République Algérienne Démocratique et Populaire
Ministère de l'enseignement supérieur et de la recherche scientifique
Université Mentouri - Constantine
Faculté des Sciences de l'Ingénieur
Département d'Electronique

N° d'ordre :…….
Série :……

THESE

Présentée pour l'obtention du diplôme de

Doctorat en-sciences en Electronique

Option

Composants et microsystèmes

Présentée par

Abdelali Boudissa

Intitulée

CONCEPTION DES FILTRES OPTIQUES A BASE DE CRISTAUX PHOTONIQUES POUR APPLICATION DANS LES ROUTEURS OPTIQUES DANS LES RESEAUX DE TELECOMMUNICATIONS OPTIQUES

Soutenue-le : 11/04/2013

Devant le jury composé de :

Président :	**M. M. Bouchemat**	Prof. Univ. Constantine
Rapporteur :	**M. M. Benslama**	Prof. Univ. Constantine
Examinateur :	**Mme. T. Bouchemat**	Prof. Univ. Constantine
	M. M. Bouafia	Prof. Univ. Setif
	M. N. Demagh	Prof. Univ. Setif

A MES CHERS PARENTS

A MA CHÈRE FEMME

A MON BEBE AMINE

A TOUS MES AMIS

B. Abdelali

Nous Remercions tout d'abord DIEU le Tout Puissant qui nous éclaire le bon chemin.

J'exprime ma profonde reconnaissance à Mr Malek BENSLAMA professeur à l'université Mentouri de Constantine pour avoir proposé et dirigé ce travail.

J'exprime ma gratitude à tous les membres du jury qui ont voulu consacrer une partie de leur temps à l'examen de ce travail :

A Mr Mohamed. BOUCHEMAT professeur à l'université de Constantine, qui me fait un très grand honneur de présider ce jury.

A Mme Thouraya BOUCHEMAT professeur à l'université de Constantine, pour l'intérêt qu'elle a porté à ce travail en acceptant de l'examiner.

A Mr Mohamed BOUAFIA professeur à l'université de Sétif, pour avoir accepter de juger ce travail.

A Mr Nassreddine DEMAGH professeur à l'université de Sétif pour avoir bien voulu juger mon travail.

Résumé

L’implantation des routeurs optiques sur les réseaux de telecomunucations optiques necessite la modélisation des composants en amonts et en avals qui cernent le routeur considèré. Pour ce la dans ce travail, nous nous sommes intéressés à l’étude et à la simulation de trois types de filtre à base cristaux photoniques 2D.

Le premier, c’est un filtre optique à bande étroite, Le système est constitué de deux guides d’ondes obtenus en omettant une rangée de trous du cristal photonique couplés entre eux par une cavité résonante formé par un point de défaut dans le cristal. Où la lumière est transmise pour des fréquences près de la fréquence résonance de la cavité, à la fréquence de résonance $\omega_0 a/2\pi c$ = 0.38, la transmission est de 100%.

Puis on a proposé un filtre a passe bande formé par deux semi guides d’ondes courbés couplées entre eux par une cavité résonante ‘L3’. Le nombre de bande, la longueur d'onde centrale, l'efficacité de sortie, la bande passante et le facteur qualité sont étudies en fonction du rayon des tiges de couplage, où on a trouvé que pour un rayon des tiges égale à 135.72 nm, le filtre comporte trois bandes avec un maximum de l’efficacité de sortie (98%).

Et finalement une nouvelle constitution d’un « Channel Drop Filter » a été étudie formé par deux guide d’ondes courbes couplés entre eux par une cavité linéaire ‘L4’ résonante. La puissance recueille de guide d'onde d'entrée dans le canal de chute «drop channel » à 1550 nm (la fréquence de résonance) est environ 89 %, la puissance transféré aux autres canaux est inférieur à 5 %.

La bande du spectre de transmission du canal de chute couvre la gamme de longueur d'onde de 1505 à 1600 nm qu’a une bande passante d'environ 12,7 nm , le facteur Q est de 122.

Les diagrammes de dispersion et la transmission normalisée de différentes structures ont été simulés en utilisant la méthode des ondes planes (PWE) et la méthode des différences finies dans le domaine temporel à deux dimensions (2D-FDTD) respectivement.

Mots clés : Cristaux photoniques, couplage cavité-guide d’onde, cavité résonante, filtre optique, Filtre Passe Bande, Channel Drop Filter, la méthode FDTD, la méthode PWE.

Abstract

The implanting of optical routers in telecommunication optical network necessitates the modeling constituent's amounts and approvals which encircle the considered router.

For it, in this work, we investigate three types of filters with base 2D photonic crystals.

The first, it is a narrow band optical filter, this system is constituted with two waves guides obtained by omitting one row of holes of the photonic crystal, coupled among them by a resonant cavity formed by a point of defect in the crystal. Near the resonant frequency ($\omega_0 a/2\pi c$ = 0.38), light from the input waveguide can couple into the cavity, and the cavity in turn can couple into the output waveguide, is that the peak transmission is precisely 100%.

Then a Band Pass Filter is proposed, the out put transmission spectra of our filter covered three band. Band I covers the wavelength range from 1.331 to 1.355 µm has 86% of transmission power, Band II, from 1.390 to 1.427 µm, has 98% of the transmission power and Band III from 1.46 to 1.507 µm, and has 27% of the transmission power. The full width at half maximum bandwidth of these bands is 9.7, 13.1 and 16.4 nm, respectively.

And finally a new constitution of "Channel Drop Filter " is simulated, it consists of two waveguides bends coupled among them by linear resonant cavity. The power dropped from the input waveguide bend into the drop channel at 1550 nm (the resonant frequency) is about 89%; the power transferred to the other channels is less than 5%. The Band of out put transmission spectra of the drop channel cover the wavelength range from 1505 to 1600 nm and the bandwidth is about 12.7 nm and the Q factor is 122.

The temporal and spectral behavior of the device is studied using two dimensional Finite Difference Time Domain Method (2D-FDTD) and Plane Wave Expansion (PWE) methods respectively.

Keywords: Photonic crystal, coupled cavity-waveguides, resonant cavity, optical filter, Band Pass Filter, Channel Drop Filter, FDTD method, PWE method.

ملخص

زرع الموجهات البصرية في شبكة الاتصالات السلكية واللاسلكية الضوئية يستلزم دراسة وانجاز المكونات التي توضع بعد و قبل هذا الموجه.

ولذلك، في هذا العمل، قمنا بدراسة ثلاثة أنواع من المرشحات من البلورات الفوتونية ذات بعدين.

الأول، وهو مرشح ضوءي ذو نطاق ضيق ، ويتشكل هذا النظام من موجهين موجتين التي تم الحصول عليهما عن طريق حذف صف واحد من الثقوب من البلورات الفوتونية ،المتزاوجين بينهما بواسطة تجويف الرنانة المتشكلة من نقطة خلل داخل الكريستال. أين الضوء ينتقل بقرب تردد الرنين التجويفة.

الانتقال يبلغ الذروة عند تردد الرنين $\frac{w_0 a}{2\pi} = 0.38$.

بعدها تم اقتراح مرشح ممرر شريط من اثنين شبه موجهين للموجة متزاوجين بينهما بواسطة تجويف رنانة خطية L3.

عدد الأشرطة،طول موجة الرنين،فعالية المخرج،المجال المسموح و عامل النوعية ،تمت دراستهم بتغيير قطر أعمدة التزاوج ،أين تحصلنا من العمود ذو القطر136 نانومتر،المرشح يتكون من ثلاثة عصبات مع فاعلية المخرج قصوى تبلغ 98%.

وأخيرا تم انجاز تشكيلة جديدة لمرشح يتكون من موجهين للموجة منحنيين متزاوجين بينهما بواسطة تجويف رنانة L4خطية.

الطاقة المقتطفة من موجه الموجة الداخل في ممر السقوط ، في تردد الرنين 1.55 ميكرومتر هي تقريبا 89%، و الطاقة المنتقلة إلى الممرات الأخرى هي أقل من 5%.

عصبة طيف الانتقال لممر الإسقاط تغطي نطاق ترددي من 1505 إلى 1600 نانومتر مع عصبة المجال المسموح 12.7 و عامل نوعية 122 .

تم محاكاة و نمذجة الأشرطة الفتونية و منحنيات البث لمختلف التركيبات باستعمال طريقة الموجات المستوية و الفروق المتناهية في المجال الزمني.

كلمات البحث: البلورات الضوئية، الدليل الموجي، تجويف مزاوج، تجويف رنان، مرشح بصري، ممر الموجة، طريقة PW، طريقة FDTD، مرشح قناة قطرة.

Sommaire

Sommaire

INTRODUCTION GENERALE 1

CHAPITRE 1

LES CRISTAUX PHOTONIQUES 5

1. INTRODUCTION 5

2. HISTORIQUE ET CONCEPT DE BASE 5

2.1 DEFINITION D'UN CRISTAL PHOTONIQUE (CP) 5

2.2 MIROIR DE BRAGG 8

2.3 THEOREME DE BLOCH 8

2.4 RESEAU DIRECT ET RECIPROQUE 9

2.4.1 Réseau direct 9

2.4.1.1 Le réseau carré 10

2.4.1.2 Le réseau triangulaire 10

2.4.1.3 Le réseau hexagonal 11

2.4.2 Réseau réciproque et la Zone de Brillouin 12

2.5 CRISTAUX PHOTONIQUES BIDIMENSIONNELS 15

2.5.1 Le facteur de remplissage 17

2.5.2 Le contraste d'indice 18

2.5.3 Le diagramme de bandes 19

2.5.4 Cartes des bandes interdites 19

2.6 CRISTAUX PHOTONIQUES TRIDIMENSIONNELS 20

3. DOMAINES D'APPLICATION 21

3.1 LES DEFAUT 21

3.2 LES PRINCIPALES APPLICATIONS DES BIPS 22

3.2.1 Microcavité 22

3.2.2 Guides d'ondes 24

3.2.3 Filtres et multiplexeurs 25

3.2.4 Les fibres optiques 25

4. CONCLUSION 26

CHAPITRE 2

MODELISATION DES CRISTAUX PHOTONIQUES 27

1. INTRODUCTION 27

2. EQUATIONS DE MAXWELL 28

3. LA METHODE DES ONDES PLANES 30

4. LA METHODE DES DIFFERENCES FINIES TEMPORELLE 34

4.1 PRINCIPE DE LA METHODE 35

4.2 DISCRETISATION DES EQUATIONS DE MAXWELL ET APPLICATION D'ALGORITHME DE YEE 38

4.3 CRITERES DE STABILITE 40

4.4 CONDITIONS AUX LIMITES 41

4.4.1 Conditions de Mur 41

4.4.2 Condition PML 41

5. AUTRES METHODE POUR ANALYSER LES CRISTAUX PHOTONIQUE 45

5.1 LA METHODE MATRICE DE DIFFUSION (THE SCATTERING MATRIX METHOD 'SMM') 45

5.2 LA METHODE DES LIGNES (THE METHOD OF LINES 'MOL') 45

5.3 LA METHODE DU DIFFERENCE FINIE DANS LE DOMAINE FREQUENTIELLE (FINITE- DIFFERENCE FREQUENCY- DOMAIN 'FDFD') 46

5.4 LA METHODE DE MATRICE DE TRANSFERT (THE TRANSFER MATRIX METHOD TMM) 46

6. CONCLUSION 47

CHAPITRE 3 ETUDE ET SIMULATION D'UN FILTRE A BANDE ETROITE 48

1. INTRODUCTION 48

2. DESCRIPTION DE LA STRUCTURE DE FILTRE A BANDE ETROITE 49

2.1 CREATION D'UNE CAVITE 51
2.2 CREATION D'UN GUIDE D'ONDE 52
2.3 CONCEPTION DE FILTRE A BANDE ETROITE 53
3. RESULTATS ET INTERPRETATIONS 54
4. MODELISATION DE FILTRE PAR LA THEORIE DES MODES COUPLES 56
5. CONCLUSION 59

CHAPITRE 4
SIMULATION D'UN FILTRE PASSE BANDE A CRISTAUX PHOTONIQUE 60

1. INTRODUCTION 60
2. STRUCTURE D'ETUDE 61
3. RESULTAT ET INTERPRETATION 63
5. CONCLUSION 68

CHAPITRE 5
ETUDE ET SIMULATION D'UN CHANNEL DROP FILTER (CDF) 69

1. INTRODUCTION 69
2. CONCEPTION DE LA STRUCTURE 70
3. RESULTAT ET INTERPRETATION 73
4. CONCLUSION 78

CONCLUSION GENERALE 79

BIBLIOGRAPHIES 81

Introduction générale

Introduction générale

Les matériaux à bandes interdites photoniques « BIP » sont des structures artificielles qui présentent une modulation périodique de la constante diélectrique à l'échelle de la longueur d'onde dans une ou plusieurs directions de l'espace. Selon le nombre de direction, ces structures sont désignées par l'appellation des cristaux photoniques « CPs » à une, deux ou trois dimensions. Ces matériaux ont été découverts par E. Yablonovitch [1] et S. John [2] à la fin des années 80.

La périodicité de l'indice diélectrique joue le même rôle pour les photons que la périodicité du potentiel ionique dans un cristal atomique pour les électrons. De même qu'il existe de bandes permises et de bandes interdites pour les électrons, il apparait de bandes interdites pour les photons dans les cristaux photoniques. L'absence des modes optiques disponibles dans cette dernière a rapidement été utilisée pour réaliser des miroirs parfaits capables de réfléchir l'intégralité de l'énergie d'une onde lumineuse quelque soit son angle d'incidence ou sa polarisation [3,4].

Il existe différents types de cristaux photoniques, à classer selon leur dimension.

A une dimension, on retrouve les biens connus miroirs de Bragg formés d'une alternance des couches de bas et haut indice [5]. Le principe des miroirs de Bragg peut être généralisé à 2 ou 3 dimensions, constituant des cristaux photoniques 2D ou 3D (figure 1).

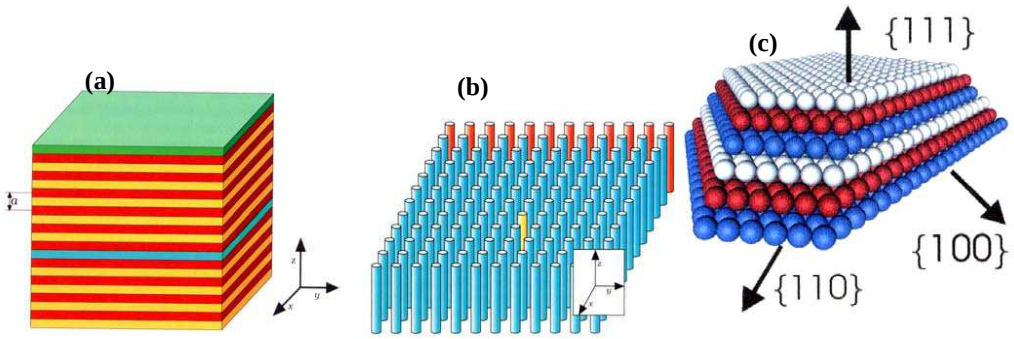


Figure 1 Exemples des CPs 1D, 2D et 3D: **(a)** Représentation schématique d'un film multicouche formé de l'alternance périodique de 2 couches ayant des constantes diélectriques et des épaisseurs différentes. **(b)** Représentation schématique d'un CP 2D formé d'un réseau carré des piliers en matériaux diélectriques entourés d'air. **(c)** Représentation schématique d'un CP 3D composé des sphères dans un arrangement de type cubique face centrée.

E. Yablonovitch [6], en 1991 a proposé le premier cristal photonique 3D, appelé 'yablonovite', présentant une bande interdite photonique (BIP) complète. Celle-ci fut obtenue dans le domaine micro-onde ($\lambda \approx 2$ cm), la mise en œuvre de cette bande dans le domaine optique avec une structure 3D est d'une toute autre complexité. Les CPs 3D difficilement exploitables à des applications de masse, et qui présentent des difficultés pour l'insertion des défauts. D'où l'idée de se tourner d'avantage vers les CPs 2D, non seulement la réalisation des telles structures est considérablement simplifiée mais elle bénéficie d'un large éventail d'outils développés pour la microélectronique, parfaitement adaptés à la réalisation des structures planaires submicroniques. Ces structures possèdent en outre une BIP bidimensionnelle qui autorise un contrôle de la lumière dans le plan [7].

La modulation d'indice selon plusieurs dimensions est généralement réalisée en creusant des trous dans le matériau diélectrique [8], en empilant des billes [9, 10] ou des tiges diélectriques sous une forme appelée « tas de bois » [11].

L'introduction des défauts dans le cristal photonique, des nouveaux états permis apparaissent dans la bande interdite photonique. La lumière peut être confinée selon plusieurs dimensions selon le défaut et la dimensionnalité du cristal photonique. Par exemple, si l'on introduit un défaut unidimensionnel dans un cristal photonique bidimensionnel, la lumière est confinée en deux dimensions. Une cavité bidimensionnelle est crée [12,13] et si l'on introduit un défaut linéaire dans un cristal photonique bidimensionnel, la lumière est confinée dans une dimension et elle est libre de se propager dans l'autre dimension, ce qui constitue un guide d'onde [14]. En utilisant ces concepts de base, il est alors possible de concevoir des dispositifs pour l'optique intégrée avec ces cavités et ces guides d'onde.

L'introduction d'éléments à base des cristaux photoniques permettrait de traiter toute information sous forme lumineuse, de miniaturiser les circuits actuels et finalement de limiter les couts. C'est la raison pour laquelle des nombreuses propositions pour des dispositifs à base cristaux photoniques ont été faites et parfois déjà réalisées, comme des guides d'onde [15], des virages [16, 17], des filtres sélectifs [18, 19], des multiplexeurs et démultiplexeurs [20, 21] des diviseurs puissance [22, 23] des « channel drop filters » [24, 25] et des filtres a passe bande [26, 27].

Dans ce contexte, l'implantation de routeurs optiques sur des reseaux de telecomunucations optiques necessite la modélisation des composants en amonts et en avals qui cernent le routeur considèré.

L'objectif de ce travail de thèse est l'étude des composants à cristaux photoniques et la modélisation des nouvelles fonctionnalités et de développer des composants photoniques nouveaux pour les télécommunications optiques répondant aux exigences de l'intégration photonique.

Un système de filtre optique à bande étroite est étudié**.** Le système est constitué de deux guides d'ondes obtenus en omettant une rangée des tiges du cristal photonique couplées entre eux par une cavité résonante formé par un point de défaut dans le cristal.

Un filtre passe bande est proposé, il est constitué par deux semi guides d'ondes courbés couplés entre eux par une cavité résonante linéaire 'L3'.

Et finalement on a proposé une nouvelle constitution d'un « Channel Drop Filter » formé par deux guides d'ondes courbés couplés entre eux par une cavité résonante 'L4'.

Ces dispositif a cristaux photoniques permettent la réalisation de nombreuses fonctions telles que des (transmetteur / récepteur WDM), des commutateurs tout-optiques ultra-rapides,… qui nous permis l'intégration de ces différents éléments au sein de "circuits optiques".

L'étude spectrale et temporelle de ces différents composants et faite par la méthode des ondes planes (plane wave expansion PWE) et la méthode des différences finies dans le domaine temporel (Finite Domain Time Difference FDTD), toutes les simulations ont été effectuées par des logiciels de simulation de RSoft Design Group.

Ce manuscrit comprend cinq chapitres :

Le premier chapitre est essentiellement consacrée à l'étude des cristaux photoniques, les concepts de base et un aperçu des différents cristaux photoniques est donné, les diagrammes des bandes, les cartes des bandes sont expliquées et les principales applications des BIPs sont présentées.

Le deuxième chapitre rapporte les modélisations et les simulations théoriques que nous avons effectuées afin de déterminer les paramètres optimaux du réseau à BIP pour des applications dans le domaine des télécommunications optiques. Cela concerne la modélisation des structures à bandes interdites photoniques (BIPs) dans des matériaux

diélectriques en utilisant la méthode des ondes planes et la simulation de la transmission en utilisant la méthode FDTD (*Finite Difference Time Domain*).

Dans le troisième chapitre, nous commencerons par étudier le couplage dans les cristaux photoniques via des structure les plus simple existante, à savoir deux guide W1 droites composé d'une rangée des tiges manquante et une cavité résonante formé par une point de défaut dans un à cristal photonique formée par un réseaux carré des tiges diélectriques ce qui nous permetra de réaliser un système de filtre optique à bande étroite [19].

Dans le quatrième chapitre la proposition et l'étude d'un filtre à passe bande [28].

Le filtre passe bande à cristaux photoniques « FPB-CP » (en anglais : Photonic Crystal Band Pass Filter **«** PCBPF ») est l'un des composants essentiels pour le système WDM et l'optique intégrée parce qu'il peut agir comme un multiplexeur, où il est composé d'une bande simple ou des multiples bandes. Notre FPB-PC est formé par deux quasis guides d'ondes coudés couplé entre eux avec une cavité résonante L3. L'étude des paramètres de filtre est faite par la variation du rayon des tiges de couplage entre la cavité et les quasi guides d'ondes.

Dans le cinquième chapitre la conception d'un « Channel Drop Filter » est présentée [29]. Où il est l'un des composants essentiels pour la conception de circuits intégrés photonique (CIPs) et les systèmes de communication optiques (WDM). Dans ce chapitre, nous proposons un nouveau type 'CDF' optique basé sur un cristal photonique bidimensionnel et constitué par une cavité résonante 'L4' latéralement couplée à deux guides courbés, le premier est nommé guide d'onde d'entré et l'autre guide d'onde de transfert.

Ce manuscrit se termine par une conclusion générale et les perspectives ouvertes par ce travail.

Chapitre 1

Chapitre 1

Les cristaux photoniques

1. Introduction

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

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

Dans ce chapitre, il sera présenté les principes de base et la théorie fondamentale des cristaux photoniques, les diagrammes des bandes, les cartes des bandes. En suite un aperçu des différents cristaux photoniques est donné et les principaux applications des BIPs sont présentés.

2. Historique et concept de base

Les cristaux photoniques ou matériaux à Bande Interdite Photonique (BIP), ont été découverts par E. Yablonovitch [1] et S. John [2] à la fin des années 80. Ces structure présentent une variation périodique d'indice de réfraction de l'ordre de la longueur d'onde, interdisent la propagation des ondes lumineuses dans certaines gammes de longueurs d'onde situées à l'intérieur de la bande interdite photonique, et ceci quel que soit l'angle d'incidence. Pour ces longueurs d'onde, le cristal réfléchit totalement la lumière. Cette propriété les rend intéressants pour de nombreuses applications en optique intégrée.

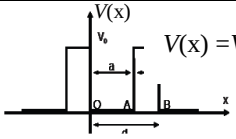
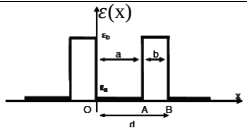
2.1. Définition d'un cristal photonique (CP)

Les cristaux photoniques (CPs) sont l'analogue des semi-conducteurs (SCs) pour le contrôle des photons [3]. En effet, les photons et les électrons ont des caractéristiques communes (dualité onde-corpuscule). Il existe une analogie formelle entre l'équation de

Schrödinger pour l'électron et l'équation d'Helmoltz pour le photon [5]. Le tableau 1.1 rappelle ces deux types d'équations.

Une comparaison entre les deux équations montre bien que la permittivité diélectrique relative $\varepsilon(r)$ joue un rôle analogue au potentiel électrique $V(r)$. La variation périodique de $\varepsilon(r)$ pourra ainsi conduire à l'apparition des bandes interdites pour les photons appelées « Bandes Interdites Photoniques (BIPs) ». Ces bandes interdisent la propagation du photon (l'onde électromagnétique) dans le cristal photonique, raisonnement déjà connu pour les bandes interdites électroniques dans les SCs. L'énergie de l'électron ne peut pas être incluse dans ces bandes d'énergie interdites.

Tableau 1.1 Résumé de l'analogie électron-photon

	Equation de Schrödinger (électron)	**Equations de Maxwell (photon)**
Champ	$\Psi(\vec{r},t) = \Psi(\vec{r})e^{i\omega t}$	$\vec{H}(\vec{r},t) = \vec{H}(\vec{r})e^{i\omega t}$
Grandeur caractéristique	$V(\vec{r})$	$\varepsilon(\vec{r})$
Opérateur hermitien	$H = \frac{-\hbar^2\nabla^2}{2m} + V(\vec{r})$	$\Theta = \nabla \times \left(\frac{1}{\varepsilon(\vec{r})}\nabla \times\right)$
Equation aux valeurs propres	$H\Psi = E\Psi$	$\Theta\vec{H} = (\frac{\omega}{c})^2\vec{H}$
Périodicité	 Puits de potentiel électrique carré périodique	 Constant diélectrique périodique

Par cette analogie, les concepts de la physique du solide, tels que les notions de réseau réciproque, zone de Brillouin et le théorème de Bloch sont applicables pour la résolution de l'équation d'onde, de cette manière nous pouvons obtenir des bandes interdites photoniques (par analogie aux bandes interdites électroniques).

Des lois d'échelles permettent de simplifier l'étude des cristaux photoniques qui rendent les propriétés optiques non dépendantes de la taille des structures à BIP [3,5]. Ainsi lors de l'étude des cristaux photoniques l'énergie des bandes est généralement exprimée en fonction d'un facteur sans dimension normalisé 'u' défini par :

$$u = \frac{a}{\lambda} = \frac{a\omega}{2\pi c} \tag{1.1}$$

Avec '*a*' grandeur caractéristique du cristal photonique (paramètre de maille du cristal),'λ' la longueur d'onde.

Il existe différents types des cristaux photoniques, à classer selon leur dimensionnalité, a une dimension, on retrouve les bien connus miroirs de Bragg (Figure 1.1 a) formés d'une alternance de couches de bas et haut indice. Le principe des miroirs de Bragg peut être généralisé à 2 ou 3 dimensions, constituant des cristaux photoniques 2D ou 3D (Figure 1a, b et c).

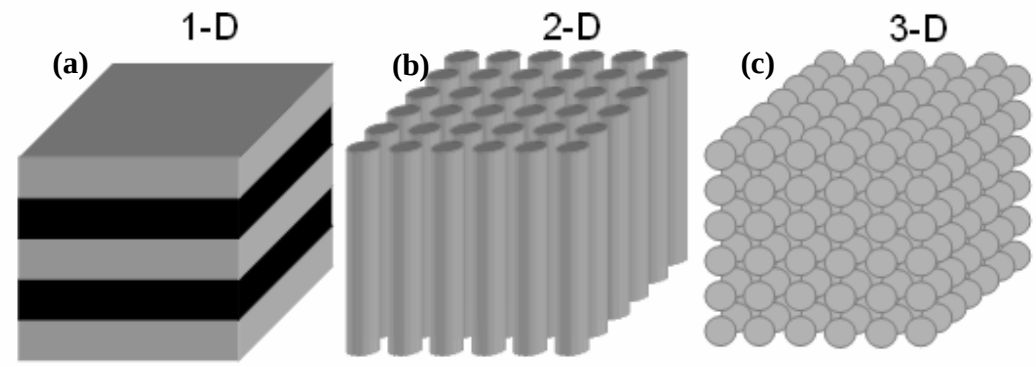


Figure 1.1 Schéma des cristaux photoniques 1D, 2D et 3D.

