre " Caractérisation des matériaux à bande interdite électromagnétique multi périodiques et leurs applications aux antennes", Thèse doctorat, Univ. De Limoges, (2005).
- [13] E. Yablonovitch, T. J. Gmitter et K.M. Leung, "Photonic band structure: the face-centered-cubic case employing non-spherical atoms", Physical Review Letters, Vol.67, n° 17, pp. 2295-2298, (1991)
- [14] S. Y. Lin et J. G. Fleming, " a three-dimensional optical photonic crystal", IEEE Journal of Lightwave Technologie 17, pp. 1944 (1999)
- [15] J.D.Joannopoulos, S.G. Johnson, J.N.Winn, R.D.Meade, "Photonic Crystals Molding the Flow of Light" 2nd Edition (Princeton, NJ: Princeton University Press) (1995)
- [16] E. Yablonovitch, T. J. Gmitter, K. M. Leung, Photonic Band Structure: The Face-centred-Cubic Case Employing Nonspherical Atoms, Phy. Rev. Lett.,67,p2295-2298 (1991)
- [17] R. D. Meade, Karl D. Brommer, Andrew M. R, and J. D. Joannopoulos, Photonic bound states in periodic dielectric materials, Phs. Rev. B, 44,pp13772-13774(1991)

- [18] M. Sigalas, C. M. Soukoulis, E. N. Economou, C. T. Chan, and K. M. Ho, Photonic band gaps and defects in two dimensions: Studies of the transmission coefficient, *Phys. Rev. B* 48, 14121(1993)
- [19] F. Gadot, Modélisation et caractérisation expérimentale de matériaux à Bandes Interdites Photoniques (BIP) en Micro-ondes, thèse de Doctorat, Univ. De Paris sud, Janvier(1999)
- [20] K. Sakoda: *Optical Properties of Photonic Crystals Manual*, Springer, (2001)
- [21] Y. Merle, " Etude de la dispersion électromagnétique dans les matériaux périodiques diélectriques bidimensionnels", thèse de Doctorat, Univ. de Limoges, (2003)
- [22] Felbacq, G. Tayeb, and D. Maystre, Scattering by random set of parallel cylinders, *J. Opt. Soc. Am. A*, 11, n° 9 (1994)
- [23] A. LABBANI, «MATERIAUX BIP A BASE DE NANOPARTICULES METALLIQUES ET SEMICONDUCTRICES ETUDE DES PROPRIETES OPTIQUES PAR FDTD» Thèse de doctorat, *Laboratoire Hyperfréquences et Semi-conducteurs, Université de Constantine, Algérie(2009)
- [24] B. Gralak, S. Enoch and G. Tayeb, "Anomalous refractive properties of photonic crystals.", *Journal of Optical Society of America A* 17, 1012-1020 (2000).
- [25] Graydon, Nature's nanostructures color wings and stones, *Opto Lser Europe*, 51, pp.31-36 June 1998
- [26] M. Pomarède, la couleur des oiseaux, *Pour la Science*, n° 261,p.92, juillet 1999
- [27] J.D.Joannopoulos. *Nature* 414(6861), 257–258(2001)
- [28] E. Yablonovitch, T. J. Gmitter, K. M. Leung. «Photonic band structure: The face-centered-cubic case employing nonspherical atoms.» *Phys. Rev. Lett.*, Vol.67, 1991: 2295 - 2298.
- [29] 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

CHAPITRE II

II. Fibres optiques

La fibre optique est un guide d'ondes diélectrique à symétrie circulaire. Une fibre classique est constituée d'un cœur d'indice n_c entouré d'une gaine optique d'indice n_g (figure 1). L'indice n_g est inférieur à l'indice n_c garantissant la condition de réflexion totale sur la gaine d'un rayon se propageant dans le cœur.

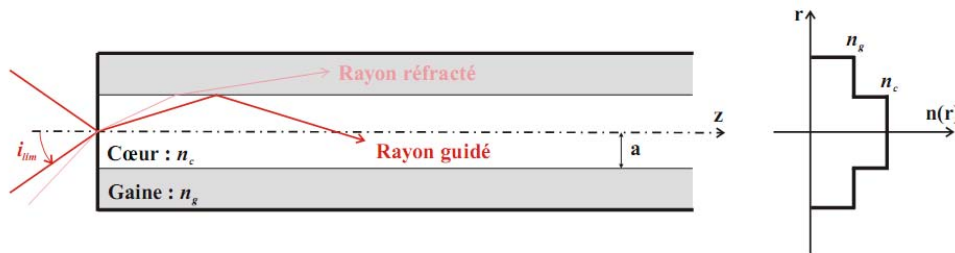


Figure II-1 : Schéma d'une fibre optique à saut d'indice

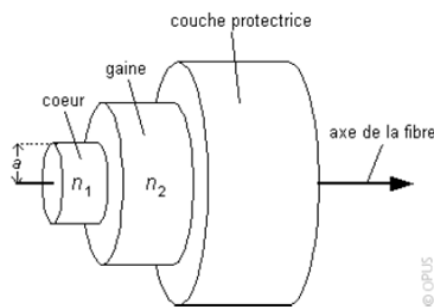


Figure II-2: Fibre optique classique

Les fibres utilisées classiquement dans le domaine des télécommunications guident la lumière par réflexion totale interne. Les fibres micro-structurées air-silice (M A S), qui sont aujourd'hui très largement développées, utilisent soit ce principe de guidage dans le cas où le cœur est en silice pure, soit un guidage par bande interdite photonique, et c'est généralement dans le cas de fibre à cœur creux [1].

II.1 Nouvelles fibres optiques : les fibres à cristaux photoniques

Un nouveau type de fibre a vu le jour en 1996 : la fibre à cristaux photoniques couramment appelée PCF (Photonic Crystal Fiber en anglais). C'est d'ailleurs cette écriture que j'adopterai dans la suite du manuscrit lorsque je parlerai de fibres à cristaux photoniques.

La première PCF à guidage par réflexion totale interne a été fabriquée par une équipe de l'université de Bath en Angleterre [2]. Ce type de fibre possède des propriétés intéressantes en

terme de caractère unimodal et de dispersion chromatique. Ces caractéristiques sont ajustables en fonction des paramètres opto-géométriques de la fibre.

Actuellement, leurs principales applications se trouvent dans les domaines de la métrologie, de l'optique non linéaire [3.] et de la tomographie [4].

Concept des fibres à cristaux photoniques

Les fibres à cristaux photoniques connues encore sous le nom de fibres microstructurées ou fibres à trous sont constituées d'un arrangement régulier ou non de canaux d'air de dimensions microniques disposés parallèlement à l'axe de propagation. Les paramètres qui caractérisent cet arrangement et ajustent les propriétés optiques des fibres, sont la distance entre les centres de deux trous adjacents noté Λ (pas ou pitch) et le diamètre des trous d [5]. Ces paramètres opto-géométriques permettent de définir le rapport d/Λ correspondant à la proportion d'air présente dans la fibre. L'arrangement des trous peut constituer une matrice triangulaire, hexagonale ou aléatoire. Le nombre de rangées ou de couronnes de trous utilisées pour former la gaine microstructurée constitue un critère important pour réduire les pertes de guidage. La région, au centre de la fibre, permettant le guidage de la lumière est considérée comme le cœur de la fibre. Généralement, dans le cas de fibres à cœur plein, ce dernier est constitué de silice pure.

Une PCF est une fibre avec un cœur en silice pure entouré de plusieurs couches de trous d'air qui jouent le rôle de gaine optique.

La figure II-3 : présente les paramètres géométriques d'une telle fibre.

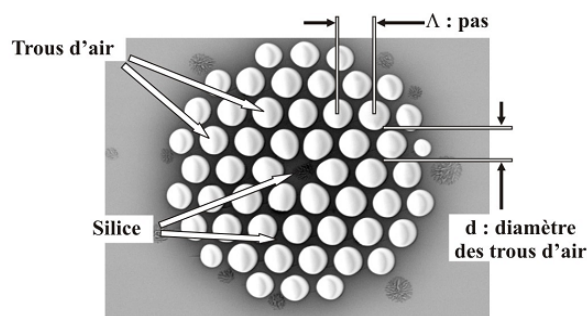


Figure II-3 : Coupe transversale d'une PCF avec ses paramètres

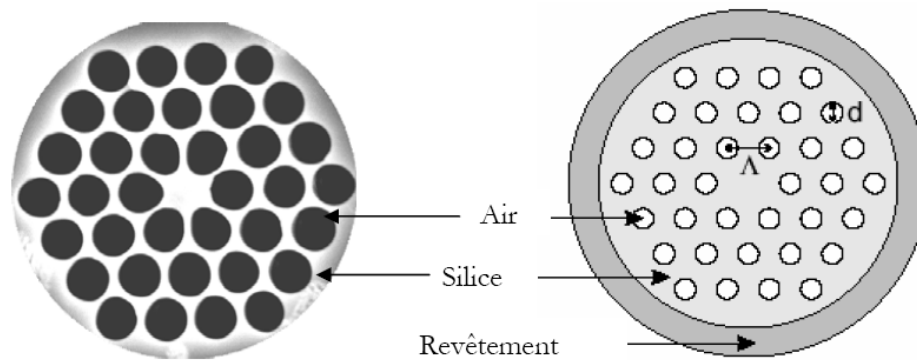


Figure II-4 : section transversale d'un PCF idéal (droite) réelle (gauche)

II.2 Classification des fibres à cristaux photoniques

Selon la géométrie particulière des fibres à cristaux photoniques, le guidage de la lumière peut s'effectuer de deux façons différentes suivant que l'indice du cœur est supérieur ou inférieur à celui de la gaine [6].

Alors que dans le premier cas la propagation est réalisée par réflexion totale interne modifiée (RTIM) (**Figure II-5** (a)), le second groupe rassemble principalement les fibres à cœur creux dont le guidage de la lumière est assuré par l'existence de bandes interdites photoniques (**Figure II-5** (b)). La figure qui suit montre les sections transverses des deux types de fibres cités ainsi que les phénomènes qui régissent la propagation de la lumière. [7]

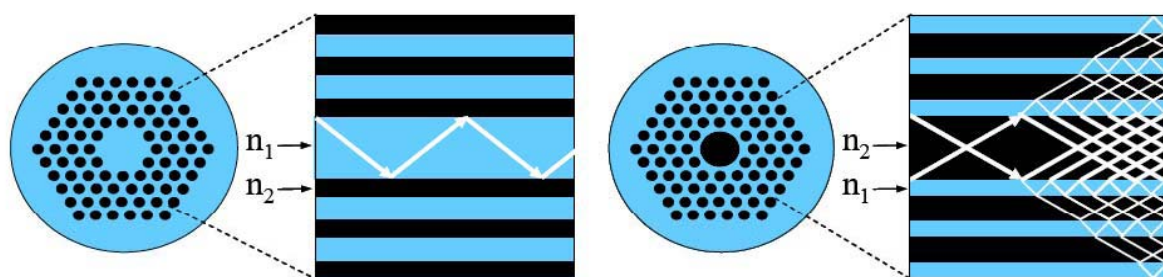


Figure II-5: (a) guidage par RTIM, $n_1=1.45$ (silice) et $n_2=1$ (air) (bleu=silice, noir=air)

(b) guidage par effet BIP, $n_1=1.45$ (silice) et $n_2=1$ (air)

Les fibres à bandes interdites photoniques (**Figure II-6** (d) et (e)), encore appelées "Hollow fibers" réalisent le challenge de guider la lumière à l'intérieur d'un cœur d'indice plus faible que la gaine [8].

Ces fibres comportent des canaux d'air microscopiques sur toute leur longueur, disposés de manière périodique autour d'un cœur rempli d'air ou d'un gaz compatible avec la silice

permettant un guidage de la lumière par effet BIP. On obtient alors un miroir de Bragg à deux dimensions. La taille et la répartition des trous permettent de déterminer la bande de longueur d'onde et les angles d'incidence pour lesquels la lumière est réfléchi, ce qui définit les caractéristiques de la bande interdite photonique. Ainsi, la propagation dans l'air limite les pertes intrinsèques dues à l'interaction lumière/matière permettant l'injection de très grandes densités de puissance sans phénomènes de claquage du matériau [9].

