

الجمهورية الجزائرية الديمقراطية الشعبية

REPUBLIQUE ALGERIENNE DEMOCRATIQUE ET POPULAIRE

وزارة التعليم العالي والبحث العلمي

Ministère de l'Enseignement Supérieur et de la Recherche Scientifique

جامعة أبي بكر بلقايد – تلمسان

Université Aboubakr Belkaïd – Tlemcen –

Faculté de TECHNOLOGIE



MEMOIRE

Présenté pour l'obtention du **diplôme** de **MASTER**

En : Télécommunications

Spécialité : Systèmes de Télécommunications

Par:

AMAMOU Halima

MOKHTAR SLIMANE Zahra

Sujet

Filtre bi-bandes sélectifs en cristaux photoniques 2D pour les systèmes très hauts débits

Soutenu publiquement, le 27 /06 /2018, devant le jury composé de :

BENSEDDIK Leila
BADAoui Hadjira
ABRI Mehadj
LALLAM Farah

MAA
MCA
Prof
MAA

Univ. Tlemcen
Univ. Tlemcen
Univ. Tlemcen
Univ. Tlemcen

Présidente
Encadrante
Co-Encadrant
Examinatrice

Remerciement

*Avant tout, nous remercions le **BON DIEU** pour nous avoir aidés à accomplir ce présent travail.*

Au nom de la science et de la technologie, au nom de la vertu du travail et de l'esprit d'élévation de la connaissance, nous tenons à exprimer tous nos respects à nos encadreurs Mme H. ABRI BADAOUIMaitre de Conférence Classe A à l'université Abou BekrBelkaïd de Tlemcen et Mr M.ABRI, Professeur à l'Université Abou BekrBelkaïdde Tlemcen, pour le sujet qu'il nous a proposé, ses soutiens, ses précieux conseils et ses critiques positives.

Nous adressons tout particulièrement à Mme L. BENSEDDIK, Maître assistante Classe A à l'Université Abou BekrBelkaïd de Tlemcen, nos sincères reconnaissances et nos remerciements les plus vifs, pour l'honneur qu'elle nous a fait en acceptant la présidence du jury.

Nous voudrions également exprimer nos remerciements à Melle F. LALLAM Maître assistante Classe B à l'Université Abou BekrBelkaïdde Tlemcen qu'elle veuille bien trouver ici l'expression de nos profondes reconnaissances pour avoir fait partie du jury.

En fin, que toutes les personnes ayant participé de près ou de loin à la réalisation de ce projet, trouvent ici l'expression de nos profonds remerciements.

Dédicace

Pour commencer je prends le temps de remercier mon Dieu le tout puissant de m'avoir donné la force et le courage pour terminer mes études.

Je dédie ce modeste travail comme preuve de respect, de gratitude, et de reconnaissance à mes chers parents, pour leurs affections, leurs patiences, et leurs prières à mes ravissantes sœurs, mon cher frère et mon marié

Je dédie ce travail a meilleurs amis surtout mon proche amis R et a mes camarades pour leur aide, leur temps, leurs encouragements, leur assistance et soutien, A tous ceux qui ont contribué de près ou de loin durant mon cursus universitaire, je remercie Mr et Mme Abri de m'avoir aidé à améliorer mes connaissances en me donnant des informations et conseils qui m'était utile a élaborer ce travail.

Mokhtar Slimane Zahra

Dédicace

Je dédie ce modeste travail à :

*Mes chers parents, pour tous leurs sacrifices, leur amour, leur tendresse,
leur Soutien et leurs prières tout au long de mes études.*

*Mes chères sœurs, pour leurs encouragements permanents, et leur soutien
moral.*

Mes chers frères, pour leur appui et leur encouragement.

Poussins de la famille Abd chahid, Mohamed, Mouad, Haroun.

Tout ma famille .

Spéciale gratitude au madame F. LALLAM , et Mr Nabil .

Mes chers amis.

Tous ceux que j'aime.

Moi-même.

AMAMOU Halima

Résumé

Les cristaux photoniques sont des structures artificielles périodiques dont l'indice de réfraction varie périodiquement à l'échelle de la longueur d'onde selon une ou plusieurs dimension de l'espace. Les structures offrent la possibilité d'interdire la propagation de la lumière d'où l'intérêt qu'elles portent pour réaliser des fonctions optiques bien particulières telles que le guidage et le filtrage en longueur d'onde.

Le travail présenté dans ce mémoire repose sur la conception par simulation numérique des filtres de fréquences à base des cristaux photoniques bidimensionnels (CP2D). l'étude de ce filtres est basée sur la technique de la mise en cascade de deux ou trois guides d'ondes mono-rangée de rayons normalisés différents obtenus en supprimant une seule rangée le long de la direction de propagation de l'onde électromagnétique. Afin d'améliorer les performances de ces structures en terme de transmission et de réflexion la méthode FDTD 2D sera utilisée. Elle nous permettra de percevoir aisément le mécanisme mis en jeu dans ces dispositifs.

Mots clés : Cristaux Photoniques 2D, FDTD 2D, guide $W_1^K A$, $W_3^K A$, filtre bi bandes sélectifs, défauts, mailles carrée et triangulaire.

Abstract

Photonic crystals are periodic artificial structures whose refractive index is periodically true at the wave lengths cal along one or more dimensions of space. The structures offer the possibility to prohibit the propagation of light, hence the interest they have in carrying out very specific optical functions such as guiding and wave length filtering

The work presented in this paper based on the numerical simulation design of two-dimensional photonic crystals (CP2D) - based frequency filters. The study of these filters is based on the technique of cascading two or three different mono-row waveguides of standardized radii bay removing a single row along the direction of propagation of the electromagnetic wave. to improve the performance of these structures in terms of transmission and reflection the FDTD method will be use dit willallow us to easily perceive the mechanism involved in these devices.

Keywords: two-dimensional photonic crystals. The method of finite temporal difference FDTD 2D, Guide $W_1^K A$, $W_3^K A$, selective bi-band filter.Defaults, mesh, square, triangular.

ملخص

البلورات الفوتونية هي تركيبات صناعية دورية يتغير مؤشر الانكسار بشكل دوري في مقياس الطول الموجي على طول واحد أو أكثر من أبعاد الفضاء. توفر الهياكل إمكانية حظر انتشار الضوء ، وبالتالي الاهتمام الذي تحظى به في تنفيذ وظائف بصرية معينة مثل التوجيه والترشيح في الطول الموجي.

ويستند العمل المقدم في هذه الرسالة إلى تصميم محاكاة عددية لمرشحات تردد بلورات فوتونية ثنائية الأبعاد (CP2D) وتعتمد دراسة هذا المرشح على تقنيتين متتاليتين أو ثلاثة أدلة موجية قياسية أحادية الصف يتم الحصول عليها عن طريق إزالة صف واحد على طول اتجاه انتشار الموجة الكهرومغناطيسية. من أجل تحسين أداء هذه الهياكل من حيث الإرسال والتأمل ، سيتم استخدام طريقة FDTD ثنائية الأبعاد. وسوف يسمح لنا بسهولة تصور الآلية المشاركة في هذه الأجهزة.

كلمات البحث : الضوئية بلورات ، 2D FDTD ، دليل W1KA ، W3KA ، تصفية التحيز الانتقائي ، العيوب ، مربعة وشبكات الثلاثي.

Table des matières

Remerciement	i
Dédicace	ii
Liste des figures	xi
Liste des Tableaux	xvi
Introduction général	1

Chapitre I : Généralité sur les cristaux photoniques

I.1. Introduction.....	4
I.2. Les cristaux photoniques dans la nature	5
I.3. Les types des cristaux photoniques.....	6
I. 3. 1. Les cristaux photoniques unidimensionnels (1D).....	6
I. 3. 2. Les cristaux photoniques bidimensionnels (2D).....	7
I. 3. 2. 1. Fort contraste d'indice (approche membrane).....	8
I. 3. 1. 2. Faible contraste d'indice (approche substrat)	9
I. 3. 2. 3. Les différentes familles de CP 2D	10
I. 3. 2. 4. Propagations d'onde électromagnétique.....	13
I. 3. 3. Les cristaux photoniques tridimensionnels (3D)	13
I.4. Méthode des ondes plane PWE	15
I.5. Diagramme de bandes et bande interdite (BI)	16
I.5.1. Carte des bandes interdites	18
I.5.2. Bandes interdites complètes	18
I.6. Cristal photonique parfait	19

I.6.1. Défauts à l'intérieur d'un cristal photonique	20
I. 6. 1. 1. Défauts ponctuels(Microcavité).....	20
I. 6. 1. 2. Les défauts étendus (Guides d'ondes)	22
I.7.Les méthodes d'analyse des CPS	23
I.7. 1. Méthode FDTD 2D ou 3D	23
I.8. Application	24
I.8.1.Multiplexage en longueur d'onde WDM.....	24
I.9. Conclusion	26

Chapitre II : Méthode des Différences Finies Temporelles FDTD-2D

II. 1. Introduction	27
II. 2. FDTD à deux dimensions.....	28
II. 2. 1. Discrétisation par la méthode des différences finies centrées	30
II. 2. 2. Conditions de stabilité de l'algorithme de Yee	34
II. 3. Conditions aux limites.....	35
II. 3.1. Conditions de type Mur.....	35
II. 3. 2. Conditions symétriques et antisymétriques	37
II. 4. Conditions d'injection d'une onde	38
II. 4. 1. La source dure	39
II. 4. 2. La formulation champ total / champ réfléchi	40
II.5.Autres méthodes	42
II.5.1. La méthode des matrices de transfert	42
II. 5. 2. La méthode des réseaux de diffraction.....	43

II. 5. 3. La méthode des liaisons fortes	43
II. 6. Conclusion.....	43

Chapitre III : Guidage et Filtrage Bi-bande en Cristaux Photoniques

III. 1. Introduction.....	45
III. 2. Etude des structures bidimensionnelles sans défaut	45
III. 2. 1. Structure triangulaire sans défaut.....	46
III. 2. 2. Structure carrée sans défaut	48
III. 3. Etude des structures bidimensionnelles avec défaut	51
III. 3. 1. Conception du guide mono-rangée $W_1^k A$	51
III. 3. 1. 1. Guide $W_1^k A$ en structure triangulaire.....	51
III. 3. 1. 2. Guide $W_1^k A$ en structure carrée	53
III. 3. 2. 2. Conception du guide $W_3^k A$ en structure carrée.....	58
III. 4. Présentation des filtres	61
III. 4.1. Topologies des filtres étudiés.....	63
III. 4.1. Première topologie	63
III. 4. 1. 2. Deuxième topologie	66
III. 4.1.3. Troisième topologie	68
III. 4. 1.4. Quatrième topologie.....	71
III. 4.1.5. Cinquième topologie	74
Conclusion Générale	85
Références Bibliographiques	87

Liste des figures

Figure I. 1 : Différents types de cristaux photoniques 1D, 2D et 3D	5
Figure I. 2 : Les cristaux photoniques naturels : (a) opale, (b) papillon, (c) cétoine, (d) plume	6
Figure I. 3 : Cristal photonique unidimensionnel	7
Figure I. 4 : Structures bidimensionnelles : (a) connectée (b) déconnectée	8
Figure I. 5 : Deux exemples typiques d'un cristal photonique bidimensionnel avec un fort contraste d'indice: (a) Membrane de $\text{Al}_{0.1}\text{Ga}_{0.9}\text{As}$ suspendue dans l'air. (b) cristal photonique gravé dans une couche de GaAs.....	9
Figure I. 6 : Image MEB d'un cristal photonique gravé dans une hétéro structure.....	9
Figure I. 7 : Les différentes structures d'un CP 2D : (a) carré, (b) triangulaire, (c) hexagonale [6].	10
Figure I. 8 : Système réseau réciproque et réseau direct, zone de Brillouin pour le réseau carré . .	11
Figure I. 9 : (a) réseau direct, réciproque, zone de Brouillon d'un réseau Triangulaire, (b) les points de haut système dans la zone irréductible	12
Figure I. 10 : Structure de nitrure de bore	13
Figure I. 11 : (a) Représentation schématique de la Yablonovitch, structure 3D de périodicité (b) Image MEB d'un CP3D « tas de bois » fabriqué par lithographie UV dans du silicium	14
Figure I. 12 : Fabrication des opales inversées sur substrat par auto organisation	15
Figure I. 13 : Diagramme Structure de bandes pour un cristal bidimensionnel	16
Figure I. 14 : Diagramme de bandes des modes guidés du cristal photonique sur membrane (calcul 3D) pour Un réseau triangulaire de trous d'air et un facteur de remplissage de 50%. La zone bleue désigne le cône de lumière	17
Figure I. 15 : Cartes des bandes interdites d'un réseau de trous d'air dans une matrice diélectrique ($\epsilon=11.4$) : (a) Réseau carré ; (b) Réseau triangulaire	18
Figure I. 16 : Diagramme de dispersion du cristal hexagonal tracé en fonction de la première zone de Brillouin : a) Représentation des modes TE. b) Représentation des modes TM.	19

Figure I. 17 : Défauts ponctuels : a) Modification de la permittivité d'une tige (il vaut mieux faire la tige centrale en rouge) b) Absence de la tige centrale.	20
Figure I. 18 : Diagramme de dispersion d'une structure 2D avec défaut	21
Figure I. 19 : Microcavité de la structure hexagonale de GaAs dans l'air montrant la distribution du champ E_y autour du défaut en polarisation TE (simulée par le logiciel Rsoft) [11].	22
Figure I. 20 : Guide d'onde de la structure GaAs dans l'air à motif carrée montrant la distribution du champ E_y autour du défaut en polarisation TE. (a) Rectiligne(b) Courbures à 90° (simulée par le logiciel Rsoft)	23
Figure I. 21 : Schéma de principe d'un dispositif de multiplexage (Insertion ou extraction d'une certaine longueur d'onde).	25
Figure I. 22 : Exemple de filtre Add-Drop réalisé sur un substrat SOI. Les longueurs d'onde résonnantes de l'anneau peuvent éventuellement se coupler d'un guide à l'autre	25
Figure II. 1 : Point d'évaluation du calcul de la dérivée centrée.	31
Figure II.2 : Discrétisation spatiale du volume de calcul à l'aide de la cellule de Yee.	32
Figure II. 3 : Discrétisation temporelle.....	35
Figure II. 4 : Présentation du problème.	36
Figure II. 5 : Schéma explicatif des conditions symétriques et antisymétriques.....	38
Figure II. 6 : Plan de travail utilisé par la simulation FDTD.....	39
Figure III. 1 : Structure triangulaire sans défaut. $a=0.48$, $r=0.167 \mu\text{m}$	46
Figure III. 2 : La réponse spectrale en transmission et réflexion.	47
Figure III. 3 : Répartition du champ électrique E_z CP-2D triangulaire sans défaut excité en mode TE : (a) 2000 itérations, (b) 3500 itérations, (c) 5000 itérations	48
Figure III. 4 : Structure carrée sans défaut.	49
Figure III. 5 : La réponse spectrale en transmission et réflexion	49

Figure III. 6 : Répartition du champ électrique EZ du CP-2D carré sans défaut excité en mode TE : (a) 2000 itérations, (b) 3500 itérations, (c) 5000 itérations.	50
Figure III. 7 : Structure triangulaire avec défaut.	51
Figure III. 8 : La réponse spectrale en transmission et réflexion.	52
Figure III. 9 : Répartition du champ électrique Ez du guide triangulaire avec défaut excité en mode TE : (a) 2000 itérations, (b) 3500 itérations, (c) 5000 itérations.	53
Figure III. 10 : Structure carrée d'un guide $W_1^k A$	54
Figure III. 11 : La réponse spectrale en transmission et réflexion.	54
Figure III. 12 : Répartition du champ électrique Ez du guide mono-rangée $W_1^k A$ excité en mode TE : (a) 2000 itérations, (b) 3500 itérations, (c) 5000 itérations.	55
D'après la figure III. 13 on voit clairement l'apparition de phénomène de guidage de la lumière à travers le défaut pour différents itérations	56
Figure III. 14 : La réponse spectrale en transmission et réflexion	57
Figure III. 15 : Répartition du champ électrique Ez du guide $W_3^k A$ excité en mode TE : (a)2000 itérations, (b) 3500 itérations, (c) 5000 itérations.	58
Figure III. 16 : Structure carrée constitué d'un guide $w3kA$	59
Figure III. 17 : La réponse spectrale en transmission et réflexion.	59
Figure III. 18 : Répartition du champ électrique Ez du guide $W3KA$ excité en mode TE : (a)1500 itérations, (b) 2000 itérations, (c) 3500 itérations, (d) 5000 itérations.	60
Figure III. 19 : Spectres de transmission normalisés obtenues de : guide $W1KA$ triangulaire de rayon normalisé $r1=0.13$, (b) guide $W1KA$ triangulaire de rayon normalisé $r2=0.14$	61
Figure III. 20 : Spectres de transmission normalisés obtenues de : (a) guide $W1KA$ triangulaire de rayon normalisé $r1=0.23$, (b) guide $W1KA$ triangulaire de rayon normalisé $r2=0.36$	62
Figure III. 21 : Spectres de transmission normalisés obtenues de : (a) guide $W1KA$ triangulaire de rayon normalisé $r1=0.37$, (b) guide $W1KA$ triangulaire de rayon normalisé $r2=0.44$	62

Figure III. 22: Spectres de transmission normalisés obtenues de : (a) guide $W1KA$ triangulaire de rayon normalisé $r1=0.46$, (b) guide $W1KA$ triangulaire de rayon normalisé $r2=0.47$	63
Figure III. 23 : Structure d'un filtre constitué de deux guides W_1^kA triangulaire.....	64
Figure III. 24 : La réponse spectrale en transmission de filtre étudié.	64
Figure III. 25 : Répartition du champ électrique E_z du filtre excité en mode TE : (a) 2000 itérations, (b) 3000 itérations, (c) 5000 itérations.	66
Figure III. 26 : Structure d'un filtre constitué de deux guides W_1^kA triangulaire.....	66
Figure III. 27 : La réponse spectrale en transmission de filtre bi-bandes sélectif étudié.	67
Figure III. 28 : Répartition du champ magnétique H_z du filtre excité en mode TE : (a) 2000 itérations, (b) 3500 itérations, (c) 5000 itérations.....	68
Figure III. 29 : Structure d'un filtre constitué de deux guides W_1^kA triangulaire de rayon $r1=0.110\mu m$, (b) guide $W1KA$ triangulaire de rayon $r2=0.211\mu m$ et $a=0.48\mu m$	69
Figure III. 30 : La réponse spectrale en transmission de filtre bi-bandes sélectif étudié.	69
Figure III. 31 : Répartition du champ électrique E_z du filtre excité en mode TE : (a) 2000 itérations, (b) 3500 itérations, (c) 5000 itérations.	71
Figure III. 32 : Structure d'un filtre constitué de trois guides $W1KA$ triangulaire de rayon de trous d'air différents.....	72
Figure III. 33 : La réponse spectrale en transmission de filtre bi -bandes sélectif étudié.	72
Figure III. 34 : Répartition du champ magnétique H_z du filtre excité en mode TE : (a) 2000 itérations, (b) 3500 itérations, (c) 5000.....	74
Figure III. 35 : Structure d'un filtre constitué de trois guides W_1^kA triangulaire de rayon normalisé différents.....	75
Figure III. 36 : La réponse spectrale en transmission de filtre bi-bandes sélectif étudié.	75
Figure III. 37 : Répartition du champ électrique E_z du filtre excité en mode TE : (a) 2000 itérations, (b) 3500 itérations, (c) 5000 itérations.....	77

Figure III. 38 : Structure d'un filtre constitué de 3 guides $W_1^k A$ triangulaire de rayon différent...	77
Figure III. 39 : La réponse spectrale en transmission de filtre bi-bandes sélectif étudié.	78
Figure III. 40 : Répartition du champ électrique E_z du filtre excité en mode TE : (a) 2000 itérations, (b) 3500 itérations, (c) 5000 itérations.	79
Figure III. 41 : Structure d'un filtre constitué de 3 guides $W_1^k A$ triangulaire de rayons différents.	80
Figure III. 42 : La réponse spectrale en transmission de filtre bi-bandes sélectif étudié.	80
Figure III. 43 : Répartition du champ électrique E_z du filtre excité en mode TE : (a) 2000 itérations, (b) 3500 itérations, (c) 5000 itérations.	81

Liste des Tableaux

Tableau I. 1 : Caractéristiques géométriques d'un réseau triangulaire	10
Tableau I. 2 :Caractéristiques géométriques d'un réseau triangulaire	11
Tableau III. 1 : comparaison entre les trois images des filtres.	82

Introduction général

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

Pour les télécommunications, la lumière s'avère être un très bon vecteur du fait de son insensibilité aux perturbations électromagnétiques et de sa haute fréquence, permettant d'envisager de hauts débits de transmission.

Parmi les solutions envisagées aujourd'hui, une voie intéressante serait de fabriquer des dispositifs photoniques (guide d'onde, jonction en Y, multiplexeur ...) en silicium car ils seraient complètement compatibles avec les filières de la microélectronique. Cette solution permettrait, à terme, une avancée significative de la microélectronique, mais elle est très prospective et nécessite une étude fondamentale des mécanismes optiques mis en jeu dans ces micro- ou nanostructures.

Dans ce contexte, les cristaux photoniques, imaginés en 1987 par E. Yablonovitch et S. John, pourraient jouer un rôle important. Ces matériaux diélectriques, généralement artificiels, présentent une distribution périodique de l'indice optique à l'échelle de la longueur d'onde dans une ou plusieurs directions de l'espace. Ces nouveaux « matériaux » pour l'optique peuvent par exemple interdire la propagation de la lumière dans certaines directions et pour des énergies comprises dans ce que l'on appelle une bande interdite photonique (ou un gap photonique). Aussi, ils permettent d'envisager la réalisation de dispositifs nanométriques pour la manipulation de la lumière. Des comportements nouveaux apparaissent, se différenciant nettement de ceux de l'optique traditionnelle.

L'objectif de ce travail de ce mémoire est la conception des jonctions en Y à base des cristaux photoniques bidimensionnels.

Ce mémoire est réparti comme suit :

Dans un premier chapitre, nous formulerons quelques considérations théoriques sur la propagation des ondes lumineuses dans un milieu diélectrique structuré périodiquement. Nous nous intéresserons à certains concepts sur les cristaux photoniques et nous étudierons plus particulièrement les notions de bande interdite photonique et de diagramme de bande. Finalement, nous détaillerons le cas des cristaux bidimensionnels.

Dans le deuxième chapitre, nous nous intéresserons d'abord à la méthode FDTD, la simulation par différences finies (Finite Domain Time Difference) dans le domaine temporel qui est une méthode générale qui permet d'étudier une grande variété de systèmes. Cette technique très utilisée en électromagnétisme consiste à discrétiser les équations de Maxwell dans l'espace et dans le temps en utilisant une grille de cellules élémentaires. Cette méthode permet de résoudre les équations de Maxwell avec précision. Elle permet de simuler la propagation de la lumière dans les structures bidimensionnelles à base de cristaux photoniques. Elle permet notamment d'obtenir les coefficients de réflexion et de transmission de structures à géométrie complexe, ce qui ne s'obtient pas aisément avec d'autres méthodes.

Enfin, dans le troisième chapitre, nous traiterons les guides d'onde et les jonctions en Y en utilisant la méthode FDTD2D. Une optimisation est introduite afin d'améliorer les performances de ces structures en terme de transmission et de réflexion.

Une comparaison est faite à la fin de ce chapitre entre la structure carrée et triangulaire.

Ce mémoire se terminera par une conclusion générale.

Afin que le lecteur puisse s'en servir de ce mémoire une référence bibliographique est rajoutée à la fin de ce mémoire.

I.1. Introduction

La notion de "cristaux photoniques" a été proposée pour la première fois en 1987. Le premier cristal photonique a été réalisé en 1991. Les cristaux photoniques sont des structures dont l'indice de réfraction varie périodiquement dans une deux ou trois dimension. Ce milieu périodique produit sur la lumière qui se propage dans le cristal photonique un effet analogue à celui du potentiel périodique sur les électrons dans un cristal.

De même qu'il existe pour des électrons des bandes d'énergie permises et des bandes interdites, il existe des bandes photoniques d'états permises et des bandes photoniques interdites. Une bande photonique correspond à un mode qui se propage dans le cristal photonique. Une bande interdite photonique correspond à un intervalle d'énergie où la propagation de la lumière est interdite dans certaines directions du cristal photonique. Les cristaux photoniques offrent la possibilité de contrôler la propagation de la lumière et ceci, sur la dimension de l'ordre de grandeur de la longueur d'onde dans le matériau. C'est notamment cette propriété qui les rend intéressants pour de nombreuses applications [1].

Dans ce chapitre nous rappelons les différents types des cristaux photoniques naturels leurs structures de bande ainsi que leurs domaines d'applications.

Les cristaux photoniques sont des matériaux diélectriques ou métallo diélectriques dont l'indice de réfraction varie périodiquement à l'échelle de la longueur d'onde. Cette périodicité provoque une interdiction de la propagation des photons, dans une certaine gamme spectrale, que l'on nomme bande interdite photonique [2].

La périodicité peut être unidimensionnelle 1D (miroir de Bragg), bidimensionnelle 2D ou encore tridimensionnelle 3D (Figure I.1). Cette variation périodique de l'indice optique suivant les différentes directions entraîne l'apparition de gammes de fréquence pour la quelle la lumière ne peut alors plus se propager. C'est l'analogie entre la propagation d'une onde électromagnétique dans ces milieux et la propagation des électrons dans un cristal photonique qui a mené à l'appellation de ces bandes de fréquences «Bandes interdites Photoniques». La réalisation d'une périodicité sur toutes les directions de l'espace permet de réfléchir une onde lumineuse quelque soit son angle d'incidence ou sa polarisation [3].

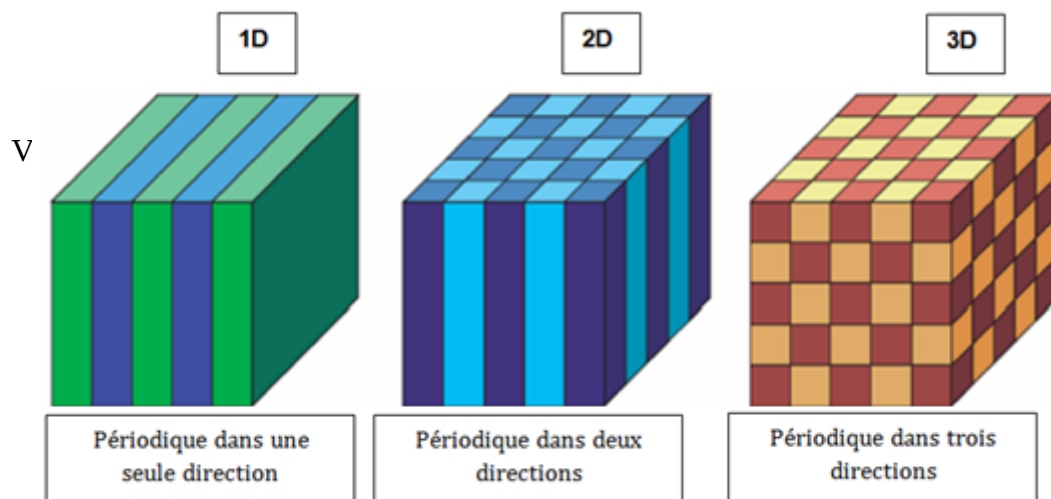


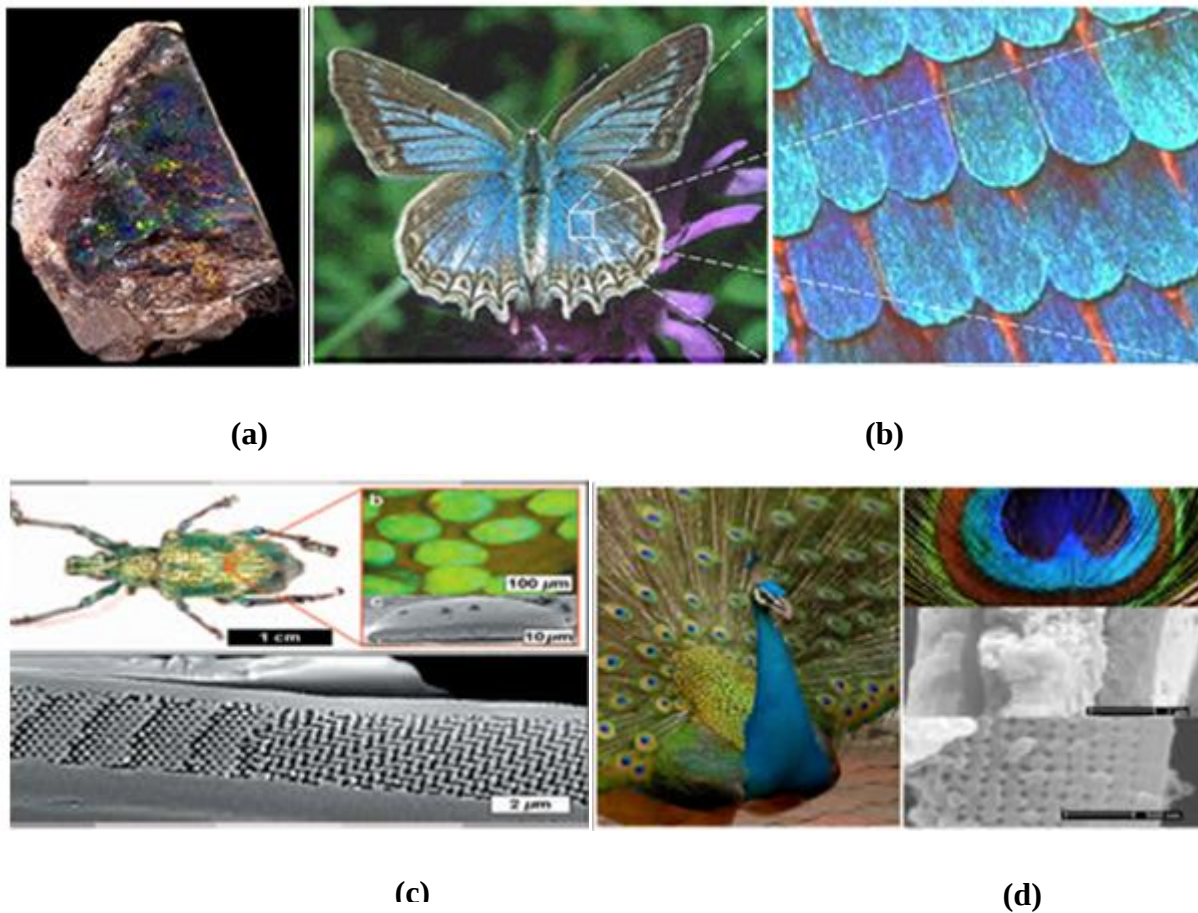
Figure I. 1 : Représentation schématique de cristaux photoniques unidimensionnels (1D), Bidimensionnels (2D) et Tridimensionnels (3D) [4].

I.2. Les cristaux photoniques dans la nature

L'intuition naturelle consiste à attribuer les couleurs que l'on retrouve dans les mondes animal, végétal et minéral à l'absorption sélective de la lumière due à la présence de pigments.

Si on prend l'exemple de la chlorophylle, celle-ci donne sa couleur verte aux végétaux suite à l'absorption des lumières rouge et bleue. Cependant, toutes les couleurs rencontrées ne doivent pas leur présence à un phénomène aussi simple qu'est l'absorption. En effet, des études ont montré que des structures naturelles pouvaient avoir exactement les mêmes caractéristiques que les cristaux photoniques artificiels. Les colorations vives et très caractéristiques (et souvent très directionnelles) de certaines espèces sont parfois dues à la présence de structures relativement complexes présentant un arrangement périodique. Elles participent notamment à la communication intra spécifique (entre mâle et femelle) ou interspécifique (couleurs avertis santes). Dans cette partie, nous présentons brièvement où il est possible de trouver des structures naturelles à cristal photonique [5].

On distingue quatre genres de cristaux photoniques, les plus parfaits sont les cristaux photoniques naturels trouvés généralement dans l'opale qui est une roche minérale constituée de microbilles de silice réparties selon un arrangement plus ou moins régulier (figure I.2(a)). De même dans les ailes d'insectes telles que les papillons (figure I.2(b)), cétaines bleues (figure I.2(c)) ou oiseaux (figure I.2(d)).



I.3. Les types des cristaux photoniques

I. 3. 1. Les cristaux photoniques unidimensionnels (1D)

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



Figure I. 3 : Cristal photonique unidimensionnel [7].

I. 3. 2. Les cristaux photoniques bidimensionnels (2D)

Les cristaux photoniques à trois dimensions posent encore de nombreux problèmes de fabrication. Pour cette raison, nous nous sommes tournés vers des cristaux photoniques deux dimensions qui peuvent être fabriquées facilement [7].

Un cristal photonique bidimensionnel est une structure qui présente une modulation périodique de la permittivité diélectrique suivant deux directions de l'espace, et homogène dans la troisième [1].

A deux dimensions, les cristaux photoniques sont composés d'un réseau périodique de piliers de diélectrique dans l'air (structure déconnectée) ou de trous d'air percés dans une matrice diélectrique (structure connectée) figure I. 4 [8].

Les propriétés optiques des structures bidimensionnelles (ainsi que les structures unidimensionnelles en incidence non normale) sont fortement dépendantes de la polarisation de l'onde électromagnétique. Il existe plusieurs façons de réaliser ces structures bidimensionnelles.

Par exemple, on peut placer des tiges diélectriques dans l'air ou encore dans un autre diélectrique. Afin d'ouvrir des bandes interdites larges, il faut un contraste d'indice (différence entre les indices du milieu et des tiges) suffisamment grand [1].

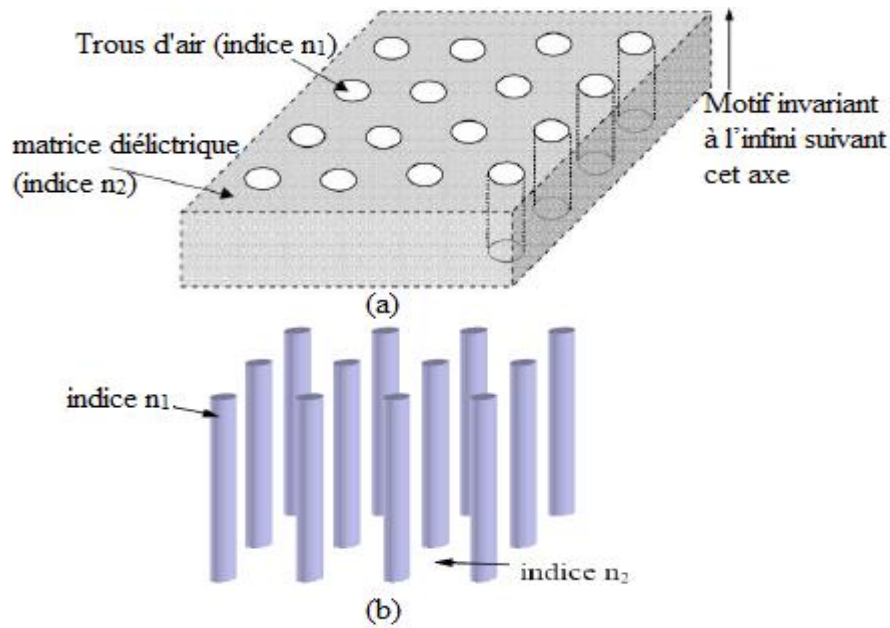


Figure I. 4 : Structures bidimensionnelles : (a) connectée (b) déconnectée [8].

