

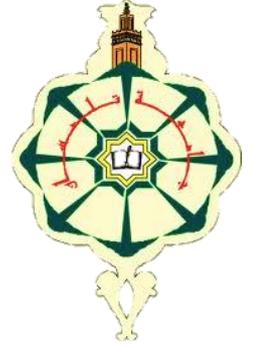
Université Abou Bekr Belkaid
Tlemcen Algérie



جامعة أبي بكر بلقايد

تلمسان الجزائر

République Algérienne Démocratique et Populaire
Ministère de l'Enseignement Supérieur et de la Recherche Scientifique



Mémoire

Présenté

A L'UNIVERSITÉ DE TLEMCCEN
FACULTÉ DE TECHNOLOGIE
DÉPARTEMENT DE GENIE ELECTRIQUE ET D'ELECTRONIQUE

Pour l'obtention du diplôme de

MASTER

Spécialité : " Photonique et Réseaux Optiques de Télécommunication "

Présenté par :

BOUANATI Mohammed

BELLAREDJ Nabil

**CONCEPTION DES FILTRES À BASE DES CRISTAUX
PHOTONIQUES BIDIMENSIONNELS PAR L'ANALYSE DE
LA BIP : MODELISATION PAR LA FDTD-2D**

Soutenu en Juin 2013 devant le Jury :

MERAD Lotfi

Maitre de conférences (A) à l'EPST de Tlemcen

Président

DJELTI Hamida

Maitre de conférences (B) à l'université de Tlemcen

Examineur

M'HAMEDI Mohammed

Maitre-assistant (A) à l'EPST de Tlemcen

Examineur

ABRI Mehadji

Maitre de conférences (A) à l'université de Tlemcen

Encadreur

ABRI Née BADAOUI Hadjira

Docteur à l'université de Tlemcen

Co- Encadreur

Dédicace

Je dédie ce modeste travail à mes chers parents pour leurs sacrifices

A mes chères sœurs, frères et cousins

A mes chers amis Houcine, Omar, Zeghoudi, Younes.

Et à mes professeurs et mon encadreur pour son immense aide,

A tous ceux que j'aime

A moi-même.

Mohammed

Je dédie ce modeste travail qui est le fruit de plusieurs Années d'étude

A mon père qui a souhaité vivre juste pour nous voir

Qu'est-ce que nous allons devenir.

A celle qui m'a transmis la vie, l'amour, le courage, à toi chère maman toutes

Mes joies, mon amour et ma reconnaissance

A mes chères sœurs Nabila, Nouria et mon frère Mohammed.

A mes professeurs et à mon encadreur pour son immense aide.

A tous ceux que j'aime

A moi-même.

Nabil

Remerciements

Ce travail a été effectué au Département de Génie Electrique et d'Electroniques de la Faculté de Technologie de l'Université Abou-Bekr Belkaid-Tlemcen.

J'adresse mes sincères remerciements à Monsieur M. ABRI Mehadji, Maitre De Conférences à l'université de Tlemcen et Madame H.ABRI, doctorante à l'université Abou-Bekr Belkaid qui ils trouvent ici l'expression de nos sincères remerciements d'avoir bien voulu accepter d'encadrer ce mémoire, nous lui exprimons notre profonde gratitude pour tous ses conseils, ses aides, leur dévouement pour le travail, leur sympathie et toutes les ressources qu' ils ont mis à notre disposition ont permis de réaliser ce mémoire dans l'excellente condition de travail.

Nous tenons à exprimer notre gratitude à Monsieur MERAD Lotfi Maitre de conférences à l'EPST de Tlemcen, de nous faire l'honneur de présider le jury de soutenance, ainsi qu'à Melle DJELTI Maitre De Conférences à l'université de Tlemcen et M'HAMEDI Mohammed Maitre-assistant à l'EPST de Tlemcen qui ont bien voulu assurer la tâche de examinateur et de consacrer une partie de son temps à l'examen de ce travail.

Nous exprimons également notre gratitude à toutes les professeures enseignant qui ont collaboré a notre formation depuis notre premier cycle d'étude jusqu' a la fin de notre cycle universitaire. Sont oublier biaiseur de remercie profondément tous ceux qui contribué de près ou de loin à réalisation du présent travail

Résumé :

Les cristaux photoniques sont des structures dont l'indice diélectrique varie périodiquement selon une ou plusieurs directions de l'espace. Dans ces derniers apparaissent des bandes d'énergie interdites pour le champ électromagnétique, interdisant la propagation de la lumière dans certaines directions et pour certaines énergies. Ces caractéristiques confèrent aux cristaux photoniques ayant des propriétés attrayantes quant à de nombreuses applications en optique intégrée.

Dans ce mémoire, nous essayons de faire l'étude des structures carrée et triangulaire, sans et avec défauts, notamment aux guides mono-rangées $W_1^K A$ et à trois rangées $W_3^K A$ et celle des filtres sélectifs en longueur d'onde.

Les performances de ces structures en termes de transmission et de réflexion seront effectuées et analysées avec la méthode FDTD-2D.

Mots clés : les cristaux photoniques (CP_S), la méthode des différences finies temporelles FDTD-2D, guide $W_1^K A$, guide $W_3^K A$, filtre sélectif, cavité Fabry-Perrot.

Table des matières

Liste des abréviations.....	i
Liste des figures.....	ii
Introduction général	1
Chapitre I : Définitions et Concepts sur les Cristaux Photoniques	
I. 1. Introduction	4
I. 2. Définitions.....	4
I. 2. 1. 1. Le contraste d'indice δ	7
I. 2. 1. 2 Les périodes	7
I. 2. 1. 3. Le facteur de remplissage f	8
I. 3. Catalogue des cristaux photoniques	8
I. 3. 1. La structure périodique unidimensionnelle (1D).....	8
I. 3. 2. La structure périodique bidimensionnelle (2D).....	9
I. 3. 2. 1 Les cristaux photoniques bidimensionnels planaires	10
a) Fort contraste d'indice (approche membrane)	11
b) Faible contraste d'indice (approche substrat).....	12
I. 3. 2. 2. Différentes familles de cristaux photoniques bidimensionnels	13
a) Le réseau carré.....	13
b) Le réseau triangulaire	15
c) Le réseau hexagonal	16
c. 1) La structure graphite	16
c. 2) La structure nitrure de Bore	16
I. 3. 3. La structure périodique tridimensionnelle (3D)	18
I. 4. Relations de dispersion.....	20
I. 4. 1. Diagramme de bandes.....	20
I. 4. 2. Carte des bandes interdites	21
I. 4. 3. Bandes interdites complètes	22
I. 5. Techniques de modélisation	23
I. 5. 1. La méthode des matrices de transfert	23
I. 5. 2. La méthode des réseaux de diffraction	23
I. 5. 3. La méthode des ondes planes (PWE)	24

I. 5. 4. Différences finies dans le domaine temporel (FDTD)	26
I. 6. Défauts à l'intérieur d'un cristal photonique.....	27
I. 6. 1. Les défauts ponctuels.....	27
I. 6. 2. 1. Les cristaux photoniques en géométrie guide d'onde.....	28
I. 7. Applications	29
I. 7. 1. Cristaux photoniques bidimensionnels utilisés comme filtre accordables	29
I. 7. 2. Filtre routeur add / drop.....	33
I. 8. Conclusion.....	34

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

II. 1. Introduction.....	35
II. 2. FDTD à deux dimensions	36
II. 2. 1. Discrétisation par la méthode des différences finies centrées.....	37
II. 2. 2. Stabilité numérique.....	42
II. 3. Conditions aux limites	43
II. 3.1. Conditions de type Mur.....	43
II. 3. 2. Conditions symétriques et antisymétriques.....	43
II. 3. 3. Conditions d'injection d'une onde	45
II. 4. La source d'excitation.....	46
II. 4. 1. La formulation champ total / champ réfléchi	46
II. 5. Conclusion	49

Chapitre III : Le guidage dans les cristaux photonique bidimensionnels

III. 1. Introduction	50
III. 2. Etude des structures bidimensionnelles sans défaut	50
III. 2. 1. Structure triangulaire sans défaut.....	50
III. 2. 2. Structure carrée sans défaut	53
III .3. Etude des structures bidimensionnelles avec défaut.....	55
III. 3. 1. Conception du guide mono-rangée $W_1^K A$	55
III. 3. 1. 1. Guide $W_1^K A$ en structure triangulaire	55
III. 3. 1. 2. Guide $W_1^K A$ en structure carrée.....	57
III. 3. 2. Conception du guide $W_3^K A$	60
III. 3. 2. 1. Conception du guide $W_3^K A$ en structure triangulaire	60
III. 3. 2. 2. Conception du guide $W_3^K A$ en structure carré.....	62
III. 4. Conclusion	64

Chapitre IV : Le filtrage dans les cristaux photonique bidimensionnels

IV. 1. Introduction	66
IV. 2. Conception d'un filtre sélectif sans cavité	66
IV. 2. 1. Première topologie	66
IV. 2. 2. Deuxième topologie	69
IV. 2. 3. Troisième topologie	72
IV. 2. 4. Quatrième topologie	75
IV. 3. Conception d'un filtre sélectif avec cavité	78
IV. 3. 1. Première topologie	78
IV. 3. 2. Deuxième topologie	81
IV. 3. 3. Troisième topologie	84
IV. 3. 4. Quatrième topologie	87
IV. 3. 5. Cinquième topologie	90
IV. 3. 6. Sixième topologie	93
IV. 4. Comparaison entre les différents filtres sélectifs réalisés	96
IV. 5. Conclusion	98
Conclusion Générale	100
Bibliographie	102

Listes abrégées

λ : Longueur d'onde.

a : Période du cristal photonique.

r : Rayon du cristal photonique.

f : Facteur de remplissage.

n : Indice de réfraction.

\vec{k} :

vecteur d'onde

\vec{G} :

Vecteur du réseau réciproque

v_g : Vitesse de groupe.

c : Célérité de la lumière dans le vide.

ϵ : Permittivité diélectrique.

μ : Perméabilité magnétique.

BIP : Bande Interdite Photonique.

CP : Cristal Photonique.

MEB : Microscope Electronique à Balayage.

FDTD-2D : Bi-dimensional Finite Difference Time Domain.

$W_1^K A$: guides d'ondes mono-rangées.

$W_3^K A$: guides d'ondes à trois rangées.

Listes des figures

Chapitre I : Définitions et Concepts sur les Cristaux Photoniques

Figure I. 1 : Représentation schématique des cristaux photoniques unidimensionnels (1D), bidimensionnels (2D) et tridimensionnels (3D).	4
Figure I. 2 : Cristaux photonique naturels : (a) Plume de paon. L'encadré de droite est une image prise au microscope électronique à balayage (MEB) de la coupe d'une barbule verte. La structure de cristal photonique 2D est composée de piliers de mélanine liés par de la kératine ainsi que de trous d'air, (b) papillon Morpheus [8], (c) bracelet monté d'une opale naturelle quasi-périodique de silice [8] accompagné par son image au MEB.	6
Figure I. 3 : Un cristal photonique unidimensionnel.....	7
Figure I. 4 : Structure unidimensionnelle.....	9
Figure I. 5 : Structures bidimensionnelles : (a) connectée, (b) déconnectée.....	10
Figure I. 6 : Représentation schématique d'un CP-2D planaire fabriqué dans un guide plan de silicium entre deux couches de silice, le tout sur un substrat de silicium.	11
Figure I. 7 : Approche membrane.	11
Figure I. 8 : Approche substrat.....	12
Figure I. 9 : Images MEB de cristaux photoniques bidimensionnels planaires : (a) Image en coupe d'un cristal sur SOI, (b) Structure a cristal photonique en membrane suspendue sur AlGaAs.....	13
Figure I. 10 : Le réseau carré direct.	13
Figure I. 11 (a) Réseau réel, (b) réseau réciproque, (c) première zone de Brillouin et zone de Brillouin irréductible.	14
Figure I. 12 : Le réseau triangulaire direct.	15
Figure I. 13 : (a) Réseau réel, (b) réseau réciproque, (c) première zone de Brillouin et zone de Brillouin irréductible.	15
Figure I. 14 : Structure graphite.	16
Figure I. 15 : Structure Nitrure de Bore.	17
Figure I. 16 : Cristal photonique triangulaire de trous d'air dans une matrice diélectrique et réseau réciproque associé. Les points de haute symétrie de la première zone de Brillouin sont reportés (Γ , M et K) et la convention utilisée pour la polarisation est donnée. a est le paramètre de maille du cristal et r le rayon des trous.	18
Figure I. 17: Exemples de structures 3D artificielles : structure cubique (1), tas de bois (2), structure Multicouches (3), opales ou opales inversées (4), Yablonovite (5).	19

Figure I. 18: Diagramme de bande d'un cristal photonique triangulaire de trous d'air dans une matrice diélectrique ($\epsilon_1=12$) pour un facteur de remplissage en air de 63 % ($r/a=0,43$)[17].	21
Figure I. 19: Diagramme des bandes interdites pour les deux polarisations dans le cas d'un	
Figure I. 20 : cristal photonique triangulaire de trous d'air dans une matrice de constant diélectrique $\epsilon_1 =11,4$. Le recouvrement entre les deux polarisations ne se fait que pour des valeurs élevées de r/a [17].	22
: Défauts ponctuels : (a) Défaut lacunaire, (b) et (c) Défauts de substitutions.	27
Figure I. 21: Exemple de guide W_1 à cristal photonique triangulaire de trous d'air sur un substrat de silicium sur isolant [22].	28
Figure I. 22: (a) Représentation schématique d'un guide d'onde de largeur W_x à base d'un CP-2D planaire. La lumière est confinée verticalement par contraste d'indice et horizontalement par le cristal photonique, (b) Image MEB d'un guide à cristal photonique sur membrane de silicium et de son guide d'accès. [23].	29
Figure I. 23 : (a) Structure de bandes photoniques pour le réseau graphite avec ($f_{air} =20\%$). La figure insérée représente une photographie par microscopie électronique. (b) Spectres de réactivité mesurés autour de la longueur d'onde correspondant à une résonance de Fano du cristal photonique, correspondant au point A pour différentes intensités de pompe.	30
Figure I. 24 : (a) Représentation schématique du cristal photonique avec la région active au centre du guide qui consiste en une couche SiO_2 dopée de nano-cristaux de Si et d' Er^{3+} . (b)Spectres de photoluminescence (PL) (courbes en bas) et de réflectance (R) (courbes en haut) à température ambiante pour un angle d'incidence ($\theta = 0^\circ$). Pour deux structures de CPs avec $a = 1070$ et $1210nm$ et dans la région non gravée (courbes en pointillés).	32
Figure I. 25 : (a) Représentation d'un filtre add / drop, (b) Principe de fonctionnement : Système à quatre accès constitué d'un résonateur en anneaux et de deux guides d'ondes.	33
Figure I. 26 : Exemple de réalisation expérimentale d'un filtre add-drop constitué de deux guides d'onde diffractifs et d'une cavité linéique dans un cristal photonique membranaire. Un peu plus de 80% de la puissance se propageant dans le guide d'onde bus a été transférée dans le guide d'onde drop, vers l'avant, autour de $1.537 \mu m$ [33].	34

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

Figure II. 1 : Point d'évaluation du calcul de la dérivée centrée.....	39
Figure II. 2 : Discrétisation spatiale du volume de calcul à l'aide de la cellule de Yee.	40
Figure II. 3 : Discrétisation temporelle.	40
Figure II. 4 : Algorithme de calcul des champs.	42
Figure II. 5 : Présentation du problème.	43
Figure II. 6 : Schéma explicatif des conditions symétriques et antisymétriques.	45
Figure II. 7 : Plan de travail utilisé par la simulation FDTD.	45

Chapitre III : Le guidage dans les cristaux photonique bidimensionnels

Figure III. 1 : Structure triangulaire sans défaut.	51
Figure III. 2 : La réponse spectrale en transmission et réflexion.....	51
Figure III. 3 : Répartition du champ magnétique H_z CP-2D triangulaire sans défaut excité en mode TE : (a) 2000 itérations, (b) 2500 itérations, (c) 3500 itérations, (d) 5000 itérations. ...	52
Figure III. 4 : Structure triangulaire sans défaut.	53
Figure III. 5 : La réponse spectrale en transmission et réflexion.....	53
Figure III. 6 : Répartition du champ magnétique H_z du CP-2D carré sans défaut excité en mode TE : (a) 2000 itérations, (b) 2500 itérations, (c) 3500 itérations, (d) 5000 itérations. ...	54
Figure III. 7 : Structure triangulaire d'un guide $W_1^K A$	55
Figure III. 8 : La réponse spectrale en transmission et réflexion.....	56
Figure III. 9 : Répartition du champ magnétique H_z du guide triangulaire avec défaut excité en mode TE : (a) 2000 itérations, (b) 2500 itérations, (c) 3500 itérations, (d) 5000 itérations.	57
Figure III. 10 : Structure carrée d'un guide $W_1^K A$	58
Figure III. 11 : La réponse spectrale en transmission et réflexion.....	58
Figure III. 12 : Répartition du champ magnétique H_z du guide mono-rangée $W_1 K A$ excité en mode TE :(a) 2000 itérations, (b) 2500 itérations, (c) 3500 itérations, (d) 5000 itérations.	59
Figure III. 13 : Structure triangulaire d'un guide $W_3^K A$ de guide.	60
Figure III. 14 : La réponse spectrale en transmission et réflexion.....	61
Figure III. 15 : Répartition du champ magnétique H_z du guide $W_3^K A$ excité en mode TE : (a) 1500 itérations, (b) 2000 itérations, (c) 3500 itérations, (d) 5000 itérations.....	62
Figure III. 16 : Structure carrée constitué d'un guide $w_1^K A$	63
Figure III. 17 : La réponse spectrale en transmission et réflexion.....	63

Figure III. 18 : Répartition du champ magnétique Hz du guide $W_3^K A$ excité en mode TE : (a) 1500 itérations, (b) 2000 itérations, (c) 3500 itérations, (d) 5000 itérations..... 64

Chapitre IV : Le filtrage dans les cristaux photonique bidimensionnels

Figure IV. 1 : Structure d'un filtre sélectif à base des CPs-2D réalisé par la combinaison de deux guides $W_1^K A$ avec un motif triangulaire. 67

Figure IV. 2 : Spectres de transmission normalisés obtenues de : (a) guide $W_1^K A$ triangulaire de rayon normalisé $r_1=0.2112\mu m$, (b) guide $W_1^K A$ triangulaire de rayon normalisé $r_2=0.1382\mu m$ 67

Figure IV. 3 : La réponse spectrale en transmission de filtre étudié..... 68

Figure IV. 4 : Répartition du champ magnétique Hz du filtre excité en mode TE : (a) 2000 itérations, (b) 2500 itérations, (c) 3500 itérations, (d) 5000 itérations..... 69

Figure IV. 5 : Structure d'un filtre sélectif constitué de trois guides $W_1^K A$ triangulaire..... 70

Figure IV. 6 : Spectres de transmission normalisés obtenus de : (a) guide $W_1^K A$ triangulaire de rayon normalisé $r_1=0.2112 \mu m$, (b) guide $W_1^K A$ triangulaire de rayon normalisé $r_2=0.1512\mu m$, (c) guide $W_1^K A$ triangulaire de rayon normalisé $r_3=0.156 \mu m$ 70

Figure IV. 7 : La réponse spectrale en transmission de filtre étudié..... 71

Figure IV. 8 : Répartition du champ magnétique Hz du filtre excité en mode TE : (a) 2000 itérations, (b) 2500 itérations, (c) 3500 itérations, (d) 5000 itérations..... 72

Figure IV. 9 : Structure d'un filtre constitué de deux guides $W_1^K A$ carrée et triangulaire. 73

Figure IV. 10 : Spectres de transmission normalisés obtenus de : (a) guide $W_1^K A$ carré de rayon normalisé $r_1=0.1968 \mu m$, (b) guide $W_1^K A$ triangulaire de rayon normalisé $r_2=0.2112\mu m$ 73

Figure IV. 11 : La réponse spectrale en transmission de filtre sélectif étudié. 74

Figure IV. 12 : Répartition du champ magnétique Hz du filtre excité en mode TE : (a) 2000 itérations, (b) 2500 itérations, (c) 3500 itérations, (d) 5000 itérations..... 75

Figure IV. 13 : Structure d'un filtre constitué de deux guides d'onde $W_1^K A$ triangulaires et un guide $W_1^K A$ carré..... 76

Figure IV. 14 : Spectres de transmission normalisés obtenus de : (a) guide $W_1^K A$ triangulaire de rayon normalisé $r_1=0.1416 \mu m$, (b) guide $W_1^K A$ carré de rayon normalisé $r_2=0.1968 \mu m$, (c) guide $W_1^K A$ triangulaire de rayon normalisé $r_3=0.2121 \mu m$ 76

Figure IV. 15 : La réponse spectrale en transmission de filtre sélectif étudié. 77

Figure IV. 16 : Répartition du champ magnétique Hz du filtre excité en mode TE : (a) 2000 itérations, (b) 2500 itérations, (c) 5000 itérations, (d) 10000 itérations..... 78

Figure IV. 17 : Structure d'un filtre constitué de trois guides d'onde $W_1^K A$ triangulaires et par l'ajout de deux trous d'air au niveau de troisième guide $W_1^K A$.	79
Figure IV. 18 : Spectres de transmission normalisés obtenus de : (a) guide $W_1^K A$ triangulaire de rayon normalisé $r_1=0.2112 \mu\text{m}$, (b) guide $W_1^K A$ triangulaire de rayon normalisé $r_2=0.138 \mu\text{m}$, (c) guide $W_1^K A$ triangulaire de rayon normalisé $r_3=0.12 \mu\text{m}$.	79
Figure IV. 19 : La réponse spectrale en transmission de filtre sélectif étudié.	80
Figure IV. 20 : Répartition du champ magnétique Hz du filtre excité en mode TE : (a) 2000 itérations, (b) 2500 itérations, (c) 3500 itérations, (d) 5000 itérations.	81
Figure IV. 21 : Structure d'un filtre sélectif constitué de trois guides d'onde $W_1^K A$ triangulaires et par l'ajout de cinq trous d'air au niveau de deuxième guide $W_1^K A$ et un trou d'air dans le troisième guide $W_1^K A$.	82
Figure IV. 22 : Spectres de transmission normalisés obtenus de : (a) guide $W_1^K A$ triangulaire de rayon normalisé $r_1=0.2112 \mu\text{m}$, (b) guide $W_1^K A$ triangulaire de rayon normalisé $r_2=0.144 \mu\text{m}$, (c) guide $W_1^K A$ triangulaire de rayon normalisé $r_3=0.1536 \mu\text{m}$.	82
Figure IV. 23 : La réponse spectrale en transmission de filtre sélectif étudié.	83
Figure IV. 24 : Répartition du champ magnétique Hz du filtre excité en mode TE : (a) 2000 itérations, (b) 2500 itérations, (c) 3500 itérations, (d) 5000 itérations.	84
Figure IV. 25 : Structure d'un filtre sélectif constitué de trois guides d'onde $W_1^K A$ triangulaires et par l'ajout de trois trous d'air au niveau du troisième guide $W_1^K A$.	85
Figure IV. 26 : Spectres de transmission normalisés obtenues de : (a) guide $W_1^K A$ triangulaire de rayon normalisé $r_1=0.2112 \mu\text{m}$, (b) guide $W_1^K A$ triangulaire de rayon normalisé $r_2=0.1382 \mu\text{m}$, (c) guide $W_1^K A$ triangulaire de rayon normalisé $r_3=0.158 \mu\text{m}$.	85
Figure IV. 27 : La réponse spectrale en transmission de filtre sélectif étudié.	86
Figure IV. 28 : Répartition du champ magnétique Hz du filtre sélectif excité en mode TE : (a) 2000 itérations, (b) 2500 itérations, (c) 3500 itérations, (d) 5000 itérations.	87
Figure IV. 29 : Structure d'un filtre sélectif constitué de deux guides d'onde $W_1^K A$ triangulaires couvrants un guide $W_1^K A$ carré. Une seule cavité a été introduite dans le premier guide.	88
Figure IV. 30 : Spectres de transmission normalisés obtenus de : (a) guide $W_1^K A$ triangulaire de rayon normalisé $r_1=0.12 \mu\text{m}$, (b) guide $W_1^K A$ carré de rayon normalisé $r_2=0.1968 \mu\text{m}$, (c) guide $W_1^K A$ triangulaire de rayon normalisé $r_3=0.2112 \mu\text{m}$.	88
Figure IV. 31 : La réponse spectrale en transmission de filtre sélectif étudié.	89
Figure IV. 32 : Répartition du champ magnétique Hz du filtre excité en mode TE : (a) 2000 itérations, (b) 3500 itérations, (c) 5000 itérations, (d) 10000 itérations.	90

Figure IV. 33 : Structure d'un filtre sélectif constitué de deux guides d'ondes $W_1^K A$ triangulaires et un guide $W_1^K A$ carré avec une seule cavité dans le premier guide.....	91
Figure IV. 34 : Spectres de transmission normalisés obtenus de : (a) guide $W_1^K A$ triangulaire de rayon normalisé $r_1=0.1416 \mu\text{m}$, (b) guide $W_1^K A$ carré de rayon normalisé $r_2=0.1968 \mu\text{m}$, (c) guide $W_1^K A$ triangulaire de rayon normalisé $r_3=0.2088 \mu\text{m}$	91
Figure IV. 35 : La réponse spectrale en transmission de filtre sélectif étudié.	92
Figure IV. 36 : Répartition du champ magnétique Hz du filtre sélectif excité en mode TE : (a) 2000 itérations, (b) 2500 itérations, (c) 5000 itérations, (d) 10000 itérations.....	93
Figure IV. 37 : Structure d'un filtre sélectif constitué de deux guides d'ondes $W_1^K A$ triangulaires et un guide $W_1^K A$ carré avec une seule cavité dans le premier guide.....	94
Figure IV. 38 : Spectres de transmission normalisés obtenus de : (a) guide $W_1^K A$ triangulaire de rayon normalisé $r_1=0.1968 \mu\text{m}$, (b) guide $W_1^K A$ carré de rayon normalisé $r_2=0.2112 \mu\text{m}$, (c) guide $W_1^K A$ triangulaire de rayon normalisé $r_3=0.156 \mu\text{m}$	94
Figure IV. 39 : La réponse spectrale en transmission de filtre sélectif étudié.	95
Figure IV. 40 : Répartition du champ magnétique Hz du filtre excité en mode TE : (a) 2000 itérations, (b) 2500 itérations, (c) 3000 itérations, (d) 5000 itérations.....	96
Figure IV. 41 : Réponse spectrale en transmission des différentes topologies de filtre sélectif sans cavité.	97
Figure IV.42 : Réponse spectrale en transmission des différentes topologies de filtre sélectif avec cavité.	98

Introduction générale

Le marché des transmissions de données demande depuis quelques années des débits tels que la voie de transmission optique est devenue la voie majeure. Le développement des fibres optiques a constitué le premier maillon essentiel à la mise en place de cette technologie de routage de l'information. L'information est aujourd'hui transmise sur de nombreuses fréquences et des composants optiques sont indispensables en sortie de fibre pour gérer notamment les opérations de multiplexage/démultiplexage. Ces circuits optiques existent mais sont de l'ordre du centimètre : ils restent donc encombrants, et donc peu favorables à une production de masse. Parallèlement à cette problématique liée au développement de l'Internet, les interconnexions électriques entre puces commencent à être si proches les unes des autres que leurs performances pourraient en être limitées. Réaliser des interconnexions optiques peut être une solution à condition que les tailles de ces composants soient du même ordre que celles des composants microélectroniques actuels.

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 la lumière, ouvrant ainsi la voie de l'optoélectronique. Les diodes électroluminescentes, les diodes lasers et les capteurs CCD (Coupled Charge Device) peuvent ici être cités.

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 dans le domaine de télécommunication optique.

Parmi les solutions envisagées aujourd'hui, une voie intéressante serait de fabriquer des dispositifs photoniques (guide d'onde, filtre sélectif, 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.

Les photons sont apparus donc comme des vecteurs d'information performants. C'est dans ce contexte qu'Eli Yablonovitch suggéra, dans un article fondateur daté de 1987,

d'étendre les concepts de structure de bandes et de bande interdite. En structurant artificiellement la matière, il est possible de contrôler la lumière. Yablonovitch souhaitait initialement appliquer cette idée au problème du contrôle de l'émission spontanée, mais rapidement le caractère plus général de ce concept est apparu : les cristaux photoniques (CPs) étaient nés.

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 dimensions. Ce milieu périodique produit sur la lumière qui se propage dans le cristal photonique un effet analogue à celui du potentiel périodique sur les électrons dans un cristal. De même qu'il existe pour les 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 (BIP) correspond à un intervalle d'énergie où la propagation de la lumière est interdite dans certaines directions de ce cristal. Les cristaux photoniques offrent la possibilité de contrôler la propagation de la lumière et ceci, sur des dimensions 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. L'adaptation des cristaux photoniques à l'optoélectronique permet d'envisager de nouvelles perspectives telles que la réalisation de composants d'optique intégrée aux dimensions réduites et l'intégration de plusieurs fonctions sur un même substrat.

Les applications potentielles des matériaux à bandes interdites photoniques BIP-2D sont multiples et variées: réalisation de cavités résonantes de taille très réduite, de guides d'ondes, de virages, de filtres sélectifs, de multiplexeurs - démultiplexeurs et de fibres optiques. Ces matériaux vont donner jour à de nouveaux composants optoélectroniques autrement plus performants et compacts que ceux classiques que nous connaissons actuellement. Les réalisations des filtres sélectifs en incluant des défauts ponctuels et linéiques dans un cristal photonique bidimensionnel peuvent être validés.

Ce travail s'appuie sur la conception des dispositifs de guidage et de filtrage sélectif à partir des CPs-2D à la longueur d'onde $1.55 \mu\text{m}$, qui est très utilisée dans les télécommunications par fibre optique.

Ce mémoire s'articule autour de quatre chapitres suivants :

Le premier chapitre est une description générale des cristaux photoniques. Nous donnerons des concepts sur les cristaux photoniques, leurs caractéristiques géométriques et

physiques, les différentes familles et nous étudierons les notions de bande interdite photonique et la carte des bandes. Nous aborderons par la suite les techniques de modélisation et les principes de défaut ponctuels et étendus qui existent aux niveaux des CPs. Nous achèverons ce chapitre par quelques applications de cristaux photoniques bidimensionnels.

Dans le deuxième chapitre, nous nous intéresserons d'abord à la méthode FDTD-2D (Finite Domain Time Difference), la simulation par différences finies 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 CPs-2D. 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.

Dans le troisième chapitre, nous commençons par les structures cristallines bidimensionnelles sans défaut à mailles carrées et triangulaires. Nous étendons cette étude à la conception des guides d'ondes mono-rangée $W_1^K A$ et à trois rangées manquantes $W_3^K A$. Les réponses spectrales en transmission et en réflexion ainsi que la répartition du champ seront présentées et discutées.

Enfin, le quatrième chapitre sera réservé à la conception des différents filtres sélectifs sans et avec cavités résonnantes de type Fabry Perrot.

Ce mémoire se terminera par une conclusion générale.

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

Chapitre I. Définitions et Concepts sur les Cristaux Photoniques

I. 1. Introduction

Pendant la dernière décennie, les cristaux photoniques (CPs), également connus sous le nom de structures à bandes interdites photoniques avec l'abréviation BIP (en anglais, Photonic Band Gap : PBG), ont été sujets à plusieurs travaux de recherches. Ces structures sont des systèmes très prometteurs pour des applications dans le domaine des ondes électromagnétiques, pour de réelles réalisations dans le domaine des micro-ondes, l'optoélectronique et les télécommunications optiques. Plusieurs travaux ont été réalisés sur les semi-conducteurs profitant des avancées technologiques en microélectronique.

L'objectif de ce chapitre est de présenter les concepts de base liés aux cristaux photoniques, les différents types de CPs, leurs grandeurs caractéristiques géométriques et physiques, techniques de modélisation et le domaine des applications optiques qui peuvent résulter de ces matériaux.

I. 2. Définitions

Les cristaux photoniques (CPs) sont des matériaux dont l'indice de réfraction est modulé périodiquement selon une ou plusieurs dimensions de l'espace (Figure I. 1) [1, 2].

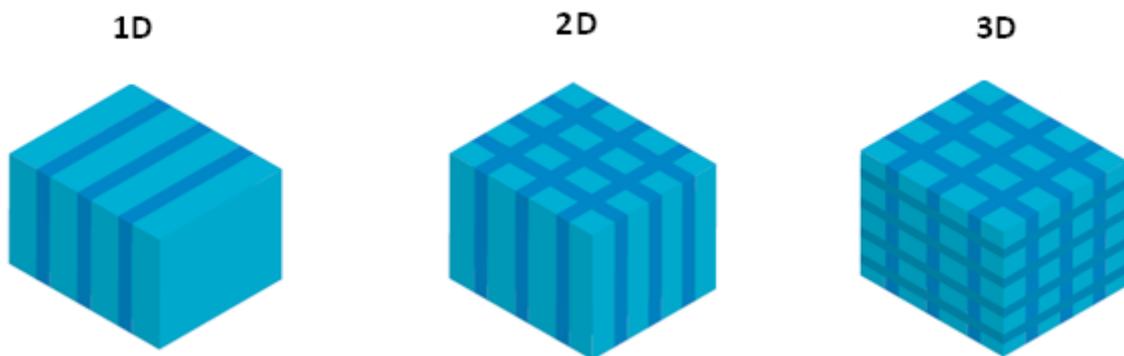


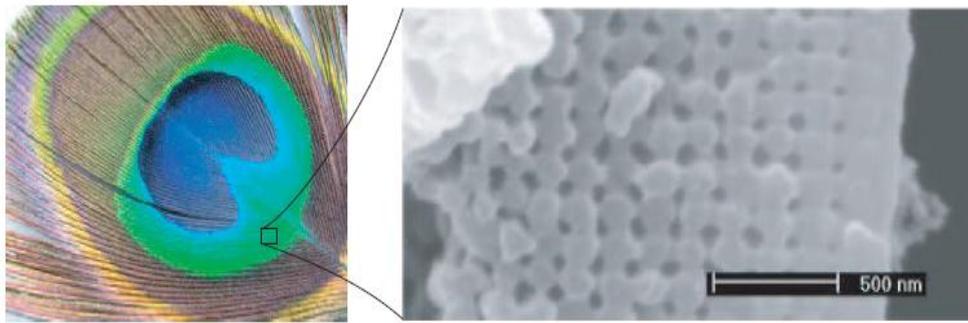
Figure I. 1 : Représentation schématique des cristaux photoniques unidimensionnels (1D), bidimensionnels (2D) et tridimensionnels (3D).

Ces structures peuvent être obtenues par un arrangement périodique de deux matériaux différents. Leur forme la plus simple est une structure périodique à une dimension composée d'un empilement de couches également appelé « miroir de Bragg ». La généralisation de ce concept peut être étendue en deux et à trois dimensions. Autrement dit, ces matériaux ont la capacité d'inhiber la propagation de la lumière dans certaines directions pour une gamme de

fréquences bien déterminée appelée : la bande interdite photonique (BIP). Cette particularité optique intervient lorsque la longueur de maille du cristal est du même ordre de grandeur que la longueur d'onde de la lumière dans le milieu. Ce phénomène est dans une certaine mesure analogue à celui de l'ouverture de bandes interdites électroniques dans des cristaux atomiques de matériaux semi-conducteurs.

La propriété de « gap » ou « bande interdite » a été initialement montrée par Lord Rayleigh en 1887 dans les structures de type miroir de Bragg. La généralisation du concept à deux et trois Dimensions a été initiée en 1987 par Zengerle [3], Yablonovitch [4] et John [5] dans le but de Contrôler l'émission spontanée de la lumière.

On peut rencontrer ces structures périodiques dans la nature sous forme minérale comme les opales qui sont des minéraux composés d'arrangements de sphères de silice hydratée. Leurs feux sont dus à la diffraction de la lumière par leur structure de cristal photonique tridimensionnel. L'origine de la coloration de nombreuses espèces animales et végétales provient aussi de motifs périodiques. La coloration bleue des ailes de papillons morpho et des feuilles de certaines variétés de Sélaginelle en sont des exemples [6]. Les couleurs bleu, vert, jaune et marron des plumes de paons proviennent de la diffraction par des cristaux photoniques 2D à nombre et longueur de maille variables (Figure I. 2) [7].



(a)



(b)



(c)

Figure I. 2 : Cristaux photoniques naturels : (a) Plume de paon. L'encadré de droite est une image prise au microscope électronique à balayage (MEB) de la coupe d'une barbule verte. La structure de cristal photonique 2D est composée de piliers de mélanine liés par de la kératine ainsi que de trous d'air, (b) Papillon Morpheus [8], (c) Bracelet monté d'une opale naturelle quasi-périodique de silice [8] accompagné par son image au MEB.

I. 2. 1. Caractéristiques géométriques et physiques d'un cristal photonique

Un cristal photonique est caractérisé par les différents matériaux qui le composent, le système cristallin selon lequel ces matériaux sont organisés et les volumes relatifs qu'ils occupent dans la cellule élémentaire du cristal. Les quantités représentatives de ces différentes caractéristiques sont :

I. 2. 1. 1. Le contraste d'indice δ

Rapport entre les indices des deux matériaux, qui peut être comparé à la hauteur de la barrière de potentiel de la physique du solide est donné selon l'équation (I. 1) :

$$\delta = n_n/n_e \quad (\text{I.1})$$

Avec : n_n : L'indice de réfraction du matériau de bas indice.

n_e : L'indice de réfraction du matériau de haut indice.

I. 2. 1. 2 Les périodes

Ces paramètres géométriques, choisis selon le domaine de fréquence étudié, influent sur les caractéristiques de la bande interdite photonique. Par exemple pour un cristal photonique unidimensionnel, la période $a = (a_1 + a_2)$, avec a_1 l'épaisseur de la couche de permittivité ϵ_1 et a_2 l'épaisseur de la couche de permittivité ϵ_2 (Figure I. 3).

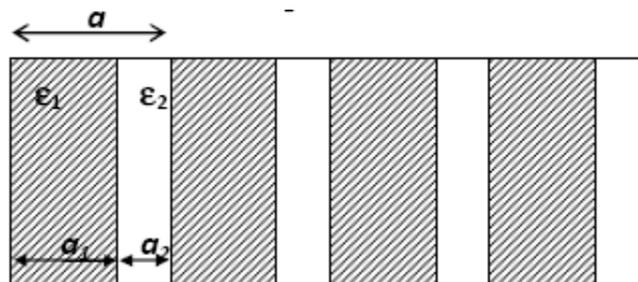


Figure I. 3 : Un cristal photonique unidimensionnel.

I. 2. 1. 3. Le facteur de remplissage f

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

$$f = \frac{e_h}{e_h + e_l} \quad (\text{I. 2})$$

Pour le réseau bidimensionnel, le facteur de remplissage en air f désigne le rapport entre l'aire du motif (ici un disque) et l'aire de la cellule élémentaire du réseau considéré [10], [11].

$$f = \frac{A_{\text{motif}}}{A_{\text{mail élémentaire}}} \quad (\text{I. 3})$$

Dans le cas de motifs circulaires de rayon r dans un cristal carré de période a , on peut définir le facteur de remplissage dans l'air selon l'équation (I. 4) :

$$f = \pi \left(\frac{r}{a} \right)^2 \quad (\text{I. 4})$$

Dans le cas de motifs circulaires de rayon r dans un cristal triangulaire de période a , on peut définir le facteur de remplissage dans l'air selon l'équation (I. 5) :

$$f = \frac{2\pi}{\sqrt{3}} \left(\frac{r}{a} \right)^2 \quad (\text{I. 5})$$

I. 3. Catalogue des cristaux photoniques

I. 3. 1. La structure périodique unidimensionnelle (1D)

Ces structures sont couramment utilisées sous le nom de réseau de Bragg [12]. Elles sont généralement réalisées par un empilement de couches d'indice de réfraction différente et d'épaisseur optique $\lambda/4$ (Figure I. 4). λ étant la longueur d'onde guidée autour de laquelle le matériau doit interdire la propagation des ondes électromagnétiques sous une incidence normale. Les réseaux de Bragg ont prouvé leur utilité dans de nombreuses applications : convertisseurs de modes pour fibres optiques, filtres sélectifs de longueur d'onde, multiplexeurs, lasers spéciaux à bande étroite.