Dans un cœur d'air, les pertes de propagation peuvent être faibles à des longueurs d'ondes où la silice est peu transparente [10]. Les intensités seuil d'apparition de la diffusion de Brillouin, de l'émission Raman stimulée, et d'autres effets non-linéaires sont alors repoussées. Ces fibres sont ainsi principalement employées pour la transmission de signaux avec un minimum de distorsion, ou pour des applications nécessitant de fortes puissances guidées [11].

Les fibres à cœur plein (**Figure II-6** (a), (b), (c)), encore appelées fibres à cristaux photoniques ou "Holey fibers" auxquelles nous limiterons notre étude, présentent de nombreuses analogies avec les fibres à saut d'indice standard utilisées en télécommunications. Cependant, elles diffèrent des fibres conventionnelles par leur fort contraste d'indice transverse. En effet, l'indice effectif de la gaine varie très fortement en fonction de la longueur d'onde, ce qui génère des propriétés spectrales uniques. Aussi, la flexibilité offerte dans le choix des paramètres géométriques de la PCF (arrangement, taille, nombre et espacement entre les trous) permet d'ajuster les propriétés optiques (aire effective, dispersion chromatique, biréfringence, etc.) dans des plages que ne peuvent atteindre les fibres conventionnelles. Cette flexibilité dans la conception des PCF est de nature à créer un fort intérêt pour leur utilisation dans diverses applications.

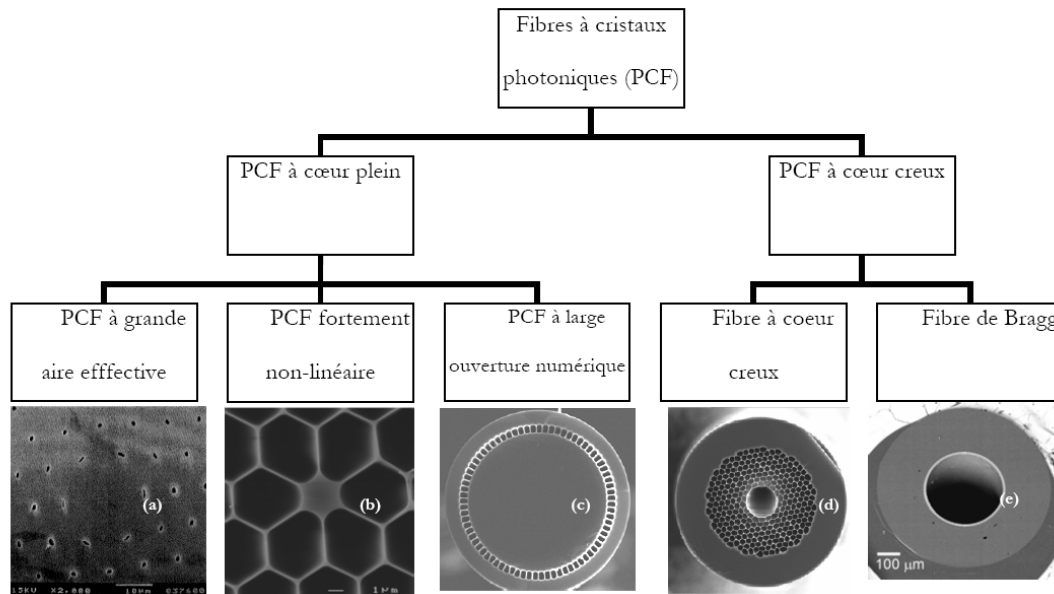


Figure II-6: Classification des fibres à cristaux photoniques suivant le principe de guidage.

(a) première fibre à grande aire effective réalisée à l'université de Bath $d=1 \mu\text{m}$, $\Lambda=11 \mu\text{m}$,

(b) fibre non-linéaire $d=1.5 \mu\text{m}$, $\Lambda=2 \mu\text{m}$,

(c) fibre à large ouverture numérique $d_{\text{cœur}}=200 \mu\text{m}$,

(d) fibre à cœur creux $d=9.7 \mu\text{m}$, $d_{\text{microstructure}}=50 \mu\text{m}$,

(e) fibre de Bragg $d=350 \mu\text{m}$ [<http://www.crystal-fibre.com>]

Le nombre important de degrés de libertés possibles dans les PCF permet la fabrication de fibres avec des dispersions particulières ; nulle à une longueur d'onde donnée ou constante dans une bande désirée. Il est également possible de fabriquer des fibres à maintien de polarisation dont la biréfringence est de un à deux ordres de grandeur plus importante que celle des fibres conventionnelles. On peut aussi exploiter ces fibres pour générer, grâce à leurs fortes non-linéarités, un continuum de lumière. Des PCF monomodes peuvent être conçues avec un cœur de dimensions beaucoup plus importantes que les fibres conventionnelles. Des fibres, dont la taille du cœur est plus de cinquante fois plus grande que la longueur d'onde d'application, sont également facilement réalisables en exploitant les structures photoniques [12]. Il existe un intérêt immédiat pour de telles fibres pour la transmission de fortes puissances optiques (télécommunications, lasers de puissance pour la découpe ou le marquage), ou pour les lasers ou amplificateurs à fibres dopées [13]. Dans la suite du manuscrit, nous nous intéresserons à ce type de fibres à cœur plein que l'on dénommera fibres à cristaux photoniques ou PCF.

II.3 Fabrication

La majorité des fibres à cristaux photoniques de silice produites à ce jour sont fabriquées en utilisant la technique de l'empilement-étirage ("stack and draw"). Nous avons assisté et contribué aux différentes phases de ce procédé de fabrication lors d'un stage au laboratoire Xlim à l'université de Limoges en France [14]. Elle se déroule en deux étapes principales. La première étape consiste en l'étirage d'une préforme en empilant des tubes pleins et creux de silice d'un diamètre de l'ordre de 1 mm dont l'arrangement est une réplique à grande échelle de la microstructure souhaitée. Le cœur de la fibre est obtenu en remplaçant un tube creux par un tube plein, ce qui crée un défaut dans la structure périodique. J'ai participé à la phase de préparation de la préforme qui constitue une étape délicate au cours de laquelle certains capillaires peuvent être endommagés. Dans un deuxième temps, une couche de polymère est ajoutée à la préforme puis l'ensemble est étiré suivant la même technique que les fibres standard. Lors du fibrage, différents paramètres doivent être régulés afin de respecter les spécifications prédéfinies en terme de diamètre de fibre, vitesse ou tension de fibrage par exemple. Les deux tours de fibrages existantes au sein de Xlim, d'une hauteur de 6 et 9 mètres, permettent de satisfaire la demande en termes de capillaires, éléments de base de la microstructure, cannes microstructurées et fibres. Ces deux tours permettent ainsi d'obtenir des capillaires dont les dimensions extérieures varient entre 0.5 et 5 mm avec des épaisseurs pouvant atteindre seulement quelques dizaines de microns. Les fibres réalisées présentent quant à elles des diamètres compris entre 60 μm et 500 μm [15]. Pour garantir un diamètre de fibre et une vitesse de fibrage donnée, la régulation porte sur la vitesse de descente de la préforme dans le four. A vitesse constante, il faudra par exemple augmenter la température du four pour abaisser la tension de fibrage. La difficulté de l'étape de fibrage est d'établir les paramètres (vitesse de descente de la préforme, vitesse de tirage, température, etc.) nécessaires à l'obtention des caractéristiques de la PCF que l'on souhaite obtenir. Les paramètres de fibrage jouent un rôle majeur dans la qualité de la structure de la fibre étirée. Par exemple, pour une température trop élevée, il est observé un rebouchage des trous interstitiels mais également des trous constituant la gaine. Au contraire, une température trop faible ne permettra pas de reboucher les trous interstitiels. Il est parfois remarqué que le diamètre des trous du centre est plus grand que celui des trous périphériques. Ceci est dû au gradient thermique dans le four : la température, plus élevée à l'extérieur qu'à l'intérieur de la préforme, entraîne un ramollissement plus prononcé sur les dernières couronnes. Nous pouvons aussi observer une déformation des trous sous l'action de la pression régnant à

l'intérieur des capillaires de la préforme. La Fig : illustre les différentes phases de la fabrication de PCF en utilisant la technique d'empilement de capillaires.

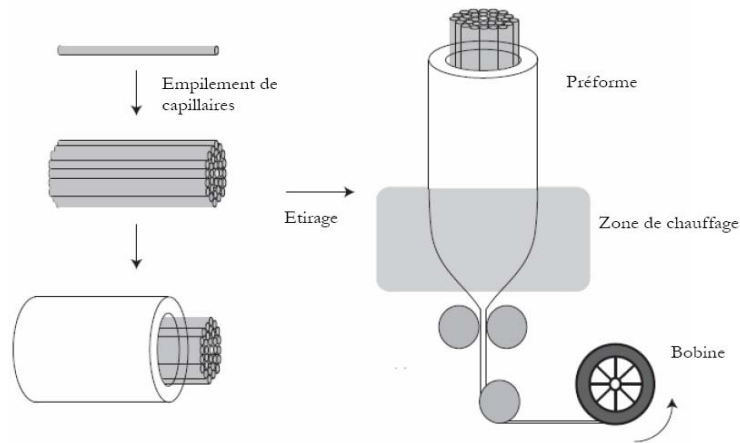


Figure II.7: Illustration de la méthode d'empilement de capillaires pour la fabrication de PCF.

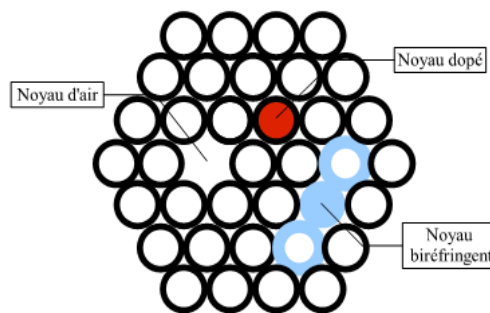


Figure II.8 : Préforme d'une PCF

La méthode d'empilement de capillaires est principalement utilisée aujourd'hui, mais celle-ci montre ses limites pour la réalisation de profils d'indices plus complexes ou constitués de matériau autre que la silice.

Actuellement, les techniques de fabrication semblent être maîtrisées. Cependant, les principales difficultés technologiques ne résident plus dans le fait de réduire la taille des microstructures mais dans la réalisation de microstructures possédant plusieurs diamètres de trous très différents. Par exemple, des microstructures avec deux dimensions de trous et un rapport d'échelle de cinq sont beaucoup moins courantes que des PCF constituées de trous inférieurs au micron. Suivant la taille, la forme et les dopants de la microstructure, les propriétés physiques de la fibre photonique sont différentes.

Bien que les techniques de fabrication des PCF sont en voie d'être maîtrisées et les fibres commercialement disponibles, la modélisation de leurs propriétés optiques reste nécessaire

pour déterminer le domaine d'application de la PCF en question. On s'intéressera dans le paragraphe qui suit à présenter les méthodes modales de modélisation utilisées pour la détermination des propriétés optiques des PCF en se basant sur leurs profils d'indice réels.