I. 3. 2. 1. Fort contraste d'indice (approche membrane)

Les guides d'onde à fort contraste d'indice sont des membranes semi conductrices suspendues dans l'air (figure I. 5 (a)), des couches de silicium déposées sur une couche de silice ou des couches de GaAs déposées sur une couche d'AlxOy (figure I.5 (b)). Le contraste d'indice est $\Delta n \approx 2.5$ par rapport à l'air $\Delta n \approx 2$ par rapport à AlxOy. Le fort contraste d'indice permet un bon confinement vertical de la lumière. Les pertes hors plan sont limitées. La profondeur des trous est seulement de quelques centaines de nanomètres, ce qui rend la gravure plus facile. Par contre, ces structures sont moins stables mécaniquement (membranes en air) et souffrent d'une mauvaise conduction thermique ce qui peut être gênant pour certaines applications notamment celle des lasers. De plus l'injection des porteurs est difficile [7].

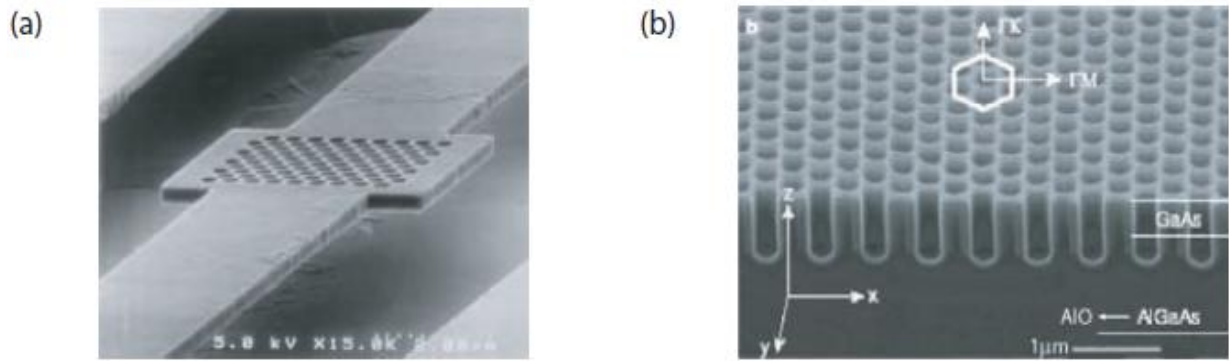


Figure I. 5 : Deux exemples typiques d'un cristal photonique bidimensionnel avec un fort contraste d'indice: (a) Membrane de $\text{Al}_{0.1}\text{Ga}_{0.9}\text{As}$ suspendue dans l'air. (b) cristal photonique gravé dans une couche de GaAs.

I. 3. 1. 2. Faible contraste d'indice (approche substrat)

Les cristaux photoniques bidimensionnels étudiés dans ce travail de thèse sont gravées dans des hétéro structures à faible contraste d'indice. Deux types d'hétéro structures sont étudiés : des hétéro structures sur substrat InP ($\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}_y\text{P}_{1-y}/\text{InP}$) et des hétéro structures sur GaAs ($\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{GaAs}$; figure 1.6). Le contraste d'indice est $\Delta n \approx 0.1-0.2$ et le confinement vertical de la lumière est faible. Les pertes de propagation existent toujours et peuvent être minimisées dans certaines situations. En revanche, ces structures sont moins fragiles mécaniquement et peuvent être étudiées par un modèle bidimensionnel où l'indice du milieu diélectrique est celui du mode guidé dans l'hétéro structure verticale [7].

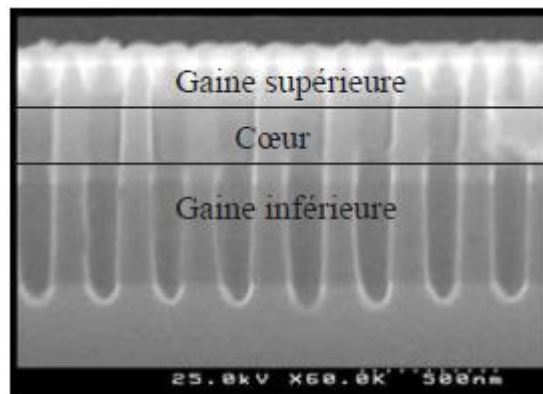


Figure I. 6 : Image MEB d'un cristal photonique gravé dans une hétéro structure

$\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{GaAs}$.

I. 3. 2. 3. Les différentes familles de CP 2D

Il existe plusieurs façons de réaliser des structures bidimensionnelles selon la répartition des trous qui les forment, divisée en trois familles, celle en réseau carré, triangulaire et hexagonale (figure I.7) [6].

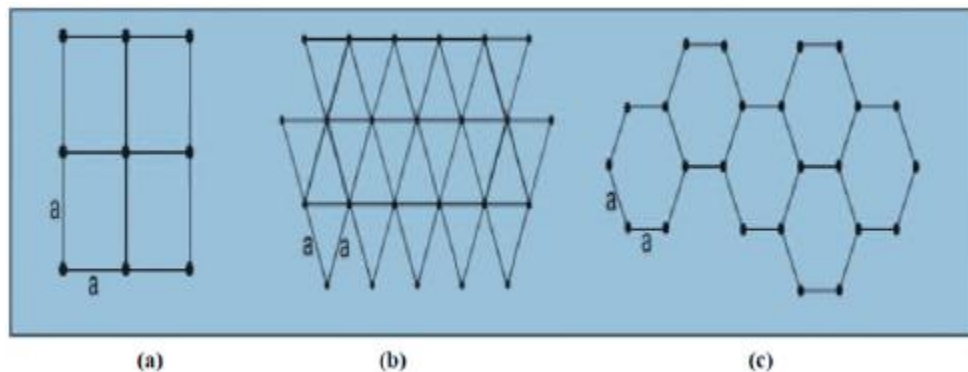


Figure I. 7 : Les différentes structures d'un CP 2D : (a) carré, (b) triangulaire, (c) hexagonale [6].

A. Le réseau carré

La répartition des trous dans le réseau carré forme un carré avec des nœuds distancés de « a » (figure I.7). Par ailleurs, il est difficile d'obtenir une bande interdite totale (une bande interdite qui empêche la propagation quelle que soit la polarisation) à cause de sa sensibilité à l'angle d'incidence et la polarisation électromagnétique. Les propriétés géométriques élémentaires pour ce réseau est défini dans le tableau suivant :

Vecteur directe (a_1, a_2)	$a_1 = (1,0)$ $a_2 = (0,1)$
Vecteur réciproque (b_1, b_2)	$b_1 = \frac{2\pi}{a} (1,0)$ $b_2 = \frac{2\pi}{a} (0,1)$
Facteur de remplissage f	$f = \pi \frac{r^2}{a^2}$

Tableau I. 1 : Caractéristiques géométriques d'un réseau triangulaire [6].

Les réseaux direct et réciproque ainsi que la zone de Brillouin sont montrés sur la figure I.8

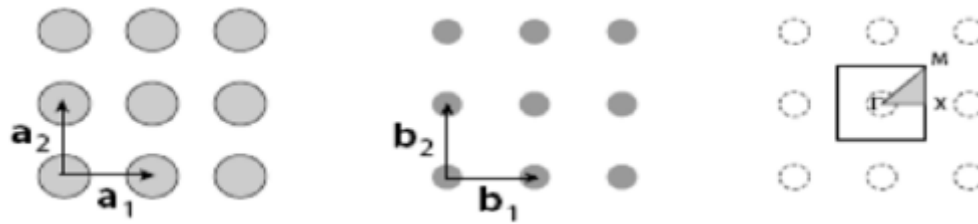


Figure I. 8 : Système réseau réciproque et réseau direct, zone de Brillouin pour le réseau carré [6].

B. Le réseau triangulaire

Cette structure comme son nom l'indique est un réseau où les mailles sont en forme de triangles symétriques équilatéraux distancés de « a ». Contrairement au réseau carré le réseau triangulaire est moins sensible à l'angle d'incidence, tandis que c'est difficile d'obtenir une bande interdite totale. Un ensemble de réseau triangulaire peut mener à un réseau hexagonal (figure I.10). Les propriétés géométriques élémentaires pour ce réseau sont définies dans le tableau suivant :

Vecteur direct (a_1, a_2)	$a_1 = (1, 0)$ $a_2 = (1/2, \sqrt{3}/2)$
Vecteur réciproque (b_1, b_2)	$b_1 = 2 \frac{\pi}{a} (1, -1/\sqrt{3})$ $b_2 = 2 \frac{\pi}{a} (0, 2/\sqrt{3})$
Facteur de remplissage f	$f = \pi \frac{r^2}{a^2} (\frac{2}{\sqrt{3}})$

Tableau I. 2 : Caractéristiques géométriques d'un réseau triangulaire [6].

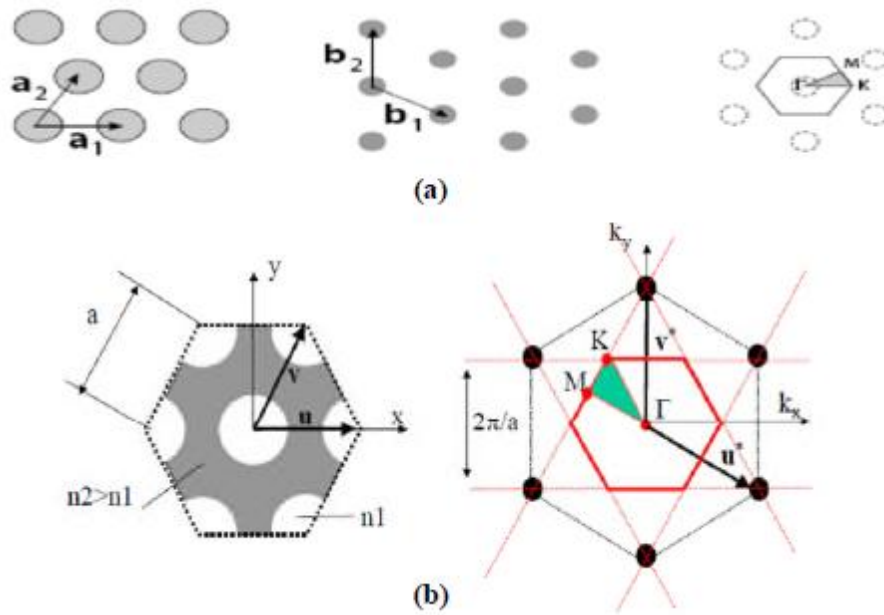


Figure I. 9 :(a) réseau direct, réciproque, zone de Brouillon d'un réseau Triangulaire, (b) les points de haut système dans la zone irréductible [6].

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. À la différence du réseau triangulaire, il s'agit d'un réseau à deux « atomes » par maille. Le réseau réciproque est aussi un réseau hexagonal et la zone de Brillouin irréductible est la même que pour le réseau triangulaire avec les directions principales notées $K\Gamma$ et $M\Gamma$. La possibilité d'une bande interdite complète avait été prédite pour la première fois dans le cas d'un réseau de tiges diélectriques cylindriques.

C. La structure nitrure de Bore

Cette structure permet d'avoir une large bande interdite, elle à la même structure que celle du réseau hexagonal seulement l'un des nœuds diffère de nature cristalline de nitrure debore.

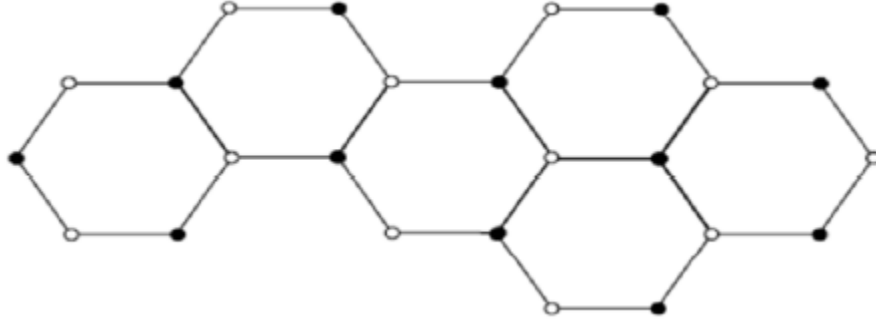


Figure I. 10 : Structure de nitrure de bore [6].

I. 3. 2. 4. Propagations d'onde électromagnétique

La méthode FDTD est basée sur la résolution numérique des équations de Maxwell.

Ces dernières s'écrivent de la manière suivante :

$$\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} = -\vec{\nabla} \wedge \vec{E}$$

$$\frac{\partial}{\partial t} \int \int \vec{B} \cdot d\vec{s} = -\oint \vec{E} \cdot d\vec{t}$$

$$\frac{\partial \vec{D}}{\partial t} = \vec{\nabla} \wedge \vec{H}$$

$$\frac{\partial}{\partial t} \int \int \vec{D} \cdot d\vec{s} = -\oint \vec{H} \cdot d\vec{t}$$

Ces équations sont complétées par les deux relations caractérisant les milieux diélectriques et magnétiques : $\vec{B} = \mu \vec{H}$ et $\vec{D} = \varepsilon \vec{E}$ où μ et ε désignent respectivement la permittivité diélectrique et la perméabilité magnétique du milieu [9].

Dans le cas où les cristaux photoniques sont périodiques suivant deux directions (x et y par exemple) et infini suivant la troisième direction (z), on peut distinguer deux types de propagation, propagation dans le plan (in-plano, k_z nul) et hors plan (off-plane, k_z non nul). Le système d'équations précédent se simplifie selon le type de propagation [9].

I. 3. 3. Les cristaux photoniques tridimensionnels (3D)

Les cristaux photoniques 3D ont attiré et attirent encore de nombreux efforts de recherche. Ils constituent la seule structure qui permette d'obtenir une bande d'énergie interdite dans toutes les directions de l'espace. Nous avons vu que les CP 3D existent dans la nature depuis très longtemps

(Fig. 1.2), mais le premier cristal photonique 3D a été fabriqué en 1990 par K.M Ho et al. Il était formé de sphères de silicium arrangées selon une structure diamant. Mais l'histoire retient généralement la célèbre Yablonovitch, structure 3D pour les micro-ondes fabriquée en 1993 par E. Yablonovitch en perçant des trous dans du plexiglas selon trois angles azimutaux séparés de 120° et faisant un angle de 35° par rapport à la normale (Fig. 1.11a).

De nombreuses méthodes de fabrication de structures 3D ont été proposées. Les deux suivantes ont attiré le plus d'efforts de recherche :

Structures "Tas de bois" La structure « tas de bois » est obtenue en déposant par couches successives des rubans de silicium poly cristallin dans des tranchées de silice. Après avoir bâti la structure, la silice est retirée pour obtenir un cristal photonique 3D de silicium dans de l'air (Fig.1.11 b) qui a un contraste d'indice suffisant pour ouvrir une bande interdite photonique omnidirectionnelle.

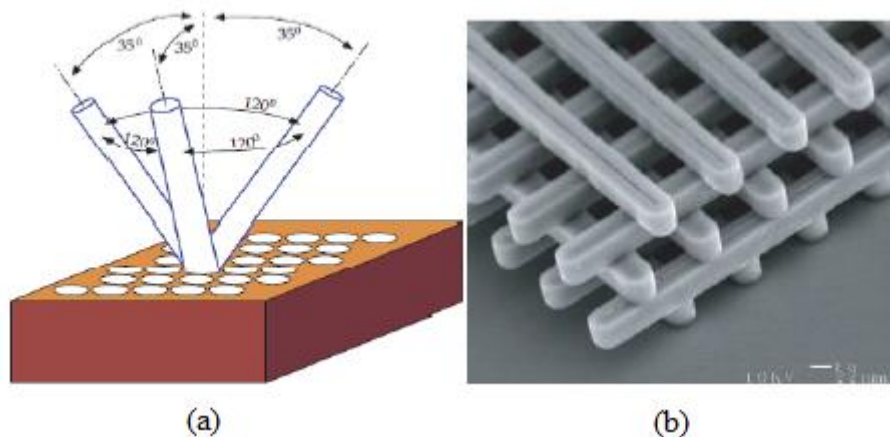


Figure I. 11 : (a) Représentation schématisée de la Yablonovitch, structure 3D de périodicité(b)
Image MEB d'un CP3D « tas de bois » fabriqué par lithographie UV dans du silicium [8].

Structures "Opale" Une autre catégorie de CP3D, basée sur l'organisation d'atomes sphériques, a aussi été beaucoup étudiée. Il s'agit des structures en opales et opales inversées (Fig. I.12). Les opales classiques sont obtenues chimiquement par auto-organisation des sphères. La structure inverse est fabriquée à partir de la structure classique par infiltration de matière entre les sphères. Ces sphères peuvent même être remplacées par de l'air en utilisant une gravure chimique. On obtient ainsi une matrice inversée de fort indice dans de l'air. Les opales ont été étudiées notamment pour contrôler l'émission spontanée, ce qui était une des motivations originelles de l'étude des cristaux photoniques

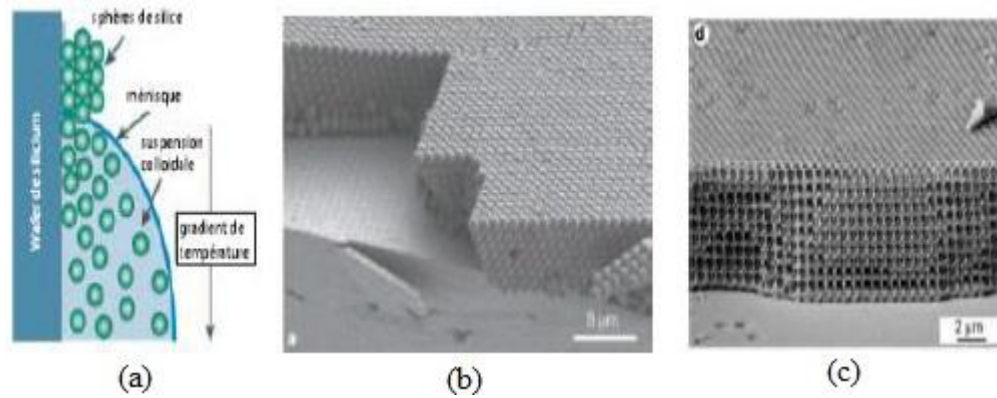


Figure I. 12 : Fabrication des opales inversées sur substrat par auto organisation [8].

(a) Etapes d'un procédé de fabrication d'opales. Des sphères de silices sont forcées de s'auto organiser sur un substrat de silicium avec l'avancée du ménisque du solvant qui s'évapore. Pour obtenir une opale inversée de silicium, du silicium est infiltré entre les sphères de silice qui sont ensuite remplacées par de l'air en utilisant une gravure humide, (b) Image MEB d'une opale auto-organisée, (c) Image MEB d'une opale inversée.

I.4. Méthode des ondes plane PWE

La méthode des ondes planes est la méthode privilégiée pour le calcul des diagrammes de dispersion dans les CP. Comme son nom l'indique, elle repose sur la décomposition en ondes planes du champ électrique ou magnétique.

C'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 et permet de déterminer la fréquence, la polarisation, la symétrie et la distribution du champ pour les modes d'une structure photonique. La technique PWE consiste à résoudre, dans l'espace fréquentiel, l'équation d'onde linéaire en développant le champ électromagnétique sur une base d'ondes planes.

La méthode de décomposition en ondes planes est très efficace pour calculer les diagrammes de bandes des cristaux photoniques parfaitement périodiques. Dans ce travail, nous utilisons la méthode PWE pour étudier la bande interdite de la structure photonique.

I.5. Diagramme de bandes et bande interdite (BI)

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

Dans ce cas, on peut décomposer le champ électrique en deux polarisations indépendantes, TE et TM. Le résultat du calcul de la structure de bandes obtenu par la méthode des ondes planes est reporté sur la figure I.13.

On voit apparaître une bande interdite assez large pour la lumière polarisée TE, tandis que la bande interdite se réduit fortement pour les modes polarisés TM. Par conséquent, la bande interdite complète du cristal, qui correspond à l'intersection des bandes interdites pour les deux polarisations, est assez étroite. C'est pourquoi bien souvent les cristaux photoniques réalisés en pratique ne possèdent pas de bande interdite complète, mais une bande interdite valable pour une seule polarisation [8].

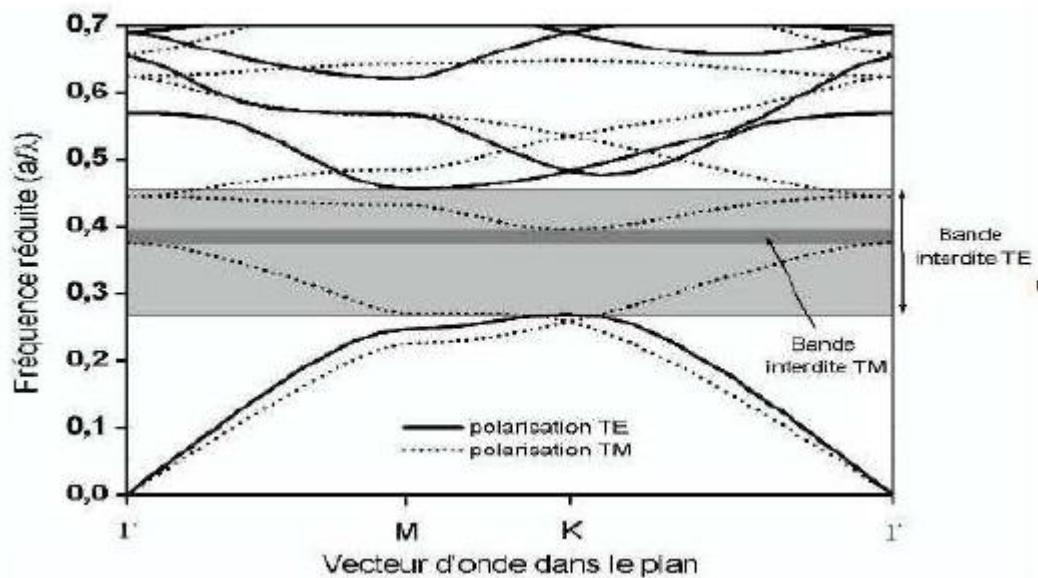


Figure I. 13 : Diagramme Structure de bandes pour un cristal bidimensionnel

Cette figure montre la structure de bandes pour un cristal bidimensionnel constitué d'un réseau triangulaire de trous d'air dans une matrice diélectrique ($\epsilon = 12$) avec un facteur de remplissage en air de 63% ($r/a = 0.43$). Les bandes sont en traits pleins pour la polarisation TE et en

pointillés pour la polarisation TM, r est le rayon des trous et a le paramètre de maille ou période du réseau [8].

Le diagramme de bandes que nous avons présentées pour un cristal 2D n'est plus exact pour le cristal photonique planaire. Un diagramme de bandes tenant compte de la géométrie du guide d'onde classique est présenté sur la figure I.14. La modification essentielle est l'apparition du cône de lumière sur le diagramme de bandes [8].

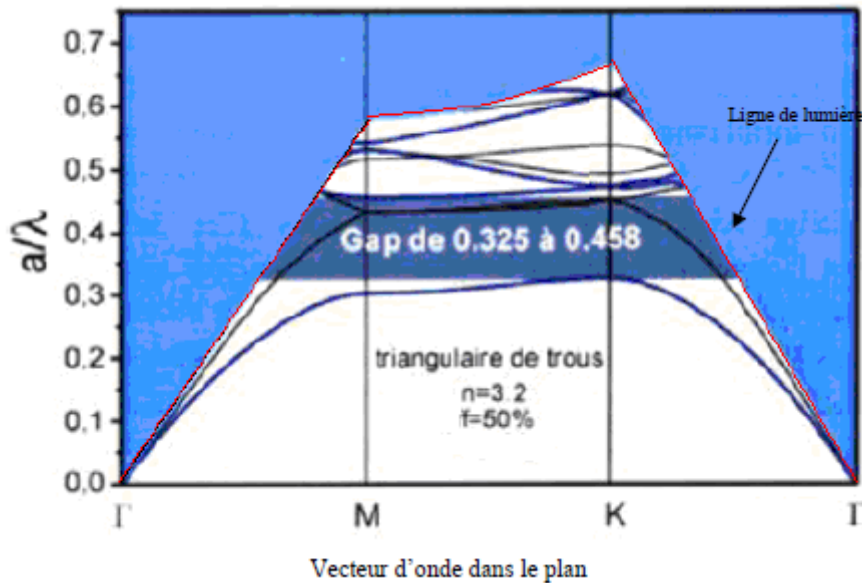


Figure I. 14 : Diagramme de bandes des modes guidés du cristal photonique sur membrane (calcul 3D) pour Un réseau triangulaire de trous d'air et un facteur de remplissage de 50%. La zone bleue désigne le cône de lumière [8].

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

- Les modes qui constituent le continuum des modes radiatifs. Ces modes sont complètement délocalisés.
- Les modes quasi-guidés, fortement localisés dans le guide d'onde planaire mais possédant une composante radiative non nulle induite par le réseau, et responsable des pertes dans la direction verticale. Ces deux types de modes sont situés dans le cône de lumière.
- Les modes guidés, parfaitement confinés dans le guide, sans couplage possible avec les modes rayonnés. Ces modes sont situés en dessous de la ligne de lumière.

I.5.1. Carte des bandes interdites

Les cartes de bandes interdites représentent les bords de bandes interdites pour un réseau donné en fonction du facteur de remplissage f (Figure I. 15). Elles donnent un aperçu des possibilités de confinement de la lumière. Pour le réseau carré, les bandes interdites en polarisation TE et TM s'ouvrent respectivement pour $f = 35\%$ et $f = 50\%$. Pour le réseau triangulaire, elles s'ouvrent respectivement pour $f = 11\%$ et $f = 63\%$. La région de bande interdite complète correspond à l'intersection des bandes interdites TE et TM et se situe dans la fenêtre d'énergie $u = 0.37-0.56$. Le réseau triangulaire est généralement plus exploité que le réseau carré: les bandes interdites TE sont plus larges et s'ouvrent pour des facteurs de remplissage plus faibles.

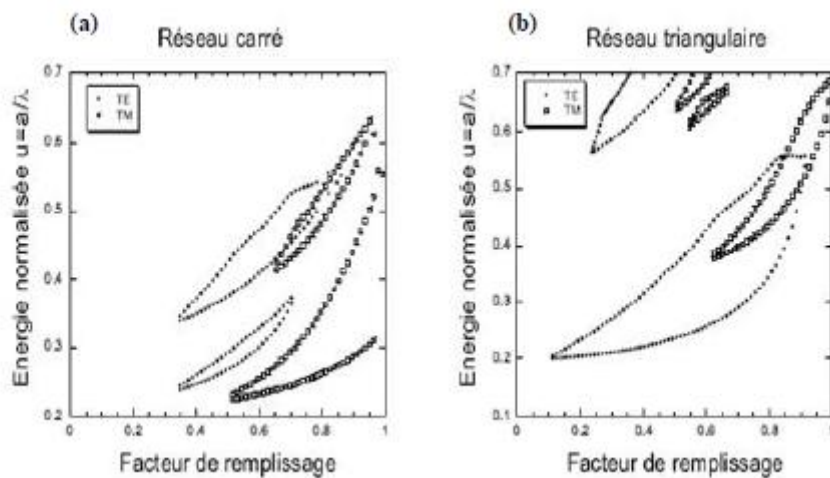


Figure I. 15 : Cartes des bandes interdites d'un réseau de trous d'air dans une matrice diélectrique ($\epsilon=11.4$) : (a) Réseau carré ; (b) Réseau triangulaire [10].

I.5.2. Bandes interdites complètes

Une bande interdite photonique d'un cristal est dite complète (ou totale) lorsque, pour le domaine de fréquences considéré, le cristal ne supporte aucun mode électromagnétique de propagation ; c'est-à-dire qu'une onde dont la fréquence est dans la bande interdite totale ne peut pas se propager dans le cristal quelles que soient sa polarisation et sa direction de propagation.

Seule une structure dont l'indice est périodique dans les trois directions de l'espace est susceptible de posséder des bandes interdites complètes. Mais souvent, le caractère total d'une bande interdite s'entend par rapport au nombre de directions de périodicité que le cristal possède. Ainsi, pour un cristal à deux dimensions, une bande est dite complète si, dans le domaine de

fréquences considère, le cristal (infini) ne supporte aucun mode pour une propagation dans le plan perpendiculaire aux tiges. Un cristal à une dimension possède une bande interdite pour une propagation dans la direction de périodicité si quelle que soit la fréquence considérée, il est impossible de trouver un mode supporté par la structure.

I.6. Cristal photonique parfait

Pour illustrer les propriétés d'un tel cristal, considérons un cristal photonique à maille triangulaire avec un indice $n = 3.21$ pour le matériau semi-conducteur et un facteur de remplissage en air $f = 30\%$, qui est le rapport entre la surface des trous et la surface totale du CPs.

La figure I. 16 présente à gauche le CP vu de dessus dans l'espace réel et à droite le cristal dans l'espace réciproque avec la première zone de Brillouin. Comme en cristallographie, les points de plus hautes symétries Γ , K et M y sont repérés.

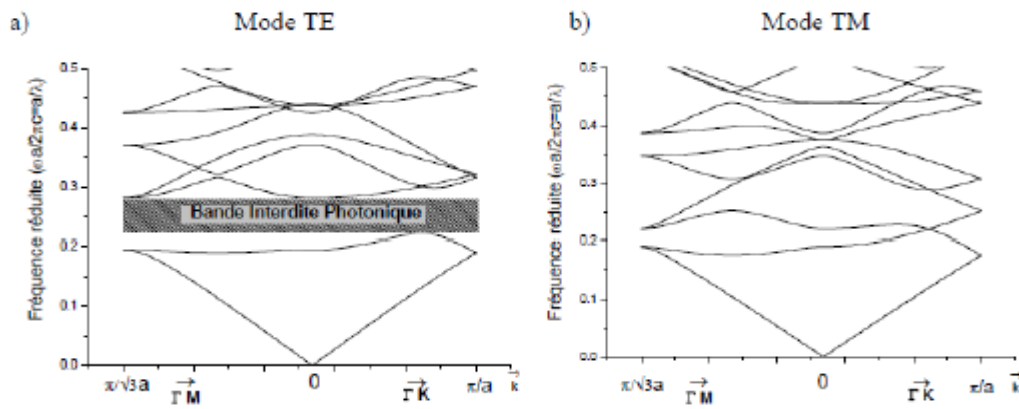


Figure I. 16 : Diagramme de dispersion du cristal hexagonal tracé en fonction de la première zone de Brillouin : a) Représentation des modes TE. b) Représentation des modes TM.

Dans le cas de la polarisation TE, pour des fréquences proches de $a/\lambda = 0.25 \pm 0.03$, les modes ne peuvent pas se propager dans le cristal quelle que soit la direction choisie, c'est une BIP totale. À l'intérieur de cette BIP, nous savons que la réflectivité du cristal photonique s'approche de l'unité, ceci d'autant plus que le contraste d'indice est élevé. C'est par exemple le cas bien connu du miroir de Bragg, CP 1D, qui procure unidirectionnellement une forte réflectivité aux fréquences comprises dans sa BIP. Il en est de même pour les CPs 2D et 3D qui procurent aux ondes dont la fréquence est comprise dans leurs BIP, une réflexion quasi totale dans le plan pour le réseau 2D ou omnidirectionnelle dans le cas du réseau 3D. Le cristal photonique sans défaut permet ainsi de réaliser des miroirs présentant de fortes réflectivités en ajustant la maille cristalline pour opérer dans la BIP choisie.

I.6.1. Défauts à l'intérieur d'un cristal photonique

Les défauts dans les semi-conducteurs ont pour effet d'induire des niveaux d'énergie autorisés dans la bande interdite. La création de défauts dans un cristal photonique consiste à briser la périodicité du réseau et introduire des niveaux d'énergies permis dans la bande interdite.

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

On distingue deux types de défaut :

I. 6. 1. 1. Défauts ponctuels(Microcavité)

Le défaut ponctuel peut être créé en modifiant les caractéristiques d'une cellule du réseau.

Pour les cristaux photoniques composés de tiges diélectriques, on peut enlever une tige comme on peut modifier sa permittivité ou sa géométrie (figure I. 17). Cela correspond à une cavité résonante. Plus généralement, on peut faire varier le rayon de la tige ou du trou pour faire varier les caractéristiques du diagramme de bandes

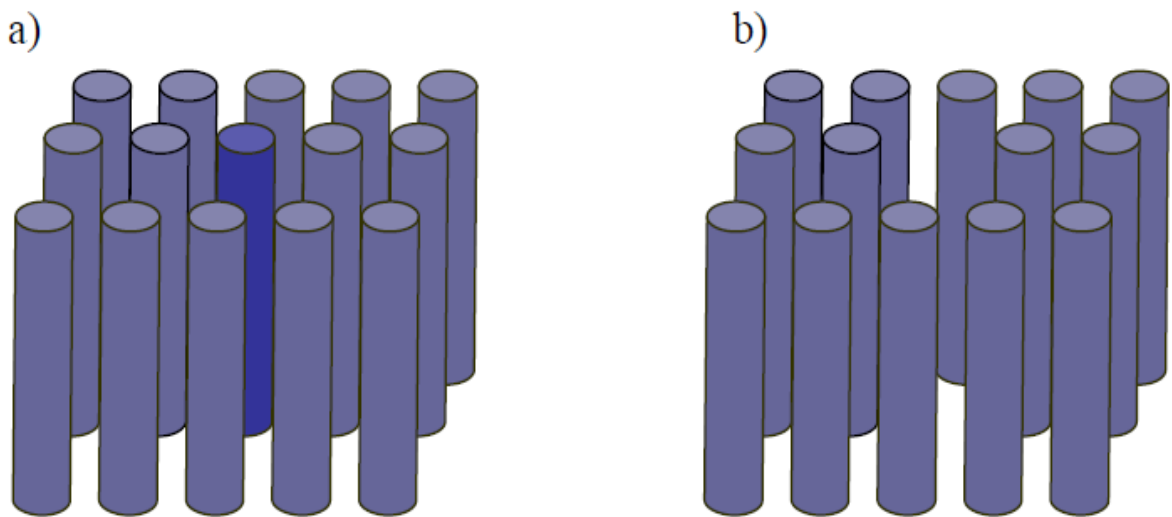


Figure I. 17 : Défauts ponctuels : a) Modification de la permittivité d'une tige (il vaut mieux faire la tige centrale en rouge) b) Absence de la tige centrale.

