



N° d'ordre:

Année: 2018

REPUBLIQUE ALGERIENNE DEMOCRATIQUE ET POPULAIRE

Ministère de l'enseignement supérieur
et de la recherche scientifique

UNIVERSITE DJILLALI LIABES DE SIDI BEL ABBES

Faculté de Génie électrique

Département d'électronique

THESE

pour l'obtention du diplôme de

DOCTORAT EN SCIENCES

Spécialité: "Electronique"

Option: "Communication optique et micro-ondes»

Présentée et soutenue par:

M^{elle}. GHEZALI Sanaa

CONCEPTION ET MODELISATION NUMERIQUE DE COMPOSANTS OPTIQUES EN NANO PHOTONIQUES INTÉGRÉE.

Soutenue en

devant le Jury:

Mr. MAHDJOUR ZOUBIR	Professeur à l'université de Sidi Bel-Abbès	Président
Mme. TAYEBOUN FATIMA	Professeur à l'université de Sidi Bel-Abbès	Directrice de thèse
Mme. BENKABOU FATIMA ZOHRA	Professeur à l'université de Sidi Bel-Abbès	Examinatrice
Mme. SAYEH CHOUKRIA	Professeur au Centre universitaire Ain Temouchent	Examinatrice
Mme. BENYAHIA KARIMA	MCA au Centre universitaire Ain Temouchent	Examinatrice
Mr. MANAA MOHAMED	MCA à l'université de Tlemcen	Examinateur

Résumé

Les interconnexions optiques et transmissions par fibre optique proposent aujourd'hui de surmonter les limites rencontrées par les technologies d'interconnexion électronique (débit limité, atténuation en ligne...). Dans ce contexte, cette thèse vise à l'étude et la conception des composants à base de cristaux photoniques bidimensionnels (CP-2D) pour application en optique intégrée.

Pour cela, nous nous sommes basés, dans notre étude, sur l'optimisation du guidage, couplage (entre deux guides, et guide- cavité), et l'utilisation du multi/démultiplexeur en longueur d'onde WDM (Wavelength Division Multiplexing) pour mettre à profit la bande passante offerte par la fibre optique.

Nous avons proposé deux modèles de conceptions de DWDM: Démultiplexeur à base d'une cavité à modulation locale de la largeur d'un défaut linéique, et démultiplexeur à base de guide en jonction Y. L'objectif est d'améliorer la sensibilité et minimiser le crosstalk en fonction des paramètres physiques et géométriques.

Nous avons également proposé une nouvelle structure de DWDM à neuf canaux avec un facteur de qualité supérieur à 3400. Pour effectuer ces simulations, nous avons utilisé le logiciel FDTD-2D basé sur la méthode des différences finies spatio-temporelles.

Mots clés: optique intégrée, Cristaux photoniques, FDTD-2D, filtre résonnant, démultiplexage en longueur d'ondes,

Abstract

Optical interconnections and fiber optic transmissions today offer to overcome the limitations encountered by electronic interconnection technologies (limited debit, online attenuation, etc.). In this context, this thesis aims to study and design components based on two-dimensional photonic crystals (CP-2D) for application in integrated optics. For this purpose, we have based our study on the optimization of guidance, coupling (between two guides, and cavity guide), and the use of Wavelength Division Multiplexing (WDM) to take advantage of the bandwidth offered by fiber optics. We have proposed two models of DWDM designs: Demultiplexer based on a locally modulated cavity, linear-width-based, and Y-terminal guide-based demultiplexer. The objective is to improve sensitivity and minimize the crosstalk according to the physical and geometrical parameters. We also proposed a new nine-channel DWDM structure with a quality factor greater than 3400. To perform these simulations, we used the FDTD-2D software based on the spatio-temporal finite difference method.

Key words: Integrated optics, photonic crystals, FDTD-2D, resonant filter, demultiplexing wavelength.

المخلص

يقدم اليوم الترابط البصري وارسالات الالياف البصرية للتغلب على القيود التي تواجهها تقنيات الربط البنيوي الالكتروني. (انتاجية محدودة ,التخفيف في مجال الانترنت...) في هذا السياق تهدف هذه الرسالة الى دراسة وتصميم مكونات تعتمد على بلورات فوتونية ثنائية الابعاد (CP-2D) لتطبيقها في البصريات المتكاملة .لهذا اعتمدنا في دراستنا على تحسين اقتران التوجيه بين اثنين من الصفوف تجويف دليل الاقتران و استخدام معدد او مقسم الموجات (WDM) للاستفادة من عرض النطاق الترددي الذي توفره الالياف البصرية. لقد اقترحنا نموذجين لتصاميم DWDM الاولى القائمة على التجويف المحلي على اساس وضع وصلات التقاطع Y والهدف من ذلك هو تحسين الحساسية و تقليل CROSSTALK وفقا لمعايير فيزيائية و هندسية.

كما اقترحنا مقسم الموجات ذو التسع قنوات مع عامل جودة اكبر من 3400. تصميم و تطوير الاجهزة المنجزة في هذه الرسالة تمت باستخدام طريقة الحساب الرقمي FDTD-2D في المجال الزمني الثنائي .

الكلمات الرئيسية

FDTD-2D , تقسيم الطول الموجي,, البصريات المتكاملة ,البلورات الضوئية , تصفية الرنانة.

Table des matières

Liste des figures.....	1
Liste des tableaux.....	7
Introduction générale.....	8
Bibliographies.....	11

Chapitre I: Généralités sur les Cristaux Photoniques et leurs applications

I-1 Introduction.....	13
I-2 Les cristaux photoniques.....	13
I-3 Les cristaux photoniques unidimensionnels.....	14
I-3-1 Bande interdite photonique BIP.....	16
I-3-2 Défauts ponctuels dans une structure périodique unidimensionnelle.....	20
I-4 Les cristaux photoniques bidimensionnels.....	21
I-4-1 Réduction de l'étude sur la 1 ^{ère} zone de Brillouin.....	22
a) Fort contraste d'indice (approche membrane).....	24
b) Faible contraste d'indice (approche substrat).....	25
I-5 Le cristal bidimensionnel avec défaut.....	28
I-5-1 Les défauts ponctuels.....	28
I-5-2 Les défauts étendus.....	29
a) Dimensions des motifs élémentaires.....	29
b) Distance entre motifs élémentaires.....	29
c) Valeur de la permittivité relative des motifs élémentaires.....	30
d) Défaut par vacuité.....	30
I-6 Les Applications des CPs-2D.....	31
I-6-1 Fréquence optique.....	31
a) Les micro-résonateurs.....	31
b) Phénomène de superprisme.....	31
c) Collimation.....	32
d) Réfraction négative.....	33
I-6-2 Les fibres optiques.....	33
I-6-3 Fréquences micro-ondes.....	34
I-7 Les cristaux photoniques tridimensionnels.....	34

I-8 Conclusion.....	36
I-9 Bibliographies.....	37
<u>Chapitre II: Méthode et outils de simulation numériques</u>	39
II-1.Introduction.....	40
II-2 Milieu diélectrique homogène	40
II-3 les méthodes numériques de calcul	41
II-3-1 La méthode des matrices de transfert.....	41
II-3-2 La méthode des réseaux de diffraction.....	42
II-3-3 La méthode BPM (Beam Propagation Method)	42
II-3-4 La méthode de développement sur des modes propres.....	43
II-3-5 Méthode des éléments finis FEM	43
II-3-6 La méthode des ondes planes	44
II-4 Méthode FDTD (Finite Difference Time Domain).....	45
II-5 Modélisation FDTD.....	46
II-5-1 Principes de base.....	46
II- 5- 2 Discrétisation par la méthode des différences finies centrées	47
II-5-3 Contraintes sur le choix des paramètres d'échantillonnage.....	49
II-6 Les conditions aux limites.....	50
a) Conditions aux limites d'absorption.....	50
b) Les conditions de MUR.....	53
c) Conditions aux limites périodiques.....	55
II-7 Conditions d'injections et de détections	55
II-7-1 Approche guidée.....	56
II-7-2 Approche source ponctuelle.....	57
II-7-3 L'excitation	57
a) Définition.....	57
b) Choix de l'impulsion gaussienne.....	57
II-8 Stabilité numérique	60
II- 9Validation de la méthode.....	61
II-10Calcul d'un diagramme de bandes.....	62
II-11Avantages et inconvénients de la méthode FDTD.....	64

II-11 Conclusion.....	66
II-12 Bibliographies.....	67
<u>Chapitre III: Les différents composants en cristaux photoniques.....</u>	69
III-1 Introduction.....	70
III-2 Défauts dans les cristaux photoniques infinis.....	70
III-3 Couplage guide/cavité dans un CP-2D.....	73
III-4 Filtres et multiplexeurs.....	75
a) Un démultiplexeur pour les longueurs d'ondes 1,31 μm et 1,55 μm	76
b) Un démultiplexeur pour les longueurs d'ondes 1,521 μm et 1,524 μm	77
c) Un démultiplexeur en longueur d'onde accordable basée sur un CP-2D.....	78
III-5 Les paramètres caractérisant les performances des composants en CPs.....	79
III-5-1 Le facteur de qualité Q	79
III-5-2 La sensibilité de longueur d'onde S.....	80
III-5-3 Crosstalk X_{dB}	80
III-6 Capteurs à cristaux photoniques	81
III-7 Les différents matériaux utilisés.....	83
III-7-1 Le Silicium.....	83
III-7-2 Les semi-conducteurs III-V.....	83
III-8 Conclusion.....	84
III-9 Bibliographies.....	85
<u>Chapitre IV: Résultats Et Interprétations.....</u>	88
IV.1 Introduction.....	90
IV-2 Choix de l'hétérostructure vertical.....	90
IV.3. Structure d'étude.....	91
IV 3-1 Guide d'onde linéaire W1.....	92
IV.3-2 Guide W1 à rangée décalée de petits trous.....	92
IV.4. Résonateurs et guides à CP couples.....	94
a)Structure A.....	94
b)Structure B.....	96
IV-5 Simulation du couplage latérale entre deux guides d'ondes à base des CPs -2D.....	99
IV-5-1 Optimisation de la structure de deux guides d'ondes séparés par une range (coupleur contra directionnel).....	101

VI-5-2 Effet de la température sur la réponse optique de notre coupleur contra-directionnel	104
IV.6 Le Virage dans les CPs.....	107
IV-7. Technique de couplage utilisée avec infiltration des organiques liquides.....	108
IV-8 La Conception de différents structures de démultiplexeur en longueur d'onde.....	111
IV-8-1 Démultiplexeur à trois longueurs d'onde.....	111
IV-8-2 Démultiplexeur jonction Y(1 X N).....	113
a) Structure de diviseur en Y (1x2) non optimisée.....	113
b) Structure de démultiplexeur en Y (1x2) optimisée.....	114
c) Structure de démultiplexeur en Y (1x4) non optimisée.....	116
d) Structure de démultiplexeur en Y (1x4) optimisée.....	118
e) Structure de démultiplexeur en Y (1x6) non optimisée.....	119
f) Structure de démultiplexeur en Y (1x6) optimisée.....	121
IV-9. Démultiplexeur de longueur d'onde à 4 canaux basé sur des résonateurs annulaires à CP.....	123
IV-10 Démultiplexeur de longueur d'onde à neuf canaux basée sur CP 2D.....	127
IV-11 Conclusion.....	135
IV-9 Bibliographies.....	137
Conclusion générale et perspectives.....	141
Annexe I.....	145
Annexe II.....	147
Annexe III.....	150
Bibliographies annexes.....	154

Dédicace

Je dédie ce modeste travail:

A mon cher défunt père,

A ma chère Maman.

A mes chers frères et ma chère sœur.

Remerciement

Les travaux qui font l'objet de cette thèse ont été réalisés sous la direction de Madame le Professeur Tayeboun Fatima de l'Université de Sidi Bel-Abbés. Je tiens à lui exprimer ma gratitude, Je la remercie pour l'intérêt qu'elle a porté à ce travail et ses judicieux conseils, pour sa bonne humeur et sa disponibilité. Je la remercie aussi pour la qualité de son encadrement, Je la remercie très vivement pour la confiance qu'elle m'a accordée.

Je remercie, Monsieur MAHDJOUR Zoubir, Professeur au département d'électronique, université de Sidi Bel-Abbés, pour l'intérêt qu'il a porté à mon travail en faisant l'honneur de présider le jury de ma soutenance.

Je suis très honorée de la présence à mon jury de thèse:

Madame BENKABOU Fatima Zohra, Professeur à l'université de Sidi Bel-Abbès, pour avoir accepté d'examiner mon travail, et participé à mon jury de thèse.

Madame SAYEH Choukria, Professeur au Centre universitaire BELHADJ BOUCHAIB Ain Temouchent pour avoir bien voulu juger mon travail.

Madame BENYAHIA Karima, Maître de conférences A, au Centre universitaire BELHADJ BOUCHAIB Ain Temouchent, pour avoir accepté de participer à mon jury de thèse.

Monsieur MANAA Mohamed, Maître de conférences A, à l'Université Abou Bekr Belkaid de Tlemcen me fait aussi l'honneur d'examiner cette thèse, je le remercie vivement.

Je remercie enfin ma famille, qui a réussi à me supporter durant ces années et m'a apporté une aide précieuse, et de m'avoir soutenu et encouragé pendant cette période difficile de la vie.

Liste des figures

Chapitre I: Généralités sur les cristaux photoniques et leurs applications

Figure I. 1: Schémas représentant la nano structuration des cristaux photoniques unidimensionnels (1D), bidimensionnels (2D) et tridimensionnels (3D).

Figure I. 2: exemples de réalisations naturelles de structures périodiques d'indice submicroniques.

Figure I. 3: Schéma d'un miroir de Bragg constitué d'un empilement de couches d'épaisseurs a_1 et a_2 de permittivités ϵ_1 et ϵ_2 ($\epsilon_1 > \epsilon_2$)

Figure I. 4: Mise en évidence du phénomène d'interférences multiples au sein d'un miroir de Bragg. Une onde incidente se propage au sein d'un premier milieu et à l'interface (1) entre les deux milieux, une partie de cette onde est réfléchié tandis qu'une autre partie est transmise au second milieu. Ce phénomène se répète à toutes les interfaces

Figure I. 5: Représentation schématique d'un miroir de Bragg

Figure I. 6: Réflectivité d'un miroir de Bragg constituée de 10 paires $\text{SiO}_2/\text{TiO}_2$ centré en $\lambda_{\text{Bragg}} = 0.6328 \mu\text{m}$

Figure I. 7: la variation de la réflectivité en fonction des différents nombres de couches et différentes longueurs d'ondes

Figure I. 8: la variation de la réflectivité en fonction des différents nombres de couches et différentes longueurs d'ondes en 3D

Figure I. 9: structure multi-couche avec défaut

Figure I. 10: Structures bidimensionnelles: (a) connectée, (b) déconnectée.