2.2 Miroir de Bragg

Le miroir de Bragg constitué d'un empilement successif des couches ayant deux indices de réfractions différents, forme un cristal photonique à une dimension.

Un cristal photonique unidimensionnel (1D) est un milieu composé de l'alternance périodique dans une seule direction de l'espace de deux milieux diélectriques de constants diélectriques respectifs ε_1 et ε_2, un schéma de cette structure est représenté sur la figure 1.2 (a) avec une période d'empilement 'a' [3].

La figure 1.2 (b) représente la structure de bande photonique pour un cristal photonique 1D avec une période a=1µm, la largeur de la couche du constante diélectrique $\varepsilon_1 = 13$ et w_1=0.2a et pour $\varepsilon_2 = 1$, w_2=0.8a**,** on remarque clairement qu'il existe une Bande Photonique Interdite entre la bande d'aire et la bande diélectrique.

La figure1.2(c) schématise le Spectre de réflectivité du même cristal 1D où il apparait une bande interdite.

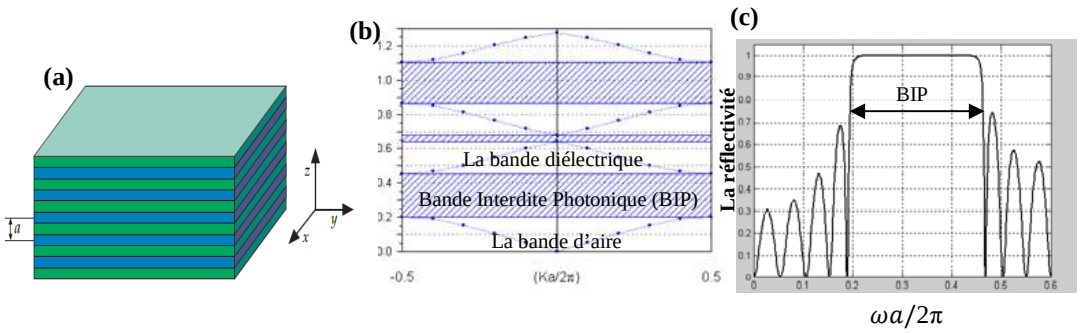


Figure 1.2 (a) Un système 1D composé en plusieurs couches s'alternant en deux matériels (bleu et vert) avec des constantes diélectriques différentes, avec une période spatiale 'a' [3].

(b) La structure de bande photonique pour la période a=1, la largeur de la couche du constante diélectrique $\varepsilon_1 = 13$ et w_1=0.2a et pour $\varepsilon_2 = 1$, w_1=0.8a [3].

(c) Spectre de la réflectivité avec le nombre des couches N=10 calculé avec le code MATLAB.

2.3 Théorème de Bloch

Le théorème de Bloch, stipule que dans un potentiel périodique, toutes les solutions de l'équation de Schrödinger sont des fonctions dites de Bloch, c'est-à-dire qu'il existe un vecteur k qui nous permet d'écrire :

$$\Psi_k(r) = u_k(r).\exp(ikr) \qquad (1.2)$$

où $u_k(r)$ est une fonction périodique avec les mêmes périodes que le potentiel. Les fonctions d'ondes des électrons dans un cristal parfait (périodique, infini, sans défaut...) sont donc simplement le produit entre une onde plane et une fonction périodique.

L'intérêt de ce théorème est qu'il montre que l'on a uniquement besoin de connaître ψ sur la maille élémentaire du cristal, les valeurs se reproduisant dans les autres mailles.

Les vecteurs k sont appelés vecteurs de Bloch, et les fonctions d'ondes sont appelées fonctions de Bloch.

2.4 Réseau direct et réciproque

2.4.1 Réseau direct

C'est par analogie à un milieu cristallin, un milieu diélectrique périodique peut s'apparenter. On peut définir une structure cristalline en deux dimensions par un réseau carré, triangulaire ou hexagonale. Un motif qui vient se positionner sur chaque nœud du réseau, il peut être un atome ou un groupe d'atomes par contre dans un milieu diélectrique périodique il correspond à des couches ou tiges diélectriques.

Dans un réseau direct les tiges ou les nœuds sont repérées par des vecteurs de translation, appelé aussi vecteurs de base [30,31].

Si on désigne $\vec{r}$ la position d'un nœud dans le réseau direct, elle peut être écrite comme Suit :

$$\vec{r} = n_1\overrightarrow{a_1} + n_2\overrightarrow{a_2} \tag{1.3}$$

Avec $(n_1, n_2) \in N^2$

Tout l'espace direct peut être segmenté en mailles élémentaires. La maille élémentaire (figure 1.3) est obtenue grâce à la surface représentée par les vecteurs de base $\overrightarrow{a_1}$ et $\overrightarrow{a_2}$ ayant leurs origines en un même nœud.

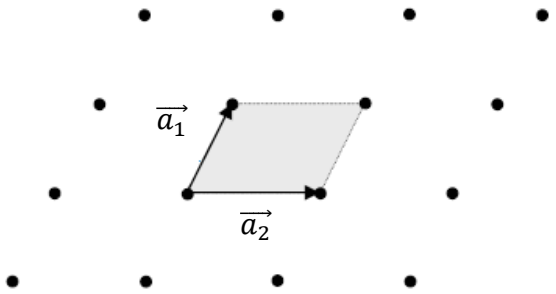


Figure 1.3 Maille élémentaire du réseau direct.

On peut regrouper les réseaux périodiques à deux dimensions suivant trois familles [34] :

2.4.1.1 Le réseau carré

Dans ce type du réseau les nœuds sont situés sur un carré de côté '*a*' (figure 1.4).

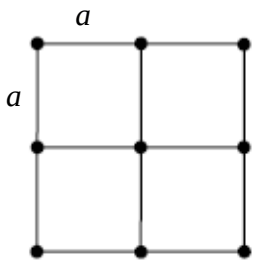


Figure 1.4 Réseau carré.

2.4.1.2 Le réseau triangulaire

Pour ce réseau Chaque nœud est espacé de son proche voisin d'une même distance '*a*' (figure 1.5).

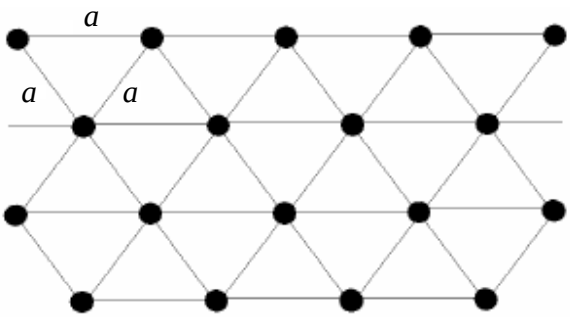


Figure 1.5 Réseau carré triangulaire.

2.4.1.3 Le réseau hexagonal

Ce réseau correspond à deux types de structures :

- La structure graphite

Sur un réseau hexagonal, si tous les nœuds sont identiques et espacés de '*a*', alors on appelle cette structure "graphite" car elle est similaire à la structure cristalline du graphite (Figure 1.6).

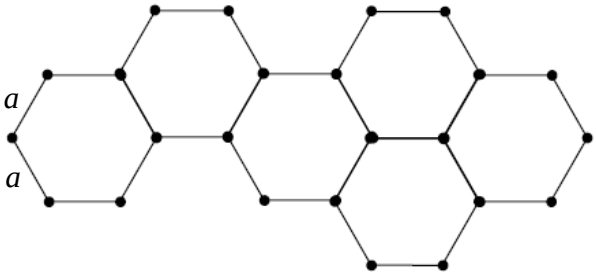


Figure 1.6 Structure graphite.

- La structure nitrure de Bore

Si un nœud diffère de son suivant par sa nature ou sa dimension, on obtient ainsi la structure cristalline du Nitrure de Bore (figure 1.7).

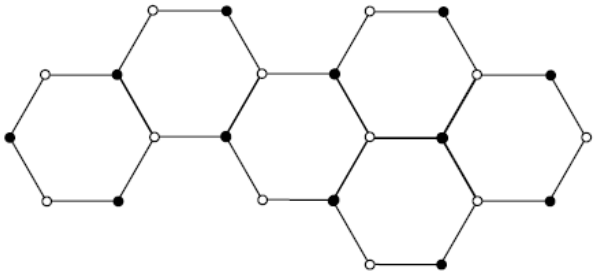


Figure 1.7 Structure Nitrure de Bore.

2.4.2 Réseau réciproque et la Zone de Brillouin

La représentation des diagrammes de bandes se fait pour des composantes du vecteur d'onde k variant le long des directions de hautes symétries. Ces points de haute symétrie se trouvent dans la première zone de Brillouin qui fait partie du réseau réciproque.

Réseau réciproque

Dans un réseau en trois dimensions, on défini le réseau direct par la maille élémentaire ($\overrightarrow{a_1}, \overrightarrow{a_2}, \overrightarrow{a_3}$), on introduit un nouveau réseau dans l'espace des vecteurs d'onde *k* qui s'appel le réseau réciproque [3,32].

Les vecteurs du réseau réciproque sont définis par:

$$\overrightarrow{b_1} = 2\pi \frac{\overrightarrow{a_2} \times \overrightarrow{a_3}}{V_c}, \overrightarrow{b_2} = 2\pi \frac{\overrightarrow{a_3} \times \overrightarrow{a_1}}{V_c}, \overrightarrow{b_3} = 2\pi \frac{\overrightarrow{a_1} \times \overrightarrow{a_2}}{V_c} \quad (1.4)$$

Où

$$V_c = \overrightarrow{a_1}(\overrightarrow{a_2} \times \overrightarrow{a_3}) \quad (1.5)$$

Est le volume de la cellule élémentaire.

Si on considère une structure périodique à deux dimensions représentée sur la figure 1.8 (a).

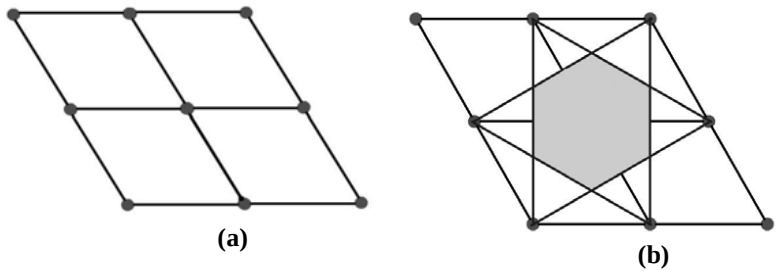


Figure 1.8 (a) Réseau direct. (b) Maille élémentaire
Wigner - Seitz du réseau direct.

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

Nous pouvons aussi obtenir une maille élémentaire de même surface en traçant les lignes qui relient un nœud donné à tous ses voisins, puis on trace les médiatrices de ces segments. Le plus petit volume enclos de cette façon, comme le montre la figure 1.8 (b), c'est la maille élémentaire de Wigner - Seitz [45],

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

- ✓ **Zone de Brillouin**

Des études théoriques sur des ondes planes se propageant dans un milieu à deux dimensions ont pu montrer que la fréquence de ces ondes forme une fonction périodique du vecteur $\vec{k}$, qui définit la direction de propagation, dans le réseau réciproque.

La plus petite aire issue de ces vecteurs $\vec{k}$ est une zone fondamentale qui s'appelle la « *première zone de Brillouin* ».

Pour illustrer cette zone, nous tracerons d'abord le réseau réciproque pour une maille d'un réseau direct, puis, nous nous plaçons au centre de la cellule d'origine Γ du réseau réciproque pour tracer un nombre suffisant de vecteurs joignant l'origine aux nœuds voisins de ce même réseau, nous construisons ensuite les médiatrices de ces vecteurs.

La plus petite aire interceptée par ces médiatrices est la première zone de Brillouin (figure 1.9) [35]. Il est prouvé que parcourir cette zone par les points de haute symétrie équivaut à se déplacer dans toute la structure périodique et dans toutes les directions.

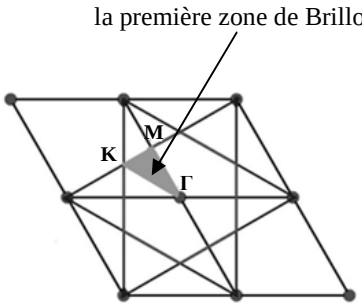


Figure 1.9 Construction de la première zone de Brillouin pour un réseau direct, Les points de hautes symétries de la première zone de Brillouin (Γ,*M*,*K*).

En utilisant les points de haute symétrie pour le calcul des valeurs propres pour chaque valeur de k, il n'est pas nécessaire de calculer ces grandeurs pour tout l'espace réciproque, et non plus pour toute la zone de Brillouin. Comme dans la théorie des semi-conducteurs, on peut limiter ce calcul à une petite partie de la zone comme indiqué sur la figure 1.10.

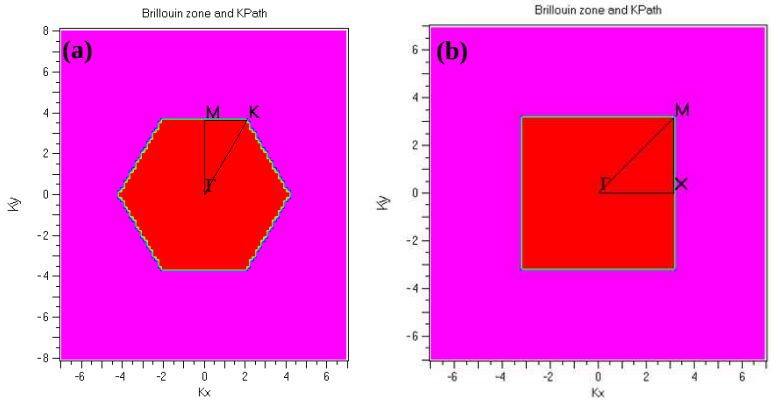
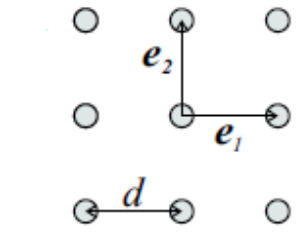
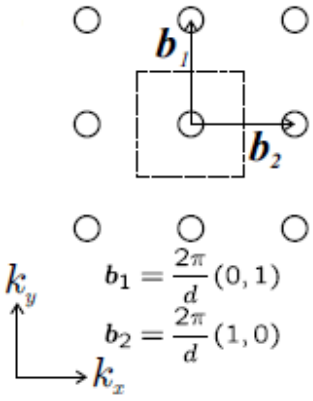
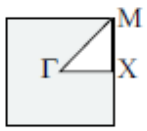
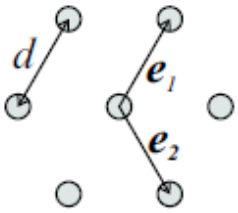
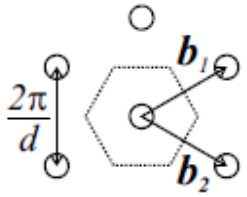
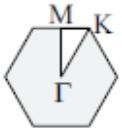


figure 1.10 Représentation des plus petites zones irréductibles. (a) Pour un réseau triangulaire. (b) Pour un réseau carré.

Ainsi pour obtenir les fréquences autorisées qui se propagent dans le cristal photonique, nous faisons balayer un vecteur d'onde (*kx*, *ky*) au contour défini par les points de haute symétrie de la première zone de Brillouin pour chaque type de réseau (figure 1.10), le tableau 1.2 présente les valeurs des vecteurs directs et réciproques, la Zone de Brillouin de chaque type de réseau.

Tableau 1.2 Propriétés élémentaires des réseaux carré, triangulaire et hexagonal.

	Vecteurs directs	**Vecteurs réciproques**	**Zone de Brillouin**
Réseau carré			 $\Gamma = (0,0)$ $X = \left(\frac{\pi}{d}, 0\right)$ $M = \left(\frac{\pi}{d}, \frac{\pi}{d}\right)$
Réseau triangulaire	 $e_1 = d\left(\frac{1}{2}, \frac{\sqrt{3}}{2}\right)$ $e_2 = d\left(\frac{1}{2}, -\frac{\sqrt{3}}{2}\right)$	 $b_1 = \frac{2\pi}{d}\left(\frac{\sqrt{3}}{2}, \frac{1}{2}\right)$ $b_2 = \frac{2\pi}{d}\left(\frac{\sqrt{3}}{2}, -\frac{1}{2}\right)$	 $\Gamma = (0,0)$ $K = \left(\frac{2\pi}{3d}, \frac{2\pi}{\sqrt{3}d}\right)$ $M = \left(0, \frac{2\pi}{\sqrt{3}d}\right)$

2.5 Cristaux photoniques bidimensionnels

Un cristal photonique bidimensionnel est une structure qui présente une modulation périodique de la constante diélectrique suivant deux directions de l'espace, et homogène dans la troisième. Les propriétés optiques des structures bidimensionnelles 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 (figure 1.11 a, d) ou encore dans un autre diélectrique (différence entre les indices du milieu et des tiges). Afin d'ouvrir des bandes interdites larges, il faut un contraste d'indice suffisamment grand [3]. Un BIP bidimensionnel peut aussi être constitué d'un ensemble de trous percés dans un diélectrique (figure 1.11 b, c).

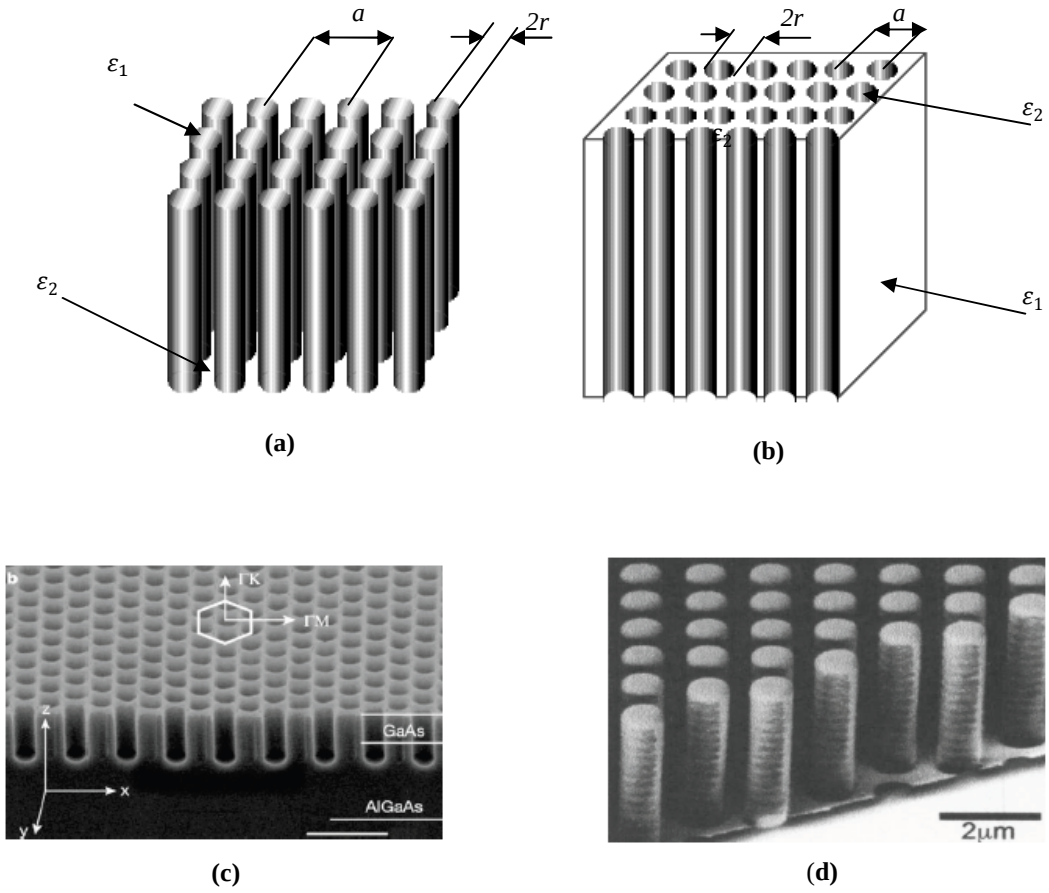


Figure 1.11 (a) et (b) Représentation schématique de cristaux photoniques 2D. (c) réseau de trous d'air percés dans un matériau diélectrique [35]. (d) réseau de cylindres (plots) [38].

Suivant la polarisation des ondes, les caractéristiques électromagnétiques d'une structure à BIP seront différentes. Il existe donc une bande interdite TE et une bande interdite TM. La bande interdite absolue sera la zone commune aux deux bandes interdites (figure 1.12). Pour avoir une bande interdite totale, c'est-à-dire des longueurs d'ondes interdites quelle que soit la direction et également le mode de propagation (TE ou TM), il faut choisir le bon réseau (carrée, triangulaire…) et ajuster les paramètres du réseau tel que le rapport *r/a* où '*r*' est le rayon du trou cylindrique, '*a*' est la distance entre deux trous (tiges) adjacents (figure 1.11).

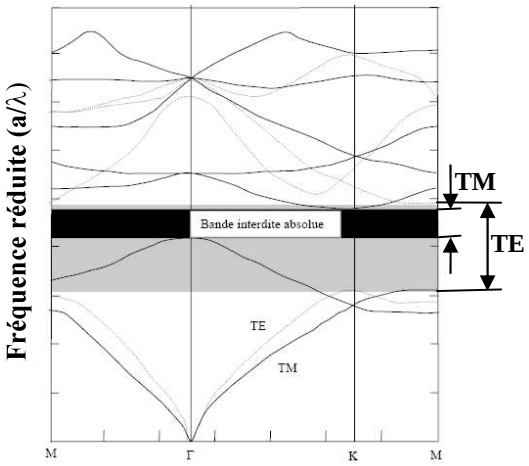


Figure 1.12 Exemple de structure de bande calculée pour un réseau triangulaire

Le cas des cristaux photoniques bidimensionnels, il est relativement facile d'obtenir une bande interdite complète avec des différences d'indice raisonnables et des réseaux simples. La période est toujours fixée de façon à obtenir une bande interdite dans au moins une polarisation à des longueurs d'onde particulières, comme dans le cas de notre travaille 1.55µm.

La carte des gaps associée à chaque cristal photonique permet d'effectuer ce choix sans difficulté, pour cela il suffit de choisir un facteur de remplissage (de préférérence qu'il soit grand) pour trouver deux valeurs ou la longueur d'onde normalisée $(\frac{a}{\lambda})$ est comprise entre elles, et par conséquence on aura une période comprise elle aussi entre deux valeurs selon la longueur d'onde d'intérêt.

2.5.1 Le facteur de remplissage

Le facteur de remplissage pour un réseau bidimensionnel est le rapport entre la section d'une tige 'A_{tige}'et l'aire de la maille élémentaire du réseau direct [37]. Il est donné par :

$$f = \frac{A_{tige}}{A_{maile_{élémentaire}}} \tag{1.6}$$

Si l'aire de la tige est considéré comme un disque on à :

$$A = \pi.r^2 \tag{1.7}$$

où r est le rayon du disque.

Dans le cas des motifs circulaires de rayon *r* dans un cristal triangulaire de période '*a*' l'aire de la cellule élémentaire est :

$$A_c = \frac{\sqrt{3}}{2}\, a^2 \tag{1.8}$$

Donc on peut définir le facteur de remplissage en air :

$$f = \frac{2\pi}{\sqrt{3}}\left(\frac{r}{a}\right)^2 \tag{1.9}$$

Pour le réseau carré l'aire de la cellule élémentaire est :

$$A_c = a^2 \tag{1.10}$$

Le facteur de remplissage est alors:

$$f = \pi\left(\frac{r}{a}\right)^2 \tag{1.11}$$

Pour le réseau unidimensionnel, le facteur de remplissage est le rapport entre l'épaisseur de la couche diélectrique de haut indice et la période du réseau.

$$f = \frac{e_H}{e_H + e_L} \tag{1.12}$$

Où e_L est l'épaisseur de la couche diélectrique de bas indice

2.5.2 Le contraste d'indice

Le rapport entre l'indice de réfraction de la matrice diélectrique et l'indice de réfraction des tiges constituants le réseau, s'appel le contraste d'indice [38].

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

$$\delta = \frac{n_H}{n_L} \tag{1.13}$$

n_H : l'indice de réfraction de la couche diélectrique de haut indice.

n_L : l'indice de réfraction de la couche diélectrique de bas indice.

2.5.3 Le diagramme des bandes

La résolution de l'une des équations qui forment un problème aux valeurs propres pour une polarisation TE où TM (chapitre 2), nous donne directement les diagrammes de bandes pour les deux polarisations, en faisant balayer le vecteur d'onde sur le contour de la première zone de Brillouin (les points de haute symétrie) pour obtenir toutes les valeurs de la fréquence normalisée autorisées et non autorisées a se propager.

La figure 1.13 montre le diagramme des bandes d'un cristal photonique hexagonal de trous d'air dans une matrice diélectrique ($\varepsilon_1 = 12$) [38].

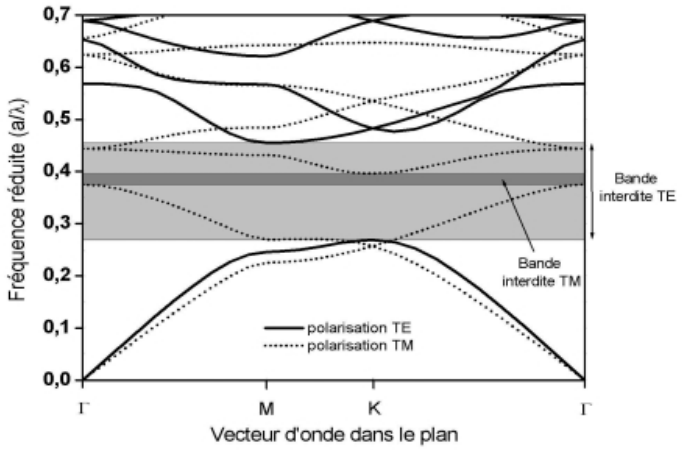


Figure 1.13 Diagramme des bandes d'un cristal photonique hexagonal de trous d'air dans une matrice diélectrique ($\varepsilon_1 = 12$) pour un facteur de remplissage en air de 63 % (r/a = 0,43) [38]. Les bandes TE sont entraits pleins et les bandes TM en pointillés. On voit apparaître une large bande interdite pour la polarisation TE et une réduite pour la polarisation TM.

2.5.4 Cartes des bandes interdites

Une carte des bandes interdites montre la position de la bande interdite en fonction du rayon du réseau. La figure 1.14 montre une carte des bandes interdites (en polarisation TE et TM) d'un CP-2D triangulaire de trous d'air percées dans une matrice diélectrique (constante diélectrique ε =11.4) [3].