La figure I.17 représente les différentes modes électromagnétiques introduits par le défaut sont appelés modes de défaut. Le diagramme de bande d'une structure BIP avec défaut s'obtient en faisant varier le vecteur k le long du contour défini par les points de haute symétrie de la zone de Brillouin irréductible. Le mode de défaut se loge dans la bande interdite (figure I. 18). La fréquence correspondante est la fréquence propre de résonance de la microcavité. Si on injecte dans ce défaut un mode électromagnétique dont la fréquence appartient à la bande interdite photonique, la lumière ne pourra pas se propager dans le cristal mais elle sera piégée et confinée autour du défaut (figure I. 19). Seuls certains modes y sont donc autorisés. Les fréquences de ces modes dépendent du défaut. En faisant varier le rayon r du défaut, on peut atteindre une certaine gamme de fréquences dans la bande interdite

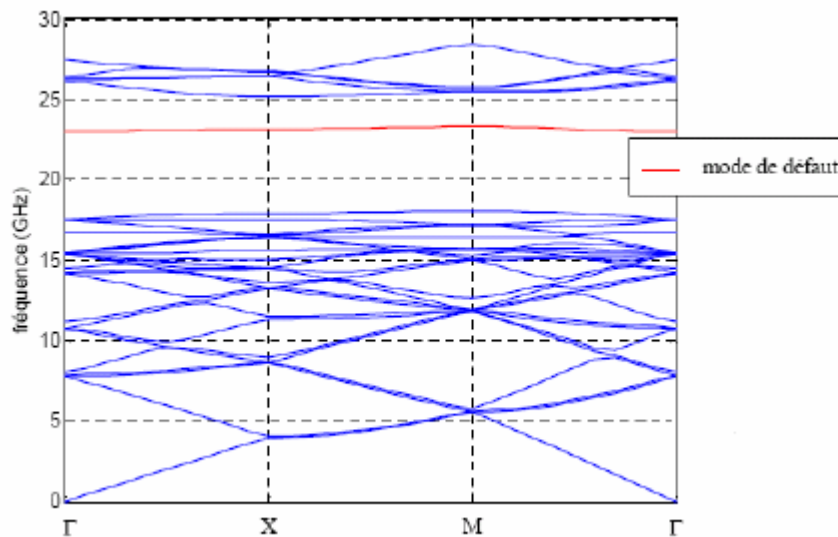


Figure I. 18 : Diagramme de dispersion d'une structure 2D avec défaut [11].

L'intérêt des cavités est de réaliser des sources de lumière, intenses et très confinée spatialement. Elles peuvent offrir la possibilité d'utiliser l'effet laser si leur facteur de qualité est suffisamment élevé.

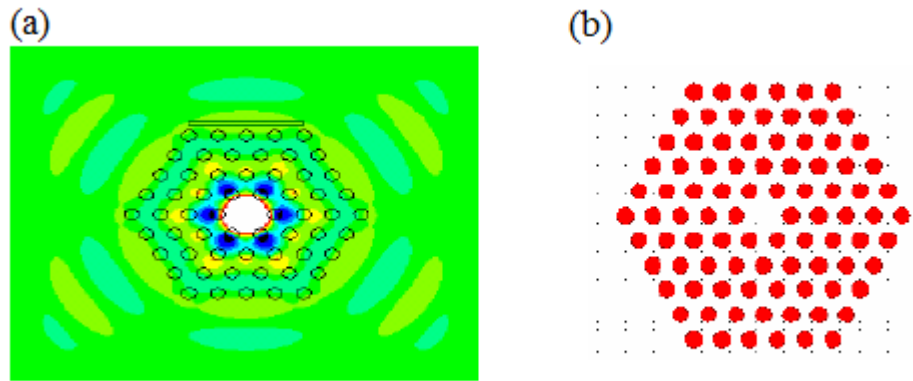


Figure I. 19 : Microcavité de la structure hexagonale de GaAs dans l'air montrant la distribution du champ E_y autour du défaut en polarisation TE (simulée par le logiciel Rsoft) [11].

I. 6. 1. 2. Les défauts étendus (Guides d'ondes)

En introduisant un défaut linéaire (omission d'une ou plusieurs rangées de motifs élémentaires), il est possible de guider la lumière selon une direction choisie. La lumière va se propager le long de ce guide avec une fréquence appartenant à la bande interdite photonique du cristal (figure I. 20 a). Des guides d'ondes classiques à base de matériaux diélectriques sont réalisés depuis longtemps. L'onde se propage dans le diélectrique d'indice fort et se réfléchit totalement sur les bords qui sont constitués d'un diélectrique d'indice plus faible (figure I. 20 b). Le fait de recourber l'un de ces guides sur lui-même permet d'obtenir un anneau et seuls quelques modes peuvent rester dans cet anneau [11].

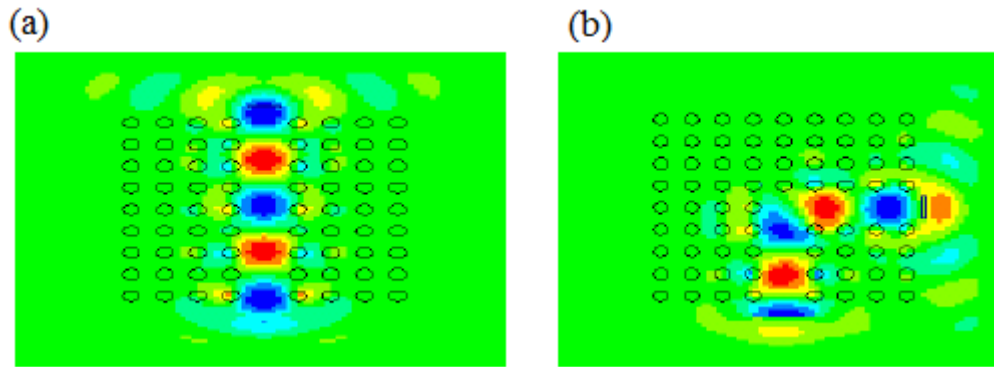


Figure I. 20 : Guide d'onde de la structure GaAs dans l'air à motif carrée montrant la distribution du champ E_y autour du défaut en polarisation TE. (a) Rectiligne (b) Courbures à 90° (simulée par le logiciel Rsoft) [11].

I.7. Les méthodes d'analyse des CPS

I.7. 1. Méthode FDTD 2D ou 3D

La méthode FDTD (Finite Domain Time Difference) est actuellement l'une des méthodes les plus utilisées en électromagnétisme. Le premier algorithme a été proposé par Yee en 1966.

Cette méthode est basée sur la discrétisation spatiale et temporelle des équations de Maxwell, en substituant aux dérivées partielles des dérivées différentielles. Les conditions aux limites de la cellule de calcul, de type PML (Perfectly Matched Layer) permettent de réaliser le calcul sur des structures de tailles latérales finies. La précision du calcul dépend du pas de discrétisation spatial et temporel. Ces paramètres peuvent être ajustés suivant la précision que l'on souhaite atteindre ainsi que des informations que l'on cherche à connaître sur la structure (facteur de qualité, répartition spatiale du champ électromagnétique dans la structure...). La source d'excitation dans ce type de simulation peut être un dipôle ou une source gaussienne (dans l'espace). Cette source peut être émise en continu à une longueur d'onde donnée ou être limitée dans le temps et comportant une large gamme de longueurs d'onde. Ainsi, le calcul par FDTD permet de connaître :

- La position spectrale des modes dans une structure de dimensions latérales finies (épaisseur également) ainsi que la durée de vie des photons pour ces modes (facteur de qualité) ;
- La répartition spatiale du champ électromagnétique d'un mode de la structure ;

– D’autres informations peuvent être tirées d’un calcul de FDTD 3D après traitement des sorties (cartographies, flux du vecteur de Poynting...).

Cet outil peut s’appliquer à tous types de structures et de géométries, à fortiori pour les cristaux photoniques. Le principal inconvénient de cette méthode est le temps de calcul qui peut bien souvent atteindre plusieurs jours, ainsi que la mémoire nécessaire au calcul. Cet outil requière de gros moyens matériels qui peuvent vite devenir excessifs lorsque l’on souhaite calculer des structures un peu plus exotiques (matériaux métalliques, grandes structures...). La FDTD représente pourtant un outil indispensable aux calculs de structures à cristaux photoniques 2D membranaires, notamment pour l’évaluation des pertes latérales et verticales (calcul du facteur de qualité), le calcul des diagrammes de rayonnement ou encore pour étudier le couplage entre une structure à cristal photonique 2D et un guide d’onde.

Le logiciel FDTD 3D utilisé au laboratoire, Tessa, est un outil développé depuis 8 ans au sein du laboratoire. Il est disponible sur internet, sous licence GNU. Il a été optimisé afin de limiter les temps de calcul. Des développements autour de Tessa ont eu lieu depuis (extraction des cartographies de champs complexes), d’autres sont actuellement en cours, notamment la possibilité de discrétisation spatiale variable, des conditions aux limites périodiques (pour le calcul de diagrammes de bandes sans avoir l’inconvénient de la périodisation de la membrane dans la direction verticale) ou pour l’utilisation de métaux à fortes absorptions. Un autre outil de FDTD développé par le MIT, MEEP, est disponible depuis peu. Il permet de calculer quasiment toutes les structures possibles. Le principal inconvénient, c’est que n’ayant pas été optimisé, les temps de calcul et la mémoire requise sont très souvent démesurés.

I.8. Application

Les cristaux photoniques trouvent de nombreuses applications aux niveaux des systèmes de télécommunications optiques allant de guidage, séparations des ondes ultra-courtes, passant par le filtrage jusqu’à le multiplexage [13-32]. Nous citons après quelques applications

I.8.1. Multiplexage en longueur d’onde WDM

Une fonction particulièrement importante d’optique intégrée pourrait être réalisée avec des cristaux photoniques : le multiplexage en longueur d’onde (WDM, Wavelength Division Multiplexing). Le but est d’insérer ou d’extraire des longueurs d’onde bien précises dans un flux de données. Ce dispositif peut être réalisé en utilisant la sélectivité d’une cavité résonante couplée à des guides d’ondes (Figure I.21).

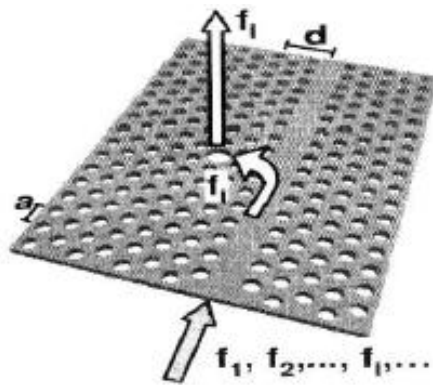


Figure I. 21 : Schéma de principe d'un dispositif de multiplexage (Insertion ou extraction d'une certaine longueur d'onde).

Cette fonction peut aussi être réalisée dans le plan en utilisant deux guides comme l'illustre la figure I.22. Dans ce cas, les longueurs d'onde qui résonnent dans l'anneau central peuvent éventuellement se coupler d'un guide à l'autre. Le processus de couplage est néanmoins très complexe et dépend de la symétrie et de la dégénérescence des modes résonnants. De plus, la taille du défaut (de la cavité résonnante) doit être très bien contrôlée afin de sélectionner les longueurs d'onde désirées.

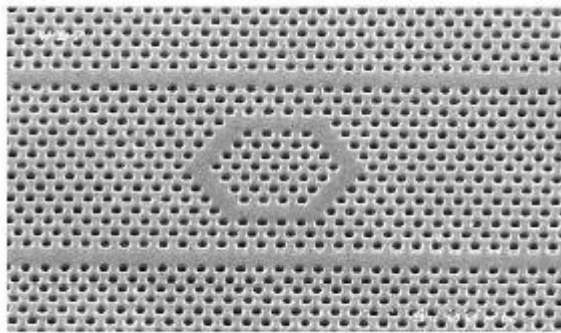


Figure I. 22 : Exemple de filtre Add-Drop réalisé sur un substrat SOI. Les longueurs d'onde résonnantes de l'anneau peuvent éventuellement se coupler d'un guide à l'autre [8].

I.9. Conclusion

Dans ce chapitre on s'est intéressé à une famille des cristaux photoniques : les cristaux photoniques à deux dimensions, en dépliant par l'étude de la propagation de la lumière dans ces cristaux suivant les deux polarisations, puis on exploite les différentes méthodes numériques qui peuvent résoudre les équations de propagation.

Ces méthodes nous donnent des informations pour tracer le diagramme de bande, outil très pratique pour déterminer les bandes de fréquences permises et interdites, calculer la distribution des champs électrique et magnétique et la densité d'état.

II. 1. Introduction

La méthode FDTD acronyme anglais de Finite-Difference Time –Domain c'est une méthode de calcul de différences finies dans le domaine temporel, C'est un outil utile qui permet de résoudre des équations différentielles dépendantes du temps. Cette méthode est couramment utilisée en électromagnétisme pour résoudre les équations de Maxwell.

La FDTD est proposé par Yee en 1966 [33], et a continué à être développée par Taflové dans les années 1975[34].La méthode à pour résoudre les problèmes impliquant les équations de Maxwell dans les milieux isotropes avec les conditions aux limites. Il a développé les premiers algorithmes de calcul concernant l'approche temporelle. Elle a été ensuite appliquée aux cristaux photoniques.

Cette méthode apparaît comme étant la plus simple à mettre en œuvre .dans ce terme la en peut situer quelques avantage :

- Le calcul de toutes les composantes de champs à tous les instants et sur tout le domaine de calcul permet d'obtenir de nombreuses informations, grâce à l'utilisation de la transformée de Fourier. Elle est particulièrement intéressante pour connaître la réponse spectrale d'un système.
- La possibilité de donner des résultats précis même sur les structures à fort contraste d'indice comme les cristaux photoniques.
- La résolution des équations dans le domaine temporel, permet d'appréhender visuellement la propagation d'une onde électromagnétique dans un matériau périodique. Cela a permis d'étudier l'évolution de la transmission et de la réflexion à l'intérieur du cristal photonique à étudier.
- L'étude de réseaux de taille finie grâce aux conditions aux limites absorbantes ou bien de réseau de taille infini en utilisant les conditions de mur magnétique ou de mur électrique.
- La possibilité d'intégrer dans l'algorithme de résolution de nombreuses sources (ondes planes, modes guidés,)

Dans ce chapitre, nous allons tout d'abord examiner les principaux points clés de la méthode FDTD : la discrétisation des équations de Maxwell aux sens des différences finies centrées, le critère de stabilité, les conditions aux limites et la source dure, et on finit par une conclusion

II. 2. FDTD à deux dimensions

Dans un milieu anis tropique et inhomogène la FDTD est baser sur l'équation de Faraday et d'Ampère

$$\frac{\partial \vec{H}}{\partial t} = -\frac{1}{\mu} \vec{\nabla} \times \vec{E} - \frac{\sigma^*}{\mu} \vec{H} \quad (\text{II.1})$$

$$\frac{\partial \vec{E}}{\partial t} = \frac{1}{\varepsilon} \vec{\nabla} \times \vec{H} - \frac{\sigma}{\varepsilon} \vec{E} \quad (\text{II.2})$$

Pour passer en 2D, on considère qu'il n'y a pas de variation suivant la direction z. C'est-à-dire que toutes les dérivées partielles par rapport à z sont nulles. Le système (II. 1) devient:

$$\frac{\partial H_x}{\partial t} = \frac{1}{\mu} \left[-\frac{\partial E_z}{\partial y} - \sigma^* H_x \right] \quad (\text{II.3})$$

$$\frac{\partial H_y}{\partial t} = \frac{1}{\mu} \left[\frac{\partial E_z}{\partial x} - \sigma^* H_y \right] \quad (\text{II.4})$$

$$\frac{\partial H_z}{\partial t} = -\frac{1}{\mu} \left[\frac{\partial E_y}{\partial x} - \frac{\partial E_x}{\partial y} + \sigma^* H_z \right] \quad (\text{II.5})$$

$$\frac{\partial E_x}{\partial t} = \frac{1}{\varepsilon} \left[\frac{\partial H_z}{\partial y} - \sigma E_x \right] \quad (\text{II.6})$$

$$\frac{\partial E_y}{\partial t} = \frac{1}{\varepsilon} \left[-\frac{\partial H_z}{\partial x} - \sigma E_y \right] \quad (\text{II.7})$$

$$\frac{\partial E_z}{\partial t} = \frac{1}{\varepsilon} \left[\frac{\partial H_y}{\partial x} - \frac{\partial H_x}{\partial y} - \sigma E_z \right] \quad (\text{II.8})$$

On remarque qu'il est donc possible d'effectuer deux regroupements. En effet, le système (II.2) ainsi formé est composé de deux systèmes d'équations découplées que nous présentons ci-après.

La polarisation TE (Transverse Electrique), polarisation où le champ E est perpendiculaire à la structure considérée, se définit de la manière suivante :

$$\frac{\partial E_x}{\partial t} = \frac{1}{\varepsilon} \left[\frac{\partial H_z}{\partial y} - \sigma E_x \right] \quad (\text{II.9})$$

$$\frac{\partial E_y}{\partial t} = \frac{1}{\varepsilon} \left[-\frac{\partial H_z}{\partial x} - \sigma E_y \right] \quad (\text{II.10})$$

$$\frac{\partial H_z}{\partial t} = -\frac{1}{\mu} \left[\frac{\partial E_y}{\partial x} - \frac{\partial E_x}{\partial y} + \sigma^* H_z \right] \quad (\text{II.11})$$

La polarisation TM (Transverse Magnétique) se définit de la manière suivante :

$$\frac{\partial H_x}{\partial t} = \frac{1}{\mu} \left[-\frac{\partial E_z}{\partial y} - \sigma^* H_x \right] \quad (\text{II.12})$$

$$\frac{\partial H_y}{\partial t} = \frac{1}{\mu} \left[\frac{\partial E_z}{\partial x} - \sigma^* H_y \right] \quad (\text{II.13})$$

$$\frac{\partial E_z}{\partial t} = \frac{1}{\varepsilon} \left[\frac{\partial H_y}{\partial x} - \frac{\partial H_x}{\partial y} - \sigma E_z \right] \quad (\text{II. 14})$$

II. 2. 1. Discrétisation par la méthode des différences finies centrées

En analyse numérique cette méthode est une technique courant de recherche de solution approchée d'équations aux dérivées partielles qui consiste à résoudre un système de relation (schéma numérique) liant les valeurs de fonctions inconnues en certain point suffisamment proche les uns des autres [35].

Une discrétisation des opération différentielle (drivé première, secondes, spatiale ou nonetc) . d'un fonction $f(x,y,z,t)$ peut être obtenue par le principe suivant [2].

Considérons une fonction f de variable x , continue et dérivable jusqu'à l'ordre n , qui peut être développé en série de Taylor de chaque côté du point x_0 , comme suit :

$$f\left(x_0 + \frac{\Delta x}{2}\right) = f(x_0) + \left(\frac{\Delta x}{2}\right) f'(x_0) + \frac{1}{2!} \left(\frac{\Delta x}{2}\right)^2 f''(x_0) + \frac{1}{3!} \left(\frac{\Delta x}{2}\right)^3 f'''(x_0) + \dots + \frac{1}{n!} \left(\frac{\Delta x}{2}\right)^n f^{(n)}(x_0) + \dots \quad (II.15)$$

$$f\left(x_0 - \frac{\Delta x}{2}\right) = f(x_0) - \left(\frac{\Delta x}{2}\right) f'(x_0) + \frac{1}{2!} \left(\frac{\Delta x}{2}\right)^2 f''(x_0) - \frac{1}{3!} \left(\frac{\Delta x}{2}\right)^3 f'''(x_0) + \dots + \frac{(-1)^n}{n!} \left(\frac{\Delta x}{2}\right)^n f^{(n)}(x_0) + \dots \quad (II.16)$$

La soustraction de ces deux expressions permet d'exprimer, avec une erreur de deuxième ordre, la dérivée première de la fonction f en x_0 :

$$f'(x_0) = \frac{f\left(x_0 + \frac{x}{2}\right) - f\left(x_0 - \frac{x}{2}\right)}{x} + (x^2) \quad (II. 17)$$

(x^2) : représente l'erreur d'ordre 2 commise, et qui sera négligée par la suite.

On appelle approximation centrée cette approximation de la dérivée. les résultats qu'elle offre sont plus précis comparaison avec ceux donnés par d'autres type d'approximations dites droites ou gauches. Dont les formules (II. 18) et (II.19) sont décrites respectivement ci-dessous :

$$f'(x_0) = \frac{f\left(x_0 + \frac{\Delta x}{2}\right) - f\left(x_0 - \frac{\Delta x}{2}\right)}{\Delta x} + \theta(\Delta x^2) \quad (II.18)$$

$$f(x_0) = \frac{f(x_0) - f\left(x_0 - \frac{\Delta x}{2}\right)}{\Delta x} + \theta(\Delta x^2) \quad (\text{II.19})$$

On calcule la dérivée centrée d'une fonction (Figure II. 1) au centre d'un intervalle en se basant sur les valeurs de la fonction aux extrémités.

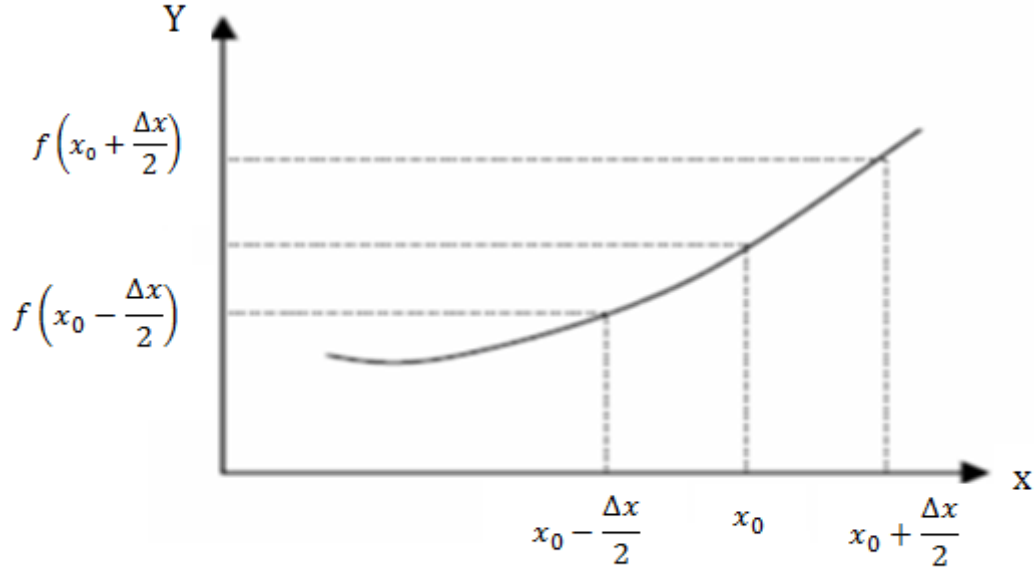


Figure II. 1 : Point d'évaluation du calcul de la dérivée centrée.

L'expression (II.17) peut être appliquée, par exemple à l'équation (II.3), pour approcher à la fois la dérivée temporelle et les dérivées spatiales, en négligeant l'erreur $\theta(\Delta x^2)$.

L'équation (II. 3) est complètement discrétisé et devient :

$$\frac{H_x\left(x, y, z, t + \frac{\Delta t}{2}\right) - H_x\left(x, y, z, t - \frac{\Delta t}{2}\right)}{\Delta t} = \frac{1}{\mu} \left(\frac{E_y\left(x, y, z + \frac{\Delta z}{2}, t\right) - E_y\left(x, y, z - \frac{\Delta z}{2}, t\right)}{\Delta z} - \frac{E_z\left(x, y + \frac{\Delta y}{2}, z, t\right) - E_z\left(x, y - \frac{\Delta y}{2}, z, t\right)}{\Delta y} \right)$$

Où Δx , Δy et Δz représentent les pas de maillage spatial, et Δt le pas de maillage temporel. Il apparaît que, spatialement, la composante H_x est centrée par rapport à E_z suivant la direction y , et centrée par rapport à E_y suivant la direction z . De même, E_y et E_z sont évaluées à un instant d'échantillonnage centré sur celui des deux composantes H_x . Il en découle le schéma de maillage spatial présenté en figure (II. 2) ainsi que le maillage temporel présenté en figure (II. 3). Le

volume de calcul est divisé en $N_x \times N_y \times N_z$ cellules élémentaires de dimensions $\Delta x \times \Delta y \times \Delta z$, appelées cellules de Yee (cube de Yee $\Delta x = \Delta y = \Delta z$), où $A^n(i, j, k)$ représente la composante de champ $\vec{A}$ de la cellule (i, j, k) évaluée à l'instant d'échantillonnage $n \times \Delta t$.

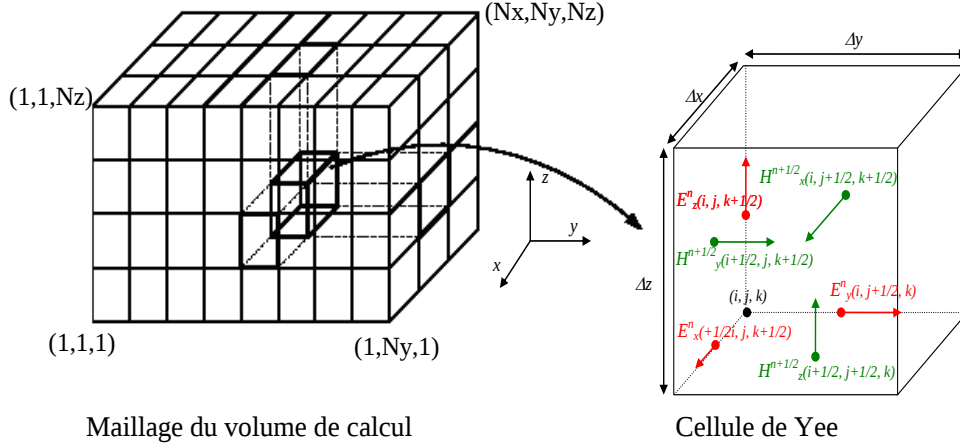


Figure II.2 : Discretisation spatiale du volume de calcul à l'aide de la cellule de Yee.

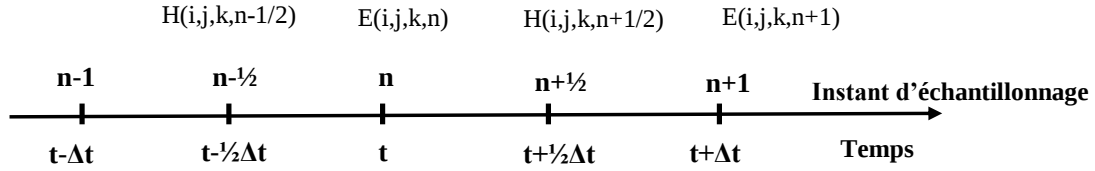


Figure II.3 .Discretisation temporelle

Le schéma temporel permet de calculer les composantes de champ $H^{n+\frac{1}{2}}$ à partir de $(H^{n-\frac{1}{2}}$ et $E^n)$, et E^{n+1} à partir de $(E^n$ et $H^{n+\frac{1}{2}}$).

En appliquant la procédure de discrétisation spatiale et temporelle au système d'équations de Maxwell établies en (II. 3 à II. 8), nous obtenons :

$$H_X^{n+1/2}(i, j+1/2, k+1/2) = H_X^{n-1/2}(i, j+1/2, k+1/2) - \frac{\Delta t}{\mu} \left[\frac{E_Z^n(i, j+1, k+1/2) - E_Z^n(i, j, k+1/2)}{\Delta y} - \frac{E_Y^n(i, j+1/2, k+1) - E_Y^n(i, j+1/2, k)}{\Delta z} \right] \quad (\text{II.20})$$

$$H_Y^{n+1/2}(i+1/2, j, k+1/2) = H_Y^{n-1/2}(i+1/2, j, k+1/2) - \frac{\Delta t}{\mu} \left[\frac{E_X^n(i+1/2, j, k+1) - E_X^n(i+1/2, j, k)}{\Delta z} - \frac{E_Z^n(i+1, j, k+1/2) - E_Z^n(i, j, k+1/2)}{\Delta x} \right] \quad (\text{II.21})$$

$$H_Z^{n+1/2}(i+1/2, j+1/2, k) = H_Z^{n-1/2}(i+1/2, j+1/2, k) - \frac{\Delta t}{\mu} \left[\frac{E_Y^n(i+1, j+1/2, k) - E_Y^n(i, j+1/2, k)}{\Delta x} - \frac{E_X^n(i+1/2, j+1, k) - E_X^n(i+1/2, j, k)}{\Delta y} \right] \quad (\text{II.22})$$

$$E_X^{n+1}(i+1/2, j, k) = E_X^n(i+1/2, j, k) + \frac{\Delta t}{\varepsilon} \left[\frac{H_Z^{n+1/2}(i+1/2, j+1/2, k) - H_Z^{n+1/2}(i+1/2, j-1/2, k)}{\Delta y} - \frac{H_Y^{n+1/2}(i+1/2, j, k+1/2) - H_Y^{n+1/2}(i+1/2, j, k-1/2)}{\Delta z} \right] \quad (\text{II.23})$$

$$E_Y^{n+1}(i, j+1/2, k) = E_Y^n(i, j+1/2, k) + \frac{\Delta t}{\varepsilon} \left[\frac{H_X^{n+1/2}(i, j+1/2, k+1/2) - H_X^{n+1/2}(i, j+1/2, k-1/2)}{\Delta z} - \frac{H_Z^{n+1/2}(i+1/2, j+1/2, k) - H_Z^{n+1/2}(i-1/2, j+1/2, k)}{\Delta x} \right] \quad (\text{II.24})$$

$$E_Z^{n+1}(i, j, k+1/2) = E_Z^n(i, j, k+1/2) + \frac{\Delta t}{\varepsilon} \left[\frac{H_Y^{n+1/2}(i+1/2, j, k+1/2) - H_Y^{n+1/2}(i-1/2, j, k+1/2)}{\Delta x} - \frac{H_X^{n+1/2}(i+1/2, j+1/2, k) - H_X^{n+1/2}(i+1/2, j-1/2, k)}{\Delta y} \right] \quad (\text{II.25})$$

Avec le schéma de discrétisation temporelle (figure II. 3), une variation de champ magnétique entraîne une variation de champ électrique, qui à son tour entraîne une variation de champ magnétique, et ainsi de suite, représentant ainsi très bien les phénomènes de propagation dans le volume de calcul. Cependant, l'algorithme FDTD est dispersif, c'est-à-dire qu'un signal se propageant dans le domaine de calcul FDTD subit des transformations (distorsion, atténuation) dues à la discrétisation. C'est pourquoi une bonne représentation numérique des phénomènes physiques ne peut être obtenue qu'après un choix judicieux des paramètres de discrétisation spatiales Δx , Δy , Δz , et temporelle Δt .

II. 2. 2. Conditions de stabilité de l'algorithme de Yee

La conséquence directe de la discrétisation du domaine de calcul c'est l'apparition de phénomène de diffraction non physique qui affecte la grille totale de calcul. Ce phénomène dépend de la fréquence, du pas de la discrétisation spatiale et de la direction de propagation. Le pas de la discrétisation spatiale doit être choisi en fonction de la longueur d'onde, de manière à avoir un nombre suffisant de points échantillonnés pour arriver à des valeurs de précision acceptables

Une condition de stabilité intrinsèque de l'algorithme de Yee peut être montrée si les pas temporel et spatial vérifient la relation suivante [36] :

$$\Delta t \leq \frac{1}{c \sqrt{\left(\frac{1}{\Delta x}\right)^2 + \left(\frac{1}{\Delta y}\right)^2}} \quad (\text{II.24})$$

Où :

Δx , Δy : les pas de discrétisation dans l'espace.

c : la vitesse de propagation d'une onde plane dans le milieu,

Δt : le pas d'échantillonnage temporel.

Si $\Delta x = \Delta y = \Delta$, alors cette condition se simplifie à :

Cette condition se comprend assez intuitivement : il faut que le pas temporel soit suffisant pour permettre de décrire la propagation de l'onde d'un Nœud au nœuds le plus proche, distant optiquement de Δ . De calcul FDTD-2D qui se présente sous la forme indiquée à la figure (II. 4) permettant d'avoir l'évolution temporelle des champs électriques et magnétiques:

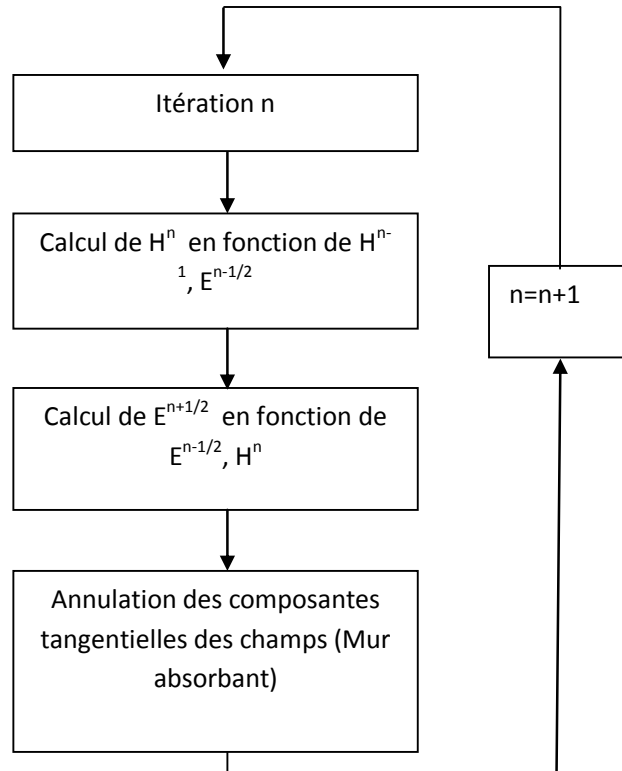


Figure II. 3 : Discrétisation temporelle

II. 3. Conditions aux limites

Pour des raisons évidentes de volume de calcul et par conséquent de temps et de quantité de mémoire utilisés, nous sommes contraints de limiter le volume de simulation. Pour reproduire « l'illusion » d'un domaine ouvert, d'après les trois types de conditions aux limites (les conditions d'absorption, les conditions de symétrie et les conditions de périodicité) on utilise les conditions absorbantes (Absorbing Boundary Conditions)

Une première solution est de fixer les composantes du champ à une valeur nulle aux bords du domaine et de ne pas appliquer l'algorithme de base. Des réflexions non physiques apparaissent alors sur ces bords et perturbent fortement le comportement de la structure.

Il faut donc créer un algorithme pour illustrer ces composantes de bord qui visent à réduire les réflexions. L'utilisation de conditions aux limites performantes est finalement la difficulté majeure de la mise en œuvre de cette technique de calcul. Deux familles de solutions existent [37].

II. 3.1. Conditions de type Mur

La technique utilisée par Mur repose sur un principe posé par Engquist et Madja qui n'est applicable que dans le cas d'un maillage FDTD cartésien. Il s'agit d'introduire une interface (Mur

fictif) pour limiter le volume de simulation qui laisse passer tous onde électromagnétique sans aucune réflexion (Γ) (Figure II. 5), et produire l'illusion d'un domaine ouvert [38].

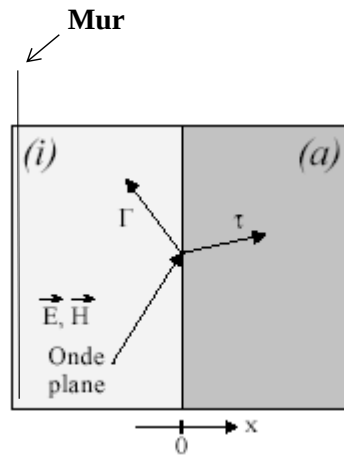


Figure II. 4 : Présentation du problème.