Figure I. 11: Image Microscope à Balayage Electronique (MEB) d'un cristal photonique gravé dans une hétéro-structure

Figure I. 12: Espace direct et réciproque d'une maille 2D carrée (a) et triangulaire (b). La surface encadrée représente la première zone de Brillouin et la surface grisée la zone de Brillouin irréductible. Les dimensions des vecteurs réduits du réseau réciproque sont également reportées. a représente le paramètre de maille.

Figure I. 13 : Exemples de cristaux photoniques 2D planaires à haut contraste d'indice vertical: (a) Membrane suspendue dans l'air d'épaisseur 270 nm, (b) Cristal photonique planaire avec des trous profonds de $\approx 0.5 \mu\text{m}$, gravés partiellement dans la couche Al_xO_y .

Figure I. 14: 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.

Figure I. 15: Diagramme de bande d'un BIP 2D en polarisation TM et TE

Figure I. 16: Diagrammes de bandes des CP2Ds de trous d'air dans une matrice de diélectrique ayant l'indice du silicium. Le calcul a été effectué par la méthode des ondes planes pour les polarisations TE (lignes rouges) et TM (pointillés bleus) : (a) réseau triangulaire, (b) réseau carré.

Figure I. 17: Exemple de défauts ponctuels dans un cristal photonique composé des tiges Diélectriques

Figure I. 18 : Résonance à 33.5 GHz de la cavité engendrée par la suppression d'une tige pour le réseau carré diélectrique de tiges d'alumine pas =3mm, d=1.5mm (onde polarisée TM en incidence normale). L'énergie est concentrée sur les quatre premières tiges voisines de défauts

Figure I. 19: Défaut de dimension du motif élémentaire

Figure I. 20: Défaut de distance entre motifs élémentaires.

Figure I. 21: Défaut sur la permittivité relative.

Figure I. 22: Défaut par vacuité (c'est le défaut le plus utilisé).

Figure I. 23: Simulation de la propagation du champ électromagnétique dans un défaut linéaire en cristal photonique

Figure I. 24: (a) Simulation FDTD-2D de la réfraction d'un faisceau gaussien de longueur d'onde $\lambda_1=1.50\mu\text{m}$ dans le cristal photonique considéré. (b) même simulation FDTD-2D, avec $\lambda_2=1.41\mu\text{m}$

Figure I. 25: (a) Simulation FDTD 2D de l'intensité d'un faisceau gaussien de longueur d'onde λ_{collim} dans un milieu homogène d'indice $n=3.03$. (b) Simulation FDTD-2D du même faisceau source avec réfraction dans le CP-2D

Figure I. 26: a) représentation d'une réfraction classique dans un matériau ordinaire. b) représentation d'une réfraction négatif dans un méta matériau

Figure I. 27: Section d'une fibre microstructure (MOF)

Figure I. 28: La première structure BIP 3D: la yablonovite.

Figure I. 29: Différentes structures 3D: la structure cubique (1); tas de bois (2); Structure multicouches (3); les opales (4) et la Yablonovite(5).

Figure I. 30: Exemple d'un diagramme de bande d'un réseau diamant de sphères d'air dans un diélectrique à haute permittivité ($\epsilon=13$).

Chapitre II: Méthodes et outils de simulation numériques

Figure II.1: Illustration du principe de la BPM.

Figure II.2: Point d'évaluation du calcul de la dérivée centrée.

Figure II.3: Discrétisation spatiale du volume de calcul à l'aide de la cellule de Yee.

Figure II.4: Discrétisation temporelle.

Figure II.5: Principe d'adaptation d'impédance.

Figure II.6: Principe de fonctionnement d'une PML.

Figure II.7: Domaine de calcul FDTD entouré de PML.

Figure II.8: Structure périodique 2D et maille élémentaire.

Figure II.9: Plan de travail utilisé par la simulation FDTD.

Figure II.10: Allure temporelle de la gaussienne.

Figure II.11: La gaussienne dans le domaine temporel.

Figure II.12: Algorithme de calcul des champs.

Figure II.13: Spectre de transmission: (a) Un calcul obtenu par simulation FDTD-2D. (b) Résultats obtenus par .1.

Figure II.14: Plan de travail utilisé par la simulation FDTD.

Figure II.15: Exemple de spectre montrant les modes de Bloch obtenus pour un couple $(k_x; k_y)$ donné. Le cristal photonique pris pour cet exemple est constitué de tiges de cuivre dans l'air. Ce spectre montre les quatre premières résonances aux fréquences $w_1 = 0,4$; $w_2=0,72$; $w_3 = 1,06$ et $w_4 = 1,10$.

Figure II.16: Exemple de diagramme de bandes obtenu lorsque l'ensemble des modes de Bloch ont été reportés pour chaque couple $(k_x; k_y)$ de la première zone de Brillouin. Le cristal photonique pris pour cet exemple est constitué de tiges de cuivre dans l'air. Ce diagramme de bandes montre que dans la relation de dispersion, pour un vecteur d'onde fixé, il y a plusieurs solutions : les quatre premières résonances aux fréquences $w_1 = 0,4$; $w_2=0,72$; $w_3 = 1,06$ et $w_4 = 1,10$. pour le couple $(k_x; k_y)$ étudié sont indiquées.

Chapitre III: Les différents composants en cristaux photoniques

Figure III-1 : (a) Défaut ponctuel crée par l'omission d'un seul trou d'un cristal photonique formé par un réseau triangulaire de pas $a = 0.42\mu\text{m}$ de trous d'air de rayon $m a R=0.32\mu\text{m}$ gravés dans une matrice diélectrique d'indice de réfraction $n=3.42$. (b) Intensité du champ dans la cavité pour $m \lambda = 1.67\mu\text{m}$.

Figure III.2. Représentation schématique des deux méthodes injection/ détection employées dans les calculs FDTD réalisés, i.e. approche guidée (a) et approche source/ détection ponctuelle (b).

Figure III.3 (a). TM polarized light propagating through 60° bend. (b. Light propagating through 90° bend.

Figure III-4: Illustration du couplage latéral entre un guide et une cavité d'un même cristal photonique

Figure III-5: Schéma de principe d'un dispositif de multiplexage (Insertion ou extraction d'une certain longueur d'onde

Figure III-6: Illustration du couplage frontal entre un guide et une cavité d'un même cristal photonique

Figure III-7: Image en microscopie électronique d'une fonction Fabry-Pérot intégrée à un guide

Figure III.8. Démultiplexeur à 8 canaux de sortie

Figure III-9: Résultats de la simulation FDTD d'un démultiplexeur en longueur d'onde: (a) longueur d'onde $\lambda = 1,55 \mu\text{m}$, (b) longueur d'onde $\lambda = 1,31 \mu\text{m}$

Figure III-10: Spectres de transmission des filtres dans les guides secondaires du démultiplexeur: (a) dans une structure carrée, (b) dans une structure triangulaire

Figure III.11: Design d'un démultiplexeur en longueur d'onde (WDM) de deux longueurs d'onde (1,521 μm et 1,524 μm)

Figure III-12: Spectres de transmission du démultiplexeur dans les guides de sortie: (a) dans la sortie C1, (b) dans la sortie C2

Figure III-13: Structure d'un démultiplexeur accordable basé sur l'utilisation d'un résonateur de filtrage

Figure III-14: Sorties du filtre pour $R_0=R_1=140 \text{ nm}$ et différentes valeurs de R_2

Figure III-15. Profil de l'intensité Lorentzienne d'un mode centré à la longueur d'onde λ_0

Figure III.16. Crosstalk entre deux canaux adjacent

Figure III-17. (a) Vue au microscope électronique à balayage d'une microcavité à cristal photonique intégrée avec deux guides d'ondes ruban, (b) Spectres de transmission normalisés de la microcavité montrée en (a) avec cinq différents indices de réfraction (variant de $n = 1.446$ à $n = 1.454$)

Chapitre IV: Résultats et interprétations

Figure IV-1: Structure verticale de l'échantillon sur substrat InP

Figure IV-2: Le profile d'indice ainsi que le mode fondamentales vertical TE de l'hétérostructure [8]

Figure IV-3a: Un guide mono rangée W1

Figure IV-3b: Cartographie du champs

Figure IV-3c: Spectre en transmission

Figure IV-4a: Structure d'un guide avec des Trous manquant

Figure IV-4b: La transmission du guide de trous Manquants pour polarisation TE

Figure IV-4c: La distribution du champs de la structure W1 de trous manquants

Figure IV-5a: Structure proposé

Figure IV.5b: La transmission de stucture proposé

Figure IV-6a: Structure de filtre optimisé

Figure IV-6b: Spectre de transmission de la structure de différents rayons

Figure IV-6c: Répartition du champ

Figure IV-7: Cavité résonnant de rayon réduit $R_{cav}=0.02 \mu\text{m}$ entre deux tous de rayon 130nm dans un guide mono rangée en 3 formes

Figure IV-8: Spectre de transmission des 3 formes de cavités (a,b,c)

Figure IV-9: Répartition du champ de chaque structure des 3 formes (a,b,c) simulée

Figure IV-10: Spectre de transmission des 3 formes simultanément simulée par la FDTD

Figure IV.11: Structure de deux guides séparés par une range

Figure IV.12: Répartition du champ Hz dans une structure triangulaire de deux guides d'ondes séparés par une rangée excité en mode TE

Figure IV.13: Réponse spectrale du couplage entre deux guides séparés par une rangée de trous d'air

Figure IV.14: Structure de deux guides d'ondes séparés par une rangée optimisée

Figure IV.15: Répartition du champ Hz dans la structure optimisée

Figure IV.16: Réponse spectrale de la structure optimisée

Figure IV.17: Agrandissement du spectre de transmission du port 3

Figure IV.18: Variation de l'indice effectif de la structure d'InP en fonction de la temperature

Figure IV.19: Structure d'un coupleur contra-directionnel

Figure IV.20a: réponse spectrale en transmission de la structure triangulaire d'un coupleur contra-directionnel en fonction de la température.

Figure IV.20b: Position du pic de résonance du coupleur contra-directionnel en fonction de la température: régression linéaire

Figure IV-21: Cartographie réalisée autour de la fréquence de résonance par FDTD 2D.

Figure IV-22: Simulation FDTD d'un virage multi mode (adjonction des petits trous) - schéma de la structure (a) et réponse obtenue (b) en transmission (trait noir), en réflexion (tirets noirs). La transmission (trait bleu) et la réflexion (tirets bleus) du virage référence sont également représentées.

Figure IV-22c cartographie d'un virage de type adjonction des petits trous

Figure IV.23: Dispositif associant guide et cavité d'un même cristal photonique bidimensionnel

Figure IV-24: Structure simulé avec infiltration des liquides organiques

Figure IV-25: Transmission spectrale de la structure infiltrée

Figure IV.26: La distribution du champ magnétique Hz de la structure excitée en mode TE, pour: (a) tiges infiltrée de carbone disulfide, (b) tiges infiltré de carbone tetrachloride

Figure IV-27a: Structure d'un Démultiplexeur jonction Y de 3 canaux de sortie

Figure IV-27b: Réponse spectrale en transmission d'un démultiplexeur à trois canaux

Figure IV-27c: Répartition du champs magnétique Hz de démultiplexeur 1 vers 3

Figure IV-28a: Diviseur Y 1x2 non optimisée

Figure IV-28b: La réponse spectrale (transmission/réflexion) de la jonction Y (1x2) obtenus dans les 2 ports

Figure IV-28c: la répartition du champ de la jonction Y (1x2) non optimisée

Figure IV-29a: Diviseur Y 1x2 optimisée

Figure IV-29b: la réponse spectrale (transmission/réflexion) de la jonction Y (1x2) optimisé obtenus dans les 2 ports.

Figure IV-29c: la répartition du champ de la jonction Y (1x2) optimisée

Figure IV-30a: Diviseur Y (1x4) non optimisée

Figure IV-30b: la réponse spectrale (transmission/réflexion) de la jonction Y (1x4) non optimize

Figure IV-30c: la répartition du champ de la jonction Y (1x4) non optimisée

Figure IV-31a: Démultiplexeur Y (1x4) optimisée

Figure IV-31b: la réponse spectrale (transmission/réflexion) de la jonction Y (1x4) optimisé obtenus dans les 4 ports

Figure IV-32a: Diviseur Y (1x6) non optimisée

Figure IV-32b: la réponse spectrale (transmission/réflexion) de la jonction Y (1x6) non optimisé obtenus dans les 6 ports

Figure IV-32c: la répartition du champ de la jonction Y (1x6) non optimisée

Figure IV-33 a: Diviseur Y (1x6) optimisée

Figure IV-33b: la réponse spectrale (transmission/réflexion) de la jonction Y (1x6) optimisé obtenus dans les 6 ports

Figure IV-33c: la répartition du champ de la jonction Y (1x6) optimisée

Figure IV-34a: Démultiplexeur propose

Figure IV-34b: Structure de bande de cristal photonique triangulaire de lumière polarisée TM

Figure IV-34c: Structure d'un résonateur utilisée dans le démultiplexeur

Figure IV-34d: Le spectre de transmission normalisé du démultiplexeur à 4 canaux

Figure IV-34e: Distribution du champ magnétique Hz du démultiplexeur à 4 canaux

Figure IV-35a: La structure d'un démultiplexeur de longueur d'onde à neuf canaux

Figure IV-35b: Structure de la cavité résonnante avec défaut proposée

Figure IV-36: (a) Transmission spectrale à neuf canaux séparément, (b) Distribution du champ magnétique Hz séparément

Liste des tableaux

Chapitre I: Généralités sur les cristaux photoniques et leurs applications

Tableau I. 1: Caractéristiques géométriques d'un réseau carré

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

Chapitre IV: Les différents composants en cristaux photoniques

Tableau IV. 1. Démultiplexeur jonction Y 1X3

Tableau IV.2. Les différentes valeurs n_i et R_i pour chaque cavité résonnante.

Tableau IV-3 Les résultats de simulation FDTD-2D de neuf longueurs d'ondes.