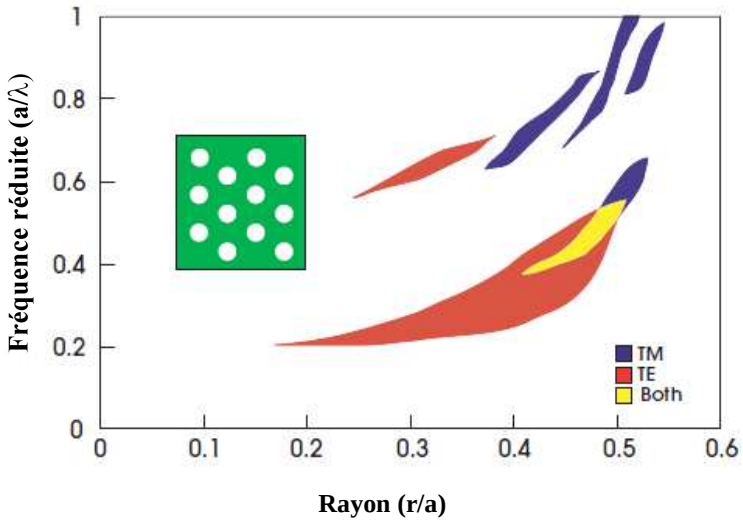
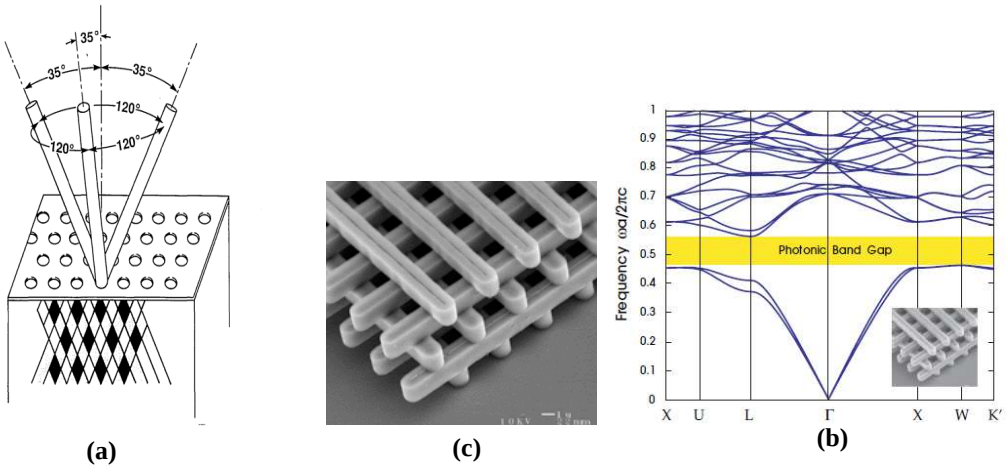


Figure 1.14 Carte de bandes pour les deux polarisation TE et TM [3] .

2.6 Cristaux photoniques tridimensionnels

Les cristaux photoniques 3D sont des matériaux ayant une constante diélectrique périodique dans les trois dimensions de l'espace. Parmi les CPs-3D offrant la possibilité d'obtenir une bande interdite omnidirectionnelle, on peut citer la structure "Yablonovite" [4] (figure 1.15 (a)), la structure "tas de bois" [11] (figure 1.15 (b)). Cette structure est relativement facile à réaliser et elle offre une bande interdite complète pour toutes les incidences de l'espace [3,11] (figure 1.15 (c)).



(a) **(c)** **(b)**

Figure 1.15 : (a) Schéma de fabrication de la Yablonovite [4].
(b) Image MEB d'une structure tas de bois en silicium [11]. (c) la structure de bande photonique pour une structure tas de bois ε=13 [3,11].

3. Domaines d'application

La majorité des applications des cristaux photoniques utilise le phénomène de la bande interdite photonique (BIP), avec l'ouverture d'une bande de fréquence autorisée à l'intérieur de cette bande, et ce fait par la possibilité d'introduire des défauts dans ces structure cristalline.

3.1 Les défauts

Comme dans les semi-conducteurs, des défauts peuvent être volontairement introduits dans les cristaux photoniques. Dans les semi-conducteurs les défauts ont pour effet d'introduire des niveaux d'énergie autorisés dans la bande interdite, Pour le cas des cristaux photoniques, la création des défauts dans la périodicité de la structure conduit également à des niveaux d'énergies permis dans la bande interdite [13,34].

Plusieurs types de défauts sont réalisables et permettent de réaliser certaines applications telles que les filtres à haute sélectivité puisque seule l'onde électromagnétique dont la fréquence correspond à celle du mode permis sera transmise .

Une façon simple de créer un ou plusieurs modes permis dans le gap consiste à introduire un défaut dans le cristal, c'est-à-dire une imperfection dans l'arrangement périodique de la structure diélectrique.

En ce qui concerne les cristaux photoniques à deux dimensions qui nous intéressent plus particulièrement dans ce travail, on peut considérer plusieurs types de défauts.

Soit la structure à deux dimensions d'un cristal photonique quelconque sans défaut schématisé sur la figure 1. 16.

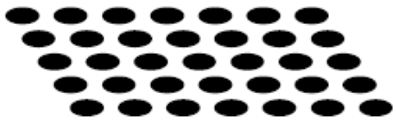


Figure 1.16 Structure d'un CP-2D sans défaut.

Dans une structure PIB-2D, il est existe deux type des défauts :

- les mono défauts (défauts ponctuels) : consistent à créer un défaut dans un seul et même endroit (figure 1.17 (a),(b)).
- les multi défauts (défauts linéaires) : consistent à répéter dans plusieurs et différents endroits à l'intérieur de la structure (figure 1.17 (c, d, e, f)).

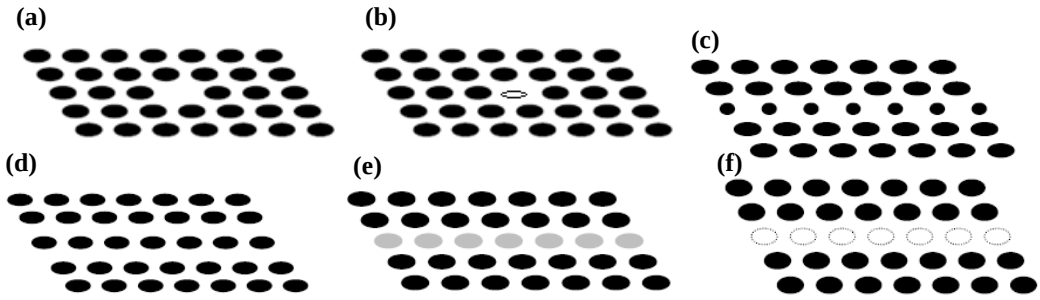


Figure 1.17 (a) Défaut ponctuel par omission d'un motif élémentaire. (b) Défaut ponctuel par variation de dimension où de la constante diélectrique d'un motif élémentaire. (c) Défaut de dimension d'une ligne des motif élémentaire. (d) Défaut de distance entre les lignes des motifs élémentaires. (e) Défaut par la variation de la constante diélectrique d'une ligne des motifs élémentaires. (f) Défaut par omission d'une ligne des motifs élémentaires .

3.2 Les principaux applications des BIPs

Dans cette partie, nous allons décrire les différentes applications possibles des matériaux à bandes interdites photoniques. Nous limiterons au cas des cristaux photoniques bidimensionnels qui sont ceux qui offrent, pour l'instant plusieurs applications.

3.2.1 Microcavité

Le défaut le plus simple qui peut être créé dans un cristal photonique est le défaut ponctuel. Les défauts de point peuvent être créés en enlevant ou en changeant une colonne simple du cristal. Ainsi, les modes de défaut localisés peuvent apparaître à l'intérieur de la BIP dans le spectre de transmission. On montre un exemple dans la figure 1.18 [13].

On peut voir que la lumière est prise au piège à l'intérieur du défaut et elle ne pourra pas se propager dans le cristal. En faisant varier le rayon du défaut, on peut atteindre une certaine gamme de fréquences dans la bande interdite [13], où on peut concevoir une cavité résonante.

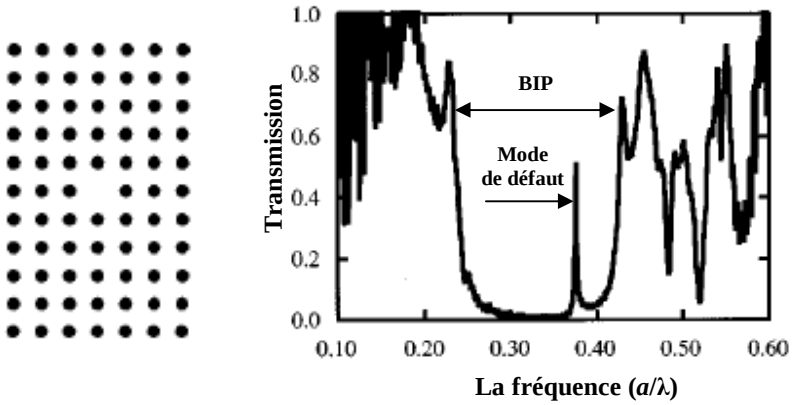


Figure 1.18 Point de défaut et son spectre de transmission [13].

Facteur de qualité :

Le facteur de qualité Q est une mesure des pertes dans la cavité. Comme la réflectivité du cristal entourant le défaut augmente avec le nombre des tiges, nous attendons que Q augmente aussi avec la taille du cristal. Pour calculer Q, nous employons une approche qui d'abord implique l'énergie stockée dans la cavité, contrôlant ensuite sa décrépitude. Nous rappelons que le facteur de qualité est défini comme [3,13] :

$$Q = \frac{\omega_0 E}{P} = -\frac{\omega_0 E}{\frac{dE}{dt}} \tag{1.14}$$

Où

E : est l'énergie stockée.

ω_0 : est la fréquence de résonance.

P=-dE/dt : est la puissance dissipé.

Un résonateur peut donc supporter Q oscillations avant que sont énergie se dissiper par un facteur de $e^{-2\pi}$ (approximativement 0.2 %) de sa valeur initiale. Après l'excitation du mode résonant, l'énergie totale peut être contrôlée comme une fonction de temps et Q peut être calculée du nombre des cycles optiques exigés pour que l'énergie se délabre.

On peut mesurer l'énergie dans la cavité par :

$$E(t) = E_0 esp(-\alpha t) \tag{1.15}$$

Où α est le taux d'affaiblissement.

Le facteur Q peut être calculé par une autre méthode différente, où il est défini comme suit [13] :

$$Q = \frac{\omega_0}{\Delta\omega} \tag{1.16}$$

Où $\Delta\omega$ est la pleine largeur à mi-hauteur de la réponse lorentzienne du résonateur.

3.2.2 Guides d'ondes

Le développement de l'optique intégrée à base des cristaux photoniques 2D passe par la conception et la réalisation des guides optiques performants. Ces derniers sont obtenus en insérant un défaut linéique dans le réseau périodique.

Les guides d'onde sont réalisés en créant un multi défaut (défaut linéaire) qui consiste à enlever une rangée ou plus dans le cristal photonique. En créant des défauts de ligne à bien limité des modes guidés peuvent apparaître à l'intérieur du BIP. Donc, un guide d'onde est créé où la lumière peut seulement se propager dans le long de la ligne du défaut.

L'introduction des défauts de ligne peut aussi être analysée en employant le diagramme de bande, comme le montre la figure 1.19.

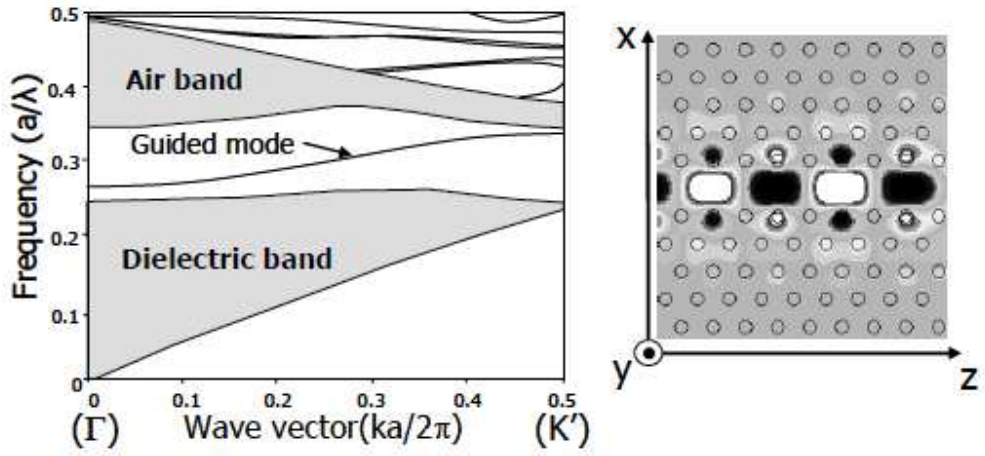


Figure 1.19 Défaut de ligne crée en enlevant une rangée de colonnes dans la direction ΓK d'un CP-2D formé dans un réseau triangulaire de tiges avec r=0.2*a* et n=3.45 dans un milieu où n=1.45 [14].

3.2.3 Filtres et multiplexeurs

Le rapprochement des guides d'ondes et des défauts ou cavités résonnantes dans un CP amène à des possibilités de filtrage et de multiplexage (insertion ou extraction) en longueur d'onde dans le cadre de l'optique intégrée [42].

Une fonction importante qu'on peut réaliser avec les cristaux photoniques : le multiplexage en longueurs d'ondes (WDM, Wavelenght Division Multiplexing). L'objectif est d'insérer ou d'extraire des longueurs d'onde bien précises.

Le couplage entre des guides et des cavités à cristaux photoniques peut permettre la réalisation de filtrage directionnel et sélectif en longueurs d'onde, plus connu sous le nom de filtre ADD-DROP, qui est un composant clé du multiplexage en longueur d'onde, un exemple de ce filtre et schématisé sur la figure 1.20, elle représente une cavité résonante couplée par recouvrement des ondes évanescentes à des guides d'onde.

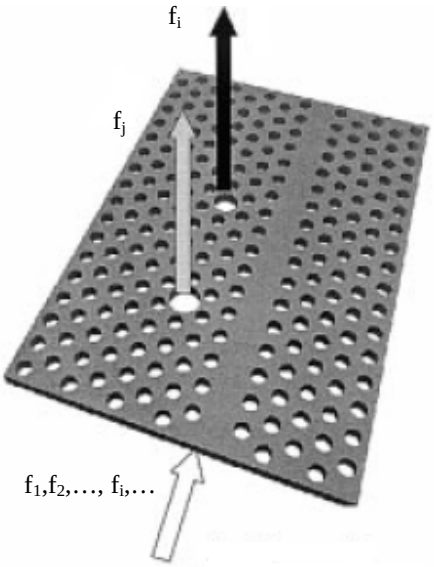


Figure 1.20 : la structure et le principe de fonctionnement d'un filtre Add- Drop, une rangée a été éliminée pour guider les ondes avec des fréquences f_1, f_2,…,f_i,…. et les défauts ponctuels pour extraire les fréquences désirées fi, fj [42]

3.2.4 Les fibres optiques

Les fibres optiques à cristaux photoniques sont déjà rentrées dans le domaine des applications industrielles. Elles ont été proposées pour la première fois dans les années 1995 [42]. Ces fibres sont obtenues par empilement de plusieurs tubes de silices pour

obtenir une « *préforme* ». Ensuite cette préforme est chauffée à une très haute température de l'ordre de 1800°C puis étirée afin qu'elle obtienne un diamètre d'environ 125 μm, pour être similaire à une fibre classique. La fibre est ensuite protégée par une gaine plastique. Comme on le voit sur le graphe de la figure 1.21.

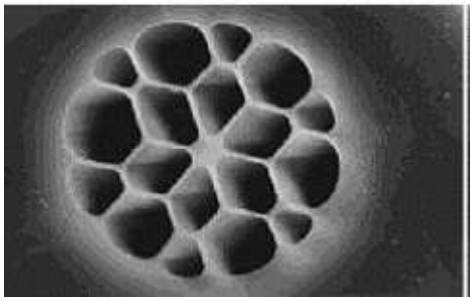


Figure 1.21 Photographie d'une fibre à trous, de diamètre de cœur (au centre) de 1μm [41].

Ces fibres à cristaux photoniques possèdent aussi des propriétés de dispersion qu'on pourra contrôler à travers leurs paramètres géométriques [40].

4.**Conclusion**

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

Les cristaux photoniques tridimensionnels sont les structures qui présentent les meilleures propriétés optiques avec notamment la possibilité d'obtenir une bande interdite omnidirectionnelle. Cependant, ils demeurent relativement difficiles à fabriquer, c'est pourquoi, les CPs les plus couramment utilisés sont les cristaux bidimensionnels.

La réalisation des dispositifs a base des cristaux photoniques est très intéressante car il suffit de créer un défaut dans le CP, les conséquences des ces défaut va apparaître soit sur les longueurs d'onde dans la gap soit sur les propriétés du diagramme de bandes du cristal, ce qui permet de réaliser des guides d'onde, des cavités, ….etc.

Chapitre 2

Chapitre 2

Modélisation des cristaux photoniques

1. Introduction

La génération des structures périodiques dans les matériaux optiques est une technique en pleine expansion, notamment à cause de leurs applications potentielles très nombreuses. La recherche sur ces type des matériaux a aussi considérablement évolue au cours de ces dernières années.

Cependant, la modélisation numérique permettant de déterminer les caractéristiques de ces matériaux, où ils sont été considérés généralement des structures ayant des dimensions infinies.

Dans ce chapitre, nous présentons les méthodes les plus utilisées actuellement pour la modélisation des cristaux photoniques à fin de déterminer les paramètres des ces structures et d'analyser la propagation du champ électromagnétique ainsi le calcul de la transmission, et le calcul des diagrammes de dispersion de ces matériaux.

Dans notre travail, nous avons utilisé la méthode des ondes planes (plane wave expansion PWE) [42] et la méthode des différences finies dans le domaine temporel (Finite Difference Time Domain Method FDTD) [46] où ils sont décrites dans cette partie et nous présentons les conditions aux limites appliquées dans toutes les simulations.

A la fin de ce chapitre on présente d'autres méthodes qui existent pour modulé les cristaux photoniques.

2. Equations de Maxwell

De façon générale, la propagation des ondes électromagnétiques est décrite par les 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 (la perméabilité magnétique relative est égale à 1), et en l'absence de charges et courants libres ces équations sont (en unités SI):

$$\vec{\nabla}.\vec{B}(\vec{r},t) = 0$$

$$\vec{\nabla}.\vec{D}(\vec{r},t) = 0$$

$$\vec{\nabla} \wedge \vec{E}(\vec{r},t) = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t}(\vec{r},t) \tag{1.1}$$

$$\vec{\nabla} \wedge \vec{H}(\vec{r},t) = \frac{\partial \vec{D}}{\partial t}(\vec{r},t)$$

Et on peut poser:

$$\begin{aligned} \vec{D}(\vec{r},t) &= \varepsilon_r(\vec{r})\varepsilon_0\vec{E}(\vec{r},t) \\ \vec{B}(\vec{r},t) &= \mu_0\vec{H}\,(\vec{r},t) \end{aligned} \tag{1.2}$$

Avec ε_0 et μ_0 la permittivité électrique et la perméabilité magnétique dans le vide et $\varepsilon_r(\vec{r})$ la permittivité relative qui est fonction des coordonnées du point de l'espace.

Donc en remplaçant les équations (1.2) dans (1.1) on obtient le système d'équation suivant :

$$\vec{\nabla}.\left(\varepsilon_r(\vec{r})\varepsilon_0\vec{E}(\vec{r},t)\right) = 0$$

$$\vec{\nabla}.\vec{H}(\vec{r},t) = 0$$

$$\vec{\nabla} \wedge \vec{E}(\vec{r},t) = -\mu_0\frac{\partial \vec{H}}{\partial t}(\vec{r},t) \tag{1.3}$$

$$\vec{\nabla} \wedge \vec{H}(\vec{r},t) = \varepsilon_0\varepsilon_r(\vec{r})\frac{\partial \vec{E}}{\partial t}(\vec{r},t)$$

Les équations (1.3) étant linéaires, où $\vec{E}(\vec{r},t)$ et $\vec{H}(\vec{r},t)$ désignent respectivement les champs électriques et magnétiques.

On montre alors que les champs $\vec{E}(\vec{r},t)$ et $\vec{H}(\vec{r},t)$ sont des champs transverses à la direction de propagation et qu'ils vérifient les équations d'onde suivantes [3] :

$$\begin{aligned} \vec{\nabla} \wedge \left(\frac{1}{\varepsilon_r(\vec{r})} \vec{\nabla} \wedge \vec{H}(\vec{r},t) \right) + \mu_0 \varepsilon_0 \frac{\partial^2 \vec{H}(\vec{r},t)}{\partial t^2} = 0 \\ \frac{1}{\varepsilon_r(\vec{r})} \vec{\nabla} \wedge \left(\vec{\nabla} \wedge \vec{E}(\vec{r},t) \right) + \mu_0 \varepsilon_0 \frac{\partial^2 \vec{E}(\vec{r},t)}{\partial t^2} = 0 \end{aligned} \tag{1.4}$$

Il est possible de rechercher des solutions sous la forme d'ondes planes de la forme [36,45] :

$$\begin{aligned} \vec{E}(\vec{r},t) &= \vec{E}(\vec{r}) e^{j\omega t} \\ \vec{H}(\vec{r},t) &= \vec{H}(\vec{r}) e^{j\omega t} \end{aligned} \tag{1.5}$$

Où la longueur d'onde dans le vide :

$$\begin{aligned} \lambda &= \frac{2\pi c}{\omega} \\ c &= \frac{1}{\sqrt{\varepsilon_0 . \mu_0}} \\ \omega^2 &= \frac{k^2 c^2}{\varepsilon_r(\vec{r})} \end{aligned} \tag{1.6}$$

Avec '*c*'et la célérité de la lumière dans le vide, dont le vecteur d'onde $\vec{k}$ est défini de telle sorte que le trièdre $(\vec{E},\vec{H},\vec{k})$ soit direct.

Où 'ω' est la pulsation du champ électromagnétique, les vecteurs $\vec{E}(\vec{r})$ et $\vec{H}(\vec{r})$ doivent satisfaire le système d'équations:

$$\vec{\nabla} \wedge \left(\frac{1}{\varepsilon_r(\vec{r})} \vec{\nabla} \wedge \vec{H}(\vec{r}) \right) = \frac{\omega^2}{c^2} \vec{H}(\vec{r})$$

$$\frac{1}{\varepsilon_r(\vec{r})} \vec{\nabla} \wedge \left(\vec{\nabla} \wedge \vec{E}(\vec{r}) \right) = \frac{\omega^2}{c^2} \vec{E}(\vec{r}) \quad (1.7)$$

Dans le cas des cristaux photoniques, $\varepsilon_r(\vec{r})$ est une fonction périodique qui est généralement confinée dans une partie restreinte de l'espace. La résolution analytique de ces équations s'avère alors impossible. La mise au point de méthodes et d'outils numériques est donc une nécessité pour prédire et comprendre les propriétés de ces structures.

Il existe plusieurs méthodes numériques de résolution du calcul. Ci-dessous, nous allons détailler les méthodes les plus populaire pour étudie le comportement fréquentielle et temporelle des matériaux BIP.

3. La méthode des ondes planes

La méthode des ondes planes (PWE : Plane Wave Expansion) est une méthode de résolution dans le domaine fréquentiel des équations de Maxwell. Elle est basée sur la décomposition en ondes planes du problème électromagnétique. Cette méthode est essentiellement utilisée pour analyser les propriétés dispersives des matériaux à bandes interdites photoniques [42-45].

D'un point de vue général, un milieu de constant diélectrique périodique $\varepsilon_r(\vec{r})$ induit des modifications sur la propagation de l'onde électromagnétique.

Compte tenu de la périodicité de $\varepsilon_r(\vec{r})$, on peut écrire pour tout vecteur $\vec{R}$ du réseau direct la relation suivante :

$$\varepsilon_r(\vec{r} + \vec{R}) = \varepsilon_r(\vec{r}) \quad (1.8)$$

A cause de cette périodicité dans l'espace, $\frac{1}{\varepsilon_r(\vec{r})}$ peut être décomposé en série de Fourier est s'écrit sous forme [34] :

$$\frac{1}{\varepsilon_r(\vec{r})} = \sum_{\vec{G}} \kappa(\vec{G}) e^{j\vec{G}.\vec{r}}$$

Où

$$\kappa(\vec{G}) = \frac{1}{V_0} \int_{V_0} \frac{1}{\varepsilon(\vec{r})} e^{-j\vec{G}.\vec{r}} d\vec{r} \tag{1.9}$$

Tel que :

$\vec{G}$: Le vecteur du réseau réciproque selon [36].

$\kappa(\vec{G})$: représente les coefficients de Fourier de $\frac{1}{\varepsilon(\vec{r})}$ et V_0 le volume de la cellule unitaire du cristal photonique.

Etant donnée la périodicité de la constante diélectrique, on peut appliquer le théorème de Bloch aux équations de propagation du champ électromagnétique (1.7) comme il est appliqué, en physique du solide, à l'équation de propagation d'une onde électronique dans un cristal ordinaire où le potentiel périodique est donné par l'arrangement régulier des atomes. Le champ électrique $\vec{E}(\vec{r})$ et le champ magnétique $\vec{H}(\vec{r})$ sont alors caractérisés par un vecteur d'onde $\vec{k}$ dans la première zone de Brillouin (vecteur d'onde de Bloch) et par un nombre 'n' qu'est le numéro de bande et prennent la forme :

$$\begin{aligned} \vec{E}(\vec{r}) &= \vec{E}_{kn}(\vec{r}) = u_k(\vec{r}) e^{j\vec{k}.\vec{r}} \\ \vec{H}(\vec{r}) &= \vec{H}_{kn}(\vec{r}) = v_k(\vec{r}) e^{j\vec{k}.\vec{r}} \end{aligned} \tag{1.10}$$

$u_{kn}(\vec{r})$ et $v_{kn}(\vec{r})$ sont des fonctions vectorielles périodiques donc ils satisfont les conditions suivantes :

$$\begin{aligned} u_{kn}(\vec{r} + \vec{R}) &= u_{kn}(\vec{r}) \\ v_{kn}(\vec{r} + \vec{R}) &= v_{kn}(\vec{r}) \end{aligned} \tag{1.11}$$

D'une façon similaire pour $\frac{1}{\varepsilon_r(\vec{r})}$ on peut développées $\vec{E}_{kn}(\vec{r})$ et $\vec{H}_{kn}(\vec{r})$ en série de Fourier :

$$\vec{E}_{kn}(\vec{r}) = \sum_{\vec{G}} \vec{E}_{kn}\left(\vec{G}\right) e^{j(\vec{k}+\vec{G}).\vec{r}}$$
$$\vec{H}_{kn}(\vec{r}) = \sum_{\vec{G}} \vec{H}_{kn}\left(\vec{G}\right) e^{j(\vec{k}+\vec{G}).\vec{r}} \quad (1.12)$$

Où $\vec{E}_{kn}(\vec{G})$ et $\vec{H}_{kn}(\vec{G})$ sont les coefficients de Fourier de $\vec{E}_{kn}(\vec{r})$ et $\vec{H}_{kn}(\vec{r})$.

On note que les coefficients de Fourier dans l'espace réciproque $\vec{E}_{kn}(\vec{G})$ et $\vec{H}_{kn}(\vec{G})$ sont dénoté par les mêmes symboles originaux dans l'espace réel [34].