Puisque nous avons utilisé des conditions de type PML Dans nos simulations, donc on parle sur ça

PML :

une couche absorbante parfaitement adaptée en anglais Perfectly Matched Layer , c'est une couche absorbante artificielle pour les équation d'ondes, couramment utilisée pour tronquer les domaines de calcul dans les méthodes numériques de simulation de problèmes à frontières ouvertes, particulièrement dans la méthodes de FDTD [39].

La propriété essentielle d'une PML qui la distingue d'un matériau absorbant ordinaire est le fait qu'elle est conçue de telle sorte que les ondes incidentes l'atteignant depuis un matériau non PML ne se réfléchissent pas à l'interface. Cette propriété permet aux PML d'absorber fortement toutes les ondes sortant d'un domaine de calcul sans les renvoyer dans ce domaine [40]

II. 3. 2. Conditions symétriques et antisymétriques

Pour les conditions aux limites symétriques, ça marche comme dans un miroir, le champ E , étant un vecteur, se réfléchit comme dans un miroir, c'est-à-dire que si la surface est le plan $x = 0$ on aura [41]:

$$E_x(x) = -E_x(-x) \quad (\text{II.25})$$

$$E_y(x) = E_y(-x) \quad (\text{II.26})$$

$$E_z(x) = E_z(-x) \quad (\text{II.27})$$

Le champ H est un pseudo vecteur, donc il obéit aux conditions inverses :

$$H_x(x) = H_x(-x) \quad (\text{II.28})$$

$$H_y(x) = -H_y(-x) \quad (\text{II.29})$$

$$H_z(x) = -H_z(-x) \quad (\text{II.30})$$

Pour les conditions aux limites antisymétriques, les règles de vecteurs et pseudo vecteurs sont inverses. C'est-à-dire que si la surface est le plan $x = 0$,

$$E_x(x) = E_x(-x) \quad (\text{II.31})$$

$$E_y(x) = -E_y(-x) \quad (\text{II.32})$$

$$E_z(x) = -E_z(-x) \quad (\text{II.33})$$

Le champ H est un pseudo vecteur, donc obéit aux conditions inverses.

$$H_x(x) = -H_x(-x) \quad (\text{II. 34})$$

$$H_y(x) = H_y(-x) \quad (\text{II. 35})$$

$$H_z(x) = H_z(-x) \quad (\text{II. 36})$$

En connaissant ces propriétés de symétrie, il n'est pas nécessaire de simuler le volume au total pour une structure symétrique. On peut donc diviser le volume en deux à la surface $x = 0$ et faire une simulation que du côté $x > 0$, par exemple. Cette explication peut être illustrée par la figure II. 3 ci-dessous:

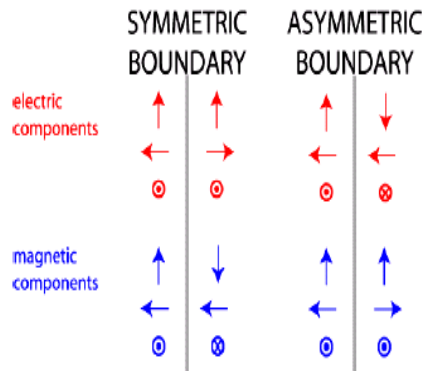


Figure II. 5 : Schéma explicatif des conditions symétriques et antisymétriques.

II. 4. Conditions d'injection d'une onde

Une onde électromagnétique c'est une onde périodique qui propage des variations de champ magnétique et de champ électrique. L'injection de cette onde est un point fondamental pour la simulation. En effet, sa dépendance spatio-temporelle peut varier suivant l'étude désirée de la structure (étude à fréquence fixe, étude spectrale,...). Pour chaque type de source, le but est de définir une source compacte (une source est dite compacte quand le surcroît de temps de calcul et de mémoire nécessaire est négligeable par rapport à celui utilisé par l'algorithme). Parmi les nombreuses méthodes d'injection, nous pouvons retenir celle de la «Hard Source» (source dure en français) ainsi que celle de la formulation champ total / champ réfléchi.

Pour la simulation, l'injection de l'onde électromagnétique est un point fondamental, ainsi il faut respecter certaines conditions définies par «l'approche guidée», dont le principe est présenté sur la figure II. 7.

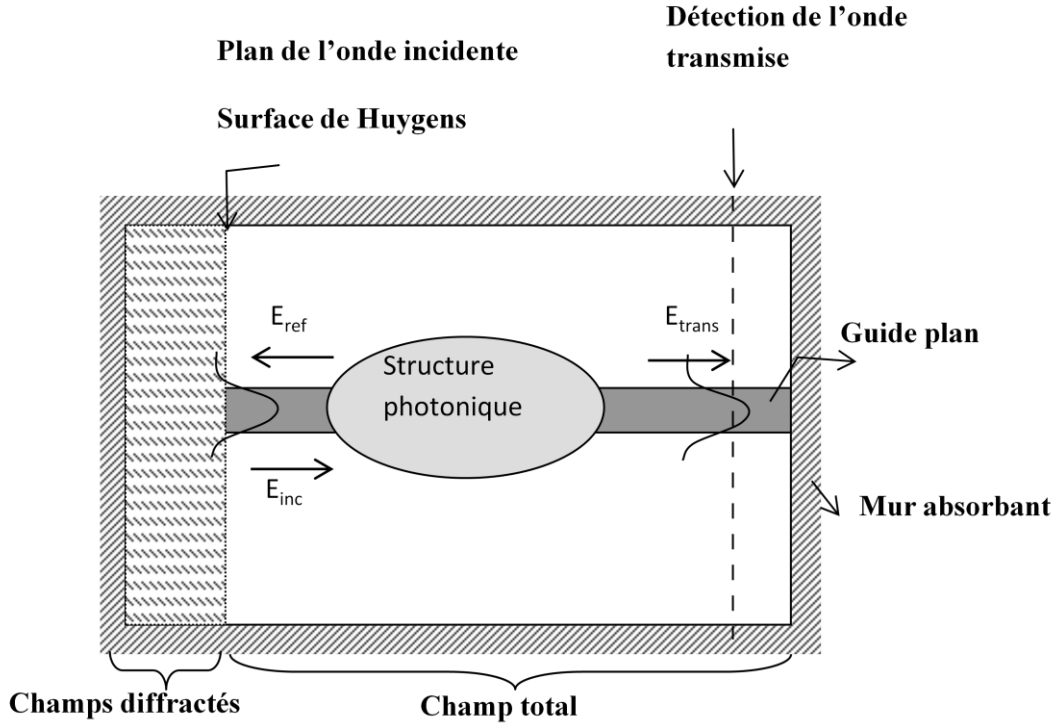


Figure II. 6 : Plan de travail utilisé par la simulation FDTD

II. 4. 1. La source dure

La source dure est appelée aussi source d'excitation à un principe d'imposer une fonction temporelle à un certain nombre de composantes des champs électromagnétiques. Par exemple, une source d'excitation sur la composante E_z pourra être implémentée au point (i_s, j_s, k_s) de la manière suivante :

$$E_z \Big|_{i_s, j_s, k_s}^n = E_0 \sin(2\pi f_0 \Delta t) \quad (\text{II.37})$$

Dans le cas d'une source sinusoïdale à la fréquence f_0 . Une dépendance temporelle de type gaussienne définie par :

$$E_z \Big|_{i_s, j_s, k_s}^n = E_0 \exp \left[- \left(\frac{n - n_0}{n_{decay}} \right)^2 \right] \sin[2\pi f_0 (n - n_0) \Delta t] \quad (\text{II. 38})$$

En conclusion, ce type de source est très utile pour exciter et donc de déterminer les différents modes d'une structure donnée, malheureusement le fait d'imposer le champ en un point, un plan ou une surface empêche une quelconque onde réfléchi par la structure de «traverser» cette source. La formulation champ total / champ réfléchi permet de palier à ce problème.

II. 4. 2. La formulation champ total / champ réfléchi

Cette formulation est basée sur la décomposition des champs électromagnétiques et sur la linéarité des équations de Maxwell.

$$E_{\text{tot}} = E_{\text{inc}} + E_{\text{ref}} \quad (\text{II. 39})$$

$$H_{\text{tot}} = H_{\text{inc}} + H_{\text{ref}} \quad (\text{II. 40})$$

Où E_{inc} et H_{inc} représentent les champs incidents qui sont supposés connu en tout point de l'espace de travail. E_{ref} et H_{ref} sont les valeurs des champs réfléchis ; Ces champs sont des inconnus du système puisqu'ils résultent de l'interaction de l'onde incidente avec la structure à simuler. Ainsi il apparaît deux régions dans notre espace de travail : la première correspond à la région où les champs totaux sont présents, la seconde correspond à une région où seulement les champs réfléchis (par la structure) sont présents. La surface séparant ces deux régions est appelée surface de Huygens.

Cette technique simule donc l'injection d'une onde incidente avec une direction privilégiée puisqu'un traitement particulier est en fait sur l'interface des deux régions et sur des composantes voisines.

Si on distingue, en une dimension, deux zones, où l'on calcule dans l'une le champ total $i > i_0$ et dans l'autre le champ réfléchi $i < i_0, \dots$), l'algorithme général de Yee aura la forme:

$$E_z|_i^{n+1} = E_z|_i^n + \frac{\Delta t}{\epsilon_0 \Delta x} \left(H_y|_{i+1/2}^{n+1/2} - H_y|_{i-1/2}^{n+1/2} \right) \quad (\text{II. 41})$$

Pour $i > i_0$ tous les champs intervenant sont des champs totaux et pour $i < i_0$ se sont des champs diffusés. Voyons ce qu'on a en i_0 :

$$E_{z,\text{total}}|_{i_0}^{n+1} = E_{z,\text{total}}|_{i_0}^n + \frac{\Delta t}{\epsilon_0 \Delta x} \left(H_{y,\text{total}}|_{i_0+1/2}^{n+1/2} - H_{y,\text{ref}}|_{i_0-1/2}^{n+1/2} \right) \quad (\text{II. 42})$$

Cette expression n'est pas consistante, elle est donc incorrecte. Pour la corriger, il faut faire en sorte que tous les champs soient du même type. Dans notre cas, des champs totaux. Il suffit donc

d'ajouter le terme $-\frac{\Delta t}{\epsilon_0 \Delta x} \left(H_{y,\text{inc}}|_{i_0-1/2}^{n+1/2} \right)$, terme que l'on connaît par définition. La correction permettant de rendre consistante les expressions n'a pas besoin d'être faite qu'à la frontière entre zone de champ total et réfléchi. Cette correction est notée:

$$E_{z,\text{total}}|_{i_0}^{n+1} = \left\{ E_z|_{i_0}^n \right\} - \frac{\Delta t}{\epsilon_0 \Delta x} \left(H_{y,\text{inc}}|_{i_0-1/2}^{n+1/2} \right) \quad (\text{II. 43})$$

Les formules permettant de calculer le champ sur chacune des frontières sont données ci-dessous:

- Cas à deux dimensions
- Correction sur E_z :

Frontière du bas:

$$E_{z,\text{total}}|_{i,j_0}^{n+1} = \left\{ E_z|_{i,j_0}^{n+1} \right\} + \frac{dt}{\epsilon_0 \Delta y} H_{x,\text{source}}|_{i,j_0-1/2}^{n+1/2} \quad (\text{II. 44})$$

Frontière du haut:

$$E_{z,\text{total}}|_{i,j_1}^{n+1} = \left\{ E_z|_{i,j_1}^{n+1} \right\} - \frac{dt}{\epsilon_0 \Delta y} H_{x,\text{source}}|_{i,j_1+1/2}^{n+1/2} \quad (\text{II. 45})$$

Frontière de gauche:

$$E_{z,\text{total}}|_{i_0,j}^{n+1} = \left\{ E_z|_{i_0,j}^{n+1} \right\} - \frac{dt}{\epsilon_0 \Delta x} H_{y,\text{source}}|_{i_0-1/2,j}^{n+1/2} \quad (\text{II. 46})$$

Frontière de droite:

$$E_{z,\text{total}}|_{i_1,j}^{n+1} = \left\{ E_z|_{i_1,j}^{n+1} \right\} + \frac{dt}{\epsilon_0 \Delta x} H_{y,\text{source}}|_{i_1+1/2,j}^{n+1/2} \quad (\text{II. 47})$$

- Correction sur H_x :

Frontière du bas :

$$H_{x,\text{ref}}|_{i,j_0-1/2}^{n+1/2} = \left\{ H_x|_{i,j_0-1/2}^{n+1/2} \right\} + \frac{dt}{\mu_0 \Delta y} E_{z,\text{source}}|_{i,j_0}^n \quad (\text{II. 48})$$

Frontière du haut

$$H_{x,\text{ref}}|_{i,j_1+1/2}^{n+1/2} = \left\{ H_x|_{i,j_1+1/2}^{n+1/2} \right\} - \frac{dt}{\mu_0 \Delta y} E_{z,\text{source}}|_{i,j_1}^n \quad (\text{II. 49})$$

- Correction sur H_y :

Frontière de gauche:

$$H_{y,\text{ref}}|_{i_0-1/2,j}^{n+1/2} = \left\{ H_y|_{i_0-1/2,j}^{n+1/2} \right\} - \frac{dt}{\mu_0 \Delta x} E_{z,\text{source}}|_{i_0,j}^n \quad (\text{II.50})$$

Frontière de droite:

$$H_{y,\text{ref}}|_{i_1+1/2,j}^{n+1/2} = \left\{ H_y|_{i_1+1/2,j}^{n+1/2} \right\} + \frac{dt}{\mu_0 \Delta x} E_{z,\text{source}}|_{i_1,j}^n \quad (\text{II. 51})$$

II.5. Autres méthodes

II.5.1. La méthode des matrices de transfert

C'est une méthode souvent utilisée pour déterminer les coefficients de réflexion et de transmission des structures unidimensionnelles. Une adaptation au cas bidimensionnel à été réalisée par Pendry [37].

La structure est divisée en une succession de couches et une matrice de transfert permet de relier les champs dans une couche à ceux de la couche précédente

La fréquence est ici une variable, et non plus une inconnue comme dans le cas des ondes planes. Ainsi, il est possible, par cette méthode, de remonter à la structure de bande puisque l'on calcule les éventuels vecteurs d'onde de propagation en fonction de la fréquence. De plus, l'éventuelle dépendance en fréquence de la permittivité diélectrique sera plus facilement prise en compte.

L'avantage de cette méthode par rapport à la méthode FDTD c'est qu'elle occupe peu d'espace mémoire.

II. 5. 2. La méthode des réseaux de diffraction

C'est une méthode qui est basée sur une description du cristal photonique comme un ensemble de réseaux de diffraction successifs [37]. Les champs sont décomposés dans chaque région séparant ces réseaux et la théorie des réseaux est appliquée pour relier les coefficients de cette décomposition d'une région à l'autre. La matrice de diffusion qui caractérise le milieu est obtenue par un système de relations L'intérêt de cette méthode est qu'elle donne aussi les pertes intrinsèques avec les modes guidés et les résonances (ce sont les pôles de la matrice de diffusion).

II. 5. 3. La méthode des liaisons fortes

Par cette méthode on développe le champ électromagnétique sur une base de fonctions d'onde localisées, par analogie avec la description des liaisons fortes pour les orbitales électroniques des solides cristallins. La base des fonctions d'onde localisées est déterminée en calculant les fonctions de Wannier du cristal BIP parfait. Cette méthode semble être particulièrement rapide pour la détermination des états liés à des défauts dans le cristal.

II. 6. Conclusion

Dans ce chapitre nous avons présenté quelques méthodes pour la modélisation des cristaux photoniques. La méthode que nous avons est la méthode FDTD à deux dimensions.

Cette modélisation, basée sur la résolution directe des équations de Maxwell permet en outre d'obtenir, en tenant compte des conditions de validité de la méthode 2D, la réponse rigoureuse de la structure étudiée.

Nous avons détaillé le principe des différences finies centrées et vu comment effectuer la discrétisation spatiale et temporelle des équations de Maxwell, nous avons vu aussi le critère de stabilité et la dispersion numérique et aussi les équations discrétisés et implémentés dans l'algorithme de FDTD 2D.

III. 1. Introduction

D'après les deux chapitres précédents, les cristaux photoniques sont des structures périodiques de matériaux diélectriques et du fait de cette périodicité, ces cristaux sont donc de formidables outils capables de stocker, filtrer ou encore guider la lumière.

Un filtre est un élément ou une fonction qui sélectionner une ou plusieurs bandes de fréquences parmi le spectre électromagnétique et d'en éliminer d'autres.

Dans notre cas nous nous intéressons uniquement à des filtres bi-bandes sélectifs c'est-à-dire qui sélectionnent deux fréquences.

Les guides à cristaux photonique sont réalisés en créant le défaut au sein de cristal lors de sa fabrication. Ces défauts sont définis par le retrait, l'ajout ou la modification de motifs dans une ou plusieurs rangées parallèles du cristal. Au sein de ses défauts, des modes ayant une fréquence appartenant à la bande interdite photonique peuvent exister.

Notre chapitre s'est focalisé sur des briques de base pour l'optique intégrée, il s'agit des guides d'ondes mono-rangée $W_1^K A$ et à trois rangées omises $W_3^K A$ en structures triangulaire et carrée. Mais avant d'aller aux structures avec défaut, nous entamons en premier lieu les structures bidimensionnelles sans défaut.

Dans ce chapitre, nous visons à concevoir des filtres bi-bandes sélectifs en cristaux photoniques de deux dimensions par la méthode FDTD-2D. Il s'agit d'un nouveau type de filtre bi bandes sélectif qui est réalisé par la combinaison entre deux ou trois guides, ayant des rayons normalisés différents. Les performances des filtres étudiés en termes de transmission seront discutées et la représentation de champ magnétique sera faite pour les différentes itérations

III. 2. Etude des structures bidimensionnelles sans défaut

Dans ce qui va suivre, nous allons étudier le cas des cristaux bidimensionnels planaires qui possèdent tous leurs motifs, à réseau de trous d'air dans une hétéro-structure de matériau diélectrique de fort indice. Deux types de structure seront analysés, il s'agit d'un réseau à maille triangulaire et d'un réseau à maille carrée. Les performances de ces structures en termes de transmission et réflexion seront discutées. La représentation du champ magnétique sera faite pour les différentes itérations, en utilisant la méthode FDTD-2D.

III. 2. 1. Structure triangulaire sans défaut

On va utiliser dans cette partie un cristal photonique 2D de réseau triangulaire de trous d'air, est défini par les paramètres suivants : paramètre de maille $a=480$ nm, rayon de trou $r=0.167$ μm structure étudiée a été excitée à l'entrée en polarisation TE. Le pas de discrétisation est choisie tel que : $\Delta x=\Delta y=0.04$ μm , la structure à simuler est représentée sur la figure III. 1.

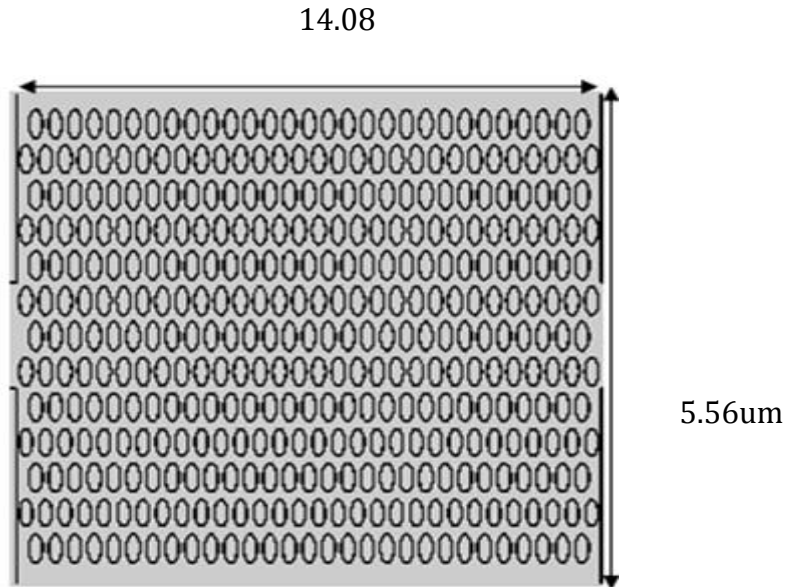


Figure III. 1 : Structure triangulaire sans défaut. $a=0.48$ μm , $r=0.167$ μm

Le résultat de la simulation sous FDTD-2D du coefficient de transmission et de réflexion est représenté sur la figure III. 2.

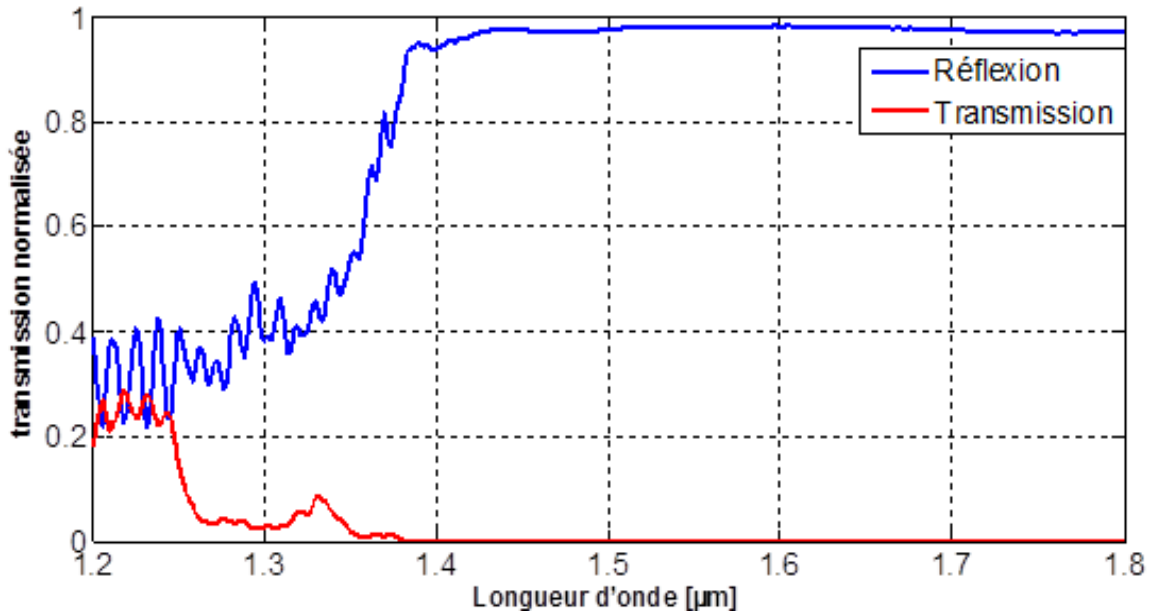
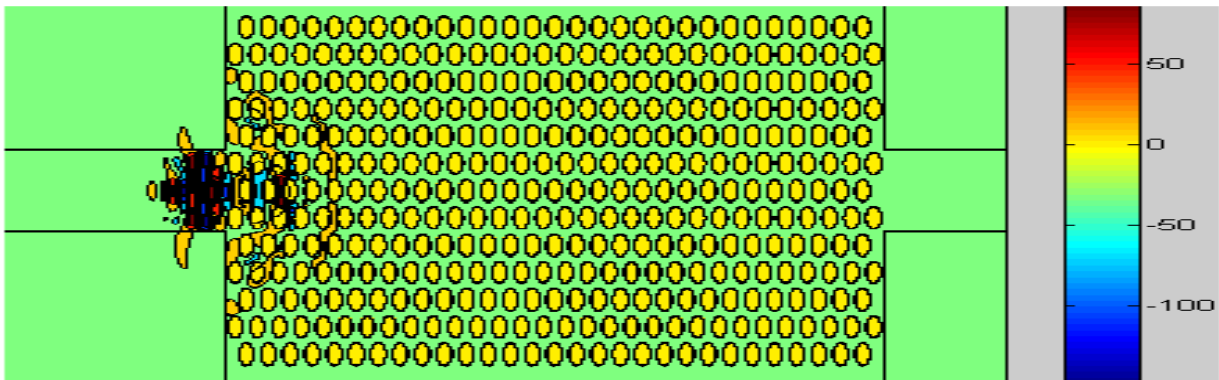
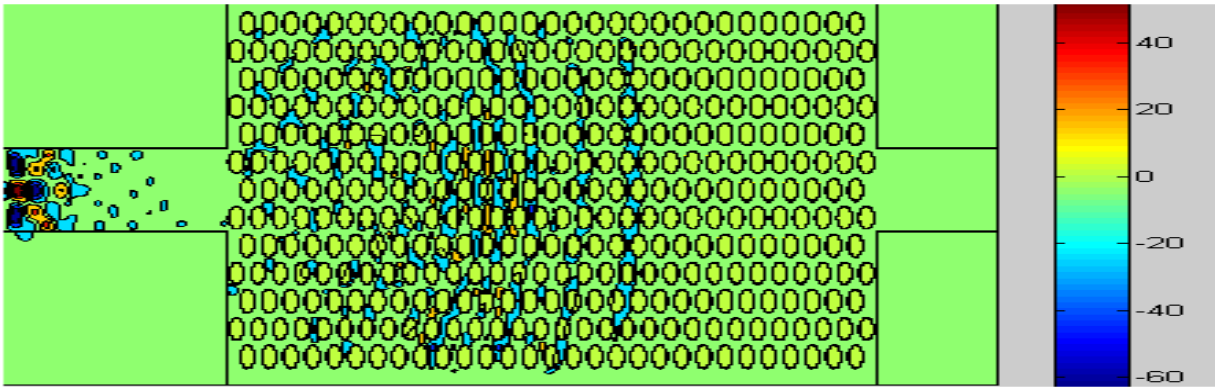


Figure III. 2 : La réponse spectrale en transmission et réflexion.

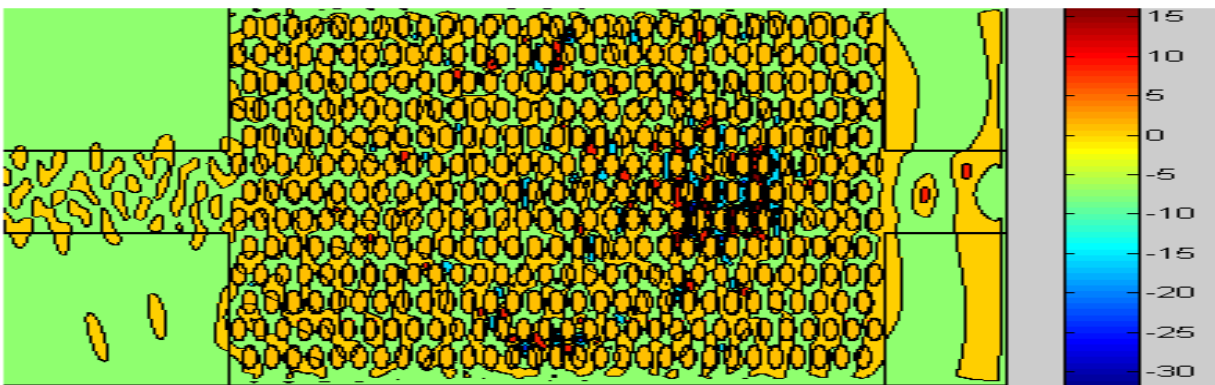
On remarque que le coefficient de transmission est presque nul s'étalant sur la bande de longueur d'onde $[1,2-1,8] \mu\text{m}$, contrairement au coefficient de réflexion qui est élevé sur la gamme de la longueur d'onde. La quantité de réflexion est de l'ordre 98%. Ceci démontre clairement l'absence du phénomène de guidage dans la structure à maille triangulaire sans défaut, la figure III. 3, on schématise la répartition de champ électrique E_z pour 2000, 3500, et 5000 itérations.



(a)



(b)



(c)

Figure III. 3 : Répartition du champ électrique E_z CP-2D triangulaire sans défaut excité en mode TE : (a) 2000 itérations, (b) 3500 itérations, (c) 5000 itérations

La figure III. 3 montre la dispersion de la lumière dans l'air ce qui traduit une forte réflexion et une faible transmission, et on peut clairement voir l'absence de propagation de l'onde dans la structure CP-2D aux différents instants.

III. 2. 2. Structure carrée sans défaut

La structure carrée est définie par les mêmes paramètres d'entrées physiques et géométriques que celles de la structure à maille triangulaire, la structure carrée à simuler est représentée sur la figure III. 4.

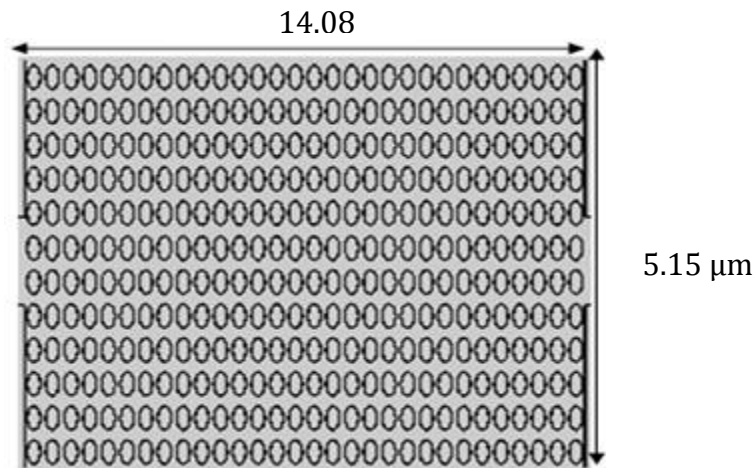


Figure III. 4 : Structure carrée sans défaut.

La réponse spectrale en transmission et en réflexion de la structure à maille carrée obtenue sous FDTD-2D est représentée sur la figure III. 5.

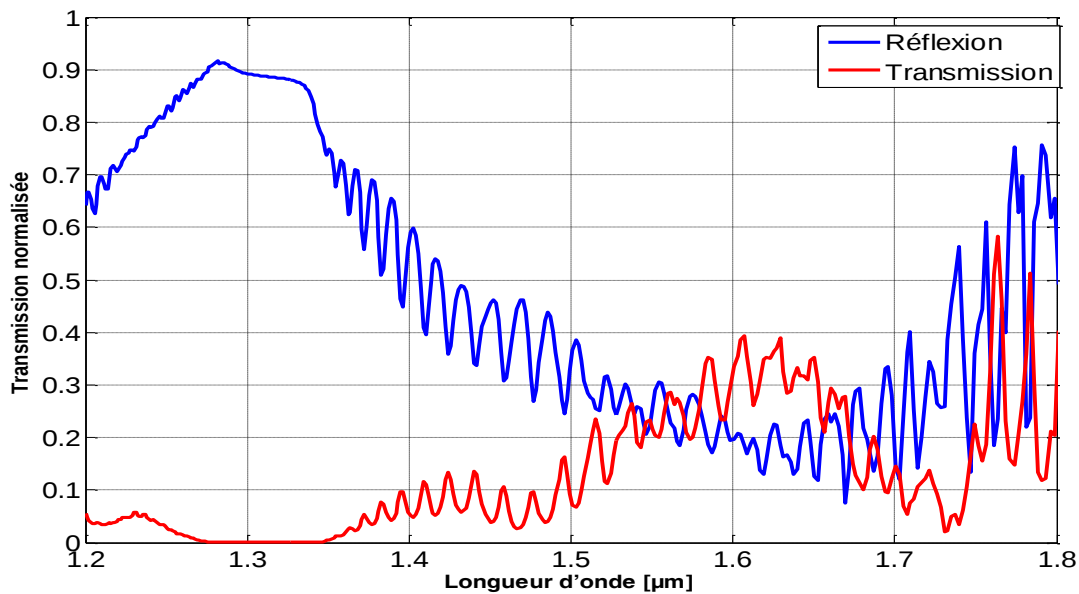
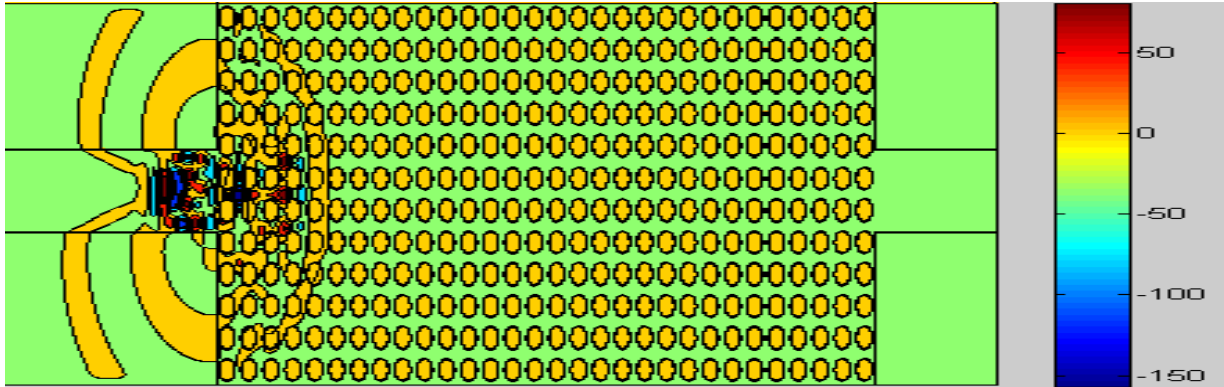


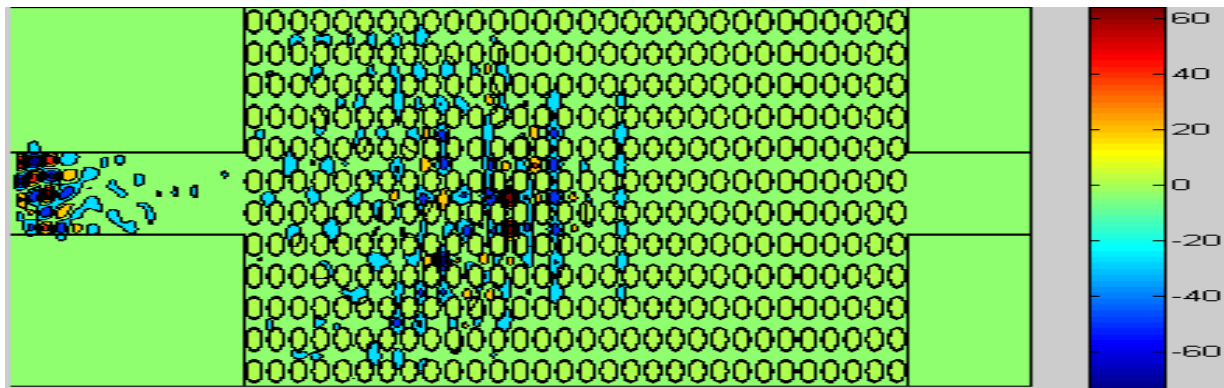
Figure III. 5 : La réponse spectrale en transmission et réflexion

À partir de la figure III. 5, on voit très bien que la transmission de la structure est presque nulle sur la gamme en longueur d'onde s'étalant de $[1,2-1,8]$ μm . La quantité de transmission maximale est de l'ordre de 55% à la longueur d'onde 1,75 μm . La lumière injecté est dispersé dans l'air d'où une réflexion presque maximal en entrée de la structure carrée. Ceci démontre clairement l'absence du guidage dans cette structure photonique.