Tableau IV 4. Crosstalk (X_{ij}) de la structure proposée (dB)

Introduction générale

Au cours de ces dernières années, de nouvelles fonctionnalités optiques ont été accomplies pour contrôler des ondes optiques dans des dispositifs ultra-compacts dont la réalisation pratique est devenue possible grâce aux progrès des micros et nanotechnologies. Des fonctions optiques ont également pu être développées avec des matériaux semi-conducteurs, [1] 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. 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. L'information est codée sous forme d'impulsions électriques et se propage d'un point à un autre en suivant des câbles métalliques. Ce procédé s'est imposé naturellement car le réseau téléphonique constitue le réseau le plus développé à l'échelle planétaire. Pourtant, ses inconvénients sont nombreux: faibles débits, dépense énergétique élevée, coût et fragilité des câbles métalliques.. Cette analogie permet d'envisager l'utilisation des cristaux photoniques pour stocker, localiser, filtrer ou bien guider la lumière: on parle alors du contrôle de la longueur d'onde des signaux optiques véhiculés qui constitue une fonction clé des réseaux de télécommunications optiques [2]. Ces structures permettent la réalisation ou la perspective de réalisation de nombreux composants tels que des filtres, des guides, des lasers sans seuil, des microcavités. Depuis quelques temps, l'utilisation des cristaux photoniques comme conducteurs optiques dans les bandes de transmission a attiré de nombreux efforts de recherche. La propagation des ondes électromagnétiques dans les milieux périodiques est un thème de recherche assez ancien dont les bases ont été posées au début du 20^{ème} siècle par Ewald avec la théorie dynamique de la diffraction [3]. Cette dernière a notamment inspiré Bethe et Sommerfeld pour leur théorie de la propagation des électrons dans les solides qui fut à la base de l'électronique moderne. Au début des années quatre-vingt, les propriétés originales de réfraction de la lumière ont été étudiées dans les guides d'ondes corrugués et des phénomènes tels que l'auto-collimation ou la réfraction négative ont été démontrés expérimentalement dans ces structures [4]. Les guides d'onde se caractérisent par des variations périodiques de l'indice diélectrique et doivent être considérés comme des cristaux photoniques même si le terme n'existait pas encore à l'époque. Plus récemment, des

phénomènes analogues ont été prédits et observés expérimentalement dans les cristaux photoniques modernes [5]. Cette redécouverte, à l'heure du fort développement de l'optique intégrée, a ouvert la voie vers de nouvelles utilisations possibles des cristaux photoniques. Les propriétés originales de propagation de la lumière dans ces structures peuvent être utilisées pour réaliser de nouvelles générations de composants pour l'optique intégrée (guides d'onde, diviseurs, coudes, démultiplexeurs, filtres...). C'est le défi que ce travail de thèse a tenté de relever. Si l'on introduit des défauts dans le cristal photonique, de nouveaux états permis apparaissent dans la bande interdite photonique. La lumière peut être confinée selon plusieurs dimensions selon le défaut et la dimensionnalité du cristal photonique. Par exemple, si l'on introduit un défaut localisé 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. Ce travail s'appuie sur les défauts linéaires, de répartition et de filtrage, et des démultiplexeurs en longueurs d'ondes de plusieurs formes et dimensions.

Cette thèse s'articule autour de quatre chapitres suivants, en effet dans un premier chapitre nous allons étudier les concepts et les différents types de cristaux photoniques, l'ouverture d'une bande interdite, les défauts ponctuels, ainsi des différentes applications optiques réalisées par ces matériaux, citons leurs propriétés physiques, nous achèverons ce chapitre par une description brève des cristaux photoniques tridimensionnel.

Le second chapitre est consacré aux méthodes numériques, nous présenterons le principe des méthodes usuelles les plus utilisées dans le domaine des ondes optiques, en particulier la méthode de différences finies temporelles (FDTD), basée sur l'algorithme de Yee. Cette méthode permet de résoudre les équations de Maxwell avec précision et simuler la propagation de la lumière dans les structures bidimensionnelles. Cette méthode est très puissante, versatile et parfaitement adaptée à l'étude de ces structures. Donc la deuxième partie de ce chapitre est consacrée à une présentation générale du logiciel de simulation qui utilise la méthode FDTD dans ses calculs, avec lequel nous simulons nos structures.

Dans le troisième chapitre nous allons présenter les différents types de filtres utilisés dans les systèmes de multiplexage en longueur d'ondes (Wavelength Division Multiplexing WDM), ainsi définir les paramètres caractérisant ces composants en particulier (sélectivité, facteur de qualité, crosstalk...).

Le dernier chapitre présente en premier lieu le processus du guidage dans des défauts linéiques, sur les cristaux photoniques 2D gravés sur une hétéro-structure InP/GaInAsP/InP, avec des réponses spectrales de ces guides en cristaux photoniques, ainsi que les répartitions des champs. Et pour toute utilisation pratique des cristaux photoniques, il est nécessaire aussi de modifier la réponse optique des dispositifs à cristaux photoniques, ainsi fabriquer des dispositifs accordables. De manière générale, on peut modifier la composante de haut ou de bas indice de réfraction du cristal photonique par exemple par un champ externe (magnétique ou électrique [6, 7]), ou les paramètres du réseau, ou par l'application d'une pression [8]. Une des approches qu'on a étudié, consiste à appliquer un effet thermique sur les cristaux photoniques et voir la réponse optiques de certaines structures, en particulier un coupleur contra-directionnel. Ensuite nous nous intéressons à la conception de résonateur et guides à cristaux photoniques couplés, des jonctions (1x2), (1x4) et (1x6), des filtres résonateurs insérés directement dans les guides constituant les deux branches d'une jonction en Y, et des cavités de filtrage couplées de manière évanescente à ces derniers guides. Nous arriverons à la conception d'un démultiplexeur en longueur d'onde (WDM) à neuf canaux. Une optimisation des résultats durant la simulation a été introduite.

Bibliographies

- [1] J.J. Sakurai, « Modern Quantum Mechanics », Book, (474 pages), ISBN: 0805375015, 9780805375015, Reading, Mass. Addison-Wesley, 1985.
- [2] J. D. Joannopoulos, R. D. Maede, and J. N. Winn, Photonic crystals: Molding the Low of light, Princeton Univ. Press, 1995
- [3] E. Yablonovitch. Photonic crystals: what's in a name? Optics and Photonics news, 18, 12-13, mars 2007.
- [4] Yufei Wang, Hailing Wang, Qikun Xue, and Wanhua Zheng, "Photonic crystal self-collimation sensor", OPTICS EXPRESS, Vol. 20, No. 11, 21 May 2012.
- [5] Juan Jose Vegas Olmos, Masatoshi Tokushima, and Ken-ichi Kitayama, "Photonic Add-Drop Filter Based on Integrated Photonic Crystal Structures", IEEE journal of selected topics in quantum electronics, Vol. 16, No. 1, January/February 2010.
- [6] C.S. Kee, J. Kim, H.Y. Park, I. Park, and H. Lim. Physical Review B 61(23), 15523–15525 (2000).
- [7] A. Figotin, Y.A. Godin, and I. Vitebsky. Physical Review B 57(5), 2841–2848 (1998).
- [8] K. Yoshino, Y. Kawagishi, M. Ozaki, and A. Kose. Japanese Journal of Applied Physics Part 2-Letters and Express Letters 38, L786 (1999)

— Chapitre I —

Généralités sur les cristaux photoniques et leurs applications

I.1 Introduction:

En 1987, John et Yablonovitch mettent en évidence l'existence de bandes interdites photoniques, c'est-à-dire de bandes de fréquences pour lesquelles la lumière ne peut pas se propager, dans des matériaux diélectriques nanostructurés de façon périodique dans 1, 2 ou 3 dimensions [1]. Le terme de cristal photonique apparaît alors. Grâce à l'émergence de techniques permettant "d'usiner" (comme, par exemple, la lithographie électronique) et d'observer (comme, par exemple, la microscopie à balayage électronique ou à force atomique) la matière à l'échelle nanométrique, des structures photoniques permettant de guider la lumière [2] ou de la stocker dans des cavités optiques [3] ont pu être élaborées, ouvrant ainsi tout un champ de recherche axé sur l'ingénierie de la lumière dans les cristaux photoniques.

I.2 Les cristaux photoniques

Les cristaux photoniques, sont des matériaux diélectriques nano-structurés dont l'indice de réfraction varie de façon périodique à l'échelle de la longueur d'onde de la lumière. Cette périodicité provoque l'apparition de bandes interdites à la propagation de la lumière à l'intérieur du cristal sur des plages de longueurs d'onde dépendantes des caractéristiques de celui-ci (dimension et indice du motif de répétition). La lumière ne se propageant pas, elle est réfléchi. Les cristaux photoniques peuvent être nano-structurés dans une, deux ou trois dimensions comme représenté sur la figure I.1

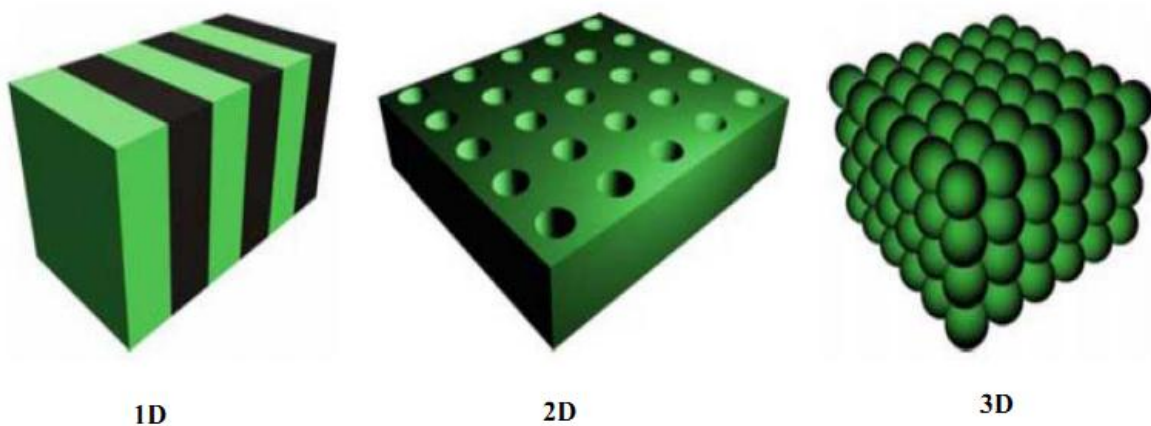


Figure I.1: Schémas représentant la nanostructuration des cristaux photoniques unidimensionnels (1D), bidimensionnels (2D) et tridimensionnels (3D).

On peut noter qu'il existe des cristaux photoniques naturels. Sur la figure (I-2), on montre une image au microscope électronique d'une opale naturelle constituée d'un réseau quasi-périodique de billes de silice. C'est une roche constituée de micro-billes de silice réparties

selon un arrangement régulier dans les trois dimensions de l'espace (Figure I. 2. (b)). De fait, c'est un cristal photonique naturel. L'opale n'est pas le seul exemple de cristal photonique naturel. On peut trouver dans la nature d'autres exemples comme celui des ailes de papillon *Princeps nireus* dont les magnifiques reflets bleu-vert sont dus à l'interaction entre la lumière ambiante et la micro-structuration naturelle de leurs ailes. (Figure I. 2 (a)). Le phénomène physique sous-jacent étant la diffraction de la lumière par la micro-structuration, responsable des interférences multiples dont la périodicité, qui peut être dans une, deux ou trois directions de l'espace, est de l'ordre de la longueur d'onde de la lumière incidente.

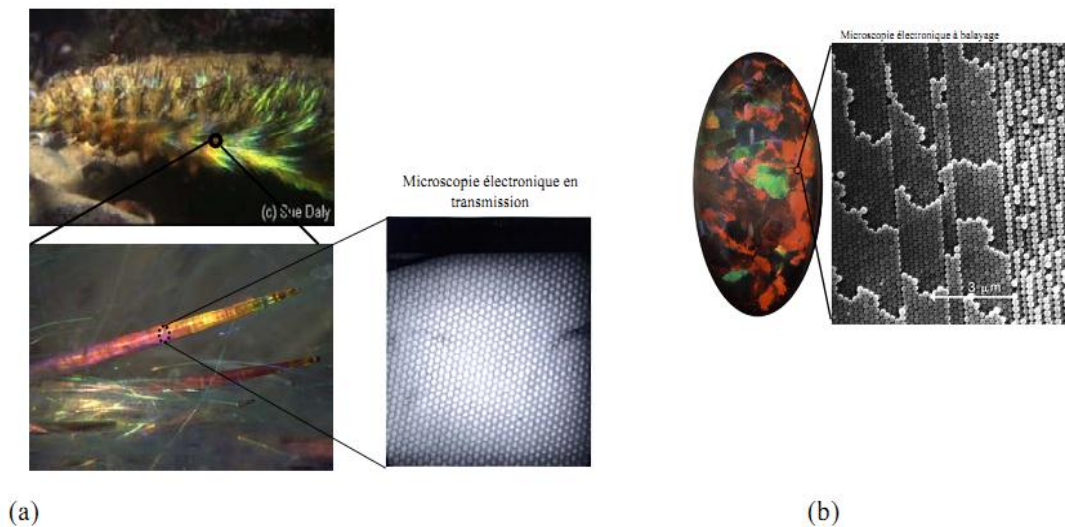


Figure I. 2: exemples de réalisations naturelles de structures périodiques d'indice submicroniques.

I.3 Les cristaux photoniques unidimensionnels

Remontons à l'année 1887. C'est à cette époque que les toutes premières études portant sur un matériau diélectrique présentant une périodicité suivant une direction ont été menées. En effet, au cours de cette année, Lord Rayleigh a décrit le comportement des ondes dans un film multi-couches pour lequel l'indice de réfraction alternait d'une couche à l'autre [4]. Ce type de structure, appelé réseau de Bragg, est représenté sur la figure I.3. Il s'agit donc

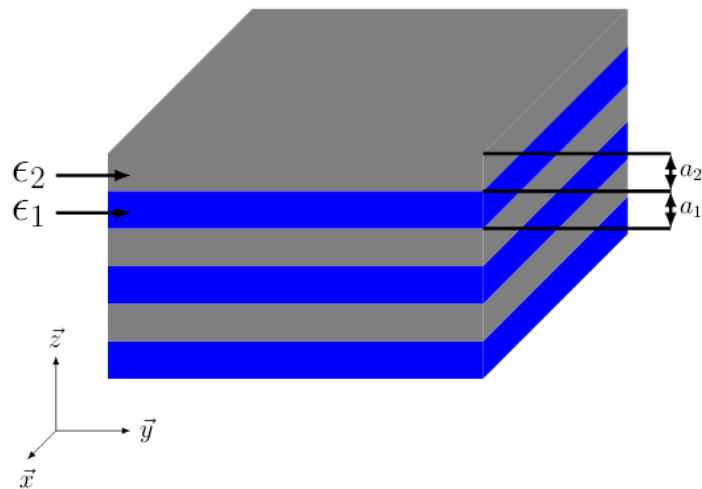


Figure I. 3: Schéma d'un miroir de Bragg constitué d'un empilement de couches d'épaisseurs a_1 et a_2 de permittivités ϵ_1 et ϵ_2 ($\epsilon_1 > \epsilon_2$)

de ce que l'on appelle un cristal photonique unidimensionnel, car il se caractérise par une alternance, suivant une seule et unique direction de l'espace, de deux milieux diélectriques dont les constantes diélectriques ϵ_1 et ϵ_2 sont différentes. Ainsi, lorsqu'une onde incidente se propage au sein d'un de ces deux milieux et arrive à l'interface entre ces derniers, une partie de cette lumière est réfléchiée. Cette réflexion s'accompagne d'un changement de phase de π si l'onde va d'un milieu de faible indice vers un milieu de fort indice. L'autre partie est transmise au deuxième milieu au sein duquel elle va se propager. L'opération que nous venons de décrire se répète pour chaque couche constitutive du miroir de Bragg comme le montre la figure I.4. Il s'agit d'une description très simple du phénomène. Il faut tout de même prêter attention à la valeur des déphasages, qui eux-mêmes dépendent de la longueur d'onde. Selon leurs valeurs, on peut obtenir des interférences constructives, qui vont entraîner une réflexion totale, ou destructives. Si l'on souhaite obtenir une structure parfaitement réfléchissante sur une certaine bande de longueurs d'ondes, il convient de choisir judicieusement l'épaisseur des couches. Lorsque l'épaisseur optique totale $n_1 a_1 + n_2 a_2$ des alternances est de $\lambda/2$ où (λ est la longueur d'onde n_1 et n_2 sont les indices de réfraction des deux matériaux diélectriques), l'onde réfléchiée par l'interface (1) est en phase avec celles réfléchies par les interfaces (3), (5), etc. Par suite de ces interférences constructives, on finit par aboutir à une réflexion totale, ce qui revient à dire que l'onde ne peut, en fait, se propager et que l'on a bien affaire à une bande interdite photonique. Dans le cas particulier où les deux couches de chaque alternance ont même épaisseur optique $n_1 a_1 = n_2 a_2 = \lambda/4$, on observe que les ondes réfléchies par toutes les

interfaces (1), (2), (3), etc. sont en phase. Cela correspond alors à la bande interdite la plus large. Cela permet de réaliser des miroirs diélectriques avec des coefficients de réflexion très élevés et proches de 1. Sans rentrer dans le détail des calculs, il a été montré que lorsque les épaisseurs optiques des différentes couches sont égales, la largeur de cette bande interdite $\Delta\omega$ ne dépend que du contraste d'indice [5].