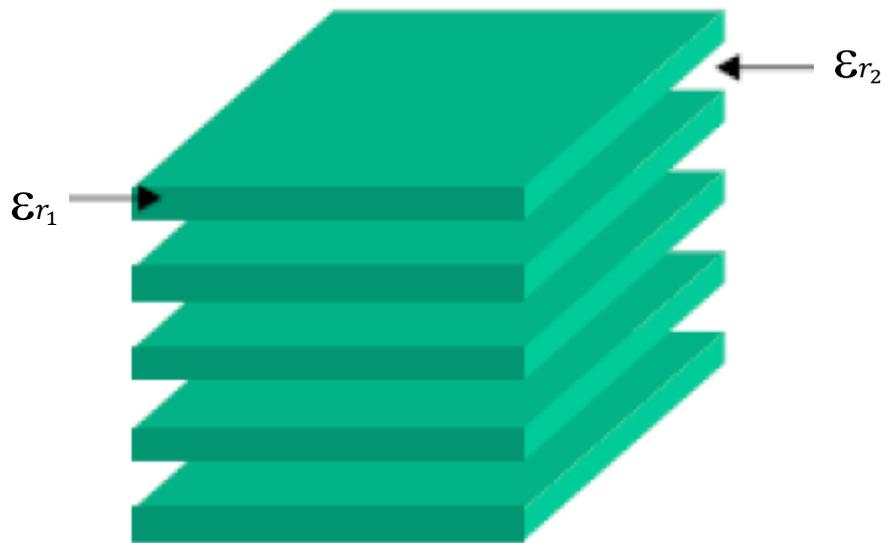


Figure I. 4 : Structure unidimensionnelle.

I. 3. 2. La structure périodique bidimensionnelle (2D)

Les cristaux photoniques à trois dimensions posent encore de nombreux problèmes de fabrication. Pour cette raison, nous sommes intéressés aux cristaux photoniques à deux dimensions qui peuvent être fabriqués facilement. À 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. 5).

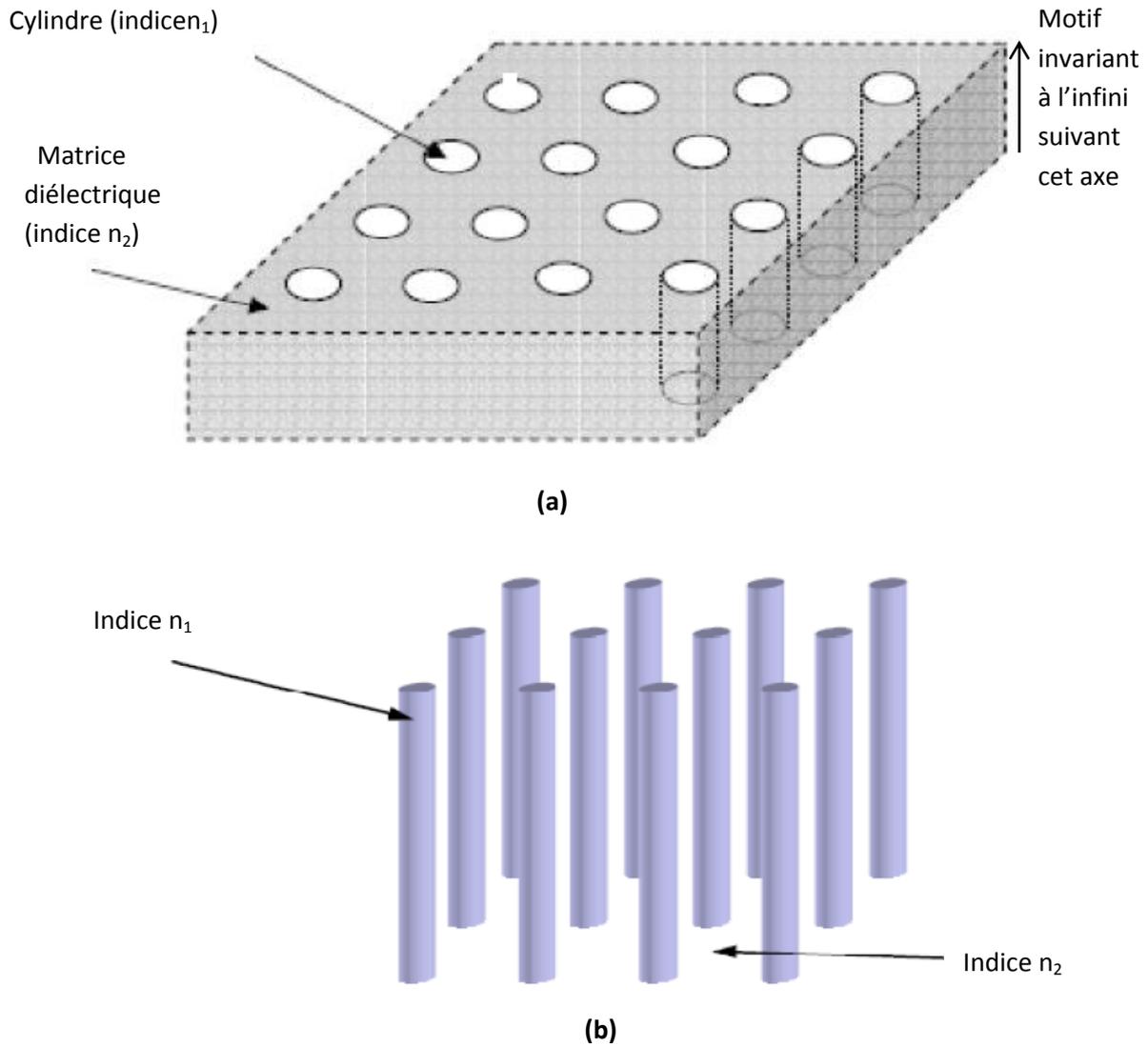


Figure I. 5 : Structures bidimensionnelles : (a) connectée, (b) déconnectée.

I. 3. 2. 1 Les cristaux photoniques bidimensionnels planaires

Pour pallier leur absence de bande interdite verticale, les cristaux bidimensionnels peuvent être insérés entre des couches de matériaux ayant des indices de réfraction plus faibles. On obtient ainsi un accroissement du confinement dans la direction non périodique par un effet de réflexion totale interne. Ces structures sont communément appelées cristaux photoniques bidimensionnels planaires (Figure I. 6). Le guidage de la lumière dans une couche d'indice de réfraction élevée est couramment utilisé en optique intégrée car les technologies de croissance, dépôt et gravure de couches planes sont bien développées.

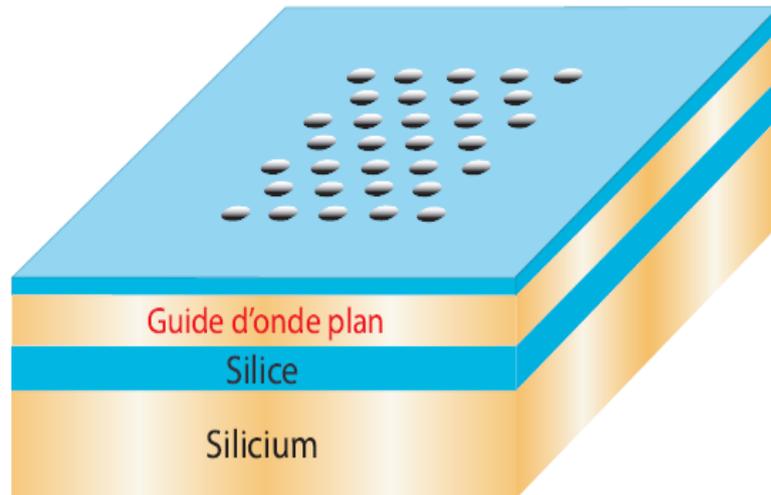


Figure I. 6 : Représentation schématique d'un CP-2D planaire fabriqué dans un guide plan de silicium entre deux couches de silice, le tout sur un substrat de silicium.

On peut distinguer deux types de CPs-2D planaires, suivant le contraste d'indice entre la couche guidante et le substrat.

a) Fort contraste d'indice (approche membrane)

Dans le cas d'un fort contraste d'indice ($n_2 \gg n_1$), le champ est très confiné dans le guide. L'épaisseur nécessaire pour qu'il soit monomode est alors de quelques centaines de nanomètres. Le couplage avec des modes radiatifs du substrat a lieu pour un espace en vecteurs d'onde plus restreint qu'en faible contraste d'indice. L'épaisseur à graver est alors faible et il n'est pas nécessaire de prolonger le motif dans le substrat (Figure I. 7).

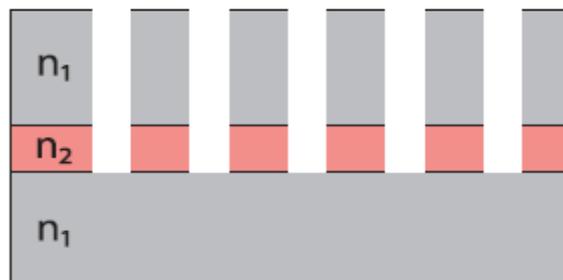


Figure I. 7 : Approche membrane.

b) Faible contraste d'indice (approche substrat)

Si la différence d'indice est faible ($n_2 \approx n_1$), la lumière sera faiblement confinée dans le guide et l'étalement du champ optique au-dessus et en dessous du guide sera important. Cette configuration est appelée approche substrat et nécessite une gravure profonde.

Le champ s'étendant fortement dans la gaine, le phénomène de bande interdite s'accompagne souvent de couplage avec des modes radiatifs et donc de pertes de lumière dans la direction verticale. Les lignes de lumière des deux milieux étant très proches, le domaine de la relation de dispersion où les modes sont guidés est très étroit. Il est d'ailleurs souvent nécessaire de graver la couche inférieure afin de diminuer son indice de réfraction moyen : en faible contraste d'indice, l'indice moyen de la couche guidante percée de trous d'air pourrait être plus faible que l'indice du substrat non gravé.

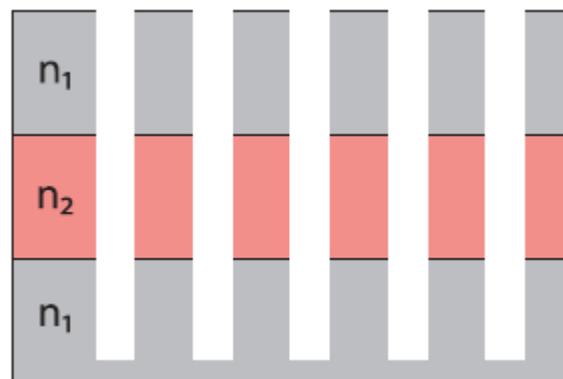
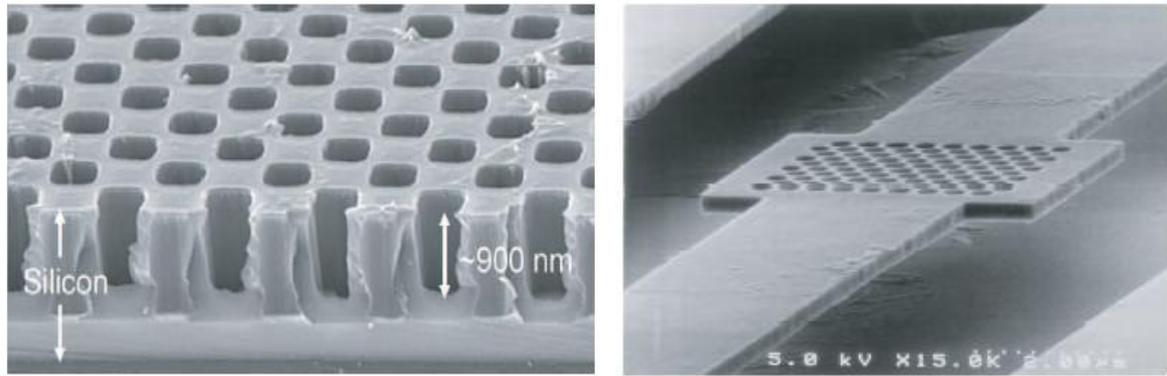


Figure I. 8 : Approche substrat.

Les cristaux photoniques membranaires sont généralement fabriqués à partir de matériaux semi-conducteurs. Dans le cas de cristaux basés sur des substrats Silicon On Isolator SOI [12], le contraste d'indice entre la couche guidante de silicium et le substrat de silice est d'environ $\Delta n=2$. Pour maximiser le confinement, le substrat semi-conducteur peut être entièrement gravé sous le cristal qui devient une membrane suspendue dans de l'air [13] (Figure I. 9). Le contraste d'indice du guide avec le substrat est alors maximal.



(a)

(b)

Figure I. 9 : Images MEB de cristaux photoniques bidimensionnels planaires : **(a)** Image en coupe d'un cristal sur SOI, **(b)** Structure à cristal photonique en membrane suspendue sur AlGaAs.

I. 3. 2. 2. Différentes familles de cristaux photoniques bidimensionnels

Les réseaux périodiques à deux dimensions se regroupent principalement suivant trois familles :

a) Le réseau carré

Les nœuds du réseau sont situés sur un carré de côté « a » (Figure I. 10). Il a été montré que ce type de réseau est très sensible à l'angle d'incidence et à la polarisation de l'onde électromagnétique [14]. Il est ainsi difficile d'obtenir une bande interdite totale, c'est-à-dire une bande interdite qui empêche la propagation quelle que soit la polarisation.

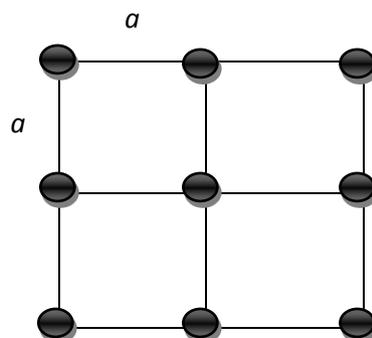


Figure I. 10 : Le réseau carré direct.

Les surfaces de dispersion des CPs ont des périodes et symétries qui découlent de celles du réseau direct. Pour les étudier, on utilise les notions de réseau réciproque et de zones de Brillouin. Le réseau réciproque d'un CP-2D est défini à partir du réseau réel par la relation suivante :

$$\vec{a}_i \cdot \vec{b}_j = 2\pi\delta_{ij} \quad (\text{I.6})$$

Où les \vec{a}_i et \vec{b}_j sont les vecteurs des réseaux réels et réciproques, δ_{ij} est le symbole de Kronecker.

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

On appelle zone de Brillouin irréductible la plus petite surface qui permet de déduire la relation de dispersion dans tout l'espace réciproque. Elle correspond à la plus petite surface qui peut être utilisée pour reconstruire la première zone de Brillouin (ZB) en utilisant les symétries du réseau réciproque. La figure I. 11 donne une représentation graphique des réseaux réciproques, de la première ZB et de la ZB irréductible pour les réseaux 2D carrés : la première zone de Brillouin est un carré (LMNO) dont le centre est le point Γ de coordonnée (0,0). La zone de Brillouin irréductible est alors un triangle communément appelé (Γ XM) dont la surface est 1/8 de celle de la première zone de Brillouin.

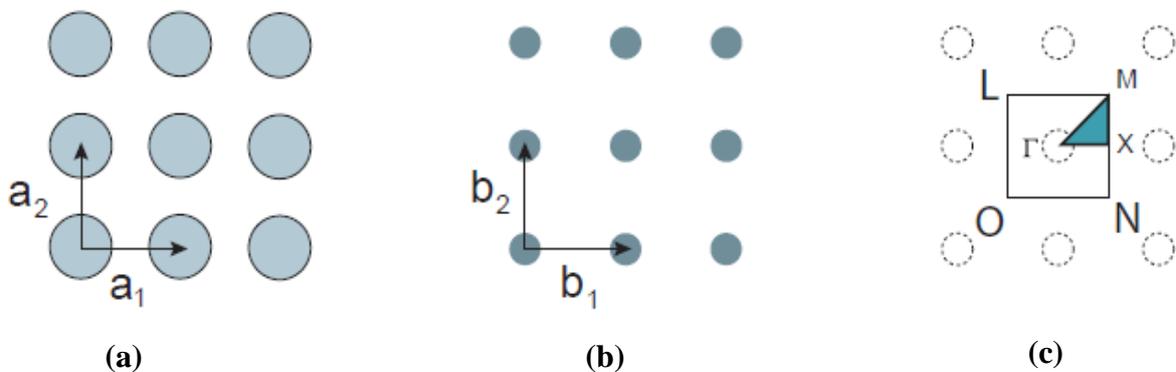


Figure I. 11 : (a) Réseau réel, (b) réseau réciproque, (c) première zone de Brillouin et zone de Brillouin irréductible.

b) Le réseau triangulaire

Le réseau triangulaire est le réseau 2D de plus haute symétrie dès lors que l'on se limite à un seul « atome » par maille. La zone de Brillouin est un hexagone. Chaque nœud du réseau direct est espacé de son proche voisin d'une même distance « a » (Figure I. 12).

Cette structure est moins sensible à l'angle d'incidence que le réseau carré mais la bande interdite complète reste difficile à obtenir.

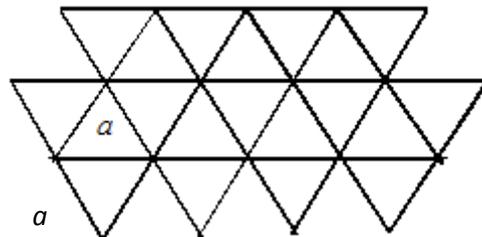


Figure I. 12 : Le réseau triangulaire direct.

Dans le cas du réseau triangulaire, les vecteurs du réseau réel ne sont plus colinéaires à ceux du réseau réciproque. La première zone de Brillouin est un hexagone (ABKCDE) et sa zone de Brillouin irréductible est un triangle (Γ MK) dont la surface est 1/12 de celle de la première zone de Brillouin (Figure I. 13).

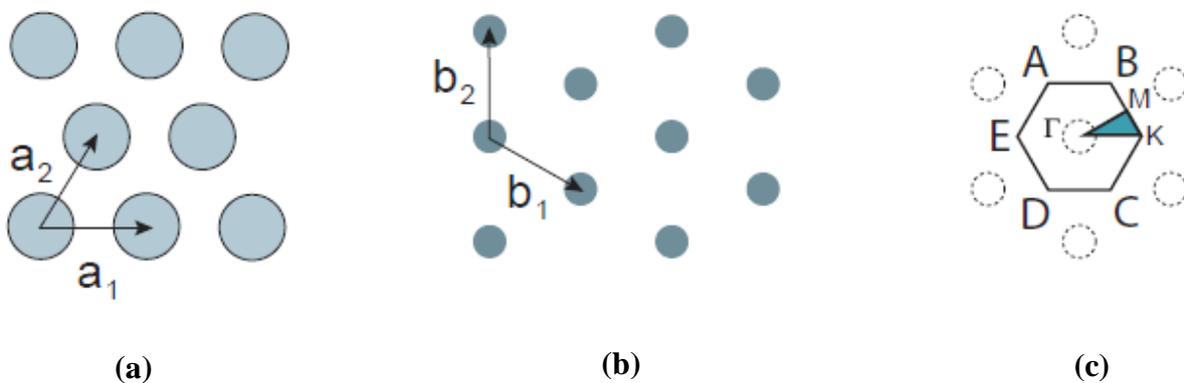


Figure I. 13 : (a) Réseau réel, (b) réseau réciproque, (c) première zone de Brillouin et zone de Brillouin irréductible.

c) Le réseau hexagonal

c. 1) La structure graphite

Sur un réseau hexagonal, si tous les nœuds sont identiques et espacés de « a », alors on appelle cette structure « graphite » car elle est similaire à la structure cristalline du Graphite (Figure I. 14). 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 ΓK et ΓM . La possibilité d'une bande interdite complète avait été prédite pour la première fois dans le cas d'un réseau de tiges diélectriques cylindriques [15].

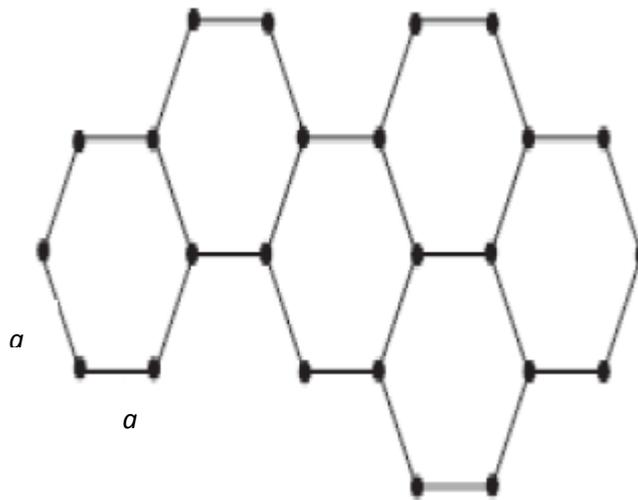


Figure I. 14 : Structure graphite.

c. 2) La structure nitrure de Bore

Si un nœud diffère de son suivant par sa nature ou sa dimension, on obtient ainsi la structure cristalline du Nitrure de Bore (Figure I. 15). Celle-ci permet d'obtenir de larges bandes interdites.

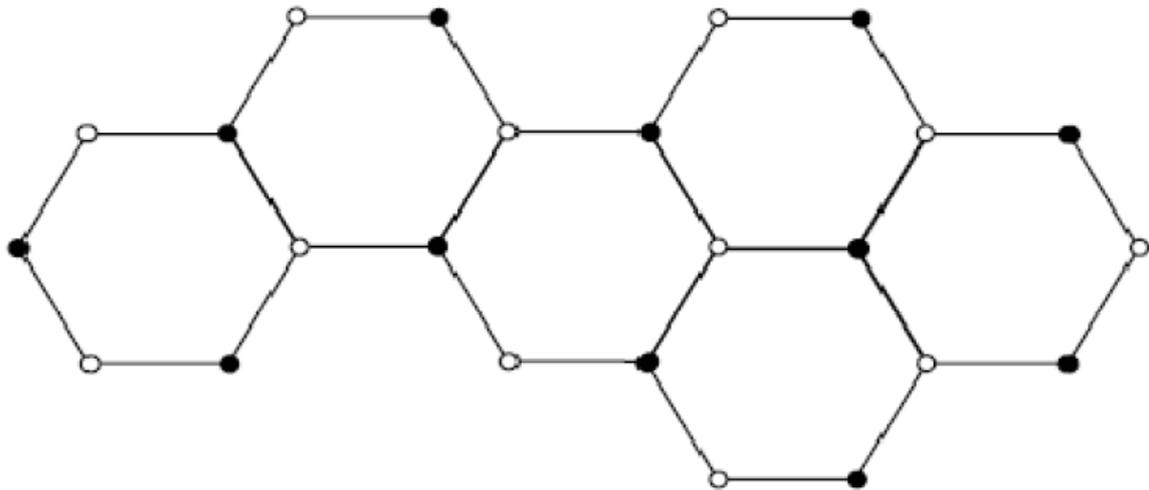


Figure I. 15 : Structure Nitrure de Bore.

Pour ouvrir une bande interdite dans le plan ou l'espace, toutes les bandes interdites uni-directionnelles doivent se recouvrir au moins partiellement sur la première zone de Brillouin. Le recouvrement sera maximal si les bandes interdites sont centrées à des énergies proches. La situation la plus favorable est celle où la zone de Brillouin est la plus isotrope possible. Les réseaux qui s'en rapprochent le plus sont les réseaux triangulaires à deux dimensions et les réseaux graphites et les réseaux cubiques faces centrées à trois dimensions.

Dans ces structures 2D, ils existent deux types de propagation : dans le plan (in-plane, $k_z = 0$) et hors plan (off-plane, k_z non nul), z et k_z sont respectivement l'axe parallèle aux cylindres et la constante de propagation suivant cet axe. En propagation in-plane, on distingue deux modes de polarisations pour les ondes électromagnétiques, la polarisation électrique TE (le champ magnétique \vec{H} est parallèle à l'axe z) et la polarisation magnétique TM (le champ électrique \vec{E} est parallèle à l'axe z) (Figure I. 16). Le comportement fréquentiel n'est pas forcément identique selon la polarisation. En effet, l'apparition de bandes interdites ainsi que leur largeur et position dépendent du taux de remplissage de la structure, du motif élémentaire et du contraste d'indice.

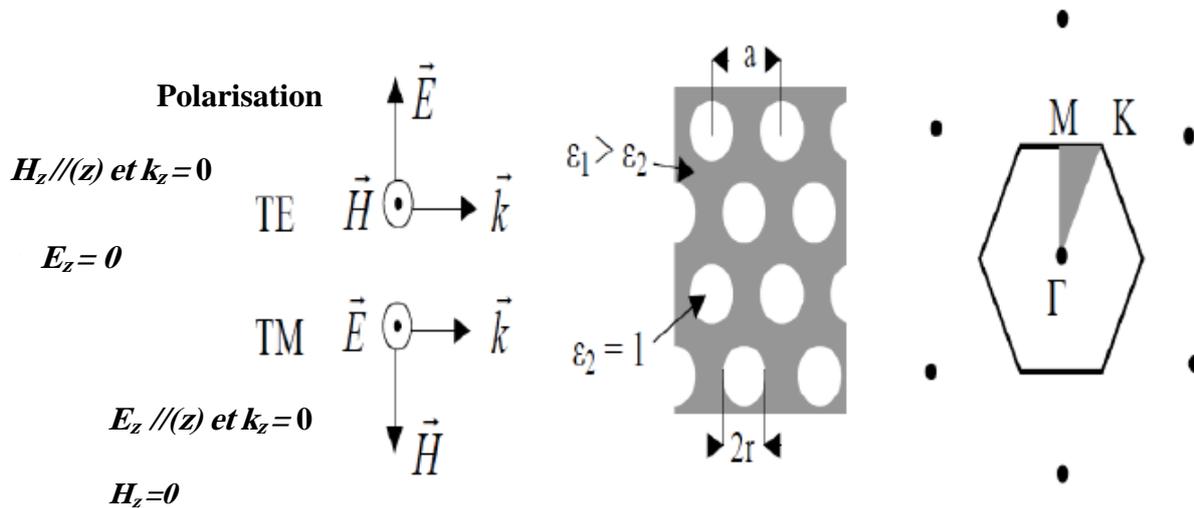


Figure I. 16 : Cristal photonique triangulaire de trous d'air dans une matrice diélectrique et réseau réciproque associé. Les points de haute symétrie de la première zone de Brillouin sont reportés (Γ , M et K) et la convention utilisée pour la polarisation est donnée. a est le paramètre de maille du cristal et r le rayon des trous.

I. 3. 3. La structure périodique tridimensionnelle (3D)

Les structures périodiques tridimensionnelles sont périodiques suivant les trois directions de l'espace. Il existe un grand nombre de structures possibles. Auguste Bravais a établi un classement de différentes familles de cristaux. Il a montré que les cristaux peuvent se répartir en sept types de mailles (7 systèmes cristallins) et 14 types de réseaux (réseaux de Bravais). La figure I. 17 montre quelques exemples des cristaux photoniques artificiels en réalité, peu de structures 3D possèdent une bande interdite complète [16].

Théoriquement, il a été montré la présence d'une bande interdite complète dans une structure à symétrie cubique à face centrée (CFC) ou communément appelée structure diamant. L'inconvénient des structures 3D réside dans le fait qu'elles soient difficiles à réaliser expérimentalement.

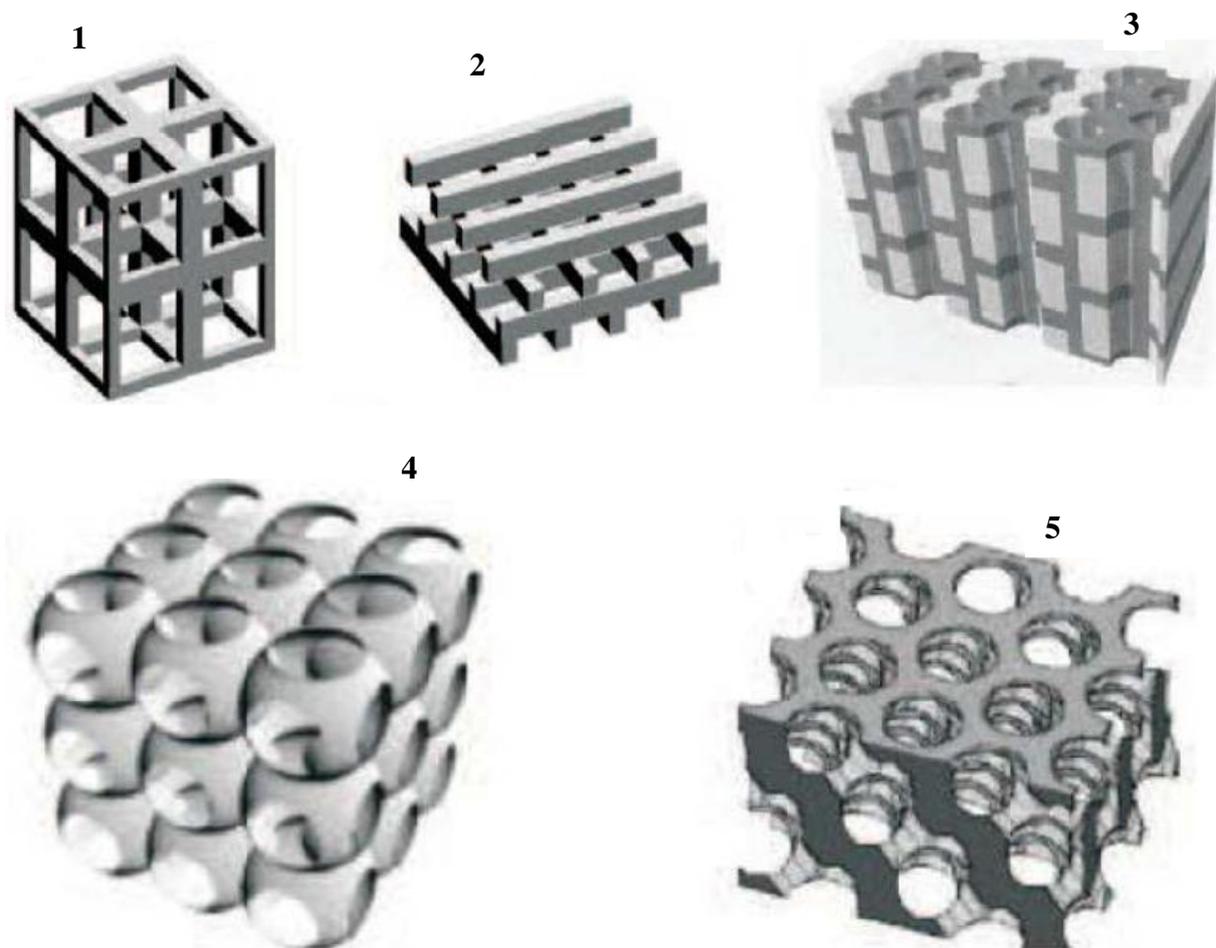


Figure I. 17: Exemples des structures 3D artificielles : structure cubique (1), tas de bois (2), structure Multicouche (3), opales ou opales inversées (4), Yablonovite (5).

Le principe général des cristaux photoniques était déjà utilisé depuis plusieurs décennies pour la réalisation de miroirs interférentiels, mais c'est à E. Yablonovitch et S. John qu'est due la généralisation à plusieurs dimensions en 1987. On y voit alors un moyen d'inhiber, l'émission spontanée pour surmonter certaines limites des lasers à semi-conducteurs du point (réduction du bruit de seuil). Cependant, les difficultés sont nombreuses de vue de la fabrication, l'élaboration d'un fort contraste d'indice à l'échelle de la longueur d'onde est un problème majeur. À plusieurs dimensions, cette modulation d'indice est généralement réalisée en creusant des trous dans le matériau diélectrique en empilant des billes ou des tiges diélectriques sous une forme appelée « tas de bois ». À cause de ces contraintes technologiques, les premières structures ont été réalisées pour des longueurs d'ondes millimétriques. Dans le domaine de l'optique, il faut le plus souvent recourir à des matériaux semi-conducteurs pour avoir une constante diélectrique suffisamment élevée et il a

fallu attendre les progrès des techniques de lithographie et de gravure pour voir apparaître pour la première fois en 1996 des cristaux photoniques avec des longueurs caractéristiques submicroniques. Par ailleurs, du point de vue théorique, les calculs sur des structures bi- et tridimensionnelles sont particulièrement lourds.

Comme nous le verrons par la suite, l'existence d'une bande interdite photonique est parmi les propriétés intéressantes des cristaux photoniques bidimensionnels.

I. 4. Relations de dispersion

I. 4. 1. Diagramme de bandes

Pour ouvrir une bande interdite la plus large possible, il faut que la première zone de Brillouin du cristal soit le plus circulaire possible. Parmi les géométries simples qui s'offrent à nous, le réseau triangulaire répond bien à cette condition. De plus, il est relativement aisé de réaliser des trous et, s'ils sont remplis d'air, un fort contraste d'indice est possible. En effet, l'étude de différents cas fait apparaître que la structure triangulaire de trous d'air permet l'ouverture d'une large bande interdite photonique en polarisation « Transverse Electricique » pour les conventions de polarisation TE telle que le champ électrique est perpendiculaire aux cylindres d'air et même une bande interdite complète sous certaines conditions. Ainsi, c'est cette polarisation qui est la plus utilisée dans la littérature pour réaliser des cristaux photoniques bidimensionnels et c'est celle que nous utiliserons dans l'ensemble de ce travail.

Un exemple de diagramme de bande pour cette structure est rapporté sur la figure I.18 dans le cas où $r/a = 0,43$ et $\epsilon_1 = 12$ (r étant le rayon des trous, a le paramètre de maille du cristal et ϵ_1 la constante diélectrique de la matrice de haut indice). Le calcul est fait le long des axes de haute symétrie de la première zone de Brillouin, sur le circuit Γ -M-K- Γ , en utilisant la méthode des ondes planes. L'énergie des bandes est exprimée en fonction du facteur sans dimension $u = a/\lambda$.

Pour la polarisation TE, une large bande interdite apparaît. Par contre, seul un gap réduit est observé pour la polarisation TM (Transverse Magnétique) dans ce cas.

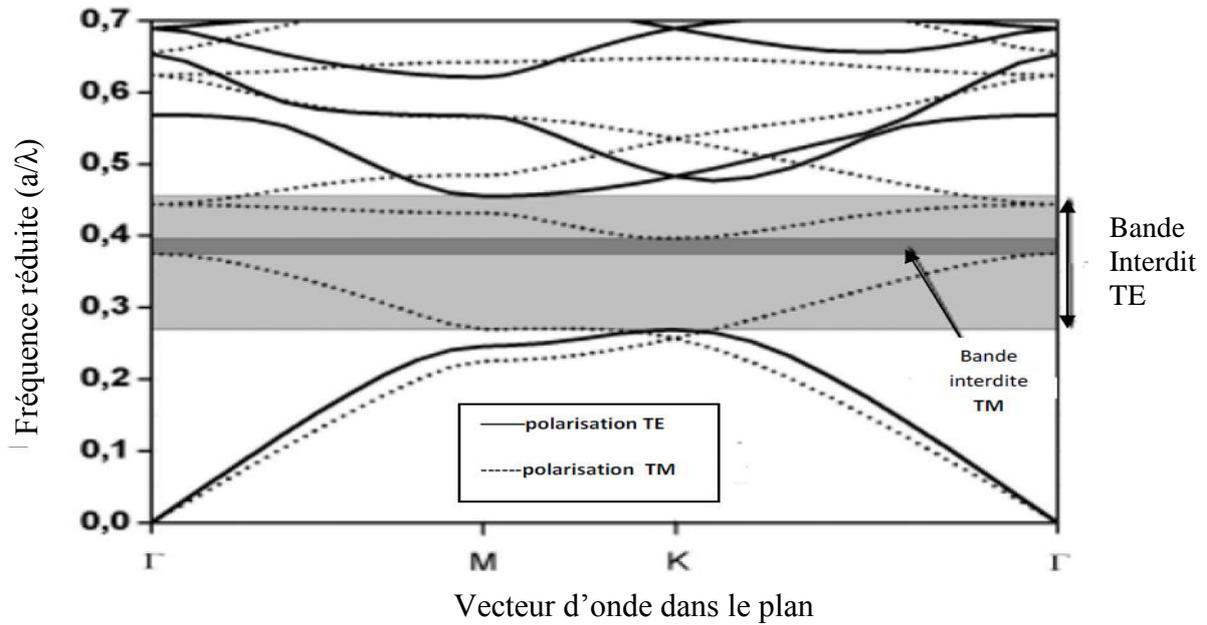


Figure I. 18 : Diagramme de bande d'un cristal photonique triangulaire de trous d'air dans une matrice diélectrique ($\epsilon_1= 12$) pour un facteur de remplissage en air de 63 % ($r/a=0,43$)[17].

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. 4. 2. Carte des bandes interdites

Le calcul du diagramme de bande vu précédemment nous renseigne, entre autres, sur les propriétés (la position et la largeur) des bandes interdites photoniques pour chaque polarisation. Cependant, deux paramètres peuvent encore être ajustés afin de jouer sur celles-ci : l'indice de la matrice et le facteur de remplissage en air (ou le rapport r/a). Pour un matériau donné (donc pour un indice de la matrice donné), il est intéressant de connaître l'influence du facteur r/a sur la position et la largeur des gaps photoniques : c'est la carte des bandes interdites.

Un exemple est donné sur la figure I. 19 dans le cas d'une matrice de constante diélectrique $\epsilon_1 = 11,4$. Pour de faibles facteurs de remplissage en air, il n'y a pas de bande interdite car le système est peu perturbé. Il faut atteindre $r/a = 0,2$ pour voir apparaître la bande interdite TE de plus basse énergie et c'est seulement pour un rayon des trous important (lorsque leur diamètre vaut 90 % de la période environ) que l'on a un recouvrement des gaps pour les deux polarisations, donc une bande interdite complète.

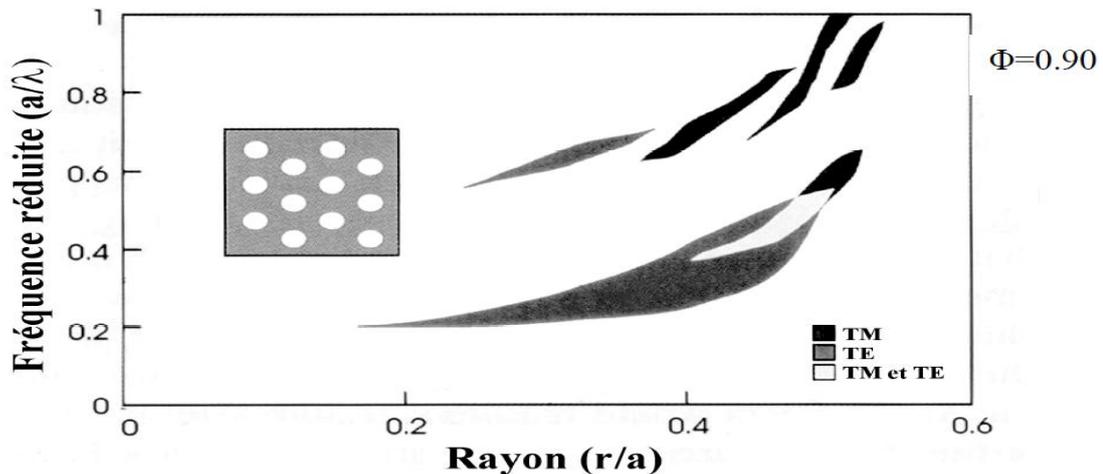


Figure I. 19 : Diagramme des bandes interdites pour les deux polarisations dans le cas d'un cristal photonique triangulaire de trous d'air dans une matrice de constante diélectrique $\epsilon_1=11,4$. Le recouvrement entre les deux polarisations ne se fait que pour des valeurs élevées de r/a [17].