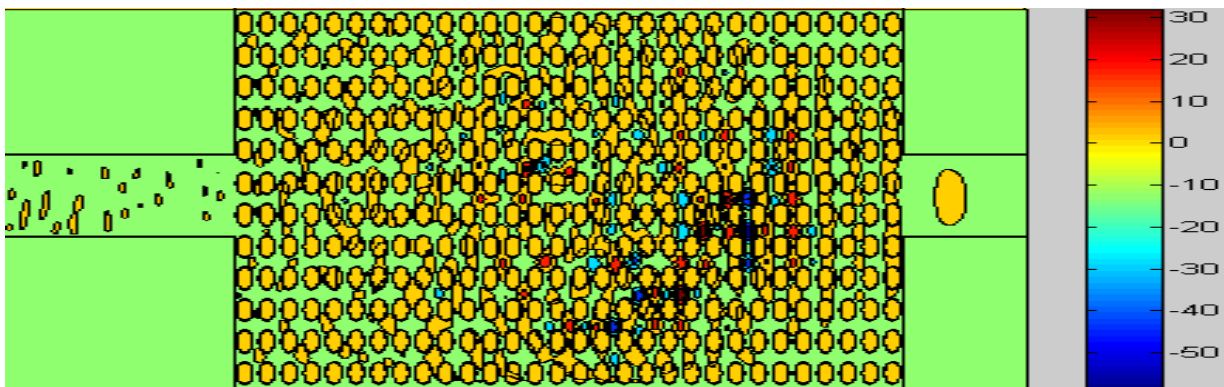
Afin d'observer la propagation de l'onde le long de la structure carrée à différents instants on présente sur la figure III. 6 la répartition du champ électrique E_z de la structure carrée sans défaut pour respectivement 2000, 3500 et 5000 itérations.



(a)



(b)



(c)

Figure III. 6 : Répartition du champ électrique E_z du CP-2D carré sans défaut excité en mode TE :
(a) 2000 itérations, (b) 3500 itérations, (c) 5000 itérations.

Selon la figure III. 6, on voit très bien que le champ électrique est dispersé dans l'air et qui atteint le bord de la structure avec une faible transmission.

III. 3. Etude des structures bidimensionnelles avec défaut

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

III. 3. 1. Conception du guide mono-rangée $W_1^k A$

Les guides d'ondes, qui sont obtenus par le retrait d'une ou plusieurs rangées de trous d'air d'un réseau qui peut être soit triangulaire ou carré, sont le long de la direction du côté le plus long du domaine de calcul. Le matériau diélectrique a une constante diélectrique de 10,5 (c'est-à-dire un indice de réfraction de 3.24 dans une structure dopée InP/GaInAsP/InP) pour obtenir une bande interdite photonique autour de 1,31 μm et 1,55 μm . Une constante de réseau est de 0,48 μm avec un facteur de remplissage d'environ 44% ont été choisis pour une structure triangulaire. La structure est excitée en polarisation TE. Une source pulsée Gaussienne est utilisée pour exciter le mode de guide d'onde fondamentale à l'entrée du guide d'onde. Le pas de discrétisation est choisi tel que $\Delta x = \Delta y = 0.04 \mu m$ et le nombre total d'itérations est 5000.

III. 3. 1. 1. Guide $W_1^k A$ en structure triangulaire

La structure CP-2D du guide $W_1^k A$ mono-rangée et représentée sur la figure ci-dessous :

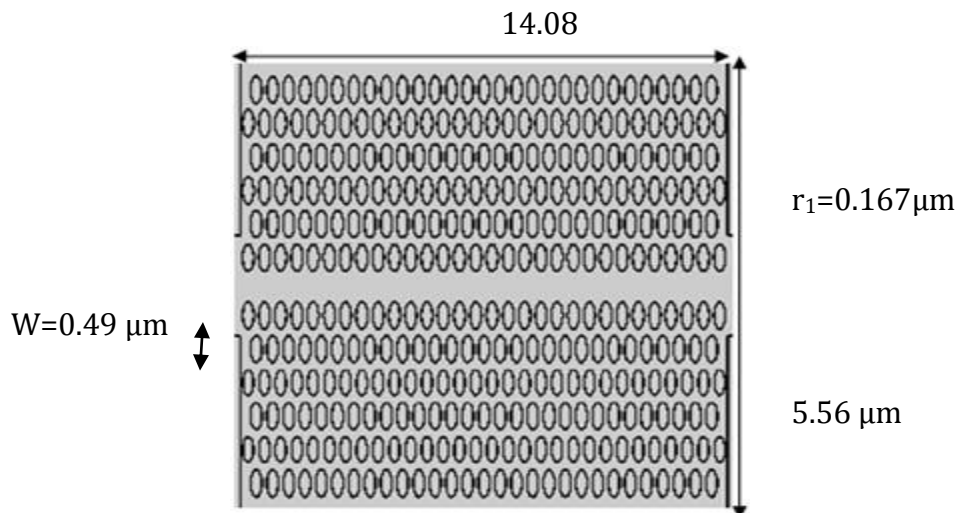


Figure III. 7 : Structure triangulaire avec défaut.

La réponse spectrale en transmission et réflexion du guide $W_1^k A$ et présenté sur la figure III. 8

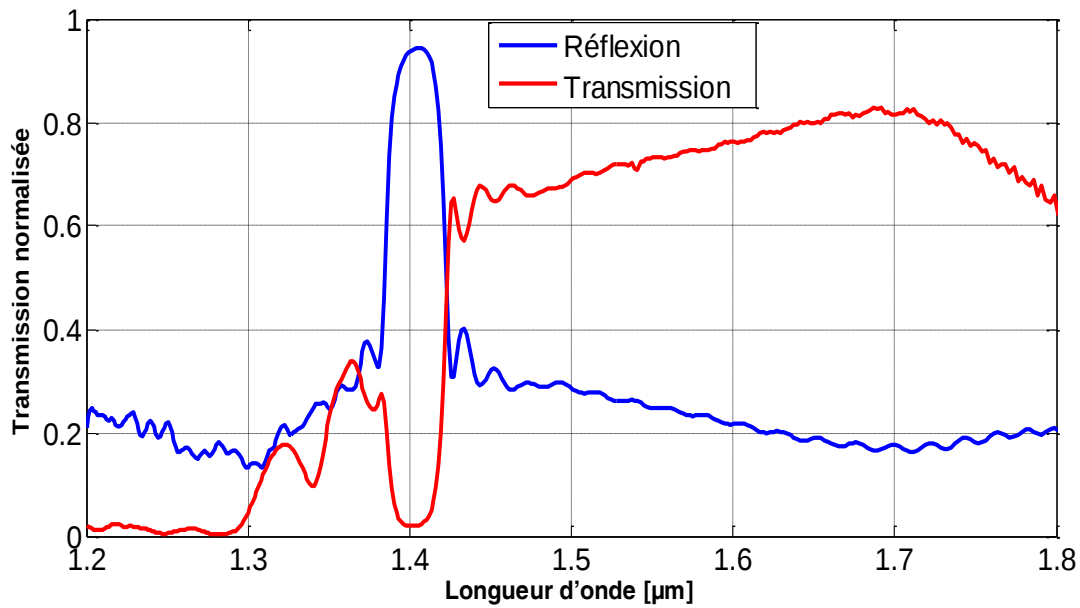
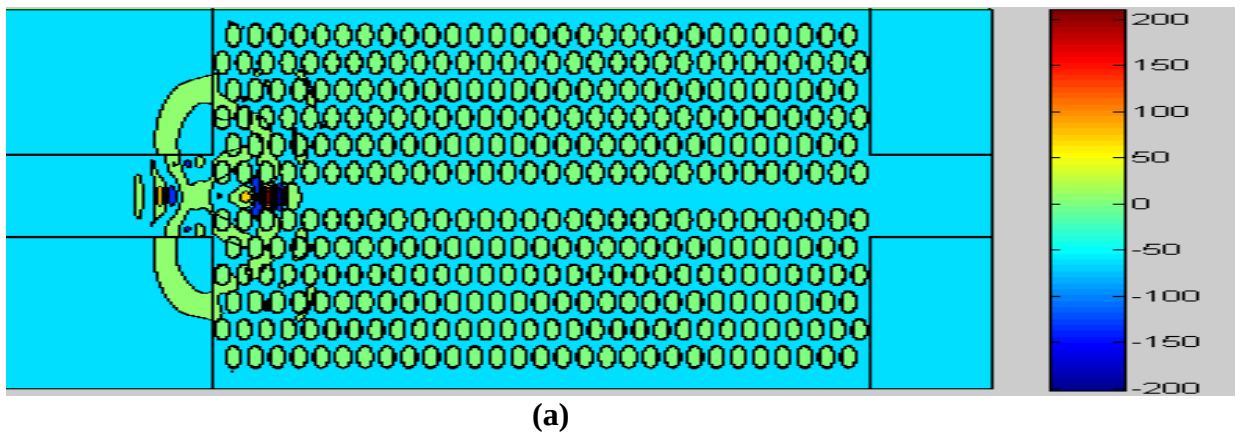
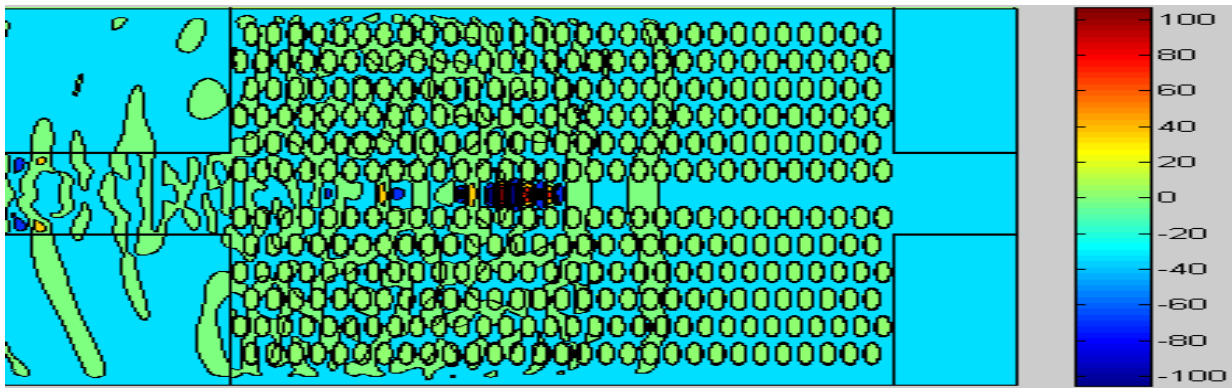


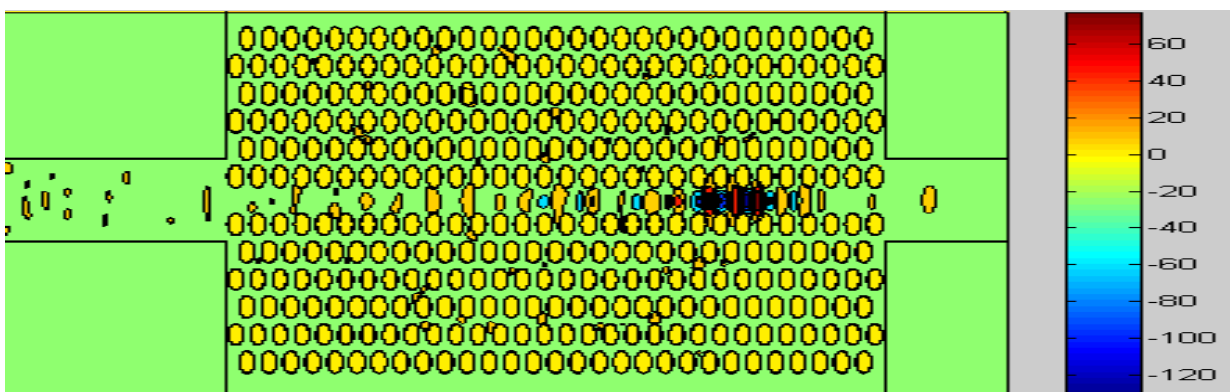
Figure III. 8 : La réponse spectrale en transmission et réflexion.

La figure III. 8, montre qu'il y a une transmission s'étend sur la gamme de longueurs d'ondes $[1,2 - 1,8]$ μm . La transmission en voisinage de la longueur d'onde $1,31 \mu\text{m}$ est faible .et la transmission en voisinage de $1,55 \mu\text{m}$ est de l'ordre de 73%. Ces maximums sont certainement explicables par la présence du mode guidé sans pertes qui existe à ces longueurs d'ondes, a distribution du champ électrique E_z aux itérations 2000, 3500 et 5000 est présentée sur la figure III. 9.





(b)



(c)

Figure III. 9 : Répartition du champ électrique E_z du guide triangulaire avec défaut excité en mode TE : (a) 2000 itérations, (b) 3500 itérations, (c) 5000 itérations.

Selon la figure III. 9, on remarque très bien la propagation de l'onde à travers le guide et qui atteint le bord du guide. La réflexion étant nulle au niveau de l'entrée du guide $W_1^k A$ à maille triangulaire.

III. 3. 1. 2. Guide $W_1^k A$ en structure carrée

Considérons un autre guide $W_1^k A$ d'un réseau carré bidimensionnel présenté par la figure III. 10

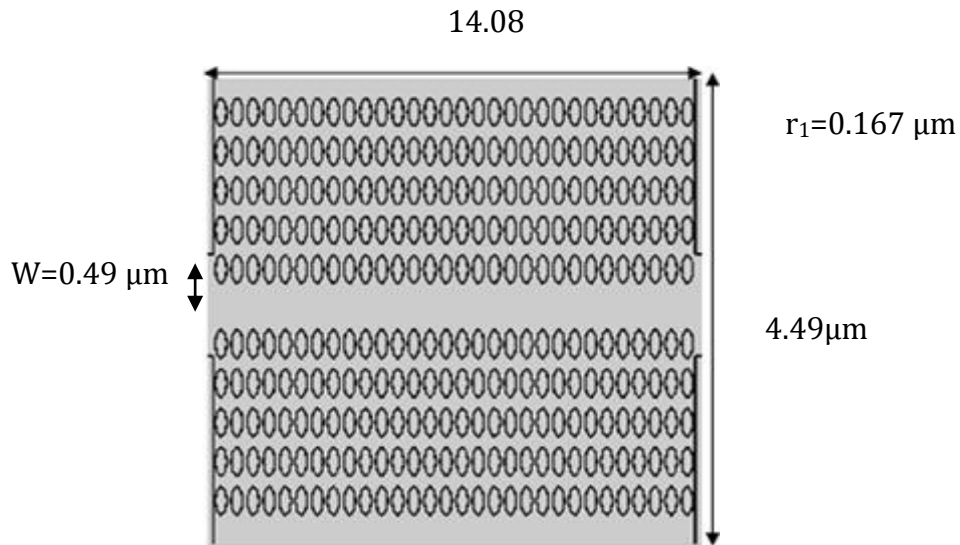


Figure III. 10 : Structure carrée d'un guide $W_1^K A$.

Sur la figure III. 11, on présente la réponse spectrale en terme de transmission et réflexion du guide $W_1^K A$ à maille carrée.

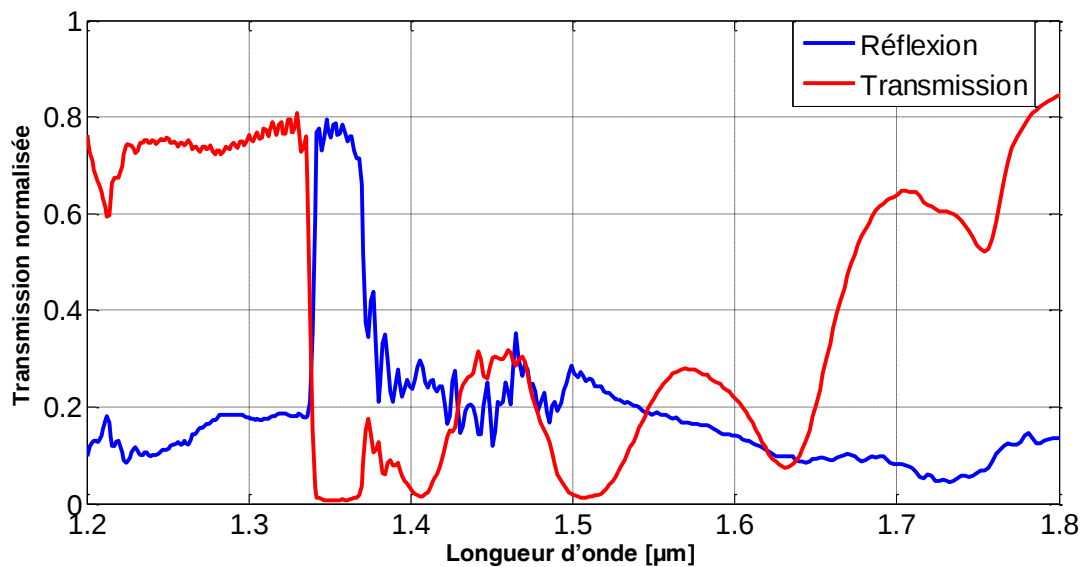
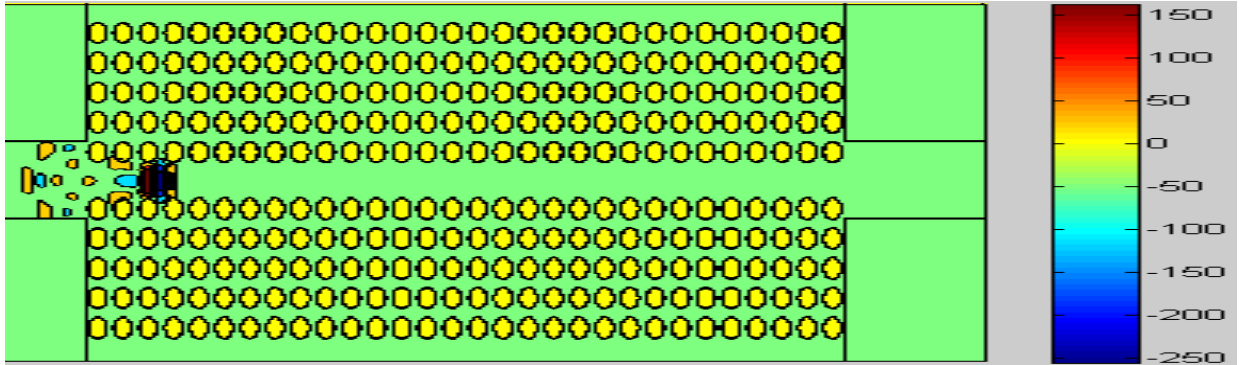


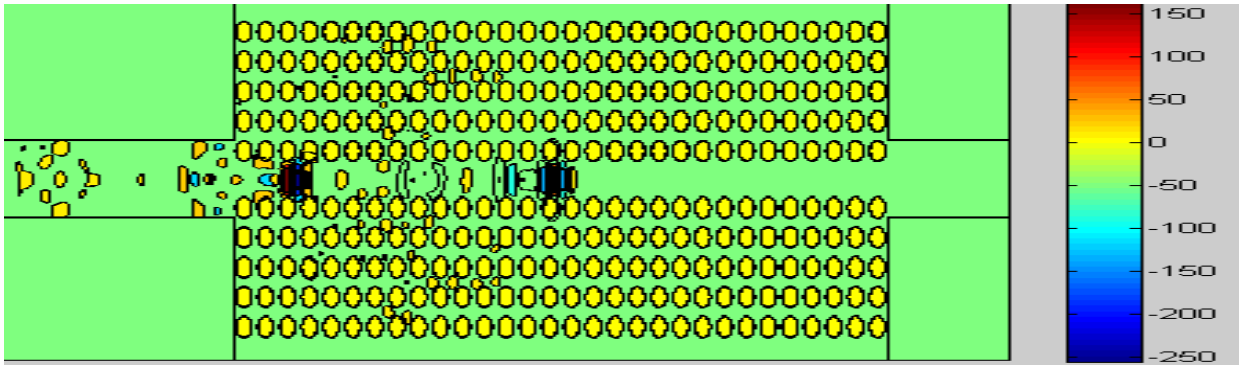
Figure III. 11 : La réponse spectrale en transmission et réflexion.

D'après la figure III. 11, on voit clairement que la transmission qui s'étend sur la gamme $[1.2 - 1.8] \mu m$ atteint un niveau de l'ordre de 83% à la longueur d'onde $1.8 \mu m$. Ce maximum est certainement explicable par la présence du mode guidé sans pertes qui existe à cette longueur d'onde. Alors que la faible dégradation de la valeur de la transmission est probablement due aux faibles pertes.

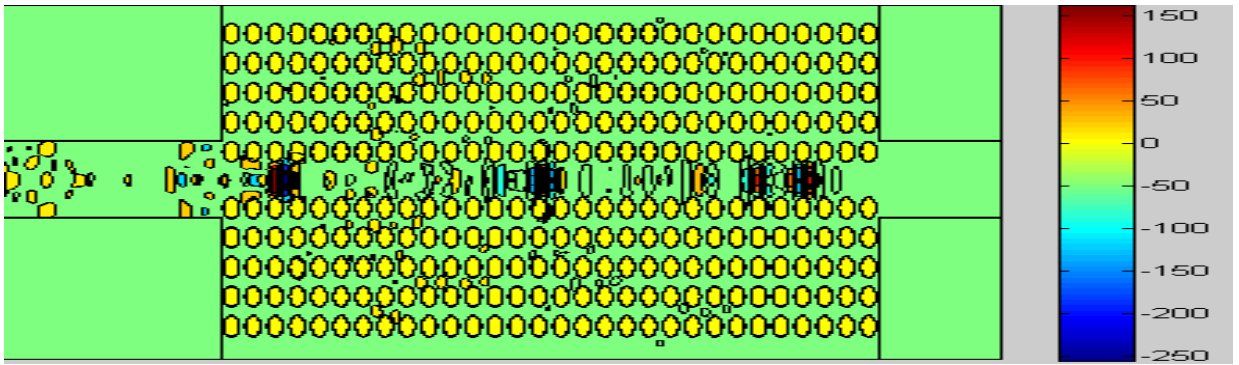
Les répartitions spatiales temporelles du champ électrique E_z sont représentées sur la figure III. 12 de guide mono-rangée $W_1^K A$ en structure carrée.



(a)



(b)



(c)

Figure III. 12 : Répartition du champ électrique E_z du guide mono-rangée $W_1^k A$ excité en mode TE : (a) 2000 itérations, (b) 3500 itérations, (c) 5000 itérations.

D'après la figure III. 13 on voit clairement l'apparition de phénomène de guidage de la lumière à travers le défaut pour différents itérations

III. 3.2. Conception du guide $W_3^K A$

Dans cette section, nous focalisons notre intérêt sur l'analyse d'un autre type de guide très employé en optique intégrée. Il s'agit d'un guide nommé souvent par $W_3^K A$ obtenu par le retrait de trois rangées de trous d'air des réseaux carrées et triangulaires.

III. 3. 2. 1. Conception du guide $W_3^K A$ en structure triangulaire

En premier lieu, on présente la structure de guide $W_3^K A$ triangulaire créé par la suppression de trois rangées parallèles, donnée par la figure III.13.

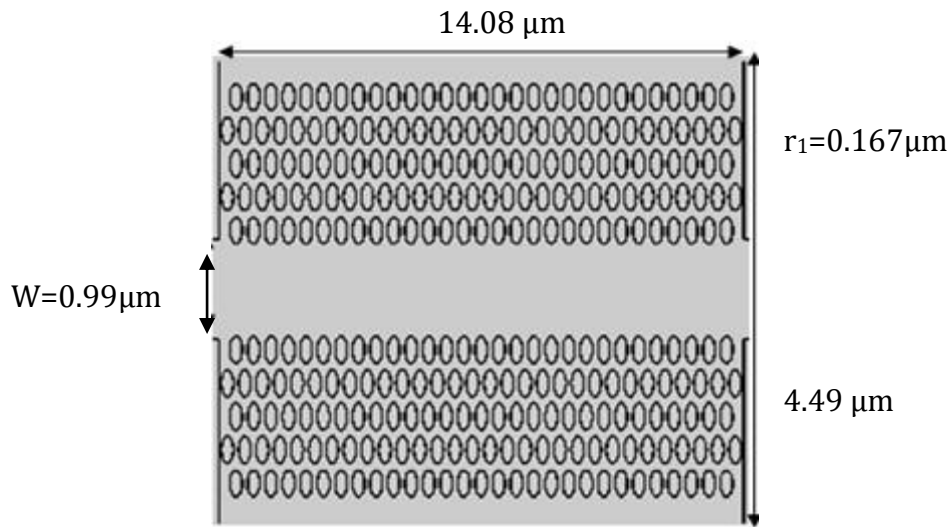


Figure III. 13 : Structure triangulaire d'un guide $w_3^k A$

Sur la figure III. 14, on représente la réponse spectrale en transmission et de réflexion du guide $w_3^k A$.

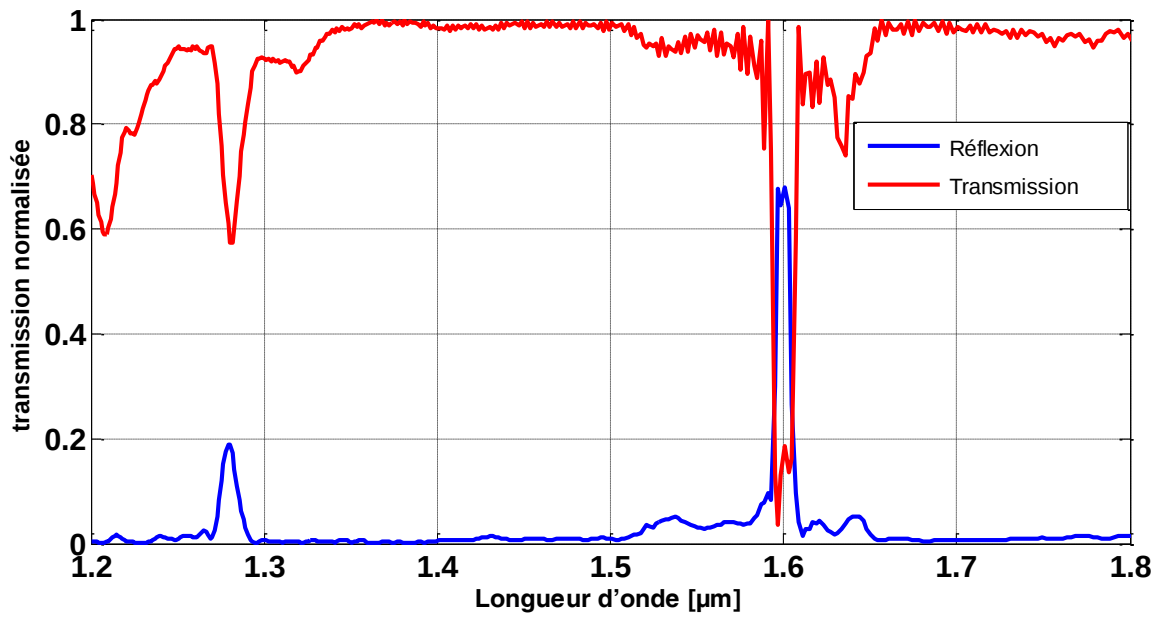
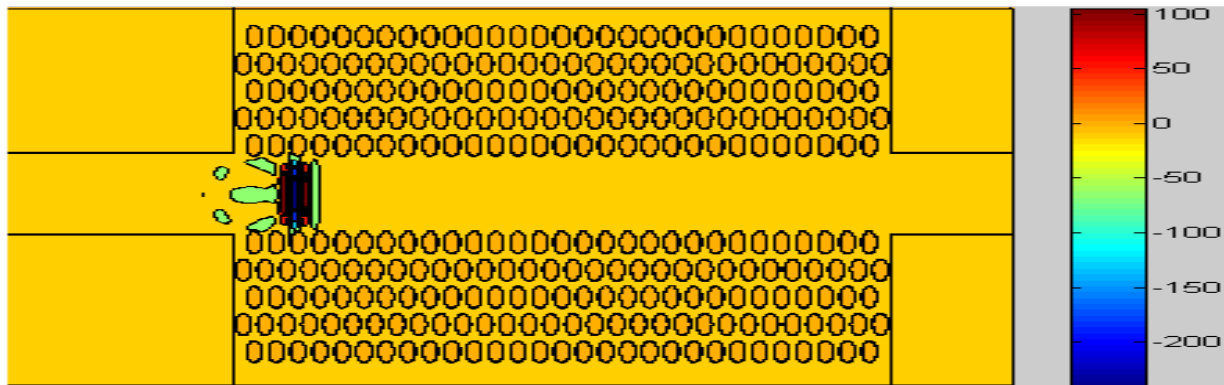


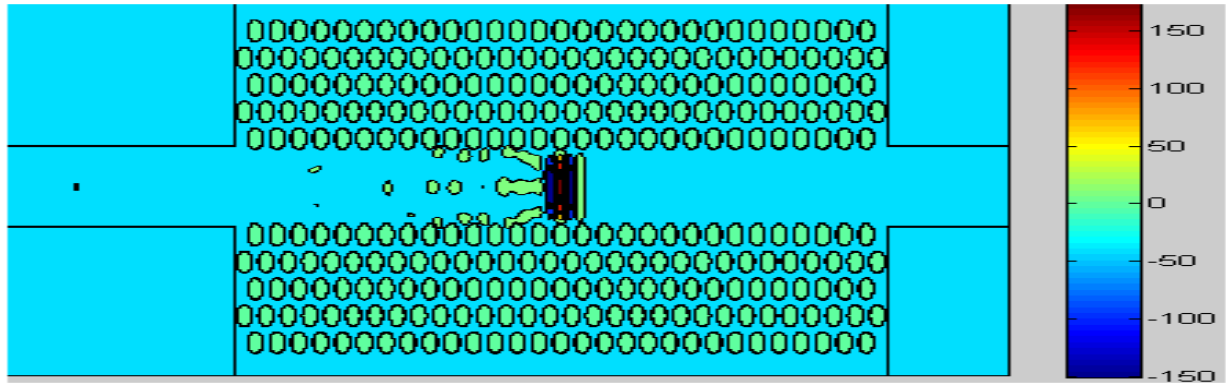
Figure III. 14 : La réponse spectrale en transmission et réflexion

La figure III. 14, présente une transmission maximale dans les bandes s'étalant sur la gamme des longueurs d'ondes $[1,35-1,51]$ μm et $[1,66-1,9]$ μm qui plafonne 100%. Aux les deux longueurs d'ondes 1,55 μm et 1,31 μm la transmission enregistrée est de 98%

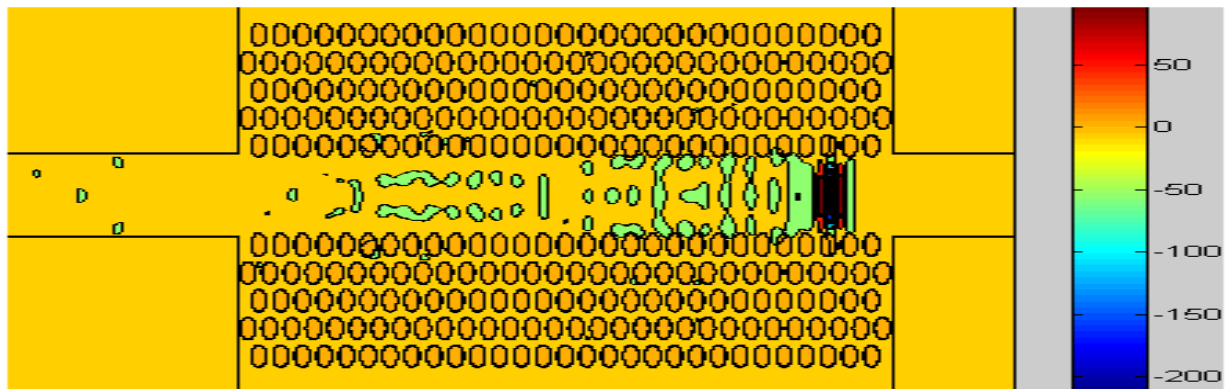
On présente sur la figure III. 15, la répartition de champ électrique E_z à travers le guide $w_3^k A$.



(a)



(b)



(c)

Figure III. 15 : Répartition du champ électrique E_z du guide W_3^kA excité en mode TE : (a) 2000 itérations, (b) 3500 itérations, (c) 5000 itérations.

On remarque clairement d'après la figure III. 15, la propagation de la lumière le long du canal du guide W_3^kA . Ceci démontre clairement l'existence du phénomène de guidage et que l'onde atteint le bord du guide sans réflexion.

III. 3. 2. 2. Conception du guide W_3^kA en structure carrée

Cette conception des guides W_3^kA à maille carrée ayant les mêmes paramètres d'entrée que celles traitées dans la section précédente.

La figure III. 16 représente la structure de guide w_3^kA avec un motif carré.

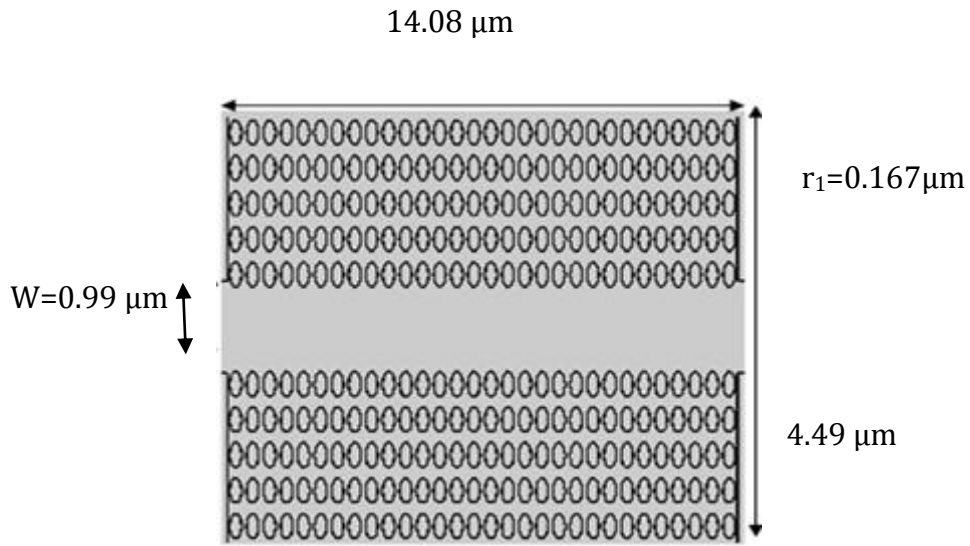


Figure III. 16 : Structure carrée constitué d'un guide $w_3^k A$.

Sur la figure III. 17, on présente les performances de la structure étudiée en terme de transmission et de réflexion.