$$\Delta\omega = \frac{4}{\pi} \omega_0 \sin^{-1} \left| \frac{n_1 - n_2}{n_1 + n_2} \right| \quad (\text{I-1})$$

Avec: n_1 et n_2 représentent les deux indices de réfraction empilés les uns sur les autres qui forment le miroir de Bragg. Et ω_0 la fréquence centrale. Les cristaux photoniques unidimensionnels sont donc les structures les plus anciennes qui aient été étudiées. Ces dernières servent surtout de miroirs diélectriques (par exemple pour les lasers) ou encore de fibre optique. Au cours de l'année 1972, V.P. Bykov [6] a mené une étude théorique détaillée de structures optiques unidimensionnelles. Plus précisément, il a été le premier à examiner l'effet de bandes interdites sur l'émission spontanée provenant d'atomes et de molécules intégrées à la structure. En conclusion de cette étude, il a également formulé des hypothèses sur l'emploi de structures bidimensionnelles et tridimensionnelles que nous abordons dans la partie suivante.

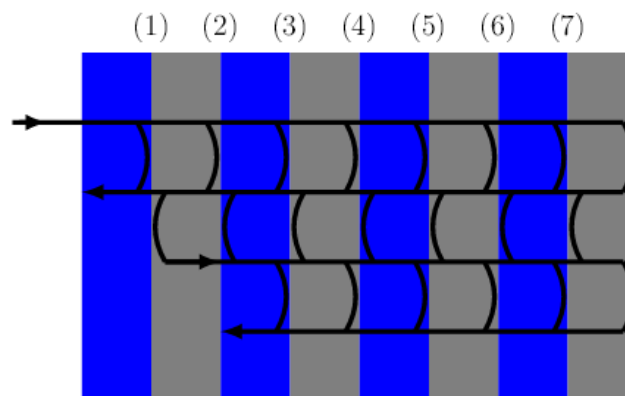


Figure I.4: Mise en évidence du phénomène d'interférences multiples au sein d'un miroir de Bragg. Une onde incidente se propage au sein d'un premier milieu et à l'interface (1) entre les deux milieux, une partie de cette onde est réfléchi tandis qu'une autre partie est transmise au second milieu. Ce phénomène se répète à toutes les interfaces

I.3.1 Bande interdite photonique BIP.

Miroirs de Bragg

Un miroir de Bragg ou DBR (pour 'Distributed Bragg Reflector') est constituée d'une alternance de couches de deux matériaux d'indices de réfraction différents: n_1 (indice bas) et

n_2 (indice haut), la paire $(n_1; n_2)$ étant répétée N fois et toutes les couches ayant une épaisseur optique valant $\lambda_{\text{Bragg}}/4$ (voir figure I.5. La quantité λ_{Bragg} est appelée ‘longueur d’onde du Bragg’. Les épaisseurs physiques D_1, D_2 des couches d’indice n_1 et n_2 valent donc respectivement $\lambda_{\text{Bragg}} / (4n_1)$ et $\lambda_{\text{Bragg}} / (4n_2)$): On supposera que la première couche du miroir de Bragg a un indice bas n_1 .

n_i : L’indice du milieu initial.

n_f : L’indice du milieu final.

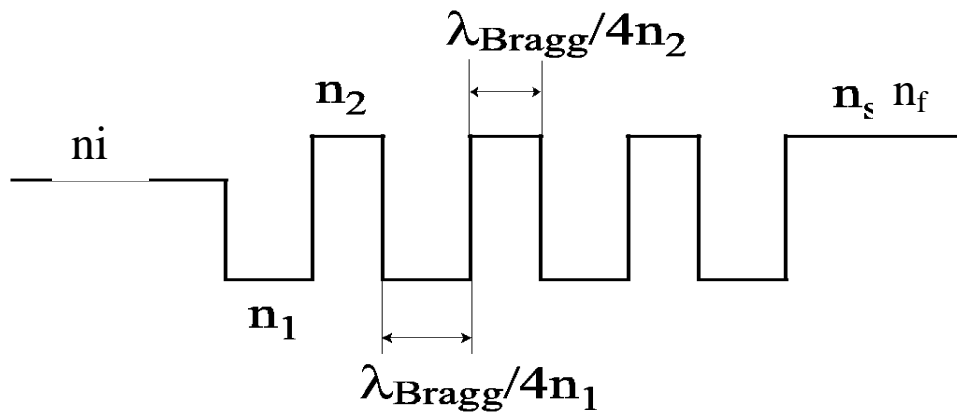


Figure I.5 : Représentation schématique d’un miroir de Bragg

✚ Calcul de la Réflectivité d’un miroir de Bragg

La réflectivité d’un tel miroir à incidence normale et pour une longueur d’onde égale λ_{Bragg} a été calculée formellement:

$$R = \left(\frac{1 - \frac{n_f(n_1)}{n_i(n_2)}^{2N}}{1 + \frac{n_f(n_1)}{n_i(n_2)}^{2N}} \right)^2 \quad (\text{I-2})$$

L’équation du $R(\lambda_{\text{Bragg}})$ permet d’obtenir quelque informations quant au maximum du facteur de réflexion, moyennant des hypothèses sur les indices et le nombre de couche.

$$n_1 \ll n_2 \quad \lim_{N \rightarrow \infty} \left(\frac{n_1}{n_2} \right)^{2N} = 0 \Rightarrow \lim_{N \rightarrow \infty} R(\lambda_B) = 1$$

$$n_1 \gg n_2 \quad \lim_{N \rightarrow \infty} 1 - \frac{n_f(n_1)}{n_i(n_2)}^{2N} = - \frac{n_f(n_1)}{n_i(n_2)}^{2N} \Rightarrow \lim_{N \rightarrow \infty} R(\lambda_B) = 1$$

D’après ces équations, le facteur de réflexion sera d’autant plus proche de 100% que les indices n_1 et n_2 sont différents et que le nombre de couches est élevé (N grand). A incidence oblique ϕ il faut remplacer dans (I.2) n_1 et n_2 par $n_1 \cos \phi_1$ et $n_2 \cos \phi_2$ (polarisation TE) où ϕ_1 et ϕ_2 sont les angles correspondant à θ via la loi de Descartes: $n \sin \phi = n_1 \sin \phi_1 = n_2 \sin \phi_2$.

Par exemple avec le couple ($\text{SiO}_2/\text{TiO}_2$) ($n_1=1.451$, $n_2=2.232$) : $N=10$ paires et $n_i=n_f=1$ (Air), nous obtenons l'allure de la figure(1.6)

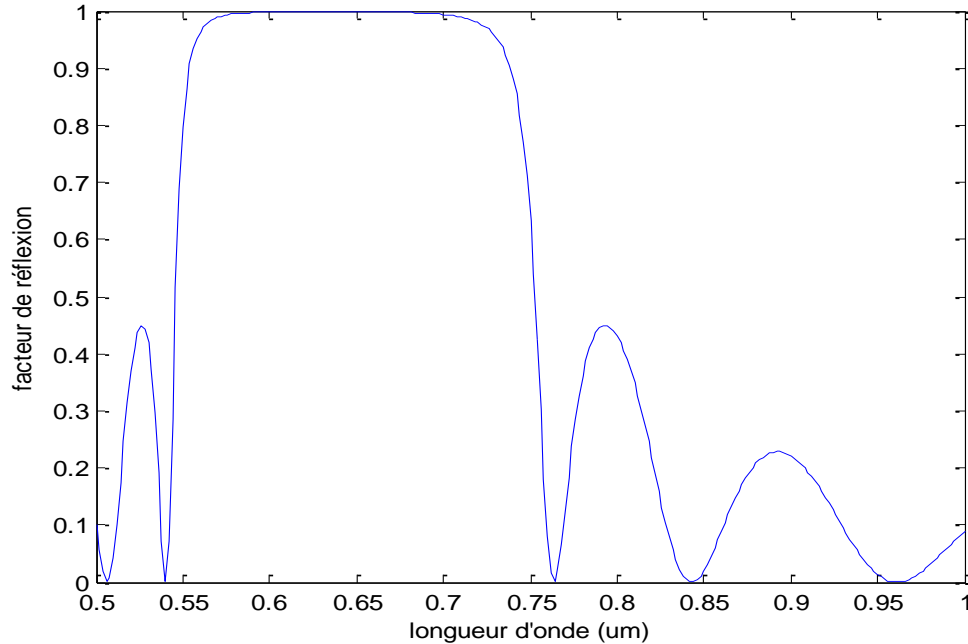


Figure I.6: Réflectivité d'un miroir de Bragg constituée de 10 paires $\text{SiO}_2/\text{TiO}_2$ centré en $\lambda_{\text{Bragg}}=0.6328\mu\text{m}$

Lorsque la longueur d'onde de la lumière s'écarte de λ_{Bragg} la réflectivité du miroir chute. La figure (I-6) montre la réflectivité d'un miroir de Bragg constitué de 10 paires $\text{SiO}_2/\text{TiO}_2$ centrées en $\lambda_{\text{Bragg}}=0.6328\mu\text{m}$. Cette réflectivité est calculée à l'aide du modèle de matrices de transfert expliqué dans le chapitre 2. Elle est élevée dans une zone symétrique autour de λ_{Bragg} appelée 'bande interdite' (BI) du DBR. En longueurs d'ondes, la largeur de cette BI notée $\Delta\lambda_{\text{BI}}$ est donnée par la formule (1.3):

$$\frac{\Delta\lambda_{\text{BI}}}{\lambda_{\text{Bragg}}} = \frac{4}{\pi} \arcsin\left(\frac{n_2-n_1}{n_2+n_1}\right) \quad (\text{I.3})$$

Cette expression met en évidence l'influence du contraste d'indice sur la largeur de la bande interdite. Il faut aussi noter que plus le contraste d'indice est important, plus le nombre de paires de couches nécessaires sera faible pour un même coefficient de réflexion. Lorsque l'on augmente le nombre de couches, la bande interdite devient alors plus étroite et plus marquée, et la réflectivité augmente dans la partie centrale (voir figure (I.7) et la figure (I.8)

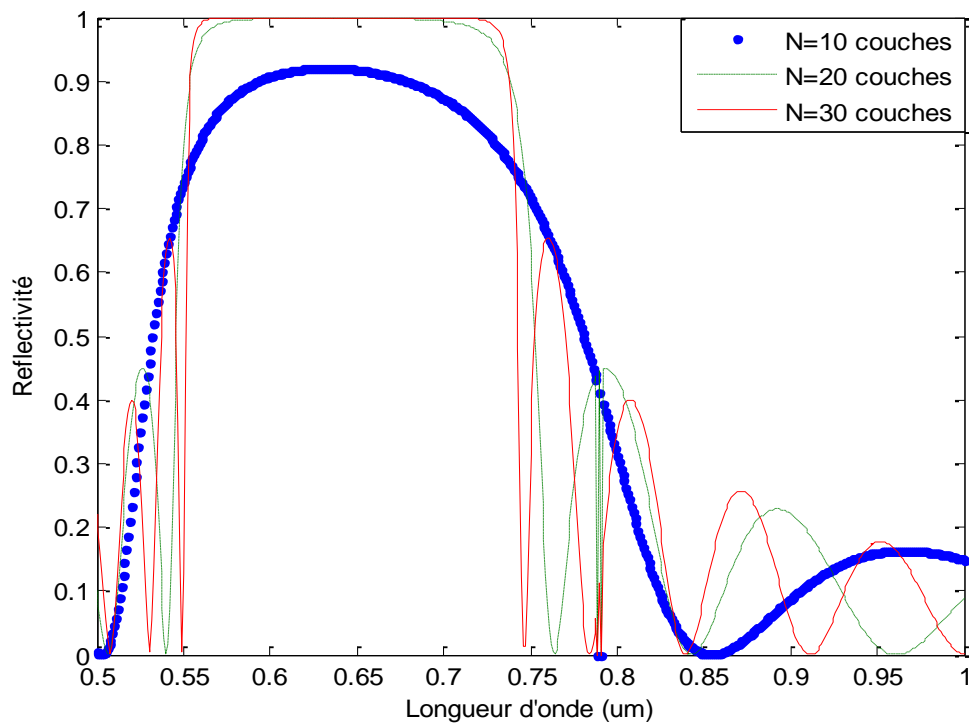


Figure I.7: la variation de la réflectivité en fonction des différents nombres de couches et différentes longueurs d’ondes [7]

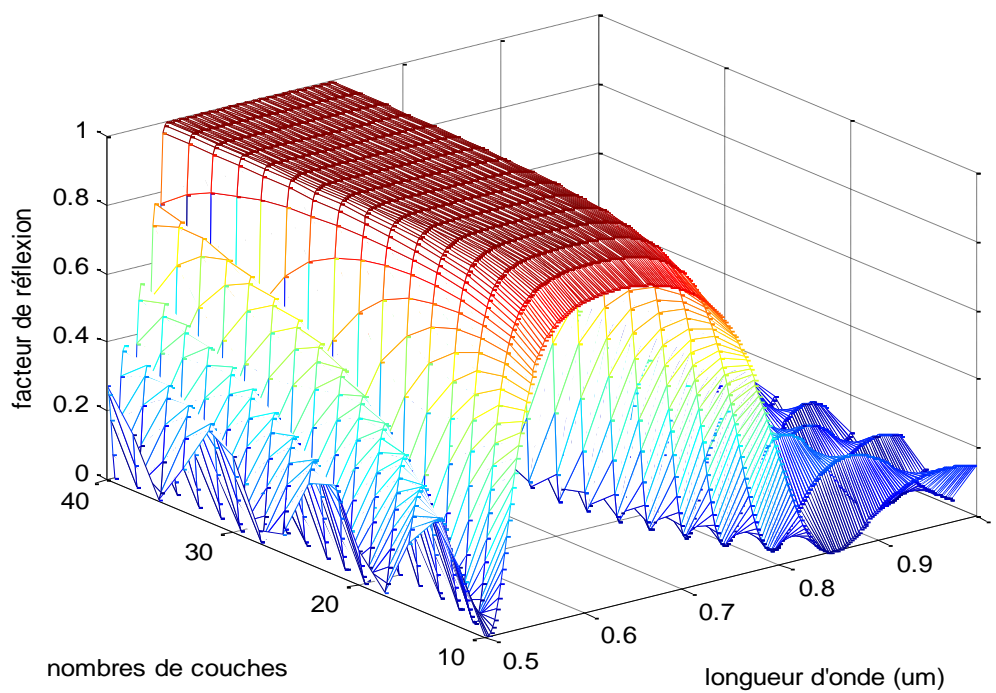


Figure I.8: la variation de la réflectivité en fonction des différents nombres de couches et différentes longueurs d’ondes en 3D [7]

Finalement, les miroirs de Bragg ont de nombreux avantages: ils sont sélectifs et transparents.