- [1] Jean-Michel LOURTIOZ, Cristaux photoniques et « gap » de photons –Aspects fondamentaux » Technique de l'Ingénieur, AF 3 710, 07/2004.
- [2] Knight J. C., Birks T. A., Cregan R. F., Russell P. S. J. et de Sandro J.-P. Large mode area photonic crystal fiber. Electronics Letters, vol. 34, pp. 1347–1348, June 1998
- [3] Champert P. A., Couderc V. et Barth élémy A. Multi-watt, Continuous wave, continuum generation in dispersion shifted fiber by use of high power fiber source. NonLinear Guided Waves and Their Applications. mar 2004
- [4] Woillez J. Les Noyaux Actifs de Galaxies en interférométrie optique à tres longue base. Projet 'OHANA. Thèse de Doctorat : Université de Paris XI Orsay, 2003.
- [5]
- [6] J. Broeng, S. E. Barkou, T. Sondergaard, and A. Bjarklev, “Analysis of air-guiding photonic bandgap fibers”, Opt. Lett., vol. 25, pp. 96-98, 2000
- [7] Rim CHERIF- Étude des Effets Non-Linéaires dans les Fibres à Cristaux Photoniques, 2009.
- [8] T. A. Birks, P. J. Roberts, P. St. J. Russell, D. M. Atkin, and T. J. Shepherd, “Full 2-D photonic bandgaps in silica/air structures,” Electron. Lett., vol. 31, pp. 1941-1943, 1995
- [9] R. F. Cregan, B. J. Mangan, J. C. Knight, T. A. Birks, P. St. J. Russell, P. J. Roberts, and D. C. Allan, “Single-mode photonic band gap guidance of light in air,” Science, vol. 285, pp. 1537-1539, 1999.
- [10] J. A. West, J. C. Fajardo, M. T. Gallagher, K. W. Koch, F. N. Borrelli, and D. C. Allan, “Demonstration of an IR-optimized air-core photonic band-gap fiber,” European Conference on Optical Communication, Munich, ECOC, pp. 41-42, 2000. ,11N. Venkataraman, M. T. Gallagher, C. M. Smith, D. Muller, J. A. West, K. W. Koch, and J. C. Fajardo, “Low loss (13 dB/km) air core photonic band-gap fibre,” European Conference on Optical Communication, Copenhagen, ECOC; p. PDP24-1514, 2002.
- [11] 12C. M. Smith, “Low-loss hollow-core silica/air photonic bandgap fibre,” Nature, vol. 424, pp. 657-659, 2003.
- [12] P. St. J. Russell, “Photonic crystal fibers,” Science, vol. 299, pp. 358-362, 2003.
- [13] T. M. Monro and D .J. Richardson, “Holey optical fibres: Fundamental properties and device applications,” Comptes Rendues Physique, vol. 4, pp. 175-186, 2003.
- [14] Site web laboratoire Xlim, <http://www.xlim.fr/>
- [15] L. 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.

- [16] ["Photonic crystal modelling using a tight-binding Wannier function method", J.P. Albert, C. Jouanin, D. Cassagne, and D. Monge, *Optical and Quantum Electronics* 34, 251 (2002),/ JP Albert, D. Cassagne, and D. Bertho, "Generalized Wannier function for photonic crystals," *Phys. Rev. B* 61, 4381–4384 (2000)
- [17] F. Fogli, L. Saccomandi, P. Bassi, G. Bellanca, and S. Trillo, "Full vectorial BPM modelling of index-guiding photonic crystal fibers and couplers," *Opt. Express*, vol. 10, pp. 54-59, 2002.
- [18] A. Peyrilloux, "Modélisation et caractérisation des fibres microstructurées air/silice pour application aux télécommunications," Thèse de doctorat, Université de Limoges, 2003.

CHAPITRE III

III-1 Introduction :

L'évolution des méthodes de calcul a grandement favorisé le développement de composants optiques, il est évident que cette progression a été favorisée par l'explosion des moyens informatiques mis à notre disposition.

Les méthodes de calcul pour l'analyse de problèmes électromagnétiques se scindent en trois parties : les techniques analytiques, les techniques numériques et les systèmes experts. La première repose principalement sur des simplifications de la géométrie du problème. La seconde tente de résoudre directement les équations de Maxwell par l'intermédiaire d'une discrétisation spatiale. La dernière méthode consiste à estimer les paramètres recherchés à partir de base de données que l'on enrichirait par l'intermédiaire de plan d'expérience.

Pour simuler les cristaux photoniques en géométrie de guide d'onde, deux types d'outils sont couramment employés, la première repose généralement sur une méthode supercellule type onde plane. Cette méthode donne accès aux modes propres d'une structure "infinie", mais n'est pas adaptée pour évaluer la réponse optique à une excitation d'une structure finie. Un autre outil de modélisation est susceptible de fournir ce genre d'informations: la FDTD pour «Finite Difference Time Domain», et c'est la méthode qu'on va adopté par la suite pour simuler nos structures [1].

III-2 Milieu diélectrique homogène

Les phénomènes électromagnétiques sont régis par les quatre équations de Maxwell, dans un milieu linéaire, isotrope, sans pertes, de permittivité relative $\varepsilon_r(\vec{r})$ (nombre réel car le milieu est non absorbant), non magnétique (c'est à dire la perméabilité magnétique relative est égale à 1), et en l'absence de charges et courants, elles se réduisent aux équations déjà citées au chapitre I (équations (I-1), (I-2), (I-3), (I-4)). Où $\vec{E}(\vec{r},t)$ et $\vec{H}(\vec{r},t)$ désignent respectivement les champs électriques et magnétiques, et ε_0, μ_0 représentent respectivement la permittivité électrique et la perméabilité magnétique du vide, \vec{r} et t représentent les dépendances spatiales et temporelles. Ainsi si $\vec{E}(\vec{r},t)$ est solution du problème de distribution d'indice $\varepsilon_r(\vec{r})$ à la fréquence ω , alors $\vec{E}(\vec{r}'/s,t)$ est solution du problème de distribution d'indice $\varepsilon_r(\vec{r}'/s)$ à la fréquence ω/s [2].

Autrement dit, le même comportement physique est observé si l'on change simultanément la longueur d'onde et les dimensions du système dans les mêmes proportions. (C'est pourquoi il est commode, pour étudier les cristaux photoniques, d'introduire une fréquence normalisée $u = a/\lambda$, avec a une longueur caractéristique du cristal et λ la longueur d'onde.) C'est ce qu'on appelle la loi d'échelle. Les champs $\vec{E}(\vec{r}, t)$ et $\vec{H}(\vec{r}, t)$ sont des champs transverses à la direction de propagation et ils vérifient les équations d'onde suivantes :

$$\vec{\nabla}X\left[\frac{1}{\varepsilon_r(\vec{r})}\vec{\nabla}X\vec{H}(\vec{r}, t)\right] + \mu_0\varepsilon_0\frac{\partial^2\vec{H}(\vec{r}, t)}{\partial t^2} = 0 \quad (\text{III-1})$$

$$\frac{1}{\varepsilon_r(\vec{r}, t)}\vec{\nabla}X(\vec{\nabla}X\vec{E}(\vec{r}, t)) + \mu_0\varepsilon_0\frac{\partial^2\vec{E}(\vec{r}, t)}{\partial t^2} = 0 \quad (\text{III-2})$$

Il est possible de rechercher des solutions sous la forme d'ondes planes de la forme $\vec{E}(\vec{r}, t) = \vec{E}(\vec{r})e^{j\omega t}$ et $\vec{H}(\vec{r}, t) = \vec{H}(\vec{r})e^{j\omega t}$, de longueur d'onde dans le vide $\lambda = 2\pi/w$ et dont le vecteur d'onde \vec{k} est défini de telle sorte que :

- ⊖ Le trièdre $(\vec{E}, \vec{H}, \vec{k})$ soit direct et que $k^2 = n^2w^2/c^2$ (c étant la célérité de la lumière dans le vide, n étant défini tel que $n = \sqrt{\varepsilon_r(\vec{r})}$ et w est la pulsation.

Les équations de Maxwell étant linéaires. Il est possible, par analyse de Fourier, de construire toute solution du problème à partir d'une combinaison linéaire d'éléments de cette base de solutions harmoniques. (À partir d'ici, les champs $\vec{E}(\vec{r}, t)$ et $\vec{H}(\vec{r}, t)$ sont des grandeurs complexes et c'est leurs parties réelles qui représentent le champ physique.) Alors, la résolution du problème se réduit aux deux équations suivantes :

$$\vec{\nabla}X\left[\frac{1}{\varepsilon_r(\vec{r})}\vec{\nabla}X\vec{H}(\vec{r})\right] - \frac{w^2}{c^2}\vec{H}(\vec{r}) = 0 \quad (\text{III-3})$$

$$\vec{\nabla}X(\vec{\nabla}X\vec{E}(\vec{r})) - \frac{w^2}{c^2}\varepsilon_r(\vec{r})\vec{E}(\vec{r}) = 0 \quad (\text{III-4})$$

Dès lors, il existe plusieurs méthodes numériques de résolution du calcul. Ci-dessous, nous allons citer les méthodes des matrices de transfert, des matrices de diffraction, et du développement sur des modes propres, méthode des ondes planes, et la FDTD (en anglais

« Finite Difference Time Domain », en français « la méthode des différences finies »). Parmi celles-ci, les plus répandues sont les méthodes des ondes planes et la FDTD.

III-3 les méthodes numériques de calcul

Les méthodes numériques demandent beaucoup de temps de calcul et de place mémoire, Mais sont les plus applicables dans la plupart des cas.

III-3-1 La méthode des matrices de transfert

Elle est souvent utilisée pour déterminer les coefficients de réflexion et de transmission des empilements unidimensionnels [3], mais a été adaptée au cas bidimensionnel par Pendry [4,5]. La structure est divisée en une succession de couches et une matrice de transfert permet de relier les champs dans une couche à ceux de la couche précédente [6]. La fréquence est ici une variable, et non plus une inconnue comme dans le cas des ondes planes. Ainsi, il est aussi possible, par cette méthode, de remonter à la structure de bande puisque l'on calcule les éventuels vecteurs d'onde de propagation en fonction de la fréquence. De plus, l'éventuelle dépendance en fréquence du constant diélectrique sera plus facilement prise en compte. Pour ceux qui s'intéressent à cette méthode, Le fichier source d'un programme développé dans le laboratoire de Pendry [7] est disponible sur Internet à l'adresse citée dans la référence [8]. Un exécutable Windows basé sur ce programme et écrit par Reynolds, de l'Université de Glasgow, est également en libre accès [9].

III-3-2 La méthode des réseaux de diffraction

Elle est basée sur une description du cristal photonique comme un ensemble de réseaux de diffraction successifs. Les champs sont décomposés dans chaque région séparant ces réseaux et la théorie des réseaux est appliquée pour relier les coefficients de cette décomposition d'une région à l'autre. Le système de relations matricielles obtenu permet d'établir la matrice de diffusion [S] qui caractérise le milieu [10,11] [12]. L'intérêt de cette méthode est qu'elle donne non seulement les modes guidés et les résonances (ce sont les pôles de la matrice de diffusion), mais aussi les pertes intrinsèques de ceux-ci.

III-3-3 La méthode BPM (Beam Propagation Method)

De nombreuses améliorations et résultats ont été publiés sur cette méthode; on peut citer [13]. La BPM permet d'analyser les structures non uniformes suivant une direction de propagation quelque soit monomode ou multimode, le principe de cette technique repose sur

la décomposition de la propagation d'une onde électromagnétique dans un milieu homogène sur une distance δz et d'une correction de phase due au milieu initial. La figure (IV-1) résume le principe de cette méthode.

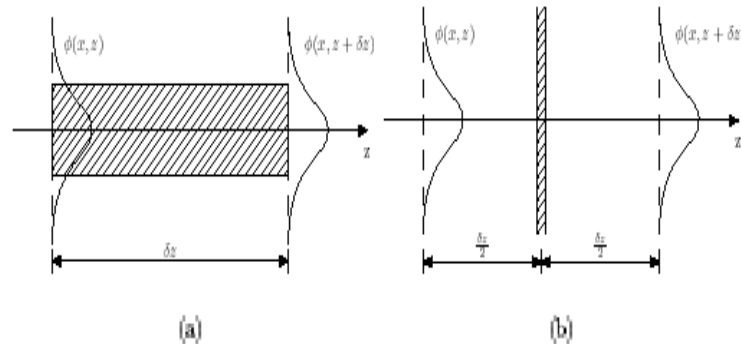


Figure III-1 Illustration du principe de la BPM.

La propagation de l'onde est plus aisée à réaliser dans le domaine fréquentiel à l'aide de la base des modes propres de propagation dans le milieu homogène alors que la correction de phase sera triviale dans le domaine spatial. Ainsi, pour chaque pas δz , on doit effectuer une transformation « domaine spatial /domaine spectral » pour la propagation et la transformation inverse pour la correction de phase. En conclusion, la BPM offre la possibilité d'étudier des guides sans connaître au préalable ses propriétés modales. De plus, la rapidité de calcul et le peu de capacité mémoire nécessaire, en raison de la discrétisation spatiale dans une seule des deux directions, en font une méthode prometteuse par rapport aux méthodes numériques dites « lourdes ». Cependant, les hypothèses faites lors de l'élaboration des équations de la méthode [14] limite les chercheurs dans les topologies des structures à simuler.