En injectant (1.12) et (1.9) dans l'équation de propagation (1.7), apprêt un développements de calcule , nous obtenons les équations suivantes à la valeur propres pour les coefficients de Fourier des champs électriques et magnétiques :

$$-\sum_{\vec{G}'} \kappa(\vec{G}-\overrightarrow{G'})\left(\vec{k}+\overrightarrow{G'}\right) \times \left\{\left(\vec{G}+\overrightarrow{G'}\right) \times \vec{E}_{kn}(\overrightarrow{G'})\right\} = \frac{\omega_{kn}^2}{c^2}\vec{E}_{kn}(\vec{G})$$
$$-\sum_{\vec{G}'} \kappa(\vec{G}-\overrightarrow{G'})\left(\vec{k}+\overrightarrow{G'}\right) \times \left\{\left(\vec{G}+\overrightarrow{G'}\right) \times \vec{H}_{kn}(\overrightarrow{G'})\right\} = \frac{\omega_{kn}^2}{c^2}\vec{H}_{kn}(\vec{G}) \quad (1.13)$$

Ces équations forment un problème aux valeurs propres tel que les $\{\omega_{kn}\}$ et les $\{\vec{E}_{kn}(\vec{G})\}$ ou les $\{\vec{H}_{kn}(\vec{G})\}$ sont les quantités à trouver.

L'une des équations (1.13) est un système linéaire. Il est de dimension infinie car il y a une infinité de vecteurs $\vec{G}$ du réseau réciproque. Les développements 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 $\{\omega_{kn}\}$ (*n* servant à numéroter 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. C'est ce que nous appellerons le diagramme de bande du cristal. De manière générale, quand les vecteurs $\vec{k}$ décrivent la première zone de Brillouin irréductible, les fréquences ω_{kn} recouvrent continûment le spectre d'énergie. Cependant,

dans certains cas, il existe des domaines d'énergie dans lesquels aucun mode ω_{kn} n'est accessible : ce sont les bandes interdites photoniques.

Finalement, Pour étudie la structure des bandes et calculer le diagramme de dispersion d'un matériau BIP ont utilise la méthode des ondes plane, il faut définir une cellule et un réseau périodique selon lequel cette cellule se répète pour couvrir entièrement l'espace [5].

La cellule peut être uniquement le motif du cristal photonique pour un cristal sans défauts. Si l'on veut calculer des structures plus complexes, par exemple des cavités ou des guides d'onde, la méthode des ondes plane doit être adaptée: la cellule unitaire du cristal est remplacée par une super cellule contenant plusieurs cellules unitaires (figure 1.1). Dans le cas où la super cellule contient un défaut (par exemple une cavité), ce défaut est répète périodiquement dans l'espace (condition de bord périodique).

La figure 1.1(a) montre une super cellule qu'est adaptée aux calculs des modes et des relations de dispersion des guides d'onde linaire.

La super cellule de la figure 1.1(b) est adaptée aux calculs des cavités dans un réseau carré. La super cellule est répétée périodiquement dans les deux directions x et y. La distance entre les défauts doit être suffisante pour éviter le couplage des modes des cavités. Le nombre des rangées des trous entre les cavités doit être augmenté jusqu'à ce que la valeur des énergies propres converge vers une valeur stable [5].

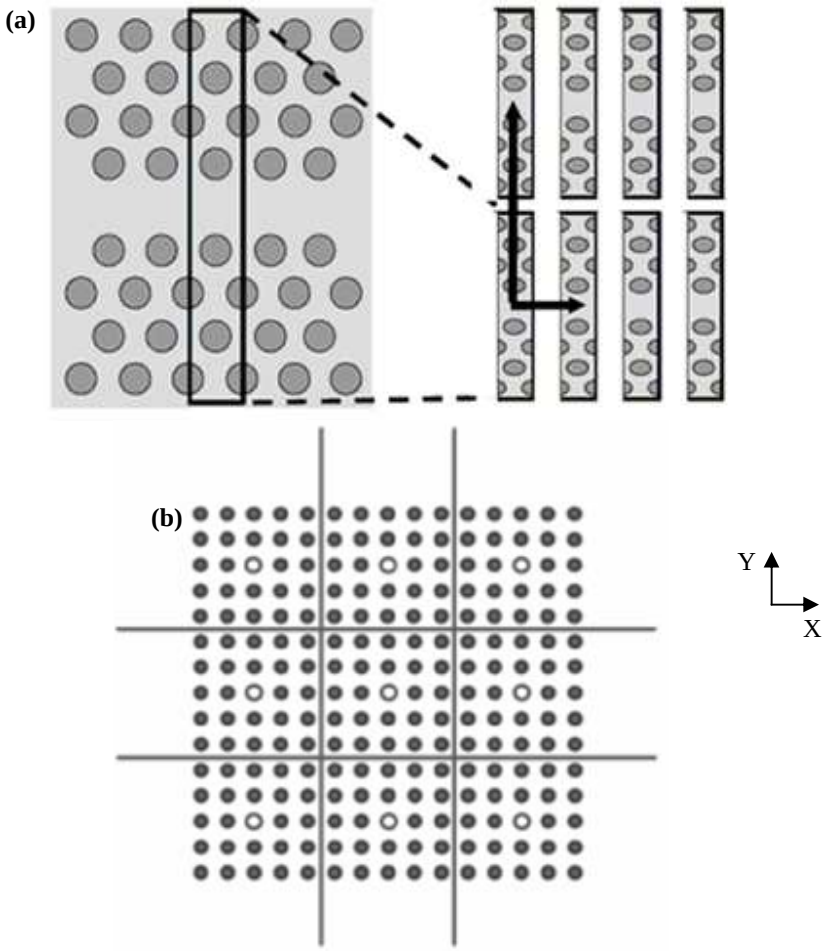


Figure 1.1 Exemple de définition d'une super cellule. (a) cas d'un défaut linaire. (b) cas d'un défaut ponctuel.

4. La méthode des différences finies temporelles

La méthode des différences finies temporelles (Finite Difference Time Domaine) FDTD [46,47] est l'une des techniques les plus couramment utilisées pour la résolution directe des équations de Maxwell sur une structure de profil d'indice quelconque.

Elle donne des résultats précis même sur des structures à fort contraste d'indice comme les cristaux photoniques, Où la résolution des équations est réalisée dans le domaine temporel. Ce qui nous permet d'étudier l'évolution de la transmission et de la réflexion d'une onde électromagnétique dans les matériaux BIPs afin d'appréhender visuellement la propagation d'une onde électromagnétique dans ce milieu.

Comme nous pouvons intégrer dans l'algorithme de résolution de nombreuses sources (ondes planes, modes guidés, dipôles oscillants,…).

Cette méthode nous permet de connaître la réponse spectrale d'un système périodique par le calcul de toutes les composantes du champ à tous les instants et sur tous les domaines de calcul grâce à l'utilisation de la transformée de Fourier.

En revanche, cette méthode peut requérir des moyens de calcul et des mémoires informatiques importants, dépendant de la taille de l'espace de travail. Pour diminuer les temps d'exécution, les espaces de travail doivent être choisis assez réduits. Les structures étudiées seront donc assez limitées en taille (quelques dizaines de microns à λ=1.55μm) [48-49].

4.1 Principe de la méthode

La FDTD c'est une méthode simple à mettre en œuvre, elle est basée sur la discrétisation temporelle et spatiale des équations de Maxwell en remplaçant les dérivées partielles par des différences finies, dans le cas d'un matériau isotrope, non dispersif, sans source et transparent (constante diélectrique purement réelle).

Considérons les équations de Maxwell "rotationnelles" de (1.3). Le système à discrétiser devient alors dans un repère cartésien (O, x, y, z) :

$$\begin{cases} \dfrac{\partial H_x}{\partial t} = \dfrac{1}{\mu_0}\left(\dfrac{\partial E_y}{\partial z} - \dfrac{\partial E_z}{\partial y}\right) \\ \dfrac{\partial H_y}{\partial t} = \dfrac{1}{\mu_0}\left(\dfrac{\partial E_z}{\partial x} - \dfrac{\partial E_x}{\partial z}\right) \\ \dfrac{\partial H_z}{\partial t} = \dfrac{1}{\mu_0}\left(\dfrac{\partial E_x}{\partial y} - \dfrac{\partial E_y}{\partial x}\right) \\ \dfrac{\partial E_x}{\partial t} = \dfrac{1}{\varepsilon}\left(\dfrac{\partial H_z}{\partial y} - \dfrac{\partial H_y}{\partial z}\right) \\ \dfrac{\partial E_y}{\partial t} = \dfrac{1}{\varepsilon}\left(\dfrac{\partial H_x}{\partial z} - \dfrac{\partial H_z}{\partial x}\right) \\ \dfrac{\partial E_z}{\partial t} = \dfrac{1}{\varepsilon}\left(\dfrac{\partial H_y}{\partial x} - \dfrac{\partial H_x}{\partial y}\right) \end{cases} \tag{1.14}$$

Dans le cas 2D, le calcul de la propagation du champ électromagnétique $(\vec{E}, \vec{H})$ doit être effectué dans une structure où l'indice de réfraction est constant dans la direction (z) perpendiculaire aux deux autres. Dans ce cas, le champ électromagnétique ne dépend pas de cette coordonnée et donc $\partial/\partial z = 0$. Donc le système (1.14) est découplé en deux sous systèmes indépendants.

- Le premier regroupe les champs (E_x, E_y, H_z) et est nommé TE (transverse électrique) :

$$\begin{cases} \dfrac{\partial H_z}{\partial t} = \dfrac{1}{\mu_0}\left(\dfrac{\partial E_x}{\partial y} - \dfrac{\partial E_y}{\partial x}\right) \\ \dfrac{\partial E_x}{\partial t} = \dfrac{1}{\varepsilon}\left(\dfrac{\partial H_z}{\partial y}\right) \\ \dfrac{\partial E_y}{\partial t} = \dfrac{1}{\varepsilon}\left(\dfrac{\partial H_x}{\partial z} - \dfrac{\partial H_z}{\partial x}\right) \end{cases} \tag{1.15}$$

- Le deuxième regroupe les champs (H_x, H_y, E_z) et est appelé TM (transverse magnétique) :

$$\begin{cases} \dfrac{\partial E_z}{\partial t} = \dfrac{1}{\varepsilon}\left(\dfrac{\partial H_y}{\partial x} - \dfrac{\partial H_x}{\partial y}\right) \\ \dfrac{\partial H_x}{\partial t} = \dfrac{1}{\mu_0}\left(-\dfrac{\partial E_z}{\partial y}\right) \\ \dfrac{\partial H_y}{\partial t} = \dfrac{1}{\mu_0}\left(\dfrac{\partial E_z}{\partial x}\right) \end{cases} \tag{1.16}$$

Selon les susdites équations, la variation du champ électrique dans le temps dépend de la variation spatiale du champ magnétique et vice et versa. Pour résoudre les équations de Maxwell, ces équations doivent être discrétiser, dans le temps et l'espace.

Un développement de Taylor à l'ordre 2 nous permet d'obtenir les dérivées temporelles et spatiales des champs (E_x, E_y, H_z) et (H_x, H_y, E_z).

Comme un rappel sur cette approximation, soit u(x,y,t) une fonction des trois variables x, y et t, effectuons son développement de Taylor au premier ordre par rapport à ces trois variables:

$$u(x+\Delta x,y,t)=u(x,y,t)+\Delta x\frac{\partial u(x,y,t)}{\partial x}+0([\Delta x]^2)$$

$$u(x-\Delta x,y,t)=u(x,y,t)-\Delta x\frac{\partial u(x,y,t)}{\partial x}+0([\Delta x]^2)$$

D'où

$$\frac{\partial u(x,y,t)}{\partial x}=\frac{u(x+\Delta x,y,t)-u(x-\Delta x,y,t)}{2\Delta x} \quad (1.17)$$

De la même façon on obtient :

$$\frac{\partial u(x,y,t)}{\partial y}=\frac{u(x,y+\Delta y,t)-u(x,y-\Delta y,t)}{2\Delta y} \quad (1.18)$$

$$\frac{\partial u(x,y,t)}{\partial t}=\frac{u(x,y,t+\Delta t)-u(x,y,t-\Delta t)}{2\Delta t} \quad (1.19)$$

En utilisant les notations introduites par Yee dans [41], pour une fonction :

$$u(i\Delta x,j\Delta y,n\Delta t)=u_{i,j}^{n}$$

Où *i*, *j*, *n* sont des entiers, on peut exprimer la dérivée temporelle de la fonction u à l'instant $t_n=n\Delta t$ et au point $(x_i = i\Delta x, y_j = j\Delta y)$ selon (1.19) :

$$\left.\frac{\partial u}{\partial t}\right|_{i,j} = \frac{u_{i,j}^{n+1/2} - u_{i,j}^{n-1/2}}{\Delta t} \tag{1.20}$$

De même on calcule selon (1.17) et (1.18) le dérivées spatiales au même point :

$$\left.\frac{\partial u}{\partial x}\right|_{i,j} = \frac{u_{i+1/2,j}^{n} - u_{i-1/2,j}^{n}}{\Delta x} \tag{1.21}$$

$$\left.\frac{\partial u}{\partial y}\right|_{i,j} = \frac{u_{i,j+1/2}^{n} - u_{i,j-1/2}^{n}}{\Delta y} \tag{1.22}$$

4.2 Discrétisation des équations de Maxwell et application d'algorithme de YEE

La méthode des différences finies temporelles est fondée sur le schéma explicite de Kane Yee, rapporté en 1966 [54] (figure1.2):

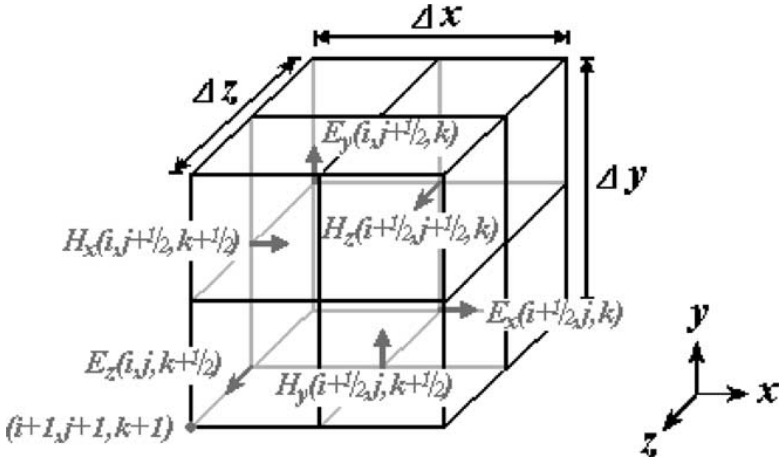


Figure 1.2 La cellule d'Yee Traditionnel pour les composants FDTD des champs. Montrant le rapport spatial entre le x, y et les composants z du champ électrique E et le champ magnétique H. Ici, i, j et k représente les indice de réseau dans les directions X, Y et X, respectivement.

Une discrétisation spatiale et temporelle aux différences finies est effectuée, l'espace 2D est discrétisé par un maillage de pas Δx ($\Delta x = \Delta y = \Delta$ dans la plupart des cas), et l'espace des temps est discrétisé avec un pas temporel Δt.

L'algorithme proposé de Yee utilise cette discrétisation dans les équations de Maxwell.

Il propose d'abord une discrétisation des composantes du champ électrique $\vec{E}$ sur des grilles décalées par rapport à celle du champ magnétique$\vec{H}$, de manière à conserver une répartition des composantes qui vérifient naturellement les équations de Maxwell sous leur forme intégrale. La grille des composantes de champs E_x est décalée d'un demi pas spatial suivant l'axe y tandis que la grille des composantes E_y est décalée d'un demi pas spatial suivant l'axe x. Le décalage des champs E_x et E_y, est fait par rapport au champ H_z [32], [49- 52].

La position des composantes des champs sur la grille dans le cas TE est représentée sur la figure 1.3, c'est la polarisation utilisé dans notre thèse. Un décalage temporel d'un demi-pas est aussi introduit entre le calcul des champs $\vec{E}$ et des champs $\vec{H}$.

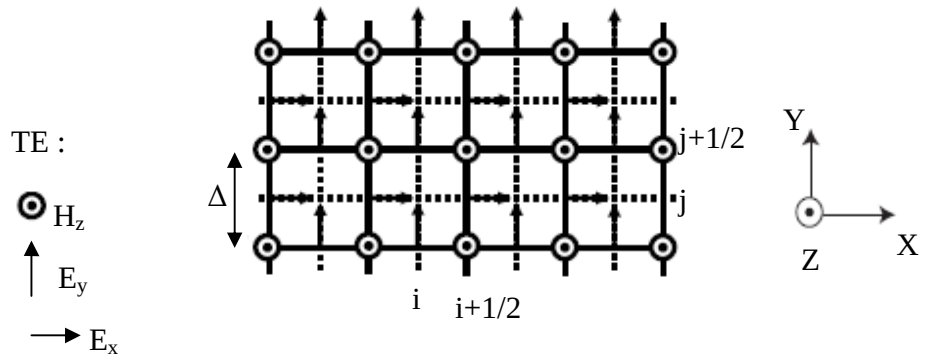


Figure 1.3 : Discrétisation de l'espace suivant l'algorithme de Yee à 2D. Les points d'évaluation des différentes composante du champ électromagnétique sont donnés pour les cas TE.

Les équations finales discrétisées sur cet espace et dans le temps permettent de calculer les champs $\vec{E}$ et $\vec{H}$ en tout point de la structure à l'instant t_{n+1} connaissant leurs valeurs aux instants t_n et $t_{n+1/2}$ ainsi que la valeur de l'indice de réfraction en tout point de l'espace de travail. De plus, la forme de l'algorithme impose la connaissance d'au moins d'une composante du champ en quatre points autour du point de calcul.

Donc les équations d'évolution des champs dans les grilles pour la polarisation TE sont :

$$H_z|_{i,j}^{n+1/2} = H_z|_{i,j}^{n-1/2} + \frac{\Delta t}{\mu\Delta}\begin{pmatrix} E_y|_{i-\frac{1}{2},j}^{n} - E_y|_{i+\frac{1}{2},j}^{n} + \\ E_x|_{i,j+1/2}^{n} - E_x|_{i,j-1/2}^{n} \end{pmatrix} \quad (1.23)$$

$$E_x|_{i,j}^{n+1} = E_x|_{i,j}^{n} + \frac{\Delta t}{\varepsilon_{i,j\Delta}}(H_z|_{i,j+\frac{1}{2}}^{n+\frac{1}{2}} - H_z|_{i,j-\frac{1}{2}}^{n+\frac{1}{2}}) \quad (1.24)$$

$$E_y|_{i,j}^{n+1} = E_y|_{i,j+1}^{n} + \frac{\Delta t}{\varepsilon_{i,j\Delta}}(H_z|_{i-\frac{1}{2},j}^{n+\frac{1}{2}} - H_z|_{i+\frac{1}{2},j}^{n+\frac{1}{2}}) \quad (1.25)$$

4.3 Critères de stabilité

Pour que la méthode FDTD soit stable, il faut que les critères de stabilité suivants vérifient [47] :

$$\Delta t \leq \frac{1}{c\sqrt{\frac{1}{(\Delta x)^2} + \frac{1}{(\Delta y)^2} + \frac{1}{(\Delta z)^2}}} \quad (1.26)$$

Avec :

Δx,Δy, Δz : Les pas de discritization dans l'espace

C : la vitesse de la lumière

Δt: L'incrémentation temporelle

4-4 Conditions aux limites

Des problèmes apparaissent ainsi sur la frontière de l'espace de travail puisque la valeur des champs à l'extérieur de l'espace de travail n'est connue à aucun instant. Malheureusement l'espace de travail est limité, on ne connaît à aucun instant cette valeur. Une première solution est de fixer les composantes de champ à une valeur nulle aux bords du domaine et de ne pas appliquer l'algorithme de base. Des réflexions n'ayant aucune origine physique apparaissent alors sur ces bords et perturbent fortement le comportement de la structure.

Il faut donc utiliser un algorithme pour ces composantes de bord qui visent à réduire ces réflexions, qui impose l'utilisation des conditions aux limites performantes au bord du domaine de calcul.

Les méthodes les plus utilisé comme solution sont :

4.4.1 Conditions de Mur

Ces conditions correspondent aux conditions d'absorption proposées par Engquist-Majda [53] et discrétisées par Mur [54]. Qui n'est applicable que dans le cas d'un maillage FDTD cartésien. Il est basé sur la factorisation des opérateurs aux dérivées partielles dans l'équation d'onde [52].

4.4.2 Condition PML

C'est les conditions aux limites les plus appliqué dans l'étude des cristaux photonique.
Les PML de Bérenger pour "perfectly matched layers" [55] est une technique basée sur la condition d'adaptation d'impédance de deux ondes à l'interface entre deux milieux de même indice mais dont l'un est absorbant (présentant une conductivité électrique σ et magnétique σ*non nulle). Dans le vide, cette condition s'exprime :

$$\sigma/\varepsilon_0=\sigma^*/\mu_0 \qquad (1.27)$$

Où ε_0 désigne la permittivité du vide et μ_0 sa permittivité magnétique.

Dans ce cas l'onde n'est pas réfléchie à l'interface entre les deux milieux et s'atténue dans la partie absorbante. L'épaisseur de la couche absorbante peut être choisie aussi grande que voulue pour limiter la réflexion en bord de domaine.

L'absorption n'est alors choisie non nulle que suivant l'axe normal à l'interface entre les deux milieux (Figure 1.4).

A l'interface, l'onde plane incidente est décomposée fictivement en deux ondes :

- Une onde à incidence normale, qui vérifie la condition (1.27) et qui n'est donc pas réfléchie à l'interface entre le milieu non absorbant et absorbant.
- Une onde à incidence rasante pour laquelle aucune absorption n'apparaît. Cette onde ne subit par conséquent aucune réflexion.

Donc, il faut rajouter autour du domaine de calcul des couches de type PML pour absorber sans réflexions une onde incidente arrivant avec une incidence quelconque.

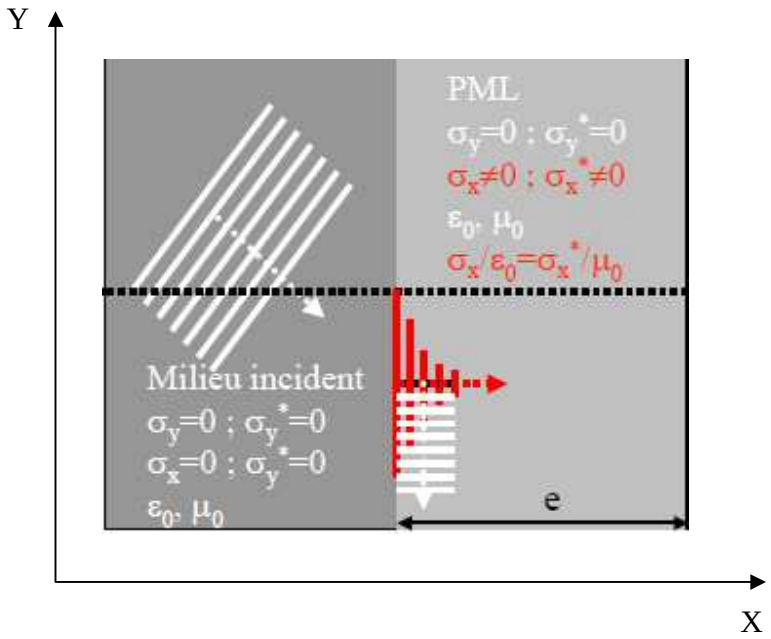


Figure 1.4 Fonctionnement d'un milieu de type PML.

Le seul facteur de réflexion résiduel d'une PML provient de la discontinuité induite par la discrétisation spatiale. Pour réduire cet effet, il est courant d'imposer une gradation progressive en loi de puissance de l'absorption dans la couche PML [56]:

$$\sigma(\rho) = \sigma_m \times \left(\frac{\rho}{e}\right)^n \qquad (1.28)$$

Avec σ_m : conductivité maximale.

ρ: profondeur à l'intérieur de la région PML.

e : profondeur totale de la couche PML (≈10Δ).

n : ordre de l'équation de croissance de la conductivité, ou encore appelé ordre de la PML. Ce facteur est, dans la plupart des cas, choisi entre 2 et 5.

(a)

σ_x, σ_y	σ_y	σ_x, σ_y
σ_x		σ_x
σ_x, σ_y	σ_y	σ_x, σ_y

(b)

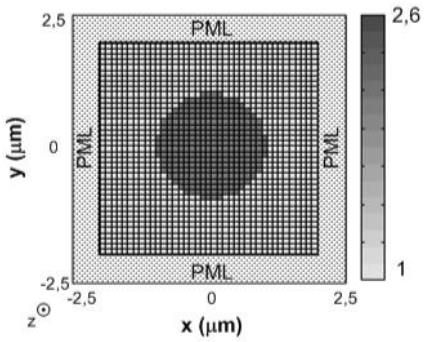


Figure 1.5 Utilisation des couches PML. (a) dans le cas 2D. (b) Exemple d'un maillage d'une structure circulaire avec application des conditions aux limite PML.

La figure 1.6 présente l'organigramme de la procédure de calcul des champs électriques et magnétiques en utilisons la méthode FDTD.

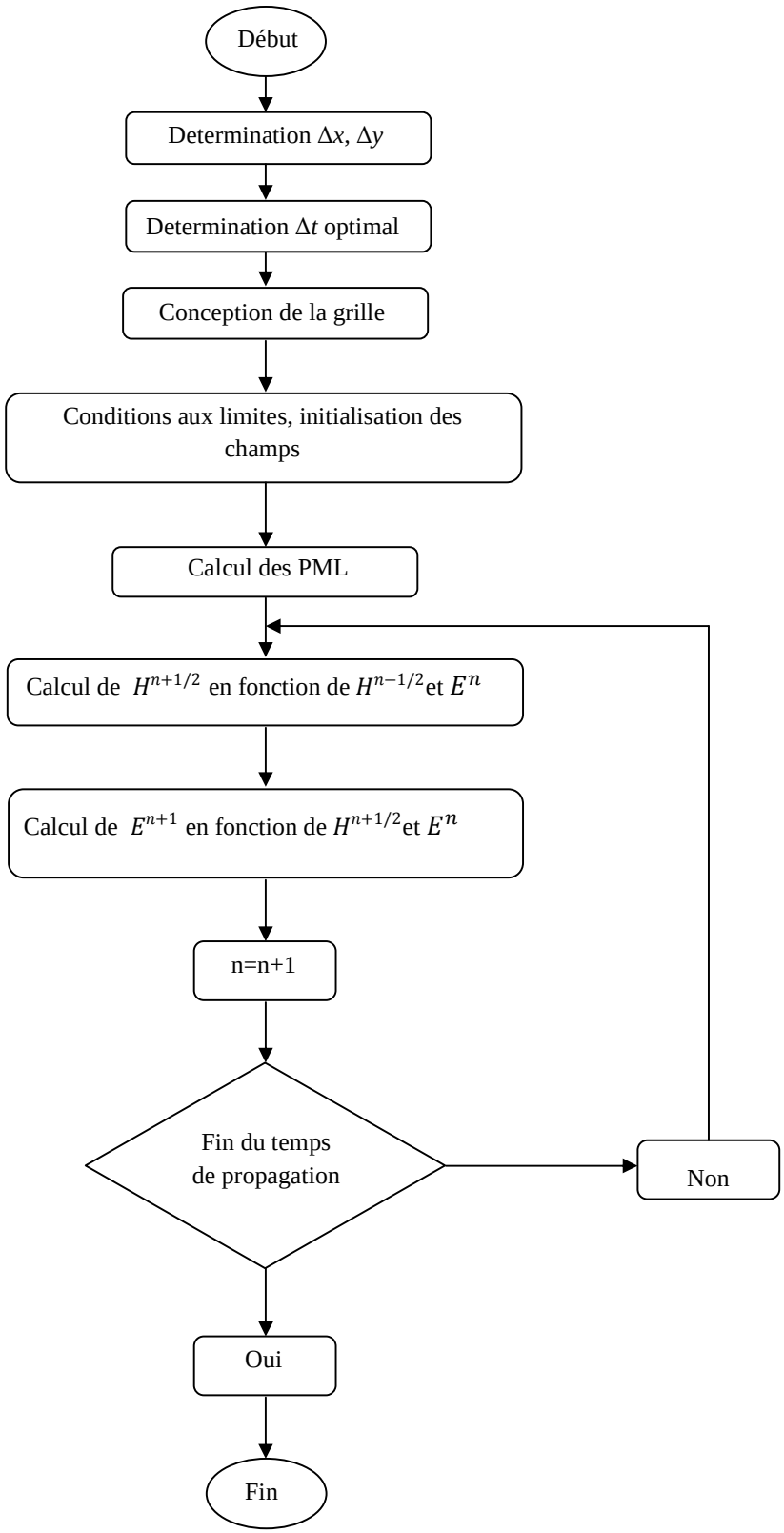


Figure 1.6 Organigramme de l'algorithme de calcul des champs par la méthode FDTD.