Il est possible d'atteindre de très forts coefficients de réflexion ; par exemple, il faut 10 paires dans le cas présenté sur la figure I.7 pour obtenir 100% de réflectivité. Le contraste d'indice entre les couches n_1 et n_2 a une influence considérable sur la largeur de la bande interdite, et sur le coefficient de réflexion. Un fort contraste d'indice permettra d'obtenir une bande interdite large, et un taux de réflectivité élevé pour un nombre de paires minimal

I.3.2 Défauts ponctuels dans une structure périodique unidimensionnelle:

L'introduction des défauts sur les cristaux photoniques permet de réaliser de véritables fonctions optiques et de contrôler les flux de lumière. Le fait de rompre la périodicité d'une structure permet, par exemple, d'autoriser la propagation d'une onde de fréquence ω_0 comprise dans la bande interdite photonique. Des filtres très sélectifs peuvent être ainsi réalisés. Une simple variation dans l'épaisseur d'une seule couche dans la structure, peut former ce défaut figure I. 9.

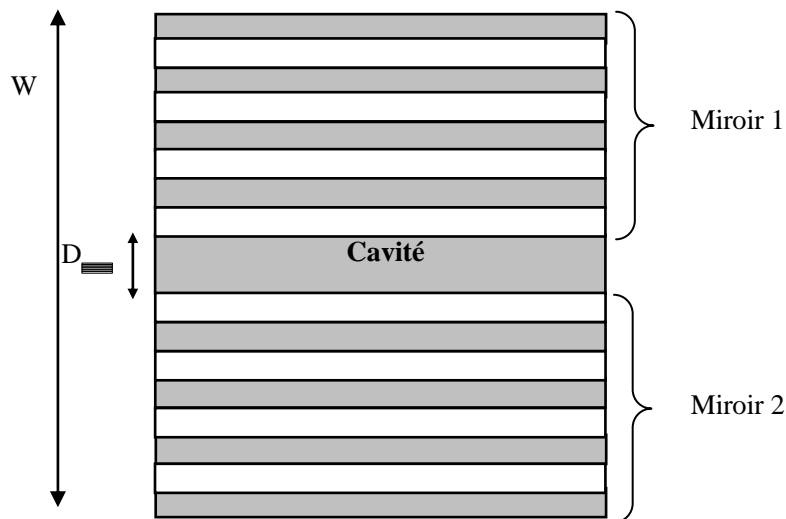


Figure I-9: structure multi-couche avec défaut

I.4 Les cristaux photoniques bidimensionnels

A deux dimensions, les cristaux photoniques sont composés d'un réseau périodique de piliers diélectriques dans l'air (structure déconnectée) ou de trous d'air percés dans une matrice diélectrique (structure connectée) (Figure I. 10).

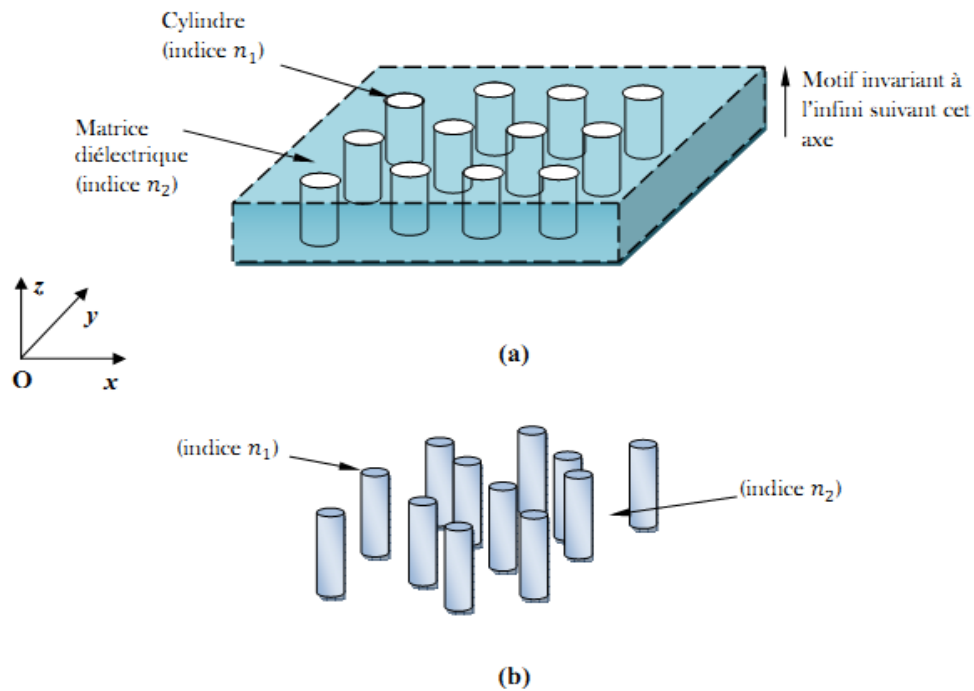


Figure I. 10: Structures bidimensionnelles: (a) connectée, (b) déconnectée.

Un cristal photonique 2D parfait est périodique dans le plan (Oxy) et infiniment long dans la direction (Oz). Il possède une bande interdite photonique dans le plan (Oxy). Ces systèmes n'existent pas dans la réalité. Pour compenser l'absence de bande interdite dans la direction perpendiculaire au plan de périodicité des cristaux 2D, la lumière peut être confinée dans une hétéro-structure d'indice. Cette dernière se compose d'une couche diélectrique de fort indice de réfraction (cœur) entourée de deux autres couches diélectriques d'indices de réfraction plus faibles (gaine) (Figure I. 11).

Ces guides d'ondes planaires sont couramment utilisés en optique intégrée et sont facilement fabriqués par des techniques habituelles d'épitaxie [8]. Les cristaux photoniques obtenus portent le nom des cristaux photoniques bidimensionnels planaires ou des cristaux photoniques en géométrie de guides d'ondes (2D+1D). Leurs propriétés vont être étudiées par la suite.

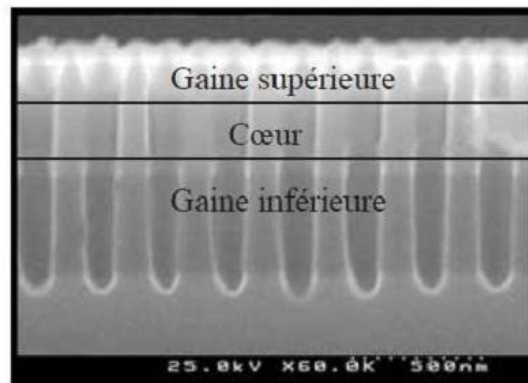


Figure I. 11: Image Microscope à Balayage Electronique (MEB) d'un cristal photonique gravé dans une hétéro-structure [9].

I.4.1. Réduction de l'étude sur la 1^{ère} zone de Brillouin:

Le type de mailles les plus utilisées pour la réalisation de cristaux photoniques bidimensionnels sont les mailles carrées et triangulaires. Les vecteurs de base du réseau direct et réciproque ainsi que la définition de la zone de Brillouin irréductible sont donnés dans la figure I. 12 pour ces deux types de mailles.

Les points de haute symétrie du réseau réciproque sont également reportés sur la figure I. 12. Le point pour lequel le vecteur d'onde dans le plan de la périodicité vaut 0 est noté Γ .

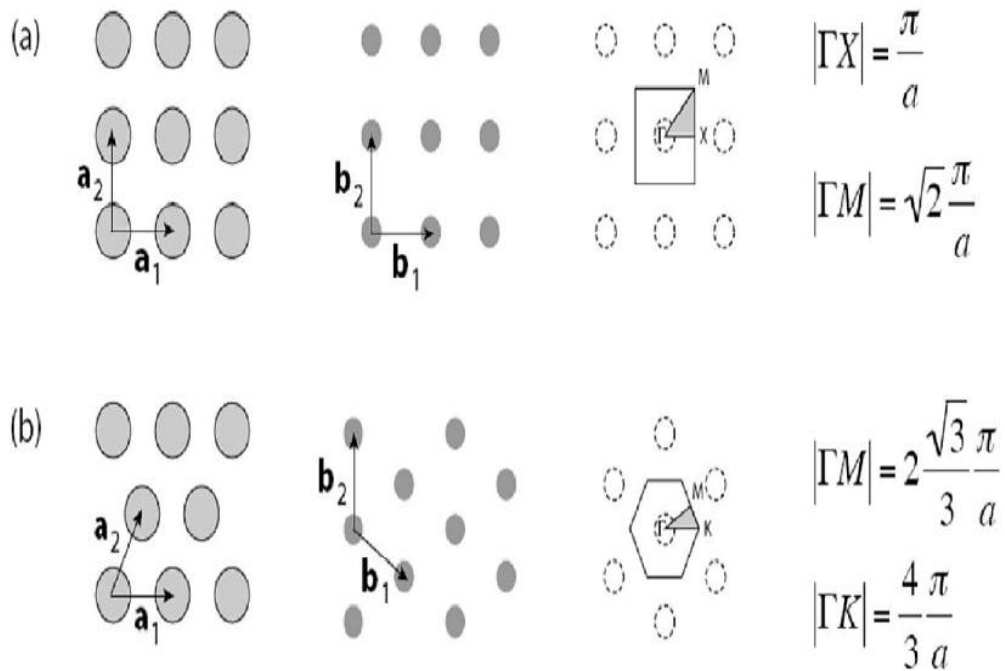


Figure I. 12: Espace direct et réciproque d’une maille 2D carrée (a) et triangulaire (b). La surface encadrée représente la première zone de Brillouin et la surface grisée la zone de Brillouin irréductible. Les dimensions des vecteurs réduits du réseau réciproque sont également reportées. a représente le paramètre de maille.

Les propriétés géométriques élémentaires des réseaux bidimensionnels carrés et triangulaires de trous circulaires sont résumées dans le Tableau I. 1. et I.2 Le facteur de remplissage en air f désigne le rapport entre l’aire occupée par le motif (ici un disque) et l’aire de la maille élémentaire du réseau considéré.

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

Tableau I. 1: Caractéristiques géométriques d’un réseau carré.

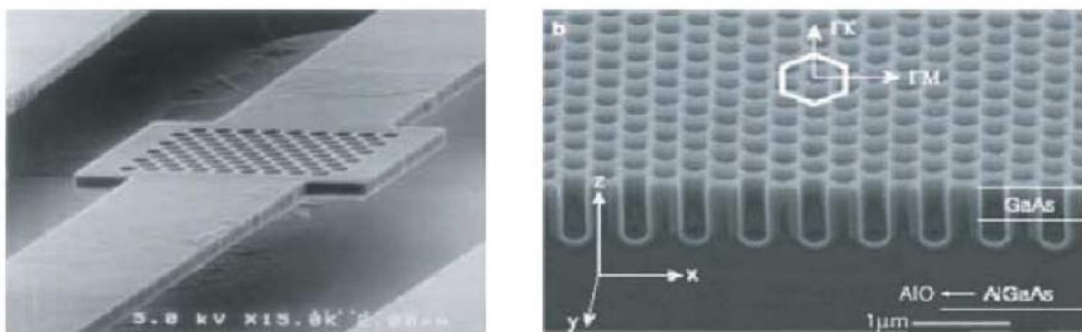
Vecteur direct (a_1, a_2)	$a_1=(1,0)$ $a_2=(1/2, \sqrt{3}/2)$
Vecteur réciproque (b_1, b_2)	$b_1 = \frac{2\pi}{a}(1, -1/\sqrt{3})$ $b_2 = \frac{2\pi}{a}(0, 2/\sqrt{3})$
Facteur de remplissage f	$f = \pi \frac{r^2}{a^2} (\frac{2}{\sqrt{3}})$

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

La nécessité de confiner la lumière à trois dimensions pour des applications d'optique intégrée conduit à envisager des systèmes hybrides 2D+1D où le confinement vertical est assuré par le contraste d'indice et le confinement latéral par un cristal photonique bidimensionnel. Ces hétéro-structures d'indice sont classés en deux catégories, et se distinguent par l'intensité du contraste d'indice.

a) Fort contraste d'indice (approche membrane)

Les confinements à fort contraste d'indice sont généralement obtenus à l'aide d'une membrane semi-conductrice suspendue dans l'air, une couche de Si déposée sur SiO₂ ou encore une couche de GaAs déposée sur Al_xO_y (Figure I.13).



(a)

(b)

Figure I. 13 : Exemples de cristaux photoniques 2D planaires à haut contraste d'indice vertical: (a) Membrane suspendue dans l'air d'épaisseur 270 nm, (b) Cristal photonique planaire avec des trous profonds de $\approx 0.5 \mu\text{m}$, gravés partiellement dans la couche Al_xO_y

[10-11]

Un fort contraste d'indice permet un bon confinement vertical de la lumière et limite des pertes de propagation. De plus, la profondeur nécessaire des trous est plus petite que dans le cas des faibles contrastes d'indice (quelques centaines de nanomètres au lieu de plusieurs micromètres), donc la gravure est plus facile. En revanche, ces structures sont plus fragiles (membranes suspendues dans l'air) et souffrent d'une mauvaise évacuation thermique qui peut poser des problèmes pour certaines applications comme les lasers.

b) Faible contraste d'indice (approche substrat)

Si la différence d'indice entre les deux milieux est faible ($\Delta n \approx 0, 1-0, 2$), on parle d'approche substrat. Dans ce cas, le confinement vertical est faible et les pertes de propagation peuvent être importantes dans certaines situations. L'épaisseur de la couche guidante doit être relativement importante (supérieure au micromètre) pour conserver un guidage monomode.

Dans les 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 (Figure I. 14). En propagation, 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). 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.