III-3-4 La méthode de développement sur des modes propres

Plutôt que de travailler avec une discrétisation spatiale fixée par une grille, la structure est ici décomposée suivant des plans dans lesquels l'indice optique est constant selon une direction. Les champs sont ensuite développés sur les modes propres de chaque domaine trouvé [15,16]. Ceci conduit à des temps de calcul qui peuvent être considérablement réduits, particulièrement pour des structures en couches. A nouveau, un code source, ainsi qu'un exécutable Windows basé sur cette méthode est disponible à l'adresse Internet citée dans la référence [17].

III-3-5 Méthode des éléments finis FEM

Une des premières étapes dans les méthodes FEM consiste au maillage de la structure; c'est-à-dire à la division de l'espace de travail en petits éléments. La taille des éléments ainsi découpés est fonction du détail de la géométrie de la structure. Pour chaque élément fini, une simple loi de variation de champ est exprimée. Le but de l'analyse consiste à calculer le champ aux différents nœuds (coins de chaque élément découpé). La plupart des méthodes d'éléments finis utilisent des techniques variationnelles formulées à partir des équations de Maxwell [18,19]. Ces techniques consistent à minimiser ou maximiser une expression qui est connue pour être stationnaire autour de la solution. Généralement, les méthodes d'éléments finis recherchent l'expression des champs électriques en minimisant la fonction d'énergie. Les champs magnétiques pourront être obtenus à partir des champs électriques ainsi calculés. Un grand avantage de cette technique par rapport aux autres techniques numériques est que les propriétés électriques et géométriques de chaque élément peuvent être définies indépendamment les unes des autres. Cela peut se traduire par un maillage différent entre une partie du système où la géométrie est plus complexe et le reste de l'espace à analyser.

III-3-6 La méthode des ondes planes

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

Comme $\varepsilon_r(\vec{r})$ est périodique, $\vec{E}(\vec{r})$ et $\vec{H}(\vec{r})$ satisfont le théorème de Bloch et peuvent être décomposées sous la forme : $\vec{E}(\vec{r}) = u_k(\vec{r}) \cdot e^{i\vec{k}\vec{r}}$ et $\vec{H}(\vec{r}) = v_k(\vec{r}) \cdot e^{i\vec{k}\vec{r}}$, où les fonctions $u_k(\vec{r})$ et $v_k(\vec{r})$ possèdent toutes les périodicités du milieu. Alors, il est possible de développer $\varepsilon_r(\vec{r})$, $u_k(\vec{r})$ et $v_k(\vec{r})$ en séries de Fourier [20] :

$$\varepsilon_r(\vec{r}) = \sum_{\vec{G}} \varepsilon_r(\vec{G}) \cdot e^{i\vec{G}\vec{r}} \quad (\text{III-5})$$

$$\vec{E}(\vec{r}) = u_{\vec{k}}(\vec{r}). e^{i\vec{k}\vec{r}} = \left[\sum_{\vec{G}} u_{\vec{k}}(\vec{G}).e^{i\vec{G}\vec{r}} \right]. e^{i\vec{k}\vec{r}} = \left[\sum_{\vec{G}} u_{\vec{k}}(\vec{G}).e^{i(\vec{G}+\vec{k})\vec{r}} \right] \quad (\text{III-6})$$

$$\vec{H}(\vec{r}) = v_{\vec{k}}(\vec{r}). e^{i\vec{k}\vec{r}} = \left[\sum_{\vec{G}} v_{\vec{k}}(\vec{G}).e^{i\vec{G}\vec{r}} \right]. e^{i\vec{k}\vec{r}} = \left[\sum_{\vec{G}} v_{\vec{k}}(\vec{G}).e^{i(\vec{G}+\vec{k})\vec{r}} \right] \quad (\text{III-7})$$

Où : \vec{G} est un vecteur du réseau réciproque et où $\varepsilon_r(\vec{G})$, $u_{\vec{k}}(\vec{G})$ et $v_{\vec{k}}(\vec{G})$ sont les composantes dans l'espace réciproque (que l'on peut déterminer par une intégrale de Fourier). Alors, par exemple, pour le champ électrique, et d'après [20] l'équation (V-4) devient :

$$-(\vec{G} + \vec{k})x[(\vec{G} + \vec{k})xu_{\vec{k}}(\vec{G})] = \frac{w^2}{c^2} \sum_{\vec{G}'} \varepsilon_r(\vec{G} - \vec{G}')u_{\vec{k}}(\vec{G}') \quad (\text{III-8})$$

Ceci est un système linéaire. Il est de dimension infinie car il y a une infinité de vecteurs \vec{G} du réseau réciproque. Cependant, les vecteurs de grande amplitude ont un poids faible dans le calcul des bandes de faible ordre. Les développements en séries peuvent être limités à N ondes planes. Alors, en considérant les trois dimensions de l'espace, trois dimensions de l'espace, le système en séries peuvent être limités à N ondes planes. Alors, en considérant les trois dimensions de l'espace, le système est de dimension $3N$. La diagonalisation, qui doit être effectuée pour chaque valeur de \vec{k} , permet alors de déterminer les valeurs propres $w_n(\vec{k})$ (n servant à numérotter les valeurs propres). En pratique, les valeurs de \vec{k} sont limitées à certaines directions de symétrie de la première zone de Brillouin. Les courbes de dispersion du cristal photonique sont alors obtenues, et c'est le diagramme de bande du cristal. De manière générale, quand les vecteurs \vec{k} décrivent la première zone de Brillouin, les fréquences $w_n(\vec{k})$ recouvrent continûment le spectre d'énergie. Cependant, il existe les bandes interdites photoniques ou à vrai dire les domaines d'énergie dans lesquels aucun mode $w_n(\vec{k})$ n'est accessible. La méthode des ondes planes nous permet aussi de calculer la distribution des champs électriques et magnétiques de chacun des modes dans la structure et la densité d'états. En pratique, la structure est définie par une cellule et par un réseau périodique selon lequel cette cellule est reproduite pour couvrir entièrement l'espace. La cellule peut être uniquement le motif du cristal photonique pour un cristal sans défauts, mais peut aussi être de dimension plus grande (ont parle alors de « supercellule ») pour tenir compte d'un défaut ponctuel ou linéaire dans le cristal (cas des cavités ou guides d'onde). Un

des codes de calcul utilisés, écrit par des chercheurs du Massachusetts Institut de la technologie [21], est en libre accès sur l'adresse Internet de la référence [22].

III-3-7 La méthode FDTD (Finite Difference Time Domain)

Elle a été proposée pour la première fois par Yee en 1966[9]. Cette méthode ne nécessite aucune hypothèse de départ sur la forme possible des solutions ou des ondes se propageant dans la structure, ce qui la rend indépendante de la géométrie du système à simuler. Un autre avantage réside dans sa faculté à couvrir un large spectre de fréquences avec une seule simulation en ayant recours à la transformée de Fourier. C'est une méthode numérique populaire et très répandue pour la résolution des problèmes de l'électromagnétisme, pouvant être appliquée aux milieux conducteurs comme elle peut être appliquée aux milieux diélectriques. Cette méthode est particulièrement intéressante pour connaître la réponse spectrale d'un système non nécessairement périodique et pour calculer les distributions de champ dans des structures de dimensions finies [23,24]. L'inconvénient majeur de cette méthode, qui tend cependant à s'estomper avec les évolutions des capacités informatiques, est qu'elle exige des ressources de calculs importantes. Nous nous sommes donc limités à une utilisation purement bidimensionnelle de cette méthode. La méthode FDTD, est fondée sur la résolution directe des équations de Maxwell dans le domaine temporel, ces dernières sont ensuite discrétisées et appliquées sous forme d'un logiciel. Si on remarque les équations de Maxwell, on trouve que la dérivé en fonction du temps du champ électrique E dépend de la courbure du champ magnétique H . cela veut dire que la variation du champ E par rapport au temps (la dérivé) dépend de la variation du champ H dans l'espace (la courbure). D'ici on peut inspirer l'équation de base de la FDTD, d'où la nouvelle valeur du champ E dépend de l'ancienne valeur de E (la différence dans le temps) et la différence entre les anciennes valeurs de H , et de la même manière on raisonne pour le champ H . Naturellement c'est une description simplifiée qui a omis des constantes, mais c'est l'effet global de la technique. Afin d'employer cette technique un domaine informatique doit rentrer en jeu, et c'est l'espace où la simulation sera effectuée. Ensuite on indique le matériau avec lequel on travaille, ce dernier peut être l'air, un conducteur ou un diélectrique, sachant que n'importe quel matériau peut être employé, aussi longtemps que la perméabilité, la constante diélectrique et la conductivité peuvent être indiquées. Une fois l'espace et le matériau sont indiqués, on définit la source.

III-3-8 Le choix de la méthode

La méthode FDTD a été retenue en raison de sa simplicité d'utilisation et d'implémentation d'une part et de son adéquation à la simulation des structures d'étude d'autre part. De plus, elle opère directement dans le domaine temporel.

La simulation FDTD, initialement prévue pour des applications hyper-fréquences où les longueurs d'ondes sont de l'ordre du millimètre (ou centimètre), doit être adaptée pour des applications optiques où la longueur d'onde est de l'ordre du micromètre. Un des principaux inconvénients de cette méthode, outre les problèmes de résolution spatiale (problèmes rencontrés dans toute méthode FEM), provient de la grande différence entre les fréquences optiques (typiquement 10^{14} Hz) et le débit de transfert des données (de l'ordre du gigabit par seconde, soit 10^9 Hz). Il est ainsi évidemment inconcevable de réaliser des simulations transitoires, au niveau systèmes, de transfert de données, mais également de respecter le temps de montée du signal optique (nécessitant environ un millier de périodes optiques) alors que le pas d'échantillonnage temporel doit être de l'ordre de cette période optique [14]. Ces points seront détaillés ci-dessous (stabilité numérique de la méthode FDTD).

On peut citer un inconvénient majeur de la méthode FDTD, qui tend cependant à s'estomper avec les évolutions des capacités informatiques, est qu'elle exige des ressources de calculs importantes. Cependant, cette méthode de calcul est très lente, car les champs sont calculés en tous points de la structure, et pour tous les incréments de temps. De plus, la durée T du calcul peut être longue pour des structures résonantes. A ce moment, nous nous sommes limités à une utilisation purement bidimensionnelle de cette méthode. Dans la suite de ce travail, les calculs bidimensionnels de la FDTD sont réalisés avec un code écrit par X. Letartre du LEOM (Ecole Centrale de Lyon). Un fichier source d'un code FDTD développé en Fortran 90 peut aussi être téléchargé à l'adresse internet citée dans la référence [25].