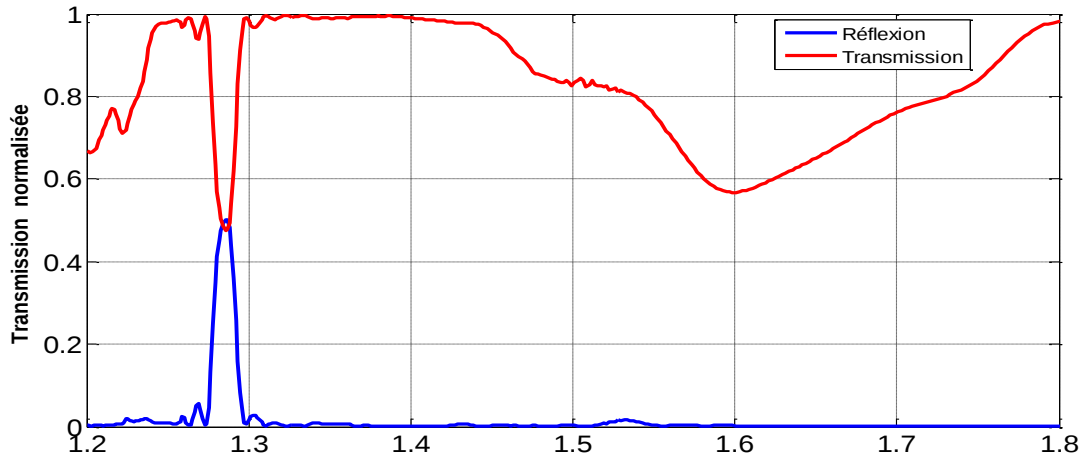
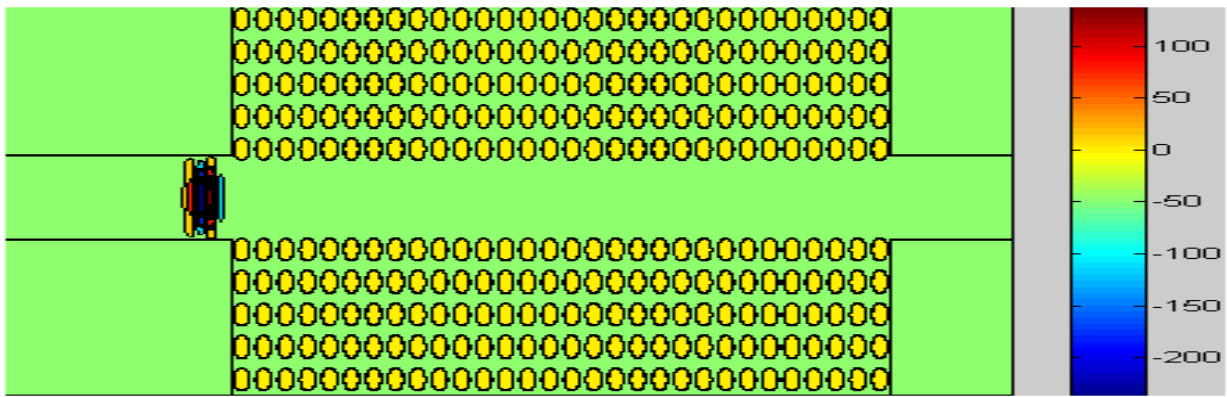


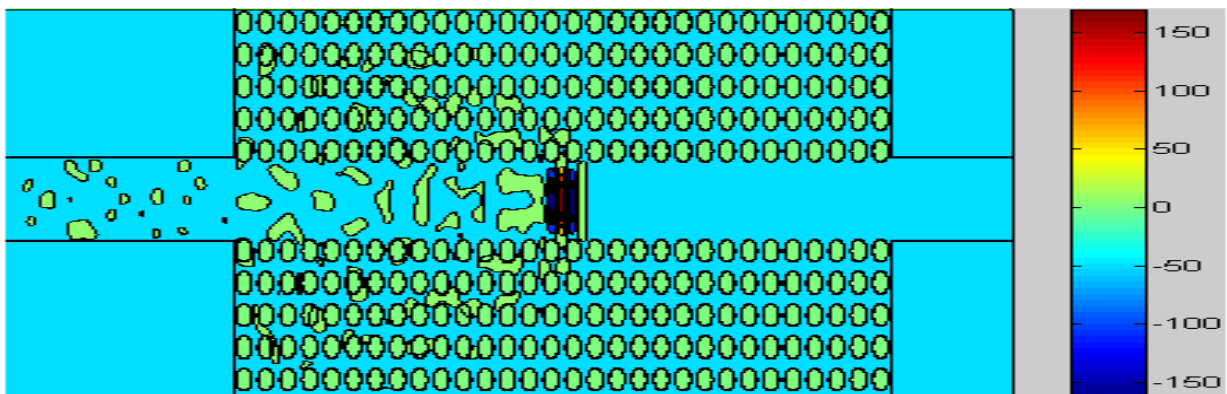
Figure III. 17 : La réponse spectrale en transmission et réflexion.

Sur la figure III. 17, on observe une transmission élevée s'étalant sur la gamme des longueurs d'ondes $[1.2-1.8] \mu\text{m}$. L'apparition des faibles transmissions sont dues à la présence des mini-BIPs avec une réflexion quasiment nulle à la longueur d'onde $1.6 \mu\text{m}$.

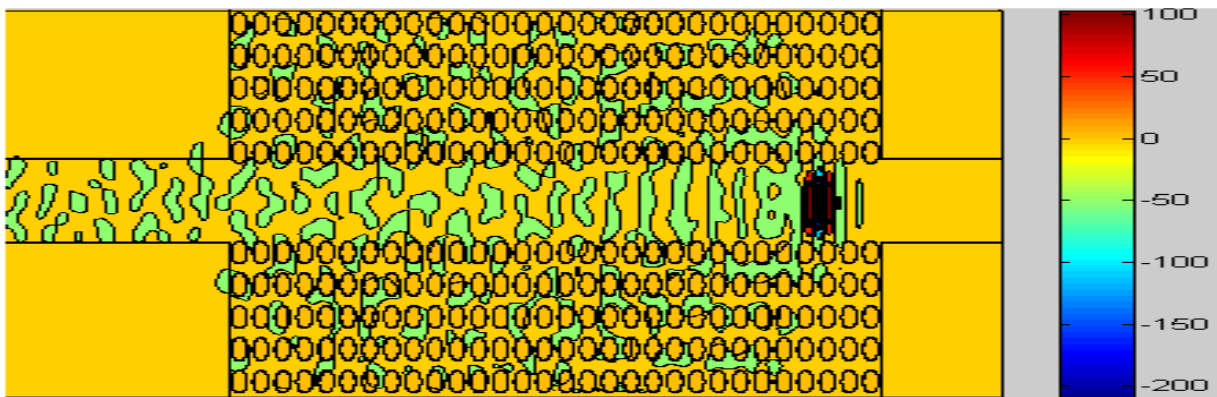
On présente sur la figure III. 18, la répartition de champ électrique E_z à travers le guide $w_3^k A$



(a)



(b)



(c)

Figure III. 18 : Répartition du champ électrique E_z du guide W_{3KA} excité en mode TE : (a) 1500 itérations, (b) 2000 itérations, (c) 3500 itérations, (d) 5000 itérations.

D'après la figure III. 18 on remarque l'acheminement de l'onde à travers le canal de l'entrée vers la sortie aux différents instants.

III. 4. Présentation des filtres

Dans cette partie, nous présentons quelques topologies des filtres proposés et conçus par des calculs de simulation.

Comme première étape, nous avons tracé les réponses spectrales en transmission de différents guides mono-rangeés $W_1^K A$ séparés possédants des rayons de trous d'air différents, figures III.19, figures III.20, figures III.21, figures III.22, afin de confirmer leurs transport et la sélection des longueurs d'ondes souhaitées 1.31 μm et 1.55 μm .

Les résultats obtenus nous montrent l'apparition de larges bandes de transmission s'étalant sur certaines bandes de longueur d'onde bien définies. Le coefficient de transmission dans les différents cas peut atteindre des valeurs jusqu'à 82%.

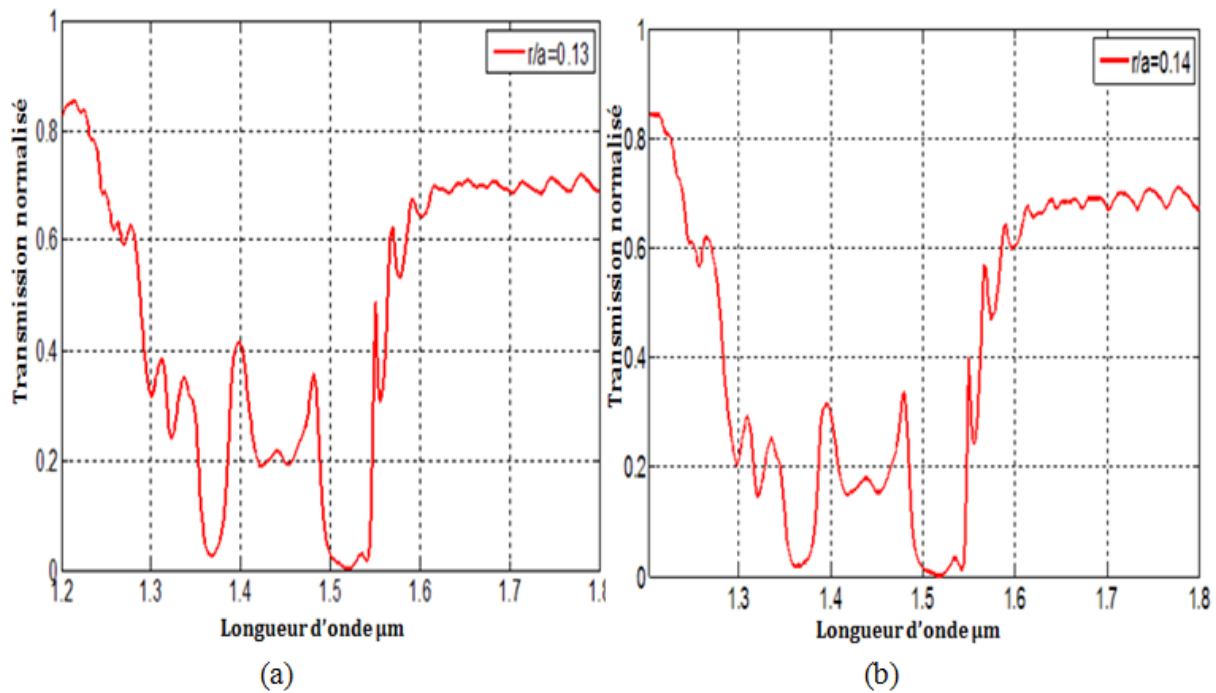


Figure III. 19 : Spectres de transmission normalisés obtenues de : guide $W_1^K A$ triangulaire de rayon normalisé $r_1=0.13$, (b) guide $W_1^K A$ triangulaire de rayon normalisé $r_2=0.14$.

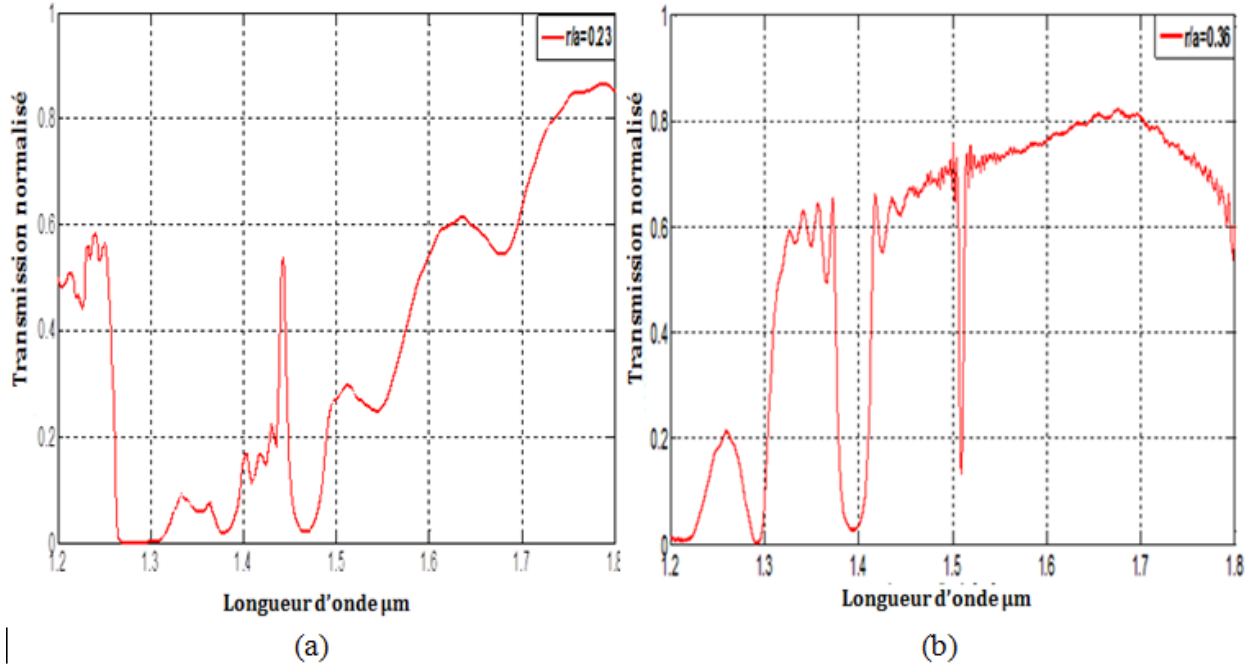


Figure III. 20 : Spectres de transmission normalisés obtenues de : (a) guide $W_1^K A$ triangulaire de rayon normalisé $r_1=0.23$, (b) guide $W_1^K A$ triangulaire de rayon normalisé $r_2=0.36$.

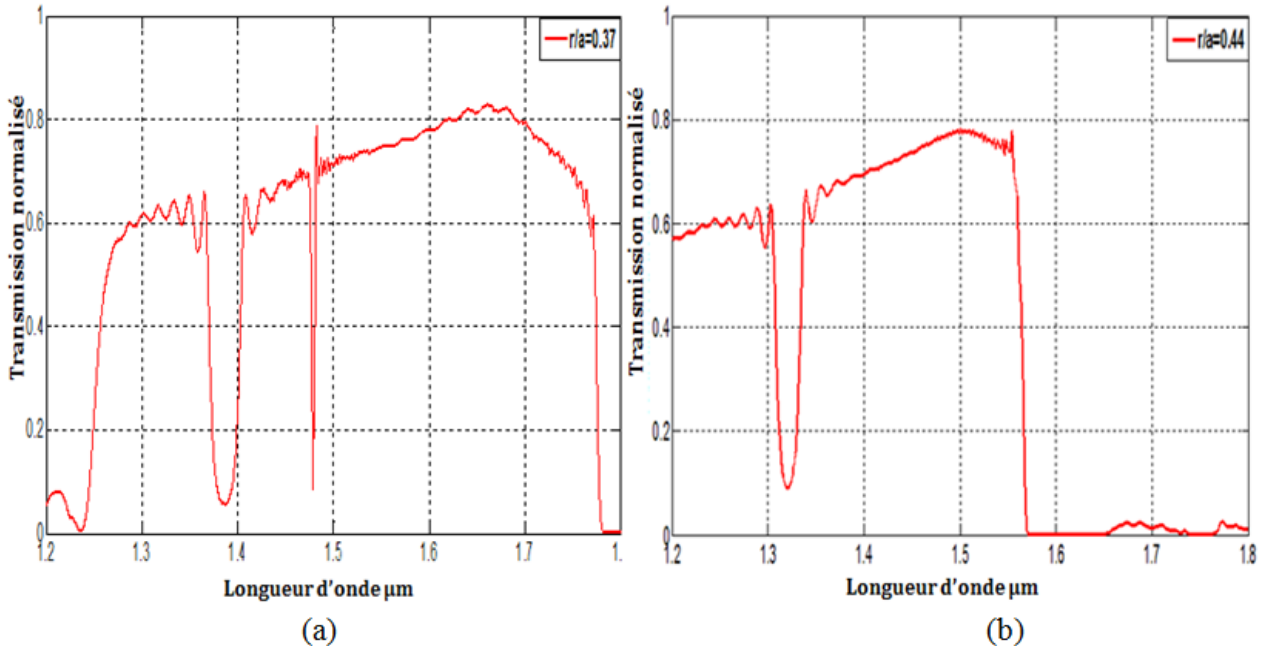


Figure III. 21 : Spectres de transmission normalisés obtenues de : (a) guide $W_1^K A$ triangulaire de rayon normalisé $r_1=0.37$, (b) guide $W_1^K A$ triangulaire de rayon normalisé $r_2=0.44$.

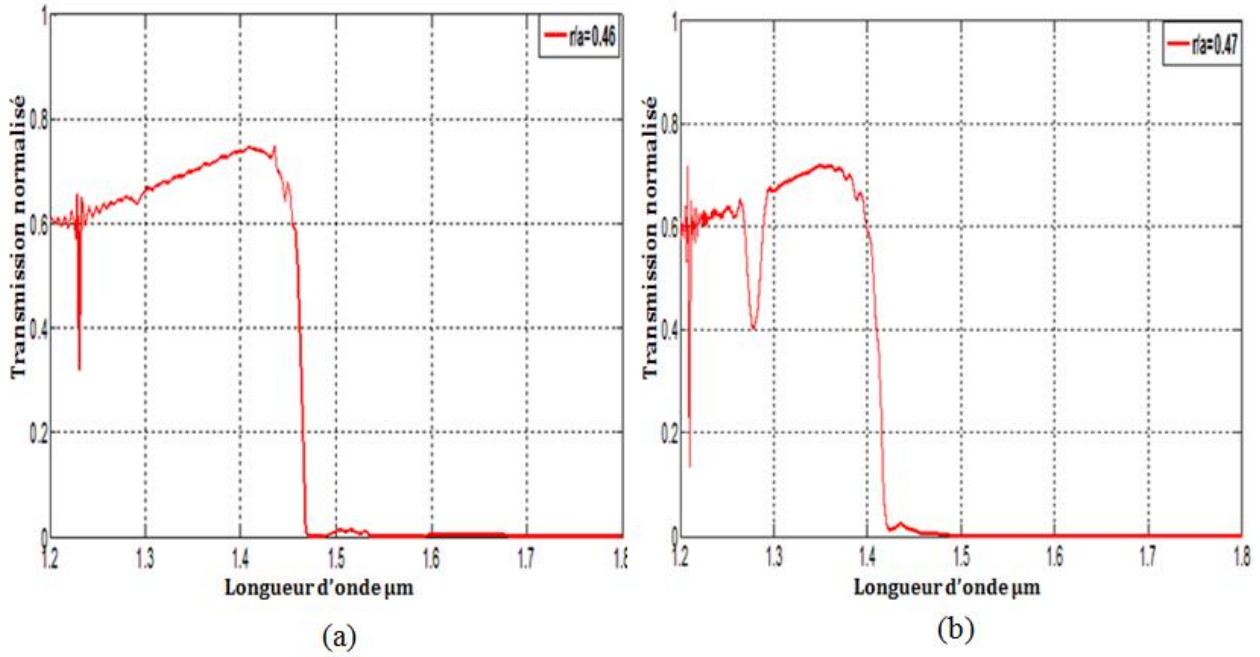


Figure III. 22: Spectres de transmission normalisés obtenues de : **(a)** guide $W_1^K A$ triangulaire de rayon normalisé $r_1=0.46$, **(b)** guide $W_1^K A$ triangulaire de rayon normalisé $r_2=0.47$.

Selon les figures III.19 jusqu'à III.22, on remarque que le rayon normalisé est inversement proportionnel à la bande de transmission, plus le rayon normalisé du guide d'onde $W_1^K A$ augmente plus la bande permise se déplace vers les bases longueurs d'ondes ceci se justifie par la carte de bande dans le premier chapitre (figure I.15).

III. 4.1. Topologies des filtres étudiés

Dans ce qui va suivre, nous allons proposer plusieurs topologies des filtres opérants aux deux longueurs d'ondes désirées. Ce filtre est conçu dans des structures à base de Cps 2D à maille triangulaire percés dans une hétéro structure d'indice optique $n=3.24$. La représentation du champ électrique sera faite pour les différentes itérations, en utilisant la méthode FDTD-2D.

III. 4.1. Première topologie

La première topologie du filtre est représentée sur la figure III. 23. Elle est constituée par la combinaison de deux guides triangulaires $W_1^K A$. Les détails géométriques de ce filtre sont illustrés sur la même figure.

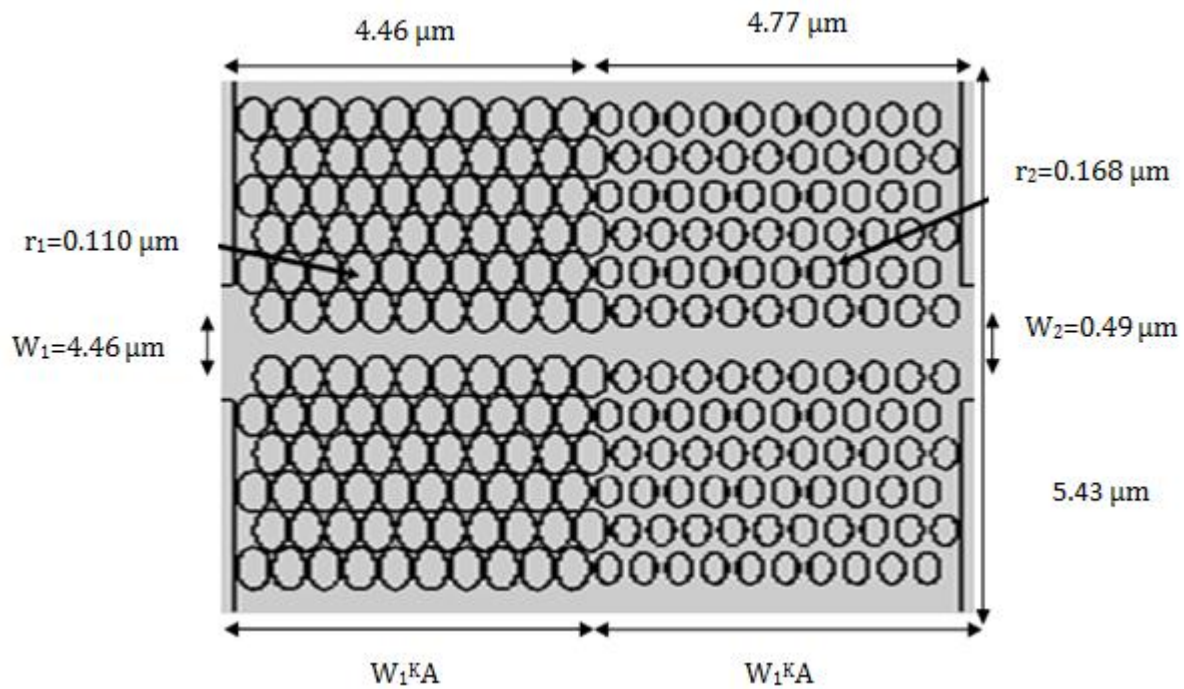


Figure III. 23 : Structure d'un filtre constitué de deux guides $W_1^k A$ triangulaire

Les performances de filtre en termes de transmission obtenus par la méthode FDTD-2D sont présentées sur la figure III. 24

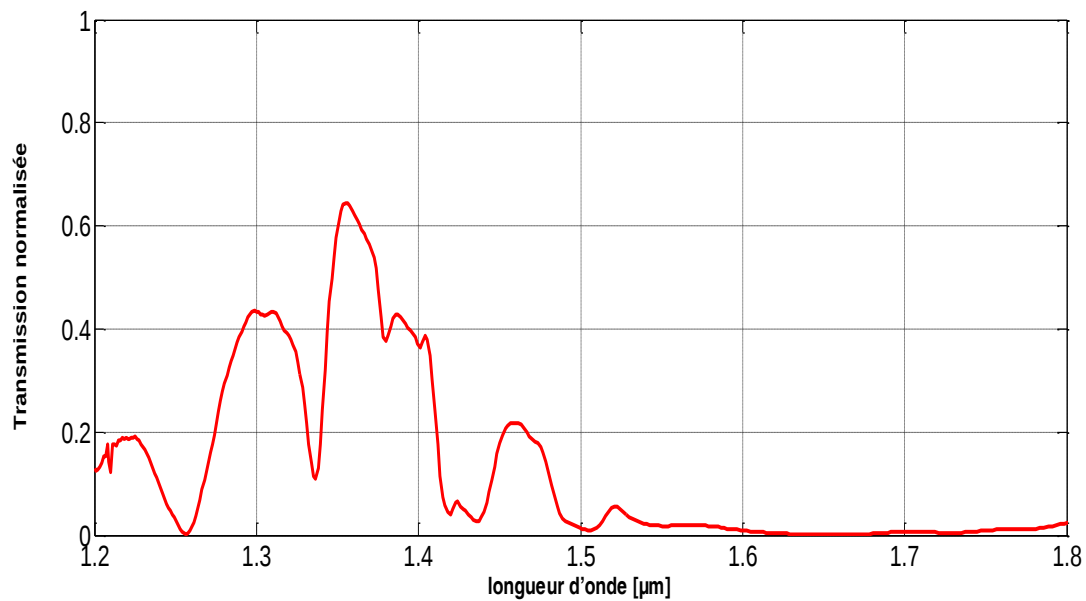
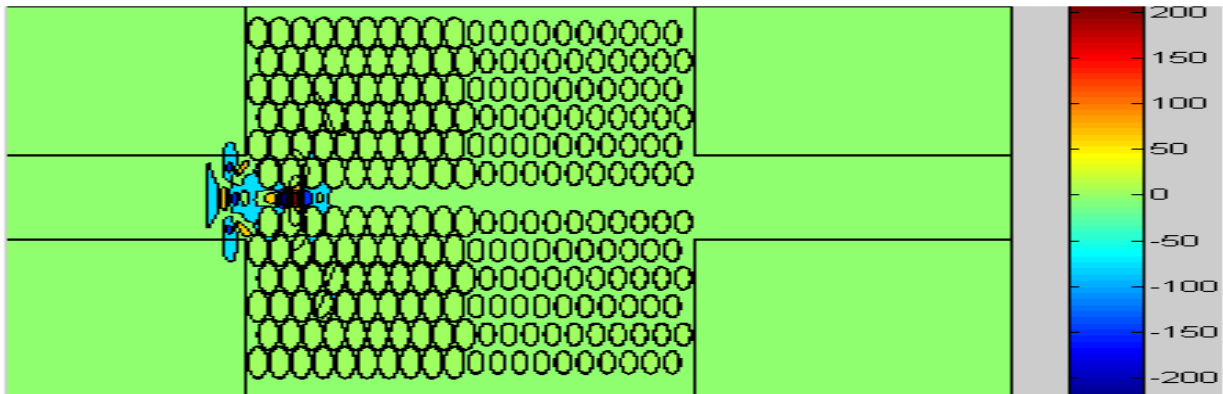


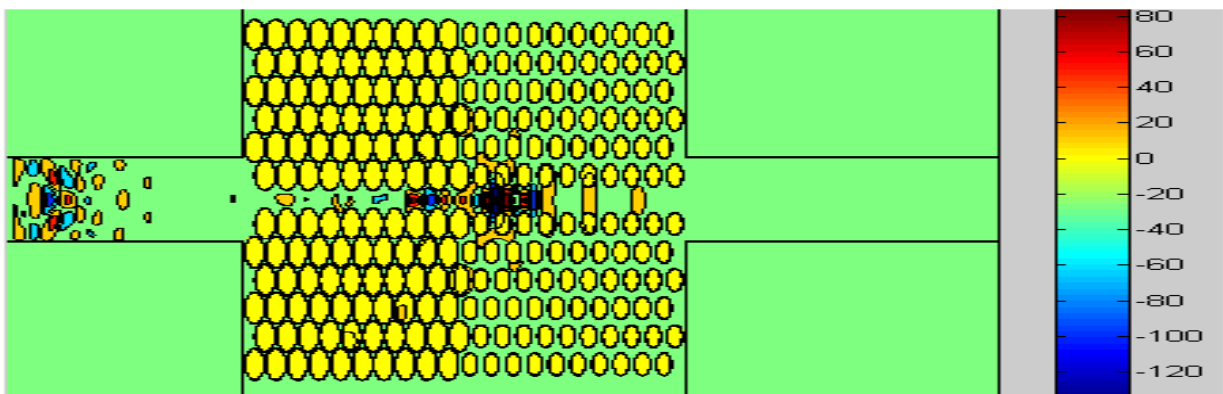
Figure III. 24 : La réponse spectrale en transmission de filtre étudié.

D'après le tracé graphique de la figure III. 24 représentant la réponse spectrale de la première topologie du filtre proposé, nous remarquons que la transmission est nulle sur la gamme des longueurs d'ondes $[1.6-1.8]$. Et elle dépasse les 40 % pour la valeur $1.31\mu\text{m}$ à la longueur d'onde $1.55\mu\text{m}$, la valeur de transmission enregistrée est très faible. Ce résultat signifie que ce filtre n'est pas adéquat pour sélectionner les fréquences désirées.

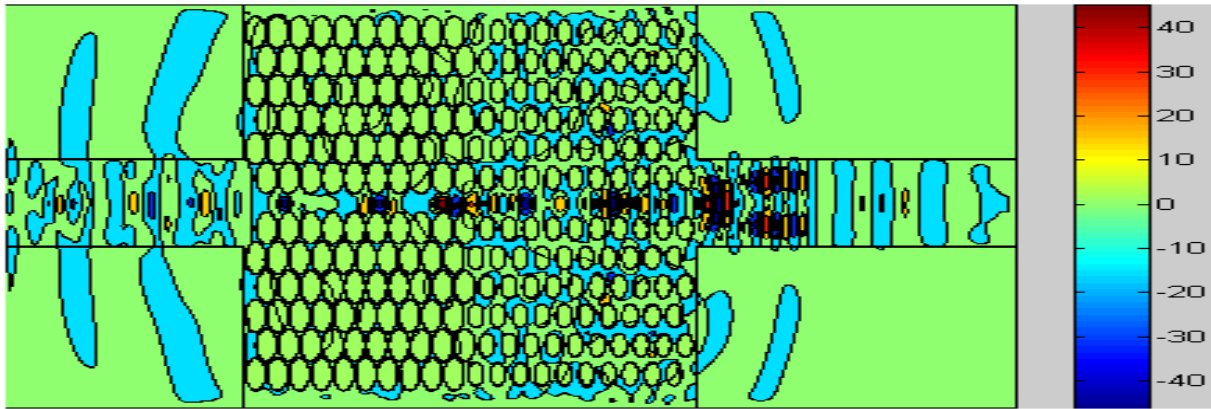
Ce résultat est confirmé par la distribution du champ électrique E_z pour différentes itérations, (la figure III. 25). Qui montre clairement le guidage de la lumière à travers le filtre mais sans aspect sélectif.



(a)



(b)



(c)

Figure III. 25 : Répartition du champ électrique E_z du filtre excité en mode TE : (a) 2000 itérations, (b) 3000 itérations, (c) 5000 itérations.

III. 4. 1. 2. Deuxième topologie

Pour cette topologie de filtre, nous avons gardé la première topologie avec une modification des rayons des trous d'air. C'est à dire cette deuxième topologie est obtenue par l'association en cascade de deux guides d'ondes W_1^k dans un réseau triangulaire. Les paramètres de ce filtre sont indiqués dans la figure III. 26. Nous précisons que le réseau triangulaire est préféré par rapport au carré car il présente d'avoir une bande interdite photonique plus large.

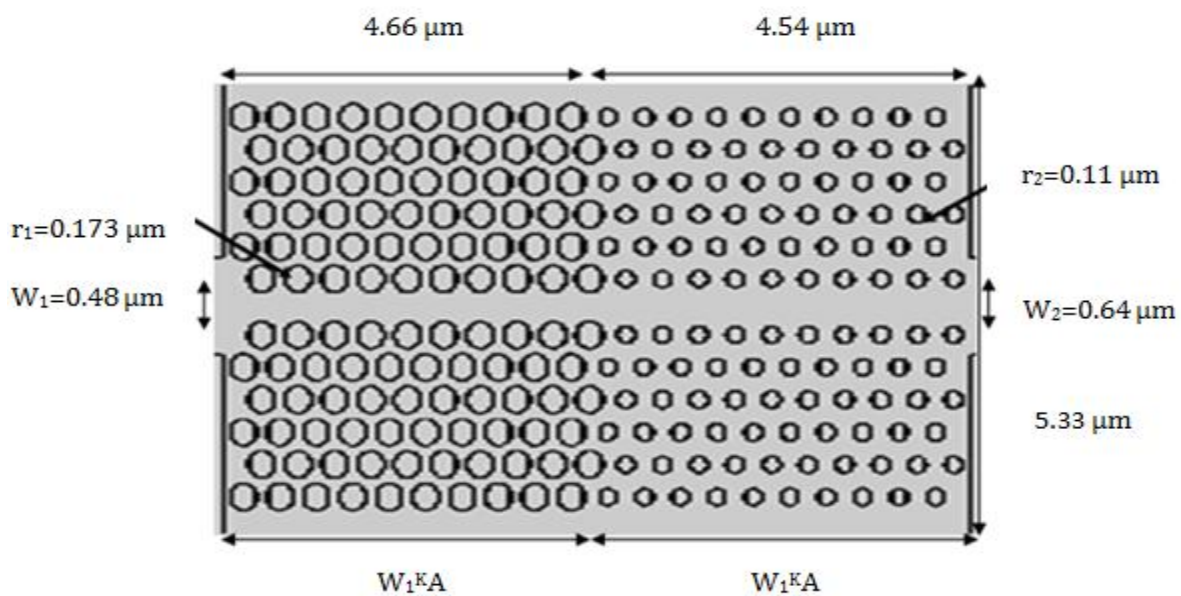


Figure III. 26 : Structure d'un filtre constitué de deux guides W_1^k triangulaire.

La figure III. 27 montre la réponse spectrale en transmission de filtre sélectif, excité en mode TE obtenu avec la méthode de calcul FDTD-2D.