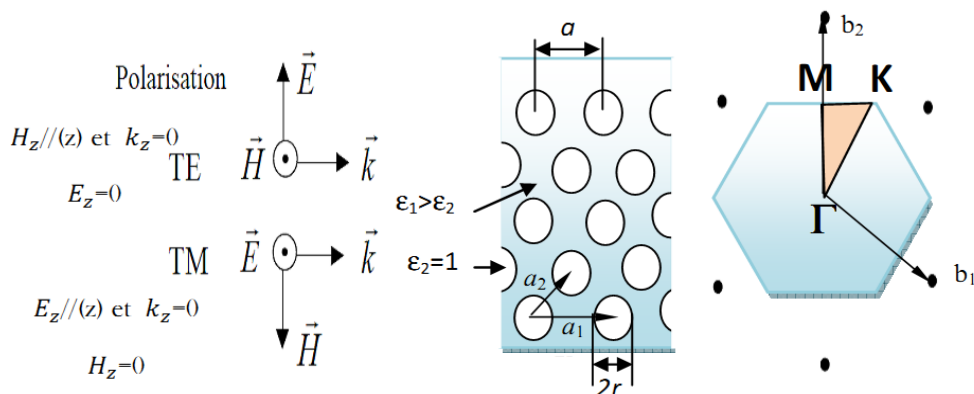


Figure I. 14: Cristal photonique triangulaire de trous d'air dans une matrice diélectrique et réseau réciproque associé. Les points de haute symétrie de la première zone de Brillouin sont reportés (Γ , M et K) et la convention utilisée pour la polarisation est donnée.

Nous présentons sur la figure I-15 l'exemple d'un diagramme de bande d'un cristal photonique 2D en polarisation TE et TM. En réalité, nous ne pouvons obtenir théoriquement une bande interdite complète que dans le cas des structures 3D, où il n'y a aucune propagation de l'onde incidente quelle que soit la polarisation et la direction de l'onde incidente.

Les diagrammes de la figure I-15 représentent:

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

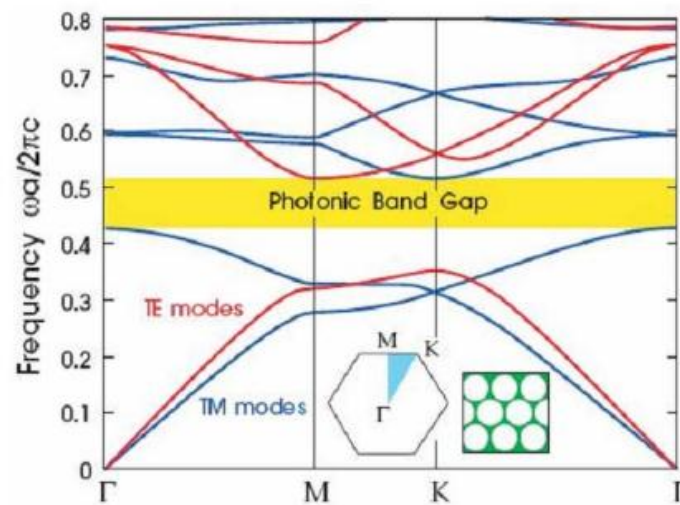


Figure I-15: Diagramme de bande d'un BIP 2D en polarisation TM et TE [12].

Les relations de dispersion des CPs 2D dépendent de la polarisation de la lumière. On peut séparer le champ électromagnétique en deux modes de polarisations indépendantes, la polarisation TE et la polarisation TM. En polarisation TE, \vec{E} est orienté dans le plan de périodicité et le champ \vec{H} n'a qu'une composante normale au plan. Le champ électromagnétique est ainsi de la forme (E_x, E_y, H_z) , les autres composantes étant nulles. En polarisation TM, les rôles de \vec{E} et \vec{H} sont permutés et le champ est de la forme (H_x, H_y, E_z) . La figure I. 16 représente les diagrammes de bandes pour les réseaux carré et triangulaire et pour les deux polarisations TE et TM. La structure étudiée correspond à une matrice bidimensionnelle de trous d'air ($n_{\text{air}} = 1$) dans du silicium ($n_{\text{Si}} = 3,5$).

Le diamètre des trous est égal à $0,288a$ dans les deux structures, ce qui correspond à des facteurs de remplissages différents selon le réseau ($f=0,26$ pour le réseau carré, $f=0,30$ pour le réseau triangulaire).

Une bande interdite photonique pour la polarisation TE est obtenue pour le réseau triangulaire. [13]

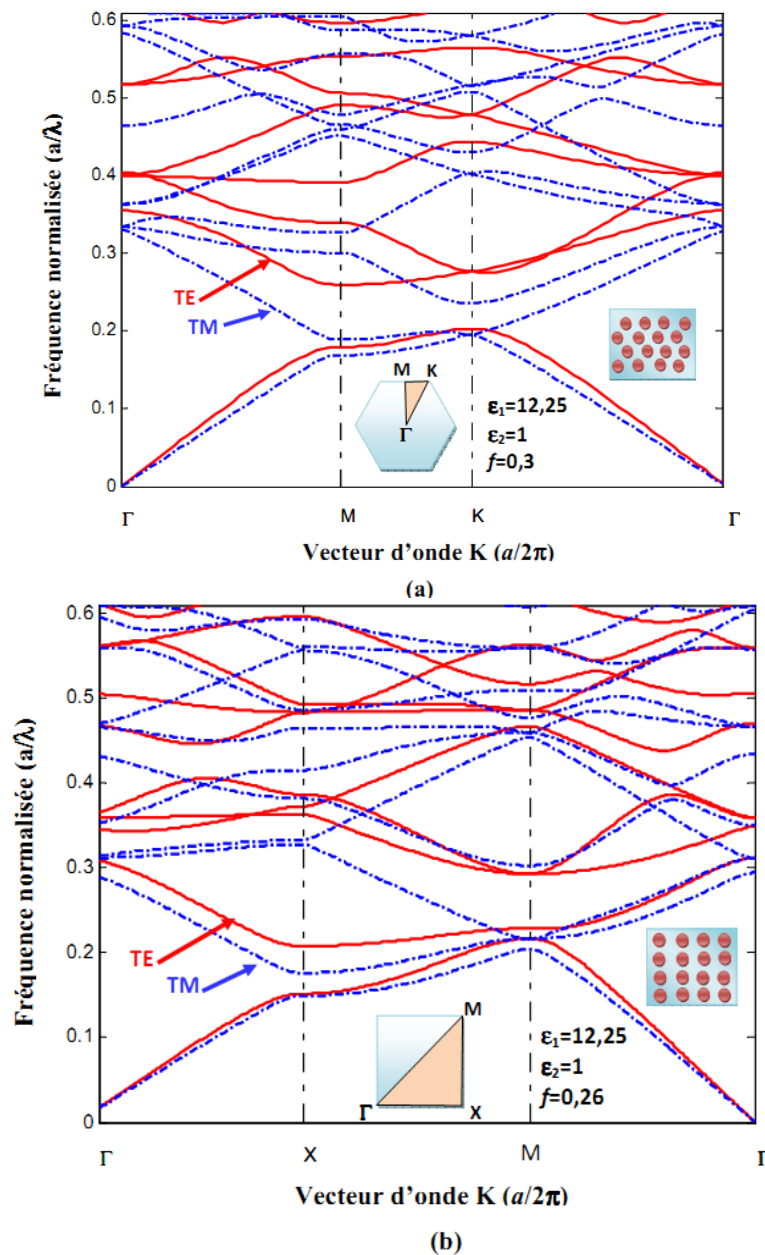


Figure I. 16: Diagrammes de bandes des CP2Ds de trous d'air dans une matrice de diélectrique ayant l'indice du silicium. Le calcul a été effectué par la méthode des ondes planes pour les polarisations TE (lignes rouges) et TM (pointillés bleus) : (a) réseau triangulaire, (b) réseau carré.

Dans le cas du réseau triangulaire, une bande interdite photonique (BIP) est observée pour la polarisation TE pour $a/\lambda=0, 21-0, 27$. Pour la polarisation TM, aucune bande interdite n'apparaît. Cependant le réseau carré présente l'absence de la bande interdite photonique pour les deux polarisations TE et TM.

En effet, la plus grande BIP est obtenue avec un réseau triangulaire de trous d'air dans un diélectrique en polarisation TE, et c'est celui que nous allons utiliser dans cette thèse.

I. 5 Le cristal bidimensionnel avec défaut

Les cristaux photoniques ne permettront de réaliser de véritables fonctions optiques et de contrôler les flux de lumière que si 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. 5 .1. Les défauts ponctuels

Les défauts ponctuels sont créés en modifiant les caractéristiques d'une cellule du réseau figure (1.17). Pour les cristaux photoniques composés de cylindres diélectriques, le constant diélectrique d'un cylindre peut être changé. Le cylindre peut être enlevé, ce qui crée une lacune dans le cristal. Cela correspond à une micro-cavité à l'intérieur du cristal photonique.

Pour les cristaux photoniques constitués de trous dans un matériau diélectrique, ces trous peuvent être modifiés géométriquement.

La transmission de ces structures à été étudiée par [13-15] et ont montré que les propriétés des modes de défauts peuvent être contrôlées en modifiant la taille et le type de défauts.

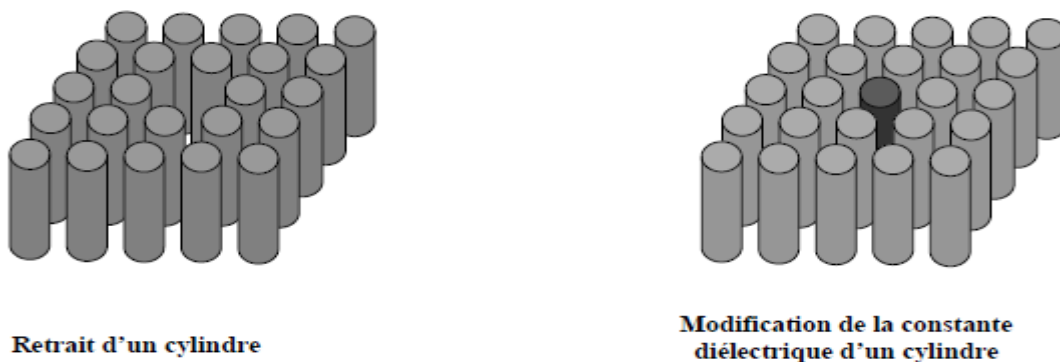


Figure I.17: Exemple de défauts ponctuels dans un cristal photonique composé des tiges Diélectriques

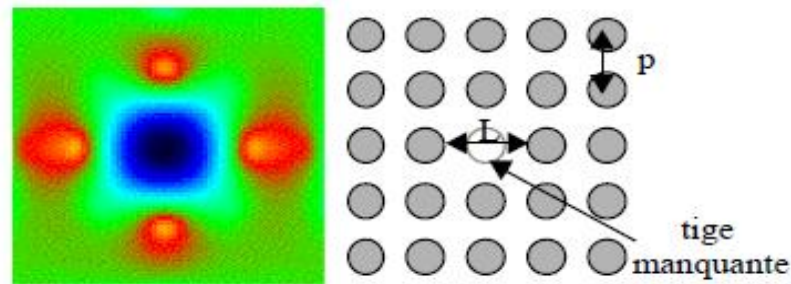


Figure I.18 : Résonance à 33.5 GHz de la cavité engendrée par la suppression d'une tige pour le réseau carré diélectrique de tiges d'alumine pas =3mm, d=1.5mm (onde polarisée TM en incidence normale).L'énergie est concentrée sur les quatre premières tiges voisines de défaut

I.5.2. Les défauts étendus

a) Dimensions des motifs élémentaires

Pour rompre la périodicité d'une structure BIP, on peut modifier la taille du motif élémentaire qui compose le cristal photonique (Figure I. 19). Sur cette figure les dimensions des motifs élémentaires de la troisième rangée ont été réduites.

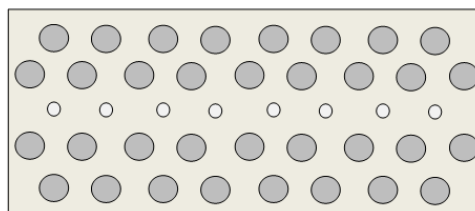


Figure I. 19: Défaut de dimension du motif élémentaire.

b) Distance entre motifs élémentaires

On peut aussi modifier l'espace qui existe entre les motifs élémentaires des réseaux cristallins (Figure I. 20). L'écart entre la deuxième et la troisième rangée et l'écart entre la troisième et la quatrième rangée ont été augmentés pour former le défaut.

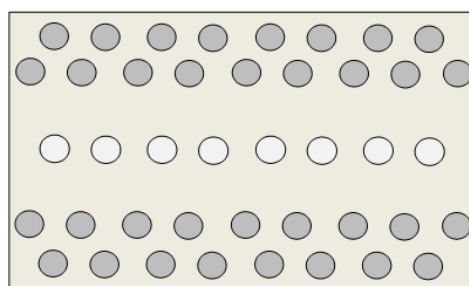


Figure I. 20: Défaut de distance entre motifs élémentaires.

c) Valeur de la permittivité relative des motifs élémentaires

Il est possible de modifier localement la nature du matériau et plus concrètement en agissant sur la valeur de la permittivité relative (Figure I. 21). Sur cette figure, la permittivité des motifs élémentaires de la rangée du milieu a été changée.

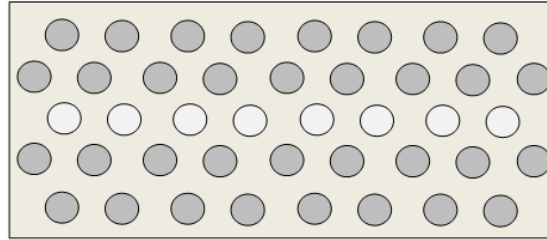


Figure I. 21: Défaut sur la permittivité relative.

d) Défaut par vacuité

Le défaut par vacuité correspond à l'élimination de motifs élémentaires qui se trouvent remplacés par la permittivité du substrat (Figure I. 22). Les motifs élémentaires de la rangée du milieu ont été enlevés.

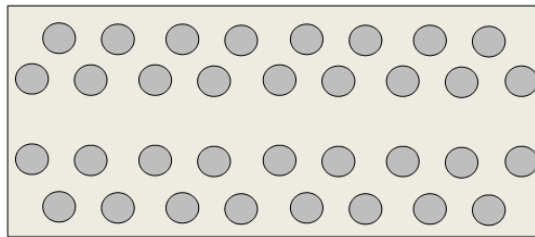


Figure I. 22: Défaut par vacuité (c'est le défaut le plus utilisé).

Sur la carte de champ de la figure (1.23), on peut voir la propagation du champ électromagnétique dans un défaut linéaire en cristal photonique [16].