III-4 Modélisation de la FDTD

III-4-1 Les principes de base

Comme on l'a cité auparavant, la FDTD est une méthode de résolution directe des équations de Maxwell dans le domaine temporel; elle utilise l'outil numérique des différences finies

☐ Pour des matériaux non dispersifs, non conducteurs, non magnétiques et supposés homogènes les équations de Maxwell projetées sur un repère cartésien s'écrivent [1] :

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{\partial H_x}{\partial t} = \frac{1}{\mu} \left(\frac{\partial E_y}{\partial z} - \frac{\partial E_z}{\partial y} \right) \\ \frac{\partial H_y}{\partial t} = \frac{1}{\mu} \left(\frac{\partial E_z}{\partial x} - \frac{\partial E_x}{\partial z} \right) \\ \frac{\partial H_z}{\partial t} = \frac{1}{\mu} \left(\frac{\partial E_x}{\partial y} - \frac{\partial E_y}{\partial x} \right) \\ \frac{\partial E_x}{\partial t} = \frac{1}{\varepsilon} \left(\frac{\partial H_z}{\partial y} - \frac{\partial H_y}{\partial z} \right) \\ \frac{\partial E_y}{\partial t} = \frac{1}{\varepsilon} \left(\frac{\partial H_x}{\partial z} - \frac{\partial H_z}{\partial x} \right) \\ \frac{\partial E_z}{\partial t} = \frac{1}{\varepsilon} \left(\frac{\partial H_y}{\partial x} - \frac{\partial H_x}{\partial y} \right) \end{array} \right. \quad (\text{III-9})$$

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

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

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{\partial H_x}{\partial t} = \frac{1}{\mu} \left(- \frac{\partial E_z}{\partial y} \right) \\ \frac{\partial H_y}{\partial t} = \frac{1}{\mu} \left(\frac{\partial E_z}{\partial x} \right) \\ \frac{\partial E_z}{\partial t} = \frac{1}{\varepsilon} \left(\frac{\partial H_y}{\partial x} - \frac{\partial H_x}{\partial y} \right) \end{array} \right. \quad (\text{III-10})$$

❖ **Le deuxième système, le mode TE, se définit par :**

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{\partial H_z}{\partial t} = \frac{1}{\mu} \left(\frac{\partial E_x}{\partial y} - \frac{\partial E_y}{\partial x} \right) \\ \frac{\partial E_x}{\partial t} = \frac{1}{\varepsilon} \left(\frac{\partial H_z}{\partial y} \right) \\ \frac{\partial E_y}{\partial t} = \frac{1}{\varepsilon} \left(- \frac{\partial H_z}{\partial x} \right) \end{array} \right. \quad (\text{III-11})$$

On peut traiter de manière indépendante la propagation de ces deux types de champ électromagnétiques, donnant ainsi les résultats suivants.

$$H_x \Big|_{i,j,k}^{n+1/2} = H_x \Big|_{i,j,k}^{n-1/2} + \frac{\Delta t}{\mu_{i,j,k}} \left(\frac{E_y \Big|_{i,j,k+1/2}^n - E_y \Big|_{i,j,k-1/2}^n}{\Delta z} - \frac{E_z \Big|_{i,j+1/2,k}^n - E_z \Big|_{i,j-1/2,k}^n}{\Delta y} \right) \quad (\text{III-12})$$

$$H_y \Big|_{i,j,k}^{n+1/2} = H_y \Big|_{i,j,k}^{n-1/2} + \frac{\Delta t}{\mu_{i,j,k}} \left(\frac{E_z \Big|_{i+1/2,j,k}^n - E_z \Big|_{i-1/2,j,k}^n}{\Delta x} - \frac{E_x \Big|_{i,j,k+1/2}^n - E_x \Big|_{i,j,k-1/2}^n}{\Delta z} \right) \quad (\text{III-13})$$

$$H_z \Big|_{i,j,k}^{n+1/2} = H_z \Big|_{i,j,k}^{n-1/2} + \frac{\Delta t}{\mu_{i,j,k}} \left(\frac{E_x \Big|_{i,j+1/2,k}^n - E_x \Big|_{i,j-1/2,k}^n}{\Delta y} - \frac{E_y \Big|_{i+1/2,j,k}^n - E_y \Big|_{i-1/2,j,k}^n}{\Delta x} \right) \quad (\text{III-14})$$

$$E_x \Big|_{i,j,k}^{n+1} = E_x \Big|_{i,j,k}^n + \frac{\Delta t}{\varepsilon_{i,j,k}} \left(\frac{H_z \Big|_{i,j+1/2,k}^{n+1/2} - H_z \Big|_{i,j-1/2,k}^{n+1/2}}{\Delta y} - \frac{H_y \Big|_{i,j,k+1/2}^{n+1/2} - H_y \Big|_{i,j,k-1/2}^{n+1/2}}{\Delta z} \right) \quad (\text{III-15})$$

$$E_y \Big|_{i,j,k}^{n+1} = E_y \Big|_{i,j,k}^n + \frac{\Delta t}{\varepsilon_{i,j,k}} \left(\frac{H_x \Big|_{i,j,k+1/2}^{n+1/2} - H_x \Big|_{i,j,k-1/2}^{n+1/2}}{\Delta z} - \frac{H_z \Big|_{i+1/2,j,k}^{n+1/2} - H_z \Big|_{i-1/2,j,k}^{n+1/2}}{\Delta x} \right) \quad (\text{III-16})$$

$$E_z \Big|_{i,j,k}^{n+1} = E_z \Big|_{i,j,k}^n + \frac{\Delta t}{\varepsilon_{i,j,k}} \left(\frac{H_y \Big|_{i+1/2,j,k}^{n+1/2} - H_y \Big|_{i-1/2,j,k}^{n+1/2}}{\Delta x} - \frac{H_x \Big|_{i,j+1/2,k}^{n+1/2} - H_x \Big|_{i,j-1/2,k}^{n+1/2}}{\Delta y} \right) \quad (\text{III-17})$$

Pour obtenir des compléments d'information sur le développement des équations de cette méthode, on se reportera à l'annexe.

III-4-2 Numérisation

La résolution numérique des équations de Maxwell s'appuie sur une discrétisation spatiale et temporelle aux différences finies. Le maillage dans l'espace réel est réalisé afin de discrétiser les champs et de pouvoir estimer leurs dérivées. Les champs se propagent dans le temps de proche en proche à partir de la distribution de départ, pendant un certain temps t . Après avoir échantillonné le plan de travail (maillage $\nabla_x = \nabla_y = \nabla$) et le temps (∇t), nous approchons les dérivées premières spatiales et temporelles des différentes composantes par leur développement de Taylor avec une erreur du deuxième ordre (Voir l'annexe). Cela permet de remplacer les dérivées partielles par les différences finies. Une implémentation courante et efficace repose sur le maillage de Yee [26]. De plus, il est possible de remonter à la réponse fréquentielle de la structure. En effet, connaissant l'évolution temporelle des champs en tous points du système, le calcul du spectre en ces points peut être effectué par transformée de Fourier. Le spectre d'un point «intéressant» du système sera alors divisé par celui de la source. (Il faudra ici utiliser une source impulsionnelle afin d'avoir un spectre en fréquence relativement large).

III-4-3 Contraintes sur le choix des paramètres d'échantillonnage

Le maillage de la surface de travail entraîne une incertitude sur les motifs géométriques simulés, qui se traduira par une dispersion purement numérique. Il est donc primordial de minimiser cette incertitude. Le saucissonnage de la structure devra révéler des longueurs caractéristiques suffisamment petites devant les longueurs d'ondes de travail. Concrètement, pour simuler nos structures, nous prendrons un maillage $\nabla \leq 50nm(\lambda/10.xn)$ [1].

III-4-4 Conditions aux limites

Pour des raisons évidentes de volume de calcul et par conséquent de temps et de quantité de mémoire utilisé, il est contraint de limiter le volume de simulation. Pour reproduire "l'illusion" d'un domaine ouvert. Les conditions aux limites constituent un point très important dans cette méthode du fait du traitement presque exclusif de structures finies. Les conditions aux limites généralement utilisées sont les conditions absorbantes (Absorbing Boundary Conditions ABC). Parmi les techniques ABC les plus fréquemment employées, on peut citer les PMLs (Perfectly Matched Layer) de Bérenger [27], leur formulation anisotrope de Gedney [28], cette dernière méthode est basée sur le placement d'un absorbant artificiel sur le bord de la

cellule, et elle est définie pour avoir une adaptation d'impédance avec le vide et pour éliminer toute réflexion. Encore une autre condition, celle qu'on a utilisé dans l'ensemble des campagnes FDTD, est la condition de MUR [29] (basés sur les équations d'Engquist-Majda [30]). Il est possible d'utiliser à la fois des conditions périodiques et des conditions absorbantes sur une même structure. Ceci est intéressant, par exemple, pour la simulation d'un guide à cristal photonique. La condition périodique est une condition de Bloch de la forme

$$\vec{E}(\vec{r} + \vec{a}, t) = \vec{E}(\vec{r}, t) e^{i\vec{k}\vec{a}}, \text{ où } \vec{a} \text{ est la période du réseau.}$$

III-4-5 Conditions d'injections et de détections

L'ensemble des relations qui viennent d'être établie nous permet à priori de calculer n'importe quel champ électrique ou magnétique, en tout point de l'espace de travail et à l'instant désiré.

Il nous reste à définir les conditions d'injections. Le code FDTD disponible au laboratoire est pourvu de deux méthodes d'injections, et de deux méthodes de détections complémentaires. Ces deux méthodes sont; la détection et l'injection par un dipôle, en se limitant à la l'incidence normale à la structure. Ou bien la détection et l'injection à travers la surface de «Huygens», si on cherche à exciter la structure latéralement.

III-4-6 Approche guidée

Cette approche fait appel à la formulation champ total/champ réfléchi. Elle est fondée sur la linéarité des équations de Maxwell. On peut décomposer le champ électromagnétique total en:

$$E_{tot} = E_{inc} + E_{ref} \quad (\text{III-18})$$

$$H_{tot} = H_{inc} + H_{ref} \quad (\text{III-19})$$

Où E_{inc} et H_{inc} représentent les champs incidents supposés connus en tout point de la surface de travail. E_{ref} et H_{ref} sont les valeurs des champs réfléchis. Pour illustrer la simulation, prenons l'exemple de la structure représentée dans la figure (III-2). Il s'agit d'un guide d'onde plan d'insertion communiquant avec un dispositif quelconque, qui est lui-même relié à un guide d'onde plan de sortie.

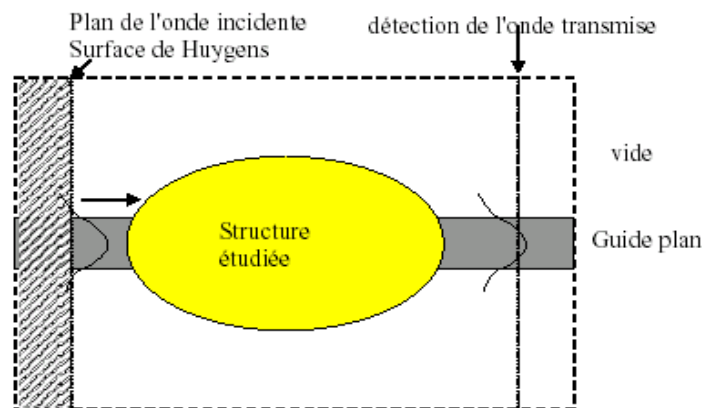


Figure III-2 : Plan de travail utilisé par la simulation FDTD

Le guide est inclus dans une surface de travail (cadre en tirets) à l'intérieur de laquelle l'échantillonnage des différentes composantes des champs est réalisé. Nous séparons alors notre surface de travail en deux régions distinctes. La première correspond à la région où les champs totaux sont présents, la seconde (région hachurée) comprend uniquement les champs réfléchis par la structure. L'interface entre les deux régions est communément appelé surface de Huygens. La source est ainsi transparente vis-à-vis des ondes réfléchies. L'autre point important de l'approche "guidée" réside dans l'insertion de la lumière qui s'effectue, comme son nom l'indique, par l'intermédiaire des modes propres d'un guide d'onde planaire. La procédure est la suivante:

- ☐ L'utilisateur choisit le guide d'onde (réel ou fictif), support de la lumière injectée, et le programme calcule la constante de propagation et le profil des modes du guide. Les champs E et H incidents seront définis par ces modes propres. La réponse de notre système à une excitation donnée sera enregistrée grâce encore une fois à l'utilisation d'un guide d'onde. La détection se fait par l'intermédiaire d'un "filtre" correspondant au profil du mode guidé injecté. Les profils des champs, associés au signal transmis (réfléchis) après interaction avec le dispositif étudié, sont projetés sur les profils des modes propres du guide. Le calcul du recouvrement, soumis à une transformée de Fourier (TF), nous fournira les coefficients de transmission (réflexion).

III-4-7 Approche source ponctuelle [1]

Cette approche consiste simplement à réaliser une excitation et une détection ponctuelles. Elle simule une source de type dipôle particulièrement adaptée à une étude des fréquences de

résonance d'une cavité quelconque (extraction des fréquences propres). Pour les deux approches, la dépendance temporelle est à fixer par l'utilisateur, et peut prendre l'aspect d'un pulse Gaussien, permettant une étude en fréquence, ou d'une onde à fréquence fixe, pour visualiser par exemple l'évolution temporelle des cartes de champs d'un mode donné.