Cette carte des bandes interdites est très pratique pour décider des paramètres du cristal photonique en vue d'une application. Il paraît tentant de travailler avec le gap le plus large possible, cependant, 'il n'est pas toujours judicieux de se placer dans une zone de fort facteur de remplissage en air (lorsque les trous ont un diamètre important), là où le gap est le plus large, pour des raisons de fuites hors du plan du cristal.

I. 4. 3. 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 considéré, 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 quelle que soit la fréquence considérée, il est impossible de trouver un mode supporté par la structure [18].

I. 5. Techniques de modélisation

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

I. 5. 1. La méthode des matrices de transfert

Elle est souvent utilisée pour déterminer les coefficients de réflexion et de transmission des empilements unidimensionnels, mais elle a été adaptée au cas bidimensionnel par Pendry.

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 aussi possible, par cette méthode, de remonter à la structure de bande puisque l'on calcule les éventuels vecteurs d'onde de propagation en fonction de la fréquence. De plus, l'éventuelle dépendance en fréquence du constant diélectrique sera plus facilement prise en compte.

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

Elle est basée sur une description du cristal photonique comme un ensemble de réseaux de diffraction successifs. Les champs sont décomposés dans chaque région séparant ces réseaux et la théorie des réseaux est appliquée pour relier les coefficients de cette décomposition d'une région à l'autre. Le système de relations matricielles obtenu permet d'établir la matrice de diffusion qui caractérise le milieu. L'intérêt de cette méthode est

qu'elle donne non seulement les modes guidés et les résonances (ce sont les pôles de la matrice de diffusion), mais aussi les pertes intrinsèques de ceux-ci.

I. 5. 3. La méthode des ondes planes (PWE)

Dans les cristaux photoniques, la méthode des ondes planes est la méthode de référence pour le calcul des bandes interdites. Elle est bien adaptée pour des structures périodiques de dimensions infinies pour la détermination des modes propres et du diagramme de dispersion de la structure.

Tout phénomène électromagnétique est gouverné par les équations des Maxwell. Ces dernières amènent à une équation d'onde qui, dans un milieu linéaire, isotrope, non magnétique (perméabilité magnétique relative égale à 1) et en absence de sources, s'écrit (pour les champs électrique et magnétique) de la manière suivante :

$$\vec{\nabla} \times \left(\frac{1}{\epsilon_r(\vec{r})} \vec{\nabla} \epsilon_r \vec{E}(\vec{r}, t) \right) + \mu_0 \cdot \epsilon_0 \frac{\partial^2 \vec{E}(\vec{r}, t)}{\partial t^2} = 0 \quad (\text{I. 7})$$

$$\vec{\nabla} \times \left(\frac{1}{\epsilon_r(\vec{r})} \vec{\nabla} \epsilon_r \vec{H}(\vec{r}, t) \right) + \mu_0 \cdot \epsilon_0 \frac{\partial^2 \vec{H}(\vec{r}, t)}{\partial t^2} = 0 \quad (\text{I. 8})$$

L'intérêt de la méthode des ondes planes est qu'elle facilite la résolution des équations d'onde de manière rigoureuse pour les structures périodiques supposées infinies. Elle permet le calcul des bandes de fréquences autorisées ou interdites des ondes électromagnétiques susceptibles de se propager dans la structure considérée [19,20].

Il est possible de rechercher des solutions sous la forme d'ondes planes de la forme :

$$\vec{E}(\vec{r}, t) = \vec{E}(\vec{r}) e^{i\omega t} \text{ et } \vec{H}(\vec{r}, t) = \vec{H}(\vec{r}) e^{i\omega t} \quad (\text{I. 9})$$

Avec la longueur d'onde dans le vide $\lambda = \frac{2\pi c}{\omega}$ et dont le vecteur d'onde est défini de telle sorte que le trièdre $(\vec{E}, \vec{H}, \vec{K})$, soit direct et que $\omega^2 = \frac{K^2 c^2}{\epsilon_r(\vec{r})}$ (c étant la vitesse de la lumière dans le vide et n'étant défini tel que $n = \sqrt{\epsilon_r(\vec{r})}$).

En combinant ces conditions, on peut simplifier les équations (I. 7) et (I. 8):

$$\vec{\nabla} \times (\vec{\nabla} \times \vec{E}(\vec{r})) - \frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon_r(\vec{r}) \vec{E}(\vec{r}) = 0 \quad (\text{I.10})$$

$$\vec{\nabla} \times (\vec{\nabla} \times \vec{H}(\vec{r})) - \frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon_r(\vec{r}) \vec{H}(\vec{r}) = 0 \quad (\text{I.11})$$

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

$$\varepsilon_r(\vec{r}) = \sum_{\vec{G}} \varepsilon_r(\vec{G}) \cdot e^{i\vec{G}\vec{r}} \quad (\text{I.12})$$

$$\vec{E}(\vec{r}) = U_{\vec{k}}(\vec{r}) \cdot e^{i\vec{k}\vec{r}} = \left[\sum_{\vec{G}} \varepsilon_r(\vec{G}) \cdot e^{i\vec{G}\vec{r}} \right] \cdot e^{i\vec{k}\vec{r}} = \left[\sum_{\vec{G}} U_{\vec{k}}(\vec{G}) \right] e^{i(\vec{G} + \vec{k})\vec{r}} \quad (\text{I.13})$$

$$\vec{H}(\vec{r}) = V_{\vec{k}}(\vec{r}) \cdot e^{i\vec{k}\vec{r}} = \left[\sum_{\vec{G}} \varepsilon_r(\vec{G}) \cdot e^{i\vec{G}\vec{r}} \right] \cdot e^{i\vec{k}\vec{r}} = \left[\sum_{\vec{G}} V_{\vec{k}}(\vec{G}) \right] e^{i(\vec{G} + \vec{k})\vec{r}} \quad (\text{I.14})$$

Où : \vec{G} est un vecteur du réseau réciproque.

ε_r , $U_{\vec{k}}(\vec{G})$ et $V_{\vec{k}}(\vec{G})$ sont les composantes dans l'espace réciproque (que l'on peut déterminer par une intégrale de Fourier). Alors, par exemple, pour le champ électrique, et d'après l'équation (I. 7) devient :

$$(\vec{G} + \vec{K}) \times [(\vec{G} + \vec{K}) \times U_{\vec{k}}(\vec{G})] = \frac{\omega^2}{c^2} \sum_{\vec{G}} \varepsilon_r(\vec{G} - \vec{G}) \cdot U_{\vec{k}}(\vec{G}) \quad (\text{I.15})$$

Ceci est un système linéaire. Il est de dimension infinie car il y a une infinité de vecteurs \vec{G} du réseau réciproque. Cependant, les vecteurs de grande amplitude ont un poids faible dans le calcul des bandes de faible ordre. Les développements en séries peuvent être limités à N ondes planes. Alors, en considérant les trois dimensions de l'espace, trois dimensions de l'espace, le système en séries peuvent être limités à N ondes planes. Alors, en considérant les trois dimensions de l'espace, le système est de dimension $3N$. La diagonalisation, qui doit être effectuée pour chaque valeur de k , permet alors de déterminer les

valeurs propres $w_n(\vec{K})$ servant à numérotter les valeurs propres). En pratique, les valeurs de \vec{K} sont limitées à certaines directions de symétrie de la première zone de Brillouin.

Les courbes de dispersion du cristal photonique sont alors obtenues, et c'est le diagramme de bande du cristal. De manière générale, quand les vecteurs \vec{K} décrivent la première zone de Brillouin, les fréquences $w_n(\vec{K})$ recouvrent continûment le spectre d'énergie. Cependant, il existe les bandes interdites photoniques ou à vrai dire les domaines d'énergie dans lesquels aucun mode $w_n(\vec{K})$ n'est accessible. La méthode des ondes planes nous permet aussi de calculer la distribution des champs électriques et magnétiques de chacun des modes dans la structure et la densité d'états. En pratique, la structure est définie par une cellule et par un réseau périodique selon lequel cette cellule est reproduite pour couvrir entièrement l'espace.

La cellule peut être uniquement le motif du cristal photonique pour un cristal sans défauts, mais peut aussi être de dimension plus grande (on parle alors de « supercellule ») pour tenir compte d'un défaut ponctuel ou linéaire dans le cristal (cas des cavités ou guides d'onde).

I. 5. 4. Différences finies dans le domaine temporel (FDTD)

Depuis le premier algorithme proposé par Yee en 1966 [21], la méthode des différences finies dans le domaine temporel (finite difference time Domain, FDTD) a été très utilisée en électromagnétisme. Sa versatilité permet de simuler la plupart des systèmes. Cette technique de calcul par éléments finis décompose l'espace-temps selon une grille de cellules élémentaires. Les équations de Maxwell sont remplacées par un système d'équations qui relie le champ électromagnétique de chaque cellule aux champs des cellules voisines. Ces équations sont résolues en fonction des conditions initiales et des conditions aux limites. La méthode FDTD permet de résoudre les équations de Maxwell avec une précision arbitraire en augmentant la densité de la grille de cellules élémentaires. Cette méthode permet de calculer les diagrammes de bande mais est surtout utilisée pour simuler la propagation de la lumière dans les structures à base de cristaux photoniques en calculant l'évolution temporelle du champ électromagnétique. Le comportement spectral d'une structure est déduit de cette évolution temporelle par transformation de Fourier.

I. 6. Défauts à l'intérieur d'un cristal photonique

Les cristaux photoniques ne permettront de réaliser de véritables fonctions optiques et de contrôler les flux de lumière que l'on y introduit des défauts. Comme pour les cristaux solides, il existe deux principaux types de défauts : les défauts ponctuels et les défauts étendus. Les premiers, associés à une rupture locale de périodicité, se traduisent par la présence de modes électromagnétiques à des fréquences discrètes, analogues aux défauts électroniques. Les seconds, que l'on peut considérer comme analogues aux dislocations, peuvent donner lieu à des bandes permises de propagation, là où se trouve une bande interdite dans le cristal idéal.

I. 6. 1. Les défauts ponctuels

Il existe de multiples manières de créer des défauts ponctuels dans les cristaux photoniques. On peut aussi procéder au retrait, à l'ajout ou à la modification d'un ou plusieurs motifs du cristal. Pour reprendre la terminologie de la physique du solide, on réalise alors des défauts lacunaires ou de substitution (Figure I. 20). Dans tous les cas, on crée des cavités optiques dont les modes de résonances vont venir se positionner en énergie au sein des bandes interdites du cristal.

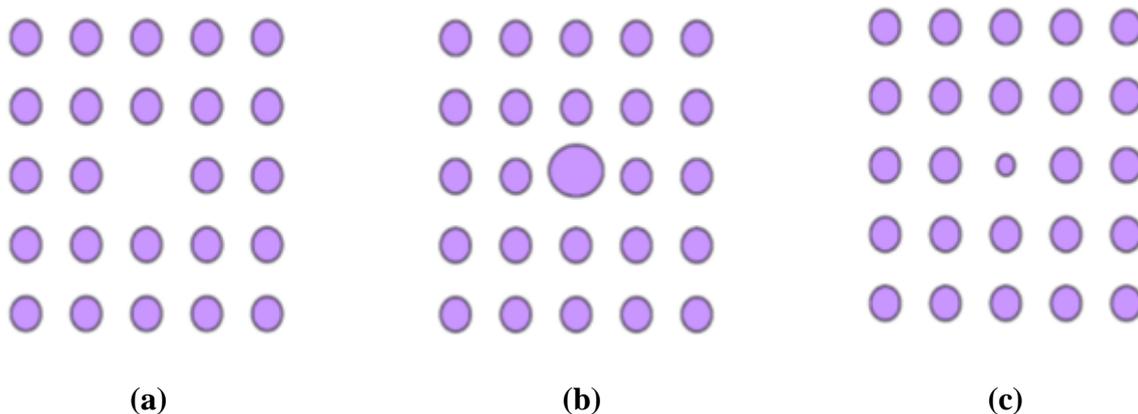


Figure I. 20 : Défauts ponctuels : (a) Défaut lacunaire, (b) et (c) Défauts de substitutions.

I. 6. 2. Les défauts étendus

Les défauts étendus, de dimension 1, 2 ou 3 ne peuvent évidemment être obtenus que dans les cristaux de dimension au moins équivalente. Parmi ces défauts, les défauts 1D (W_1) (Figure I. 21) sont certainement ceux qui ont suscité le plus grand nombre d'études car ils ont

vocation à être utilisés comme guides de lumière au sein d'un cristal donné. On peut d'ailleurs imaginer des défauts 2D (W_2) ou 3D (W_3) constitués d'une suite de guides W_1 , mis bout à bout et orientés dans les directions différentes, de façon à véhiculer la lumière sur tous les chemins possibles à l'intérieur du cristal.

L'exemple de base est celui du guide d'onde linéaire W_1 dans un cristal photonique 2D. Une façon de réaliser un tel guide consiste à placer des défauts ponctuels, couplés et régulièrement espacés, dans une direction du cristal 2D. Le couplage entre une infinité de résonateurs conduit à une bande de propagation permise dans la direction de l'alignement. Ce type de guide à résonateurs couplés a été proposé en 1999 [15].

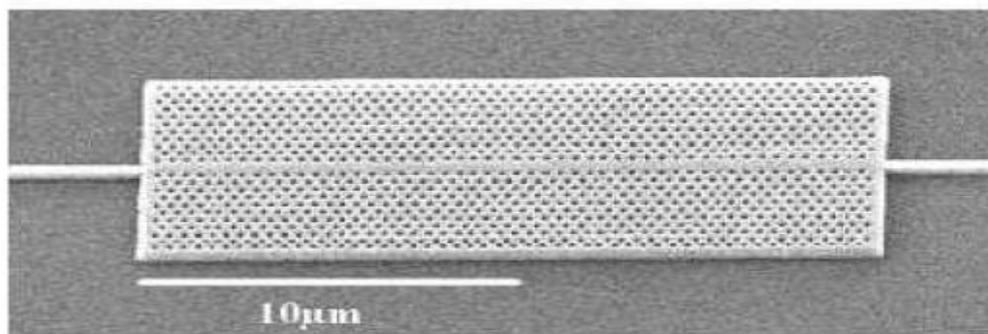


Figure I. 21 : Exemple de guide W_1 à cristal photonique triangulaire de trous d'air sur un substrat de silicium sur isolant [22].

I. 6. 2. 1. Les cristaux photoniques en géométrie guide d'onde

Les guides à cristaux photoniques sont obtenus en créant un défaut linéique dans le cristal. Au sein de ces défauts, des modes ayant une fréquence appartenant à la bande interdite photonique peuvent exister. Pour des cristaux photoniques bidimensionnels, un guide à cristal photonique peut être créé en écartant deux demi-plans de cristaux photoniques (Figure I.22.a).

Les guides à rangées manquantes, orientés dans les directions de symétrie du cristal photonique, constituent une des principales catégories de guides à cristaux photoniques.

L'écart entre les deux demi-plans, la direction cristallographique et la symétrie des deux bords permettent de définir un guide à cristal photonique.

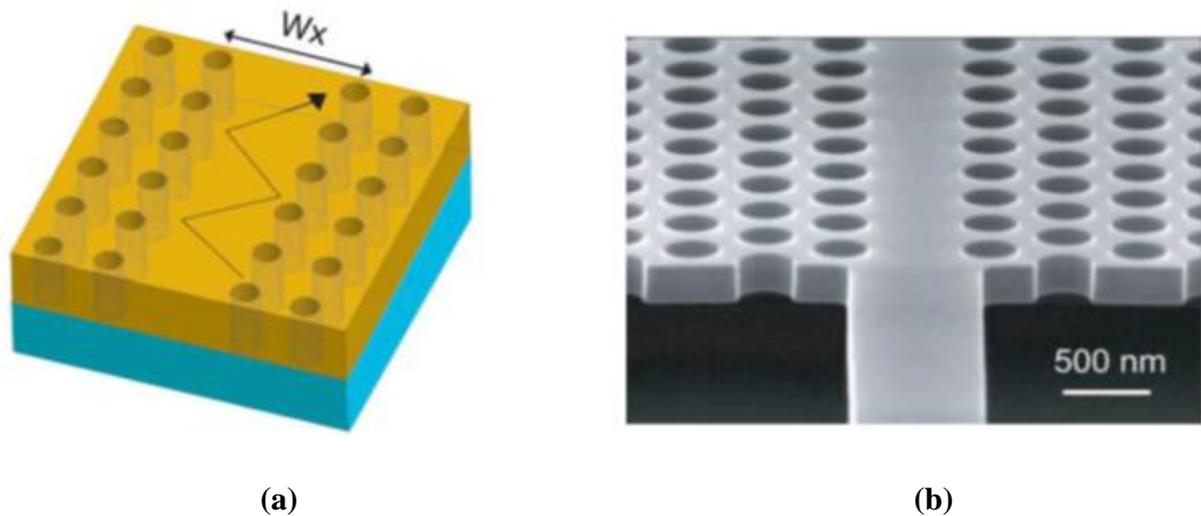


Figure I. 22 : (a) Représentation schématique d'un guide d'onde de largeur W_x à base d'un CP-2D planaire. La lumière est confinée verticalement par contraste d'indice et horizontalement par le cristal photonique, (b) Image MEB d'un guide à cristal photonique sur membrane de silicium et de son guide d'accès [23].

La largeur des guides à cristaux photoniques est caractérisée par l'écartement entre les deux régions à cristaux photoniques. Cet espacement est souvent donné en termes de rangées manquantes du CP bidimensionnel. Un guide « W_1 » correspond à un cristal 2D ayant une seule rangée manquante. Pour un cristal triangulaire, cette rangée étant généralement dans la direction Γ -K. La figure I. 22. b présente un guide à cristal photonique W_1 sur une membrane de silicium.

I. 7. Applications

Les applications potentielles des matériaux à BIP-2D sont nombreuses : contrôle de l'émission spontanée dans les dispositifs, guides d'ondes rectilignes, à fort rayon de courbure, faces miroir, filtres, microcavités à grand facteur de qualité, effet de super-prisme, diffraction...ect. Nous allons donc exposer brièvement quelques exemples d'utilisation de cristaux photoniques bidimensionnels.

I. 7. 1. Cristaux photoniques bidimensionnels utilisés comme filtre accordables

Les CPs-2D sont des structures ayant un fort potentiel en termes d'applications, une des applications envisagées étant d'utiliser ces CPs-2D pour le traitement tout optique du signal. C'est ce qui a été réalisé dans des cristaux photoniques 2D à base de matériaux III-V. Il a été démontré qu'en fabriquant des CPs unidimensionnels ou bidimensionnels avec ou sans

défaut dans un matériau possédant une non linéarité du troisième ordre de type Kerr, on peut réaliser des fonctions optiques (filtres accordables, commutateurs ou de émetteurs, amplificateurs...) [24, 25].

Les premiers travaux sur des CPs optiquement reconfigurables ont été réalisés dans des membranes d'InP incorporant des boîtes quantiques en $\text{InAs}_{0,65}\text{P}_{0,35}/\text{InP}$ (5 nm/20 nm) reportées sur silicium via une couche de silice [26, 27, 28]. La membrane est percée d'un réseau de trous d'air de type graphite d'une période de 770 nm avec un facteur de remplissage en air de 20%. Ces paramètres ont été choisis de façon à obtenir un mode photonique ayant une vitesse de groupe nulle au voisinage du point Γ autour de $1.55 \mu\text{m}$ (point A de la Figure I.23a). La bande d'absorption des boîtes quantiques contient la fréquence du mode du CP. L'idée dans ces travaux, était de modifier l'indice de réfraction des boîtes quantiques en modifiant la population de porteurs dans ces boîtes quantiques par excitation optique et d'observer le déplacement des courbes de dispersion.

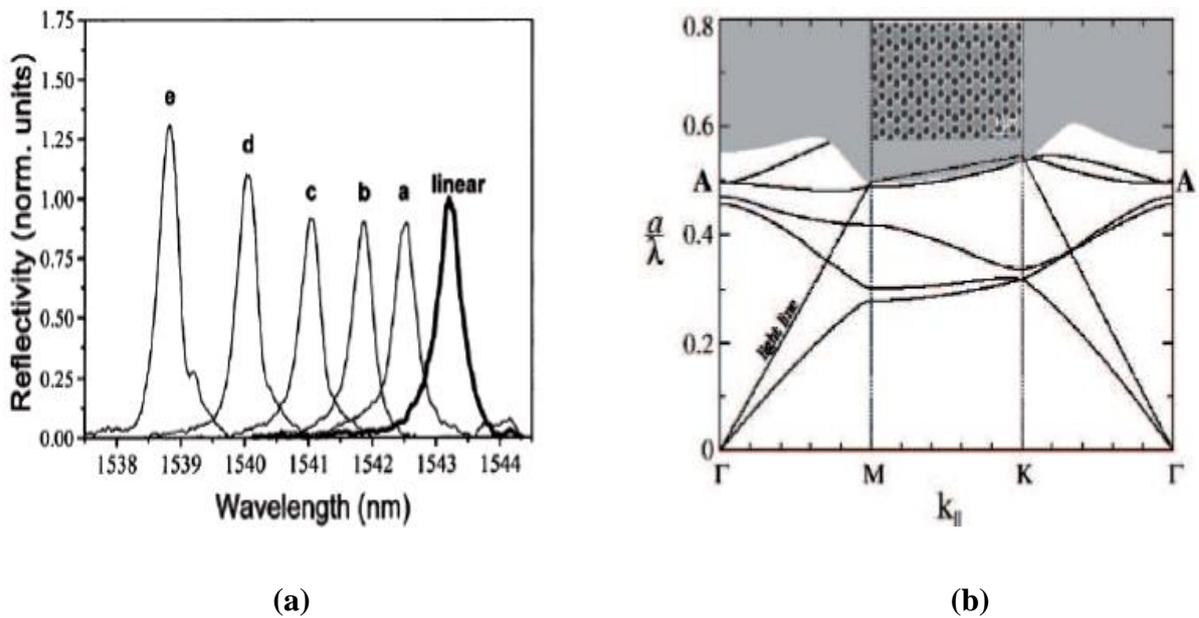


Figure I. 23 : (a) Structure de bandes photoniques pour le réseau graphite avec ($f_{air} = 20\%$). La figure insérée représente une photographie par microscopie électronique. (b) Spectres de réactivité mesurés autour de la longueur d'onde correspondant à une résonance de Fano du cristal photonique, correspondant au point A pour différentes intensités de pompe.

La courbe en gras représente la réactivité linéaire quand $I_{\text{pompe}} = 0$. Les courbes a, b, c, d et e représentent respectivement les spectres de réflectivités quand la pompe est incidente et est égale à: 0.19 kW/cm², 0.43 kW/cm², 0.74 kW/cm², 1.13 kW/cm² et 1.7 kW/cm².

La figure I. 23. (b) représente les résultats obtenus sur la structure par l'utilisation d'une expérience pompe-sonde. En régime linéaire, lorsque seule la sonde est incidente, on observe en réflexion une résonance de Fano [29] très étroite centrée autour de 1543.3 nm (pic "*linear*") correspondant à un mode photonique en r. Ce mode correspondant au point A de la figure I. 23. (a). C'est un mode dégénère qui peut se coupler avec une onde incidente, le couplage de cette onde se traduisant par un maximum en réflexion. Lorsque la pompe est également incidente à 810 nm, on a une absorption des boîtes quantiques qui va modifier l'indice effectif de la couche gravée. Donc, la résonance se déplace en longueur d'onde vers le bleu ("blue shift"), ce déplacement augmente avec l'augmentation de l'intensité de la pompe. On peut constater également une amplification du signal réfléchi à partir de 1540 nm (pic d), cette amplification a été étudiée en détail dans la même équipe avec des changements dans les paramètres géométriques du réseau de graphite et de la structure InP-QD/silice/silicium [30].

Des travaux similaires pour observer une commutation ultra rapide (8 ps) aux longueurs d'onde des télécoms (1.5 μm) ont été réalisés dans des CPs bidimensionnels d'un réseau de type triangulaire de $\text{Al}_{0,3}\text{Ga}_{0,7}\text{As}$ incorporant des puits quantiques de GaAs (10 nm), le tout déposé sur une couche épaisse d' AlOx [31].

Nous avons exposé avec ces quelques exemples, des travaux démontrant que les CPs-2D peuvent être utilisés à la fois comme filtres accordables en longueur d'onde (commutateurs), amplificateurs. Ils peuvent également être utilisés comme lasers [32] même si le cristal photonique n'est pas réalisé dans un matériau non linéaire actif mais dans des substrats de silicium sur isolant qui sont à priori, optiquement non actifs. L'astuce est alors de doper une fine couche de silice au milieu d'un guide de silicium par des nano-cristaux de silicium et d'erbium (Figure I. 24. (a)).

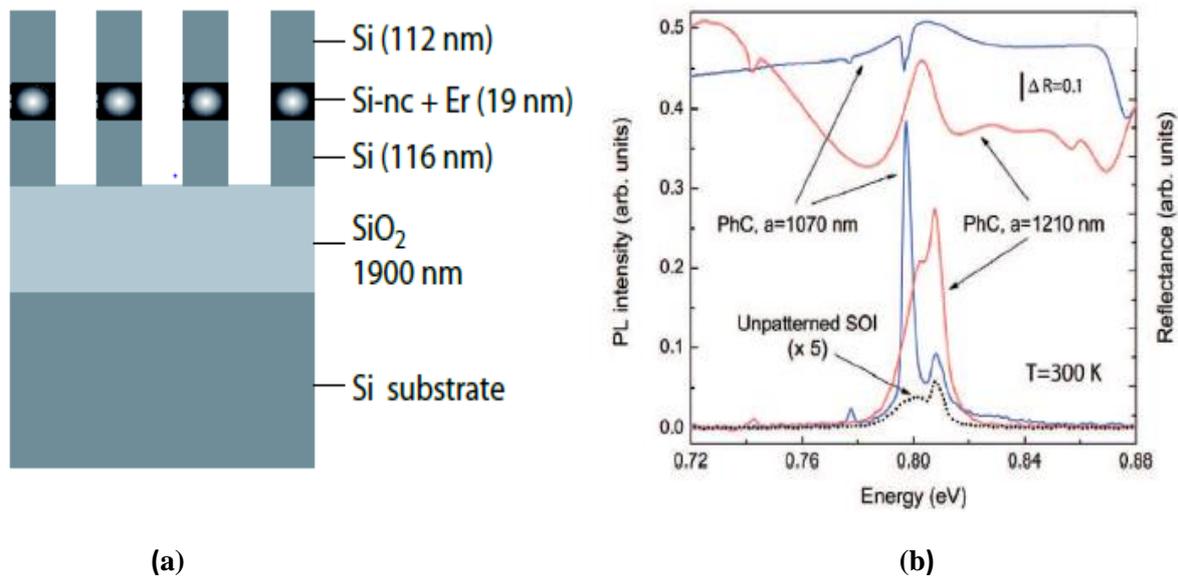


Figure I. 24 : (a) Représentation schématique du cristal photonique avec la région active au centre du guide qui consiste en une couche SiO₂ dopée de nano-cristaux de Si et d' Er^{3+} . (b) Spectres de photoluminescence (PL) (courbes en bas) et de réflectance (R) (courbes en haut) à température ambiante pour un angle d'incidence ($\theta = 0^\circ$). Pour deux structures de CPs avec $a = 1070$ et 1210 nm et dans la région non gravée (courbes en pointillés).

La figure I. 24. (b) représente les spectres de photoluminescence (PL) et de réflectance (R) mesurés à température ambiante entre 0.7 et 0.88 eV (1.77-1.4 μ m) obtenus pour deux structures de cristaux photoniques à réseau triangulaire ayant le même facteur de forme ($r/\lambda=0.33$) mais de périodes différentes ($\lambda= 1210$ nm et 1070 nm). r est le rayon des trous.

Les structures ont été excitées à 532 nm (le faisceau à une puissance de 20 mw et un col qui fait 100 μ m sur la surface de l'échantillon) et la PL a été observée au point Γ dans la direction normale à la surface ($\theta = 0^\circ$). Elle correspond à l'excitation d'un mode photonique autour de 0.8 eV (1.55 μ m) pour les deux structures. Cette PL a été trouvée 250 fois plus grand que celle obtenue dans la région non gravée, cette énorme exaltation est obtenue grâce au couplage résonnant entre la bande d'émission des cristaux d'erbium et celle d'un mode du cristal photonique situé au-dessus du cône de lumière.

Ces résultats montrent la possibilité d'obtenir, dans la filière silicium, de l'émission de lumière par des effets non linéaires aux longueurs d'ondes des télécommunications optiques.

I. 7. 2. Filtre routeur add / drop

Le filtre add/drop est composé de 2 guides d'ondes couplés par un ou deux résonateurs (Figure I. 25).

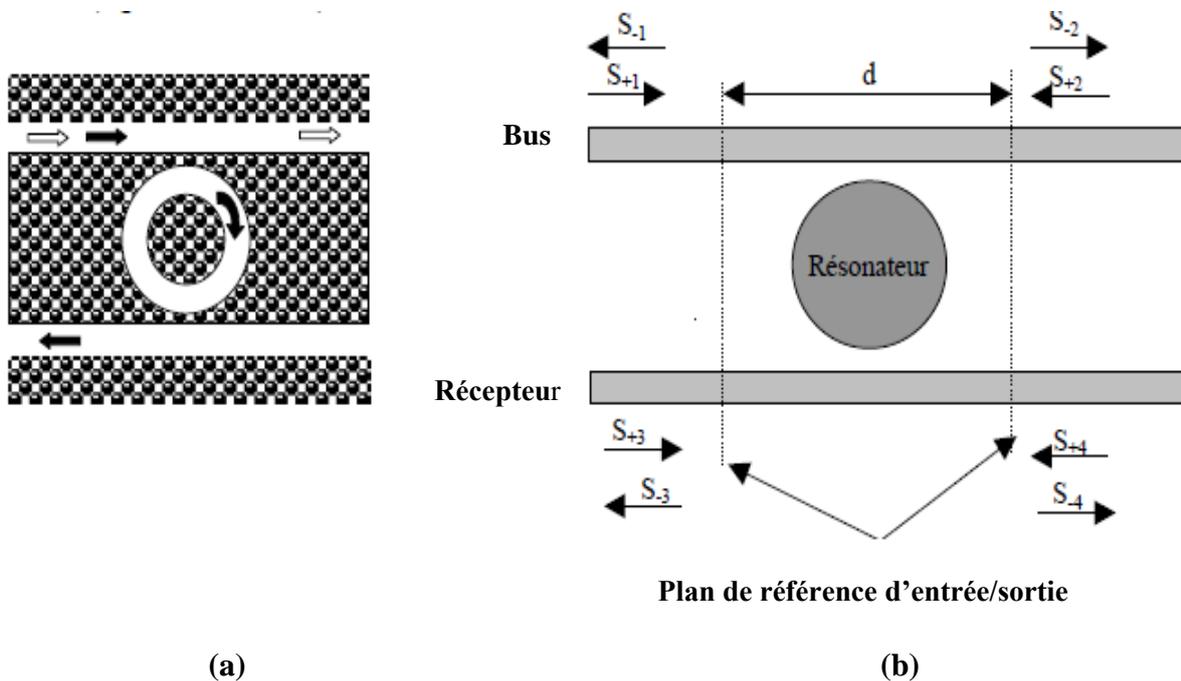


Figure I. 25 : (a) Représentation d'un filtre add / drop, (b) Principe de fonctionnement : Système à quatre accès constitué d'un résonateur en anneaux et de deux guides d'ondes.

Une réalisation expérimentale, a montrer près de 80% de puissance transférée vers l'avant dans le guide d'onde drop. Le résonateur est une cavité linéique de dix trous manquants (Figure I. 26) dont la conception fine et l'exploitation de modes optiques lents a permis d'accéder à deux modes dégénérés dans la cavité dont les symétries étaient compatibles pour un fonctionnement de type add-drop.

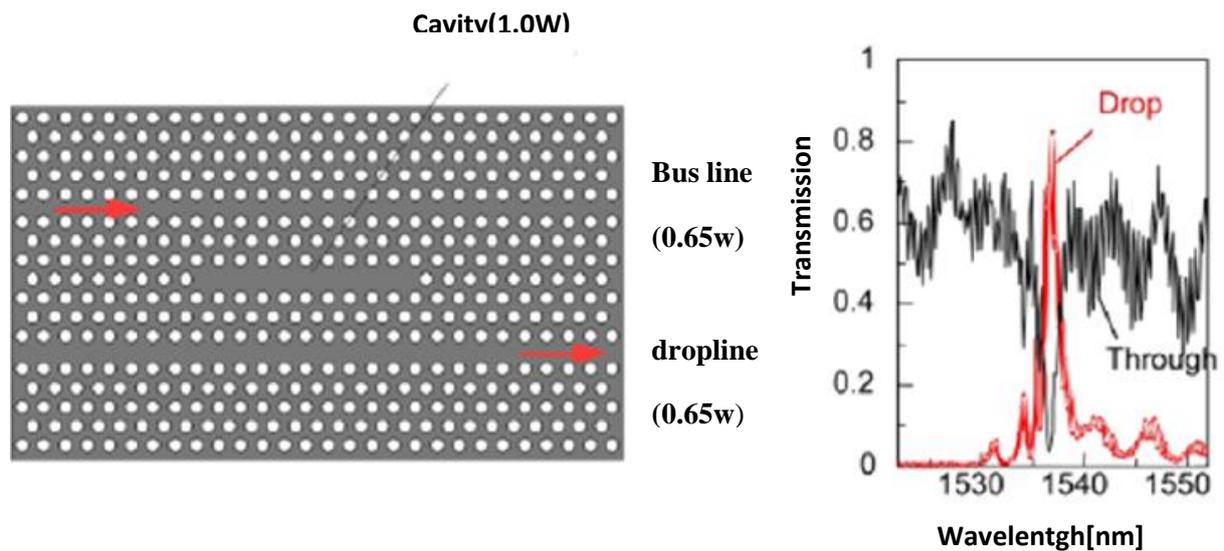


Figure I. 26 : Exemple de réalisation expérimentale d'un filtre add-drop constitué de deux guides d'onde diffractifs et d'une cavité linéique dans un cristal photonique membranaire. Un peu plus de 80% de la puissance se propageant dans le guide d'onde bus a été transférée dans le guide d'onde drop, vers l'avant, autour de $1.537 \mu\text{m}$ [33].

I. 8. Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons présenté les notions de base associées aux cristaux photoniques. Après, nous avons introduit les caractéristiques et les relations de dispersion des cristaux photoniques bidimensionnels.

Nous avons également abordé les techniques de modélisation et les défauts d'un cristal photonique. Enfin, nous avons cité quelques exemples d'applications des filtres à base des cristaux photoniques à partir de la littérature.

Le chapitre suivant sera entièrement réservé à la présentation de la méthode de simulation qui n'est rien d'autre que la méthode FDTD-2D.

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

II. 1. Introduction

La méthode FDTD (Finite Difference Time Domain) a été initialement proposée par Kane S. Yee en 1966 [12] 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.

La méthode FDTD permet une résolution numérique des équations de Maxwell par une fine discrétisation spatio-temporelle. L'espace est divisé en cellules élémentaires (mailles élémentaires). Elle possède de nombreux avantages :

- 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,

Nous allons présenter les principes de base et le développement algorithmique de la FDTD-2D.

II. 2. FDTD à deux dimensions

Dans un milieu anisotrope et inhomogène la FDTD repose 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

Il s'agit d'une méthode de numérisation qui permet de passer de l'expression analytique d'une équation à son approximation numérique [13]. Elle s'applique à toute dérivée partielle, qu'elle soit spatiale ou temporelle, du premier ou du second ordre, d'une fonction $f(x,y,z,t)$. Son principe est donné comme suit :

Considérons une fonction \mathbf{f} de variable \mathbf{x} , continue et dérivable jusqu'à l'ordre \mathbf{n} , qui peut être développé en série de Taylor de chaque côté du point \mathbf{x}_0 , comme suit :

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

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

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 :

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

$\theta(\Delta x^2)$: 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 comparés avec ceux donnés par d'autres types d'approximations dites droites ou gauches. Dont les formules (II. 18) et (II.19) sont décrites respectivement ci-dessous :

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

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

On remarque que le terme Δx qui est du premier ordre est moins précis en comparaison avec celui du deuxième ordre de la dérivée centrée. Par conséquent, on utilisera l'approximation centrée dans notre étude pour discrétiser les dérivées partielles, spatiales et temporelles présentes dans les équations de Maxwell.

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.

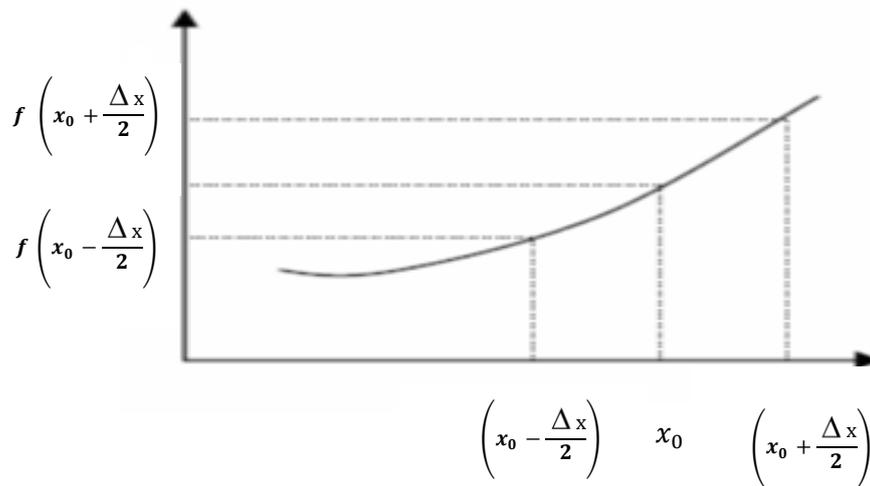


Figure II. 1 : Point d'évaluation du calcul de la dérivée centrée.

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 $N_x * N_y * N_z$ cellules élémentaires de dimensions $\Delta x * \Delta y * \Delta z$, 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 $n * \Delta t$.

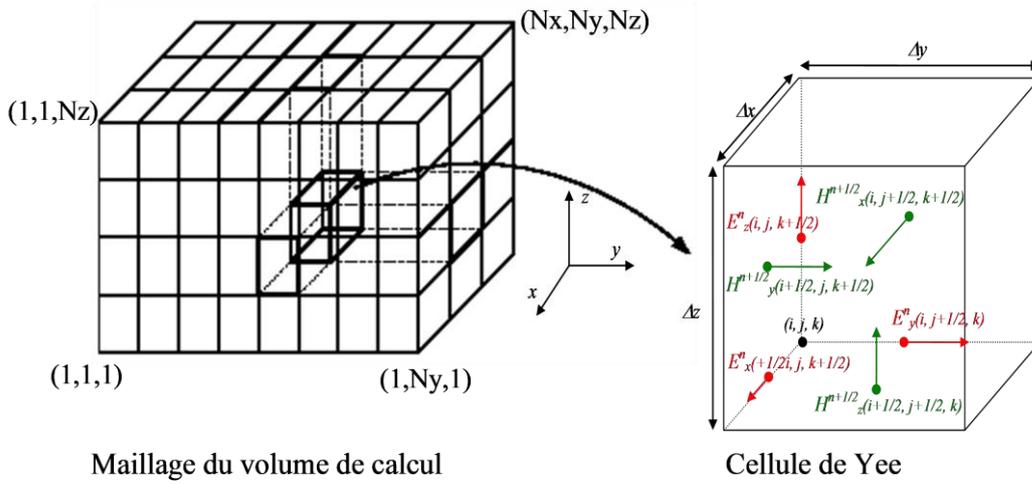


Figure II. 2 : Discretisation spatiale du volume de calcul à l'aide de la cellule de Yee.

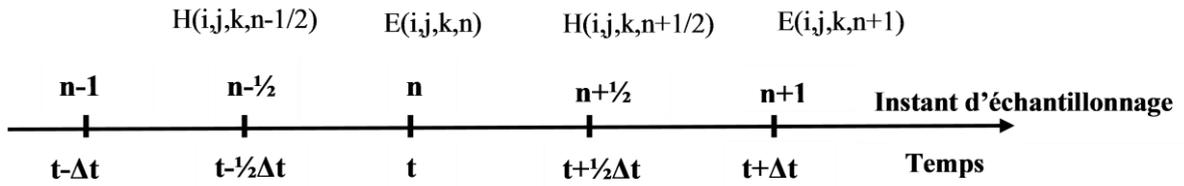


Figure II .3 : Discretisation temporelle.