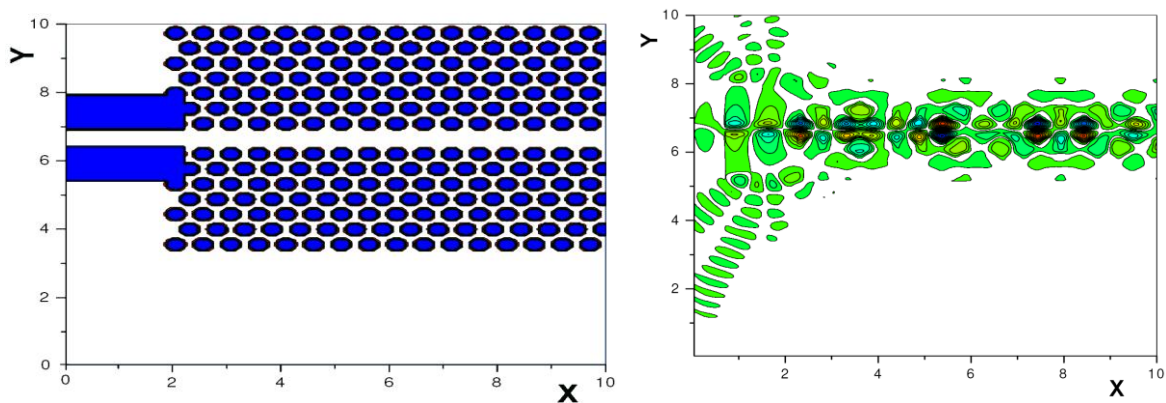


Figure I.23: Simulation de la propagation du champ électromagnétique dans un défaut linéaire en cristal photonique

I.6 Les Applications des CPs-2D:

Les applications potentielles des CPs-2D sont nombreuses: contrôle de l'émission spontanée dans les dispositifs, guides d'ondes rectilignes à fort rayon de courbure, miroirs, filtres, microcavités à grand facteur de qualité, effet de superprisme, diffraction, etc. Nous allons donc exposer brièvement quelques exemples d'utilisation de cristaux photoniques bidimensionnels. [14]

I.6.1 Fréquence optique

a. Les micro-résonateurs

Les guides d'ondes comme les micro-résonateurs sont obtenus en incluant des défauts ponctuelles linéairement répartie dans la structure à cristaux photoniques qu'on appelle un défaut ponctuel linéaire ou avec virage qu'on appelle guide coudé. Les premières études sur les micros résonateurs avec des structures bidimensionnelles ont été réalisées en 1997 par Labilloy. Les guides d'onde: l'idée de réaliser les guides d'onde est apparue en 1994 et les premières réalisations sont arrivées en 1999. Les guides linéiques présentent beaucoup de pertes [17].

b. Phénomène de superprisme

Dans certaines situations, l'angle de réfraction dans un CP varie très fortement avec une faible variation de l'angle d'incidence ou de la fréquence de la lumière. On qualifie ce phénomène de super-dispersion angulaire ou fréquentielle, ou encore d'effet "superprisme» [29, 17, 18] (figure I. 24). La déviation angulaire peut en effet être 100 fois plus forte que dans un prisme à matériaux homogènes.

Ce phénomène trouve leurs applications dans de nombreux dispositifs à cristaux photoniques bidimensionnels tels que le démultiplexage en longueur d'onde.

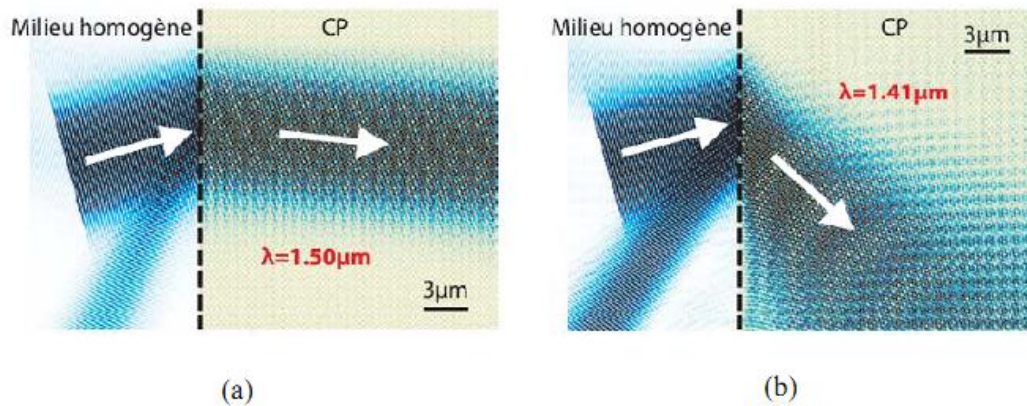


Figure I. 24: (a) Simulation FDTD-2D de la réfraction d'un faisceau gaussien de longueur d'onde $\lambda_1=1.50\mu\text{m}$ dans le cristal photonique considéré. (b) même simulation FDTD-2D, avec $\lambda_2=1.41\mu\text{m}$ [19].

c. Collimation

Un faisceau est dit collimaté lorsque ses rayons sont parallèles. Cela implique que le faisceau ne se disperse pas avec la distance de propagation. Un faisceau parfaitement collimaté ne diverge donc pas. Des phénomènes d'auto collimation ont été observés et étudiés dans les cristaux photoniques [19-20-21] (figure I. 25).

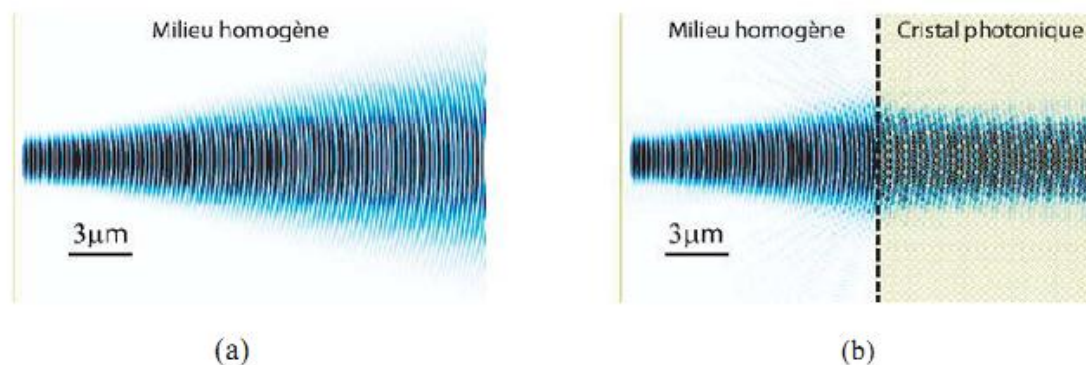


Figure I. 25: (a) Simulation FDTD 2D de l'intensité d'un faisceau gaussien de longueur d'onde λ_{collim} dans un milieu homogène d'indice $n=3.03$.

(b) Simulation FDTD-2D du même faisceau source avec réfraction dans le CP-2D [18].

d. Réfraction négative

On dit que l'on a un phénomène de réfraction négative lorsque la lumière est réfractée dans son demi-plan d'incidence [22] (figure I. 26).

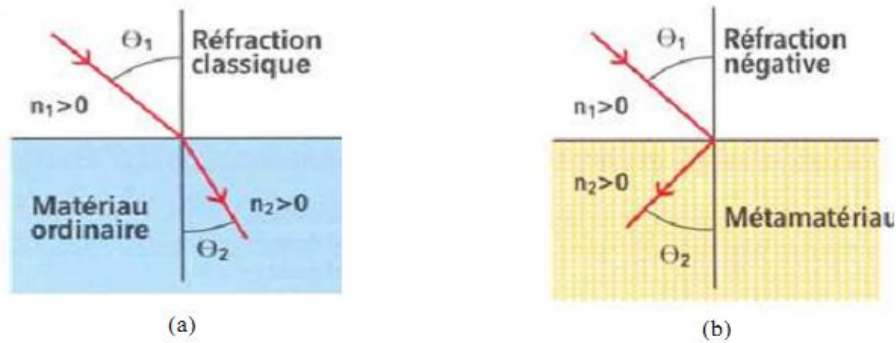


Fig.1.26: a) représentation d'une réfraction classique dans un matériau ordinaire.
b) représentation d'une réfraction négatif dans un méta matériau

I.6.2 Les fibres optiques

La fibre à base de cristaux photoniques ou encore fibre PCF (photonic crystal fibers) à été une révolution de la fibre optique normale basée sur la réalisation d'un arrangement périodique de trous d'air autour d'un cœur de silice (figure I.27). Cette fibre était approuvée théoriquement en 1987 et conçue par le groupe d'Optoélectronique de l'Université de Bath qu'en 1996 [23].

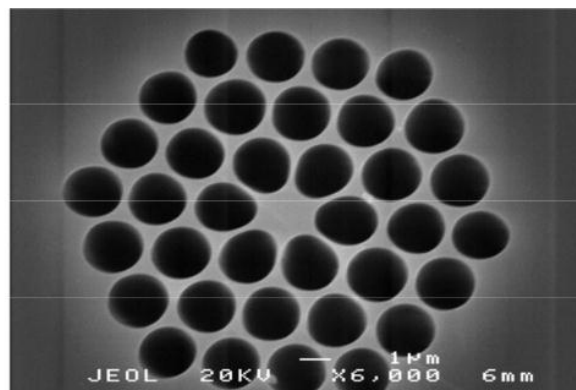


Figure I.27: section d'une fibre microstructure (MOF) [23].

Les caractéristiques qui distinguent la fibre PCF sont nombreuses parmi eux, on trouve [24]:

- Permet un seuil de puissance élevé pour les non-linéarités de fibre.
- Puissance de crête élevée du mode de guidage avant dépassement du seuil de rupture des matériaux.
- Accès aisé pour le remplissage du cœur ou du gainage (gaz ou liquides).
- Réflexion de Fresnel réduite à partir de la surface de la fibre
- Vaste plage de valeurs de dispersion disponible (fortement négative à fortement positive)

- Fibres quasiment insensibles à la courbure y compris après enroulement sur des bobines de diamètre inférieur au centimètre.

I.6.3 Fréquences micro-ondes

Les premières expériences visant à exploiter les cristaux photoniques diélectriques comme substrat d'antennes ont été menées par E.R. Brown et al. Ainsi les cristaux photoniques 2D sont aussi utilisés dans la réalisation des circuits micro-ondes tels que les filtres planaires, les guides, les multiplexeurs. Ils sont aussi utilisés pour l'amélioration du rendement des antennes par utilisation des substrats à base des cristaux photoniques ultra réfractifs. Les BIPs peuvent être utilisés pour améliorer la directivité des antennes pour les surfaces à haute impédance [25].

I.7 Les cristaux photoniques tridimensionnels

Les cristaux photoniques tridimensionnels sont des structures dont la permittivité diélectrique est structurée périodiquement dans les trois directions. Elles ont été les deuxièmes à être réalisées par Yablonovitch, figure I.28, après les réseaux de Bragg. Son objectif était d'obtenir une bande interdite complète pour toutes les directions de l'espace afin d'inhiber l'émission spontanée de la lumière [26-27].

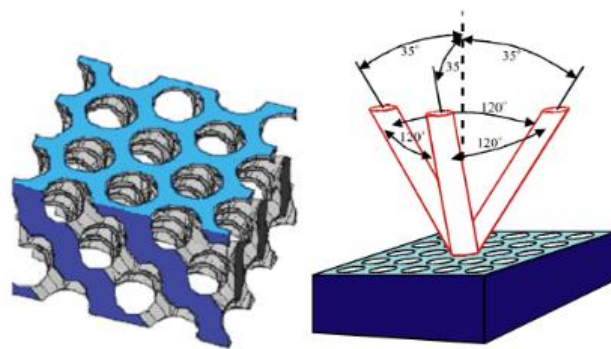


Figure 1-28: La première structure BIP 3D: la yablonovite. [26]

Pour calculer les diagrammes de bandes il faut considérer pour chaque cristal, toutes les directions de propagation possibles.

La réalisation technologique des BIP 3D est particulièrement difficile les techniques généralement mises en œuvre sont particulièrement lourdes.

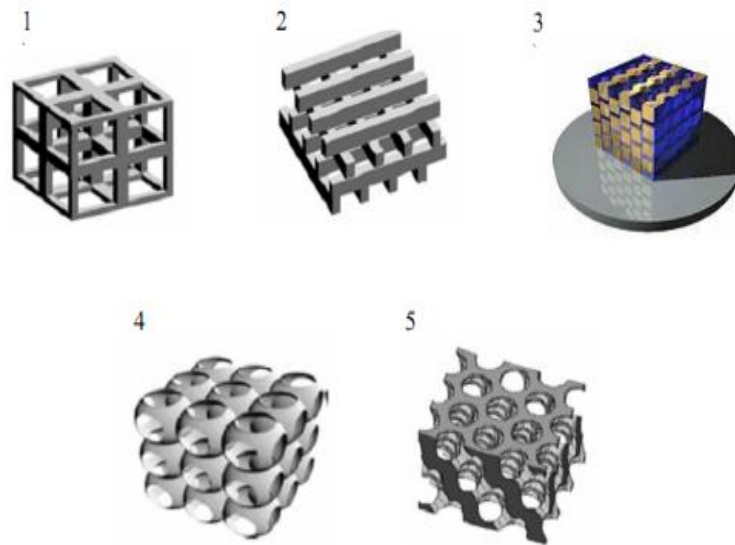


Figure I-29: Différentes structures 3D: la structure cubique (1); tas de bois (2); Structure multicouches (3); les opales (4) et la Yablonovite (5)

La première structure tridimensionnelle expérimentale avec un gap complet fut réalisée par E.Yablonovitch, dans le domaine des micro-ondes en 1991[2]. Cette structure est réalisée en perceant mécaniquement des trous selon trois axes du réseau de type diamant.

Il a été possible avec les progrès de la micro fabrication, d'observer des bandes interdites tridimensionnelles complètes dans le proche infrarouge (figure1-30) [28].

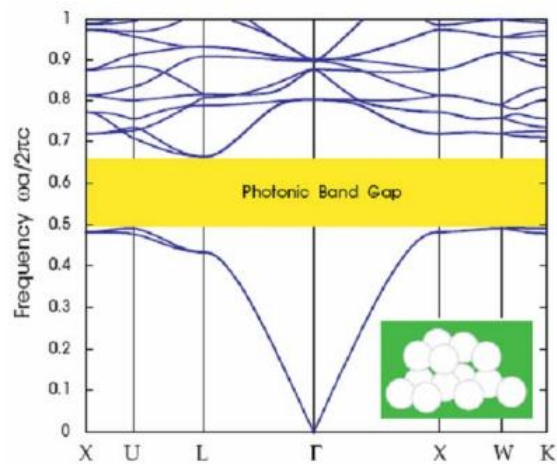


Figure I.30: Exemple d'un diagramme de bande d'un réseau diamant de sphères d'air dans un diélectrique à haute permittivité ($\epsilon=13$) [28].

I.8 Conclusion

Le cristal photonique est un matériau qui possède des propriétés diélectriques de structure de longueur d'onde changeante selon le type de cristal (1D, 2D, 3D). Ces cristaux appelés aussi des structures à bande interdite à cause de leur capacité d'interdire la propagation de la lumière. Nous avons vu aussi qu'on peut introduire des défauts dans la structure afin de guider la lumière.

Le choix porté sur les cristaux photoniques est due à la caractéristique fondamentale de la BIP. En effet, la plus grande BIP est obtenue avec un réseau triangulaire de trous d'air dans un diélectrique en polarisation TE dans un CP 2D, et c'est celui que nous allons utiliser dans cette these.