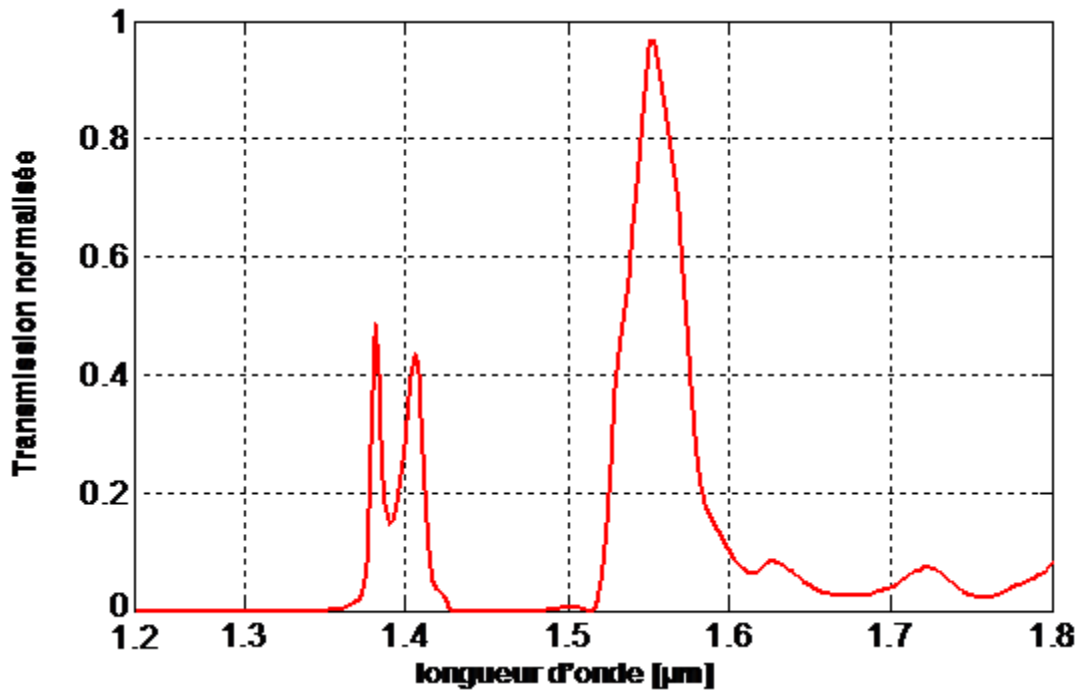
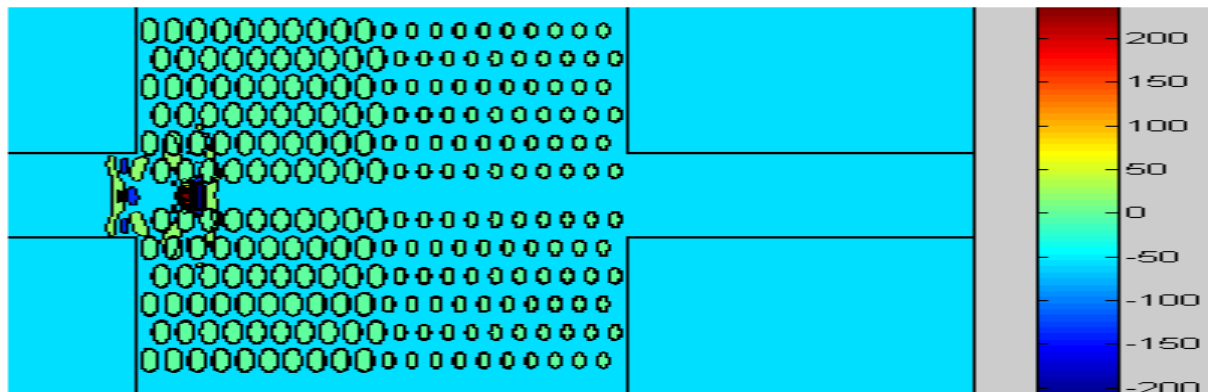


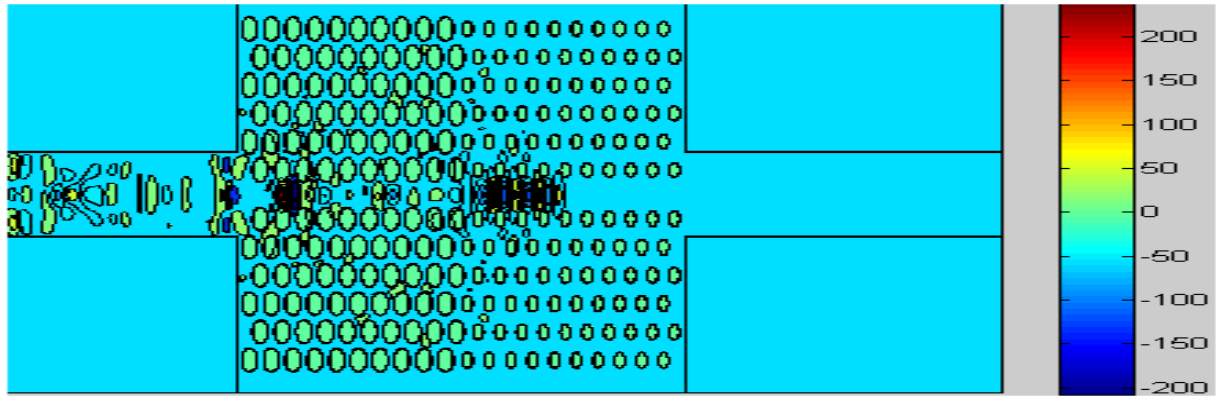
Figure III. 27 : La réponse spectrale en transmission de filtre bi-bandes sélectif étudié.

Selon la figure III. 27, on voit clairement que la transmission est maximale à la longueur d'onde 1.55 μm , qui est de l'ordre 93 % par contre elle est nulle pour 1.31 μm .

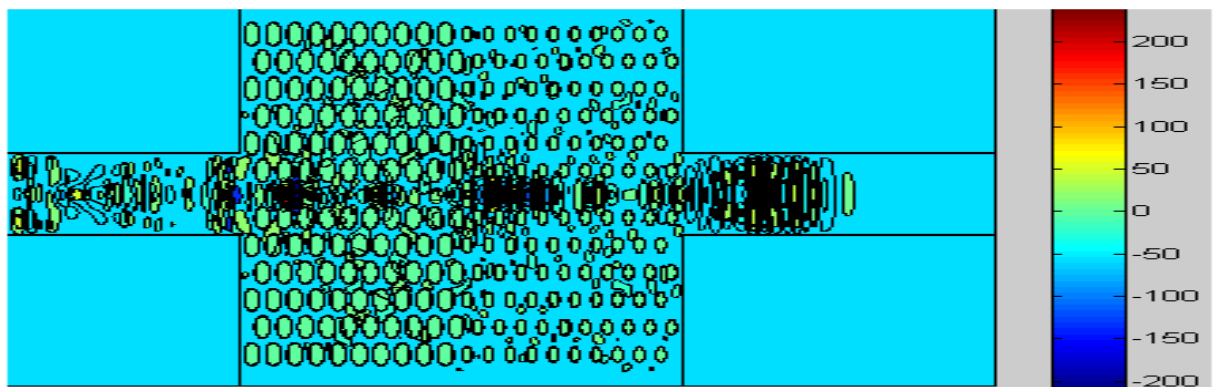
Sur la figure III. 28, on schématise la répartition du champ électrique E_z du filtre respectivement pour 2000, 3500 et 5000 itérations



(a)



(b)



(c)

Figure III. 28 : Répartition du champ magnétique H_z du filtre excité en mode TE : (a) 2000 itérations, (b) 3500 itérations, (c) 5000 itérations

D'après la figure III. 28, on voit l'acheminement du champ électrique E_z aux différentes itérations.

III. 4.1.3. Troisième topologie

Dans le but d'améliorer les performances en termes de transmission des différents filtres bi-bandes sélectifs de la deuxième topologie, des modifications ont été effectuées pour réaliser une troisième topologie dont leurs détails géométrique sont illustrés sur la figure III.29.

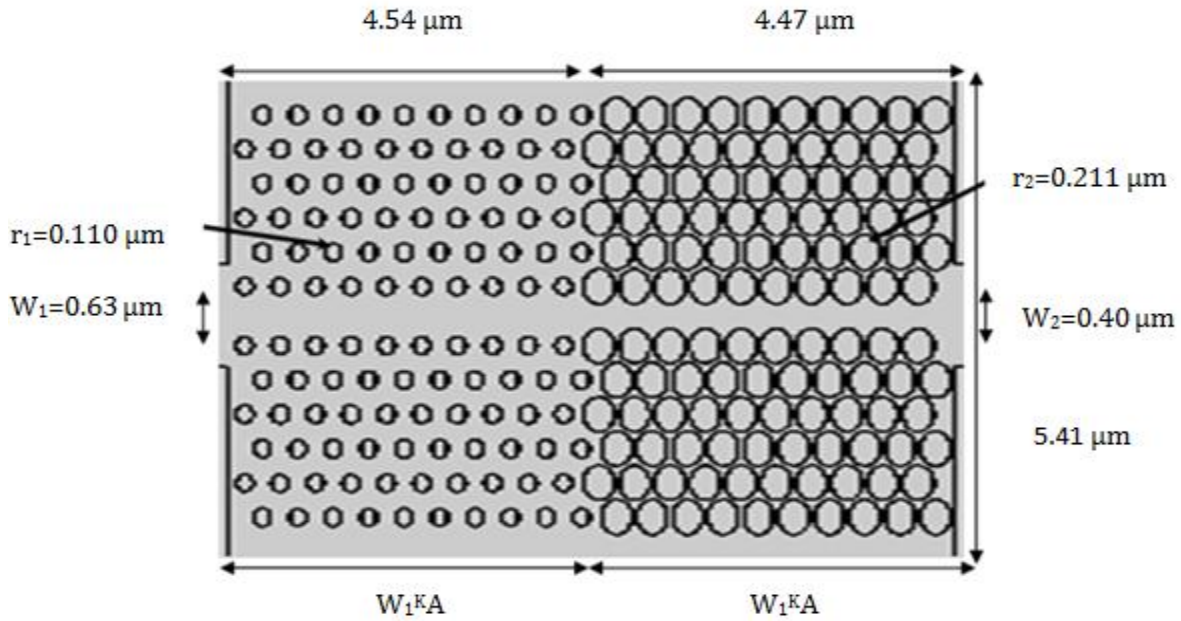


Figure III. 29 : Structure d'un filtre constitué de deux guides $W_1^k A$ triangulaire de rayon $r_1 = 0.110 \mu\text{m}$, (b) guide $W_1^k A$ triangulaire de rayon $r_2 = 0.211 \mu\text{m}$ et $a = 0.48 \mu\text{m}$.

Les performances du filtre en transmission obtenus par la méthode FDTD-2D sont présentées sur la figure III. 30.

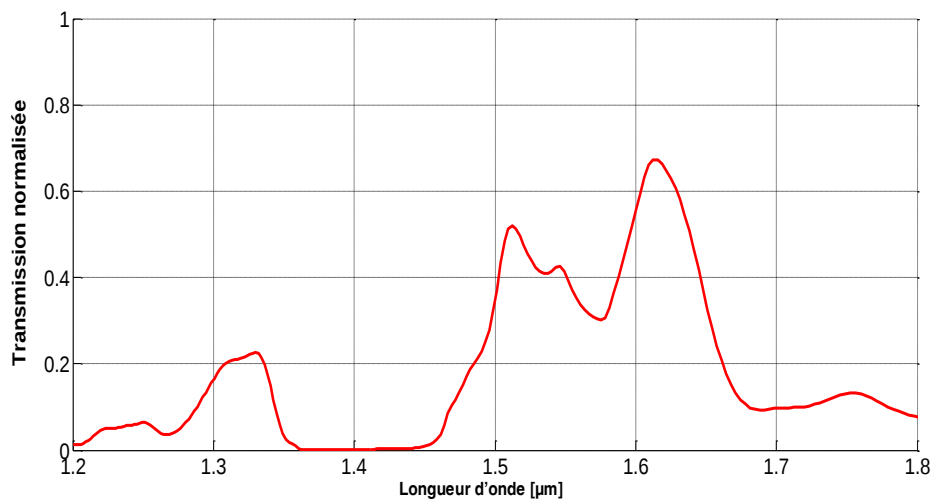
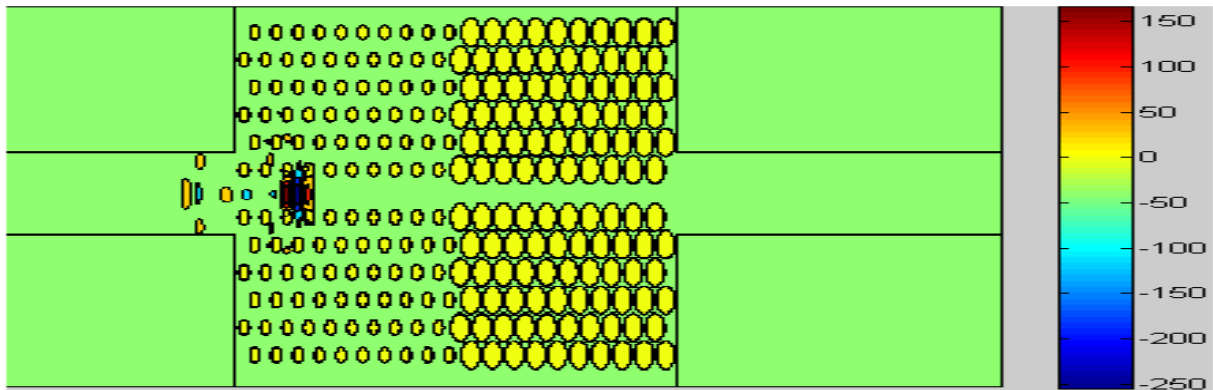


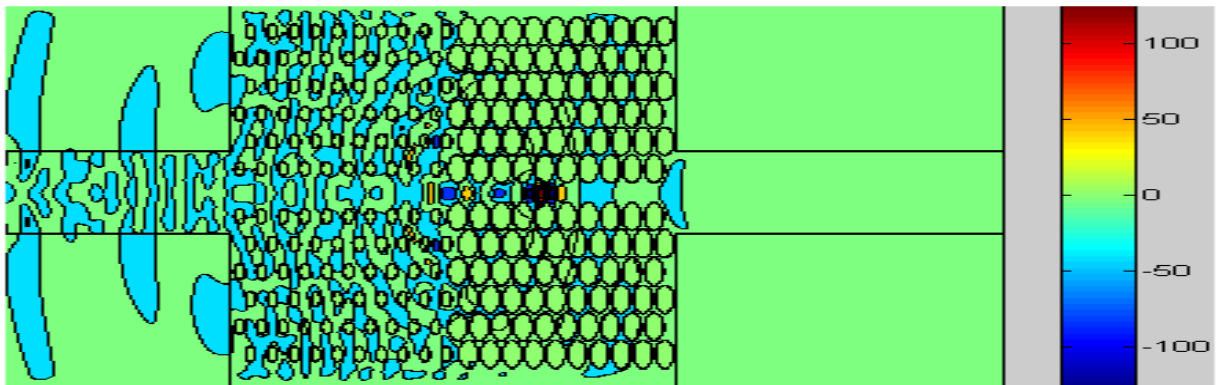
Figure III. 30 : La réponse spectrale en transmission de filtre bi-bandes sélectif étudié.

Selon le résultat obtenu, nous remarquons une amélioration sur la réponse spectrale de transmission par rapport aux résultats obtenus précédemment pour la première topologie. D'ailleurs, nous notons une sélection légère de la fréquence $1.31\mu\text{m}$ avec un coefficient de transmissions normalisées de 22% et l'apparition d'une bande permise qui s'étale dans la gamme de longueur d'onde $[1.45-1.67]\mu\text{m}$ avec un taux de transmission assez important.

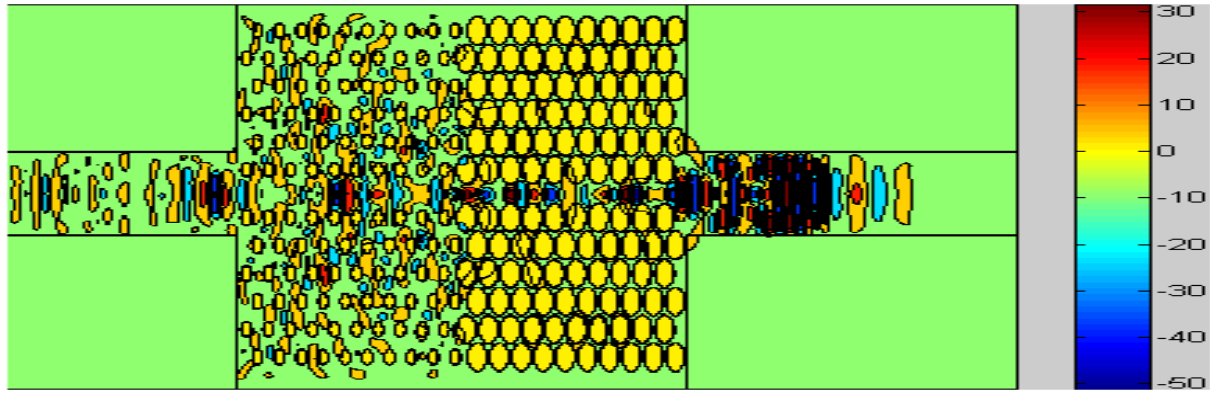
La répartition du champ électrique E_z du filtre pour différentes itérations est schématisée sur la figure III. 31



(a)



(b)



(c)

Figure III. 31 : Répartition du champ électrique E_z du filtre excité en mode TE : (a) 2000 itérations, (b) 3500 itérations, (c) 5000 itérations.

Selon la figure III. 31 On constate que la lumière est bien propagée le long du canal du guide $W_1^K A$. Ceci démontre clairement l'existence du phénomène de guidage de la lumière.

III. 4. 1.4. Quatrième topologie

Afin d'améliorer le filtrage nous allons à nouveau proposer de nouvelles structures originales de filtres opérants aux longueurs d'ondes $1.31\mu\text{m}$ et $1.55\mu\text{m}$. Nous avons conçu une nouvelle topologie obtenue par la combinaison de trois guides $W_1^K A$ en structure triangulaire de rayons normalisés différents. Les paramètres d'entrées de cette topologie sont mentionnés dans la figure III.32 qui illustre la structure à simuler.

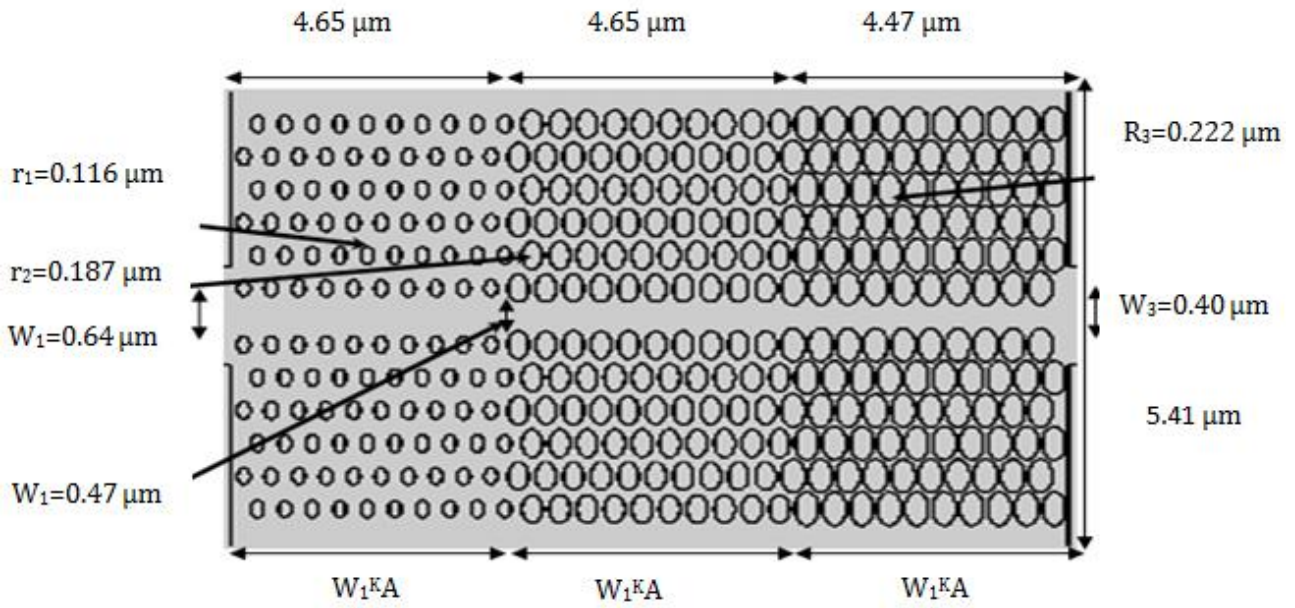


Figure III. 32 : Structure d'un filtre constitué de trois guides $W_1^K A$ triangulaire de rayon de trous d'air différents.

Le calcul est effectué toujours par le biais de la méthode FDTD 2D. Les performances du filtre en transmission obtenus par la méthode FDTD-2D sont présentées sur la figure III. 33.

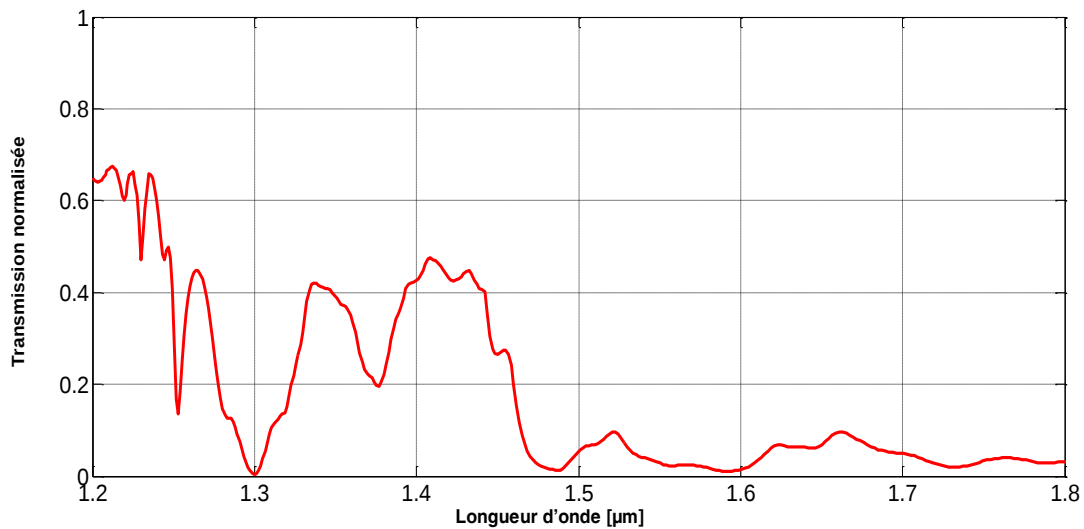
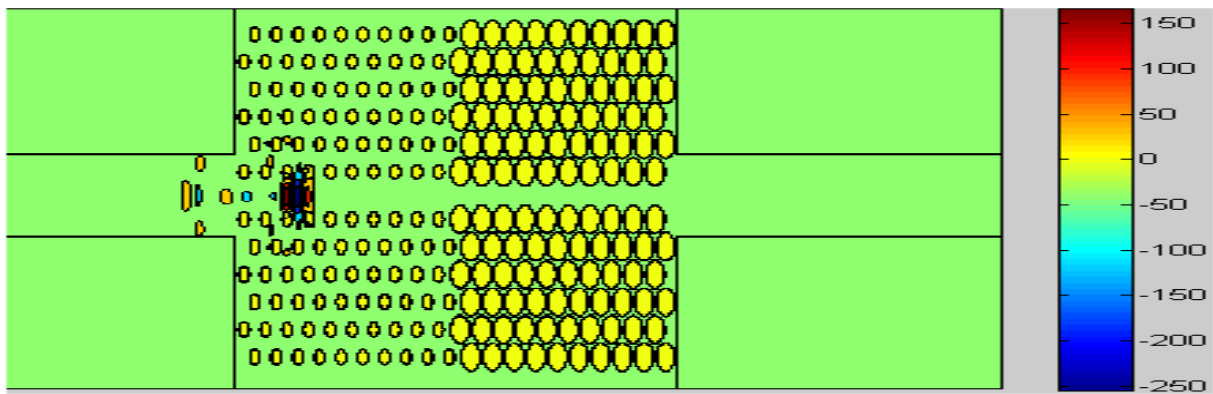


Figure III. 33 : La réponse spectrale en transmission de filtre bi -bandes sélectif étudié.

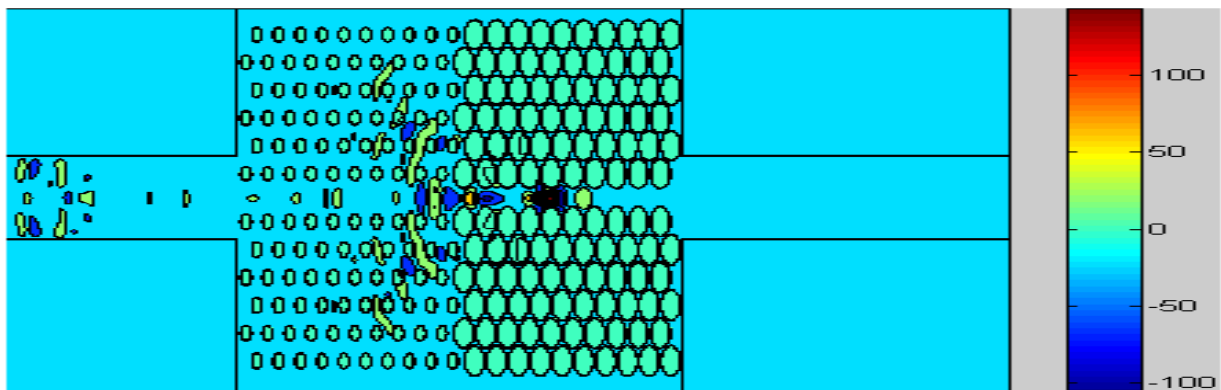
Après comparaison avec les résultats obtenus pour le cas du filtre précédent, nous observons sur la figure III. 33 qui représente la réponse spectrale de transmission pour la quatrième topologie

du filtre bi-bandes, une dégradation du coefficient de transmission pour les deux longueurs d'ondes désirées. Nous constatons aussi la disparition du phénomène de sélection et de filtrage.

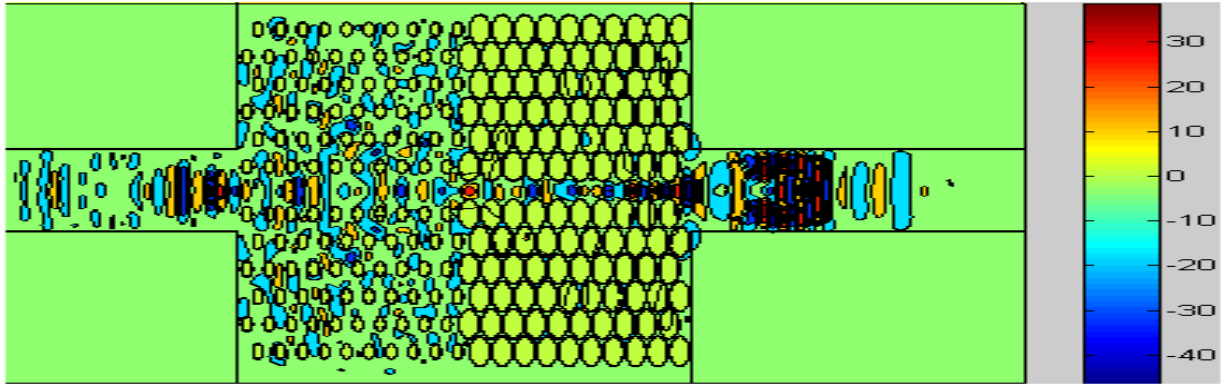
Sur la figure III. 34, on donne la cartographie du champ électrique E_z du filtre pour différents temps, respectivement pour 2000, 3500 et 5000. On remarque clairement qu'une grande partie de l'énergie électromagnétique est dispersée dans la première partie du filtre et l'autre partie est propagée jusqu'au bout de sortie du guide. On note aussi l'existence du phénomène de guidage de la lumière.



(a)



(b)



(c)

Figure III. 34 : Répartition du champ magnétique H_z du filtre excité en mode TE : (a) 2000 itérations, (b) 3500 itérations, (c) 5000.

III. 4.1.5. Cinquième topologie

Dans cette partie du travail, nous proposons trois images de filtres bi-bandes en gardant les mêmes structures des topologies précédentes mais en effectuant quelques modifications au niveau des paramètres géométriques et en variant le nombre de trous d'air total constituant nos guides d'ondes mon orangés tout en fixant la période du réseau à $0,505 \mu\text{m}$ au lieu de $0,48 \mu\text{m}$.

Comme cité précédemment, notre filtre bi bandes sélectif est constitué de trois guides $W_1^K A$ montés en cascades dans un réseau triangulaire de rayons de trous différents.

A. Première image

Nous fixons le nombre des inclusions en air à 10 pour chaque guide mono rangée, au total notre filtre sera composé de 30 trous d'air. La figure qui suit illustre les détails de cette topologie.

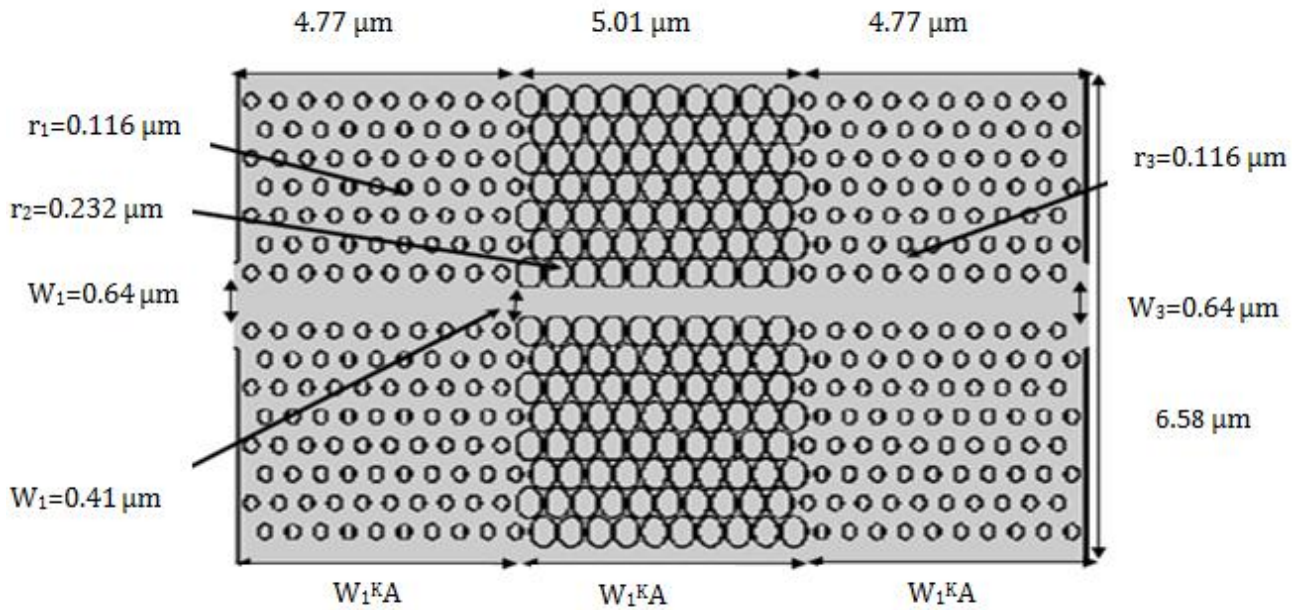


Figure III. 35 : Structure d'un filtre constitué de trois guides W_1^kA triangulaire de rayon normalisé différents.

Les performances de filtre en transmission obtenus par la méthode FDTD-2D sont présentées sur la figure III. 36

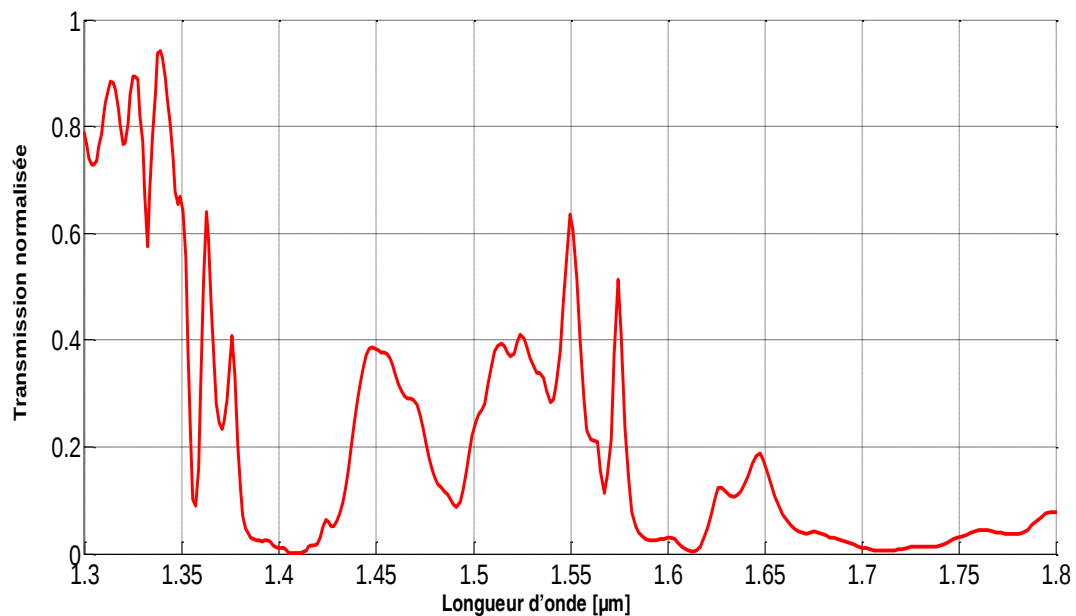
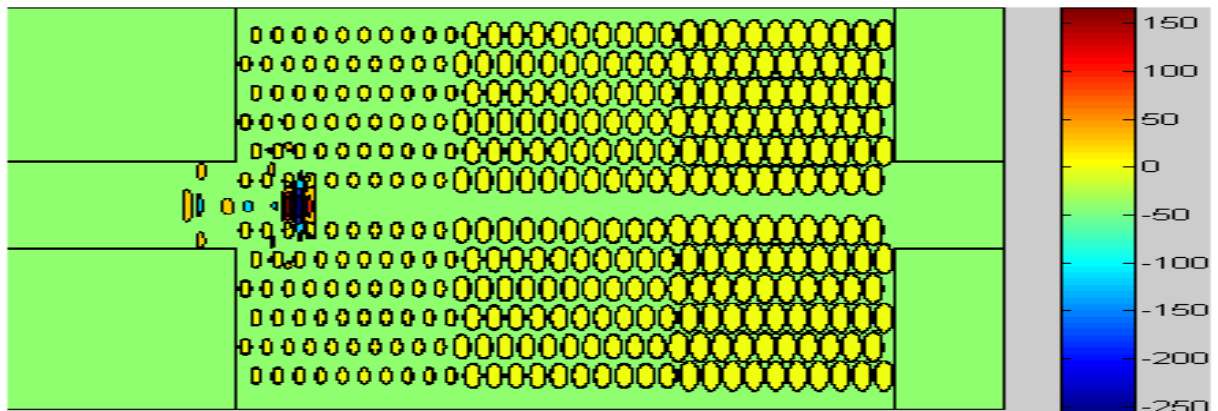


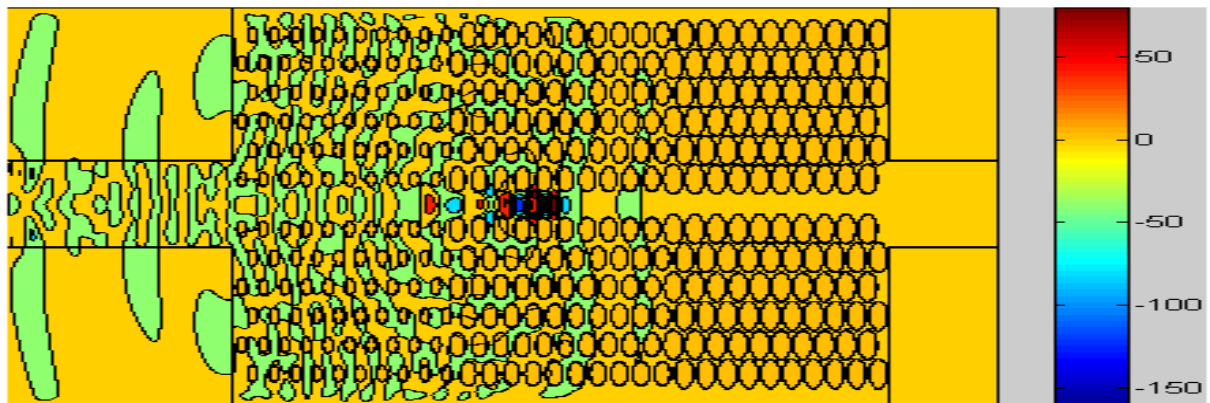
Figure III. 36 : La réponse spectrale en transmission de filtre bi-bandes sélectif étudié.