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 :

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

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

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

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

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

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

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. Stabilité numérique

L'algorithme numérique présenté par la figure II.4 impose une borne supérieure concernant le pas de discrétisation temporel en fonction des pas de discrétisation spatiale. Cette limite est nécessaire pour éviter toute instabilité numérique. Le détail du calcul des conditions de stabilité a été décrit dans le premier chapitre ; il se résume par :

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

L'étude de la stabilité numérique a montré que le pas de discrétisation temporel devait satisfaire une certaine condition pour assurer la stabilité de l'algorithme. En outre, les pas de discrétisation spatiales doivent eux aussi vérifier certaines conditions pour représenter suffisamment bien la structure à simuler.

Et avec une résolution spatiale $\Delta x = \Delta y \leq \frac{\lambda}{10 \cdot \sqrt{\epsilon_r}}$, il est possible de donner l'algorithme 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:

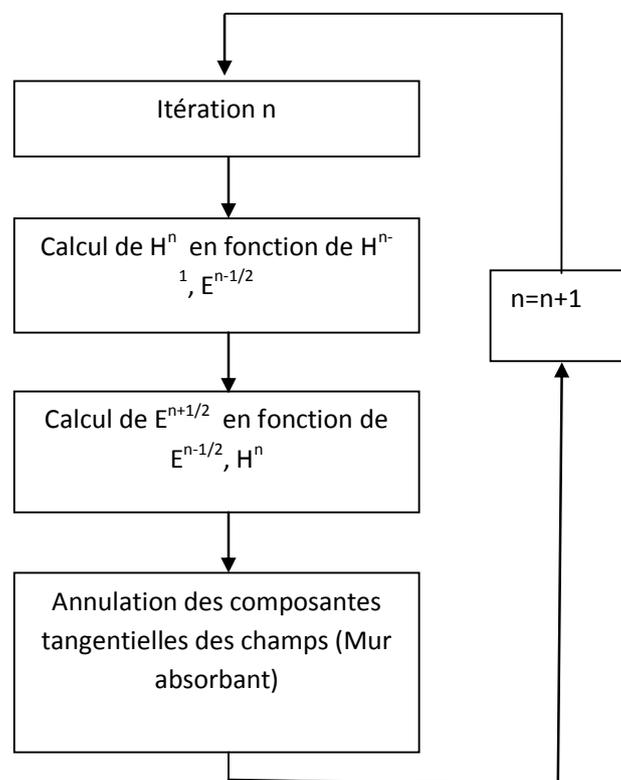


Figure II. 4 : Algorithme de calcul des champs.

II. 3. Conditions aux limites

Dans le but d'implémenter l'algorithme sur machine, il est nécessaire de restreindre le domaine « ouvert » de la résolution des équations de Maxwell à un domaine borné pour limiter la quantité de mémoire utilisée (et par conséquent le temps de calcul). Ce domaine spatial borné que nous nommerons espace de travail devra être suffisamment grand pour contenir toute la structure d'étude et des conditions aux limites simuleront son extension à l'infini. Il existe 3 types de conditions aux limites : les conditions d'absorption, les conditions de symétrie et les conditions de périodicité. Ce travail présente uniquement les conditions d'absorption de type Mur qui simule un domaine infini en recherchant la plus faible réflexion numérique aux interfaces, ainsi que les conditions symétriques et antisymétriques.

II. 3.1. Conditions de type Mur

Selon les conditions d'absorption de type Mur, il s'agit d'introduire une interface (Mur fictif) pour limiter le volume de simulation qui laisse passer toute onde électromagnétique sans aucune réflexion (Γ) (Figure II. 5), et produire l'illusion d'un domaine ouvert.

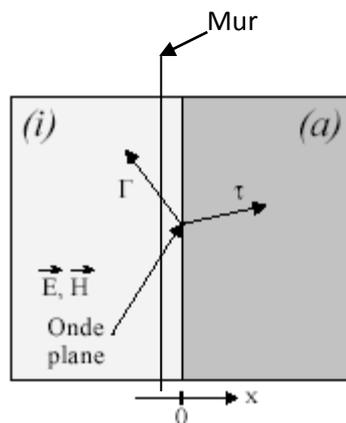


Figure II. 5 : Présentation du problème.

Dans nos simulations, nous avons utilisé des conditions de type PML.

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 :

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

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

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

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

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

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

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

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 $x = 0$,

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

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

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

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

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

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

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

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:

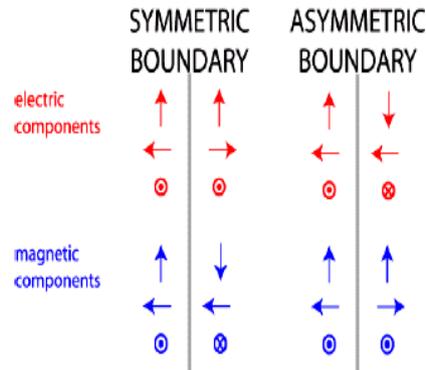


Figure II. 6 : Schéma explicatif des conditions symétriques et antisymétriques.

II. 3. 3. Conditions d'injection d'une onde

L'injection d'une onde électromagnétique 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 illustré sur la figure II. 7.

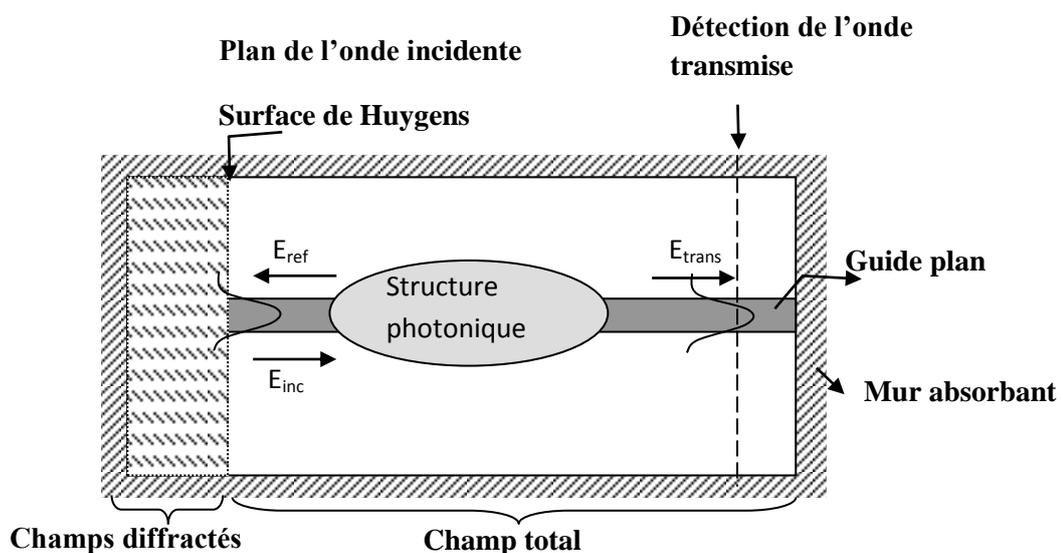


Figure II. 7 : Plan de travail utilisé par la simulation FDTD.

II. 4. La source d'excitation

La source dure consiste simplement à 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 :

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

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

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

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. 1. La formulation champ total / champ réfléchi

L'approche de cette formulation est basée sur la décomposition des champs électromagnétiques et sur la linéarité des équations de Maxwell.

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

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

Où \mathbf{E}_{inc} et \mathbf{H}_{inc} représentent les champs incidents qui sont supposés connu en tout point de l'espace de travail. \mathbf{E}_{ref} et \mathbf{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:

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

Frontière du haut:

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

Frontière de gauche:

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

Frontière de droite:

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

⇒ Correction sur H_x :

Frontière du bas :

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

Frontière du haut

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

⇒ Correction sur H_y :

Frontière de gauche:

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

Frontière de droite:

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

II. 5. Conclusion

Dans ce chapitre nous avons présenté un outil puissant et versatile, parfaitement adapté à l'étude de structure à base des cristaux photoniques 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.

Cette méthode sera largement utilisée dans la suite de ce travail et plus particulièrement à la conception des guides d'ondes et les filtres sélectifs. Elle nous permettra de percevoir aisément les mécanismes mis en jeu dans ces dispositifs.

Chapitre III. Le guidage dans les cristaux photonique bidimensionnels

III. 1. Introduction

Depuis près d'une dizaine d'années, l'intérêt des chercheurs vis-à-vis de l'étude et de la synthèse des cristaux photoniques est croissant. Ces derniers 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.

Les guides à cristaux photonique sont réalisés en créant le défaut au sein de cristal lors de sa fabrication. Ces défauts sont définit par le retrait, l'ajout ou la modification de motifs dans une ou plusieurs rangées parallèle 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.

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 terme 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

Parmi les différentes structures récemment utilisées, on trouve les structures à maille triangulaire sans défaut; elles sont particulièrement intéressantes puisqu'elles possèdent une bande interdite photonique quel que soit la polarisation de la lumière. Pour des raisons de simplicité, seulement des cristaux photoniques à deux dimensions ont été considérés dans la présente thèse, c'est à dire que, les trous d'air sont de longueurs infinies.

On va utiliser dans cette partie un cristal photonique 2D de réseau triangulaire de trous d'air, est défini par les paramètres suivant : paramètre de maille $a=480$ nm, rayon de trou d'air normalisé $r=0.16704$ μm , facteur de remplissage $f=44\%$, indice de réfraction $n=3,24$. La

structure étudiée a été excitée à l'entrée en polarisation TE. Une source pulsée Gaussienne est utilisée pour exciter le mode de guide d'onde fondamentale à l'entrée de la structure. Le pas de discrétisation est choisis tel que: $\Delta x = \Delta y = 0.04 \mu\text{m}$.

La structure à simulée est représentée sur la figure III. 1.

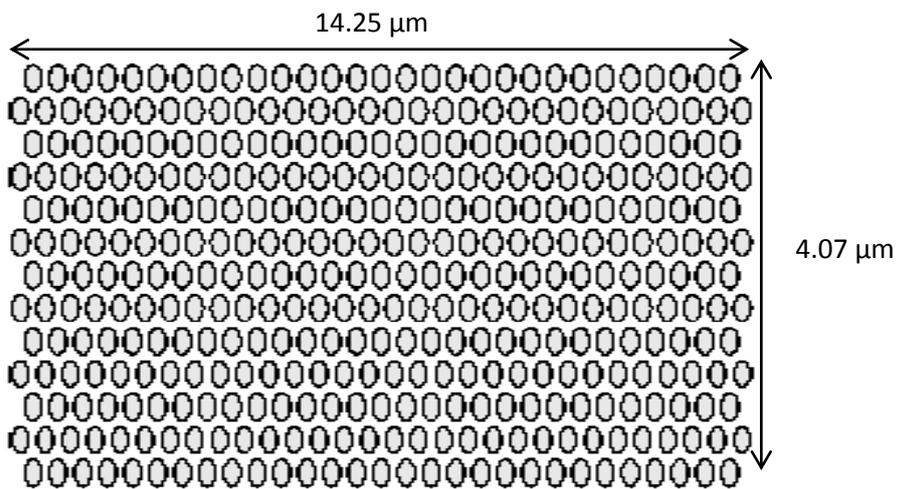


Figure III. 1 : Structure triangulaire sans défaut.

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

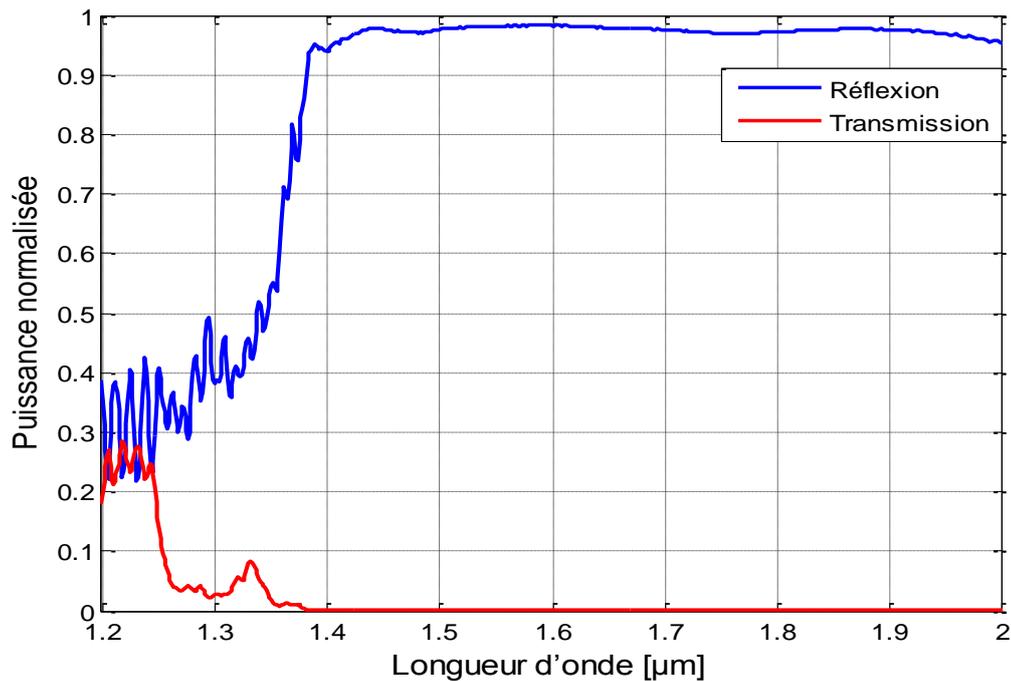


Figure III. 2 : La réponse spectrale en transmission et réflexion.

D'après la figure III. 2, on remarque que le coefficient de transmission est presque nul s'étalant sur la bande de longueur d'onde $[1,2-2]$ μm , contrairement au coefficient de réflexion qui est élevé sur la gamme de la longueur d'onde. La quantité de réflexion mesurée à la longueur d'onde $1,55 \mu\text{m}$ et de l'ordre 98%. Ceci démontre clairement l'absence du phénomène de guidage dans la structure à maille triangulaire sans défaut.

Sur la figure III. 3, on schématise la répartition de champ magnétique H_z pour 2000, 2500, 3500, et 5000 itérations.

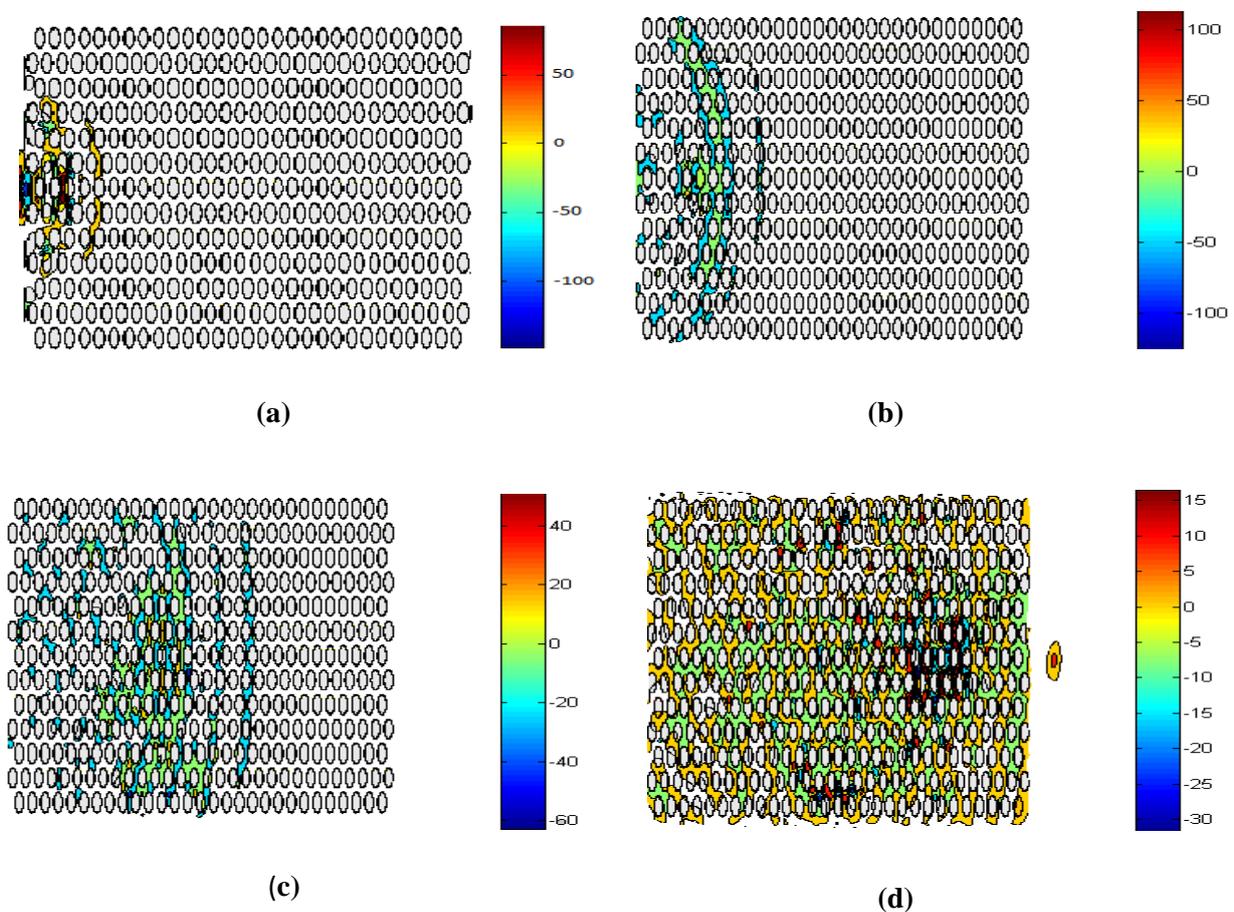


Figure III. 3 : Répartition du champ magnétique H_z CP-2D triangulaire sans défaut excité en mode TE : (a) 2000 itérations, (b) 2500 itérations, (c) 3500 itérations, (d) 5000 itérations.

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

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.

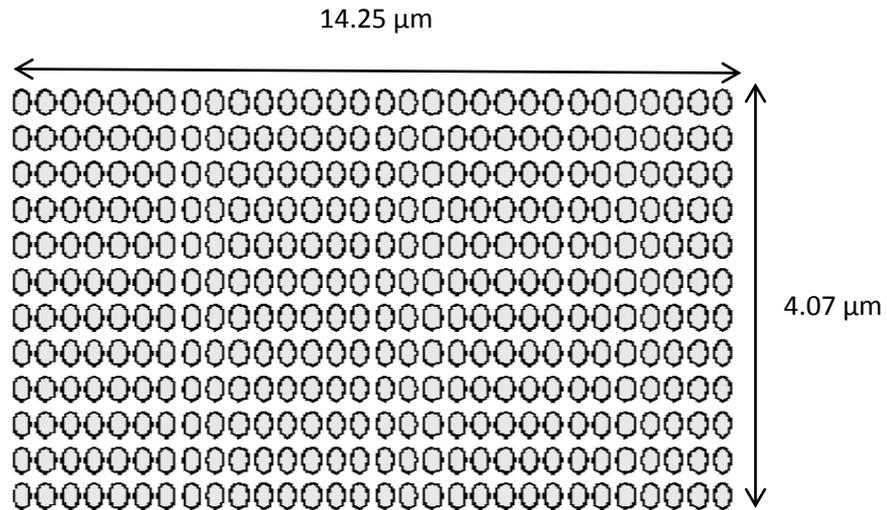


Figure III. 4 : Structure triangulaire sans défaut.

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.

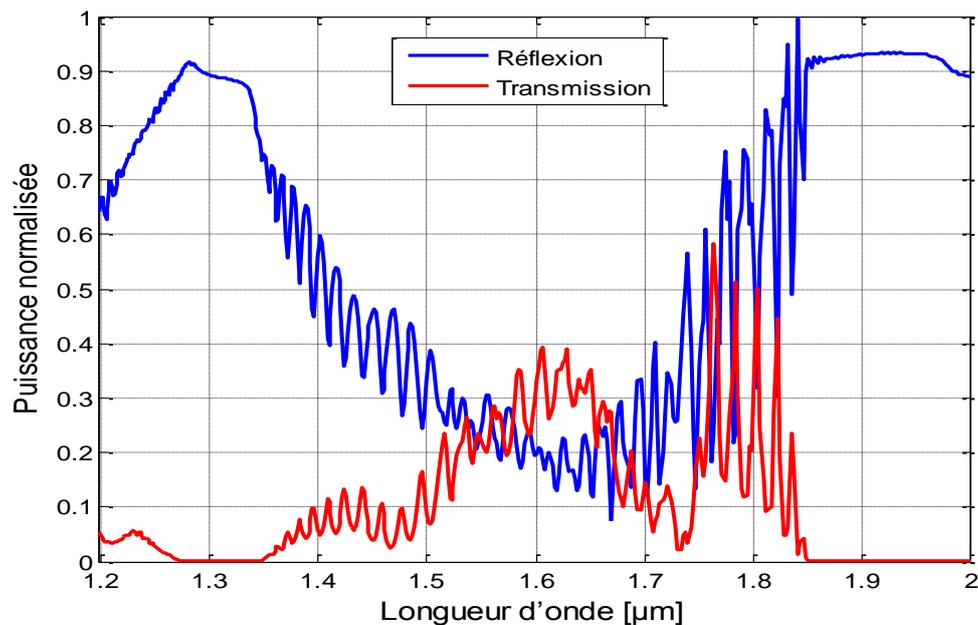


Figure III. 5 : La réponse spectrale en transmission et réflexion.

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 $[1,2-2]$ 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 magnétique H_z de la structure carrée sans défaut pour respectivement 2000, 2500, 3500 et 5000.

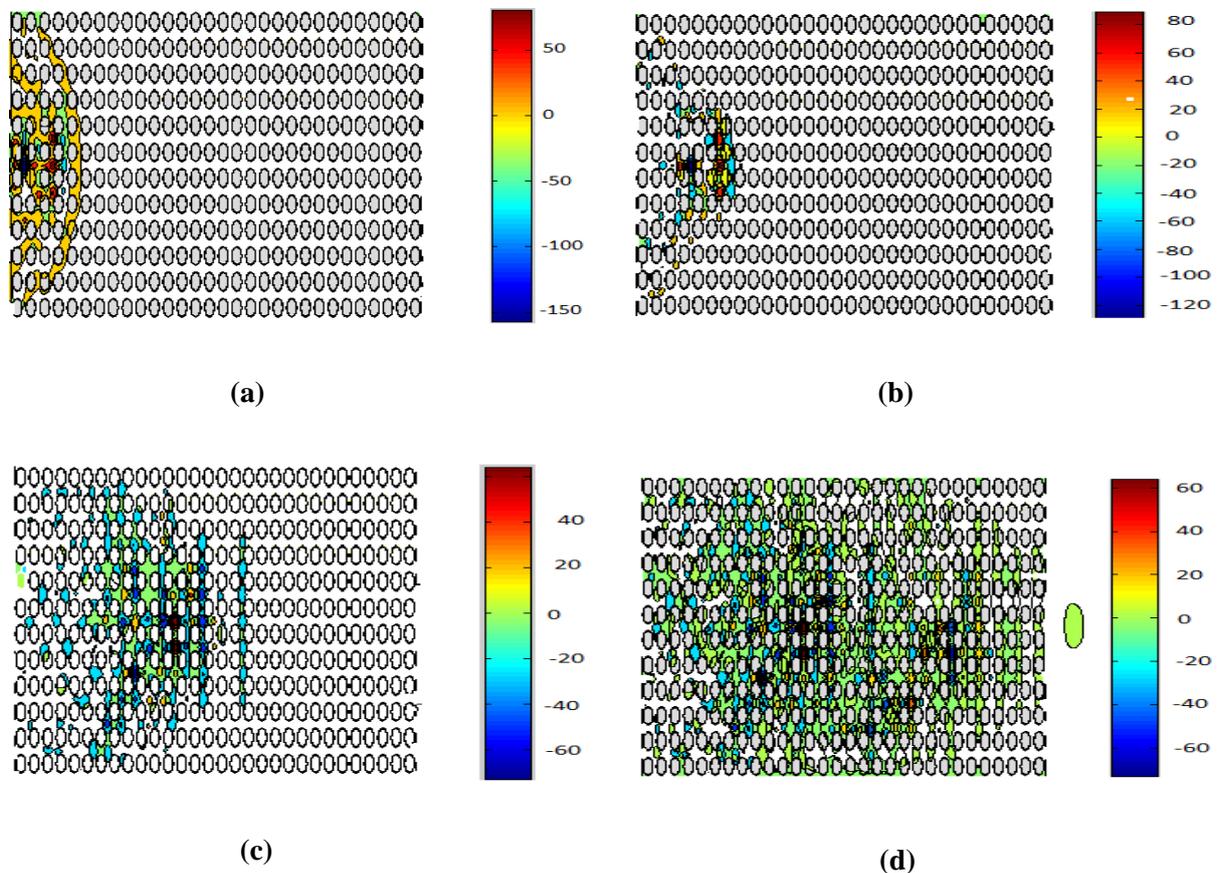


Figure III. 6 : Répartition du champ magnétique H_z du CP-2D carré sans défaut excité en mode TE : (a) 2000 itérations, (b) 2500 itérations, (c) 3500 itérations, (d) 5000 itérations.

Selon la figure III. 6, on voit très bien que le champ magnétique 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 $1,55 \mu\text{m}$. Une constante de réseau est de $0,48 \mu\text{m}$ 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 $\Delta x = \Delta y = 0,04 \mu\text{m}$ 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.

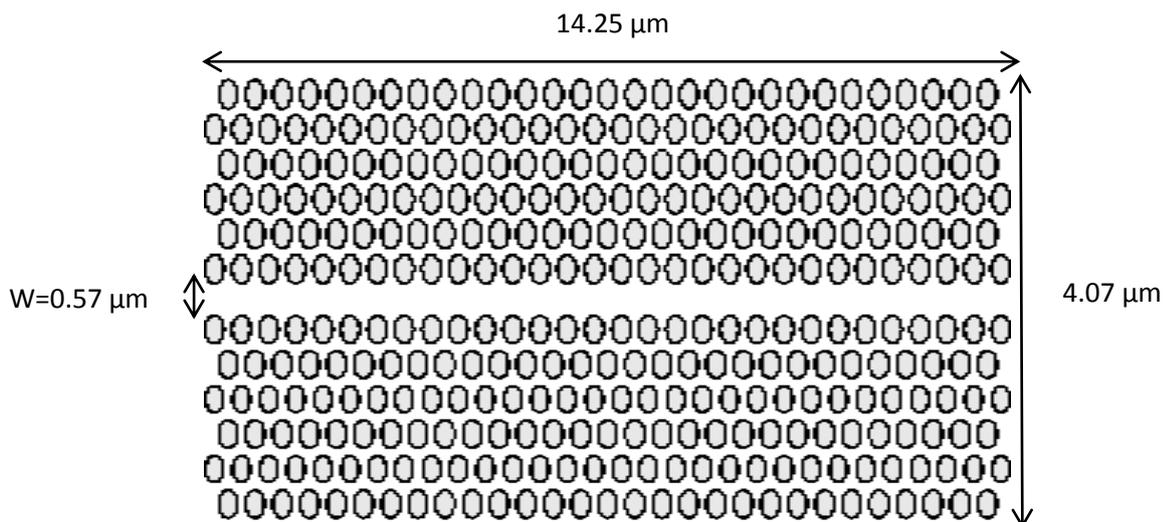


Figure III. 7 : Structure triangulaire d'un guide $W_1^K A$.

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

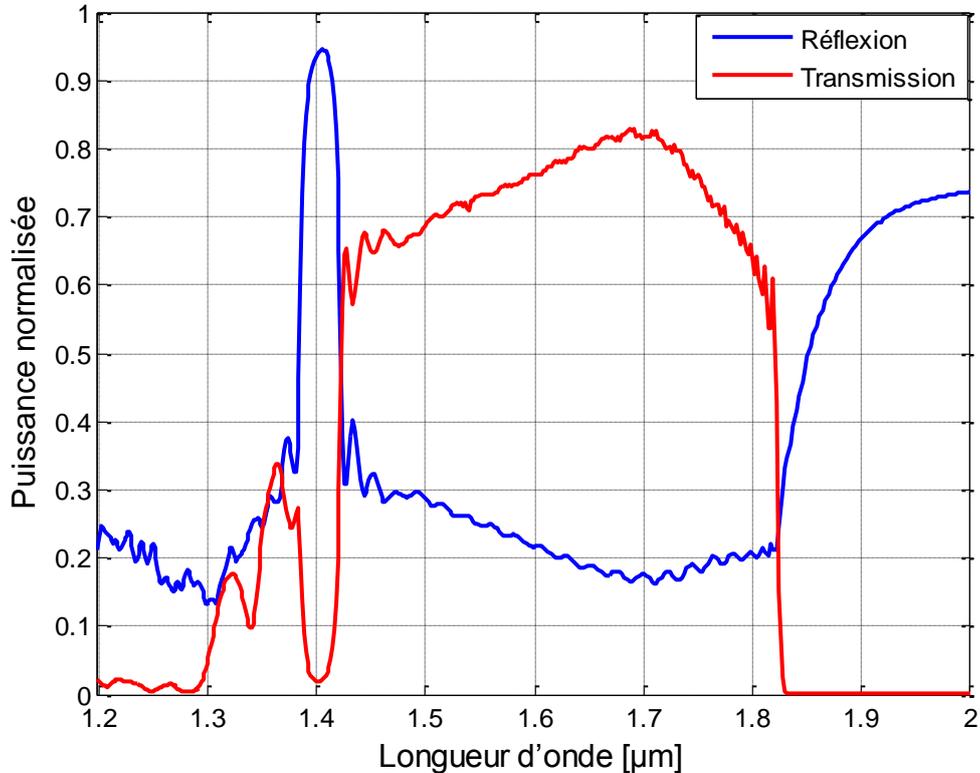


Figure III. 8 : La réponse spectrale en transmission et réflexion.

Selon la figure III. 8, on observe que la transmission s'étend sur la gamme de longueurs d'ondes $[1,2 - 2] \mu\text{m}$ avec un maximum qui plafonne 82 % à $1,7 \mu\text{m}$. La puissance transmise en voisinage de la longueur d'onde $1,55 \mu\text{m}$ 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, alors que la faible dégradation de la puissance de la transmission est due à la présence des mini-BIPs.

La distribution du champ magnétique Hz aux itérations 2000, 2500, 3500 et 5000 est présentée sur la figure III. 9.

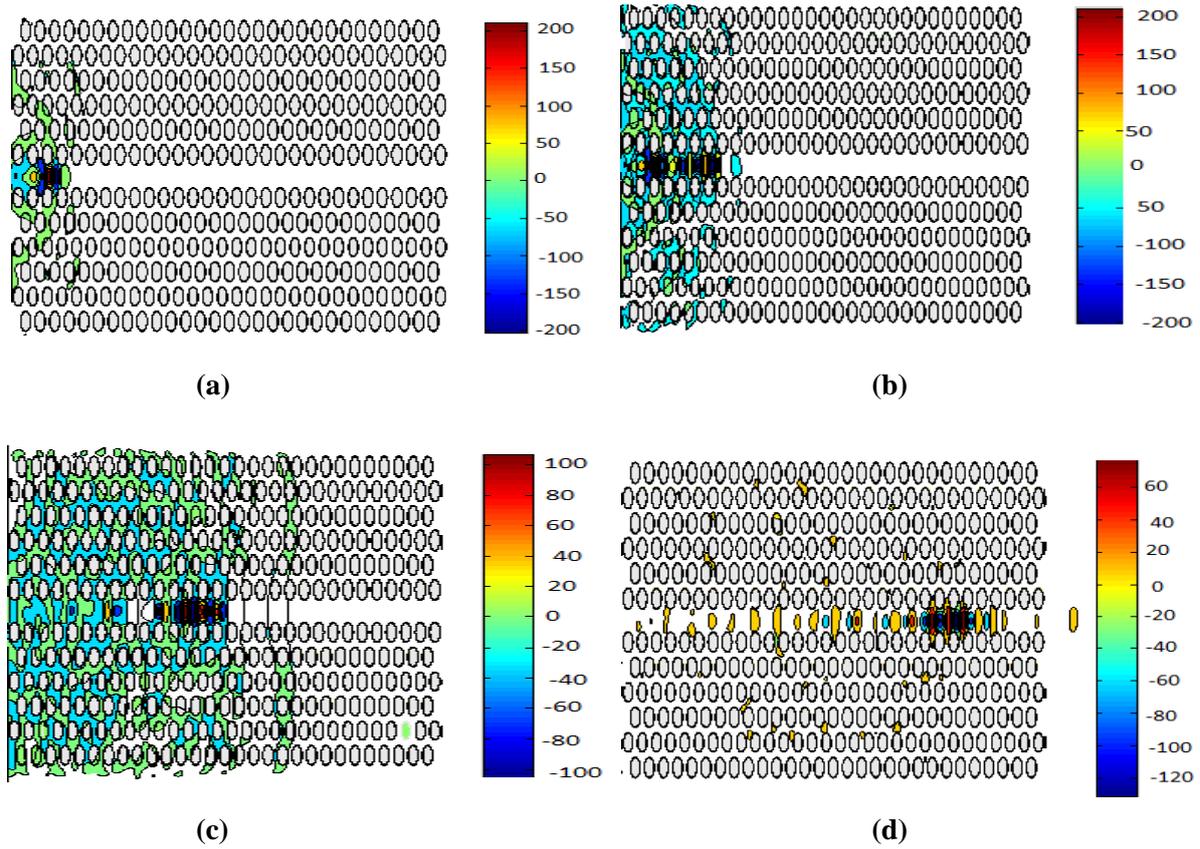


Figure III. 9 : Répartition du champ magnétique H_z du guide triangulaire avec défaut excité en mode TE : (a) 2000 itérations, (b) 2500 itérations, (c) 3500 itérations, (d) 5000 itérations.

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.

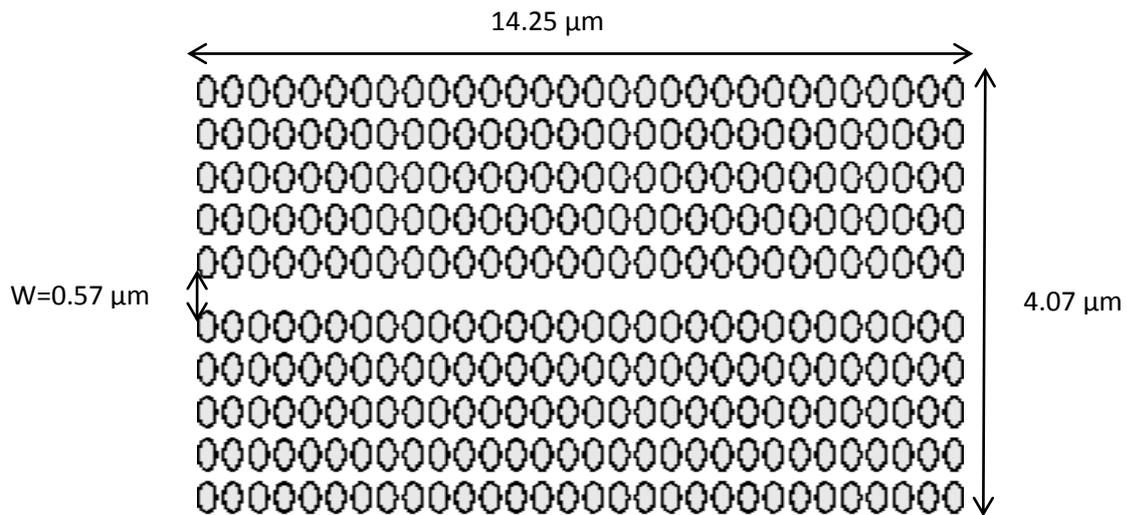


Figure III. 10 : Structure carrée d'un guide $W_1^K A$.

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.

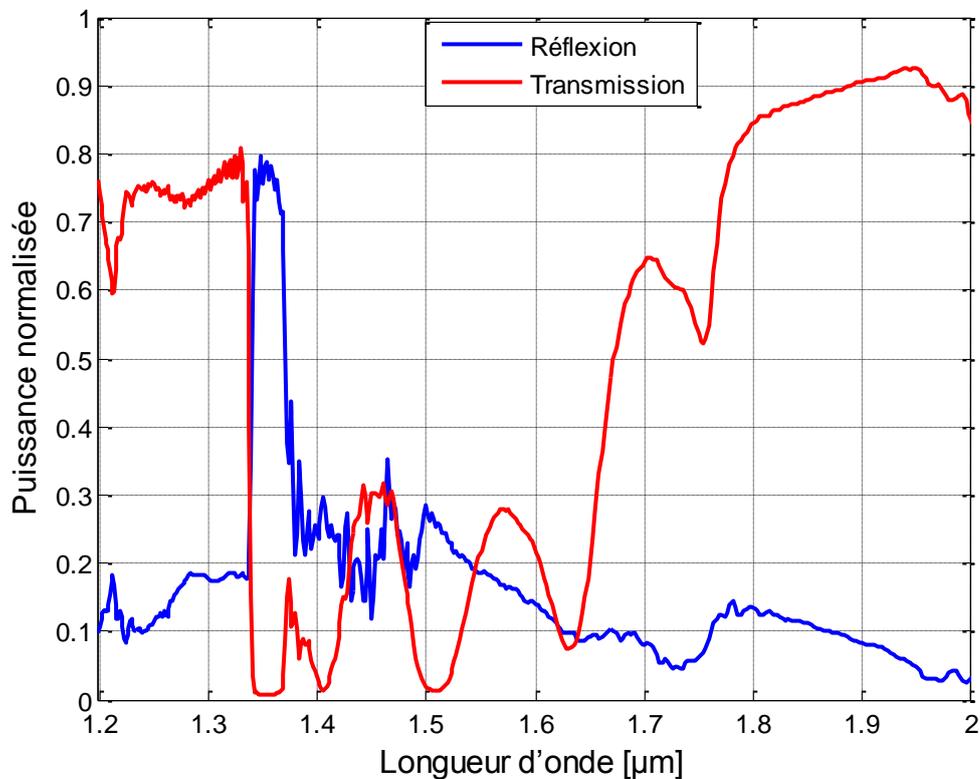


Figure III. 11 : La réponse spectrale en transmission et réflexion.

D'après la figure III. 11, on voit clairement que la transmission qui s'étend sur la gamme $[1.2 - 2] \mu\text{m}$ atteint un niveau de l'ordre de 93% à la longueur d'onde $1.95\mu\text{m}$. 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 magnétique Hz sont représentées sur la figure III. 12 de guide mono-rangée $W_1^K A$ en structure carrée.