REMARQUE

• L'enveloppe d'une onde sinusoïdale est constante, c'est à dire elle contient une seule fréquence ou longueur d'onde. Donc, si on injecte une onde sinusoïdale on obtient la réponse à une seule longueur d'onde. Par contre, pour une gaussienne, son enveloppe balaye un ensemble de longueurs d'ondes centrées sur λ_0 . Et c'est le cas le plus général.

La réponse est déterminée dans la première approche, par le calcul du recouvrement des champs projetés sur les profils des modes propres du guide. Le résultat est soumis à une TF, et nous fournit les coefficients de transmission et réflexion.

Dans la deuxième approche, un enregistrement temporel d'une composante du champ est alors effectué et soumis à une TF, dont les résonances donnent les fréquences propres du système, et qui résulte en un spectre de fréquence.

Conclusion

En premier temps nous avons présenté brièvement des outils de simulation, concernant quelques méthodes numériques adaptées à l'étude de dispositifs à base de cristaux photoniques. Ainsi nous avons donné les principes de base du simulateur FDTD 2D, choisi pour simuler nos structures. Avec la méthode FDTD2d nous disposons d'un outil extrêmement puissant et versatile, parfaitement adapté à l'étude de structures CP2D (cristaux photoniques 2D). Avec cette seule approche, nous avons plusieurs sources possibles qui autorisent la mise en œuvre d'une grande variété d'expériences numériques: modes guidés (réponse des composants en optiques intégrées), dipôle (modes propres d'une cavité)... Cette modélisation, basée sur la résolution directe des équations de Maxwell permet en outre d'obtenir, en tenant compte des conditions de validité de la méthode 2D, la réponse rigoureuse de la structure étudiée.

- [1] M.Grillet, cristaux photoniques et intégration photonique. Thèse de doctorat de l'université de Lyon (2003).
- [2] J. D. Joannopoulos, R. D. Meade et J.N. Winn, Photonic Crystals: Molding the Flow of Light. Princeton University Press (1995).
- [3] P. Yeh, Optical Waves in Layered Media, Wiley, New York (1988).
- [4] J. B. Pendry, Calculating photonic band structure. Journal of physics: condensed matter 8, p. 1085 (1996).
- [5] J. B. Pendry, Photonic band structures. Journal of modern optics 41, p. 209 (1994).
- [6] D. Cassagne, Matériaux à bandes interdites photoniques. Ann. Phys. Fr. 23, n°4 (1998).
- [7] P. M. Beli, J. B. Pendry, L. Martin Moreno et A. J. Ward, A program for calculating photonic band structures and transmission coefficients of complex structures. Computer physics communications 85,p.306 (1995).
- [8] <http://www.sst.ph.ic.ac.uk/photonics>.
- [9] <http://www.elec.gla.ac.uk/areynolds/SoftwareMain.htm>.
- [10] D. Maystre, Electromagnetic study of photonic band gaps. Pure and applied optics 3, p. 975 (1994).
- [11] M. Nevière, E. Popov et R. Reinisch, Electromagnetic resonances in linear and nonlinear optics: Phenomenological study of gratin g behavior through the poles and zeros of the scattering operator. Journal of the optical society of America A 12, p. 513 (1995).
- [12] M. Le Vassor d'Yerville (GES, Université Montpellier II, France), Losses of linear waveguides in photonic crystal slabs, Workshop on two-dimensional photonic crystals. Ascona, Suisse (2002).
- [13] E.Montanari, S.Selleri, L.Vincetti, and M.Zoboli, Finite-element, full-Vectorial, propagation Analysis for Three-Dimensional z-Varying Optical Waveguides. J. Light wave Technol, vol.16,no.4, Apr. (1998).
- [14] P. Bontoux, Conception, réalisation et test de systèmes d'interconnexions optiques. Thèse de doctorat, école centrale de Lyon (2003).

- [15] P. Bienstman, Rigorous and efficient modelling of wavelength scale photonic components. These de doctorat, université de Gent, Belgique (2001).
- [16] P. Bienstman et R. Baets, Optical modelling of photonic crystals and VCSELs using eigenmode expansion and perfectly matched layers. *Optical and quantum electronics* 33, p. 327 (2001).
- [17] <http://camfr.sourceforge.net>
- [18] F. Fernandez and Y Lu. Microwave and optical waveguide analysis by the Finite Element Method. Research studies press Ltd (1996).
- [19] G. L. Maile. Three-Dimensional Analysis of Electromagnetic Problems by Finite-Element Methods. These de doctorat, université de Cambridge (1979).
- [20] M. Zelsmann, Cristaux photoniques en silicium sur isolant pour le guidage, le filtrage, l'émission et l'extraction de lumière. Thèse de doctorat de l'université Joseph Fourier – Grenoble 1 (2003).
- [21] G. Johnson et J. D. Joannopoulos, Block-iterative frequency-domain methods for Maxwell's equations in a plane wave basis. *Optics express* 8, p. 173 (2001).
- [22] <http://abinitio.mit.edu/mpb/>.
- [23] A. Taflove et S. C. Hagness, Computational electrodynamics: The Finite-Difference Time-Domain Method. Deuxième édition, Artech House, Norwood (2000).
- [24] C. T. Chan, Q. L. Yu et K. M. Ho, Order N spectral method for electromagnetic Waves. *Physical review B* 51, p. 16635 (1995).
- [25] <http://www.sst.ph.ic.ac.uk/photonics>.
- [26] C. Manolatou, et al, High-density integrated optics. *Journal of Light wave Technology* 17, p. 1682-1692 (1999).
- [27] Y. Désières, Conception et études optiques de composants micro-photoniques sur matériaux III-V à base de structures à bandes interdites de photons. INSA Lyon(2001).
- [28] C.J.M. Smith et al, Coupled guide and cavity in a two-dimensional photonic crystal. *Applied physics letters*, 78(11), p. 1487-1489 (2001).
- [29] S. Noda, A. Chutinan, and M. Imada, Trapping and emission of photons by a single defect in a photonic band gap structure. *Nature*, 107, p. 608-610 (2000).
- [30] Imada, M., et al., Channel drop filter using a single defect in a 2-D photonic crystal slab waveguide. *Journal of light wave technology*, 20(5), p. 873 (2002).

CHAPITRE IV

I. Introduction

Dés les premiers travaux sur les cristaux photoniques et après la publication de Yablonivitch en 1987[1], la complexité des études expérimentales et leur coût sont apparus. Alors, la nécessité du développement des méthodes de modélisation optique pour l'étude de ces structures s'est imposée.

Certaines méthodes ont été développées, comme la méthode FDTD, la méthode des ondes planes et la matrice de transfert, etc....

Dans ce qui va suivre, on va étudier la propagation des ondes à travers un guide d'onde dont les structures sont à base de cristaux photoniques d'indice de réfraction (**n**), et on va s'intéresser à la structure carrée et la structure Hexagonale.

Dans ces structures, le réseau périodique de trous d'air est gravé dans un matériau semi-conducteur ou un autre (diélectrique).

On choisit les paramètres de réseau comme suit :

$$\left\{ \begin{array}{l} \text{La période } (\mathbf{a}). \\ \text{Le diamètre de trous d'air } (\mathbf{d}). \\ \text{Facteur de remplissage } (\mathbf{f}). \end{array} \right.$$

Dans les deux cas de figure, carré et hexagonal, on s'intéresse aux études suivantes :

- a-** Etude de la propagation des ondes électromagnétiques dans le guide d'onde.
- b-** Etude de la bande interdite photonique.

II. Simulation :

a-Méthode de simulation :

Pour la simulation, on utilise la méthode FDTD (Méthode des différences finies dans le domaine temporelle), qui existe dans la base de données **Optiwave**.

b-Caractéristiques des matériaux simulés :

Pour la simulation on utilise une fibre à cristaux photoniques à base de silicium dont l'indice de réfraction est $n=1.45$, le paramètre de maille $a=950\text{nm}$ et le diamètre des trous : $d=300\text{nm}$

On va présenter d'abord, les cas à étudier suivants :

1^{ere} cas : Etude de la propagation des ondes électromagnétiques dans le guide d'onde

On choisit donc une fibre à cristaux photoniques à cœur plein pour étudier la propagation des ondes électromagnétiques dans le guide d'onde.

a) structure hexagonale à cœur plein

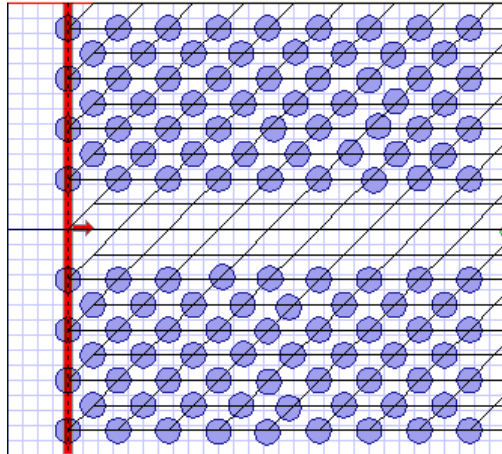


Figure (1) : Fibre à cristaux photoniques à cœur plein
Structure Hexagonale.

b) structure carrée à cœur plein

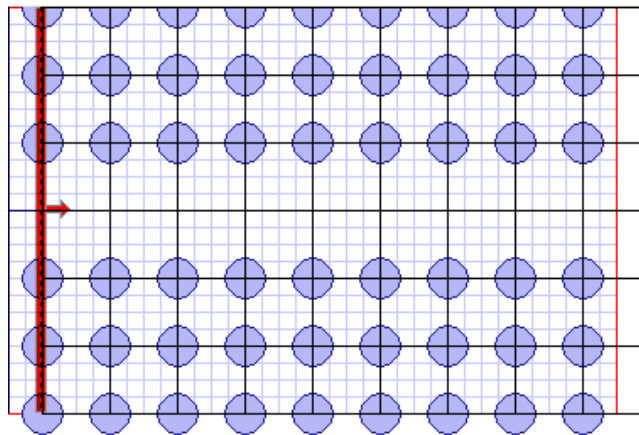


Figure (2): Fibre à cristaux photoniques à cœur plein
Structure carrée.

c) Simulation

En utilisant la méthode FDTD de la base Optiwave, on va observer les résultats suivants.

Les courbes suivantes donnent l'évolution de la propagation des ondes dans les deux structures (hexagonale et carrées respectivement).

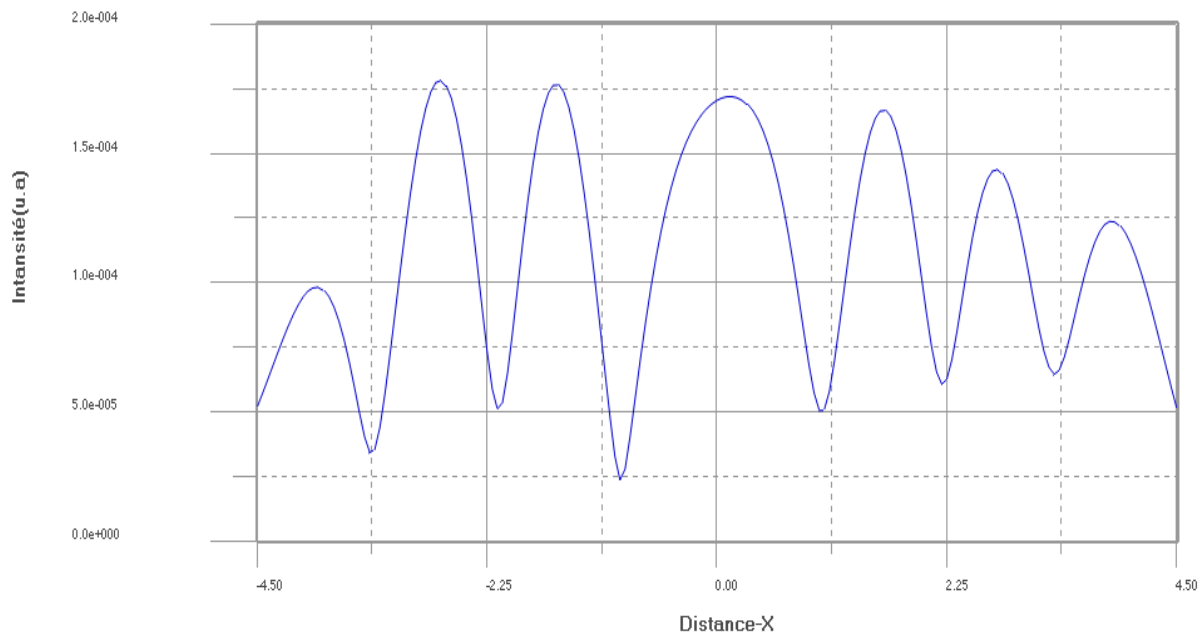


Figure (3) : Evolution des ondes dans un guide d'ondes à base des cristaux photoniques d'une structure hexagonale.