D'après la figure III. 36, on voit que la réponse spectrale de filtre donne deux bandes de transmission voisinant les longueurs d'onde $1,31\mu\text{m}$ et $1,55\mu\text{m}$. Ce filtre présente une bonne réjection, mais on ne peut pas le considérer comme un filtre sélectif.

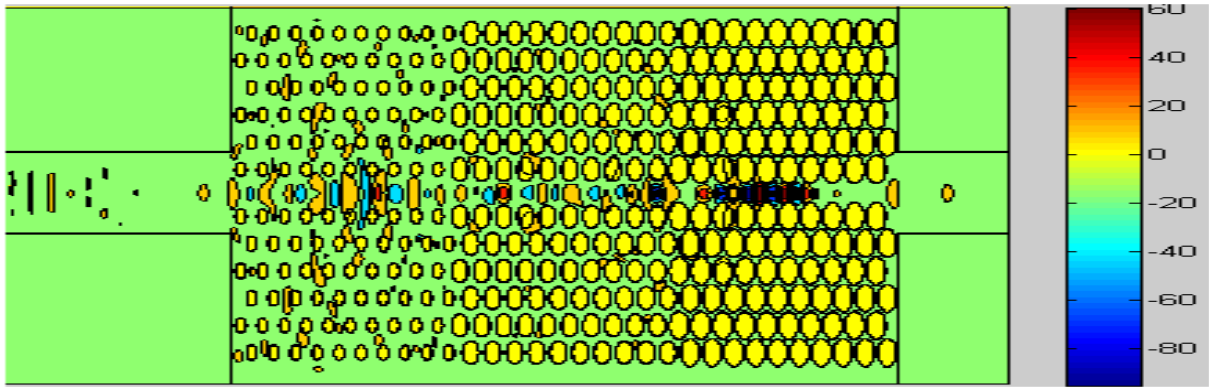
Sur la figure III. 37, on schématise la répartition du champ électrique E_z du filtre bi-bandes sélectif respectivement pour 2000, 3500 et 5000 itérations



(a)



(b)



(c)

Figure III. 37 : Répartition du champ électrique E_z du filtre excité en mode TE : (a) 2000 itérations, (b) 3500 itérations, (c) 5000 itérations

B. Deuxième image

Dans ce cas, nous fixons le nombre des inclusions en air à 20 pour chaque guide mono rangé, au total notre filtre sera composé de 60 trous d'air. La figure qui suit illustre les détails de cette topologie.

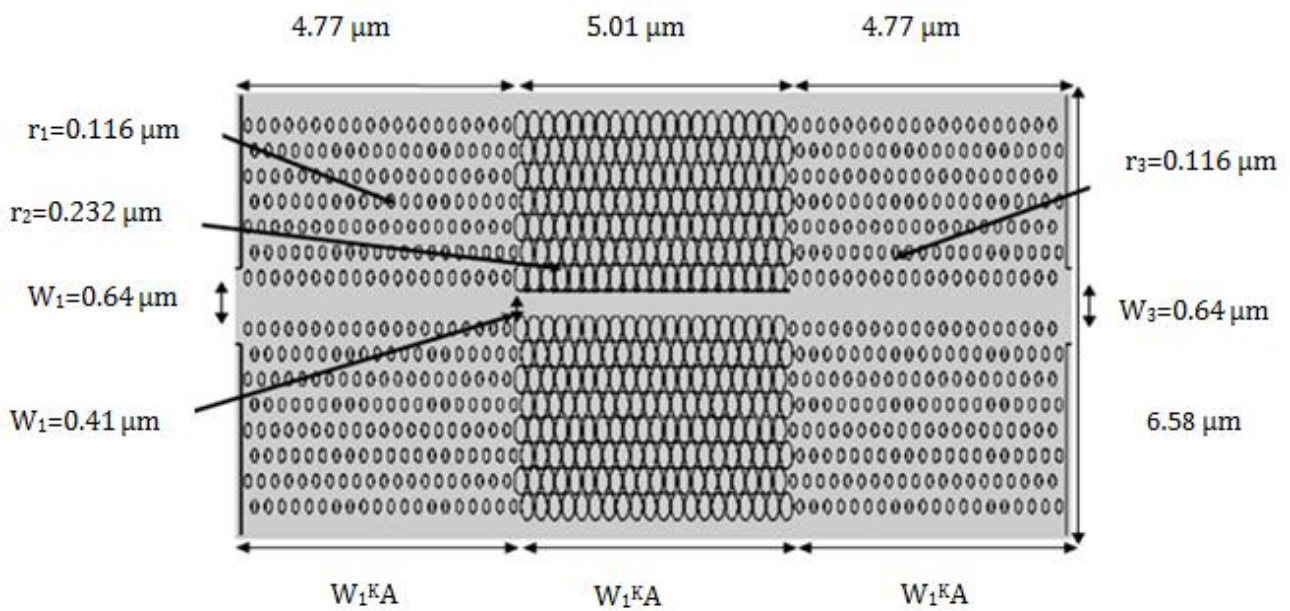


Figure III. 38 : Structure d'un filtre constitué de trois guides W_1^kA triangulaire de rayon différent.

Les performances de filtre en transmission obtenus par la méthode FDTD-2D sont présentées sur la figure III. 39

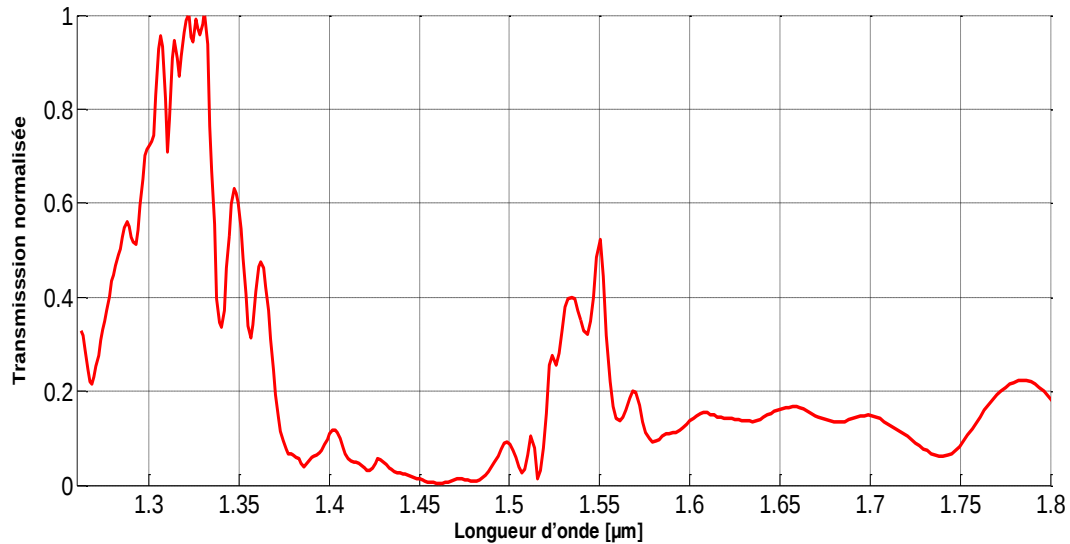
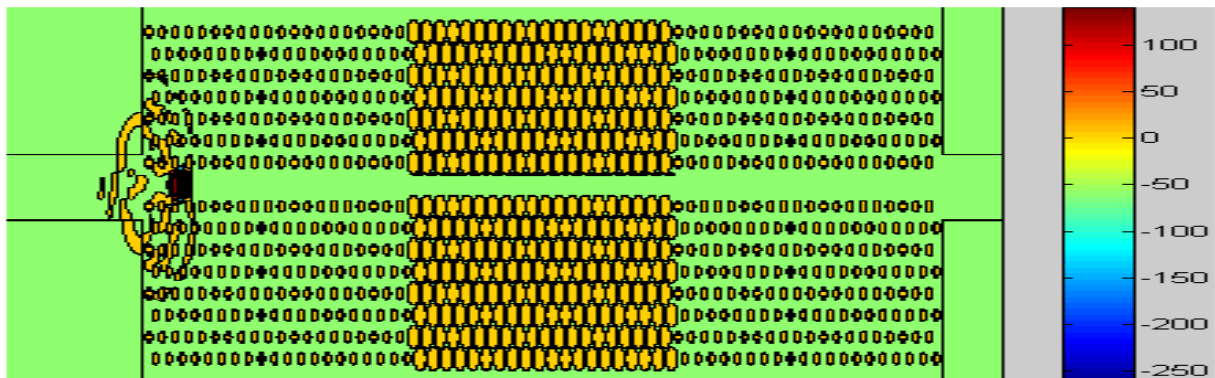


Figure III. 39 : La réponse spectrale en transmission de filtre bi-bandes sélectif étudié.

D'après la figure III.39 nous voyons clairement deux sélectivités de filtre aux longueurs d'onde 1.31 μm , et 1.55 μm avec une transmission normalisée maximale qui est de l'ordre de 97% et 50% respectivement.

Sur la figure III.40, on schématise la répartition du champ électrique E_z du filtre bi-bandes sélectif respectivement pour 2000, 3500 et 5000 itérations



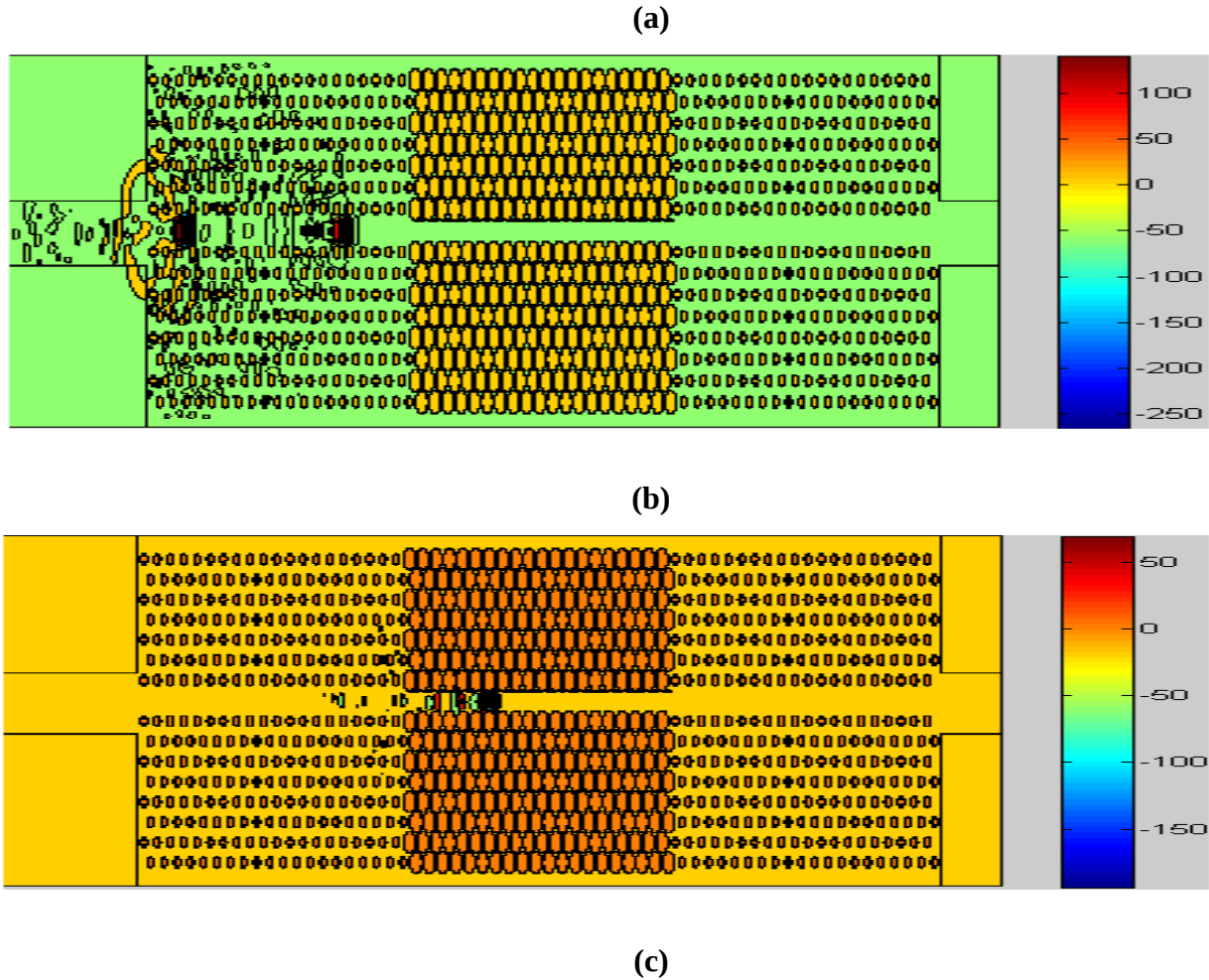


Figure III. 40 : Répartition du champ électrique E_z du filtre excité en mode TE : (a) 2000 itérations, (b) 3500 itérations, (c) 5000 itérations.

C. Troisième image

Cette étude concerne les mêmes paramètres de celle de première et deuxième étude sauf que le nombre de trous augmente à 30 trous pour chaque guide d'onde, au total notre filtre sera composé de 90 trous d'air. La figure qui suit illustre les détails de cette topologie.

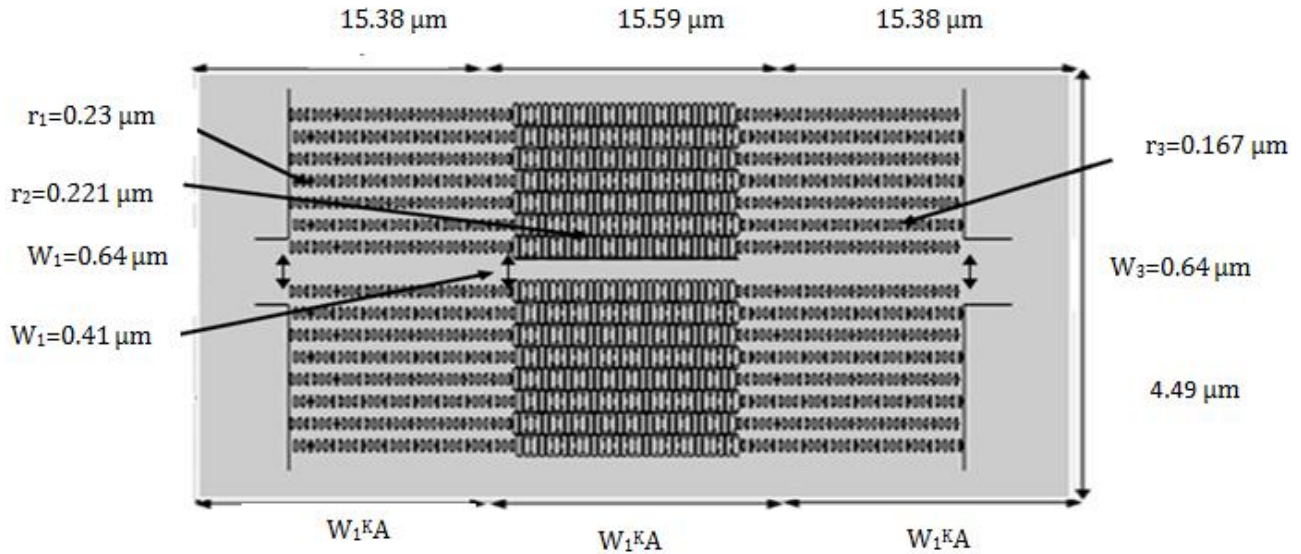


Figure III. 41 : Structure d'un filtre constitué de trois guides W_1^kA triangulaire de rayon différents.

Les performances de filtre en transmission obtenus par la méthode FDTD-2D sont présentées sur la figure III.42.

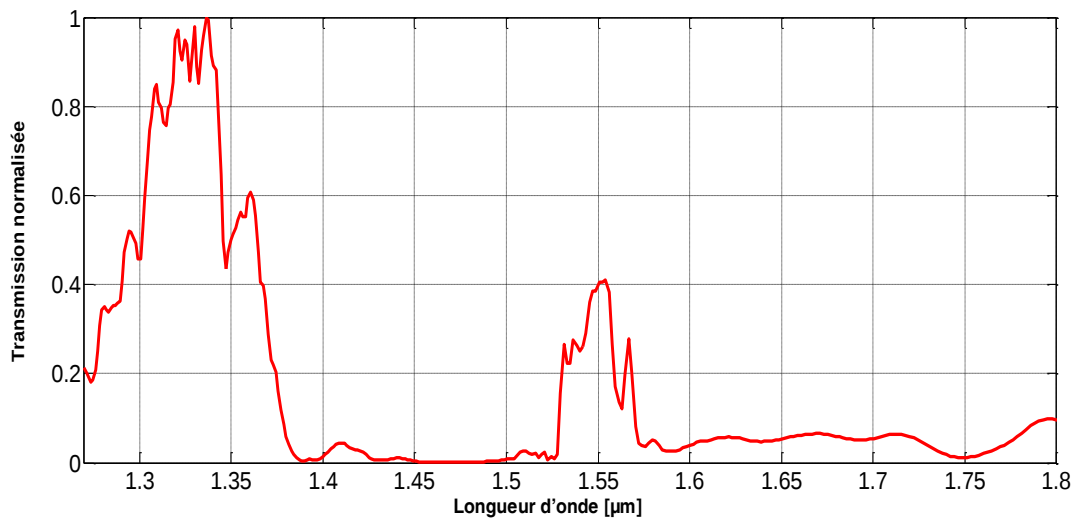


Figure III. 42 : La réponse spectrale en transmission de filtre bi-bandes sélectif étudié.

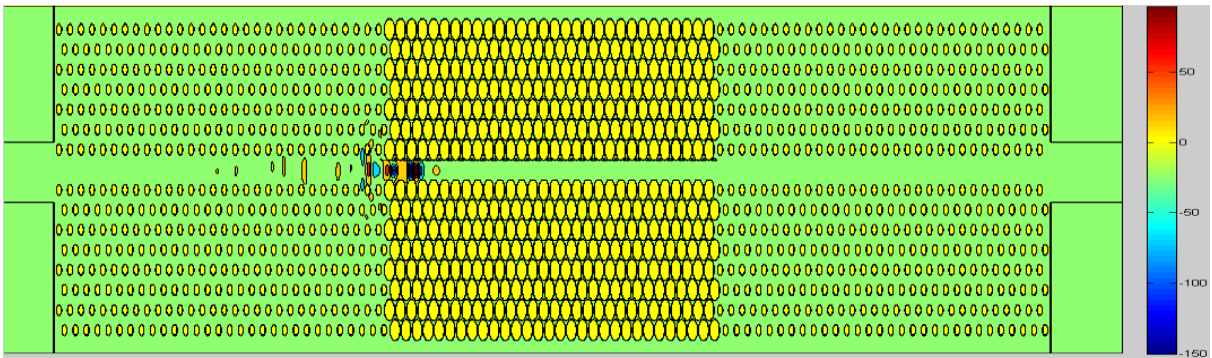
Les résultats de la simulation FDTD-2D montrent clairement que la transmission obtenue dans les gammes de longueur d'ondes $[1,37 - 1,53] \mu\text{m}$, $[1,57 - 1,8] \mu\text{m}$ est presque nulle, et un maximum de transmission au alentour de 95% à la longueur d'onde $1,31 \mu\text{m}$ et 40% à la longueur d'onde $1,55 \mu\text{m}$. Ce filtre présente une bonne réjection, et considéré comme un filtre bi-bandes sélectif. Sur la figure III.43, on schématise la répartition du champ électrique E_z du filtre sélectif respectivement pour 2000,3500 et 5000 itérations



(a)



(b)



(c)

Figure III. 43 : Répartition du champ électrique E_z du filtre excité en mode TE : (a) 2000 itérations, (b) 3500 itérations, (c) 5000 itérations.

D.Comparaison

Finalement on résume la partie de topologie 5 sous forme de comparaison entre les trois images de filtres étudiées précédemment

Nombre de trous	Coefficient de transmission à la Longueur d'onde 1,31 μm	Coefficient de transmission à la Longueur d'onde 1,55 μm
10 trous	90%	60%
20 trous	95%	50%
30 trous	98%	45%

Tableau III. 1 : comparaison entre les trois images des filtres.

D'après la comparaison des trois tracés graphiques présentant les spectres normalisés en transmission correspondant aux trois guides d'ondes avec des valeurs différentes de nombre de trou égal à 10, 20 et 30 trous. Toutes les réponses spectrales admettent un maximum au voisinage de 1,31 μm et au voisinage de 1,55 μm , avec des puissances respectivement plus de 98%, pour 1,31 μm et entre 40% et 50% pour 1,55 μm .

Ces maximums sont certainement explicables par la présence du mode guidé sans pertes qui existe à ces longueurs d'ondes.

Conclusion

Dans ce chapitre nous avons exploré un nouveau type de filtre sélectifs c'est filtre bi bandes sélectif qui s'appuie sur le couplage entre des guides d'onde $W_1^K A$ à CP-2D. Les propriétés de ces filtres ont été étudiées par simulations en utilisant la méthode des différences finies dans le domaine temporel à deux dimensions .

Nous avons proposé une configuration de filtre bi bandes sélectifs, basé sur le couplage entre deux ou trois guides $W_1^K A$ ayant des rayons normalisés différents.. Les résultats numériques montrent l'existence d'une bande transmise étroite autour de deux longueur d'onde 1.31 μm et 1.55 μm .

Conclusion Générale

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

Ainsi que des applications des cristaux photoniques reposent sur leur bande interdite photonique. Afin de disposer d'une fréquence permise à l'intérieur de cette bande, il est nécessaire d'introduire des défauts dans la structure périodique. Ces défauts sont réalisés en modifiant localement la géométrie du cristal. Alors, des énergies permises peuvent apparaître dans le gap et les champs associés à ces modes sont localisés sur les défauts.

Cette recherche avait pour objectifs la conception, la caractérisation de composants à base des cristaux photoniques bidimensionnels pour concevoir par simulation des filtres bi-bandes sélectifs autour de 1.31 et 1.55 μm

Dans le premier chapitre, nous avons présenté quelques définitions et descriptions des cristaux photoniques, nous nous sommes intéressés à certains concepts sur les cristaux photoniques bidimensionnels, et nous avons étudié les notions de bandes interdites photoniques et le diagramme de bande. Finalement, nous avons cité quelques applications des cristaux photoniques bidimensionnels.

Dans le second chapitre, nous avons présenté le principe des différences finies dans le domaine temporel, applicable à des structures à l'échelle de la longueur d'onde. Nous avons détaillé le principe des différences finies et vu comment faire la discrétisation spatiale et temporelle des équations de Maxwell, nous avons vu aussi le critère de stabilité. Nous avons explicité les équations discrétisées et implémentées dans l'algorithme de la FDTD-2D. Nous avons constaté que c'est une méthode de principe très simple. Cependant, la FDTD-2D ne nécessite aucune inversion de matrice, et ne connaît pas les limites numériques de l'algèbre linéaire.

Le dernier chapitre a été consacré à la simulation et la réalisation des structures à cristaux photoniques bidimensionnels sans défauts et avec défaut, comme les guides d'ondes $W_1^K A$ et $W_3^K A$ à mailles carré et triangulaire. Les réponses spectrales en transmission et en réflexion ainsi que la répartition du champ électromagnétique ont été présentées et discutées.

Nous avons conçus des différentes topologies de filtres bi-bandes sélectifs à base de cristaux photoniques bidimensionnels par simulation sous la méthode FDTD-2D.

En conclusion, au- delà des nombreux résultats présentés dans ce mémoire ont permis de mieux capturer de large gamme des possibilités offertes par l'exploitation des cristaux photoniques pour contrôler la lumière et par suite réaliser plusieurs fonctions selon les besoins de l'utilisateur.

Références Bibliographiques

- [1] Benaissa Fatima « Etude et Simulation de la Propagation des Ondes Electromagnétiques dans les guides à Cristaux Photoniques-Application aux Fibres Optiques », Mémoire de Magister en physique, Université Abou-Bakr Belkaïd – Tlemcen, A.U : 2012 ~2013.
- [2] BELHASSOS Ahlam et METREF Sofiane « Etude et simulation des cristaux photoniques », Mémoire MASTER PROFESSIONNEL, Université Kasdi Merbah _Ouargla, A.U : 2016 /2017.
- [3] H.ABRI BADAOUÏ « Etude Et Conception Des Micro Composants A Base Des Cristaux Photoniques Bidimensionnels », Thèse doctorat, Université de Tlemcen, 2012.
- [4] Lydie FERRIER «Micro-nanostructures a base de cristaux photoniques pour le contrôle3D de la lumière», Thèse doctorat, Institut des nanotechnologies de Lyon | CNRS UMR 5270, 2008
- [5] Fabian GAUFILLET «Cristaux photoniques à gradient : dispositifs et applications», Thèse doctorat, UNIVERSITÉ PARIS-SUD, 2014
- [6] Driss Imad-Eddine « Simulation Et Optimisation D'un Diviseur 1x8 À BaseDe Cristaux Photoniques Bidimensionnels. Modelisation Par La Methode FDTD-2D », mémoire de Magister en Télécommunications, UNIVERSITE ABOU-BAKR BELKAÏD – TLEMEN, A.U : 2014.
- [7] Barbara Wild «étude expérimentale des propriétés optiques des cristaux photoniques bidimensionnels et de leur accordabilité», Thèse doctorat, École Polytechnique Fédérale De Lausanne, 2006
- [8] Bougriou Feida «Etude Des Guides D'ondes A Cristaux Photoniques Bidimensionnels», Mémoire de Magister, Université Mentouri Constantine, 2008
- [9] Belkhir Abderrahmane «Étude Et Réalisation De Cristaux Photoniques pour L'optique Intégrée Extension De La Modélisation par FDTD en nano-optique », Thèse doctorat, L'Université Mouloud Mammeri de Tizi-Ouzou, 2008
- [10] Benoît Lombardet «Étude Et Réalisation De Cristaux Photoniquespour L'optique Intégrée», Thèse Doctorat N°3254, École Polytechnique Fédérale De Lausanne, 2005.
- [11] Amel Labbani « Matériaux Bip A Base De Nanoparticules métalliques Et Semi-conductrices Etude Des Propriétés Optiques Par FDTD », Thèse Doctorat En Sciences, Université Mentouri Constantine, 2009.
- [12] H. Badaoui, M. Feham, and M. Abri, "Double bends and y-shaped splitter design for integrated optics," Progress In Electromagnetics Research Letters, Vol. 28, 129-138, 2012.

- [13] H. A. Badaoui, M. Abri, 'New design of integrated 2D photonic crystal narrow band filters using the FDTD-2D method', *Frequenz*, Vol. 68, pp. (11-12), 511-518, 2014.
- [14] H. A. Badaoui, M. Abri, 'Optimized 1×8 compact splitter based on photonic crystal using the two-dimensional finite-difference time-domain technique', *Optical Engineering* 54 (6), 067104, 2015.
- [15] H. Badaoui, M. Feham, M Abri, 'Photonic-crystal band-pass resonant filters design using the two-dimensional FDTD method', *International Journal of Computer Science Issues*, Vol. 7, Issue 3, (2011).
- [16] A. Fedaouche, H. A. Badaoui, M. Abri, 'An ultra-compact 1×5 and 1×10 beam-splitters in photonic crystal slab', *Optik-International Journal for Light and Electron Optics*, Volume 157, pp. 1300-1305, (2018).
- [17] F. Amal, H. A Badaoui, A. Mehadji, Ultra Highly Efficient 1×3 And 1×6 Splitters For Terahertz Communication Applications, *Ieee Photonics Technology Letters* 28 (13), 1434 – 1437, (2016).
- [18] H. Abribadaoui, M. Abri, 'Optimized 1×8 Compact Splitter Based On Photonic Crystal Using The Two-Dimensional Finite-Difference Time-Domain Technique', *Optical Engineering* 54 (6), 067104, 2015.
- [19] L. Farah, A. B. Hadjira, A. Mehadji, 'A Novel 1.31 μm Narrow-Band Te-Mode Filter Design Based On Pbg Shift In 2d Photonic Crystal Slab', *Photonics Letters Of Poland* 8 (3), 82-84, (2016).
- [20] H. Abri Badaoui And M. Abri,' One-Dimensional Photonic Crystal Selective Filters Design Using Simulated Annealing Optimization Technique', *Progress In Electromagnetics Research B*, Vol. 53, 107-125, 2013.
- [21] Hadjirabadaoui, Mohammed Feham And Mehadji Abri, 'Optimized 1×4 Y Shaped Splitter For Integrated Optics', *Ajbas Australian Journal Of Basic And Applied Sciences*, 5(10): Pp. 482-488, 2011
- [22] Hadjira Badaoui, Mohammed Feham And Mehadji Abri, 'Exploitation De La Méthode Fdtd-2d Pour La Conception Des Filtres Fabry-Pérot Destinés À L'optique Intégrée', *International Conference On Systems And Processing Information, (Icsip'13)* May 12-14, 2013, Guelma, Algeria.
- [23] Hadjira Abri Badaoui, Mehadji Abri, "Exploitation De L'algorithme Génétique Et Le Recuit Simulé Pour La Synthèse Des Filtres Sélectifs A Base Des Cristaux Photoniques 1d »,

International Congress On Télécommunication And Application'14, University Of A.Mira Bejaia, Algeria, 23-24 April 2014.

- [24] Abri Badaoui H., Abri M. (2017) Selective Filters Design Based Two-Dimensional Photonic Crystals: Modeling Using The 2d-Fdtd Method. In: Chadli M., Bououden S., Zelinka I. (Eds) Recent Advances In Electrical Engineering And Control Applications. Lecture Notes In Electrical Engineering, Vol 411. Springer, Cham.
- [25] Badaoui, H., Abri, M. &Chaker, H. Optimal Selective Arbitrary-Spaced Filters Optimization Using Ga Synthesis In One-Dimensional Silicon Photonic Crystal, Silicon, Vol. 10, Issue.41, May 2018.
- [26] Fedouche Amal, Abri Badaouihadjira, Abri Mehadji, « Ultra Compact 1×2 Y-Shape Power Splitter », International Conference Computing Wireless And Communication Systems, November 15-16, 2016, Settati- Morocco.
- [27] Fedouche Amal, Abri Badaouihadjira, Abri Mehadji, Analysis Of The 1x3 Splitter With Square Lattice Configuration, 6th Paris International Conference On "Recent Trends In Enginring And Tehnology " (Rtet-17), Vol. 4, Pp 18-20, 2017, Paris.
- [28] Lallam Farah, H. Abri Badaoui Et M. Abri, 'Etude Paramétriques Des Guide D'ondes A Base De Cristaux Photoniques A Maille Triangulaire En Vue De Leurs Applications Dans Le Démultiplexage En Longueurs D'ondes. Modélisation Rigoureuse Par La Méthode Fdtd-2d', 1e Congrès National De Physique Et Chimie Quantique, Cpcq 2015, 31-03-02 Avril, Tizi Ouzou. 2015.
- [29] Lallam Farah, Badaouihadjira, Abri Mehadji, 'Design Of A Selective Filter Based On 2d Photonic Crystals Materials', International Journal Of Electrical And Computer Engineering (Ijece), Vol. 7, N. 4, Pp. 1833-1838, 2017.
- [30] H. Abri Badaoui, M. Abri Et M. Feham, 'Contribution A La Conception D'un Nouveau Filtre Sélectif A Base Des Cp-2d Par La Méthode Fdtd', Conférence National Sur Les Technologies De L'information Et Des Télécommunications Cntit'13, 10-11 Décembre, Tlemcen 2013.
- [31] Badaouihadjira, Mohammed Feham, Mehadji Abri, 'Compact And Integrated Routing Photonic Crystals Structures Design Using The Two-Dimensional Fdtd Method', International Journal Of Information And Network Security, Vol. 1, N. 3, 181-187, 2012.

- [32] H. Abri Badaoui Et M. Abri, 'Conception Des Filtres Passe Bandes A Base Des Cristaux Photoniques Unidimensionnels. Optimisation Par Le Recuit Simulé', 9ème Conférence Sur Le Génie Electrique Bordj El Bahri , 14 -15 Avril 2015.
- [33] M. Moskovits, L-L Tay, J. Yang Et T. Haslett , « Sers And Signle Molecule,» Topics Appl .Phys , Vol 82 , P.215_227, 2002.
- [34] Wikipedia, Allen Taflove , Susan C. Hagness, The Finite- Difference Time –Domain Methode', Artech House Antennas And Propagation Library, Computational Electrodynamics
- [35] Amar Nezzari Mise En Œuvres De Modèles Electromagnétiques 2d Et 3d Utilisant La Méthode Des Différences Finies Dans Le Domaine Temporel (FDTD) Dans L'optique D'études D'éléments De Circuits Pour L'intégration Monolithique Millimétrique. Thèse De Doctorat En Electronique 1993
- [36] Robert Michaël Farha « Etude D'une Structure A Cristal Photonique « Lom » Gravée Dans Un Guide Ti:LiNbO₃ Dopé Erbium Pour L'émission De La Lumière A 1,55μm » , Thèse De Doctorat En Electronique Et Télécommunications Université Pierre Et Marie Curie 2010
- [37] Ophélie Saison-Francioso « Etude Théorique Et Modélisation Par La Méthode FDTD De Nanostructures Plasmoniques: Application A La Conception De Biocapteurs Thèse De Doctorat En Micro- Et Nanotechnologies, Acoustique Et Télécommunication N2014
- [38] Amel Labbani « Matériaux Bip A Base De Nanoparticules Metalliques Et Semiconductrices Etude Des Propriétés Optiques Par FDTD » Thèse De Doctorat En Electronique 2009
- [39] F.L. Teixeira W.C Chew, « General Closed-Form PML Constitutive Tensors To Match Arbitrary Bianisotropic And Dispersive Linear Media », IEEE Microwave And Guided Wave
- [40] J. P. Berenger, "A Perfectly Matched Layer For The Absorption Of Electromagnetic Waves" J. Computational. Physics, Vol 114, N0 2, 1994.
- [41] Bouanati Mohammed Bellaredj Nabil « Conception Des Filtres A Base Des Cristaux Photoniques Bidimensionnels Par L'analyse De La Bip : Modélisation Par La FDTD-2d » Mémoire Master Photonique Et Réseaux Optiques De Télécommunication 2013