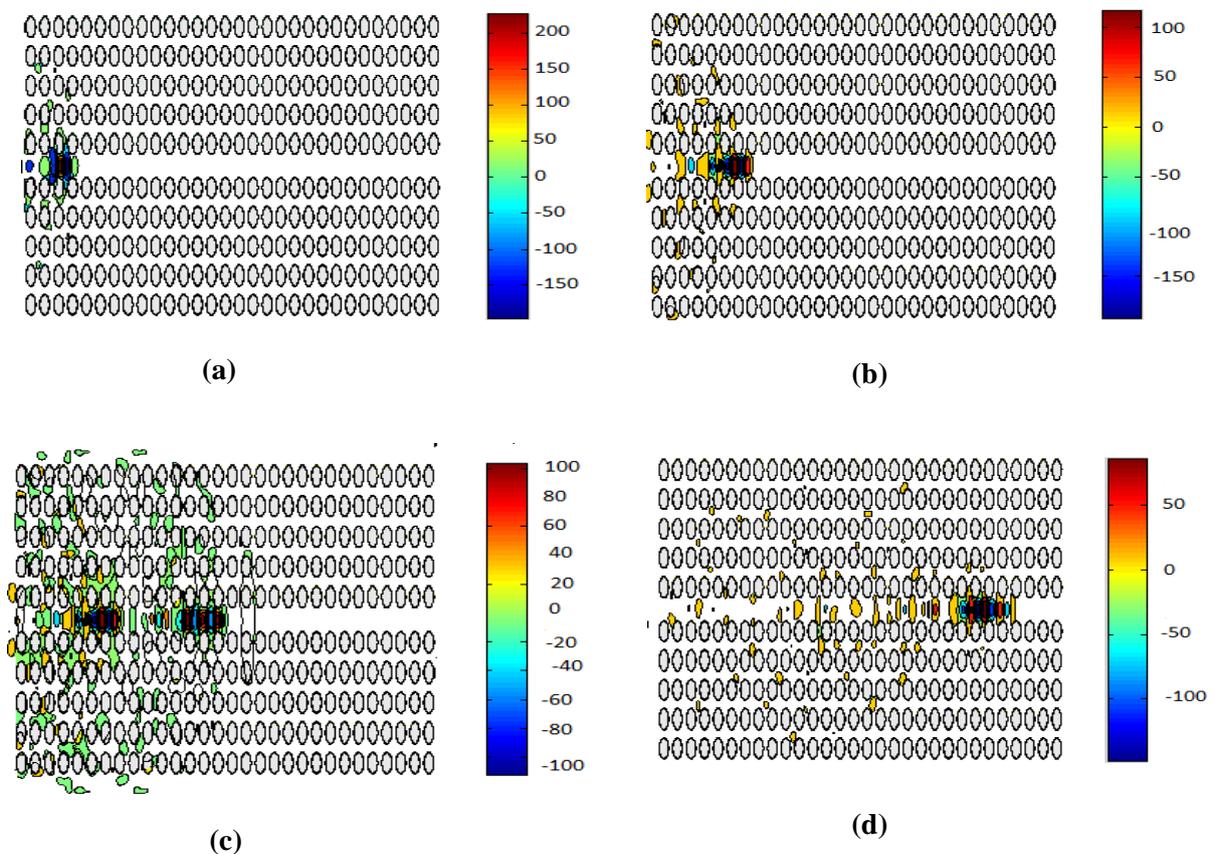


Figure III. 12 : Répartition du champ magnétique Hz du guide mono-rangée $W_1^K A$ excité en mode TE : (a) 2000 itérations, (b) 2500 itérations, (c) 3500 itérations, (d) 5000 itérations.

Selon la figure III. 12, on voit clairement l'apparition de phénomène de guidage de la lumière à travers le défaut c'est à dire l'onde atteint son bord sans qu'il y aura une réflexion à l'entrée, de la structure étudiée.

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 carrés 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 créée par la suppression de trois rangées parallèles, donnée par la figure III. 13.

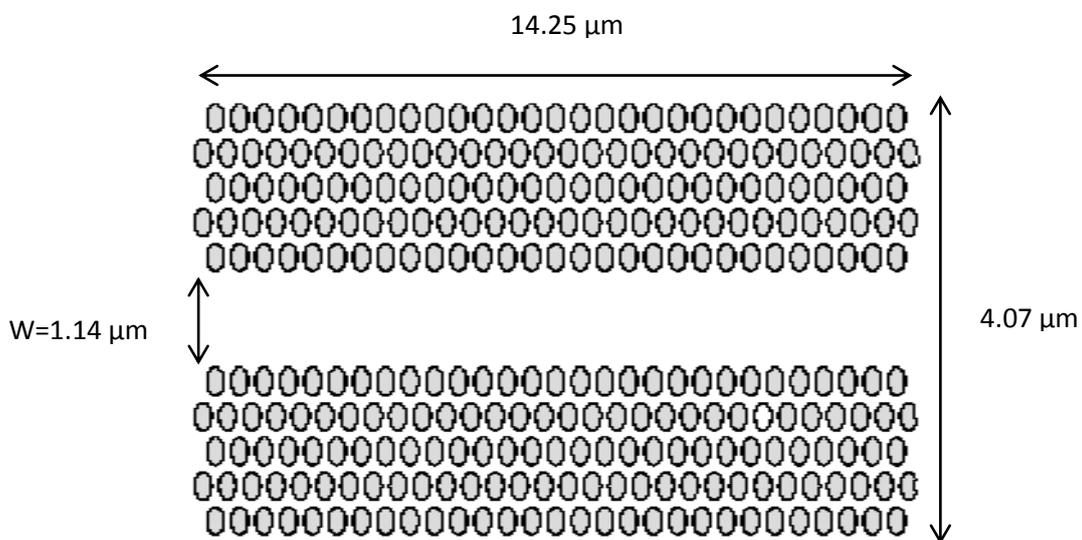


Figure III. 13 : Structure triangulaire d'un guide $W_3^K A$.

Sur la figure III. 14, on représente la réponse spectrale en transmission et de réflexion du guide $W_3^K A$.

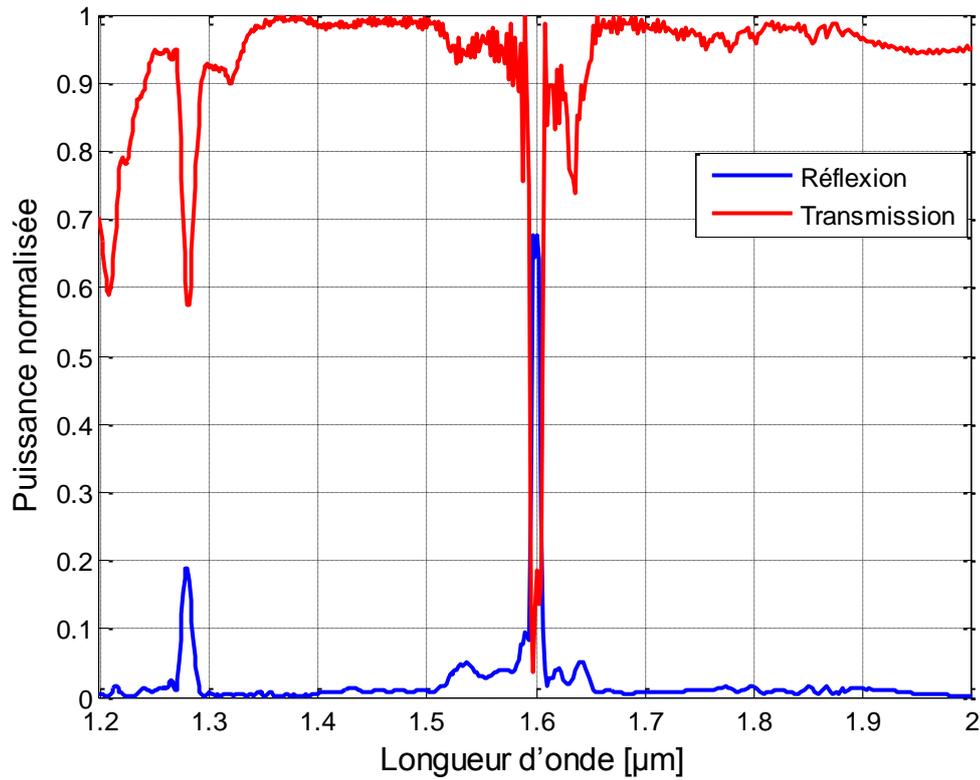


Figure III. 14 : La réponse spectrale en transmission et réflexion.

Selon la figure III. 14, on remarque 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%. A la longueur d'onde 1,55 μm , la transmission enregistrée est de 98%, ceci est due à l'existence d'un mode fondamental dans cette longueur d'onde. L'apparition des faibles transmissions sont dues à la présence des BIPs complètes et des mini-BIPs avec une réflexion quasiment nulle au voisinage de longueur d'onde 1.55 μm .

On présente sur la figure III. 15, la répartition de champ magnétique Hz à travers le guide $W_3^K A$.

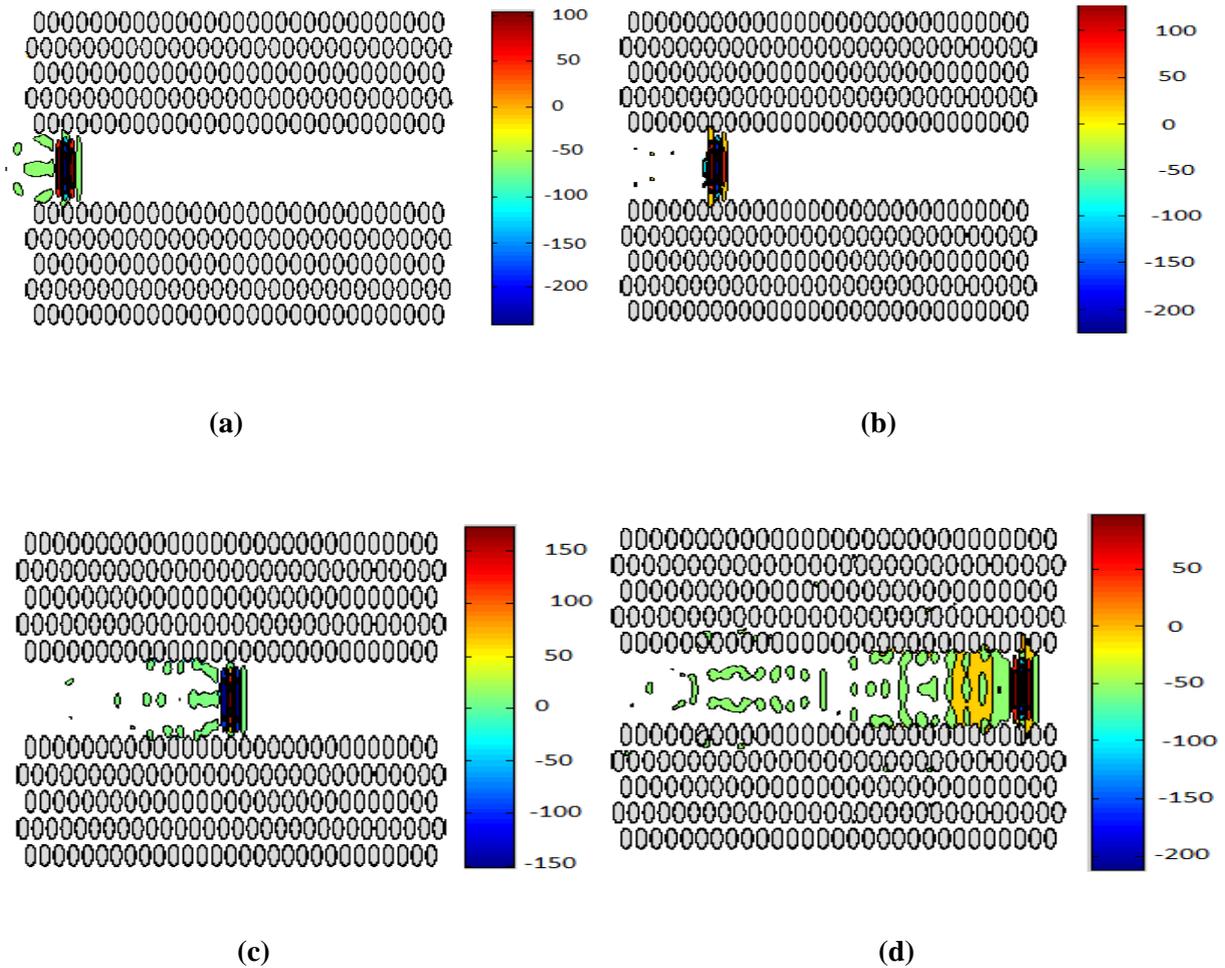


Figure III. 15 : Répartition du champ magnétique H_z du guide $W_3^K A$ excité en mode TE : (a) 1500 itérations, (b) 2000 itérations, (c) 3500 itérations, (d) 5000 itérations.

On remarque clairement d'après la figure III. 15, la propagation de la lumière le long du canal du guide $W_3^K A$. 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 $W_3^K A$ en structure carrée

Nous continuons toujours avec l'analyse des différentes structures qui existent en optique intégrée. À ce stade, nous abordons l'analyse des guides $W_3^K A$ à maille carrée ayant les mêmes paramètres d'entrée que celles traités dans la section précédente.

La figure III. 16 représente la structure de guide $W_3^K A$ 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.

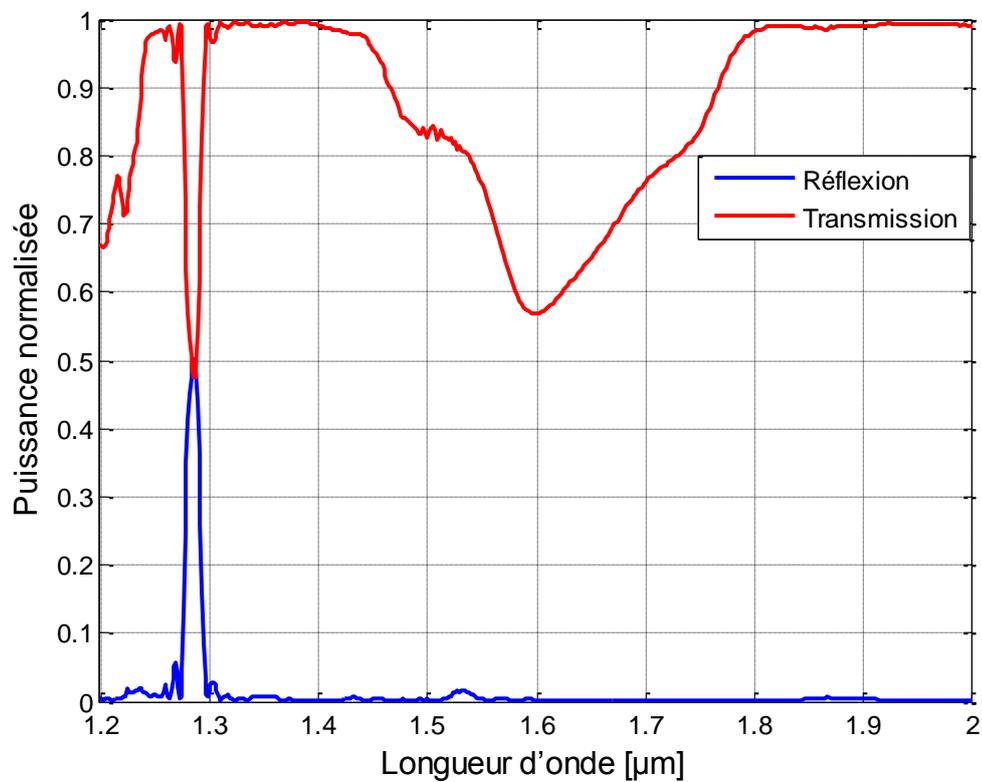


Figure III. 17 : La réponse spectrale en transmission et réflexion.

Sur la figure III. 17, on observe une transmission élevée s'étalant sur la gamme des longueurs d'ondes $[1,2-2] \mu\text{m}$. 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 magnétique H_z à travers le guide $W_3^K A$.

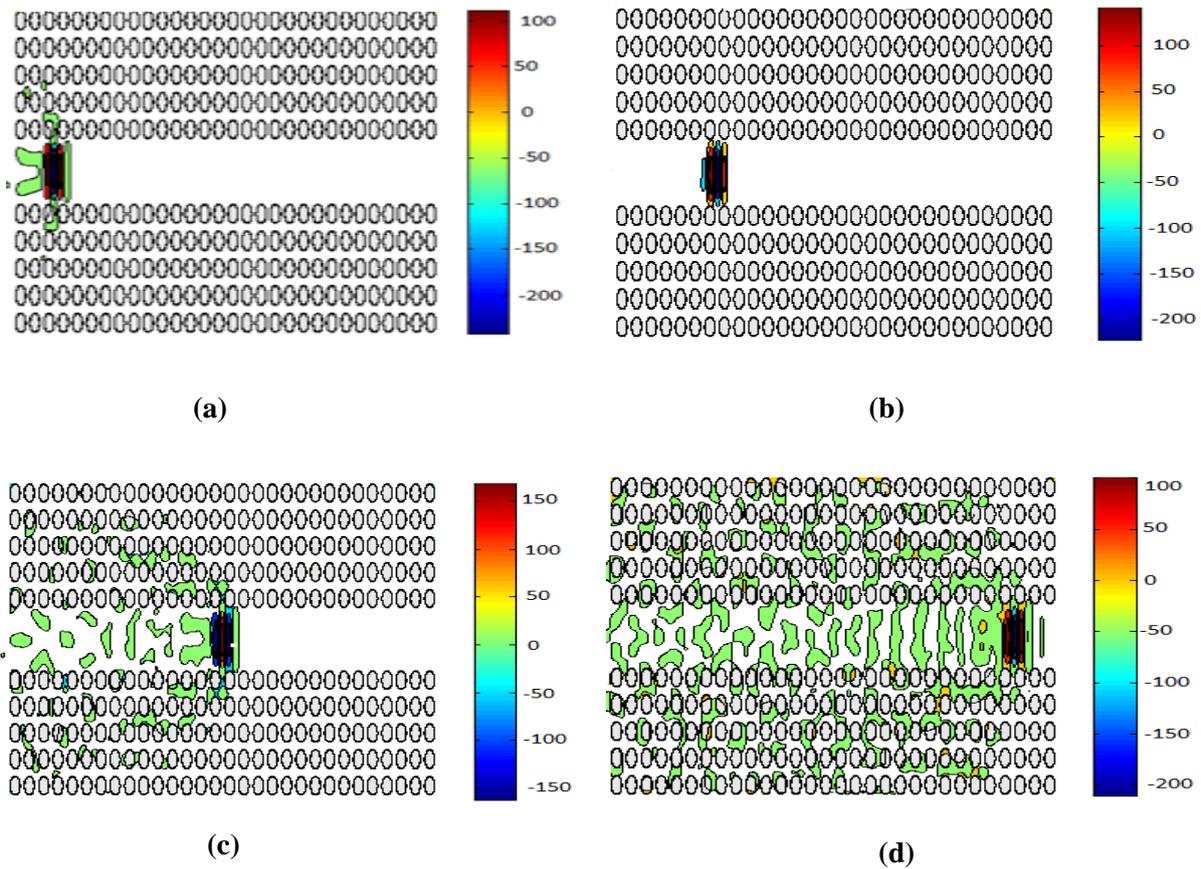


Figure III. 18 : Répartition du champ magnétique H_z du guide $W_3^K A$ excité en mode TE : (a) 1500 itérations, (b) 2000 itérations, (c) 3500 itérations, (d) 5000 itérations.

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. Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons commencé par les structures cristallines à deux dimensions sans défaut, ayant des motifs élémentaires carrés et triangulaires. Ensuite, nous avons construit une bibliothèque des composants photoniques qui constituent un réseau routier. Nous avons pensé à l'étude des guides $W_1^K A$ et $W_3^K A$ carrés et triangulaires. La

transmission et la réflexion aux interfaces peuvent être estimées par des simulations FDTD-2D. Aussi à l'aide de la méthode FDTD-2D nous avons pu représenter les différentes répartitions du champ électromagnétique Hz aux différentes itérations.

Le chapitre suivant sera réservé entièrement au filtrage sélectif à base des cristaux photoniques.

Chapitre IV. Le filtrage dans les cristaux photonique bidimensionnels

IV. 1. Introduction

La majorité des applications des cristaux photoniques repose sur leur bande interdite. Pour disposer une fréquence permise à l'intérieure de cette bande interdite, il est nécessaire d'introduire des défauts dans cette structure périodique. Ces défauts sont réalisés en modifiant localement la géométrie du cristal.

Un filtre est un élément ou une fonction dont l'objectif est de sélectionner une ou plusieurs bandes de fréquences parmi le spectre électromagnétique et d'en éliminer d'autres. Dans le cas présent, nous nous intéressons uniquement à des filtres sélectifs c'est-à-dire qui sélectionnent une seule fréquence. Ils permettent de sélectionner le signal désiré tout en rejetant ceux non-désirés [34].

Dans ce chapitre, nous visons à concevoir des filtres sélectifs à cristaux photoniques de deux dimensions par la méthode FDTD-2D. Il s'agit d'un nouveau type de filtre sélectif qui est réalisé par la combinaison entre deux ou trois guides $W_1^K A$ sans et avec cavité, ayant des rayons normalisés différents. Les performances des filtres étudiés en terme de transmission seront discutées et la représentation de champ magnétique sera faite pour les différentes itérations.

IV. 2. Conception d'un filtre sélectif sans cavité

Dans cette partie de travail, nous présentons les différentes topologies que nous avons conçus pour améliorer les performances des différents filtres sélectifs réalisés par le couplage de deux ou trois guides $W_1^K A$ en structures carrée et triangulaire.

IV. 2. 1. Première topologie

Dans ce qui suit, nous allons étudier la sélectivité en fréquence de deux guides $W_1^K A$ triangulaire en cascade à base des CPs-2D ayant de rayons normalisés différents. Les paramètres de ce filtre sont indiqués dans la figure IV. 1.

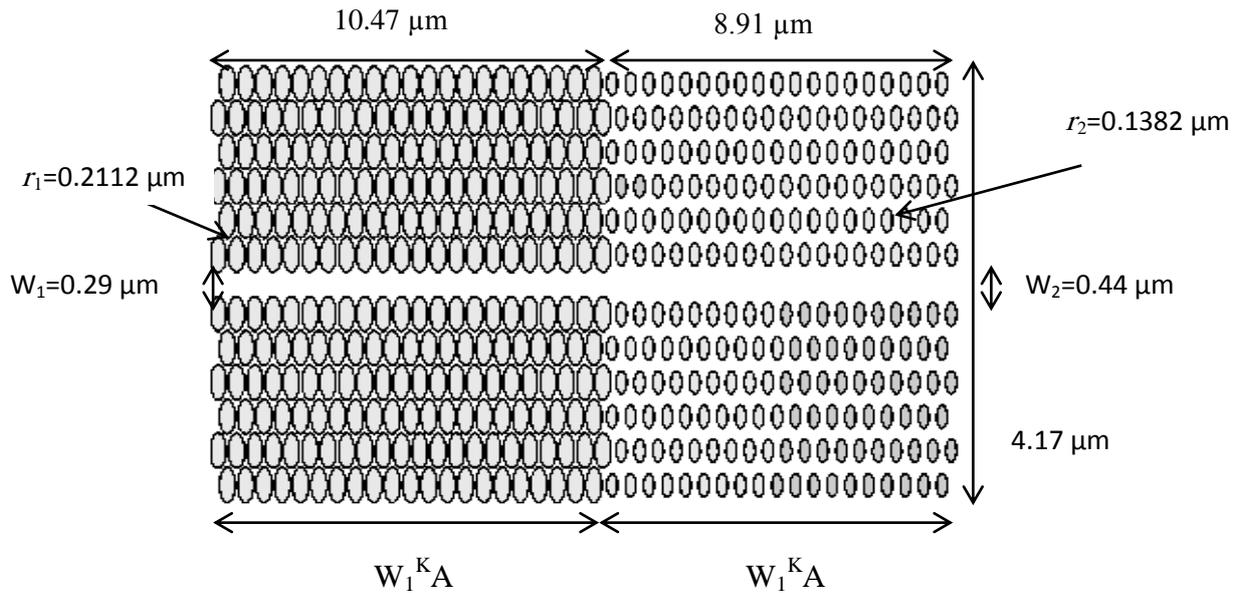


Figure IV. 1 : Structure d'un filtre sélectif à base des CPs-2D réalisé par la combinaison de deux guides $W_1^K A$ avec un motif triangulaire.

La figure IV. 2 illustre les résultats de simulation de chaque guide $W_1^K A$ qui sont schématisé dans le filtre étudié.

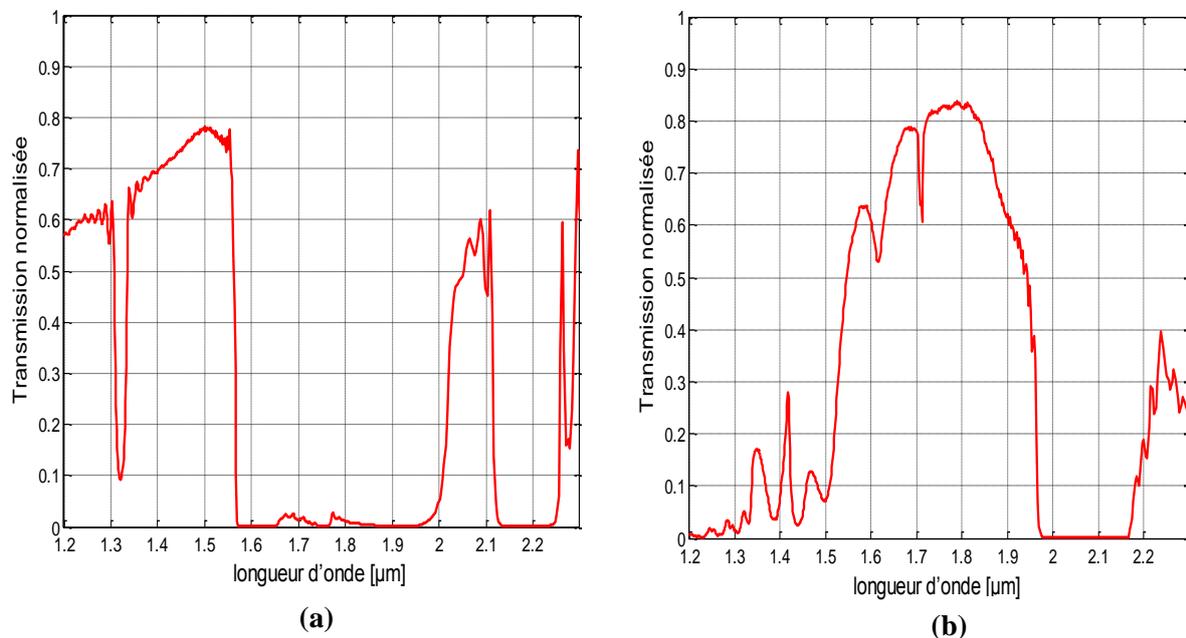


Figure IV. 2 : Spectres de transmission normalisés obtenues de : (a) guide $W_1^K A$ triangulaire de rayon normalisé $r_1 = 0.2112 \mu\text{m}$, (b) guide $W_1^K A$ triangulaire de rayon normalisé $r_2 = 0.1382 \mu\text{m}$.

Les performances de filtre sélectif en transmission obtenues par la simulation FDTD-2D sont présentées sur la figure IV. 3.

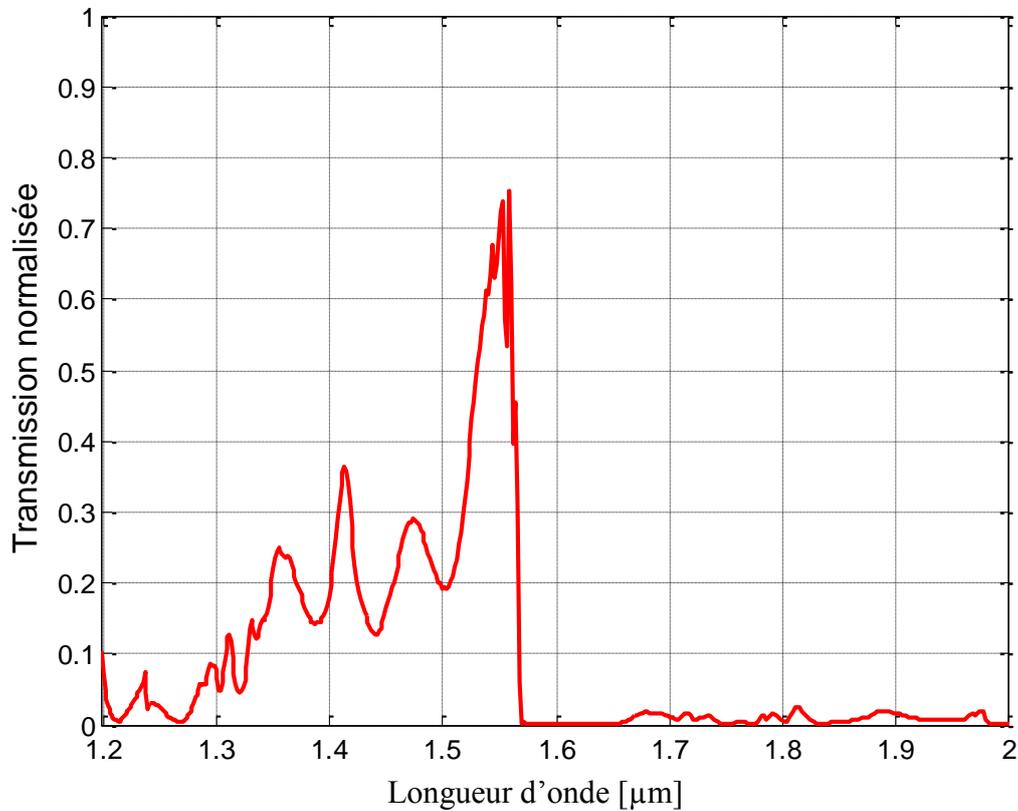


Figure IV. 3 : La réponse spectrale en transmission de filtre étudié.

La figure IV. 3 montre clairement la faible transmission dans les bandes s'étalant sur la gamme des longueurs d'ondes $[1,20-1,5] \mu\text{m}$, et nul dans la gamme $[1,58-2] \mu\text{m}$. D'ailleurs, on enregistre un maximum de transmission au alentour de 75% à la longueur d'onde $1,55\mu\text{m}$. Ce qui traduit une transmission sélective en fréquence de l'onde électromagnétique.

La distribution du champ magnétique Hz aux itérations 2000, 2500, 3500 et 5000 est présentée sur la figure IV. 4.

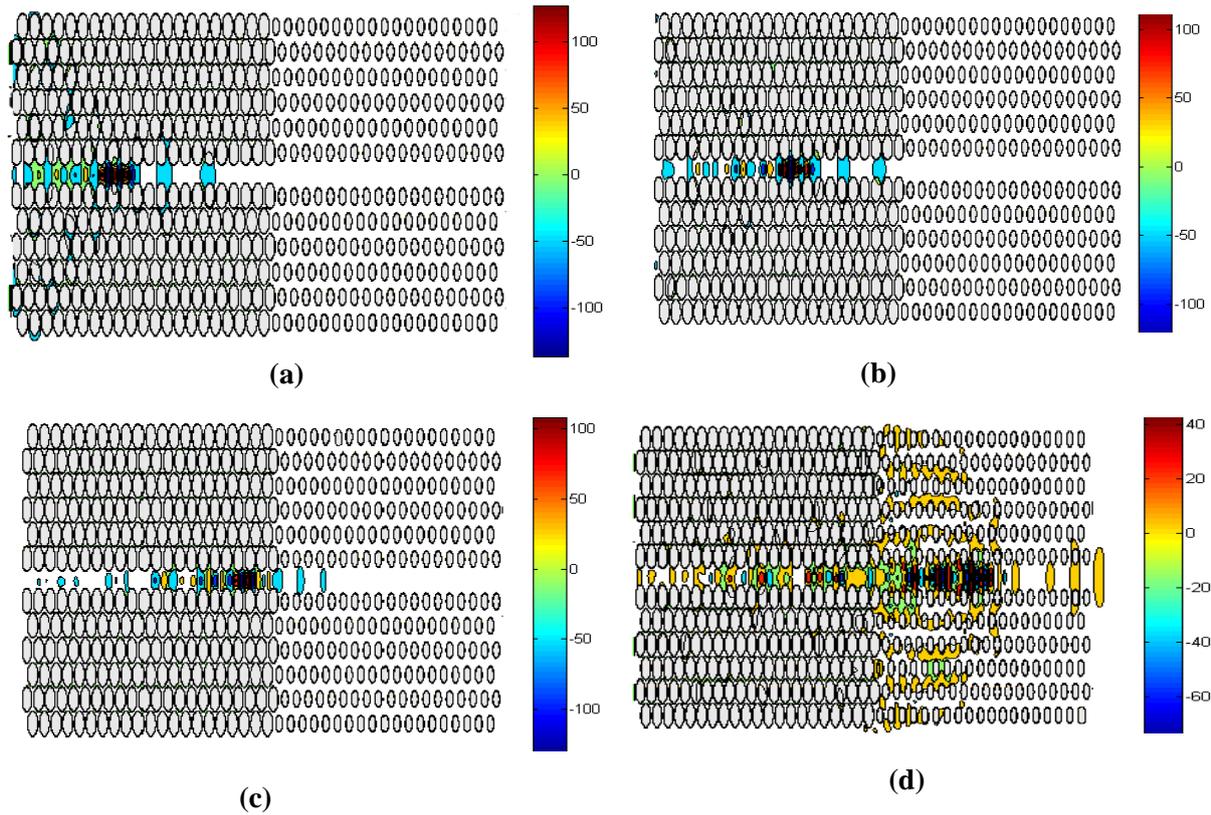


Figure IV. 4 : Répartition du champ magnétique Hz du filtre excité en mode TE : (a) 2000 itérations, (b) 2500 itérations, (c) 3500 itérations, (d) 5000 itérations.

D'après la figure IV. 4 (d), on remarque qu'une partie du champ magnétique Hz atteint le bord de la structure réalisé et qu'une autre partie sera réfléchié dans le deuxième guide de la structure.

IV. 2. 2. Deuxième topologie

Afin d'améliorer le filtrage et proposer des nouvelles structures, nous avons réalisé un nouveau type de filtre sélectif obtenu 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 IV. 5 qui illustrent la structure à simuler.

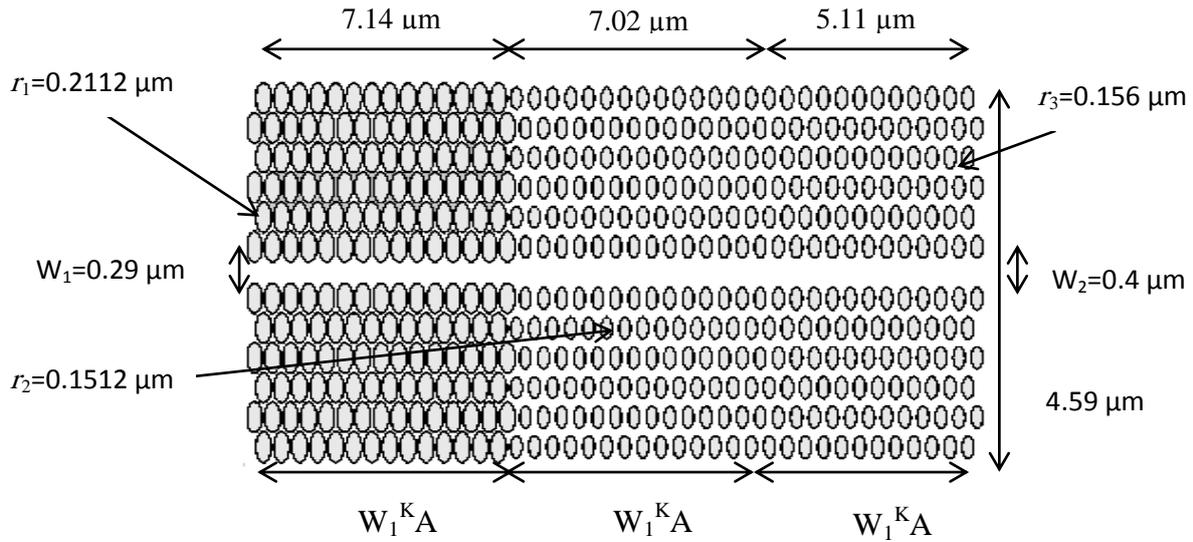


Figure IV. 5 : Structure d'un filtre sélectif constitué de trois guides $W_1^K A$ triangulaire.

Les résultats de simulation de chaque guide $W_1^K A$ schématisés dans la figure IV. 5 sont présentés dans la figure IV. 6.

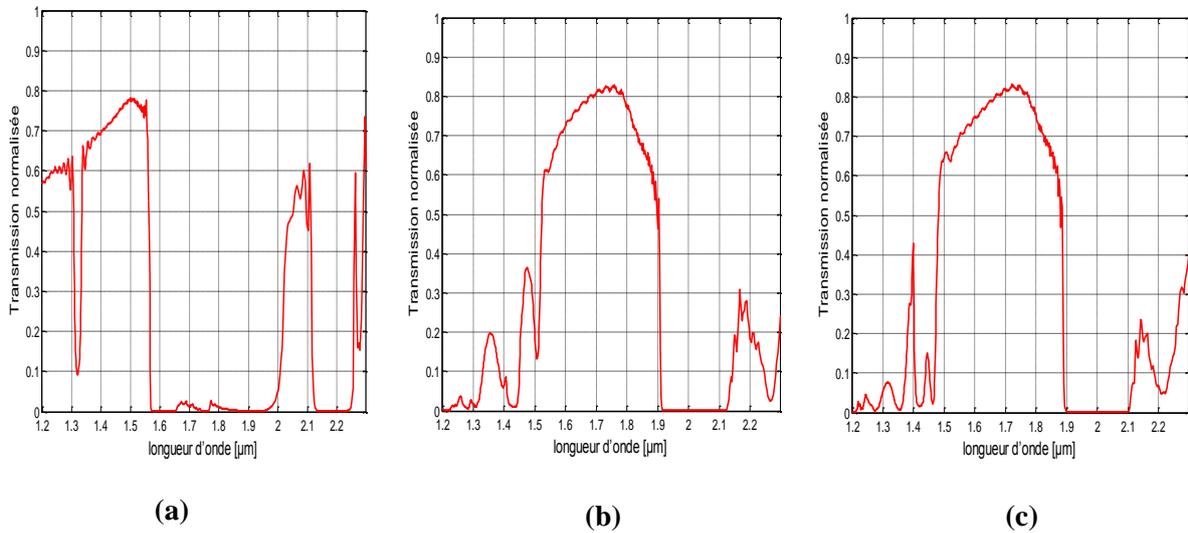


Figure IV. 6 : Spectres de transmission normalisés obtenus de : (a) guide $W_1^K A$ triangulaire de rayon normalisé $r_1 = 0.2112 \mu\text{m}$, (b) guide $W_1^K A$ triangulaire de rayon normalisé $r_2 = 0.1512 \mu\text{m}$, (c) guide $W_1^K A$ triangulaire de rayon normalisé $r_3 = 0.156 \mu\text{m}$.

Les performances de filtre en transmission obtenus par la méthode FDTD-2D sont présentées sur la figure IV. 7.

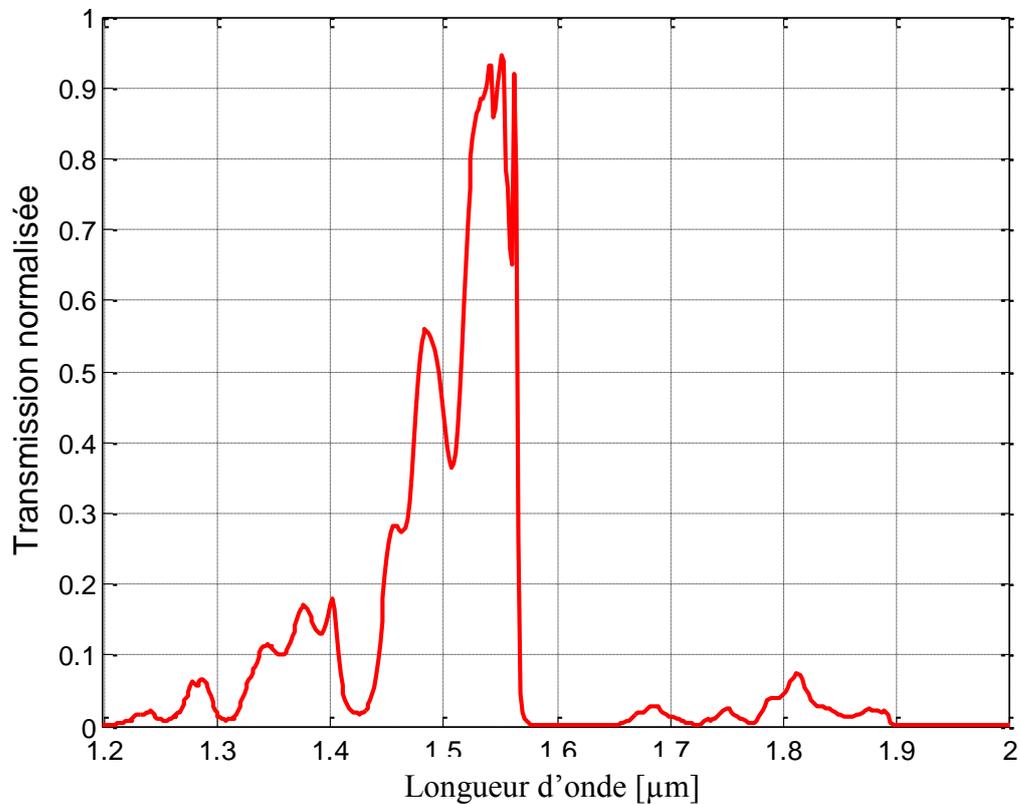


Figure IV. 7 : La réponse spectrale en transmission de filtre étudié.