5. Autres méthode pour analyser les cristaux photonique

Les méthodes les plus citées dans la littérature pour l'étude des cristaux photonique sont :

5.1 La méthode matrice de diffusion (The scattering matrix method 'SMM')

Il a été démontré que la méthode de la matrice de diffusion est un outil précieux pour l'étude numérique des structures de taille finie tel que les cristaux photoniques [57,58]. Il est particulièrement efficace lorsque la forme des objets est de forme circulaire (cristaux 2D) ou sphérique (cristaux 3D) parce que dans ce cas la moitié du calcul (détermination des matrices de diffusion) peut être faite sous forme fermée, contrairement aux méthodes classiques générales. Une autre caractéristique de cette méthode qu'elle est basée sur une analyse détaillée des phénomènes physiques qui se produisent multi-dispersant entre les objets, la formule Graf étant l'outil mathématique qui concilie la rigueur et la simplicité.

La combinaison de la méthode de matrice de diffusion avec la méthode des sources fictives permet une extension importante du domaine d'application de la première méthode. Par exemple, il permet traiter le cas où l'ensemble de cylindres est entouré par une enveloppe. Grâce à cette extension, il est possible de traiter avec certaines applications importantes de cristaux photoniques: en particulier, les fibres à cristaux photoniques et les fibres optiques microstructures entouré par une enveloppe et les cristaux photoniques à slab. [3].

5.2 La méthode des lignes (The Method of Lines 'MoL')

La méthode des lignes est utilisé à analyse la bande interdite photoniques des structures périodiques [57, 59,60].

En raison de la périodicité des CPs, le théorème de Floquet a été introduit. Qui permet à traiter les sections périodiques comme quasi-homogènes. Ainsi, des structures périodiques comme des réseaux de Bragg avec un très grand nombre des périodes peuvent être modélisés avec un effort numérique très moderne et sans problèmes numériques. Également des dispositifs contenant des parties périodiques et des sections homogènes peuvent être analysées de manière uniforme. Une application particulière de cette méthode pour les guides d'ondes à cristaux photoniques qui ont des virages serrés.

5.3 La Méthode du différence finie dans le domaine fréquentielle (Finite-Difference Frequency- Domain 'FDFD')

La méthode FDFD est une méthode efficace pour étudier les fibres optique et les guides d'ondes planaires à cristaux photoniques [61,62]. Qui nous permettre de calculé les modes guidés de différents fibres à cristaux photoniques(en anglais : photonic crystal fibres PCFS [3]) , y compris les fibres pleines de trous avec petit, large noyau et à deux noyau, et les fibres à CPs résultant d'un mécanisme BIP pur, tels que les fibres a honeycomb structure [3] et à noyau d'air, sont bien analysé en utilisant la « full-vector solver mode » de FDFD. Les indices effectifs, les distributions de mode du champ et les caractéristiques de dispersion de ces modes ont été correctement obtenue. Les conditions au limite PML sont appliquées aussi dans cette méthode [63].

5.4 La méthode de matrice de transfert (The transfer matrix method TMM)

La méthode des matrices transfert de Pendry et McKinnon [64] représente un domaine de fréquence de différence finie (FDFD) approche qui est basée sur la discrétisation des équations de Maxwell pour les champs électromagnétiques dans le temps harmoniques.

Dans la TMM, le calcul commence par la répartition du champ d'une onde plane dans une couche de CP (une ligne pour CP à deux dimensions et un plan pour un CP en trois dimensions). Où la structure est divisée en une succession des couches, une matrice de transfert permet de relier les champs dans une couche à ceux de la couche précédente.

La fréquence pour la TMM étant variable et cette méthode permet de remonter à la structure de bandes puisque le calcul des éventuels vecteurs d'onde de propagation se fait en fonction de la fréquence, avec une prise en compte de la dépendance en fréquence de la constante diélectrique.

La TMM est une méthode plutôt polyvalente, elle peut être prolongée pour le calcul des coefficients de transmission et de réflexion pour les matériaux à cristaux photoniques ayant des dimensions finis tel que les slabs [65].

6. Conclusion

Etant donné le vif intérêt suscité par les matériaux à bandes interdites photoniques, des études se sont orientées sur la modélisation de ce type des structures périodiques.

Dans ce contexte, nous avons présenté dans ce chapitre quelques méthodes les plus utilises pour la modélisation des cristaux photoniques.

La méthode des ondes planes était la première utilisée pour calculer les structures de bande d'énergie des structures diélectriques.

La méthode FDTD est une méthode bien adaptée pour la modélisation des cristaux photoniques, la simplicité qui comporte le cœur de l'algorithme de résolution et les équations de base, la rendent très accessible et compréhensible, elle permet un accès aux caractéristiques dynamiques des structures (facteur de qualité de résonateur, transmission, réflexion). Elle permet l'utilisation de sources des profils spatiaux (modes guidés, ondes planes, source ponctuelle) et des profils temporels (harmoniques, impulsions) divers, ainsi que l'utilisation des conditions aux limites adaptées aux fortes diffractions qui apparaissent dans les cristaux photoniques.

Chapitre 3

Chapitre 3

Etude et simulation d'un filtre à bande étroite

1. Introduction

Les cristaux Photonique (CPs) ont été le sujet de recherche considérable ces dernières années, à cause de leurs applications attirantes [3]. Ils sont prévus comme les candidats principaux pour le développement des circuits intégrés optique à la micro échelle à cause de leurs propriétés pour contrôler le flux de lumière à une très petite échelle [66].

Le changement périodique de l'indice diélectrique à l'échelle de la longueur d'onde de ces matériels artificiels provoque l'apparition des bandes interdites photoniques (BIPs) où aucun mode électromagnétique ne peut se propager à l'intérieur du cristal [7], l'introduction des défauts dans les structures à CPs, quelques modes apparaissent dans leur BIP, la création d'une ligne à défaut (guide d'onde) et proposé par [67] et fabriqué par [68], les cavités dans des cristaux photonique ont la géométrie simple [13] qui est fortement couplé à des guides d'ondes [69], comme une application de ces dispositifs, il y a des études multiples [15--18], [70-71].

Parmi les dispositifs divers basés sur les CPs, les filtre optiques, où ils sont des composants clefs, recevant la grande considération, parce qu'ils peuvent agir comme un démultiplexeur pour choisir un canal particulier ou multiple dans les systèmes de communications optiques, comme exemple le (DWDM) système [72].

Dans [73], W. Nakagawaa et al proposes un filtre optique a bande étroite dans un cristal photonique 2D, où ils ont utilisé un tableau des microcavités résonantes à quasi deux dimensions qu'est constitué par des défauts périodiques dans ce CP-2D.

A.Banerjee [74] et X. Zhong-yin, W. Zi-hua [75] ont conçu des filtres optique a bande étroite a base des structures à cristaux photoniques unidimensionnelle, où ils ont introduit des défauts dans le système multicouche ayant de haute et basse indice de réfraction.

Notre étude consiste dans la conception d'un filtre optique basé sur un cristal photonique à deux dimensions formée par un réseaux carré des tiges diélectriques dans l'aire [19], la cavité formée par l'absence d'une tige simple, est adjacente au guide d'onde de sortie et

est au-dessous de l'axe du guide d'ondes d'entrée. La plupart des longueurs d'ondes sont guidées dans le guide d'onde d'entrée, sauf quelques un qui seront couplés à la cavité ou seront avancés au guide d'ondes de sortie (figure 3.1)

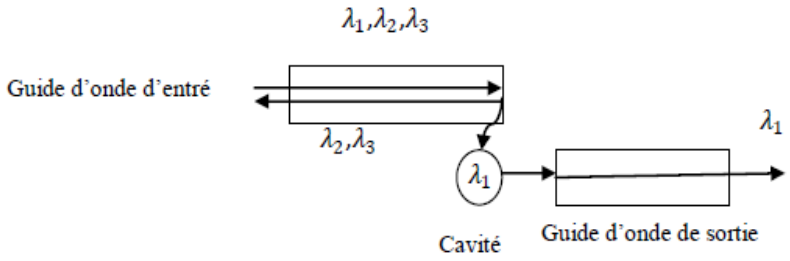


Figure 3.1 Schéma synoptique de filtre à étudie.

Ce chapitre, est consacré à la modélisation de la structures du filtre, ainsi le calcule de la fréquence de résonance de la cavité et les modes guidées dans le guide d'onde qui forme le filtre.

L'étude théorique des bandes interdites photoniques à deux dimensions (2D) est réalisée par la méthode des ondes planes en fonction de la géométrie et les dimensions de la structure à savoir le diamètre des tiges et la période de motif.

D'autre part, nous avons calculé la transmission et l'intensité du champ électromagnétique dans nos structures modélisées en utilisant la méthode des différences finies temporelles (FDTD) [46-47], les conditions aux limites PML de Bérenger sont appliqué [55] et la structure des bandes et la courbe de la dispersion son calculer par la méthode des ondes planes [44-45].

Finalement pour bien analyser notre structure nous avons fait un calcul par la théorie temporelle des modes couplés [3], [76].

2. Description de la structure de filtre à bande étroite

Tous d'abord nous considérons un CP-2D, avec un réseau carré des tiges diélectriques dans l'air (figure 3.2 (a)), le rayon des tiges est r=0.2*a*, où *a* est la période du réseau [3], avec la constante diélectrique ε=11.4, les tiges sont considérée infini dans la direction verticale.

La figure 3.2 (b) représente la structure de bande de ce cristal pour les deux polarisations TE et TM, on remarque que pour la polarisation TE (le champ magnétique est parallèle à l'axe des tiges diélectriques) le CP a une large bande photonique, qui a une gamme de fréquence normalisée de 0.2867-0.4191 (a/λ), où λ est la longueur d'onde. La figure 3.2(c) montre la carte des bandes interdites (en polarisation TE et TM) du cristal photonique utilisé dans notre étude en fonction de rayon du réseau.

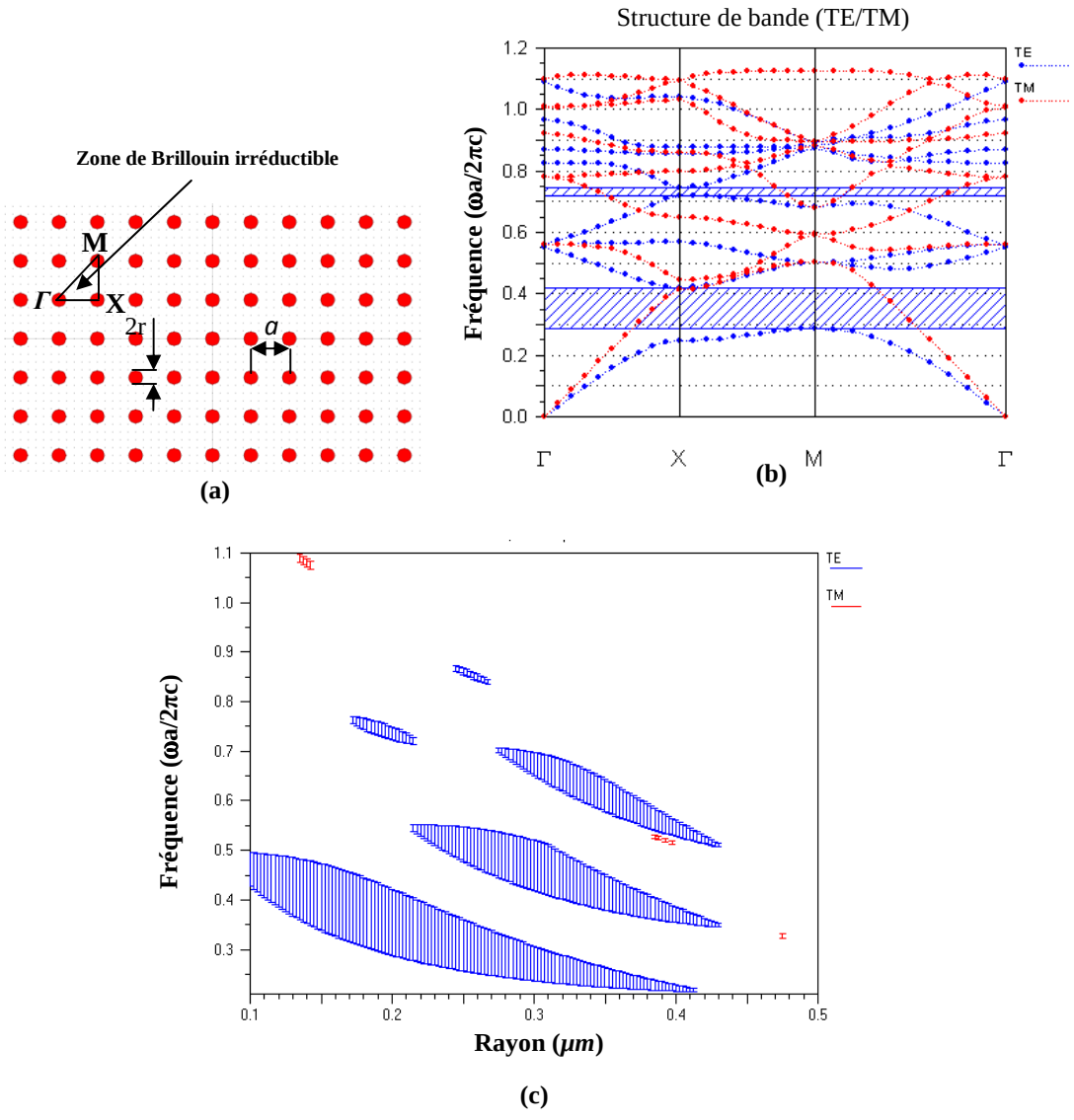


Figure 3.2 (a) CP-2D, avec un réseau carré des tiges diélectriques dans l'air avec r=0.2*a*, ε=11.4. (b) La structure de bande de ce CP pour les deux polarisations TE et TM. (c) Carte des bandes interdites en polarisation TE et TM du CP-2D.

2.1 Création d'une cavité

Dans notre cas, la création d'une cavité résonante dans la structure à cristaux photoniques à étudie et d'omettre une tige diélectrique au centre du cristal, comme la montre la figure 3.3.

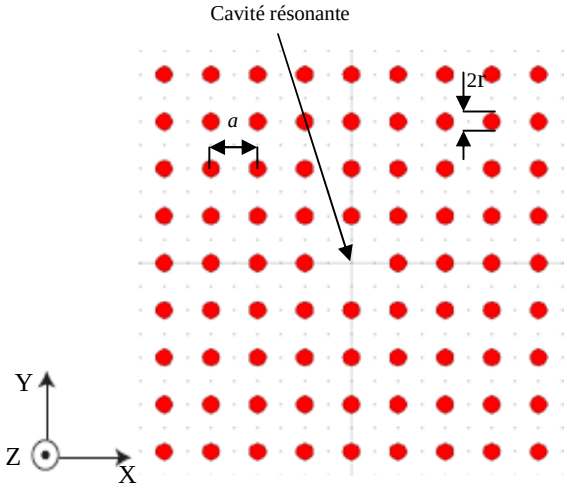


Figure 3.3 Schéma d'une cavité à CP-2D.

Dans la structure de bande de cette cavité pour la polarisation TE (figure 3.4(a)), on remarque qu'il ya une petite bande apparaît dans la BIP, qu'elle a une forme plate centrée à la fréquence normalisée 0.38 qu'est la fréquence de résonance de la cavité.

La figure 3.4 (b) nous montre le mode de défaut de la cavité pour k (0, 0, 0) qui correspondre au point Γ de la premier zone de Brillouin.

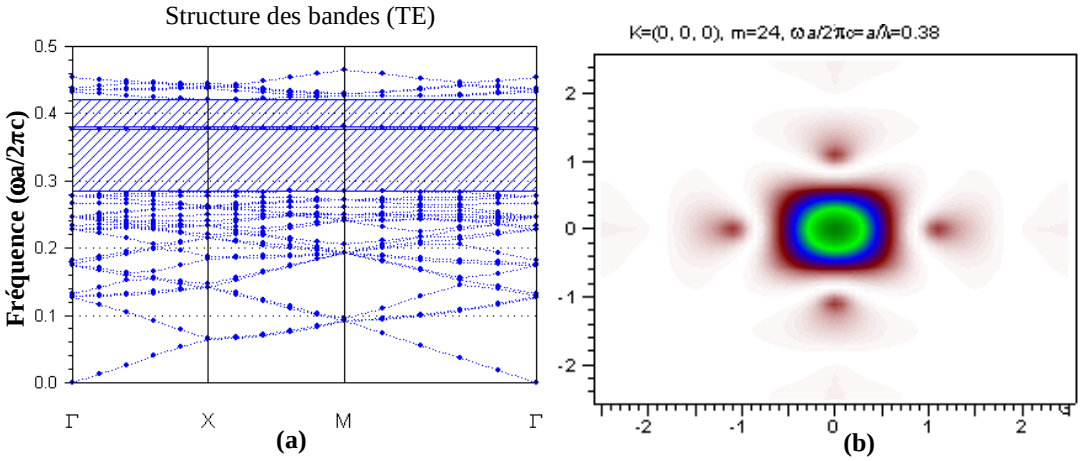


Figure 3.4 (a) Structure des bandes de la cavité pour la polarisation TE, la cavité soutient un mode simple de fréquence $\omega a/2\pi c$ = 0.38 à l'intérieur du BIP (b) Observation du mode de défaut.

Nous choisissons une longueur d'onde particulière de la lumière dans le vide, $\lambda = 1.55\mu m$, Qui est plus généralement employé dans la télécommunication. Pour cette longueur d'onde on doit calculer la période *a* du réseau.

Donc pour la fréquence normalisé 0.38 (fréquence de résonance de la cavité) :

$\omega a/2\pi c = 0.38 = a/\lambda = a/1.55 \Rightarrow a = 0.59\,\mu m$.

On voit sur la figure 3.5 la lumière est confiné à l'intérieure de la cavité et ne se propage pas dans le cristal.

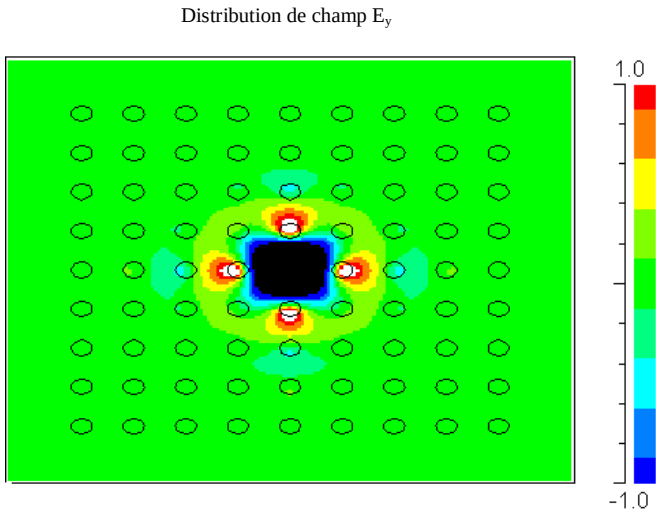


Figure 3.4 Cavité formée par une tige simple manquante dans un réseau carré de rayon 0.2*a* avec des tiges diélectriques (ε=11.5) et la période de réseau *a*=0.59, la lumière est confiné à l'intérieure de la cavité.

2.2 Création d'un guide d'onde

Le guide d'onde et réalisé par la création d'un défaut linéaire, qui consiste à enlever une rangée dans le cristal photonique dans la direction ($\Gamma - X$) (figure 3. 3) [14].

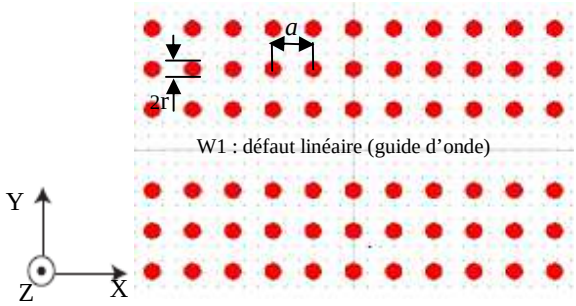


Figure 3.3 Schéma d'un guide d'onde à CP-2D.

En créant un défaut linéaire des modes guidés à l'intérieur du BIP, la figure 3.4 (a) montre la courbe de dispersion pour les modes de défaut à l'intérieur de la bande interdite photonique pour la polarisation TE.

Si on considère le mode ayant la fréquence normalisé 0.38 qui correspond à un mode guidé à l'intérieure de la BIP, on peut crée un guide d'onde, pour $\lambda = 1.55\mu m$ et la période de réseau a=0.59μm.

Donc, un guide d'onde est crée où la lumière peut se propager le long de la ligne du défaut (figure 3.4(b)).

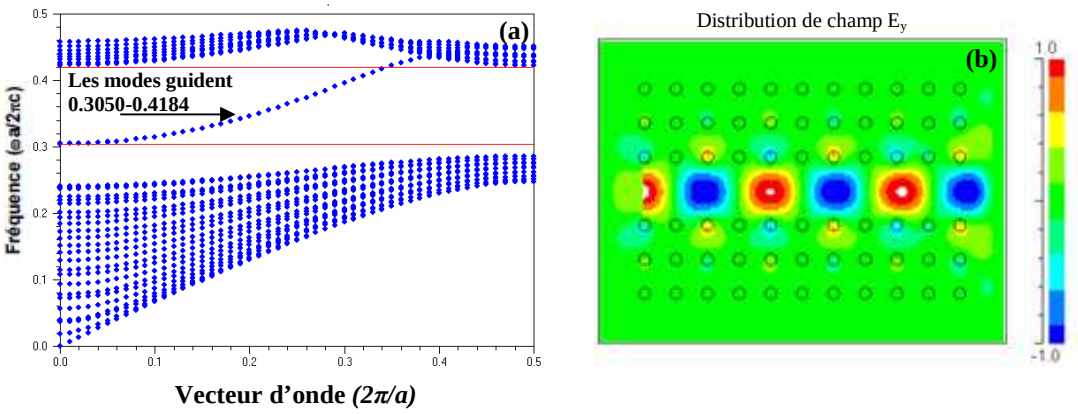


Figure 3.4 (a) La courbe de dispersion pour les modes de défaut à l'intérieur de la BIP.
(b) Propagation de la lumière le long de la ligne du défaut.

2.3 Conception de filtre à bande étroite

Basons sur l'analyse précédente, nous concevons notre filtre, en utilisant un cristal photonique à deux dimensions formée par un réseau carré des tiges diélectriques dans l'aire (ε=11.4) et avec un période a=0.59μm, la cavité formée par l'absence d'une tige simple, est adjacente au guide d'onde de sortie et est au-dessous de l'axe du guide d'ondes d'entrée [19].

Dans cette structure nous avons utilisé 17×11 tiges diélectriques (ε=11.4), où on montre la configuration spatiale du CP employé dans notre simulation dans la figure 3.5.

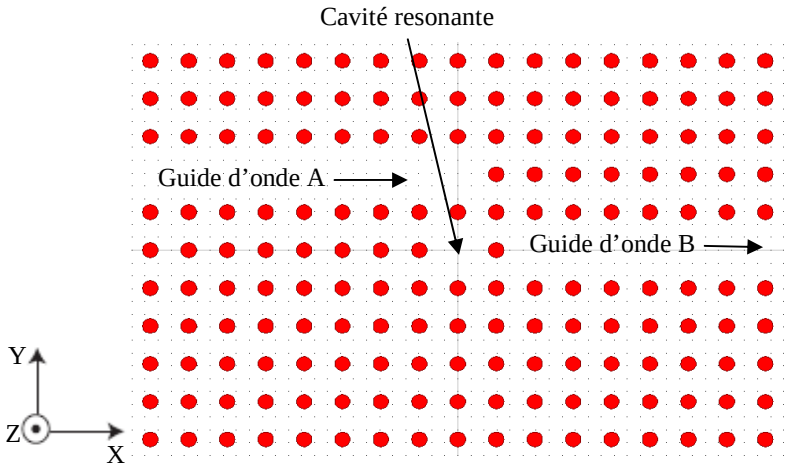


Figure 3.5 La structure de filtre à bande étroite [19].

3. Résultats et interprétations

Les spectres de sortie de guide d'onde 'B' sont analysée par la méthode « FDTD » et les conditions au limite de PML sont appliqué. Une impulsion Gaussien, dont la fréquence centrale normalisée est à 0.38, est lancée dans le guide d'ondes d'entré 'A'.

La figure 3.6 montre le spectre d'impulsion injecté dans le guide d'onde d'entré 'A' (la courbe verte), le spectre de sortie de guide d'onde 'B' (la courbe bleu).

On remarque que le spectre de transmission du filtre expose une particularité importante, qu'il a un sommet pointu précisément centré à la fréquence de cavité $\omega a/2\pi c$ = 0.38. Ce sommet pointu signifie que le dispositif agit comme un filtre à bande étroite.

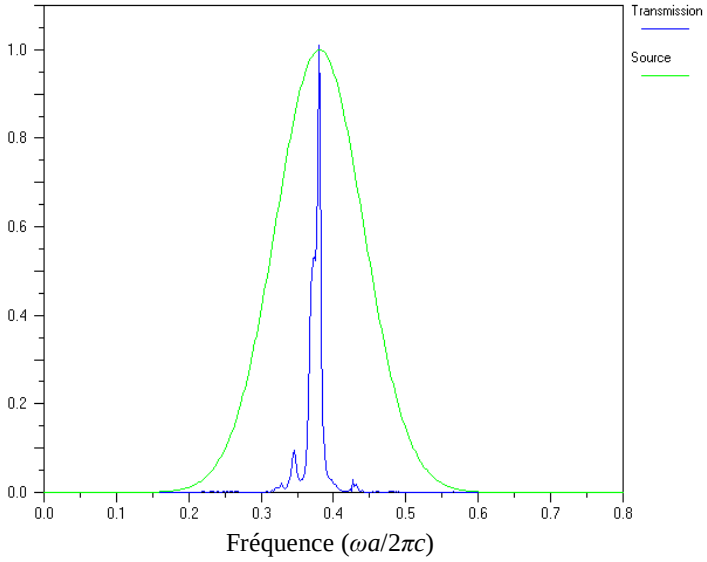


Figure 3.6 Le spectre de transmission de filtre à bande étroite (courbe bleu) et l'allure de l'impulsion gaussienne injecté (courbe verte).