D'après cette figure on remarque que l'impulsion se propage dans ce milieu sans être déformer, elle garde toujours la même forme initiale.

Dans la fibre à cristaux photoniques (structure hexagonale) la propagation des ondes est périodique et cela plus claire dans la vue tridimensionnelle.

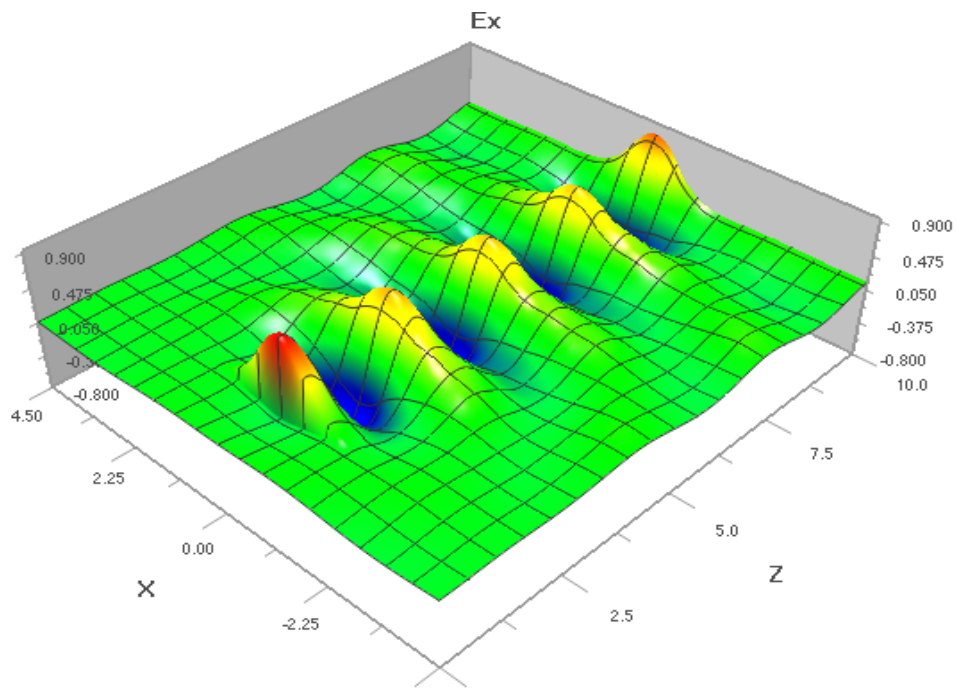


Figure (4) : propagation des ondes dans un guide d’onde à base des fibres à cristaux photoniques.

La propagation des ondes dans les fibres à cristaux photoniques d’une structure Hexagonale est une onde périodique.

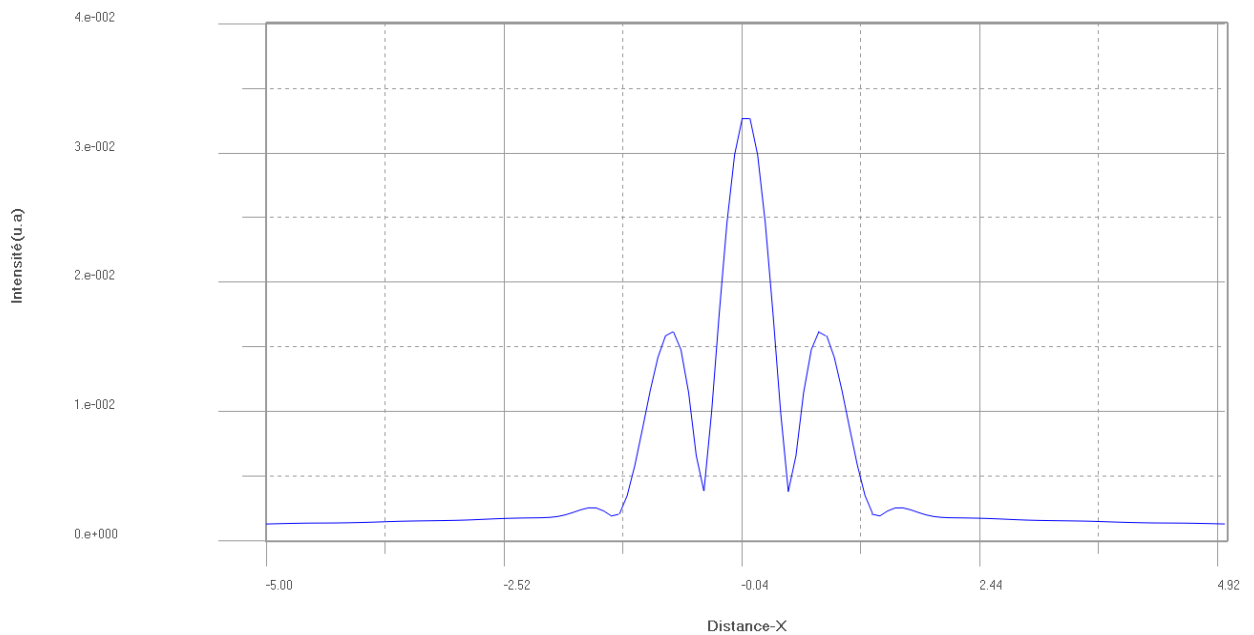


Figure (5) : Evolution des ondes dans un guide d’ondes à base des cristaux photoniques d’une structure carrée.

D'après la figure (5) on remarque que dans la fibre à cristaux photoniques d'une structure carrée à cœur plein, des ondes sont atténuées jusqu'à disparition (onde évanescente), comme le montres la figure (6).

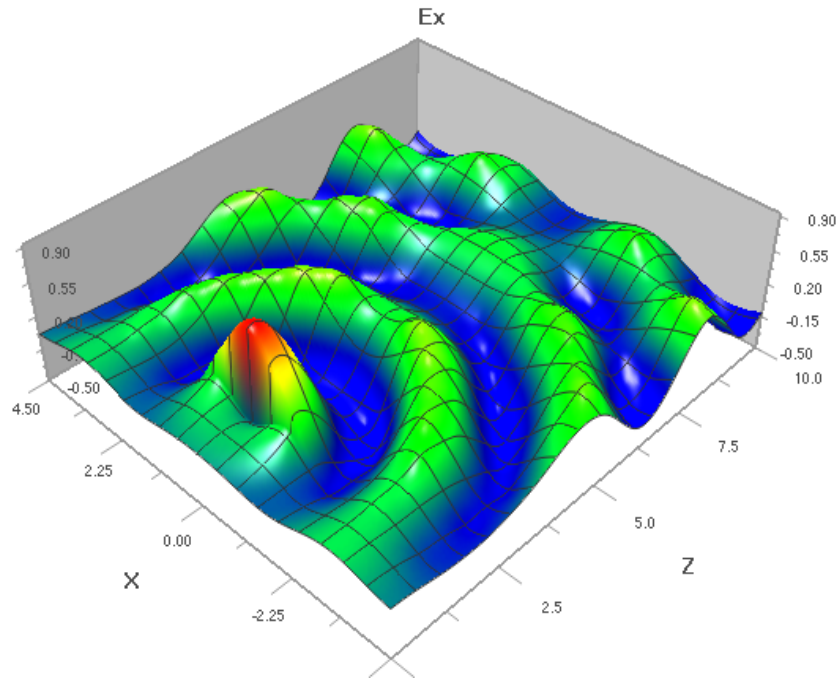


Figure (6) : la propagation des ondes dans la fibre à cristaux photoniques.

2^{ere} cas : Etude de la bande interdite photonique.

- **Structure hexagonale**

La figure (7) : montre les diagrammes de bandes d'un cristal photonique gravé dans un matériau Si ($n = 1.45$ et $r/a = 0.33$) respectivement en polarisation TE. Ces diagrammes ont été calculés par la méthode FDTD (des différences finies dans le domaine temporelle). Le facteur de remplissage est $f = 0.30$ et le réseau du cristal photonique est hexagonale. Une bande interdite est observée pour la polarisation TE entre fréquence $(\omega a/2\pi c) = 0.3-0.45$ et elle se situe dans le visible et ultraviolet. En effet, l'ouverture de bandes interdites photoniques TE est plus favorisée si il y a de fort indice de réfraction.

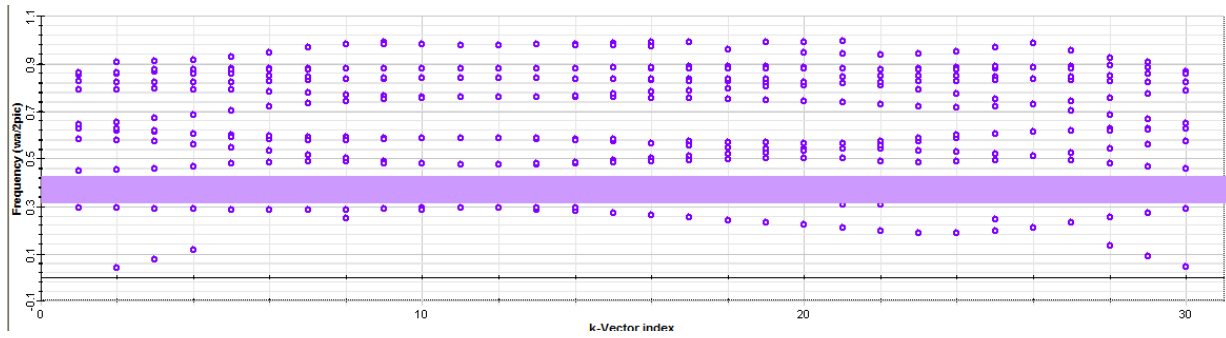


Figure (7) : diagramme de bande d'un réseau hexagonale de trous d'air dans du silicium avec $\lambda = 1.55 \mu m$ et $r/a = 0.33$ pour la polarisation TE.

- **Structure carrée**

La **figure (8)** montre le diagramme de la bande obtenue pour une structure carré de trous d'air et en polarisation TE, mais on observe aucune bande interdite.

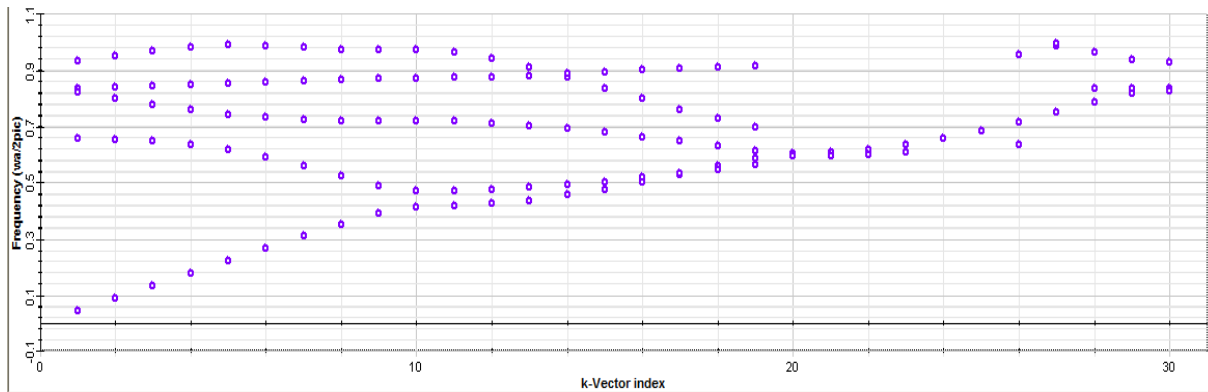


Figure (8): diagramme de bande d'un réseau carré de trous d'air dans du silicium avec $\lambda = 1.55 \mu m$ et $r/a = 0.33$ pour la polarisation TE.