D'après la figure IV. 7, on observe une transmission faible qui ne dépasse pas les 20% sur la gamme des longueurs d'ondes [1,2 -1,41] μm et presque nulle sur la gamme des longueurs d'ondes [1,58- 2] μm . La quantité de transmission enregistrée à la longueur d'onde 1,55 μm est de l'ordre de 95%. Ce qui démontre bien amélioration de la structure étudiée. Notons que le niveau élevé de transmission est dû au changement de la largeur du canal des différents guides constituant le filtre, nommé généralement un taper. Des études ont montrées l'efficacité des taper pour l'amélioration de la transmission à travers la structure.

La distribution du champ magnétique Hz aux itérations, 2000, 2500,3500 et 5000 est présentée sur la figure IV. 8.

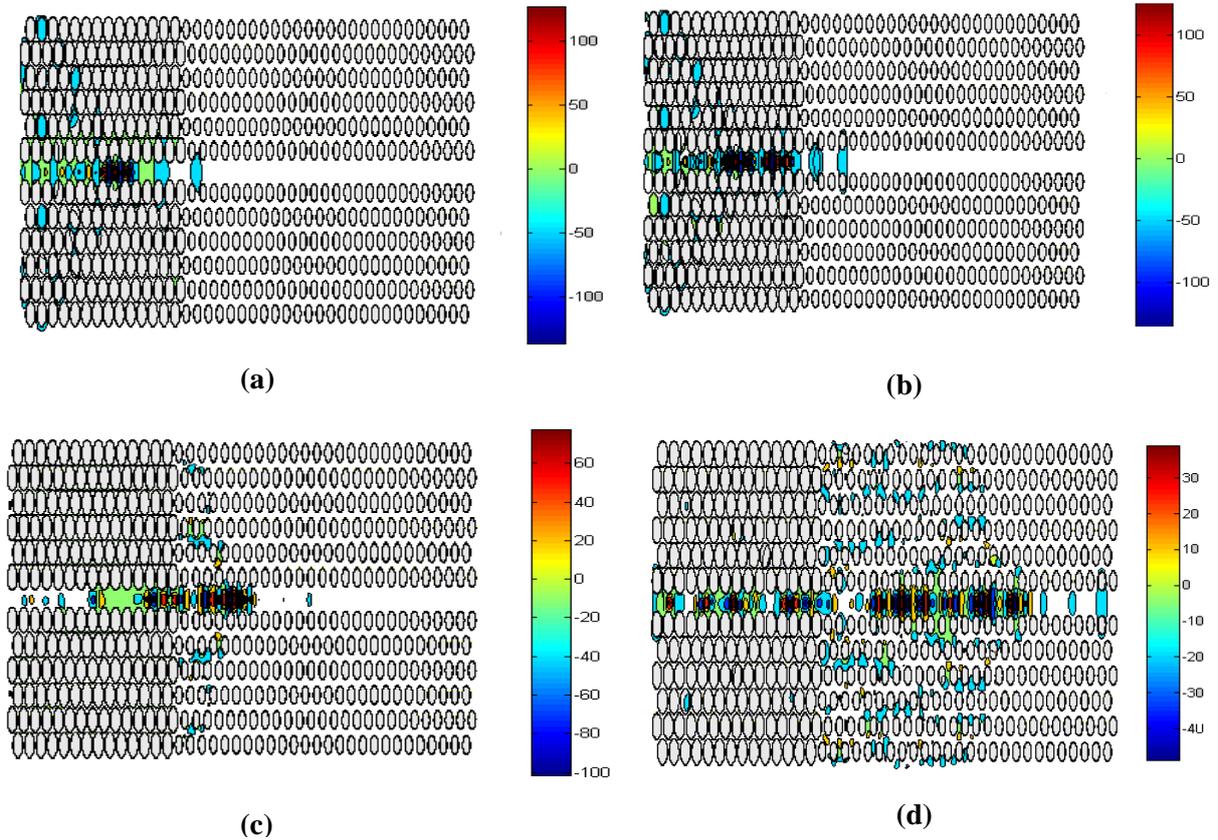


Figure IV. 8 : Répartition du champ magnétique H_z du filtre excité en mode TE : (a) 2000 itérations, (b) 2500 itérations, (c) 3500 itérations, (d) 5000 itérations.

A partir de la figure IV. 8. (d), on voit clairement qu'il y a une partie de champ magnétique ayant une fréquence permise contenant dans la BIP, et qui atteint le bord de la structure. Une autre partie du champ magnétique ayant une fréquence interdite sera réfléchi au niveau des deux guides qu'ils précèdent.

IV. 2. 3. Troisième topologie

Nous allons étudier une autre possibilité de filtrage sélectif par la combinaison de deux guides d'ondes $W_1^K A$ carré et triangulaire de rayons normalisés différents respectivement pour $r_1 = 0.1968 \mu\text{m}$ et $r_2 = 0.2112 \mu\text{m}$.

La structure à simuler est présentée sur la figure IV. 9.

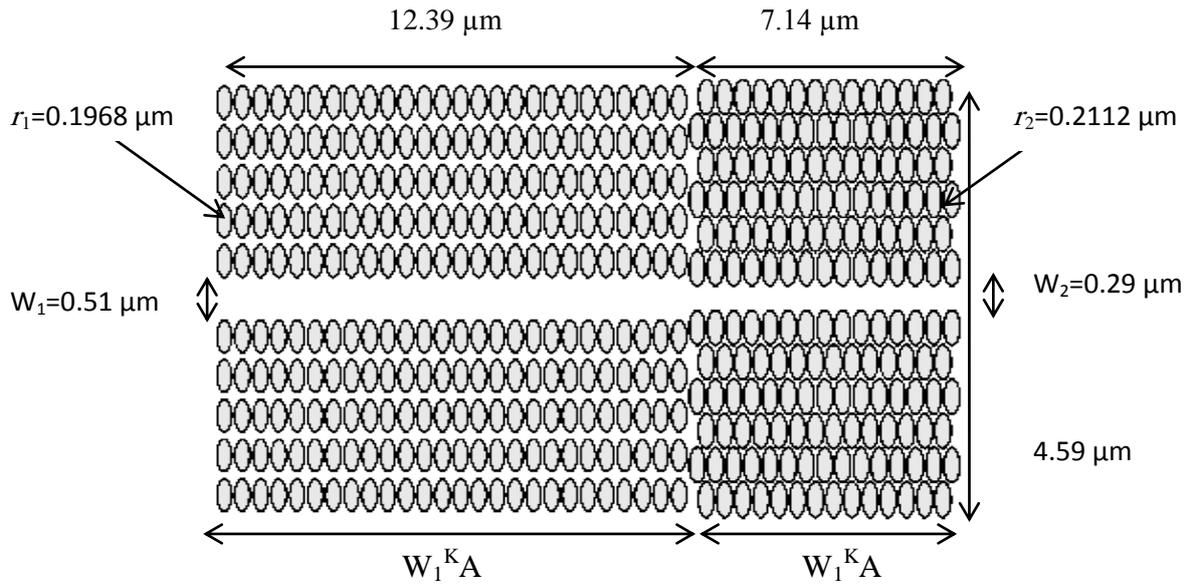


Figure IV. 9 : Structure d'un filtre constitué de deux guides $W_1^K A$ carrée et triangulaire.

Les résultats de simulation de chaque guide $W_1^K A$ schématisé dans la figure IV. 9 sont présentés sur la figure IV. 10.

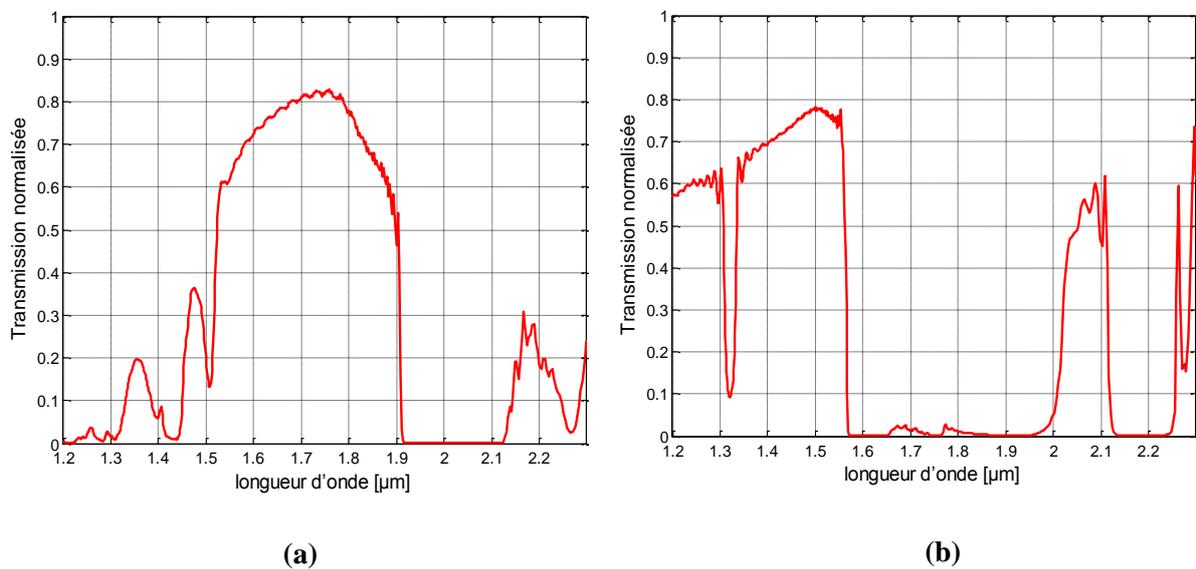


Figure IV. 10 : Spectres de transmission normalisés obtenus de : (a) guide $W_1^K A$ carré de rayon normalisé $r_1=0.1968 \mu\text{m}$, (b) guide $W_1^K A$ triangulaire de rayon normalisé $r_2=0.2112\mu\text{m}$.

La figure IV. 11 montre la réponse spectrale en transmission de filtre sélectif, excité en mode TE obtenu avec la méthode de calcul FDTD-2D.

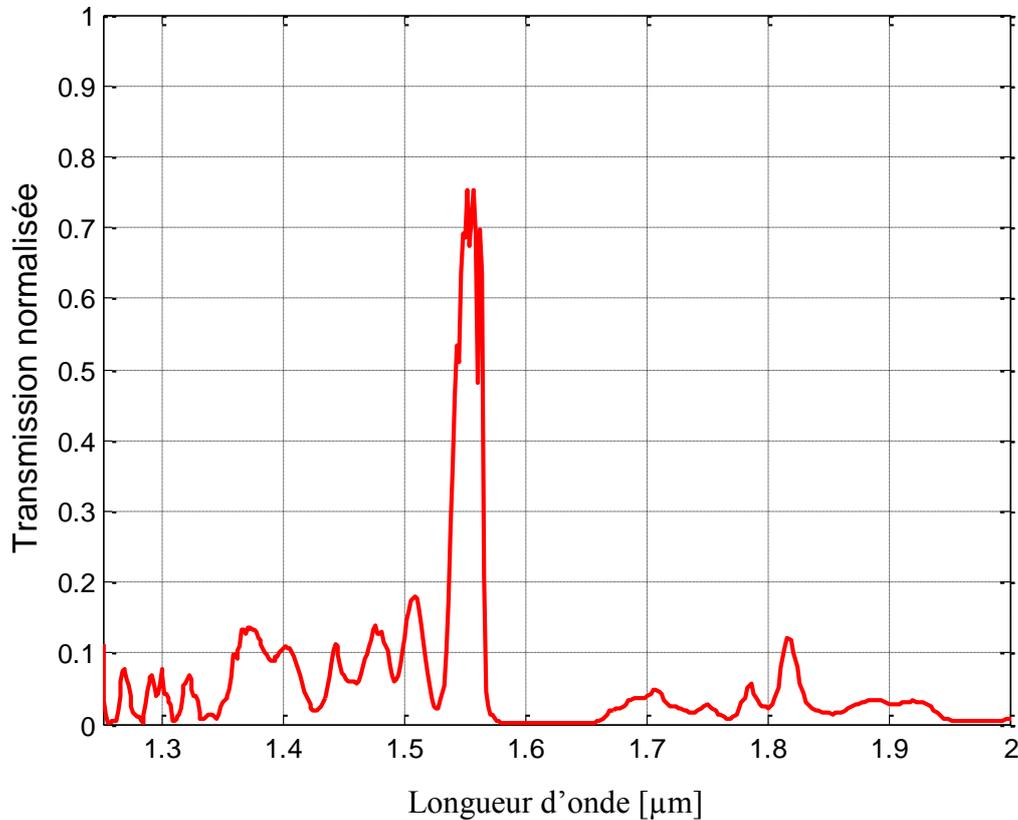


Figure IV. 11 : La réponse spectrale en transmission de filtre sélectif étudié.

D'après la figure IV. 11, on voit clairement que la transmission est maximale à la longueur d'onde 1.55 μm qui est de l'ordre 77 %. En comparaison avec la structure étudiée dans la section IV. 2. 1, le filtre étudié a une bonne rejection de l'onde dans la gamme de longueur d'onde [1,25 1,53] μm .

Sur la figure IV. 12, on schématise la répartition du champ magnétique H_z du filtre respectivement pour 2000, 2500, 3500 et 5000 itérations.

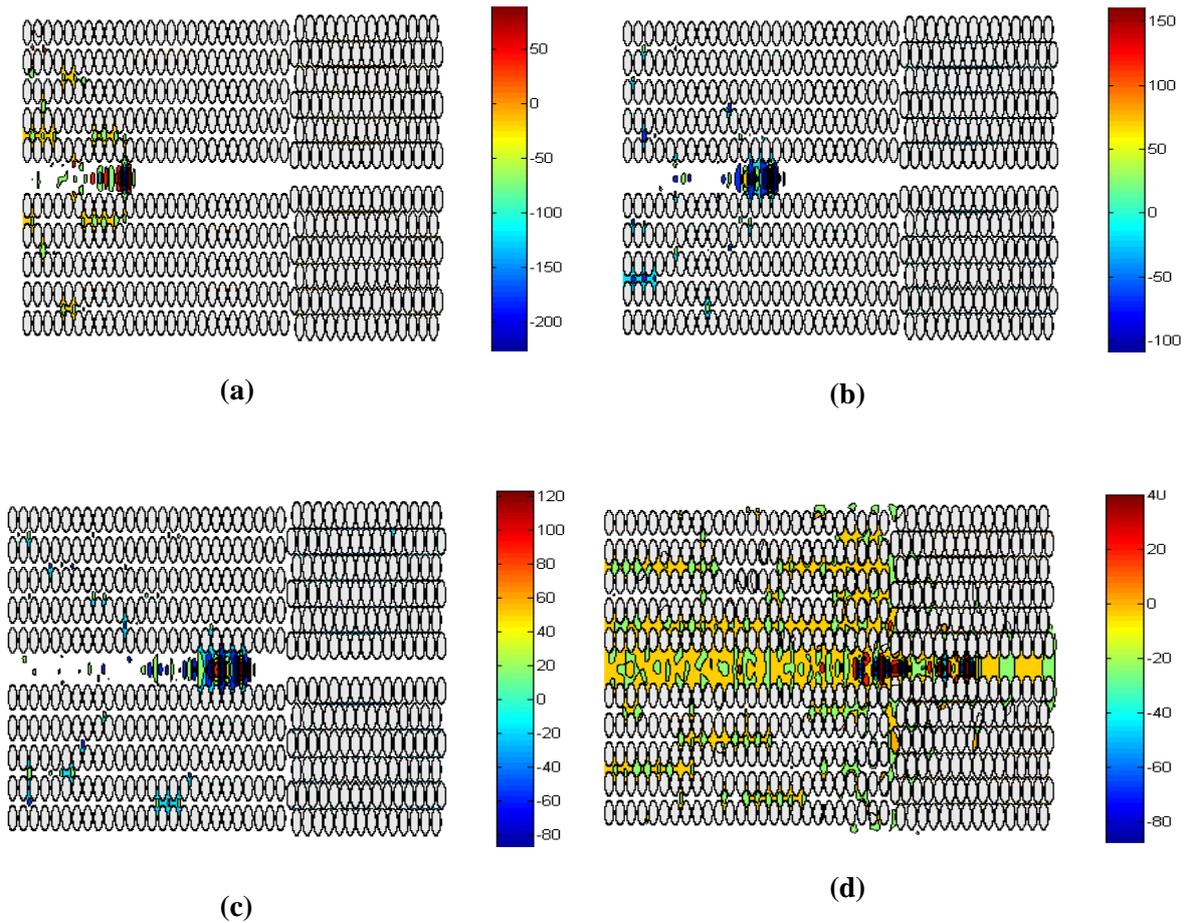


Figure IV. 12 : Répartition du champ magnétique H_z du filtre excité en mode TE : (a) 2000 itérations, (b) 2500 itérations, (c) 3500 itérations, (d) 5000 itérations.

Selon la figure IV. 12, on voit l'acheminement du champ magnétique H_z aux différentes itérations.

IV. 2. 4. Quatrième topologie

Dans cette topologie, le filtre est réalisé par la combinaison de deux guides d'onde $W_1^K A$ triangulaires de rayons normalisés différents, respectivement pour $r_1 = 0.1416 \mu\text{m}$ et $r_3 = 0.2121 \mu\text{m}$, et ceci par l'intermédiaire d'un troisième guide $W_1^K A$ carré de rayon normalisé $r_2 = 0.1968 \mu\text{m}$.

La structure à simuler est présentée sur la figure IV. 13.

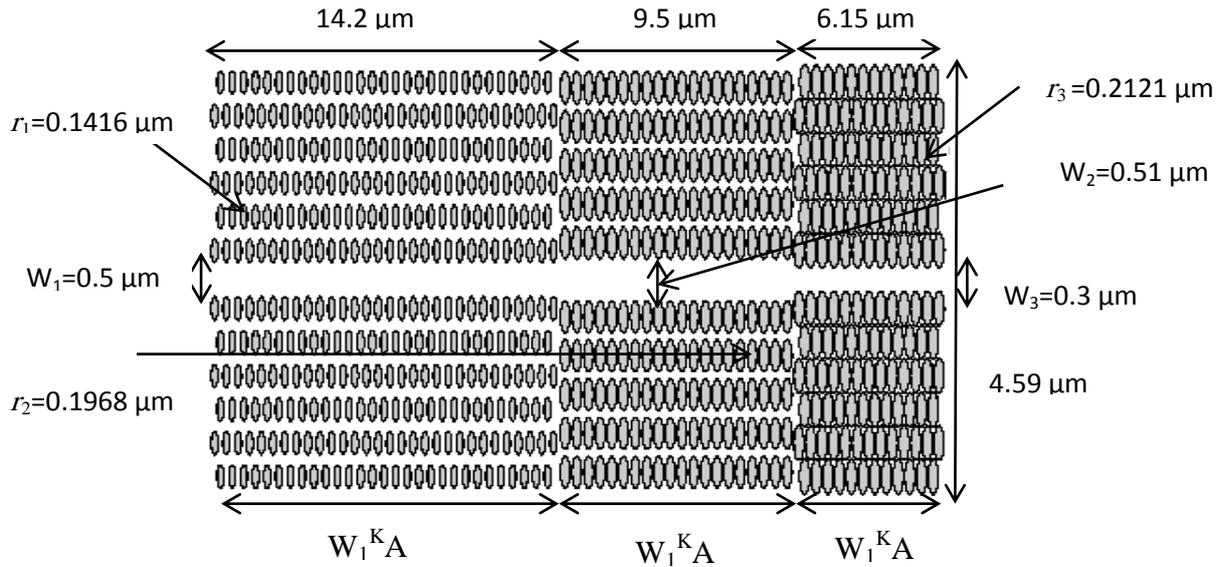


Figure IV. 13 : Structure d'un filtre constitué de deux guides d'onde $W_1^K A$ triangulaires et un guide $W_1^K A$ carré.

Les résultats de simulation de chaque guide $W_1^K A$ qui sont représentées dans le filtre étudié sont indiqués dans la figure IV. 14.

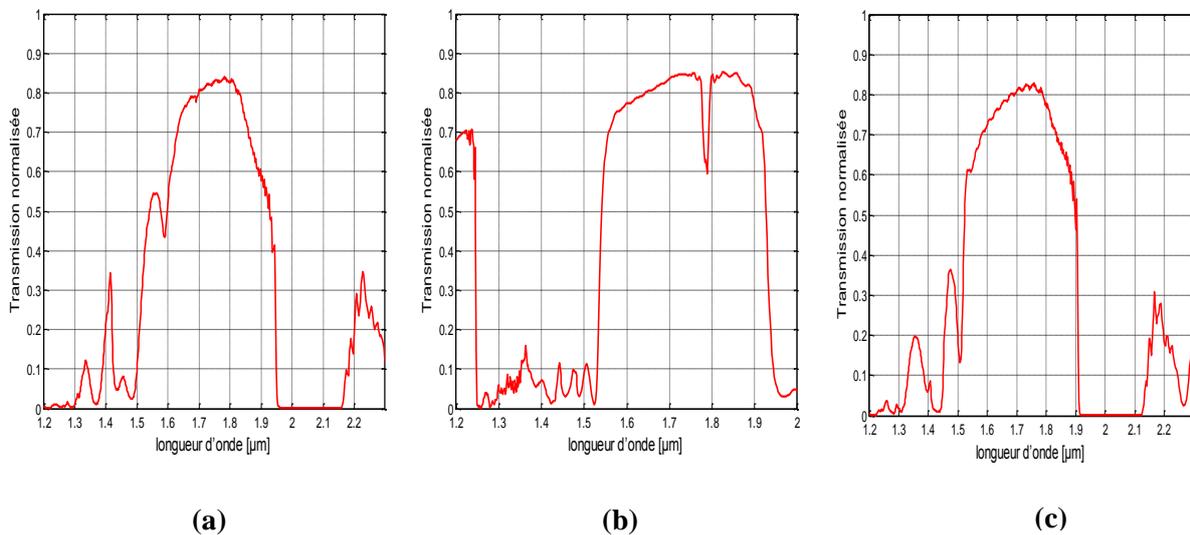


Figure IV. 14 : Spectres de transmission normalisés obtenus de : (a) guide $W_1^K A$ triangulaire de rayon normalisé $r_1=0.1416 \mu\text{m}$, (b) guide $W_1^K A$ carré de rayon normalisé $r_2=0.1968 \mu\text{m}$, (c) guide $W_1^K A$ triangulaire de rayon normalisé $r_3=0.2121 \mu\text{m}$.

La figure IV.15 présente les performances de filtre sélectif en transmission obtenues par la simulation FDTD -2D.

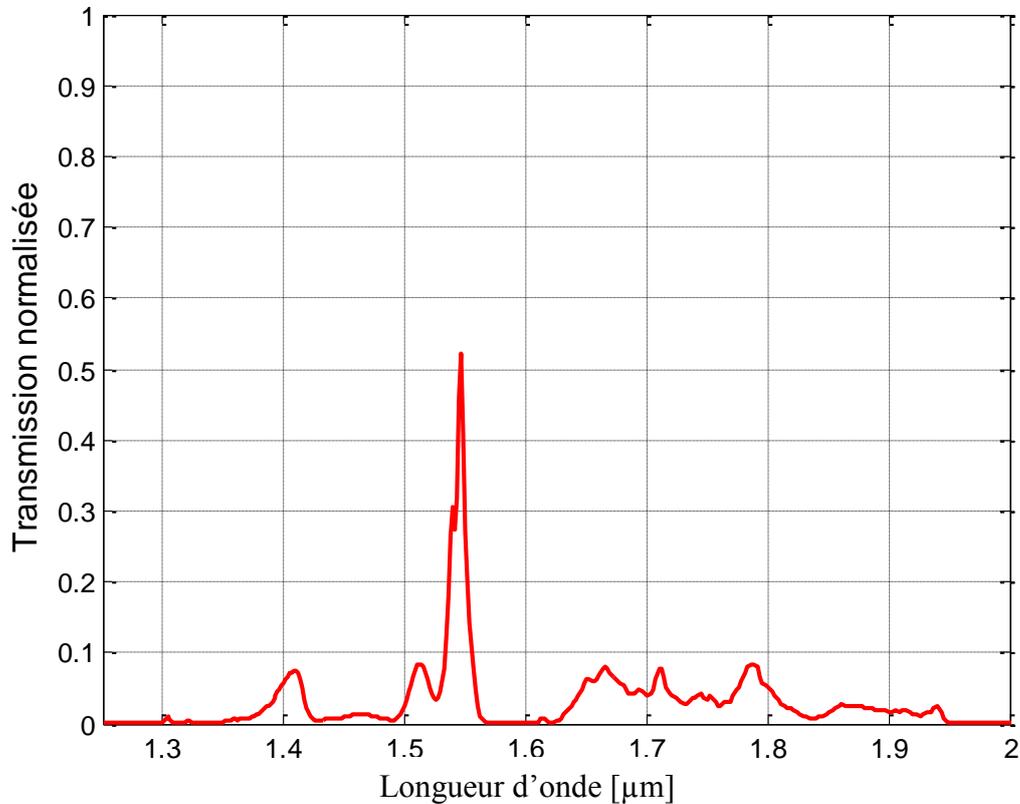


Figure IV. 15 : La réponse spectrale en transmission de filtre sélectif étudié.

Sur la figure IV. 15, nous voyons clairement une sélectivité de filtre à la longueur d'onde 1.55 μm, avec une transmission normalisée maximale qui est de l'ordre de 52% et presque nulle sur les gammes [1,25 1,53] μm , [1,57 -2] μm. Ce filtre présente une bonne réjection qui ne dépasse pas 10%.

La figure IV. 16 représente la répartition du champ magnétique Hz dans le filtre pour différentes itérations.

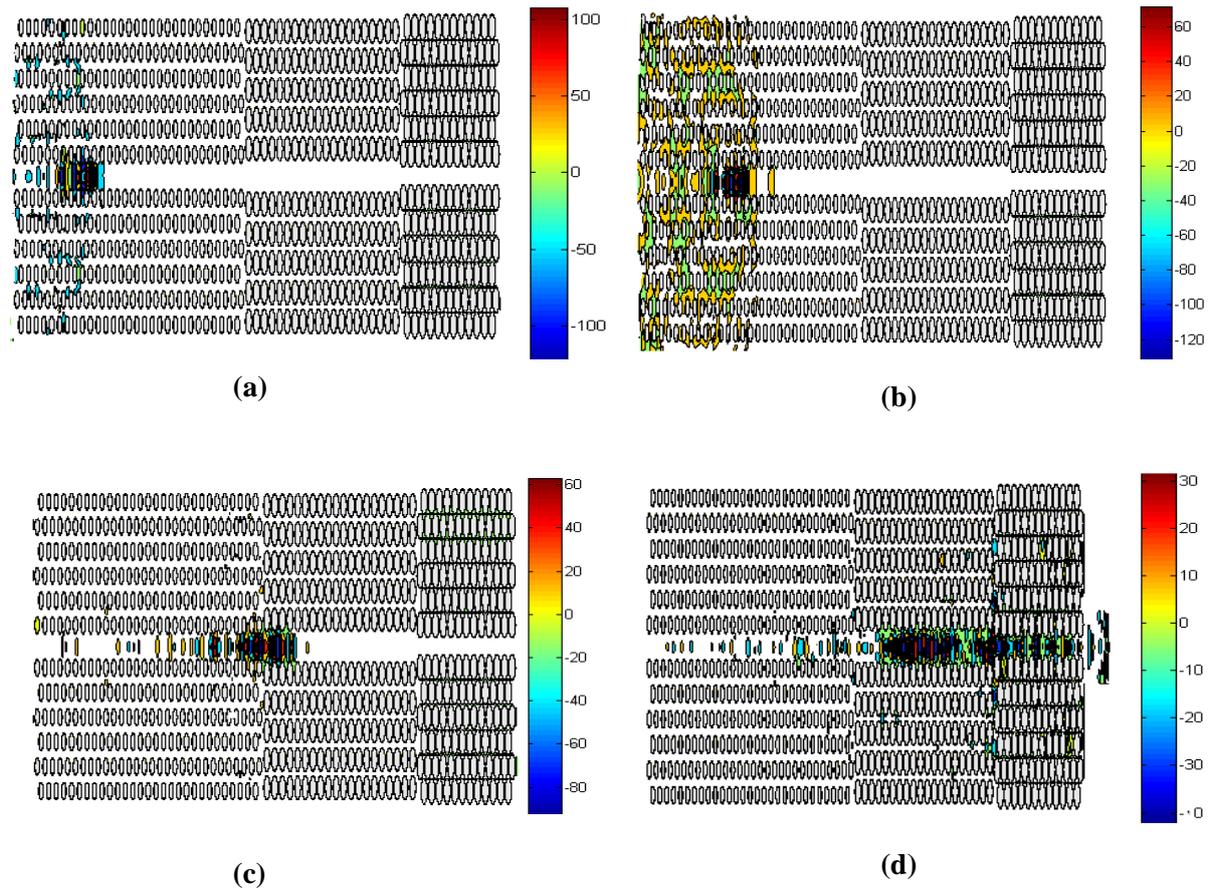


Figure IV. 16 : Répartition du champ magnétique H_z du filtre excité en mode TE : (a) 2000 itérations, (b) 2500 itérations, (c) 5000 itérations, (d) 10000 itérations.

D'après la figure IV. 16, une partie du champ magnétique atteint la sortie du filtre, et une autre partie sera réfléchi.

IV. 3. Conception d'un filtre sélectif avec cavité

Dans cette section, nous proposons un nouveau type de filtre sélectif à base de CPs-2D réalisé par la combinaison de trois guides $W_1^K A$ carré et triangulaire et par l'ajout des trous d'air dans la rangée manquante d'un guide $W_1^K A$. Les performances des filtres sélectifs en terme de transmission seront discutées.

IV. 3. 1. Première topologie

Sur cette topologie le filtre est réalisé par trois guides $W_1^K A$ triangulaire en cascade à base de CPs-2D de rayons normalisés différents et par l'ajout de deux trous d'air de rayon $r_c=0.072 \mu\text{m}$ sur le troisième guide d'onde $W_1^K A$. Les paramètres de cette structure sont indiqués sur la figure IV. 17.

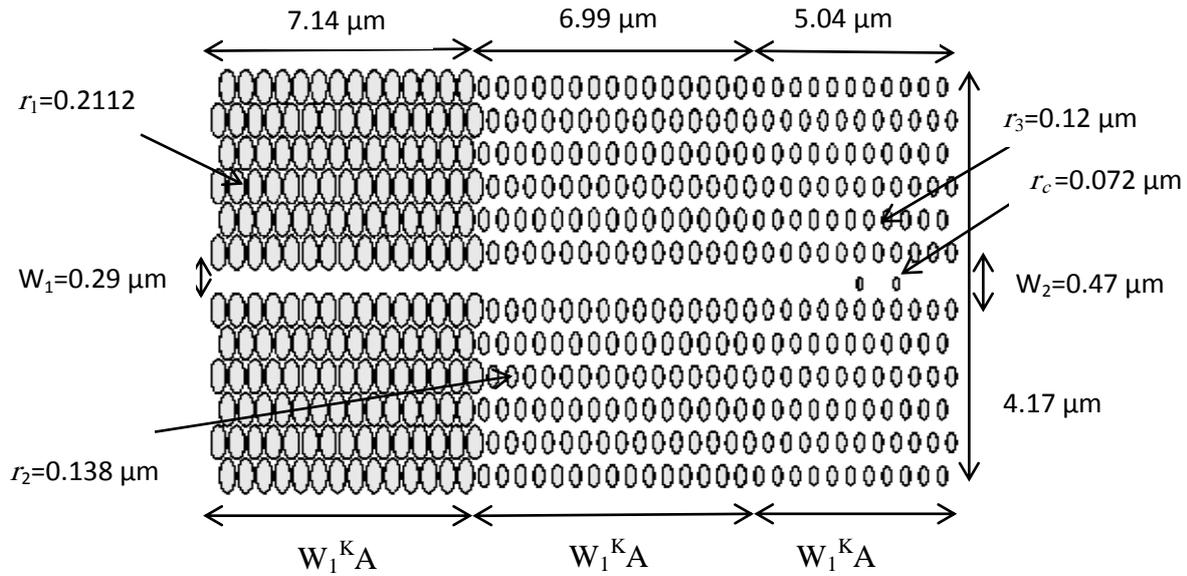


Figure IV. 17 : Structure d'un filtre constitué de trois guides d'onde W_1^{KA} triangulaires et par l'ajout de deux trous d'air au niveau de troisième guide W_1^{KA} .

Les résultats de simulation de chaque guide W_1^{KA} qui sont représentées dans la figure IV. 17 sont illustrés sur la figure IV. 18.

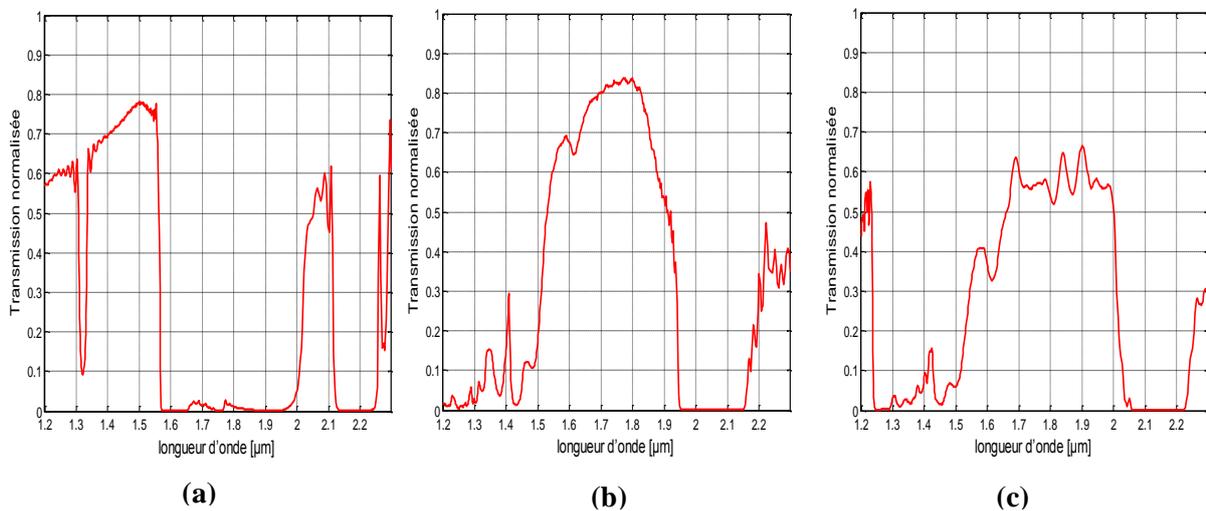


Figure IV. 18 : Spectres de transmission normalisés obtenus de : (a) guide W_1^{KA} triangulaire de rayon normalisé $r_1 = 0.2112 \mu\text{m}$, (b) guide W_1^{KA} triangulaire de rayon normalisé $r_2 = 0.138 \mu\text{m}$, (c) guide W_1^{KA} triangulaire de rayon normalisé $r_3 = 0.12 \mu\text{m}$.

Le coefficient de transmission est représenté sur la figure IV. 19.

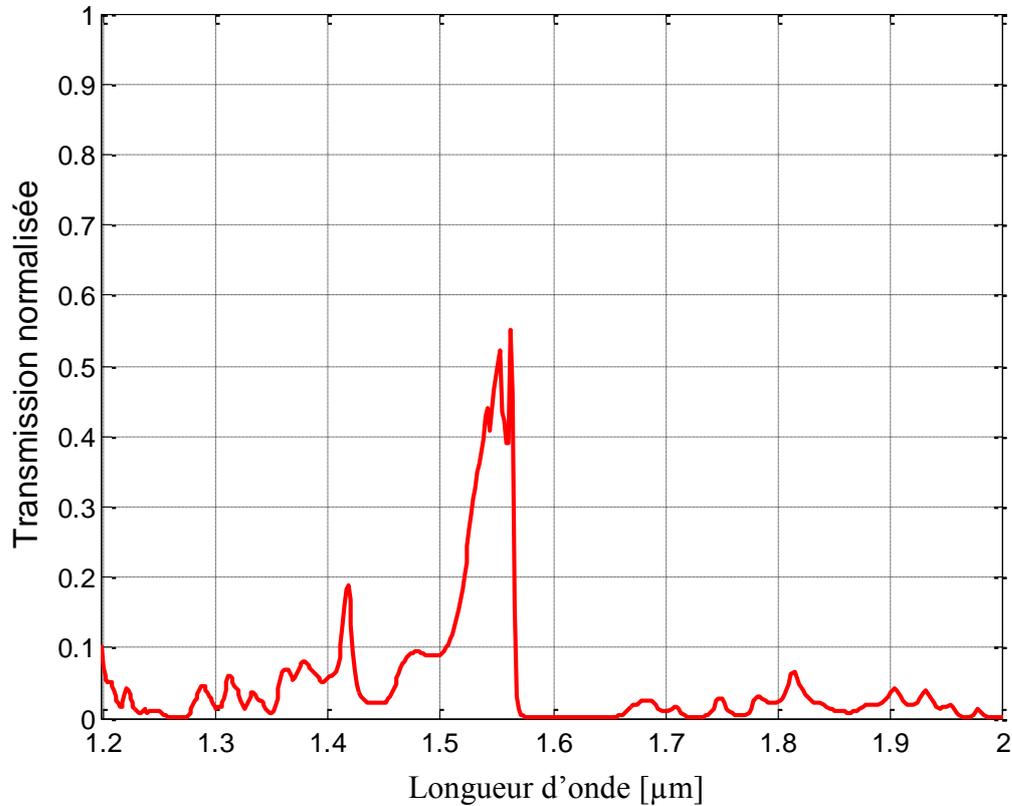


Figure IV. 19 : La réponse spectrale en transmission de filtre sélectif étudié.

A partir de la figure IV. 19, nous remarquons qu'à la longueur d'onde 1,55 μm une transmission qui atteint les 55%, d'ailleurs on enregistre une faible transmission au alentour de 19% à la longueur d'onde 1,42 μm et presque nulle sur la gamme [1,57 -2] μm.

Sur la figure IV. 20, on schématise la répartition du champ magnétique Hz du filtre sélectif respectivement pour 2000, 2500, 3500 et 5000 itérations.