On remarque aussi de la figure 3.6 que la lumière est transmise pour des fréquences près de la fréquence résonance de la cavité, à la fréquence de résonance $\omega_0 a/2\pi c$ = 0.38, la transmission est de 100%.

La figure 3.7 schématise la distribution instantané de champ électrique à la fréquence de résonance $\omega a/2\pi c$ = 0.38, où on observe, que la lumière du guide d'onde d'entrée peut se couplé dans la cavité et la cavité peut à son tour se couple dans le guide d'onde de sortie, on peut appeler cette fréquence « On-résonance ».

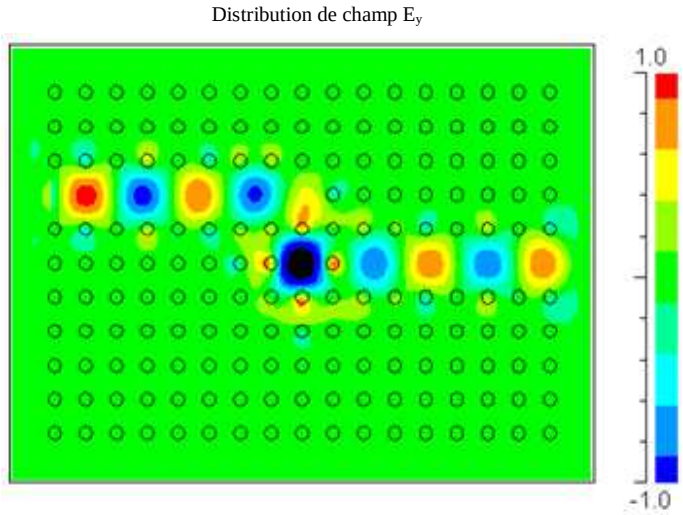


Figure 3.7 La distribution instantanée de champ électrique à la fréquence de résonance $\omega a/2\pi c$ = 0.38 « On-résonance ».

Finalement, la forte baisse de la transmission autour $\omega a/2\pi c$ = 0.31 dans la figure 3.6, signifier que, le couplage de lumière entre le guide d'ondes d'entrée et la cavité est en particulièrement difficile (figure 3.8) on peut appeler aussi cette fréquence « Off-résonance ».

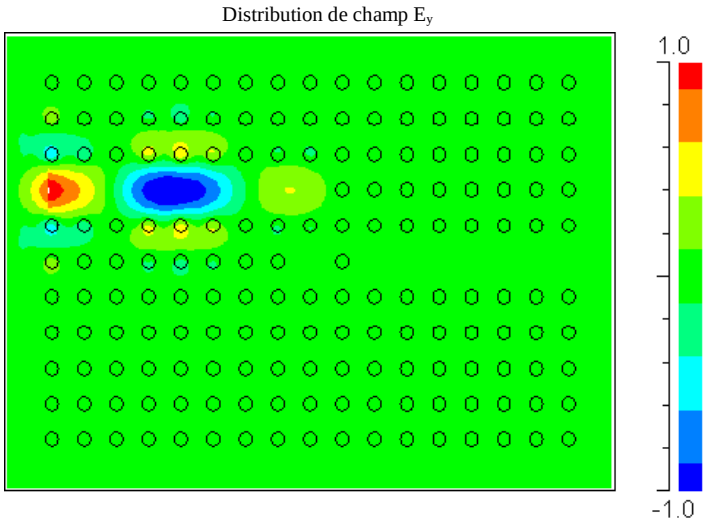


Figure 3.8 La distribution instantanée de champ électrique à la fréquence $\omega a/2\pi c$ = 0.31 « Off-résonance ».

4. Modélisation de filtre par la théorie des modes couplés

Notre filtre est constitué d'une cavité résonante insérée entre deux guides d'onde (Figure 3.9).

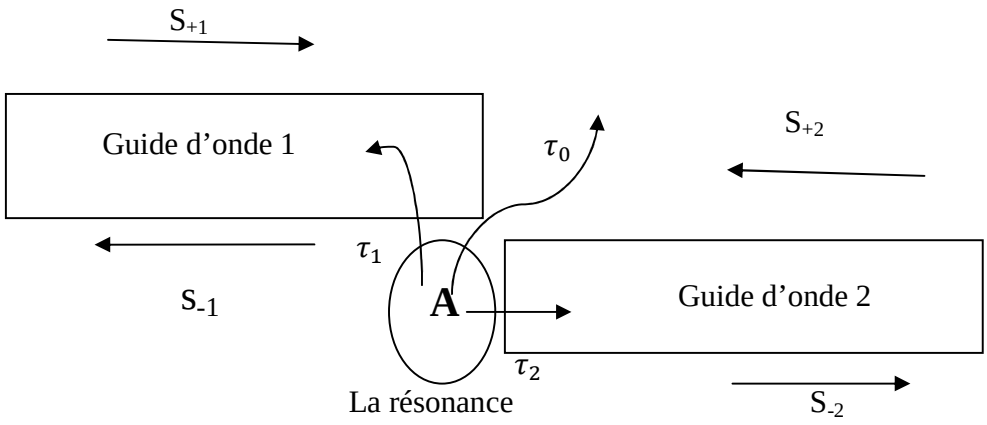


Figure 3.9 Couplage d'une cavité résonante insérée entre deux guides d'ondes.

La théorie temporelle des modes couplés permet de prévoir le comportement d'une telle structure [3], [76].

Ce modèle traduit l'évolution temporelle de l'amplitude « ***A*** » du mode de cavité à la fréquence de résonance ω_0, en fonction de l'amplitude des modes entrants, S_{+1} et S_{+2}, et sortants, S_{-1} et S_{-2}.

$$\frac{dA}{dt} = -j\omega_0 A - \left(\frac{1}{\tau_1} + \frac{1}{\tau_2} + \frac{1}{\tau_0}\right) A + \sqrt{\frac{2}{\tau_1}} S_{+1} + \sqrt{\frac{2}{\tau_2}} S_{+2} \tag{3.1}$$

La conservation de l'énergie permet d'exprimer l'amplitude des modes guidés sortants en fonction de l'amplitude des modes guidés entrants et du mode de cavité.

$$S_{-1} = -S_{+1} + \sqrt{\frac{2}{\tau_1}} A \tag{3.2}$$

$$S_{-2} = -S_{+2} + \sqrt{\frac{2}{\tau_1}} A \tag{3.3}$$

τ_1 et τ_2 sont les temps de décroissance du mode de cavité dans le mode du guide situé respectivement avant et après la cavité, τ_0 est directement lié à la durée de vie du photon dans la cavité isolée (radiation et absorption). τ_1 et τ_2 traduisent la capacité du mode de cavité à se coupler avec plus ou moins de facilité aux modes du guide.

Pour le cas où on a une cavité sans pertes intrinsèques typiquement le cas d'une cavité simulée dans un modèle bidimensionnel (infini dans la troisième direction) :

$$\tau_0 \to \infty$$

Tan que il y'a aucune énergie au coté droite du guide d'onde 2, on a :

$$S_{+2} = 0$$

Donc le calcul de la transmission ce fait par :

$$T(\omega) = \frac{|S_{-2}|^2}{|S_{+1}|^2} \tag{3.4}$$

Puisque la fréquence est conservée dans un système linéaire, si l'entrée oscille à une fréquence fixée ω, alors le champ oscille partout se forme $e^{-j\omega t}$, donc on a :

$\frac{dA}{dt} = -j\omega A$ et $S_{+2} = 0$, remplaçant ces deux valeurs dans les équations (3.1) et (3.3) on trouve :

$$-j\omega A = -j\omega_0 A - \left(\frac{1}{\tau_1} + \frac{1}{\tau_2}\right) A + \sqrt{\frac{2}{\tau_1}} S_{+1} \tag{3.5}$$

$$S_{-1} = -S_{+1} + \sqrt{\frac{2}{\tau_1}} A \tag{3.6}$$

$$S_{-2} = \sqrt{\frac{2}{\tau_2}} A \tag{3.7}$$

Apprêt un simple calcul on trouve que :

$$T(\omega) = \frac{\frac{4}{\tau_1 \tau_2}}{(\omega - \omega_0) + \left(\frac{1}{\tau_1} + \frac{1}{\tau_2}\right)^2} \tag{3.8}$$

De même façon, nous pouvons tirer la réflexion :

$$R(\omega) = \frac{|S_{-1}|^2}{|S_{+1}|^2} = \frac{(\omega - \omega_0)^2 + \left(\frac{1}{\tau_1} - \frac{1}{\tau_2}\right)^2}{(\omega - \omega_0)^2 + \left(\frac{1}{\tau_1} + \frac{1}{\tau_2}\right)^2} \tag{3.9}$$

On peut vérifier facilement que $T(\omega)+ R(\omega)=1$, partout (l'énergie est conservé) et que la réflexion s'approche de 100 % lorsque on s'éloigne de ω_0 comme le montre la figure 3.6.

De l'équation (3.8) nous voyons que $T(\omega_0) = 1$ seulement si $\tau_1 = \tau_2 = \tau$, C'est-à-dire, quand la cavité se délabre dans les deux guides d'ondes aux taux égaux. Dans notre structure à cristaux photonique bidimensionnelle (figure 3.5), cette égalité est garantit car il ya une certaine symétrie et on a une cavité sans pertes intrinsèques ($\tau_0 \to \infty$). La réflexion à la résonance $R(\omega_0)$ est alors zéro. Il y a en réalité deux sources de réflexion,

la réflexion directe et un autre résulte quant la lumière se délabrant en arrière de la cavité, à la fréquence de résonance ces deux réflexions annulent par l'interférence destructive.

5. Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons exploité le couplage qui existe entre deux guides d'ondes Par l'intermédiaire d'une cavité résonante qui se situé entre eux, pour la conception d'un filtre à bande étroite.

En premier temps en a donné le paramètre et la définition du cristal photonique utilisé dans notre structure, puis on a calculé le mode de résonance de la cavité utilisé.

Les caractéristiques de guide d'onde à cristaux photonique sont étudiées, où nous avons calculés le diagramme de dispersion pour extraire les modes guidés à l'intérieur de la BIP.

On a réalisé la structure de filtre qu'est constituée par une cavité résonante formée par l'absence d'une tige simple, est adjacente au guide d'onde de sortie et ce place au-dessous de l'axe du guide d'onde d'entrée.

Pour la modélisation de notre système nous avons utilisé la méthode des différences finies dans le domaine temporel « FDTD » et les condition au limite de PML de Bérenger sont appliquées, la structure de bande et la courbe de la dispersion son calculer par la méthode des ondes plan.

Une impulsion Gaussien a était injecté dans le guide d'onde d'entrée, centré sur la fréquence de résonance de la cavité.

On a noté que la lumière est transmise pour des fréquences près de la fréquence résonance de la cavité, pour les basses et hautes fréquences la propagation de la lumière se fait à l'extérieur de la BIP, à la fréquence de résonance $\omega_0 a/2\pi c = 0.38$, la transmission est de 100%, l'allure de spectre de transmission de sortie nous a confirmé que le dispositif agit comme un filtre à bande étroite.

Finalement pour complété notre étude on a fait un calcul par la théorie temporelle des modes couplés qui nous a permet de prévoir le comportement d'une telle structure.

Ce filtre proposé est approprié pour l'utilisation dans des systèmes de communication WDM optiques.

Chapitre 4

Chapitre 4

Simulation d'un Filtre Passe Bande à Cristaux Photonique

1. Introduction

Le Filtre Passe Bande à cristaux photoniques « FPB-CP » (en anglais Photonic Crystal Band Pass Filter **«** PCBPF ») est l'un des composants essentiels pour le système WDM et l'optique intégrée parce qu'il peut agir comme un multiplexeur, où il est composé d'une bande simple ou multiples bandes. Cela est constitué en présentant des défauts de point et/ou des défauts de ligne [26,77], et PCRR [27], structures bi périodiques [78], en utilisant des fibres à BIP à cristaux liquides photonique [79], R. Costa et al ont été démontré théoriquement le FPB-CP pour la bande L dans le système WDM [87].

Dans [41], des filtres passe bande à cristaux photoniques (FPB-CPs) sont proposés et étudiés en exploitant le couplage entre deux quasi guides d'ondes et une cavité résonante, où la cavité a des différentes forme, carré, hexagonal, circulaire, elliptique,…ext. La longueur d'onde de résonance, l'efficacité de sortie et la bande passante des FPB-CPs conçus sont étudiés en faisant varier la taille de la cavité.

Dans ce travail, on va proposer un nouveau FPB-CP, formé par deux quasis guides d'ondes courbés couplé entre eux par une cavité résonante L3.

L'étude des paramètres de filtre est faite par la variation du rayon des tiges de couplage entre la cavité et le quasi guide d'ondes.

La méthode des différences finies dans le domaine temporel « FDTD » [46-47] et la méthode des ondes plan [42-43] sont choisis pour la simulation de la structure proposée et les conditions au limite de PML de Bérenger son appliqué [55].

2. Structure d'étude

Dans cette étude en va considérer le même cristal photonique utilisé dans la conception du filtre au chapitre 3 (figure 4.1 (a)), mais seulement maintenant le rayon de tige est de 0.18*a*, où '*a*' et la période du réseau, avec la constante diélectrique des tiges et de 11.4.

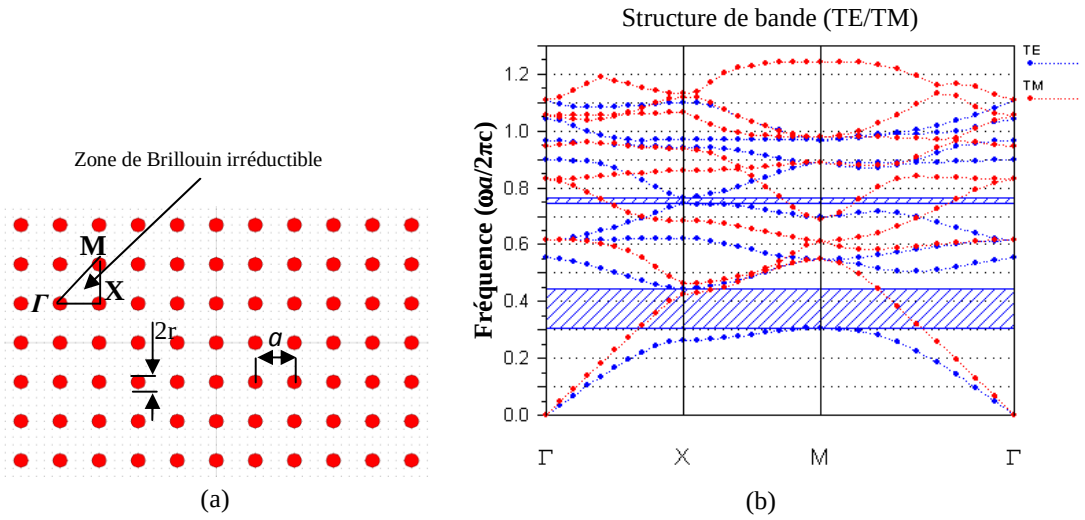


Figure 4.1 (a) CP-2D, avec un réseau carré des tiges diélectriques dans l'aire avec r=0.18*a*, ε=11.4. (b) La structure de bande de ce CP pour les deux polarisations TE et TM.

La figure 4.1(b) représente la structure de bande de ce CP pour les deux polarisations TE et TM, on remarque que toujours pour la polarisation TE (le champ magnétique est parallèle à l'axe des tiges diélectriques) le CP a une large bande photonique, qui a une gamme de fréquence normalisée de 0.3058-0.4444 (a/λ), où λ est la longueur d'ondes.

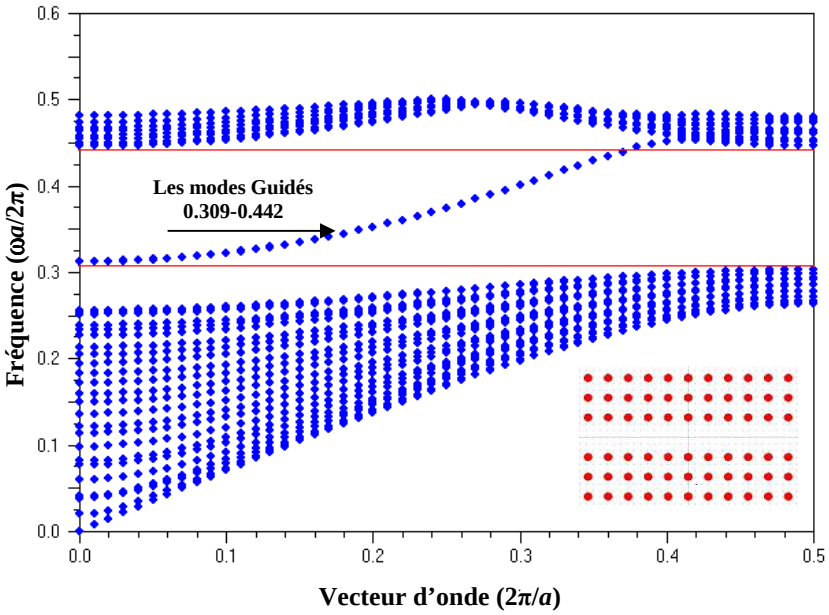


Figure 4.2 La courbe de dispersion pour les modes de défaut à l'intérieur de la BIP.

La figure 4.2 montre la courbe de dispersion pour les modes de défaut (une seule ligne des tiges enlevée le long de la direction ΓX) à l'intérieur de la bande interdite photonique pour la polarisation TE.

Pour la longueur d'onde de télécommunication 1,55 μm, la constante de réseau, a, est défini comme 0,58 μm, dont la gamme de longueur d'onde comprise entre 1.312 μm et 1.877μm.

Le filtre passe-bande à cristaux photoniques est schématisé dans la figure 4.3, se compose de deux quasi guides d'ondes courbés et une cavité latérale résonnante formée par trois défauts ponctuels (L3) se trouve entre eux. Le système de défauts ponctuels est obtenu par la suppression des trois tiges diélectriques.

Le réseau carrée périodique considéré pour la conception du FPB-CP, se compose de 19 et 13 tiges dans la direction X et Y, respectivement, la constante diélectrique des tiges est de 11,4 (indice de réfraction n = 3,3763), le rayon des tiges est de r = 0,18a.

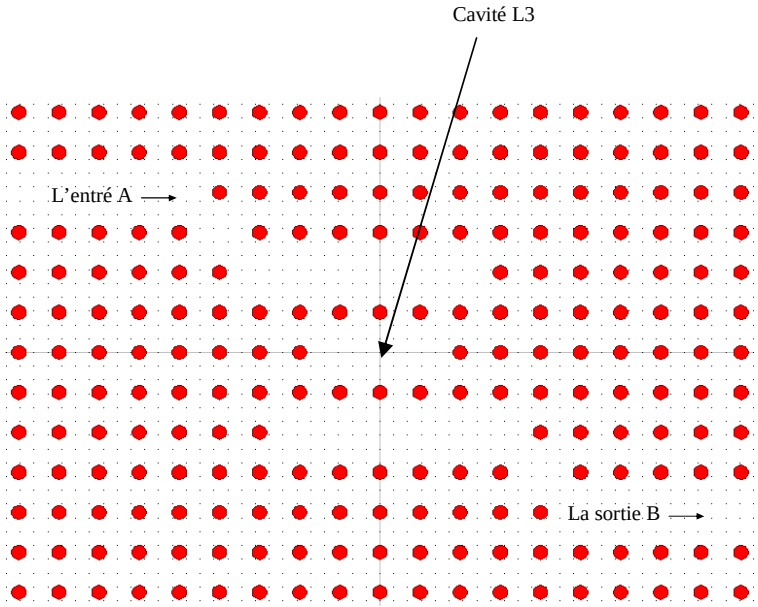


Figure 4.3 La structure proposé de FPB-CP

3. Résultat et interprétation

Les caractéristiques des transmissions ont été simulées avec la méthode des différences finies dans le domaine temporel (2D-FDTD) en utilisant les conditions aux limites PML de Bérenger. Une impulsion gaussienne optique, couvrant la gamme d'intérêt de fréquence, est lancé à l'entrée « A », un moniteur de puissance a été placé à la sortie « B » pour recueillir les densités spectrale normalisée de puissance transmise après une transformation de Fourier rapide (FFT).

De la figure 4.4 en remarque que la lumière ne se propage pas dans les branches des courbes donc on doit déplacer les tiges marqués par (a, b, c, d) d'une distance de $(\frac{\sqrt{2}}{2})a$ dans la direction ΓM [80] en crions un miroir de telle sorte que la lumière peut se réfléchir (figure 4.5). Le rayon des tiges de couplage numéroté (1, 2, 3, 4, 5,6) est r_1.

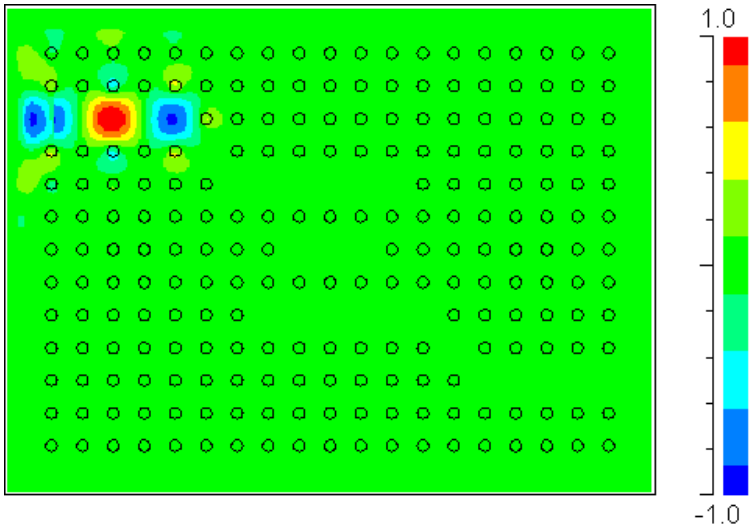


Figure 4.4 La distribution instantanée de champ électrique de FPB-CP

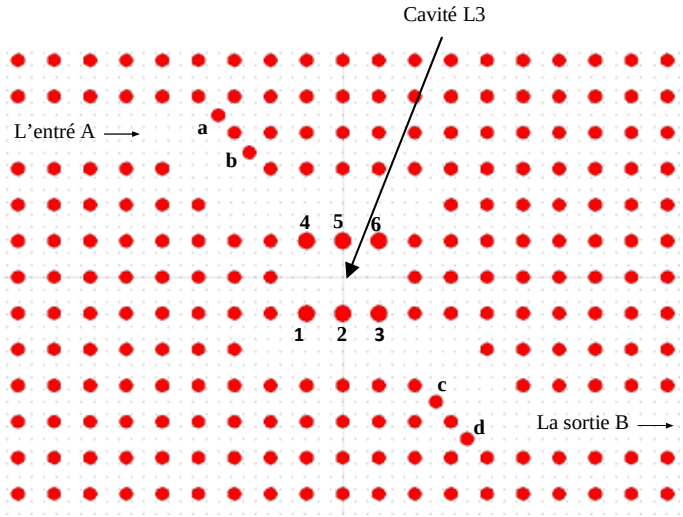


Figure 4.5 La structure de FPB-CP optimisé

Les caractéristiques des transmissions ont été simulées avec la méthode des différences finies dans le domaine temporel (2D-FDTD) en utilisant les conditions aux limites PML de Bérenger. Une impulsion gaussienne optique, couvrant la gamme d'intérêt de fréquence, est lancé à l'entrée « A », un moniteur de puissance a été placé à la sortie « B » pour recueillir les densités spectrale normalisée de puissance transmise après une transformation de Fourier rapide (FFT). La structure conçue est simulée pour trois rayons différents des tiges de couplage (1,1 × r, 1,2 × r et 1,3 × r).

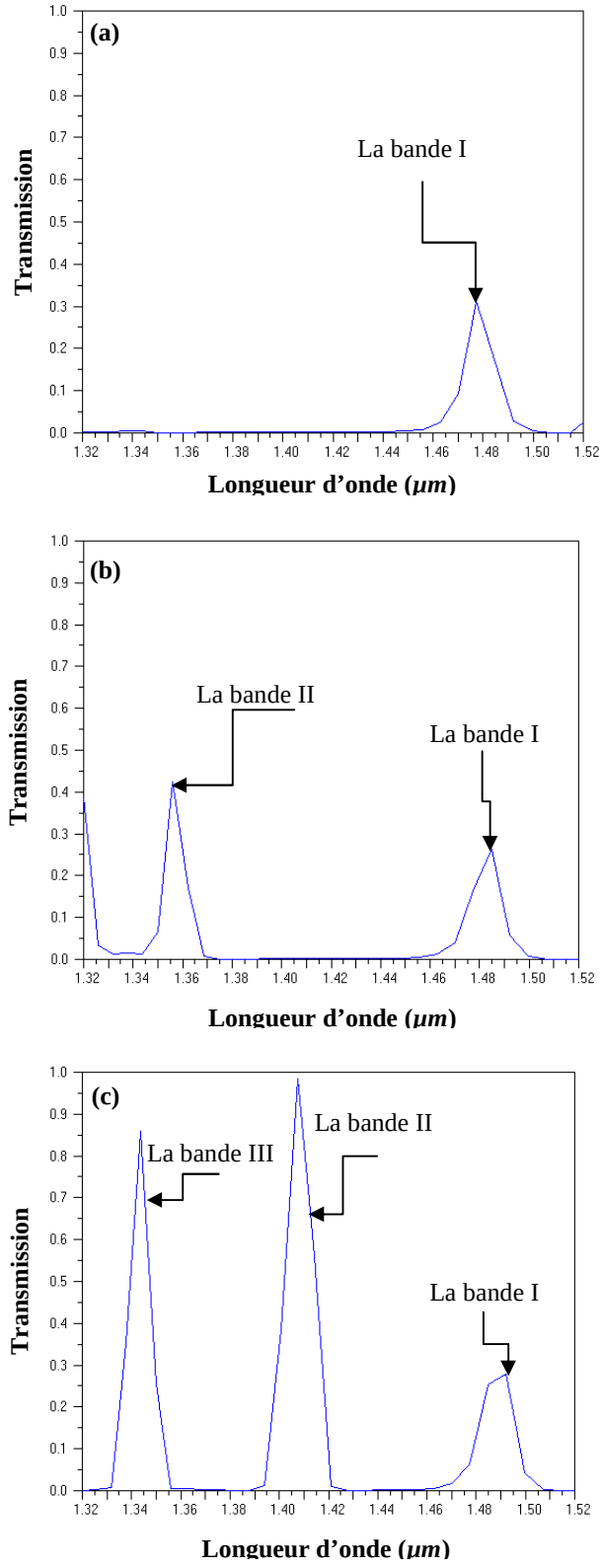


Figure 4.6 Les spectres de transmission Normalisés de FPB-CP
Pour les différents rayons des tiges de couplage. (a) r_1=1.10 × r. (b) r_1=1.20 × r. c) r_1=1.30 ×r.