Remarque : il y a lieu de remarques que l'évolution des ondes suivant l'angle d'incidence, varie selon la structure hexagonale ou carrée (cœur plein).

Les figures suivantes le montrent clairement.

Dans le cas hexagonale l'intensité croit en fonction de l'angle d'incidence, par contre dans le cas carrée, l'intensité atteint une valeur maximale puis décroît en fonction de l'angle d'incidence.

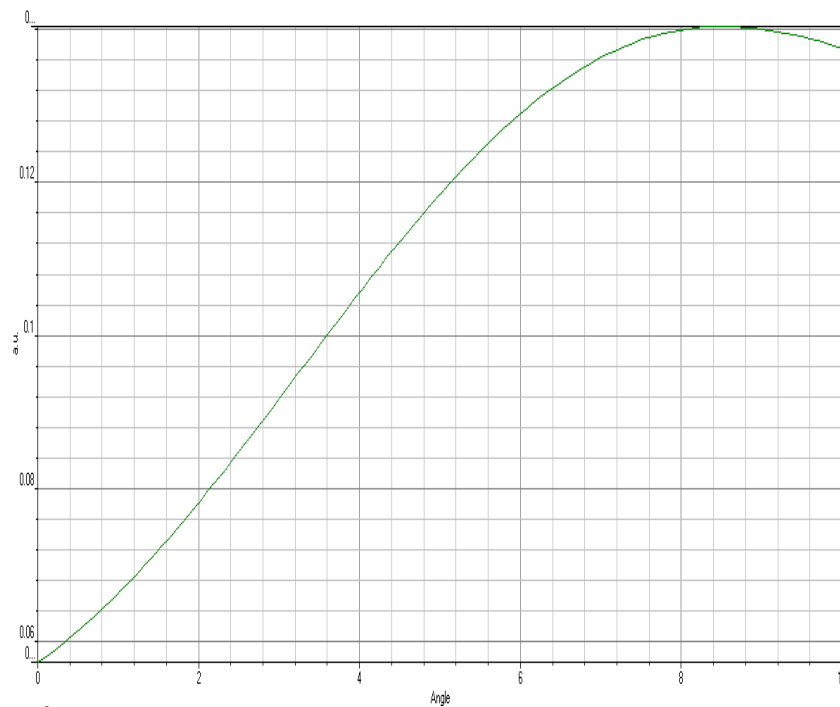


Figure (9) : Évolution des ondes en fonction de l’angle incidente dans fibre à cristaux photoniques d’une structure hexagonale.

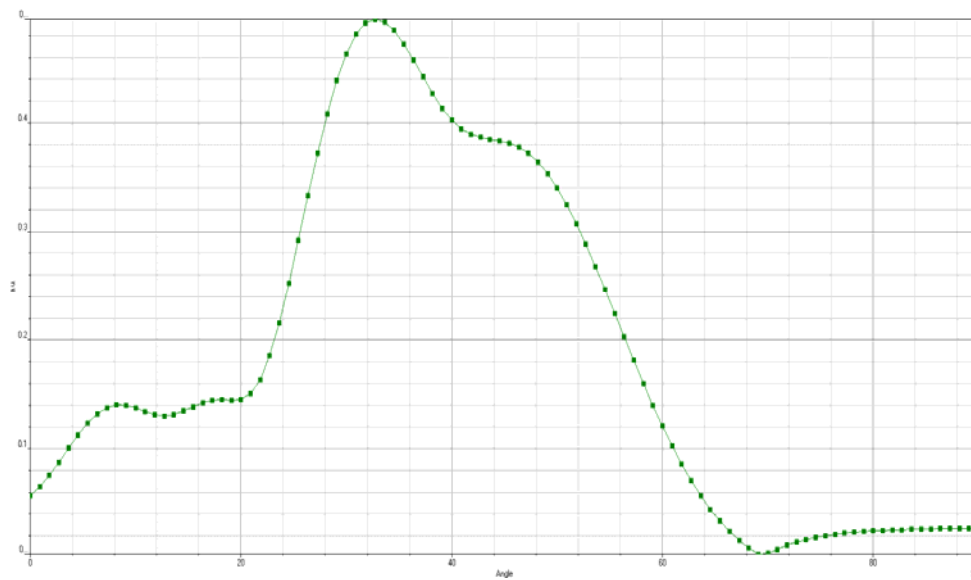


Figure (10) : Évolution des ondes en fonction de l’angle incidente dans fibre à cristaux photoniques d’une structure carrée.

Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons étudié la propagation des OEM dans une fibre optique a base de cristal photonique bidimensionnel (structure carré et hexagonale). Ensuite nous avons étudié la bande interdite photonique des deux structures carrée et hexagonale.

Après la simulation,

Cas de la structure hexagonale :

La propagation des ondes dans les fibres à cristaux photoniques d'une structure Hexagonale est une onde périodique.

Une bande interdite est observée pour la polarisation TE entre fréquence $(\omega a/2\pi c) = 0.3-0.45$ et elle se situe dans le visible et ultraviolet.

Cas de la structure carrée :

On remarque que dans la fibre à cristaux photoniques d'une structure carrée à cœur plein, les ondes sont atténuées jusqu'à disparition (onde évanescente)

Il y a lieu de noter qu'il n'y a pas de bande interdite photonique

CONCLUSION GENERALE

Conclusion Générale

Dans ce travail, nous avons étudié et simulé la propagation des ondes électromagnétiques dans un guide d'ondes à base des cristaux photoniques. 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.

Premièrement l'étude faite sur la propagation des ondes à travers un guide d'onde linéaire dont la structure est à base de cristaux photoniques. On va s'intéresser à la structure carrée et la structure Hexagonale.

La simulation numérique de la propagation des ondes d'un cristal photonique, nous a permis de conclure que:

Dans la fibre à cristaux photoniques (structure hexagonale) la propagation des ondes est périodique, l'impulsion se propage dans ce milieu sans être déformé.

Et pour la fibre à cristaux photoniques (structure carrée) les ondes sont atténuées jusqu'à disparition.

Dans le cas de la structure hexagonale, on observe une bande interdite photonique pour la polarisation TE. En effet, l'ouverture de bandes interdites photoniques TE est plus favorisée s'il y a un fort indice de réfraction. Mais dans la structure carrée on n'observe aucune bande interdite.

Donc, la structure hexagonale est la mieux adaptée pour l'utilisation d'une large bande interdite annulant la propagation de la lumière aux alentours de 1550nm.

Comme perspectives, il y a lieu de retenir :

1_) L'étude de la propagation des ondes dans d'autres structures, CFC, CC, ...

2_) L'utilisation d'autres matériaux.

ANNEXE

Quelques notions d'optique quantique :

A l'échelle atomique, les systèmes de nature optique et électromagnétique sont actuellement parfaitement décrits par les équations de Maxwell [1], qui s'écrivent dans un milieu matériel :

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{B} = 0 \quad (1.4a)$$

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{D} = \rho \quad (1.4b)$$

$$\vec{\nabla} \wedge \vec{E} + \frac{\partial \vec{B}}{\partial t} = \vec{0} \quad (1.4c)$$

$$\vec{\nabla} \wedge \vec{H} - \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} = \vec{j}. \quad (1.4d)$$

Par la suite, nous allons nous intéresser à des milieux diélectriques, linéaires, et sans propriétés magnétiques (ce qui est le cas de la plupart des matériaux diélectriques que l'on utilise expérimentalement). Dans ce type de milieu, il n'y a pas de charges locales ($\rho = 0$), et la densité de courant est nulle ($\vec{j} = 0$). Les équations précédentes se simplifient donc en :

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{B} = 0 \quad (1.5a)$$

$$\vec{\nabla} \cdot (\epsilon_r \vec{E}) = 0 \quad (1.5b)$$

$$\vec{\nabla} \wedge \vec{E} + \frac{\partial \vec{B}}{\partial t} = \vec{0} \quad (1.5c)$$

$$\vec{\nabla} \wedge \vec{B} - \frac{\epsilon_r}{c^2} \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} = \vec{0}. \quad (1.5d)$$

Ces équations étant linéaires, \vec{E} et \vec{B} peuvent être vus chacun comme une superposition de modes harmoniques. On peut donc résoudre ces équations pour un seul mode de pulsation ω , en considérant :

$$\vec{B}(\vec{r}, t) = \vec{B}(\vec{r})e^{i\omega t} \quad (1.6a)$$

$$\vec{E}(\vec{r}, t) = \vec{E}(\vec{r})e^{i\omega t}, \quad (1.6b)$$

L'état réel du système étant une superposition quelconque de ces modes.

De l'équation 1.5d, on tire :

$$\vec{E} = \frac{c^2}{i\omega\epsilon_r} \vec{\nabla} \wedge \vec{B}, \quad (1.7)$$

Et l'équation 1.5c devient alors :

$$\vec{\nabla} \wedge \left(\frac{1}{\epsilon_r} \vec{\nabla} \wedge \vec{B} \right) = \frac{\omega^2}{c^2} \vec{B}. \quad (1.8)$$

Notons que la condition de transversalité (1.5a) est contenue dans cette expression, puisque \vec{B} est un rotationnel.

En introduisant l'opérateur tensoriel $\Theta = \vec{\nabla} \wedge \frac{1}{\epsilon_r} \vec{\nabla}$, on peut donc complètement déterminer le champ \vec{B} pour un mode par :

$$\boxed{\Theta \vec{B} = \left(\frac{\omega}{c} \right)^2 \vec{B}} \quad (1.9)$$

On peut démontrer [2] que l'opérateur Θ est hermétique. Le problème revient donc à trouver les vecteurs propres d'un opérateur hermétique. Il est donc très similaire à l'équation 1.1, à part que l'on manipule des grandeurs vectorielles et non scalaires.

L'opérateur Θ est appelé opérateur de Maxwell, et l'équation 1.9 est appelée équation aux valeurs propres de Maxwell.

- [1] Pérez (J.-P.), Carles (R.) et Fleckinger (R.), Electromagnétisme : Fondements et applications. Masson, 3^{ème} édition, 1997.
- [2] Joannopoulos (J. D.), Meade (R. D.) et Winn (J. N.), Photonic Crystals: Molding the Flow of Light. Princeton University Press, 1995.

Résumé

Les cristaux photoniques sont des structures dont l'indice diélectrique varie périodiquement selon une ou plusieurs directions de l'espace. Cette variation périodique de l'indice optique entraîne l'apparition de bandes interdites photoniques : gammes de fréquences pour lesquelles la lumière ne peut pas se propager dans la structure, quelque soit sa polarisation et sa direction de propagation.

Etude de la propagation des ondes électromagnétiques dans un guide d'ondes à base des cristaux photoniques applications aux fibres optiques, et la variation de bandes interdites photoniques entre les deux structure hexagonale et carrée.

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

Abstract

Photonic crystals (PhC) are periodic dielectric structures, where the periodicity varies in one, two or three dimensions of space. The periodicity of the refractive index leads to the appearance of photonic bands gap: Frequency ranges for which light can not propagate in the structure, whatever its polarization and propagation direction.

Study of propagation of electromagnetic waves in a waveguide based photonic crystals for optical fiber applications, and variation of photonic forbidden bands between the two hexagonal and square structure.

Key words: Photonic crystals- PC waveguide- PBG- Optiwave.

المخلص

البلورات الفوتونية هي بنية مركبة تتميز بقريئة انكسار دورية في اتجاه واحد، اتجاهين أو ثلاثة اتجاهات من الفضاء. دورية القريئة البصرية تؤدي إلى ظهور رقعات ضوئية ممنوعة: نطاقات التردد التي بالنسبة إليها لا يمكن للضوء أن ينتشر في الهيكل، بغض النظر عن استقطابه و جهة انتشاره. دراسة انتشار الموجات الكهرومغناطيسية في البلورات الضوئية القائمة على الدليل الموجي لتطبيقات الألياف الضوئية والتغيرات الفوتونية بين

الكلمات المفتاحية

البلورات الفوتونية –الموجة في البلورات الفوتونية –الرقعة الفوتونية الممنوعة -اوبتوايف