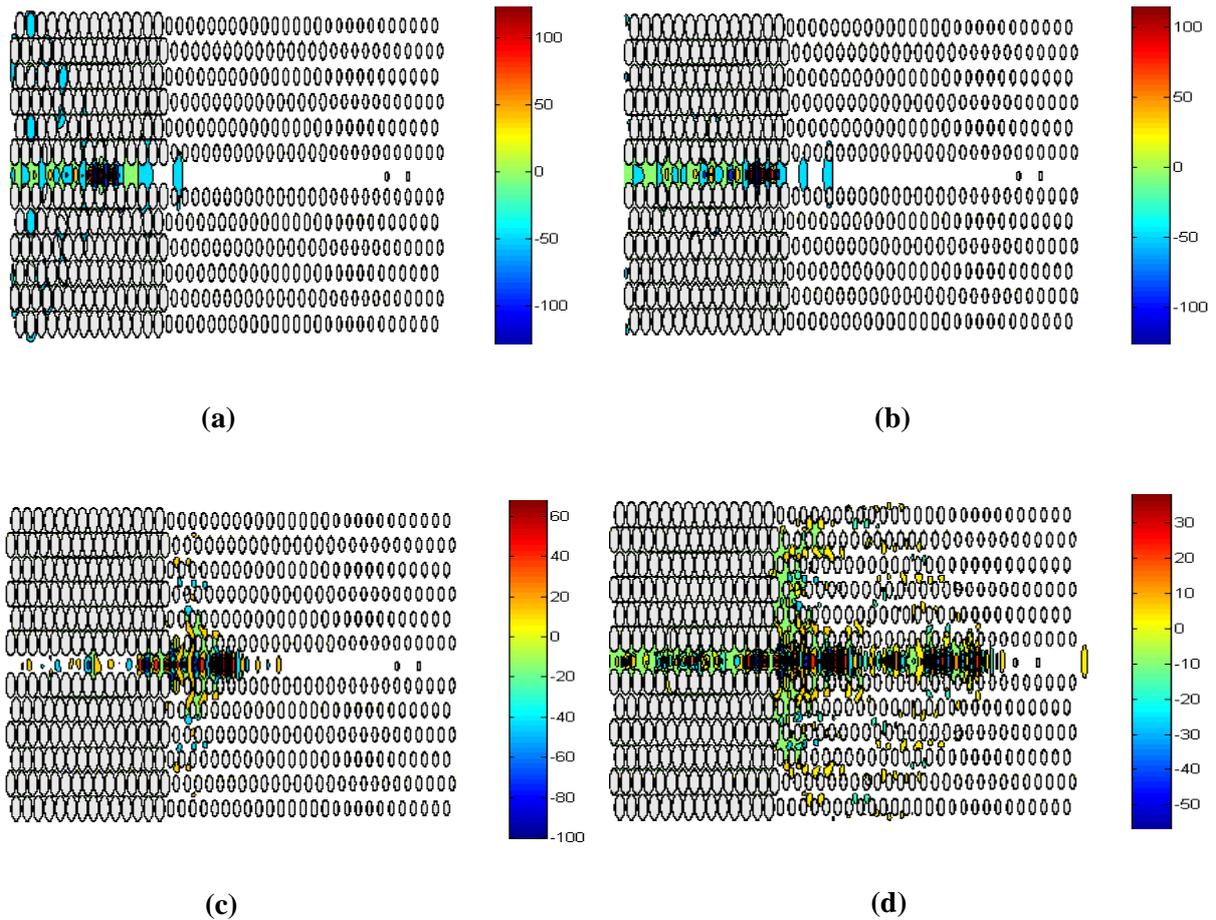


Figure IV. 20 : Répartition du champ magnétique Hz du filtre excité en mode TE : (a) 2000 itérations, (b) 2500 itérations, (c) 3500 itérations, (d) 5000 itérations.

Selon la figure IV. 20, on remarque l'acheminement de la lumière et qu'au niveau des petits trous d'air situés dans le troisième guide, l'onde subit un changement de direction vers l'entrée de la structure.

IV. 3. 2. Deuxième topologie

Ce filtre a été réalisé par le même principe que la première topologie, mais dans ce cas-là on a créé cinq trous d'air dans le deuxième guide $W_1^K A$, les quatre premiers sont adjacents entre eux et le cinquième est éloigné par rapport aux autres. Pour le troisième guide $W_1^K A$, nous avons créé un seul trou d'air au début. Les paramètres de ce filtre sont mentionnés sur la figure IV. 21.

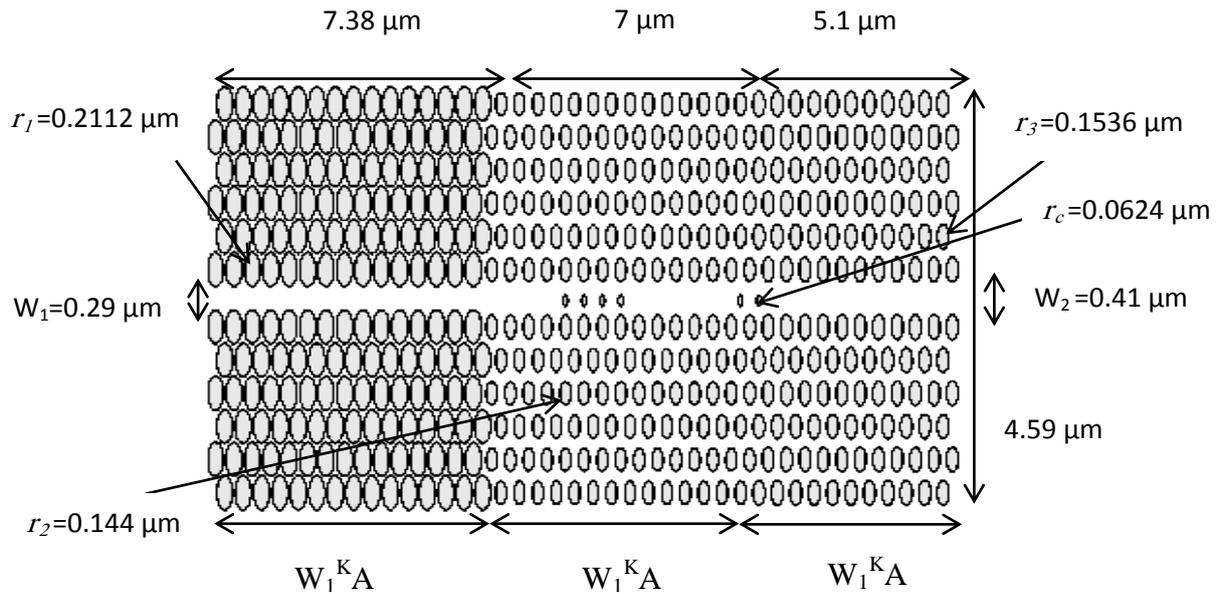


Figure IV. 21 : Structure d'un filtre sélectif constitué de trois guides d'onde W_1^{KA} triangulaires et par l'ajout de cinq trous d'air au niveau de deuxième guide W_1^{KA} et un trou d'air dans le troisième guide W_1^{KA} .

Les résultats de simulation de chaque guide W_1^{KA} constituant le filtre donné par la figure IV. 21 sont présentés dans la figure IV. 22.

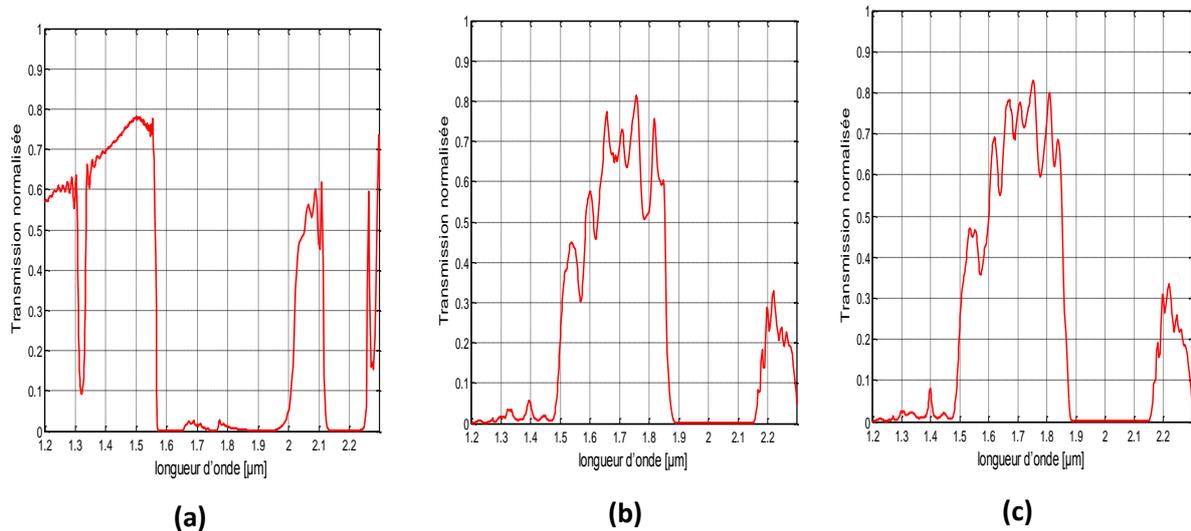


Figure IV. 22 : Spectres de transmission normalisés obtenus de : (a) guide W_1^{KA} triangulaire de rayon normalisé $r_1 = 0.2112 \mu\text{m}$, (b) guide W_1^{KA} triangulaire de rayon normalisé $r_2 = 0.144 \mu\text{m}$, (c) guide W_1^{KA} triangulaire de rayon normalisé $r_3 = 0.1536 \mu\text{m}$.

La figure IV. 23 montre la réponse spectrale en transmission de filtre sélectif, excité en mode TE obtenu avec la méthode de calcul FDTD-2D.

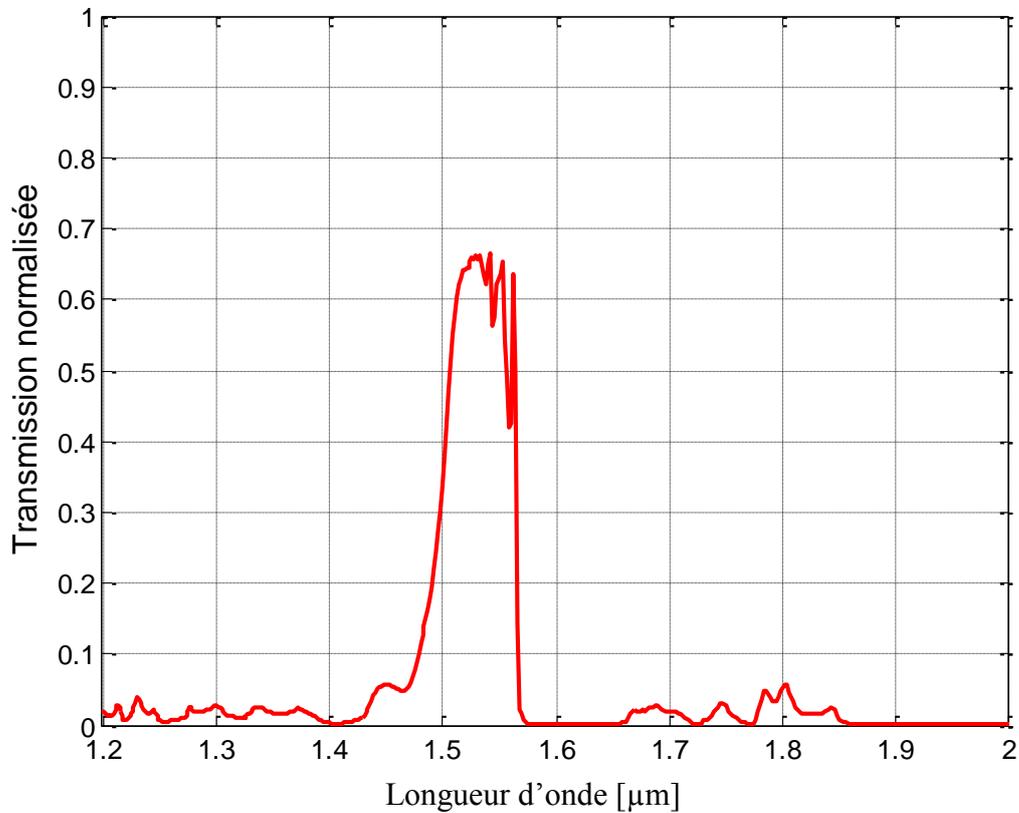


Figure IV. 23 : La réponse spectrale en transmission de filtre sélectif étudié.

Les résultats de la simulation FDTD-2D montrent clairement que la transmission obtenue dans les gammes de longueur d'ondes $[1,2 - 1,47] \mu\text{m}$, $[1,57 - 2] \mu\text{m}$ est presque nulle, et un maximum de transmission au alentour de 68% au longueur d'onde 1,55 μm . Ce filtre présente une bonne réjection, mais on ne peut pas le considérer comme un filtre sélectif.

La distribution du champ magnétique Hz aux itérations, 2000, 2500, 3500 et 5000 est présentée sur la figure IV. 24.

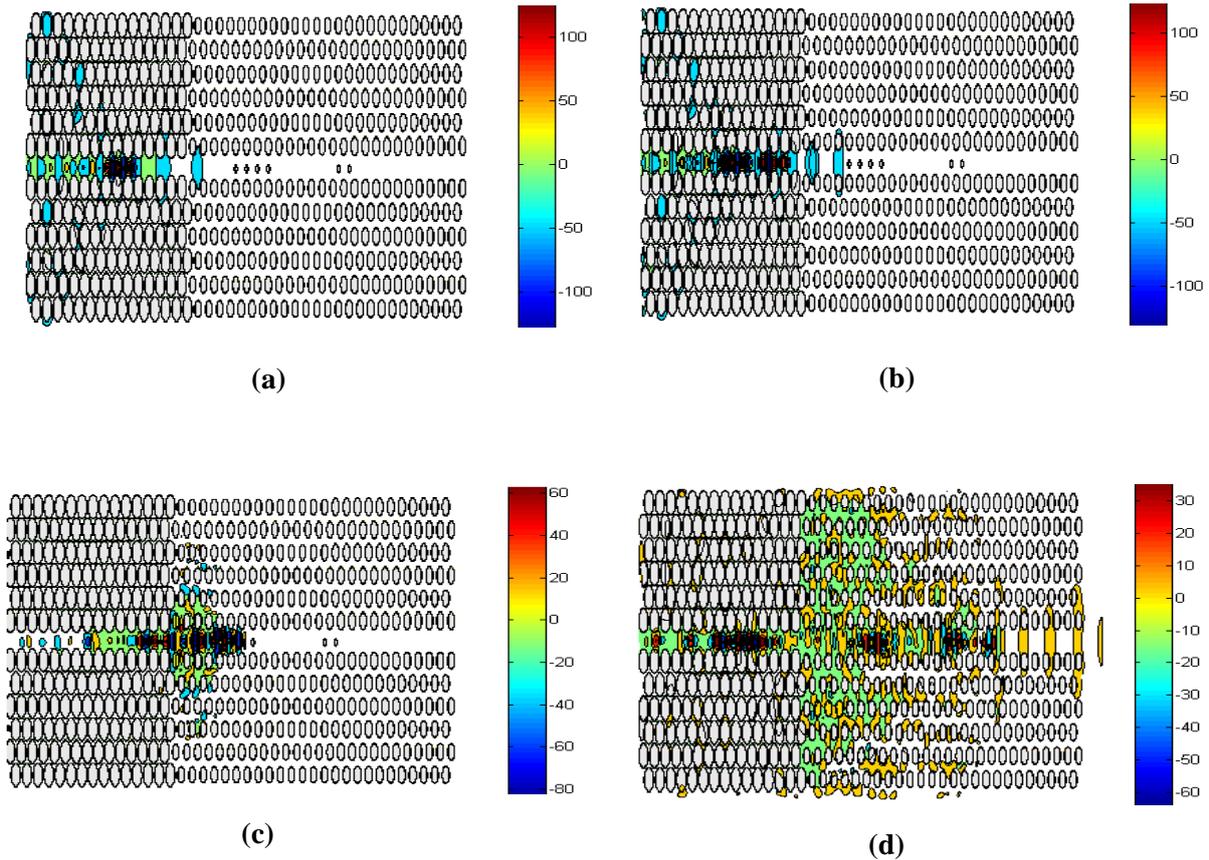


Figure IV. 24 : Répartition du champ magnétique H_z du filtre excité en mode TE : (a) 2000 itérations, (b) 2500 itérations, (c) 3500 itérations, (d) 5000 itérations.

A partir de la figure IV.24 (d), on voit clairement qu'il y a une partie de champ magnétique ayant une fréquence permise contenant dans la BIP, et qui atteint le bord de la structure. Une autre partie du champ magnétique ayant une fréquence interdite sera réfléchi au niveau des trous ajoutés.

IV. 3. 3. Troisième topologie

Cette topologie représente un filtre qui contient trois guides d'onde $W_1^K A$ triangulaires avec deux cavités créés par l'ajout de trois trous de rayon $r_c = 0.0816 \mu\text{m}$, au niveau du troisième guide $W_1^K A$. Les paramètres de cette structure sont indiqués sur la figure IV. 25.

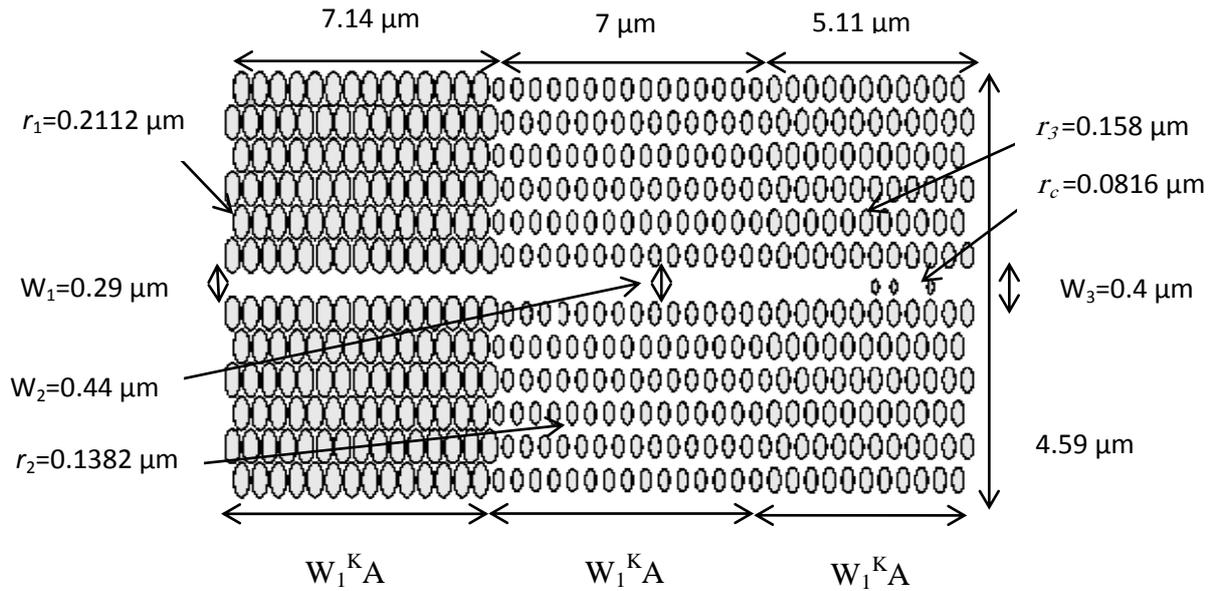


Figure IV. 25 : Structure d'un filtre sélectif constitué de trois guides d'onde W_1^{KA} triangulaires et par l'ajout de trois trous d'air au niveau du troisième guide W_1^{KA} .

Les résultats de simulation de chaque guide W_1^{KA} qui sont représentées dans la figure IV. 25 sont illustrés sur la figure IV. 26.

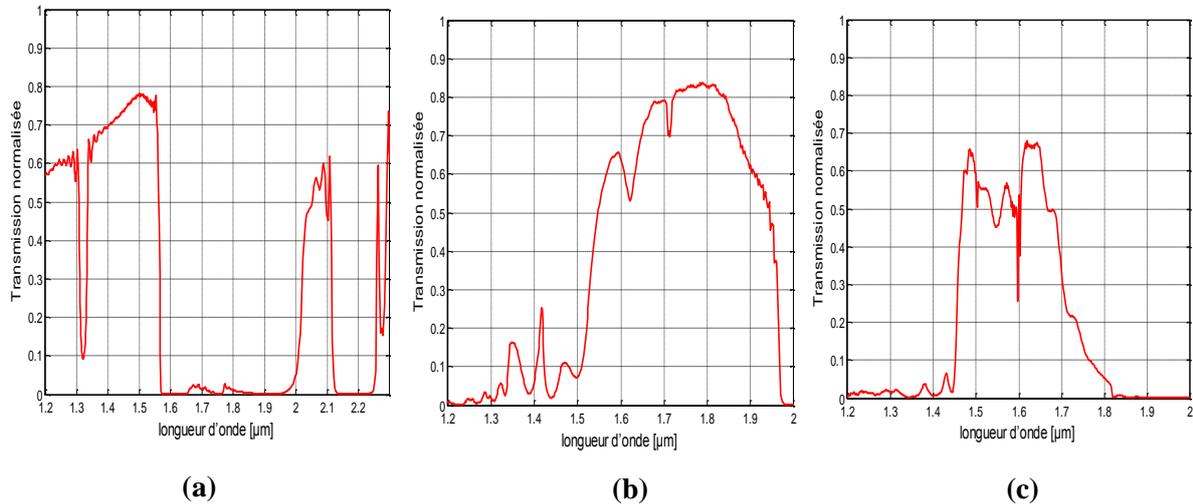


Figure IV. 26 : Spectres de transmission normalisés obtenus de : (a) guide W_1^{KA} triangulaire de rayon normalisé $r_1=0.2112 \mu\text{m}$, (b) guide W_1^{KA} triangulaire de rayon normalisé $r_2=0.1382 \mu\text{m}$, (c) guide W_1^{KA} triangulaire de rayon normalisé $r_3=0.158 \mu\text{m}$.

Le résultat de simulation de spectre de transmission du filtre conçu pour la polarisation TE, obtenu avec la méthode FDTD-2D est représenté sur la figure IV. 27.

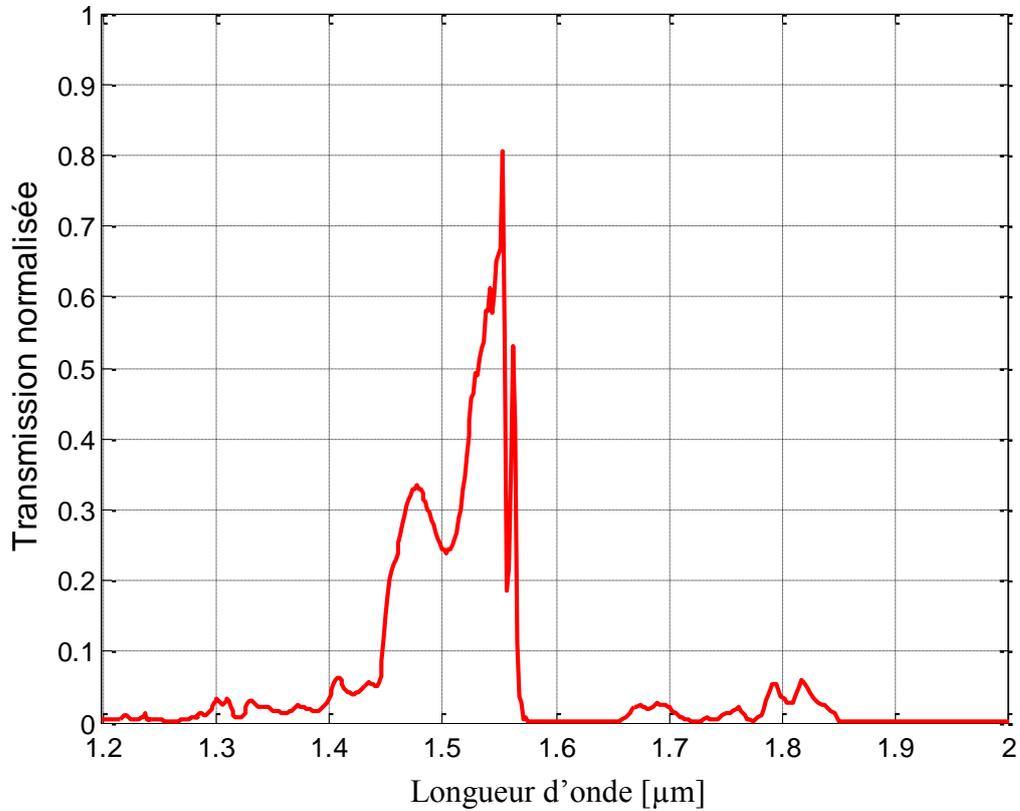


Figure IV. 27 : La réponse spectrale en transmission de filtre sélectif étudié.

Selon la figure IV. 27, on remarque que la fréquence permise équivalente à la longueur d'onde 1.55 μm présente une transmission maximale qui atteint 80%, et avec une bonne rejection.

Sur la figure IV. 28, on schématise la répartition du champ magnétique Hz du filtre sélectif respectivement pour 2000, 2500, 3500 et 5000 itérations.

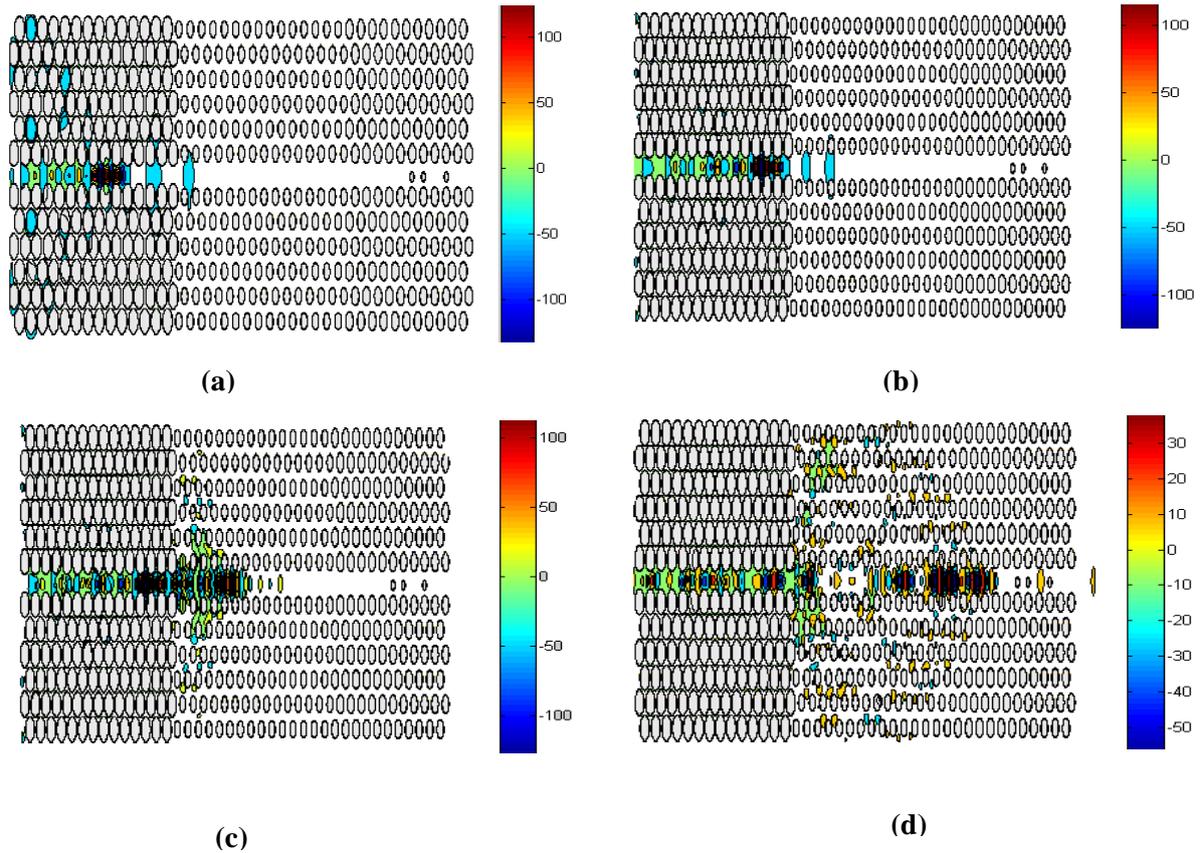


Figure IV. 28 : Répartition du champ magnétique Hz du filtre sélectif excité en mode TE : (a)2000 itérations, (b) 2500 itérations, (c) 3500 itérations, (d) 5000 itérations.

Sur la figure IV. 28 (d), on remarque toujours l'effet de la structure sur le filtrage d'où l'application réalisée.

IV. 3. 4. Quatrième topologie

Pour cette topologie, nous avons proposés une nouvelle structure de filtre sélectif constituée de deux guides $W_1^K A$ triangulaires de rayons normalisés différents et un guide $W_1^K A$ carré au milieu. La création de deux trous d'air se fait dans la rangée omise du premier guide $W_1^K A$. Les paramètres de cette structure sont indiqués dans la figure IV. 29.

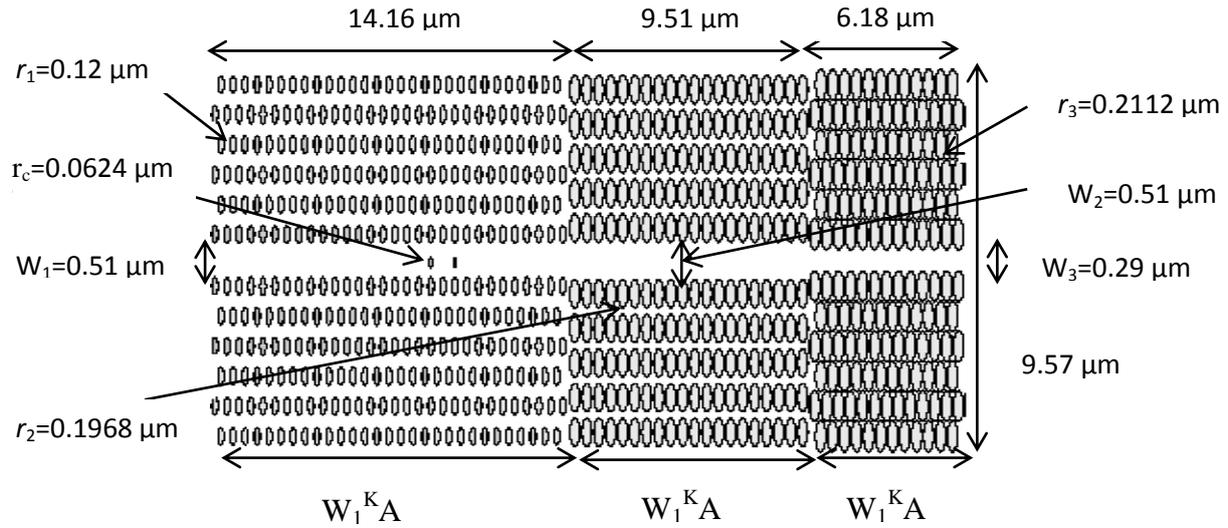


Figure IV. 29 : Structure d'un filtre sélectif constitué de deux guides d'onde W_1^{KA} triangulaires couvrant un guide W_1^{KA} carré. Une seule cavité a été introduite dans le premier guide.

Les résultats de simulation de chaque guide W_1^{KA} qui sont représentés dans la figure IV. 29 sont illustrés dans la figure IV. 30.

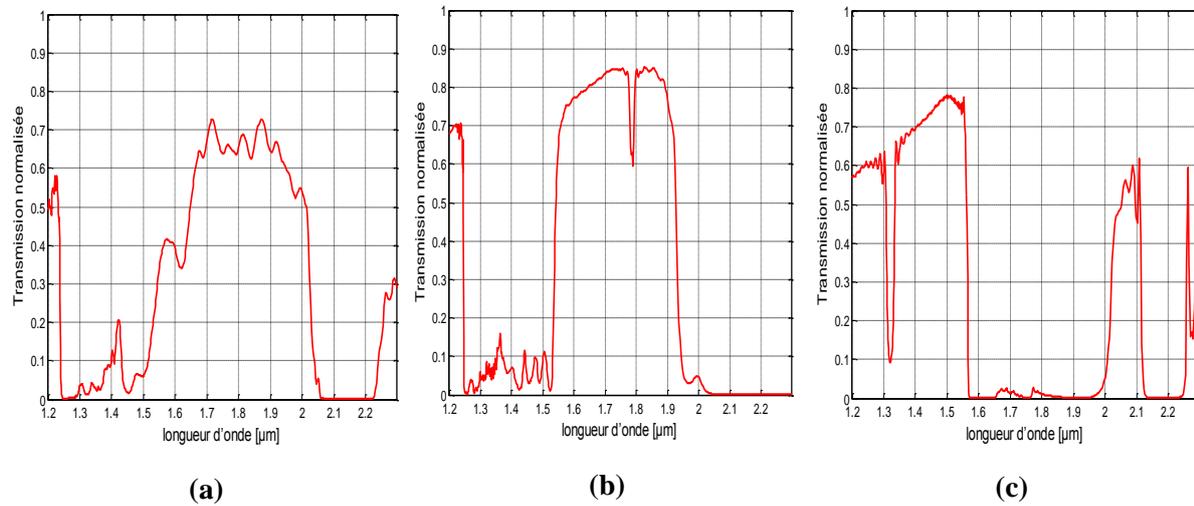


Figure IV. 30 : Spectres de transmission normalisés obtenus de : (a) guide W_1^{KA} triangulaire de rayon normalisé $r_1=0.12 \mu\text{m}$, (b) guide W_1^{KA} carré de rayon normalisé $r_2=0.1968 \mu\text{m}$, (c) guide W_1^{KA} triangulaire de rayon normalisé $r_3=0.2112 \mu\text{m}$.

La figure IV. 31 montre la réponse spectrale en transmission de filtre sélectif, excité en mode TE obtenu avec la méthode de calcul FDTD-2D.

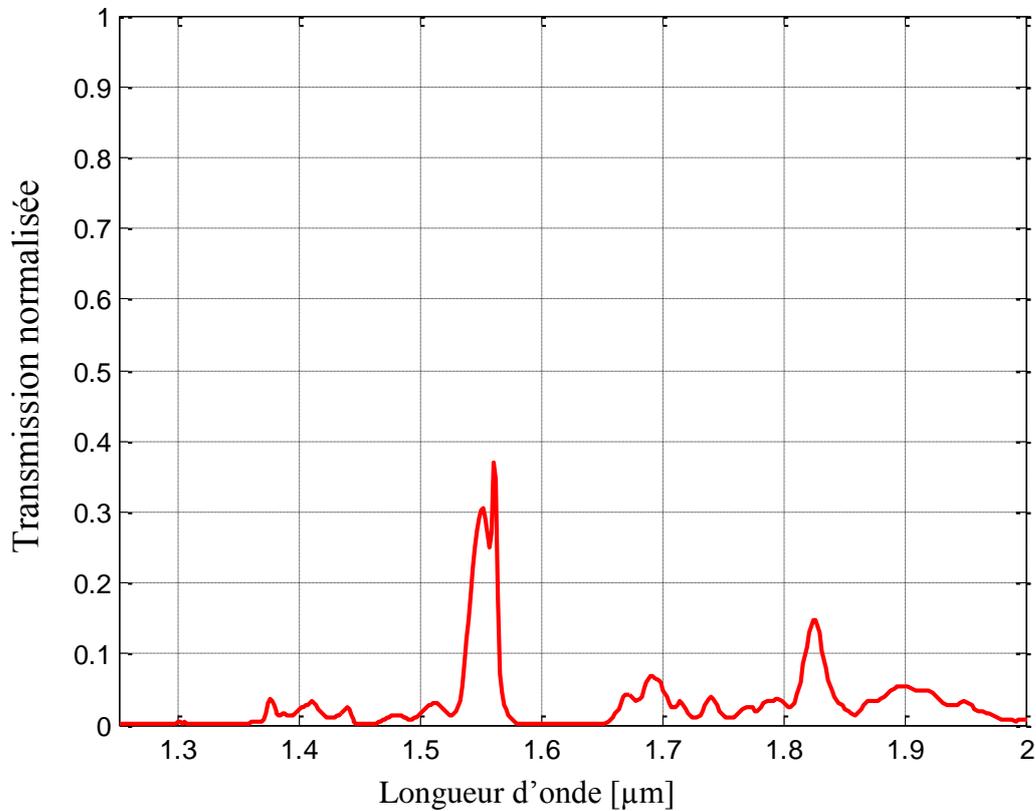


Figure IV. 31 : La réponse spectrale en transmission de filtre sélectif étudié.

On remarque sur la figure IV. 31 une très faible transmission dans les bandes s'étalant sur la gamme des longueurs d'ondes $[1,57-2]$ μm , et nulle dans la gamme $[1,25-1,53]$ μm . D'ailleurs, on enregistre un maximum de transmission au alentour de 37% à la longueur d'onde 1,55 μm . Ce qui traduit une transmission sélective en fréquence de l'onde électromagnétique.

Sur la figure IV. 32, on schématise la répartition du champ magnétique Hz du filtre sélectif respectivement pour 2000, 3500, 5000 et 10000 itérations.

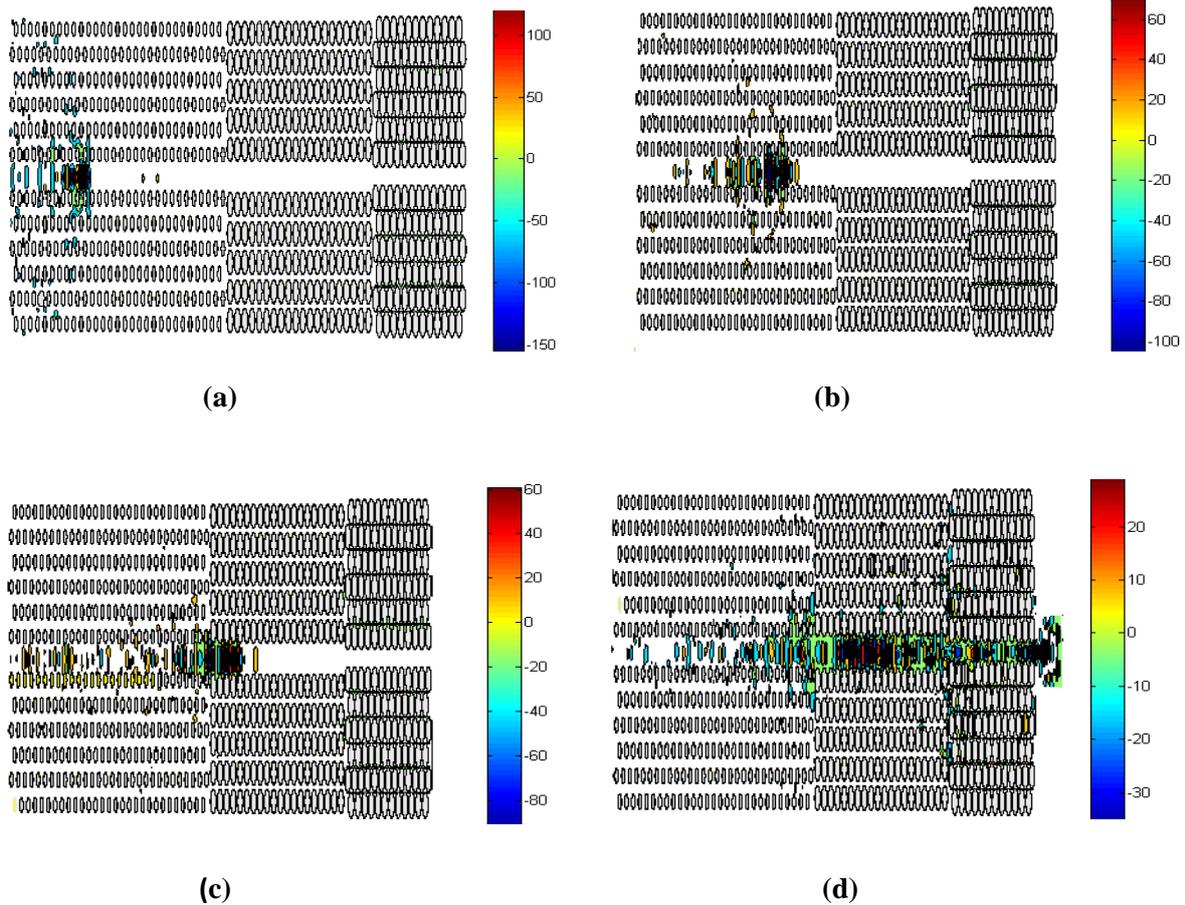


Figure IV. 32 : Répartition du champ magnétique H_z du filtre excité en mode TE : (a) 2000 itérations, (b) 3500 itérations, (c) 5000 itérations, (d) 10000 itérations.

D'après la figure IV. 32, une partie du champ magnétique atteint la sortie du filtre selectif, et une autre partie sera réfléchié au niveau de la cavité créée dans le guide $W_1^K A$ vers l'entrée de la structure.

IV. 3. 5. Cinquième topologie

Ce filtre a été réalisé par la combinaison de deux guides triangulaires $W_1^K A$ et un guide $W_1^K A$ carré, avec une cavité au niveau du premier guide $W_1^K A$: c'est le même principe que la quatrième topologie. La différence par rapport au cas précédent réside dans le rayon normalisé de premier guide $W_1^K A$ triangulaire. Les paramètres de cette structure sont indiqués dans la figure IV. 33.