La Figure 4.6 Montre les spectres de transmission normalisée de FPB-CP pour les différents rayons des tiges de couplage : r_1 = 1,10 × r, 1,20× r et 1,30 × r. Pour ces valeur des rayons nous pouvons calculer: Le nombre des bandes, longueur d'onde centrale, l'efficacité de sortie, la bande passante et le facteur qualité et les mis dans le tableau 4.1.

Tableau 4.1 longueur d'onde centrale, l'efficacité de sortie, Le nombre des bandes, la bande passante et le facteur qualité de FPB-CP pour les différents rayons des tiges de couplage r_1.

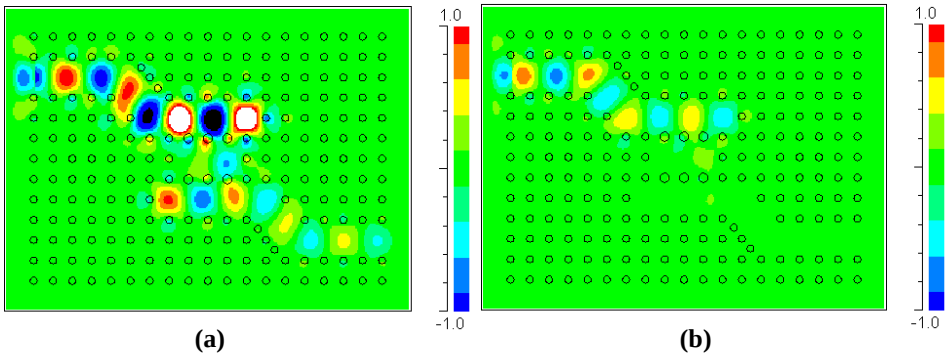
Rayon des tiges de couplage (r1)	**Longueur d'onde centrale (nm)**	**L'efficacité de sortie (%)**	**Nombre des bandes**	**Bande passante (nm)**	**Facteur qualité**
1.10×r	1477	31	1	13.1	112
1.20×r	1485 1356	26 42	2	4.1 8.3	362 163
1.30×r	1492 1407 1343	27 98 86	3	16 13.1 9.7	90 107 138

De les figures 4.6 et le tableau 4.1, nous remarquons que lorsque nous varions le rayon des tiges de couplage, l'efficacité de sortie et le centre longueur d'onde de la bande I pour les figure 4.6 (a), (b), (c), reste à peu près constant, Cependant, deux bandes se fait apparaitre progressivement dans les figure 4.6 (b, c), et nous pouvons aussi remarqué que le nombre de bandes augmente de façon linéaire tout en augmentons le rayon des tiges de couplage.

Pour r_1=1.30× r, le FPB-CP nous donne le maximum d'efficacité de sortie et trois bandes ont une large bande passante, c'est le cas le plus important pour la conception du filtre, où on va donner les distributions instantanés des champs électriques.

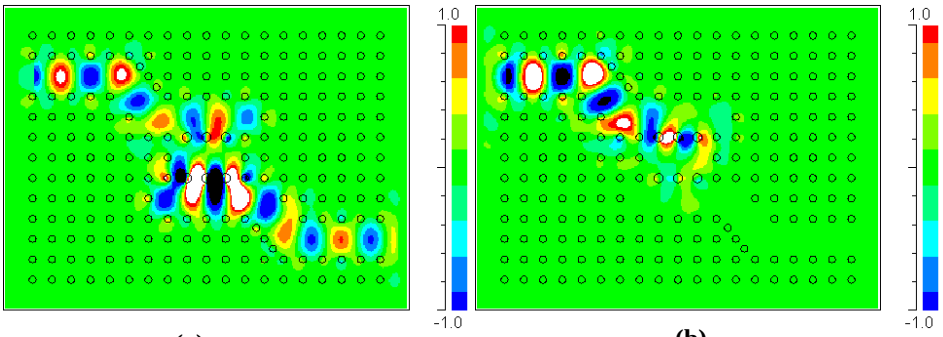
Les figure 4.7(a), 4.8(a), 4.9(a) montre les distributions instantané de champ électrique de FPB-CP pour les fréquences de résonance $1.492\mu m$, $1.407\mu m$ et $1.343\mu m$ des trois bandes où la lumière se couple de l'entré 'A' à la sortie 'B' a travers la cavité résonante c'est les états « on-résonances ».

Des figures 4.8(a), 4.9(a) on voit clairement qu'il ya une influence des tiges de couplage sur le couplage de la lumière en entre les quasis guides d'ondes et la cavité résonnante.



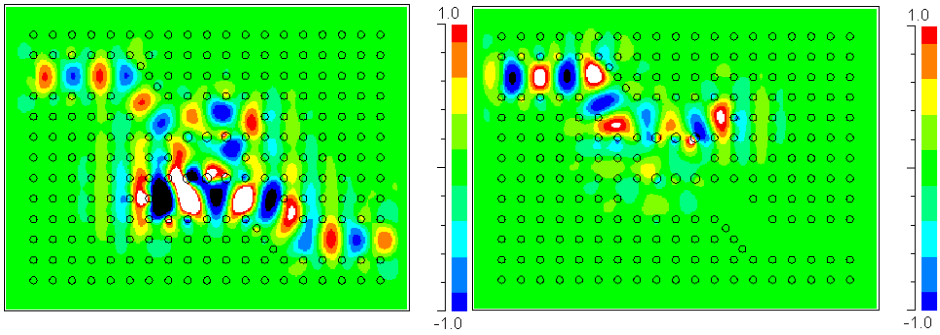
(a) **(b)**

Figure 4.7 La distribution instantanée de champ électrique de FPB-CP pour la bande I (a) $\lambda = 1.492 \mu m$. (b) $\lambda = 1.460 \mu m$.



(a) **(b)**

Figure 4.8 La distribution instantanée de champ électrique de FPB-CP pour la bande II (a) $\lambda = 1.407 \mu m$. (b) $\lambda = 1.388 \mu m$.



(a) **(b)**

Figure 4.9 La distribution instantanée de champ électrique de FPB-CP pour la bande III (a) $\lambda = 1.343 \mu m$. (b) $\lambda = 1.33 \mu m$.

Pour les figure 4.7(b), 4.8(b), 4.9(b) on remarque que la lumière ne se transmis pas vert la sortie 'B' par ce que il ya pas de coulage entré la cavité et l'entré 'A' pour les fréquences $1.460\mu m$, $1.388\mu m$ et $1.33\mu m$ on peut les appelés « off-résonances ».

5. Conclusion

Dans ce chapitre nous avons théoriquement conçu un FPB-CP basé sur le couplage entre une cavité résonante L3 et deux quasi guide d'ondes courbés dans un réseau périodique carré des tiges diélectriques (ε=11.4). Le nombre des bandes, longueur d'onde centrale, l'efficacité de sortie, la bande passante et le facteur qualité sont étudie on fonction de rayon des tiges de couplage. Où on a trouvé que pour un rayon des tiges égalent à 135.72 nm, le filtre comporte trois bandes avec un maximum de l'efficacité de sortie (98%).

Le nombre des bandes augmente de façon linéaire tout en augmentons le rayon des tiges de couplage.

La taille globale du filtre passe-bande conçu est de $12\ \mu m \times 8\mu m$ qui est plus approprié pour des circuits intégrés photoniques (CIPh), et les systèmes 'WDM'.

Chapitre 5

Chapitre 5

Etude et Simulation d'un Channel drop filter (CDF)

1. Introduction

Channel Drop Filter (CDF), d'autre part, est l'un des composants essentiels pour la conception des Circuits Intégrés Photoniques (CIPs) et les systèmes de communication optiques (WDM).

Des différentes propositions pour ces dispositifs ont été annoncées dans la littérature. Dans [82], [83], A. Sharkawy et al., M. Bayindir et al. Ont faits une bande de chute 'band-dropping', réalisé par le couplage entre des cavités résonantes et un guide d'ondes à BIP, où le réglage de chute 'tunability of the dropping' est obtenue en changeant les propriétés géométriques ou diélectriques des cavités dans le CP-2D, faite dans un réseau carré des tiges diélectriques dans l'air.

Dans [76], [84] Manotolau *et al*, Fan *et al.*, présentes la conception d'un 'add/drop filter' à CP-2D dans un réseau carré des tiges diélectriques en air, où il ya deux guides d'ondes à BIP (un guide d'entrée et un guide de transfert), séparé par des rangées des tiges diélectriques, couplé entre eux par l'insertion d'une ou deux cavités identiques résonantes. Le choix des cavités simples ou doubles est dû aux modes résonants des cavités, Qiu et al. [18], [85] ont proposés une solution semblable, où le CP-2D est constitué par un réseau triangulaire d'air dans un milieu diélectrique au lieu d'un réseau carré des tiges diélectriques dans l'air.

A. D'Orazio et al. [86] proposent un 'CDF' on exploitant une configuration nouvelle d'un système de défaut résonant. Le chute 'dropping' est basée sur le changement de fréquence des deux modes, soutenus par le système de cavité, dont l'interaction permet la propagation de guide d'onde d'entré au guide d'onde de transfert.

Dans ce chapitre, nous proposons un nouveau type 'CDF' optiques basé sur un cristal photonique bidimensionnel [29]. Constitué par une cavité résonante 'L4' latéralement couplée à un guide d'ondes courbé d'entré et un guide d'onde courbé de transfert.

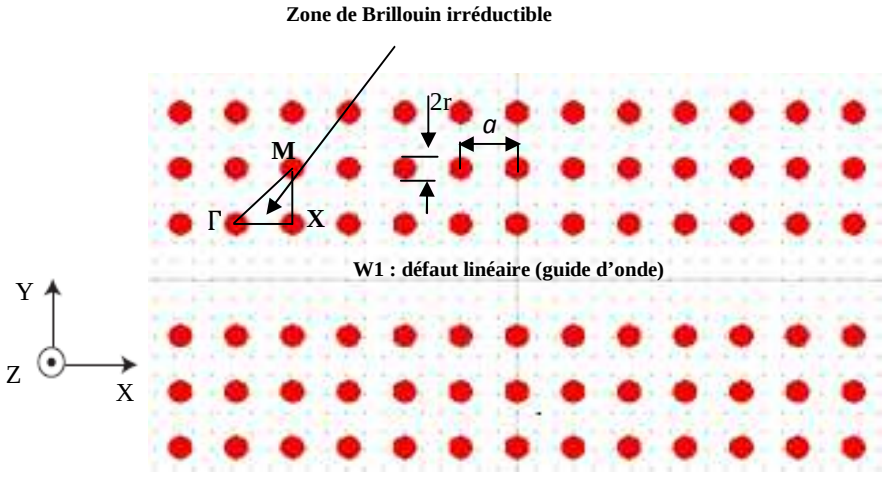
Ces performances sont étudies par la méthode FDTD [46,47] avec les conditions aux limites PML de Bérenger sont appliqué [55]. La structure de bande et la courbe de la dispersion son calculer par la méthode des ondes plan [44-45].

2. Conception de la structure

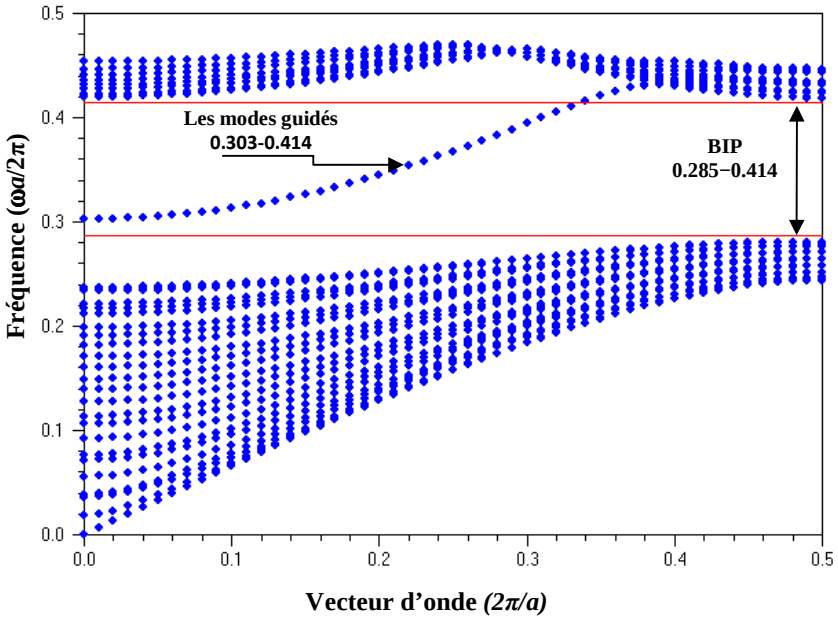
Un réseau carré parfait périodique d'une structure à CP, qu'est considérée pour la conception de 'CDF', qu'est constitué de 19 et 13 tiges dans les directions X et Y, respectivement. Le rayon de la tige, r est 0.20*a*, où *a* est la distance entre n'importe quelles deux tiges les plus proches, appelées comme la constante de réseau [3]. La constante diélectrique des tiges est 12 (l'indice de réfraction, n = 3.4641), qui correspond à l'indice de réfraction de Si, les tiges sont entourées par l'air (n_{air}=1.00).

La bande interdite photonique et la courbe de dispersion pour les modes des défauts guidé dans le guide d'onde W1 (où, W1 : enlèvement d'une rangée de tiges le long de la direction ΓX. On la montre sur la figure 5.1(a)) sont schématisé sur la figure 5.1(b) pour la polarisation TE. Le CP a une large bande photonique interdite, qui a une gamme de fréquence normalisée de 0.285-0.414 (a/λ),

Pour la longueur d'onde de télécommunication 1,55 μm, la constante de réseau, *a*, est choisi comme 0,59 μm, dont la gamme de longueur d'onde comprise entre 1425*nm* et 1947 *nm*.



(a)



(b)

Figure 5.1 (a) Schéma d'un guide d'onde à CP-2D. (b) La courbe de dispersion pour les modes de défaut à l'intérieur de la BIP.

Le 'CDF' optique constitué de deux guides d'ondes courbés couplées entre eux par une cavité résonante 'L4' latérale, cette dernier, formé par quatre points des défauts obtenu en variant le rayon des tiges diélectriques, marquées par "a", "b", "c", "d" .

Pour que la lumière passe dans les branches des guides d'ondes on doit déplacer les tiges numéroté (1.2.3.4.5.6.7.8), par une distance de $\left(\frac{\sqrt{2}}{2}\right) a$ dans la direction ΓM [80].

Le filtre est schématisé dans la figure 5.2, où le port d'incident et les ports des sorties sont appelés comme A, B, C, D, respectivement. Les caractéristiques de transmission ont été simulées avec la FDTD, les conditions aux limites PML de Bérenger sont appliquées.

Une impulsion Gaussien optique, couvrant la gamme de fréquence d'intérêts est lancée au port d'entrée A. Des moniteurs de puissance ont été placés à la sortie de chacun des trois autres ports (B, C, D) pour recueillir les densités spectrales normalisées des puissances transmises.

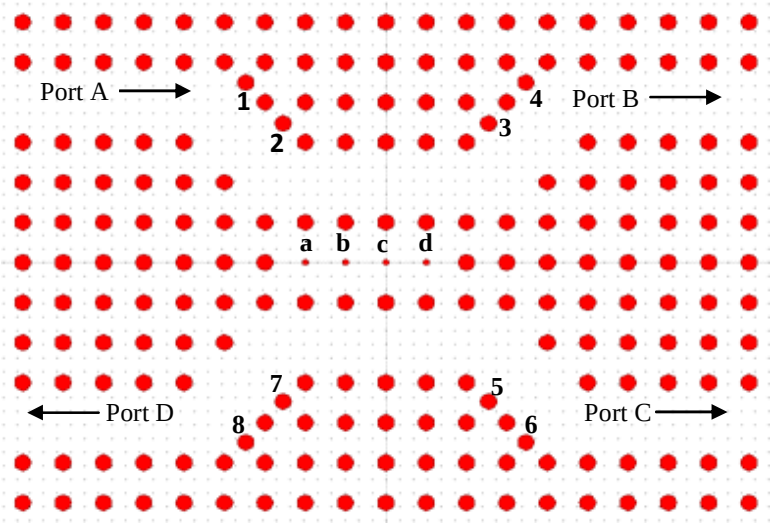


Figure 5.2 La structure Proposée de 'CDF' optique [29], le guide d'onde d'entrée (Port A et Port B), le guide d'onde de transfert (Port C et Port D).

3. Résultat et interprétation

Basé sur la méthode FDTD, utilisé pour étudier le comportement temporel et spectral du dispositif.

La figure 5.3 montre les spectres de transmission normalisés pour les trois ports de sortie (B, C, D) de 'CDF' optique.

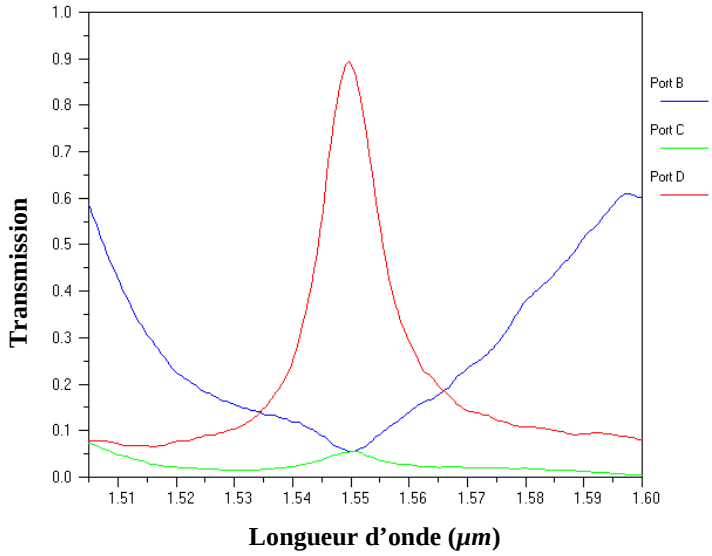


Figure 5.3 Le spectre de transmission normalisé du 'CDF'.

La puissance recueille de guide d'onde d'entrée dans le Port 'D' à 1.55 μm (la fréquence de résonance) est environ 89 %, la puissance transféré aux autres canaux est inférieur à 5 %, nous ne pouvons pas atteindre une valeur plus élevée de transmission en raison des pertes dans la cavité, qui peut être observée dans l'instantané de la figure 5.4.

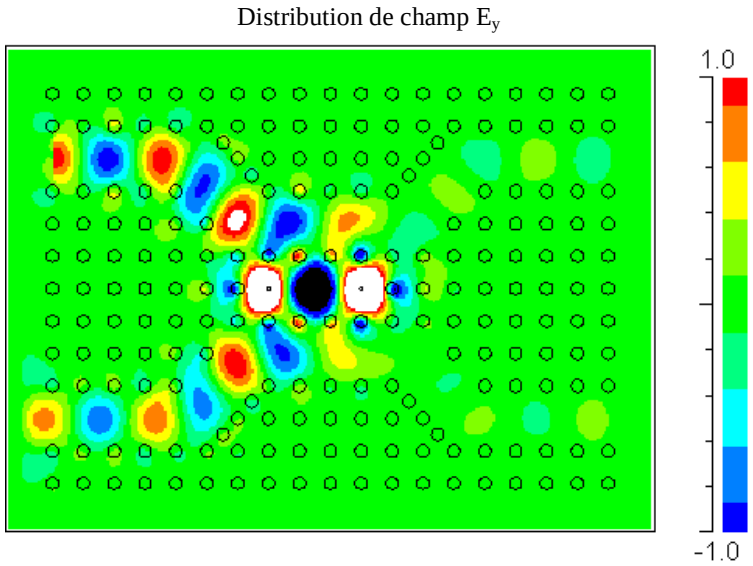


Figure 5.4 La distribution instantané du champ électrique à la fréquence de résonance λ=1.55 μm, le signal commute du port 'A 'au port 'D'.

La Bande de fréquence de transmission mis du Port 'D' couvre la gamme de longueur d'onde de 1505 à 1600 nm et la bande passante est $\Delta\lambda$ =12.7 nm et le facteur Q est 122.

L'impulsion d'entrée se déplace le long du coude de guide d'onde d'entrée (port 'A'), excitant la cavité. Autour 1.505µm le signal est forcé de se propager vers le Port 'B' de guide d'onde d'entrée (propagation en avant). Ce pondant un mode faible résonant est excité dans la cavité (figure 5.5), une petite partie du signal est recueille dans le guide d'onde de transfert.

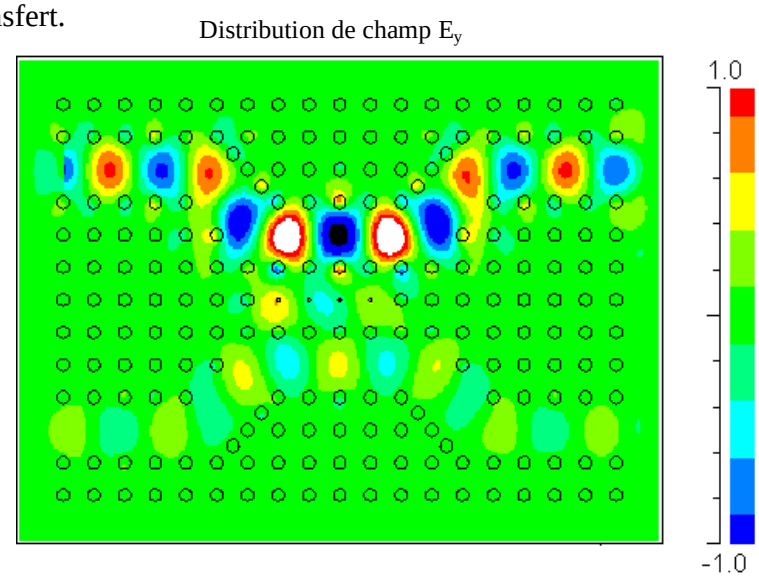


Figure 5.5 La distribution instantané du champ électrique dans le système complet dans la condition d'état stable à λ= 1.505μm.

Dans le suivant nous étudions l'influence de la variation de la constant de réseau '*a*' pour un pas de $0.05\mu m$ sur le comportement des spectres de sortie du 'CDF'.

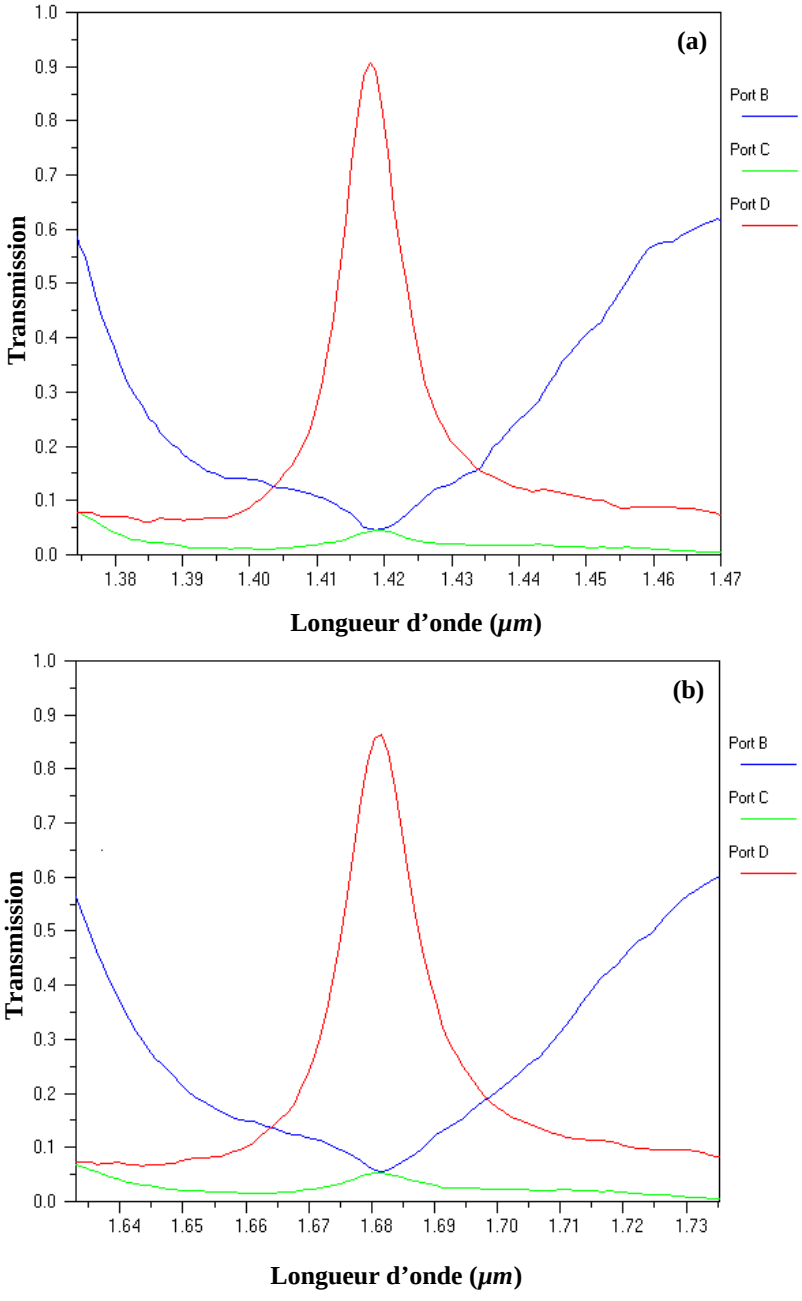


Figure 5.6 Les spectres de transmission normalisés du 'CDF' :

(a) pour a=0.54 μm. (b) pour a=0.64 μm.

De la figure 5.6 on voit que les spectres de transmission du CDF pour les différent valeurs du Période '*a*' du réseau ont une forme similaire, et pour ce la, nous calculons : la longueur d'onde de centre (résonance), efficacité de sortie, la bande passante, facteur de qualité et la gamme de longueur d'onde du canal qui recueil le signal du port 'D' «drop channel » et les mis dans le tableau suivant.

Tableau 5.1 longueur d'onde centrale, l'efficacité de sortie, la bande passante, le facteur de qualité et la gamme de longueur d'onde pour les différentes valeurs du période '*a*'.

La Période [*a*(nm)]	**Longueur d'onde centrale (nm)**	**L'efficacité de sortie (%)**	**Bande passante (nm)**	**Facteur qualité de (Q)**	**Gamme de longueur d'ondes (nm)**
540	1417	90	11.1	128	1375-1470
590	1550	89	12.7	122	1505-1600
640	1681	88	14.3	117	1633-1735

Du tableau 5.1 et les figures 5.7 (a), (d), on voit clairement que l'efficacité de sortie et le facteur de qualité sont diminués avec l'augmentation de la constante du réseau, par contre de les figures 5.7 (b), (c) la longueur d'onde centrale et la bande passante sont augmentés, mais la gamme de longueur d'onde se décale vert les hautes fréquences.