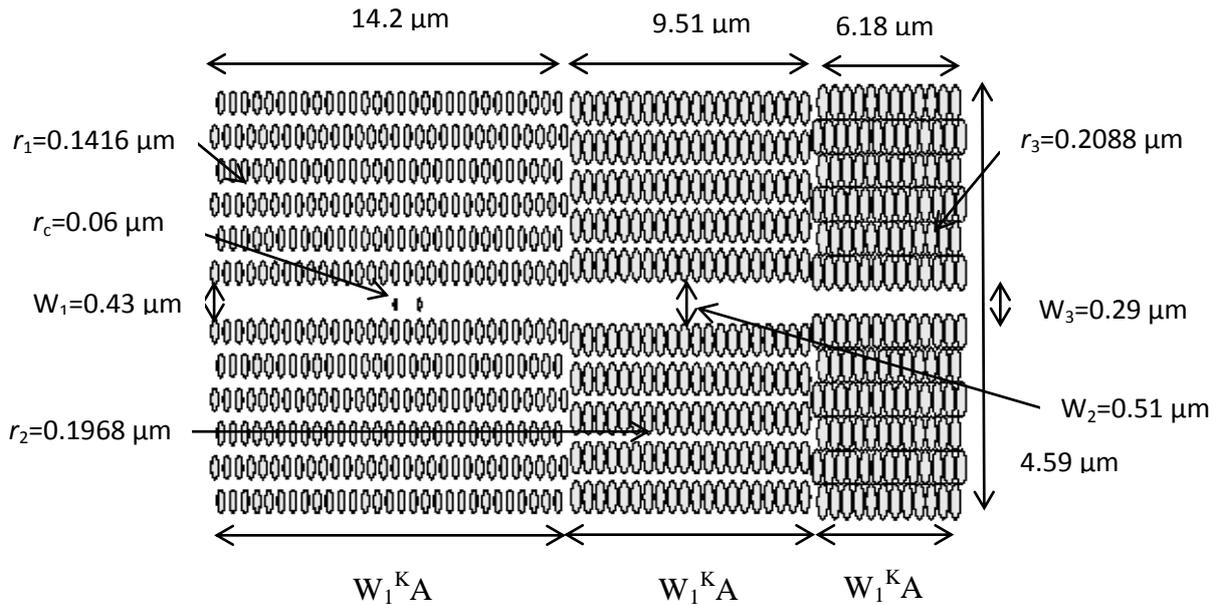


Figure IV. 33 : Structure d'un filtre sélectif constitué de deux guides d'ondes $W_1^K A$ triangulaires et un guide $W_1^K A$ carré ,avec une seule cavité dans le premier guide.

Dans la figure IV. 34, nous représentons les résultats de simulation de chaque guide $W_1^K A$ constituant le filtre sélectif.

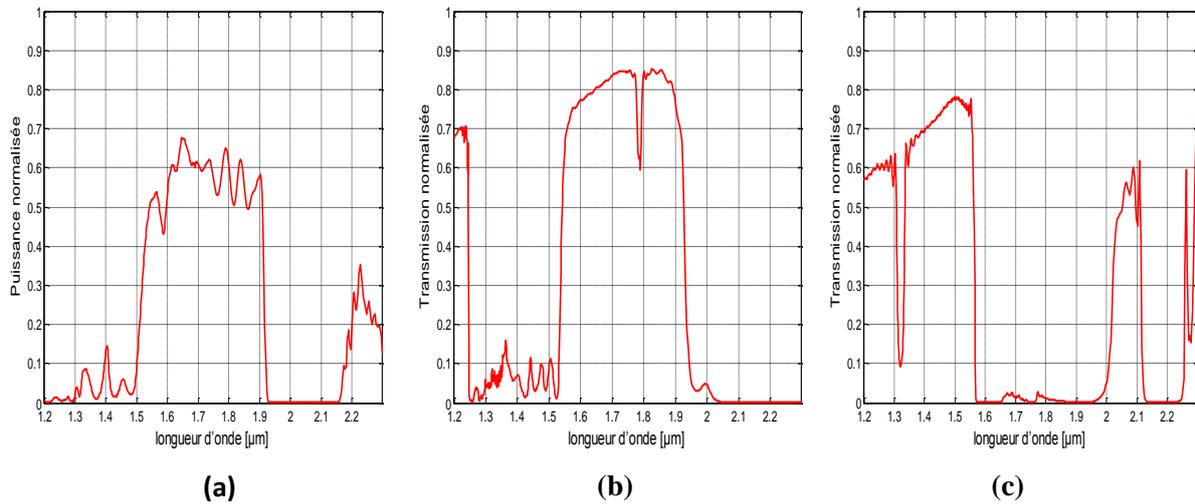


Figure IV. 34 : Spectres de transmission normalisés obtenus de : (a) guide $W_1^K A$ triangulaire de rayon normalisé $r_1=0.1416 \mu\text{m}$, (b) guide $W_1^K A$ carré de rayon normalisé $r_2=0.1968 \mu\text{m}$, (c) guide $W_1^K A$ triangulaire de rayon normalisé $r_3=0.2088 \mu\text{m}$.

Sur la figure IV. 35, on représente les spectres normalisés du filtre en terme de transmission, obtenus avec la méthode FDTD-2D.

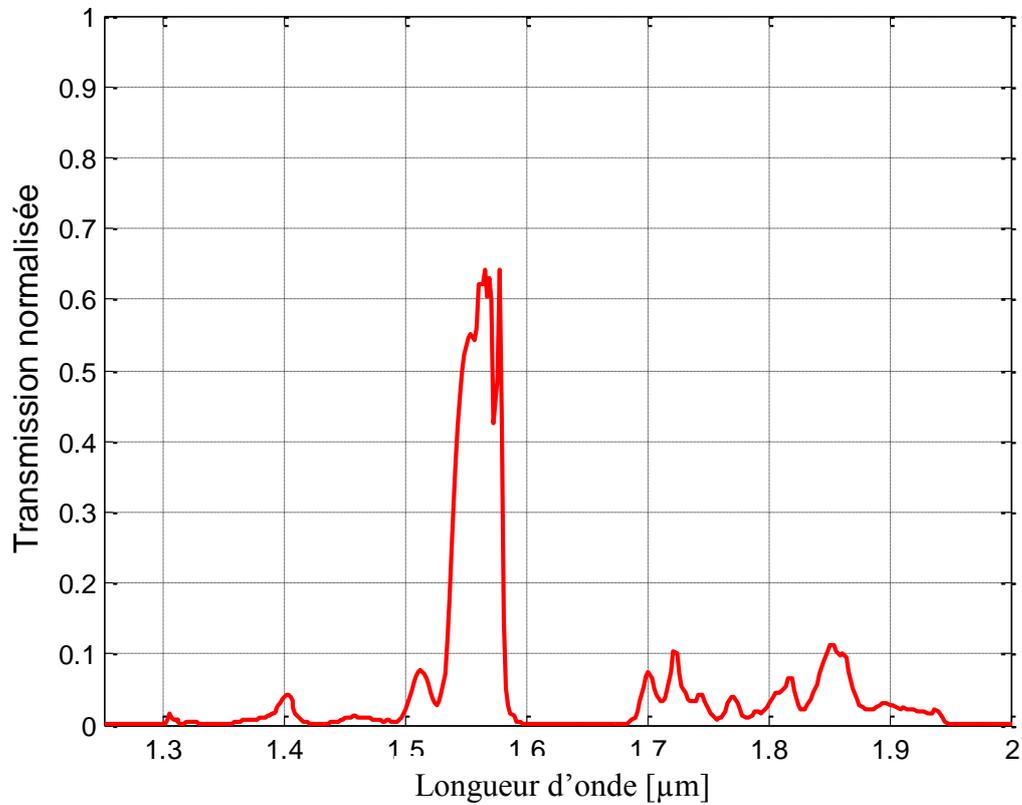


Figure IV. 35 : La réponse spectrale en transmission de filtre sélectif étudié.

A partir de la figure IV. 35, nous remarquons à la longueur d'onde $1,55 \mu\text{m}$ une transmission qui atteint les 64%, d'ailleurs on enregistre une très faible transmission sur la gamme $[1,6 - 2] \mu\text{m}$ et presque nulle sur la gamme $[1,25 - 1,56] \mu\text{m}$. Ce filtre présente une bonne réjection. Mais on ne peut pas le considérer comme un filtre purement sélectif car la largeur de bande de transmission n'est plus étroite.

Sur la figure IV. 36, on schématisée la répartition du champ magnétique Hz du filtre respectivement pour 2000, 2500, 5000 et 10000 itérations.

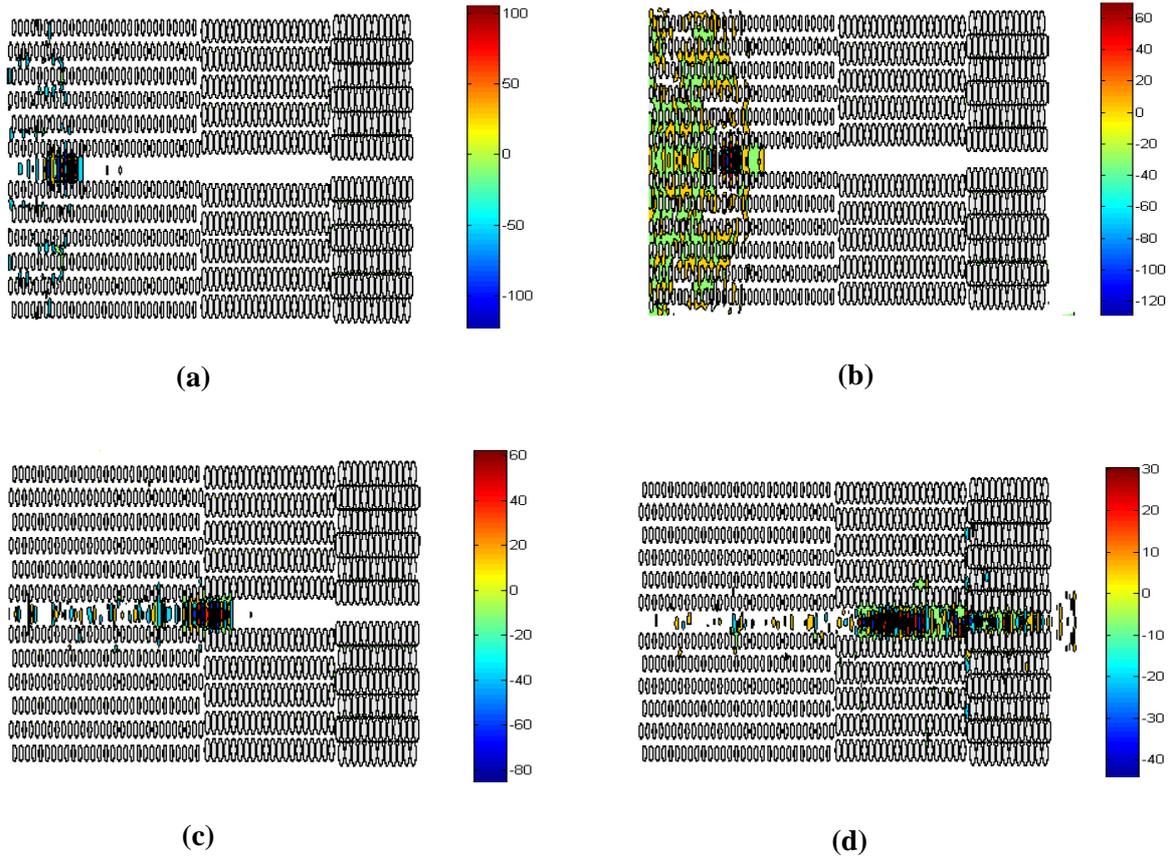


Figure IV. 36 : Répartition du champ magnétique H_z du filtre sélectif excité en mode TE : (a) 2000 itérations, (b) 2500 itérations, (c) 5000 itérations, (d) 10000 itérations.

Selon la figure IV. 36, on remarque qu'il y a une transmission d'une partie du champ magnétique vers la sortie du filtre, avec une réflexion d'une autre partie du champ au niveau des trous ajoutés à l'entrée de la structure.

IV. 3. 6. Sixième topologie

Cette topologie contient deux guides d'ondes $W_1^K A$ triangulaires et un guide $W_1^K A$ carré avec une seule cavité créée par l'ajout de deux trous de rayon $r_c = 0.09 \mu\text{m}$ situés dans le premier guide $W_1^K A$ carré. Les paramètres de ce filtre sont mentionnés sur la figure IV. 37.

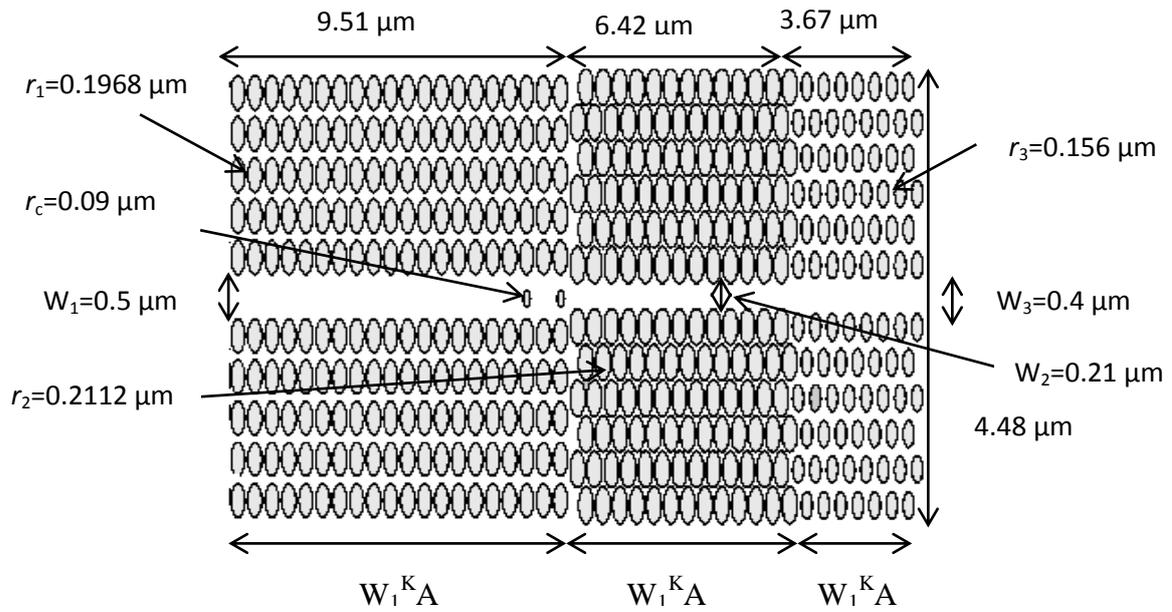


Figure IV. 37 : Structure d'un filtre sélectif constitué de deux guides d'ondes $W_1^K A$ triangulaires et un guide $W_1^K A$ carré avec une seule cavité dans le premier guide.

La figure IV. 38 présente les résultats de simulation de chaque guide $W_1^K A$ constituant le filtre étudié selon la figure IV. 37.

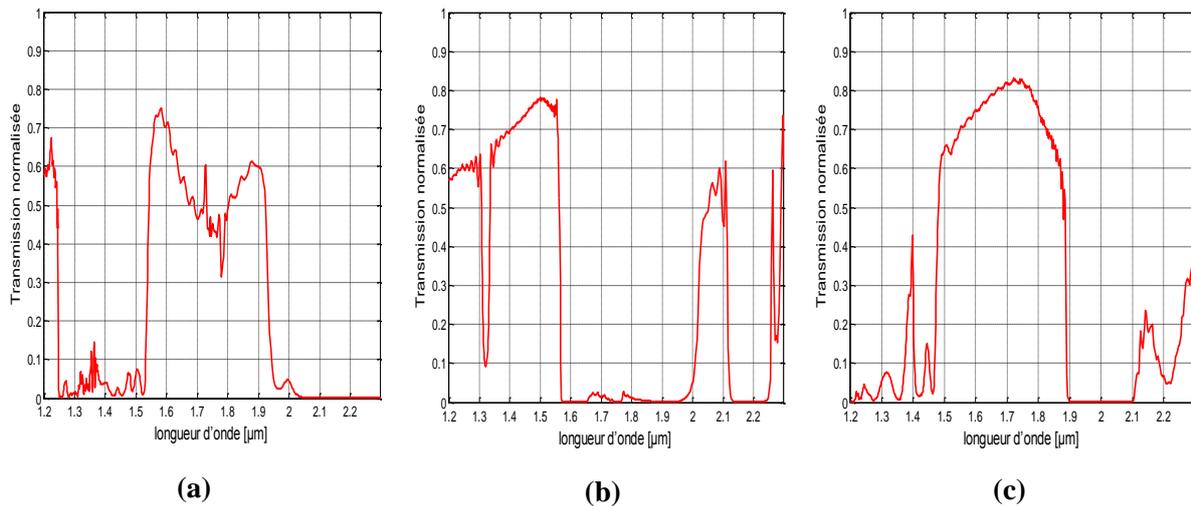


Figure IV. 38 : Spectres de transmission normalisés obtenus de : (a) guide $W_1^K A$ triangulaire de rayon normalisé $r_1=0.1968 \mu\text{m}$, (b) guide $W_1^K A$ carré de rayon normalisé $r_2=0.2112 \mu\text{m}$, (c) guide $W_1^K A$ triangulaire de rayon normalisé $r_3=0.156 \mu\text{m}$.

La figure IV. 39 montre la réponse spectrale en transmission de filtre sélectif, excité en mode TE obtenu avec la méthode de calcul FDTD-2D.

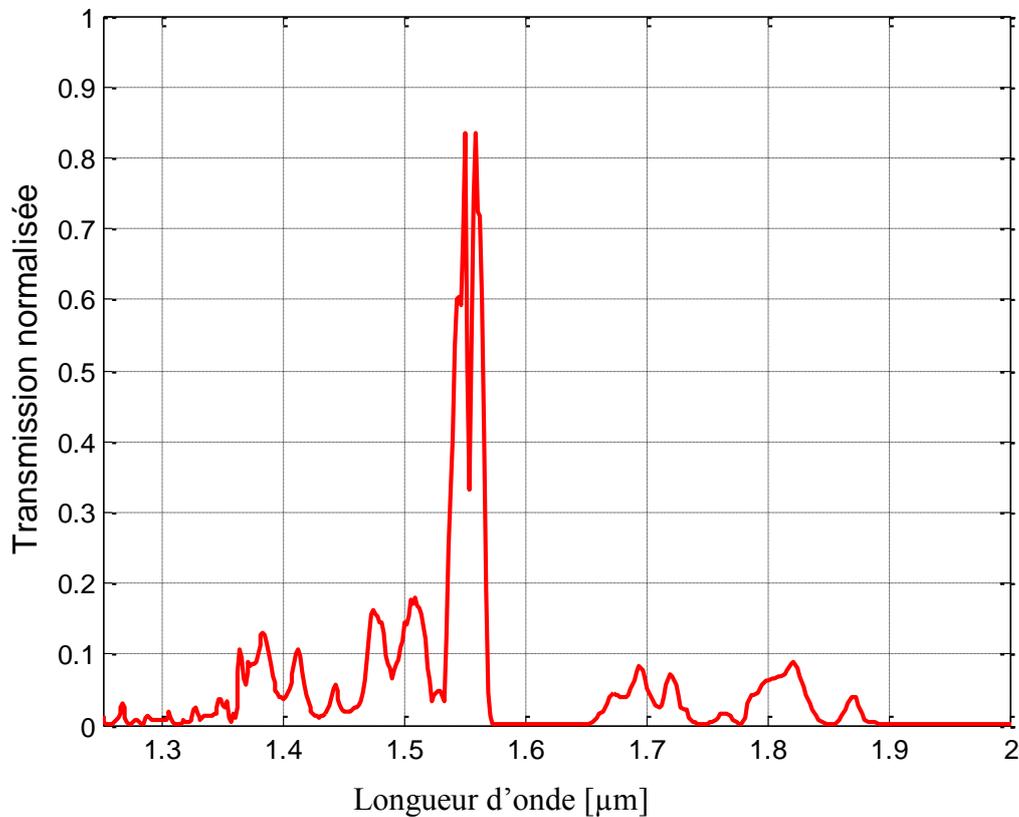


Figure IV. 39 : La réponse spectrale en transmission de filtre sélectif étudié.

La figure IV. 39 présente clairement une sélectivité de filtre à la longueur d'onde 1.55 μm , avec une transmission normalisée maximale qui est de l'ordre de 84% et presque nulle sur la gamme [1,57 -2] μm . Ce filtre présente une bonne réjection.

Sur la figure IV. 40, on schématise la répartition du champ magnétique Hz du filtre sélectif respectivement pour 2000, 2500, 3500 et 5000 itérations.

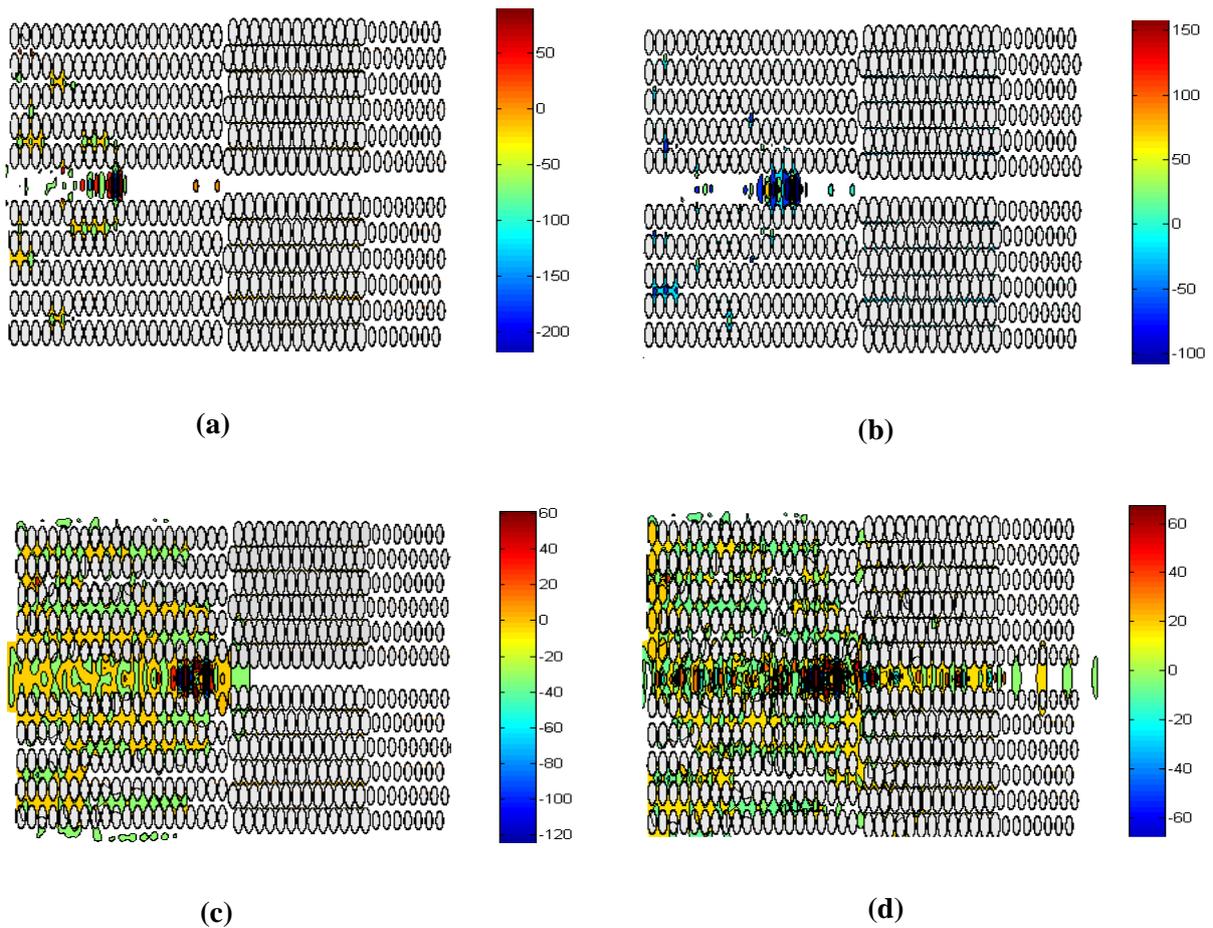


Figure IV. 40 : Répartition du champ magnétique H_z du filtre excité en mode TE : (a) 2000 itérations, (b) 2500 itérations, (c) 3000 itérations, (d) 5000 itérations.

Dans la figure IV. 40 (d), on remarque qu'une partie du champ magnétique atteint le bord de la structure réalisée et qu'une autre partie sera réfléchi dans le premier guide de la structure.

IV. 4. Comparaison entre les différents filtres sélectifs réalisés

A la fin de réalisation des différents filtres sélectifs avec et sans cavité, il est nécessaire d'effectuer une comparaison entre eux pour désigner la meilleure configuration en terme de filtrage et de transmission.

Sur les figures IV. 41 et IV. 42, nous présentons les spectres normalisés en terme de transmission respectivement pour les filtres sélectifs sans et avec cavité. Obtenu par la méthode FDTD-2D.

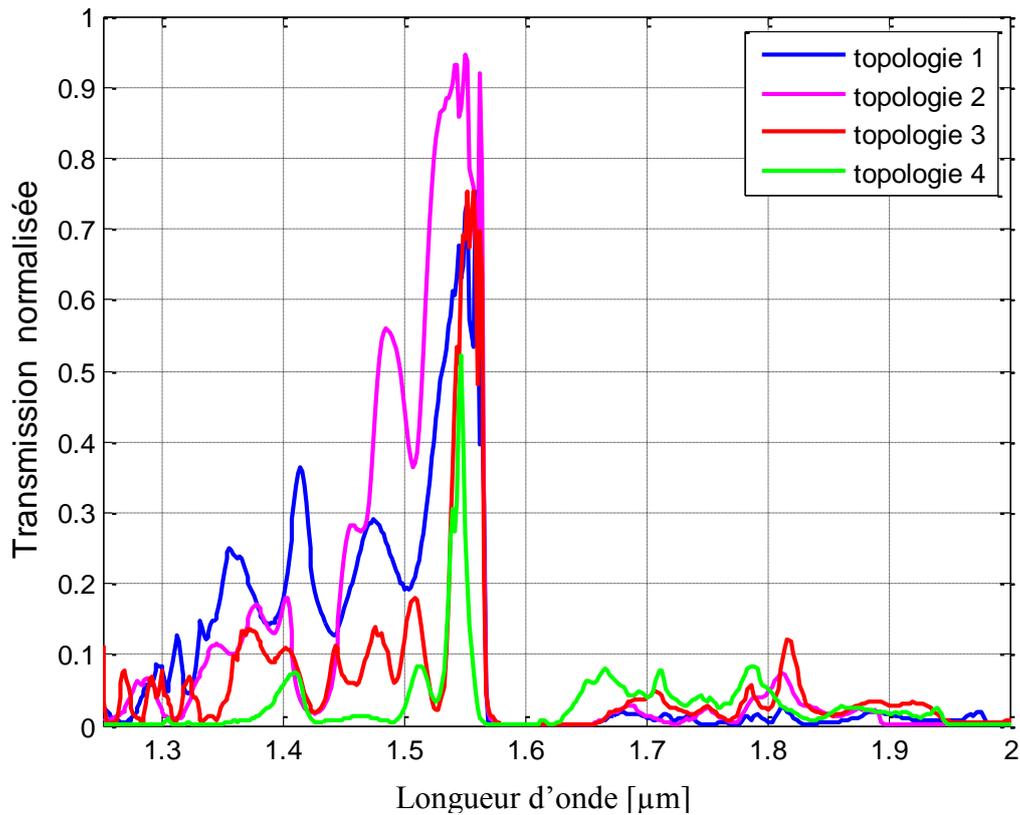


Figure IV. 41 : Réponse spectrale en transmission des différentes topologies de filtre sélectif sans cavité.

A partir de la figure IV. 41, nous voyons clairement une extraction sélective de la lumière guidée transmise vers la sortie des différentes topologies à la longueur d'onde $1.55\mu\text{m}$. Une telle opération peut être interprétée comme un filtre sélectif. De toute manière, les quatre réponses de transmission des différents filtres présentent un pic maximal acceptable. Nous obtenons un extremum de transmission d'environ 52%, 75% et 77% respectivement pour les configurations (4), (1) et (3) et d'environ 95% pour la configuration (2). Cependant, cette dernière présente une réjection améliorée par rapport à celle de la configuration (1) dans la gamme des longueurs d'onde $[1.2-1.5]\mu\text{m}$.

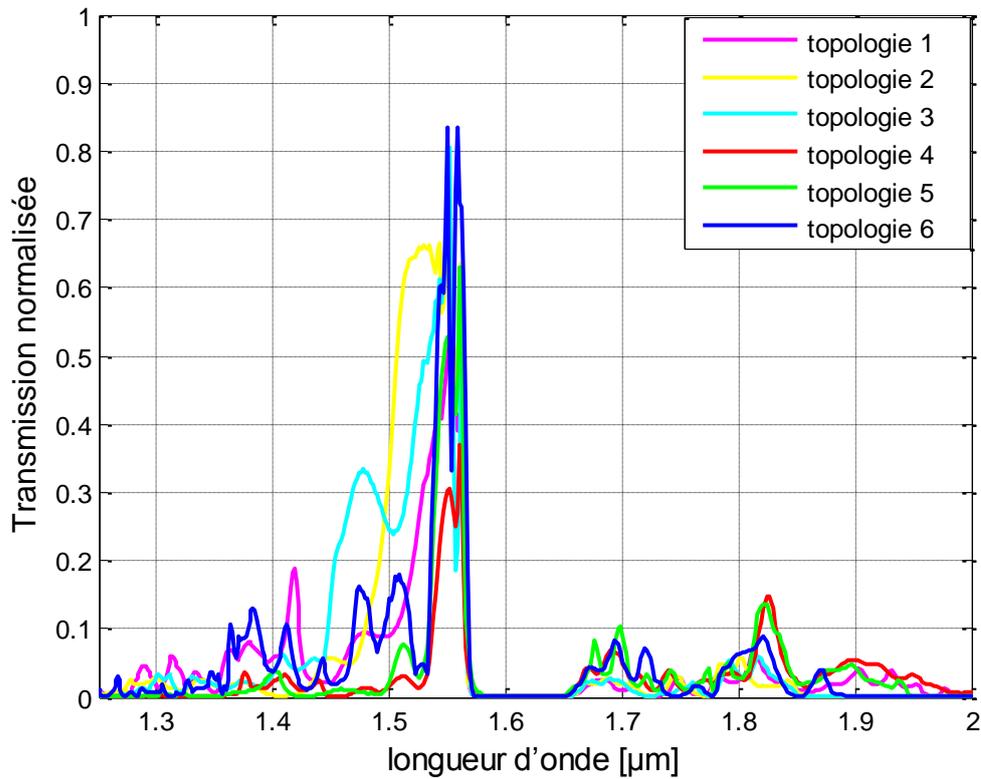


Figure IV. 42 : Réponse spectrale en transmission des différentes topologies de filtre sélectif avec cavité.

Selon la figure IV.42, on remarque que les configurations ont une bonne sélectivité de filtre avec cavité à la longueur d'onde 1.55 μm . La réponse de transmission des différents filtres présente un pic maximal acceptable. Nous observons que la transmission obtenue est d'environ 37%, 55%, 64% et 68% respectivement pour les configurations (4), (1), (5) et (2) et d'environ 80%, 84% pour les configurations (3) et (6). Nous constatons que la sixième topologie présente de bons résultats en termes de transmission, sélectivité et rejet.

IV. 5. Conclusion

L'objectif principal de ce chapitre était d'explorer un nouveau type de filtre 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 deux configurations de filtre sélectif, la première basée sur le couplage entre deux ou trois guides $W_1^K A$ ayant des rayons normalisés différents. La deuxième utilise le même principe par rapport à la première mais avec la création des cavités dans les guides $W_1^K A$ couplés. Les résultats numériques montrent l'existence d'une bande transmise étroite autour de la longueur d'onde $1.55 \mu\text{m}$.

Conclusion Générale

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

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

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

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

L'introduction d'éléments à base de cristaux photoniques permettrait de traiter toute l'information sous forme lumineuse et de miniaturiser les circuits actuels. C'est la raison pour

laquelle de nombreuses propositions pour des dispositifs à base de cristaux photoniques ont été faites et parfois déjà réalisées, comme les guides d'ondes, les virages, les filtres sélectifs.

Cette recherche avait pour objectifs la conception, la caractérisation de composants à base des cristaux photoniques bidimensionnels.

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 troisième 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.

Dans le dernier chapitre, nous avons conçu et simulé des différentes topologies des filtres sélectifs à base des cristaux photoniques bidimensionnels en utilisant la méthode FDTD-2D. Ces structures qui ont reçu une grande considération en optique intégrée peuvent être réalisées par la création des taper et / ou des cavités résonantes de type Fabry-Perrot.

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.

Bibliographie

- [1] Yablonovitch, E., Photonic band-gap crystals. *Journal of Physics: Condensed Matter*, 1993. 5(16): p. 2443-2460.
- [2] Joannopoulos, J.D., R.D. Meade, and J.N. Winn, *Photonic Crystals: Modeling the Flow of Light*. 1995, Princeton University Press, Princeton, NJ.
- [3] Zengerle, R., « Light Propagation in Singly and Doubly Periodic Planar Waveguides». *Journal of Modern Optics*, 1987. 34(12): p. 1589-1617..
- [4] Yablonovitch, E., Inhibited Spontaneous Emission in Solid-State Physics and Electronics. *Physical Review Letters*, 1987. 58(20): p. 2059-2062.
- [5] John, S., Strong localization of photons in certain disordered dielectric superlattices. *Physical Review Letters*, 1987. 58(23): p. 2486-2489.
- [6] Vukusic, P. and J.R. Sambles, Photonic structures in biology. *Nature*, 2003. 424(6950): p. 852-855.
- [7] Zi, J., et al., Coloration strategies in peacock feathers. *Proceedings of the National Academy of Sciences*, 2003. 100(22): p. 12576-12578.
- [8] http://fr.wikipedia.org/wiki/cristal_photonique.
- [9] Christophe SAUVAN, « Etude de la propagation et du confinement de la lumière dans des nanostructures », Thèse de doctorat en sciences, Université de Paris XI Orsay, 13octobre2005.
- [10] B. Lombardet, « Étude et réalisation des cristaux photoniques pour l'optique intégrées» Thèse de doctorat n°3254, Ecole polytechnique fédérale de Lausanne, 2005.

- [11] D. Felbacq, E. Centeno, « Theory of diffraction for 2D photonic crystals with boundary » *Optics communications*, vol.199, p. 39-45, 2001.
- [12] Sandrine MASSY, «Contribution à la réalisation de fonctions optiques à base de cristaux photoniques sur LiNbO₃», Thèse de doctorat N° 4, Université de Limoges, 2004.
- [13] Y. Désières , «Conception et études optiques de composants micro-photoniques sur matériaux III-V à base de structures à bandes interdites de photons». INSA Lyon(2001).
- [14] Yannick MERLE «étude de la dispersion électronique dans les matériaux périodique diélectrique bidimensionnelles» ,thèse de doctorat n° 47-2003,université de limoges20003.
- [15] J.M.LOURTIOZ, D.MAYSTER, H.BENISTY, V.BERGER, J.M.GRERARD,A. TEHELKOV «les cristaux photonique ou la lumière en cage», GET et lavoisier, Paris,2003.
- [16] K.M. HO, CHAN C.T., and C.M. SOUKOULIS. *Physical Review Letters* 65(25), 3152 (1990).
- [17] Marc ZELSMAN, « Cristaux photoniques en silicium sur isolant pour le guidage, le filtrage, l'émission et l'extraction de la lumière », Thèse de doctorat en sciences, Université Joseph Fourier-Grenoble 1 Novembre 2003.
- [18] Yassine Benachour, «optimisation de cristaux photonique pour l'optique non linéaire» ; université de Paris Sud 11.
- [19] S. Guo, et S.Albin, «Simple plane wave implementation for photonic crystal calculations»*Optics Express*, Vol.11, N°.2, p. 167-175, 2003.

- [20] S. Shi, C. Chen, et D.W. Prathe, «Revised plane wave method for dispersive material and its application to band structure calculations of photonic crystal slabs» *Appl. Phys. Lett.*, vol. 86, p. 043104-43104, 2005.
- [21] K.S.Yee, «Numerical solution of initial boundary value problems involving Maxwell's equations in isotropic media» *IEEE Trans. Antennas and propagation*, vol. 14, p. 302-307, 1966.
- [22] Davy GERARD, « Etude en champ proche et en champ lointain de composants périodiquement nano-structurés: cristaux photoniques et tamis à photons », Thèse de doctorat, Université de Bourgogne, 09 juillet 2004.
- [23] McNab, S., N. Moll, and Y. Vlasov, Ultra-low loss photonic integrated circuit with membrane-type photonic crystal waveguides. *Opt. Express*, 2003. 11(22): p. 2927-2939.
- [24] P. Tran, «Optical limiting and switching of short pulses by use of nonlinear photonic bandgap structure with a defect» *J. Opt. Soc. Am. B*, vol. 14, pp. 2589{2594, 1997.
- [25] P. Tran, «Optical switching with nonlinear photonic crystal : a numerical study," *Opt.Lett.* »vol. 21, pp. 1138{1140, 1996.
- [26] F. Raineri, G. Vecchi, A. M. Yacomotti, C. Seassal, P. Viktorovitch, R. Raj, et A. Levenson, «Doubly resonant photonic crystal for efficient laser operation : Pumping and lasing at low group velocity photonic modes» *Appl. Phys. Lett.*, vol. 86, p. 011116, 2005.
- [27] F. Raineri, C. Cojocar, R. Raj, P. Monnier, A. Levenson, C. Seassal, X. Letartre, P. Victorovitch, «Tuning a two-dimensional photonic crystal resonance via optical carrier injection» *Opt. Lett.*, vol. 30, pp. 64{66, 2005.
- [28] F. Raineri, C. Cojocar, P. Monnier, A. Levenson, R. Raj, C. Seassal, X. Letartre, et P. Victorovitch, «Ultrafast dynamics of the third-order nonlinear response in a two-dimensional InP- based photonic crystal» *Appl. Phys. Lett.*, vol. 85, p. 1880, 2004.

- [29] U. Fano, «The theory of anomalous diffraction gratings and of quasi-stationary waves on metallic surfaces (Sommerfeld's waves) » *J. Opt. So c. Am*, vol. 31, p. 213, 1941.
- [30] F. Raineri, G. Vecchi, C. Cojocaru, A. M. Yacomotti, C. Seassal, X. Letartre, P. Victorovitch, R. Raj, et A. Levenson, «Optical amplification in two-dimensional photonic crystals» *Appl. Phys. Lett.*, vol. 86, p. 091111, 2005.
- [31] A. M. Yacomotti, F. Raineri, G. Vecchi, I. Sagnes, M. Strassner, L. Le Gratiet, R. Raj, et A. Levenson, «Ultra-fast nonlinear response around 1.5 μ m in 2D AlGaAs/AlOx photonic crystal» *Appl. Phys. B - Lasers and Optics*, vol. 81, pp. 333{336, 2005}.
- [32] M. Galli, A. Politi, M. Belotti, D. Gerace, M. Liscidini, M. Patrini, L. C. Andreani, M. Mi-ritello, A. Irrera, F. Priolo, et Y. Chen, «Strong enhancement of Er³⁺ emission at roomTemperature in silicon-on-insulator photonic crystal waveguides» *Appl. Phys. Lett.*, vol. 88,p. 251114, 2006.
- [33] M. Notomi, A. Shinya, S. Mitsugi, E. Kuramochi, and H. Ryu, «Waveguides, resonators and their coupled elements in photonic crystal slabs»*Optics Express* 12(8), pp. 1551–1561,2004.
- [34] Mme. Abri Badaoui Hadjira « Étude Et Conception Des Microcomposant A Base Des Cristaux Photonique Bidimensionnelles», Thèse de doctorat en télécommunications, Université Tlemcen, 2012.