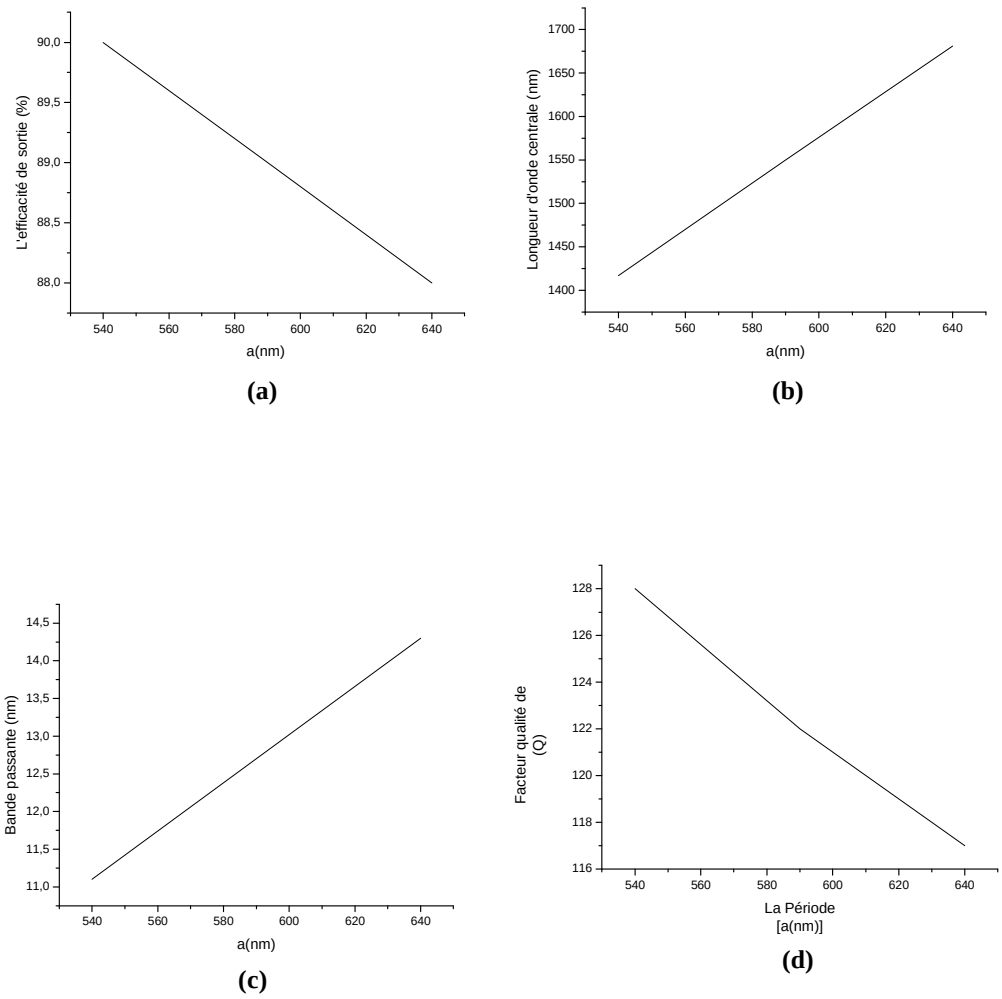


Figure 5.7 (a) L'efficacité de sortie, (b) La longueur d'onde centrale, (c) La bande passante, (d) Le facteur de qualité on fonctions du période du réseau '*a*'.

4. Conclusion

Dans ce chapitre , un nouveau Channel Drop Filter (CDF) est proposé, qu'est basé sur le couplage entre deux guides d'ondes courbés et une cavité linéaire (L4) résonante dans un réseau carré parfait périodique d'une structure CP à deux dimensions constitué par des tiges de silicium dans l'air.

La puissance recueille de guide d'onde d'entrée dans le canal de chute «drop channel » à 1550 nm (la fréquence de résonance) est environ 89 %, la puissance transféré aux autres canaux est inférieur à 5 %.

La bande du spectre de transmission du canal de chute couvre la gamme de longueur d'onde de 1505 à 1600 nm qui a une bande passante d'environ 12,7 nm , le facteur Q est de 122, ces résultats sont obtenu pour la constante de réseau a=0.59μm, si nous diminuions ou nous augmentons cette constante par une pas de 0.05μm, la gamme de longueur d'onde se décale vert les basses où les hautes fréquence.

La taille globale du CDF conçu est de 12 μm ×8μm, Cette structure ayant la capacité d'être intégré dans les futurs circuits nano photonique.

Conclusion Générale

Conclusion Générale

Au cours de ce travail de thèse, nous nous sommes attachés à l'étude des composants à cristaux photoniques et la modélisation de nouvelles fonctionnalités et de développer des composants photoniques nouveaux pour les télécommunications optiques répondant aux exigences de l'intégration photonique.

Pour modéliser les cristaux photoniques, nous avons définis les concepts théoriques tels que le réseau direct et réciproque et la première zone de *Brillouin*, et on a donné une idée général sur les dispositifs les plus simples réalisables à partir de cristaux photoniques comme les cavités et les guides d'ondes.

La modélisation numérique permettant de déterminer les caractéristiques de ces matériaux périodiques, considère généralement ces structures comme ayant des dimensions infinies.

On a défini les méthodes les plus utilisées actuellement pour la modélisation des cristaux photonique à fin de déterminer les paramètres des ces structures et d'analyser la propagation du champ électromagnétique ainsi le calcul de la transmission et le calcul des diagrammes de dispersion de ces matériaux tels que la méthode des différences finies dans le domaine temporel (Finite Difference Time Domain Method : FDTD) et la méthode des ondes planes (plane wave expansion : PWE), les condition au limite de PML de Bérenger son appliqué.

Dans un premier temps, un système de filtre optique à bande étroite a été étudié**.** Le système est constitué de deux guides d'ondes obtenus en omettant une rangée de trous du cristal photonique couplées entre eux par une cavité résonante formé par un point de défaut dans le cristal.

L'allure de spectre de transmission de sortie nous a confirmé que le dispositif agit comme un filtre à bande étroite, qui nous a montré, que la lumière est transmise pour des fréquences près de la fréquence résonance de la cavité et pour les basses et hautes fréquences la propagation de la lumière se fait à l'extérieur de la BIP, à la fréquence de résonance $\omega_0 a/2\pi c = 0.38$, la transmission est de 100%.

Puis on a proposé un filtre a passe bande formé par deux semi guides d'ondes courbés couplées entre eux par une cavité résonante 'L3' dans un réseau périodique carré des

tiges diélectriques (ε=11.4), Le nombre des bandes, longueur d'onde centrale, l'efficacité de sortie, la bande passante et le facteur qualité sont étudie on fonction de rayon des tiges de couplage, où on a trouvé que pour un rayon des tiges égale à 135.72 nm, le filtre se composé de trois bandes avec un maximum de l'efficacité de sortie (98%), le nombre des bandes augmente de façon linéaire tout en augmentons le rayon des tiges de couplage.

Et finalement une nouvelle constitution d'un « Channel Drop Filter » est étudié formé par deux guides d'ondes courbes couplés entre eux par une cavité linéaire (L4) résonant dans un réseau périodique carré des tiges diélectriques (ε=12 où, n = 3.4641, correspond à l'indice de réfraction de Si) les tiges sont entourées par l'air (n_{air}=1.00). La puissance recueille de guide d'ondes d'entrée dans le canal de chute «drop channel » à 1550 nm (la fréquence de résonance) est environ 89 %, la puissance transféré aux autres canaux est inférieur à 5 %.

La bande du spectre de transmission du canal de chute couvre la gamme de longueur d'onde de 1505 à 1600 nm qui a une bande passante d'environ 12,7 nm , le facteur Q est de 122, ce résultat sont obtenu pour la constante de réseau a=0.59μm.

Si nous diminuions ou nous augmentons la constante de réseau par une pas de 0.05μm, la gamme de longueur d'onde se décale vert les basses où les hautes fréquences.

Ces dispositif a cristaux photoniques permettent la réalisation des nombreuses fonctions telles que des (transmetteur / récepteur WDM), des commutateurs tout-optiques ultra-rapides,… qui nous permis l'intégration de ces différents éléments au sein de "circuits optiques".

Concernant les perspectives de ce travail, il nous parait intéressant d'améliorer les performances de ces composants surtout pour le 'CDF' de minimisé les pertes dans la cavité pour atteindre le maximum de puissance transmise dans le canal de chute «drop channel » à la fréquence de résonance et une puissance minimum transmise dans les autre canaux, pour ce la, on va proposer d'étudie ce dispositif sur des cristaux photonique a des dimensions finis « les slabs ».

Bibliographies

Bibliographies

[1] E. Yablonovitch, "*Inhibited spontaneous emission in solid-state physics and electronics*", phys. Rev. Lett. Vol. 58, pp. 2059, (1987).

[2] S. John, "*Strong Localization of Photons in Certain Disordered Dielectric Super lattices*", Phy. Rev. Lett. Vol. 58, pp. 2486, (1987)

[3] J. D. Joannopoulos, S. G. Johnson, R.D. Meade, and J. N. Winn, " *Photonic Crystals: Molding the Flow of Light* ", 2^{eme} E^{dn} Princeton, NJ: Princeton Univ. Press, (2008).

[4] E. Yablonovitch, T. J. Gmitter et K.M. Leung, "*Photonic band structure : The face-centered-cubic case employing non-spherical atoms"*, Physical Review Letter Vol. **67**, pp. 2295, (1991).

[5] J.M. Lourtioz, H. Benisty, V. Berger, "*Photonic Crystals Towards Nanoscale Photonic Devices*", Springer-Verlag Berlin Heidelberg, (2005).

[6] E. Yablonovitch, T. J. Gmitter et K. M. Leung, " *Photonic band structure: The face-centered-cubic case employing nonspherical atoms*", Phys. Rev. Lett., vol. 67**,** n° 17, pp. 2295–2298, (1991).

[7] R. D. Meade, K. D. Brommer, A. M. Rappe, and J. D. Joannopoulos, "*Existence of a photonic band gap in two dimensions*", Appl. Phys. Lett. Vol. **61**. N° 4. pp.495, (July 1992).

[8] T. F. Krauss, R. M. De La Rue and S. Brand, "*Two-dimensional photonic-bandgap structures operating at near-infrared wavelengths"*, Nature Vol. **383**, pp. 699, (1996).

[9] H. Miguez, C. Lopez, F. Meseguer, A. Blanco, L. Vasquez, R. Mayoral, M. Ocana, V. Fornés et A. Mifsud, "*Photonic crystal properties of packed submicrometric SiO2 spheres"*, Applied Physics Letters Vol. **71**, pp. 1148, (1997).

[10] P. Ferrand, M. Egen, B. Griesebock, J. Ahopelto, M. Müller, R. Zentel, S. G. Romanov et C. M. Sotomayor Torres, "*Self-assembly of three-dimensional photonic crystals on structured silicon wafers"*, Applied Physics Letters Vol. **81**, pp. 2689, (2002).

[11] S. Y. Lin and J. G. Fleming, *"A three-dimensional optical photonic crystal"*, IEEE Journal of Lightwave Technology Vol. **17**, pp. 1944, (1999).

[12] J. S. Foresi, P. R. Villeneuve, J. Ferrera, E. R. Thoen, G. Steinmeyer, S. Fan, J. D. Joannopoulos, L. C. Kimerling, H. I. Smith and E. P. Ippen, "*Photonic-bandgap microcavities in optical waveguides*", Nature Vol. **390**, pp. 143, (1997).

[13] P. R. Villeneuve, S. Fan, and J. D. Joannopoulos, "*Microcavities in photonic crystals: Mode symmetry, tunability, and coupling efficiency*", Phys. Rev. B, Vol. 54. pp.7837–7842. (1996).

[14] A. Mekis, S. Fan, and J. D. Joannopoulos, "*Bound states in photonic crystal waveguides and waveguide bends*," Phys. Rev. B, Vol. 58, n°8, pp. 4809-4817, (1998).

[15] M. Tokushima and H. Yamada, "*Photonic crystal line defect waveguide directional coupler*", Electronics Letters 37. PP. 1454. (2001).

[16] M. K. Moghaddami, M. M. Mirsalehi and A. R. Attari, "*A 60° photonic crystal waveguide bend with improved transmission characteristics*" , *Optica Applicata*. Vol. 39, pp. 309-317, (2009).

[17] L. Dekkiche, and R. Naoum, "*Optimal Design of 90° Bend in Two Dimensional Photonic Crystal Waveguides*", Journal of Applied Sciences, Vol. 8, pp. 2449-2455, (2008).

[18] M. Qiu, "*Ultra-compact optical filter in two-dimensional photonic crystal*", *lectron. Lett.*, vol. 40, n°. 9, pp. 539-540, (Apr 2004).

[19] A.Boudissa, M.Benslama, "*Designing a GaAs Photonic Crystals narrow band filter*," International Review of Aerospace Engineering, Vol. 4, n° 6, pp. 315-318, (December 2011).

[20] G. Manzacca, D. Paciotti, A. Marchese, M. S. Moreolo, G. Cincotti, "*2D photonic crystal cavity-based WDM multiplexer*" , Photonics and Nanostructures - Fundamentals and Applications, Vol. 5, pp. 164-170, (2007).

[21] A. Ghaffari, F. Monifi, M. Djavid, and M. S. Abrishamian, "*Heterostructure wavelength division demultiplexers using photonic crystal ring resonators*", Optics Communications, Vol. 281, pp. 4028-4032, (2008).

[22] A. Ghaffari, F. Monifi, M. Djavid, and M. S. Abrishamian, "*Analysis of photonic crystal power splitters with different configurations*" , Journal of Applied Science, Vol. 8, pp. 1416-1425, (2008).

[23] N. Nozhat, N. Granpayeh, "*Analysis and simulation of a photonic crystal power divider*," Journal of Applied Sciences, Vol. 7, n° 22, pp. 3576-3579, (2007).

[24] Chun-Chih Wang, Lien-Wen Chen, "*Channel drop filters with folded directional couplers in two-dimensional photonic crystals*", Physica B, Vol. 405, pp. 1210-1215, (2010).

[25] M. David, A. Ghaffari, F. Monifi, M. S. Abrishamian, "*T-Shaped channel drop filters using photonic crystal ring resonators*", Physica E, Vol. 40, pp. 3151-3154, (2008).

[26] H. Badaoui, M. Feham and M. Abri, "*Photonic-Crystal Band-pass Resonant Filters Design Using the Two-dimensional FDTD Method*", International Journal of Computer Science Issues. Vol. 8, n° 2,pp. 127-132, (May 2011).

[27] S. Robinson, R. Nakkeeran, "*A bandpass filter based on 2D circular photonic crystal ring resonator*", in: 7th IEEE International Conference on WOCN'10, 2010.

[28] A.Boudissa, M.Benslama, "*Simulation Effects of Lateral Coupling Between L3 Cavity and Two Quasi Waveguides Bends in 2D Photonic Crystal Bandpass Filter*", The 3rd International Conference on Multimedia Computing and Systems, ICMS'12.IEEE Conference, Tangier, Morocco, (May 10-12. 2012).

[29] A.Boudissa, M.Benslama, "*Study of Channel Drop Filter based on Coupling Two Bends Waveguides and linear Resonant Cavity in Si Photonic Crystal*", International Journal Of Microwave And Optical Technology, Vol. 7, n° 5, pp. 342-348, (September 2012).

[30] C. Kittel, "*Physique de l'état solides*", Dunod, 7 édition, Paris, (1998).

[31] Michael Sarrazin "*Etude de propriétés optiques liées à la transmission de cristaux photoniques bidimensionnels*", thèse de doctorat n° 903, université de Franche-comté, (24 avril 2002).

[32] Y. Merle, "*Etude de la dispersion électronique dans les matériaux périodiques diélectriques bidimensionnels*", Thèse de doctorat n° 47, Université de Limoges, (Novembre 2003).

[33] H. Jones, "*The theory oh Brillouin zones and electronic states in crystals*", North-Holland Publishing Company- Amesterdam Oxford- American Elsever Publishing company, NewYork, (1975).

[32] K. Sakoda, "*Optical Properties of Photonic Crystals*," Springer-Verlag, Berlin Heidelberg, New York, (2004).

[35] E. Chow, S. Y. Lin, S. G. Johnson, P.R. Villeneuve, J. D. Joannopoulos, J. R.Wendt, G.A. Vawter,W. Zubrzycki, H. Hou, and A. Alleman, "*Three-dimensional control of light in a two-dimensional photonic crystal slab*", Nature, vol. 407, n° 6807, pp. 983-986, (2000).

[36] T. Kondo, S. Matsuo, S. Juodkazis, V. Mizeikis, and H. Misawa, "*Multiphoton fabrication of periodic structures by multibeam interference of femtosecond pulses*," Appl. Phys. Lett. Vol. **82,** n° 17, pp. 2758–2760, (2003).

[37] D. Felbacq, E. Centeno, "*Theory of diffraction for 2D photonic crystals with a boundary*", Optics communications, Vol.199, pp. 39-45, (November 2000).

[38] 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).

[39] S. Robinson, R. Nakkeeran, "*Investigation on two dimensional photonic crystal resonant cavity based bandpass filter*", Optik - Int. J. Light Electron Opt, Vol. 123, n°5, pp. 451-457, (2011).

[40] A. Ferrando, E. Silvestre, J.J Miret, J. A. Monsoriu, M. V. Andrés and P. St. J. Russell, "*Designing a photonic crystal fiber with flattened chromatic dispersion"*, Electro. Lett. Vol. 35, n° 4, pp.325, (1999).

[41] J. C. Knight, J. Arriaga, T. A. Birks, Member, IEEE, A. Ortigosa-Blanch, W. J. Wadsworth, and P. St. J. Russell, "*Anomalous Dispersion in Photonic Crystal Fiber*", IEEE, Photon. Tech. Lett, Vol.12, n° 7, pp. 807, (2000).

[42] J. B. Pendry, "*Calculating Photonic Band Structure*", Journal of Physics: Condensed Matter, Vol. 8, n° 9, pp. 1085-1108, (1996).

[43] A. Sukhoivanov, V. Guryev, "*Photonic Crystals Physics and Practical Modeling*", Springer-Verlag Berlin Heidelberg, (2009).

[44] S. Guo and S. Alloin, "*Simple Plane Wave Implementation for Photonic Crystal Calculation*", Optics Express, Vol. 11, n° 2, pp. 167-175, (2003).

[45] K.Busch, "*Photonic band structure theory: assessment and perspectives*", C.R.Physique, Vol. 3, pp. 53-66, (2002).

[46] A. Taflove, "*Application of the finite-difference time-domain method to sinusoidal steady electromagnetic-penetration problems*", IEEE Trans. Electromagn. Compat., vol. EMC-22, n°. 3, pp. 191–202, (Aug. 1980).

[47] A. Taflove et S. C. Hagness, "*Computational Electrodynamics : The Finite-Difference Time-Domain Method*", deuxième édition, Artech House, Norwood, (2000).

[48] M.Qiu, S.He, "*A nonorthogonal finite-difference time-domain method for computing the band structure of a two-dimensional photonic crystal with dielectric and metallic inclusions''*, J. Appl. Phys. 87, pp. 8268–8275, (2000).

[49] A. Lavrinenko, P. I. Borel, L. H. Frandsen, M. Thorhauge, A. Harpøth, M. Kristensen, T. Niemi, "*Comprehensive FDTD modelling of photonic crystal waveguide components''*, Optics Express, Vol. 12, n° 2, pp. 234-248, (2004).

[50] F. Raineri, " *Optique non linéaire dans les cristaux photoniques en semiconducteur III-V ''*, thèse de doctorat, université de Paris XI Orsay, (2004).

[51] Y. Desiers, ''*Conception et études optiques de composants micro-photoniques sur matériaux III-V à base de structures à bandes interdites de photons*'', thèse de doctorat de l'université de Lyon, (2001).

[52] K.S.Yee, ''*Numerical solution of initial boundary value problems involving Maxwell's equations in isotropic media*'', IEEE Trans. Antennas and propagation, Vol. 14, pp. 302-307, (1966).

[53] B. Enquist, A. Majda, ''*Absorbing boundary conditions for the numerical simulation of waves*'', Mathematics of computation, Vol. 31, n°139, pp. 629-651, (1977).

[54] G. Mur, ''*Absorbing boundary conditions for the finite-difference approximation of the timedomain electromagnetic field equations*'', IEEE Trans. Electromagnetic Compatibility, Vol. 23, n°4, pp. 377-382, (1981).

[55] J.P. Berenger, "*A perfectly matched layer for the absorption of electromagnetic waves*", J. Computational Physics, Vol. 114, n° 2, pp. 185-200, (1994).

[56] D. T. Prescot, N. V. Shuley, " *Reflection analysis of FDTD boundary conditions-part II : Berenger's absorbing layers*", IEEE Transactions on microwave theory and techniques, Vol. 45, n° 8, pp. 1171, (1997).

[57] K. Yasumoto, "*Electromagnetic Theory and Applications for Photonic Crystals*", by Taylor & Francis Group, LLC, Japan, (2006).

[58] W.C. Chew, L. Gürel, Y.M. Wang, G. Otto, R.L. Wagner, and Q.H. Liu, "A generalized recursive algorithm for wave-scattering solutions in two dimensions", IEEE Trans. on Microwave Theory and Techniques, 40, 716–723, (1992).

[59] R. Pregla, "*MoL-BPM method of lines based beam propagation method*", in Methods for Modeling and Simulation of Guided-Wave Optoelectronic Devices *(PIER 11)*, W.P. Huang, ed., Progress in Electromagnetic Research, 51–102, EMW Publishing, Cambridge, MA, (1995).

[60] U. Rogge and R. Pregla, "*Method of lines for the analysis of dielectric waveguides*", *J. Lightwave Technol.* Vol. 11, pp. 2015–2020, (1993).

[61] Z. Zhu and T.G. Brown, "*Full-vectorial finite-difference analysis of microstructured optical fibers*", Opt. Express, Vol.10, pp. 853–864, (2002).

[62] H.C. Chang and C.P. Yu, "*Yee-mesh-based finite difference eigenmode analysis algorithms for optical waveguides and photonic crystals*", OSA Integrated Photonics Research Digest, San Francisco, paper IFE4, (2004).

[63] C.P. Yu and H.C. Chang, "*Yee-mesh-based finite difference eigenmode solver with PML absorbing boundary conditions for optical waveguides and photonic crystal fibers*", Opt. Express, Vol.12, pp. 6165–6177, (2004).

[64] J.B. Pendry and A. MacKinnon, "*Calculation of Photon Dispersion Relation*" ,Physical Review Letters, Vol. 69, pp. 2772-2775, (1992).

[65] J.B. Pendry, "*Photonic band structures*", J. Mod. Opt. Vol. 41, pp. 209-229, (1994)**.**

[66] S. Olivier and al, "*Cascaded photonic crystal guides and cavities: spectral studies and their impact on integrated optics design*", IEEE J. Quantum Electron, Vol. **38**, pp. 816–824, (2002).

[67] R. D. Meade and al, "*Novel applications of photonic band gap materials: low-loss bends and high-Q cavities*", J. Appl. Phys. Vol. 75, pp. 4753–4755, (1994).

[68] T. Baba and al, "*Observation of light propagation in photonic crystal optical waveguides with bends"*, Electron. Lett. Vol. 35, pp. 654–656, (Apr. 1999).

[69] C. J. M. Smith, S. Benisty, "*Coupled guide and cavity in a two-dimensional photonic crystal*", Applied Physics letters, Vol. 78, n° 11, pp. 1487–1489, (2001).

[70] S. Olivier, C. Smith, "*Miniband transmission in a photonic crystal coupled-resonator optical waveguide"*, Optics Letters, Vol. 26, pp.1019, (2001).

[71] S.Kuchinsky, V. Y. Golyatin, "*Coupling between photonic crystal waveguides"*, IEEE Journal of Quantum Electronics, Vol.38, pp. 1349, (2002).

[72] H. Habibiyan, H. Ghafoori-fard, A. Rostami, "*Tunable all-optical photonic crystal channel drop filter for DWDM systems*", Journal of optics, Vol. 11, n°6, pp. 5102, (2009).

[73] W.Nakagawa et al, "*Wide-field-of-view narrow-band spectral filters based on photonic crystal nanocavities*", Optics Letters, Vol. 27, n° 3, pp. 191-193, (February 2002).

[74] A.Banerjee, "*Design of Narrowband Optical Filters Using Binary Number Sequence Photonic Crystals*" , Int J Infrared Milli Waves, Vol. 29, n° 11, pp.1070–1082, (2008).

[75] X. Zhong-yin, W. Zi-hua, "*Propagation property of electromagnetic waves in fractal cantor photonic crystals*", Optoelectronics Letters, Vol. 3, n° 4, pp. 318-320, (July 2007).

[76] C. Manolatou, and al. "*Coupling of modes analysis of resonant channel add-drop filters "*, IEEE Journal of Quantum Electronics, Vol. 35, n° 9, pp. 1322-1331, (1999).

[77] C. Chao, X. Li, H. Li, K. Xu, J. Wu, and J. Lin, "*Bandpass filters based on phase-shifted photonic crystal waveguide gratings*", Opti. Express, Vol. 15, n°. 18, pp. 11278-11284, (2007).

[78] M. Djavid, A. Ghaffari, F. Monifi and M. S. Abrishamian, "*Photonic crystal narrow band filters using biperiodic structures*", Journal of Applied Science, Vol. 8, n° 10, pp. 1891-1897, (2008).

[79] L. Wei, T. T. Alkeskjold and A. Bjarklev, "*Electrically Tunable Bandpass Filter on Liquid Crystal Photonic bandgap fibers*", Conference on OFC/NFOEC, pp. 1-3, (2010).

[80] M. Skorobogatiy, J. Yang, "*Fundamentals of Photonic Crystal Guiding*", Cambridge University Press, USA, (2009).

[81] T.T. Shih, Y.D. Wu, and J.J. Lee, "*Proposal for Compact Optical Triplexer Filter Using 2-D Photonic Crystals*", IEEE Photon. Technol. Lett. vol. 21, n° 1, pp. 232–234, (Jan. 2009).

[82] A. Sharkawy, S. Shi, and D. W. Prather, "*Multichannel wavelength division multiplexing with photonic crystals*", Appl. Opt. Vol. 40, pp. 2247–2252, (2001).

[83] M. Bayindir and E. Ozbay, "*Band-dropping via coupled photonic crystal waveguides*", Opt. Express, Vol. 10, pp. 1279–1283, (Nov. 2002).

[84] S. Fan, P. R. Villeneuve, J. D. Joannopoulos, and H. Haus, "*Channel drop tunnelling through localized states*", Phys. Rev. Lett. Vol. 80, pp. 960–963, (Feb. 1998).

[85] M. Qiu and B. Jaskorzynska, "*Design of a channel drop filter in a twodimensional triangular photonic crystal*", Appl. Phys. Lett. Vol. 83, pp. 1074–1076, (Aug. 2003).

[86] A. D'Orazio, M. De Sario, V. Marrocco, V. Petruzzelli, and F. *Prudenzano*, "*Photonic Crystal Drop Filter Exploiting Resonant Cavity Configuration*", IEEE transactions on nanotechnology, Vol. 7, n° 1, pp. 232–234, (Jan. 2008).

[87] R. Costa, A. Melloni and M. Martinelli, "*Band-pass resonant filters in photonic crystal waveguides*" , IEEE Pho. Tech. Lett. Vol. 15, n° 3, pp. 401-403, (2003).