I.9 Bibliographies chapitre (I):

- [1] K. Inoue and K. Ohtaka, Photonic Crystals: Physics, Fabrication and Applications. Springer Science & Business Media, Jul. 2004
- [2] S. V. Gaponenko, V. N. Bogomolov, E. P. Petrov, et al , “Spontaneous Emission of Dye Molecules, Semiconductor Nanocrystals, and Rare-Earth Ions in Opal-Based Photonic Crystals,” J. Lightwave Technol., JLT, vol. 17, no. 11, p. 2128, Nov. 1999
- [3] M. Makarova, J. Vuckovic, H. Sanda, and Y. Nishi, “Silicon-based photonic crystal nanocavity light emitters,” Applied Physics Letters, vol. 89, no. 22, p. 221101, Nov. 2006
- [4] L. Rayleigh. On the maintenance of vibrations by forces of double frequency, and on the propagation of waves through a medium endowed with a periodic structure. Philosophical Magazine, 24(147):145–159, 1887.
- [5] T.E. Sale. Vertical cavity surface emitting lasers. Research Studies Press. Taunton, Somerset, 1995.
- [6] V.P. Bykov. Spontaneous emission in a periodic structure. J. Exp. Theor. Phys., 35:269, 1972.
- [7] K.A.meradi. F.Tayeboun” TUNABLE FILTER BASED UPON THUE-MORSE PHOTONIC CRYSTAL STRUCTURES” Journal of Russian Laser Research, Volume 36, Number 4, 2015
- [8] A. Chelnokov, S. David, K. Wang, F. Marty, and J.M. Lourtioz, “Fabrication of 2-D and 3-D Silicon Photonic Crystals by Deep Etching”, IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics 8, 919 (2002).
- [9] J. M. Gerard, J. Y. Marzin, R. Padjen, and F. R. Ladan, “Photonic bandgap of two-dimensional dielectric crystals,” Solid-State Electronics, vol. 37, no. 4, pp. 1341–1344, Apr. 1994.
- [10] J. D. Joannopoulos, « Self-assembly lights up», Nature, vol. 414, no. 6861, pp. 257-258, 2001
- [11] J. Joannopoulos, S. Johnson, and J. Winn, "Photonic Crystals: Molding the Flow of Light", Princeton University Press, Book, second edition, (304 pages), 2008.
- [12] M. Sigalas, C. M. Soukoulis, E. N. Economou, C. T. Chan, and K. M. Ho, Photonic band gaps and defects in two dimensions: Studies
- [13] F. Gadot, A. Chelnokov, A. de Lustrac, P. Crozat, J.M. Lourtioz, D. Cassagne, C. Jouanin Appl. Phys. Lett., 71, 1780-1782 (1997)
- [14] K. Sakoda: Optical Properties Of Photonic Crystals Manual, Springer, (2001)

- [15] J.D. Joannopoulos, R.D. Meade, and J.N. Winn *Photonics Crystals, Molding the Flow of Light*. Princeton, NJ: Princeton University Press, 1995
- [16] F.Tayeboun, et al « simulation and optimisation of the cavity coupled with waveguides in 2D photonic crystals » *Journal of Russian Laser Research*, vol 28, No 4, pp 393-399, (2007).
- [17] [Mek-98] A. Mekis, S. Fan, J.D. Joannopoulos *Phys. Rev. B*, vol.58, pp.4809 (1998)
- [18] R. D. Meade, K. D. Brommer, A. M. Rappe, and J. D. Joannopoulos, "Photonic bound states in periodic dielectric materials", *Physical Review B*, Vol. 44, pp. 13772-13774, 1991.
- [22] Luo, C., M. Soljaj, and J.D. Joannopoulos, "Superprism effect based on phase velocities", *Opt.Lett.*, Vol. 29, N°. 7, pp. 745-747, 2004.
- [19] Prather, D.W., et al. "Self-collimation in photonic crystal structures: a new paradigm for applications and device development", *Journal of Physics D: Applied Physics*, Vol. 9, pp. 2635, 2007.
- [20] Kosaka, H., et al. "Self-collimating phenomena in photonic crystals", *Applied Physics, Letters*, Vol. 74, N°. 9, pp. 1212-1214, 1999.
- [21] Witzens, J., M. Loncar, and A. Scherer, "Self-collimation in planar photonic crystals", *Selected Topics in Quantum Electronics, IEEE Journal*, Vol. 8, N°. 6, pp. 1246-1257, 2002.
- [22] Notomi, M., Theory of light propagation in strongly modulated photonic crystals: "Refraction like behavior in the vicinity of the photonic band gap", *Physical Review B*, Vol 62, N°. 16, pp. 10696, 2000.
- [23] TA Birks, JC Knight, and PS J Russell, "Endlessly single-mode photonic crystal fiber", *Opt. Lett.* Vol. 22, pp. 961-963, 1997.
- [24] R. D. Meade, K. D. Brommer, A. M. Rappe, and J. D. Joannopoulos, "Photonic bound states in periodic dielectric materials", *Physical Review B*, Vol. 44, pp. 13772-13774, 1991.
- [25] E. Ozbay, B. Temelkuran, and M. Bayindir, *MICROWAVE APPLICATIONS OF PHOTONIC*, *Progress In Electromagnetics Research, PIER* 41, 185–209, 2003.
- [26] E. Yablonovitch, T.J. Gmitter, R.D. Meade, A.M. Rappe, K.D. Brommer, and J. Joannopoulos. Donor and acceptor modes in photonic band structure. *Phys. Rev. Lett.*, 67:3380–3383, 1991.
- [27] E. Yablonovitch, "Inhibited spontaneous emission in solid-state physics and electronics", *Phys. Rev. Lett.*, Vol. 58, pp. 2059–2062, 1987.
- [28] Geoffrey I.N. Waterhouse, "Opal and inverse opal photonic crystals: Fabrication and characterization", *Polyhedron*, Vol 26, N° 2, 2007, pp 356-368
- [29] F. Gadot, *Modélisation et caractérisation expérimentale de matériaux à Bandes Interdites Photoniques (BIP) en Micro-Ondes*, thèse de Doctorat, Univ. De Paris sud, Janvier (1999).

Chapitre II

Méthodes Et Outils De Simulation Numériques

II-1.Introduction

L'évolution des méthodes de calcul a grandement favorisé le développement de composants optiques, il est évident que cette progression a été favorisée par l'explosion des moyens informatiques mis à notre disposition. Les méthodes de calcul pour l'analyse de problèmes électromagnétiques se scindent en trois parties: les techniques analytiques, les techniques numériques et les systèmes experts. La première repose principalement sur des simplifications de la géométrie du problème. La seconde tente de résoudre directement les équations de Maxwell par l'intermédiaire d'une discrétisation spatiale. La dernière méthode consiste à estimer les paramètres recherchés à partir de base de données que l'on enrichirait par l'intermédiaire de plan d'expérience.

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

II-2 Milieu diélectrique homogène

Les phénomènes électromagnétiques sont régis par les quatre équations de Maxwell, dans un milieu linéaire, isotrope, sans pertes, de permittivité relative $\epsilon_r(\vec{r})$ (nombre réel car le milieu est non absorbant), non magnétique (c'est à dire la perméabilité magnétique relative est égale à 1), et en l'absence de charges et courants,

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

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

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

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

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

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

$$\vec{\nabla} \wedge \left[\frac{1}{\varepsilon(\vec{r})} \vec{\nabla} \wedge \vec{H}(\vec{r}) \right] - \frac{\omega^2}{c^2} \vec{H}(\vec{r}) = 0 \quad (\text{II-3})$$

$$\vec{\nabla} \wedge (\vec{\nabla} \wedge \vec{E}(\vec{r})) - \frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon_r(\vec{r}) \cdot \vec{E}(\vec{r}) = 0 \quad (\text{II-4})$$

Dès lors, il existe plusieurs méthodes numériques de résolution du calcul. Ci-dessous, nous allons citer les méthodes des matrices de transfert, des réseaux de diffraction, la BPM et du développement sur des modes propres, méthode des ondes planes, et la FDTD (en anglais « Finite Difference Time Domain », en français « la méthode des différences finies »). Parmi celles-ci, les plus répandues sont les méthodes des ondes planes et la FDTD.

II-3 les méthodes numériques de calcul

II-3-1 La méthode des matrices de transfert

Elle est souvent utilisée pour déterminer les coefficients de réflexion et de transmission des empilements unidimensionnels [3], mais a été adaptée au cas bidimensionnel par Pendry [4,5]. La structure est divisée en une succession de couches et une matrice de transfert permet de relier les champs dans une couche à ceux de la couche précédente [6]. La fréquence est ici une

variable, et non plus une inconnue comme dans le cas des ondes planes. Ainsi, il est aussi possible, par cette méthode, de remonter à la structure de bande puisque l'on calcule les éventuels vecteurs d'onde de propagation en fonction de la fréquence. De plus, l'éventuelle dépendance en fréquence du constant diélectrique sera plus facilement prise en compte. Pour ceux qui s'intéressent à cette méthode, Le fichier source d'un programme développé dans le laboratoire de Pendry [7].

II-3-2 La méthode des réseaux de diffraction

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

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

De nombreuses améliorations et résultats ont été publiés sur cette méthode. La BPM permet d'analyser les structures non uniformes suivant une direction de propagation quelque soit monomode ou multimode, le Principe de cette technique repose sur la décomposition de la propagation d'une onde électromagnétique dans un milieu homogène sur une distance δz et d'une correction de phase due au milieu initial. La figure (II-1) résume le Principe de cette méthode.

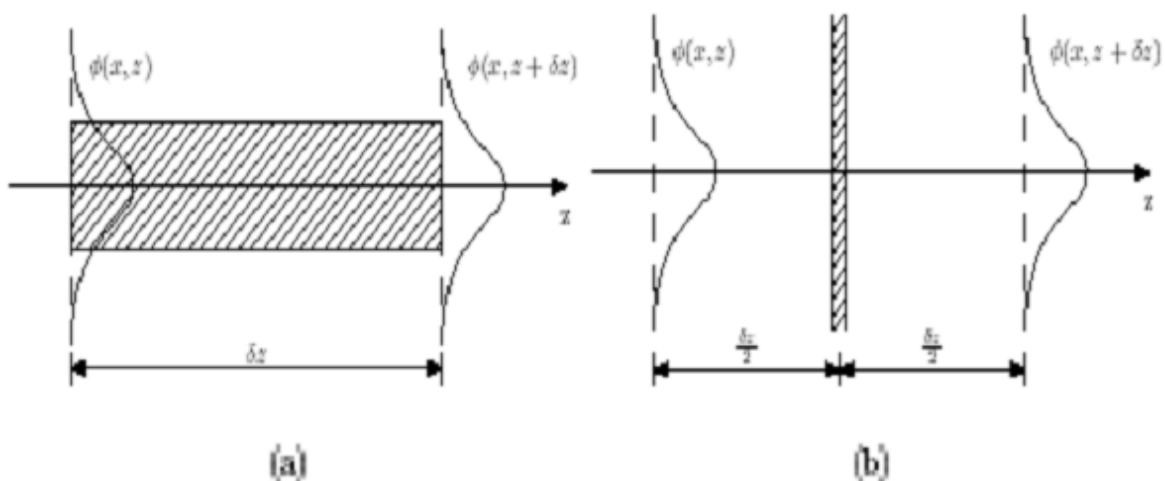


Figure (II-1): Illustration du Principe de la BPM.

La propagation de l'onde est plus aisée à réaliser dans le domaine fréquentiel à l'aide de la

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

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

Plutôt que de travailler avec une discrétisation spatiale fixée par une grille, la structure est ici décomposée suivant des plans dans lesquels l'indice optique est constant selon une direction. Les champs sont ensuite développés sur les modes propres de chaque domaine trouvé [15,16]. Ceci conduit à des temps de calcul qui peuvent être considérablement réduits, particulièrement pour des structures en couches [17].

II-3-5 Méthode des éléments finis FEM

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

II-3-6 La méthode des ondes planes (annex2)

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

Comme $\varepsilon_r(\vec{r})$ est périodique, $\vec{E}(\vec{r})$ et $\vec{H}(\vec{r})$ satisfont le théorème de Bloch et peuvent être décomposées sous la forme: $\vec{E}(\vec{r}) = u_{\vec{k}}(\vec{r}).e^{i\vec{G}\vec{r}}$ et $\vec{H}(\vec{r}) = v_{\vec{k}}(\vec{r}).e^{i\vec{G}\vec{r}}$, 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 $\varepsilon_r(\vec{r})$ en séries de Fourier: $u_{\vec{k}}(\vec{r}).e^{i\vec{G}\vec{r}}$, $\vec{E}(\vec{r}) = u_{\vec{k}}(\vec{r}).e^{i\vec{G}\vec{r}}$ et $\vec{H}(\vec{r}) = v_{\vec{k}}(\vec{r}).e^{i\vec{G}\vec{r}}$

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

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

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

Où: \vec{G} est un vecteur du réseau réciproque et où, $\varepsilon_r(\vec{G})$, $u_{\vec{k}}(\vec{G})$ et $v_{\vec{k}}(\vec{G})$ sont les composantes dans l'espace réciproque (que l'on peut déterminer par une intégrale de Fourier). Alors, par exemple, pour le champ électrique, et l'équation (II-7) devient:

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

8)

Ceci est un système linéaire. Il est de dimension infinie car il y a une infinité de vecteurs \vec{G} du réseau réciproque. Cependant, les vecteurs de grande amplitude ont un poids faible dans le calcul des bandes de faible ordre. Les développements en séries peuvent être limités à N ondes planes. Alors, en considérant les trois dimensions de l'espace; trois dimensions de l'espace, le système en séries peuvent être limités à N ondes planes. Alors, en considérant les trois dimensions de l'espace, le système est de dimension $3N$. La diagonalisation, qui doit être effectuée pour chaque valeur de \vec{k} , permet alors de déterminer les valeurs propres $W_n(\vec{k})$ (n servant à numéroter les valeurs propres). En pratique, les valeurs de \vec{k} sont limitées à certaines directions de symétrie de la première zone de Brillouin. Les courbes de dispersion du cristal photonique sont alors obtenues, 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 « super cellule ») pour tenir compte d'un défaut ponctuel ou linéaire dans le cristal (cas des cavités ou guides d'onde).

II.4 Méthode FDTD (Finite Difference Time Domain):

La méthode FDTD (Finite Difference Time Domain) est une méthode générale qui permet de simuler la plupart des systèmes [1]. Elle a été proposée pour la première fois par K. S. Yee [2]. Cette technique très utilisée en électromagnétisme consiste à discrétiser les équations de Maxwell dans l'espace et dans le domaine temporel et non dans le domaine fréquentiel, ce qui conduit à la résolution d'une équation aux différences dans le temps et le passage au domaine fréquentiel se fait par transformée de Fourier [3]. Cette méthode permet non seulement de calculer les diagrammes de bandes mais aussi de simuler l'évolution temporelle du champ électromagnétique se propageant dans les structures à cristaux photoniques, ce qui permet d'avoir des informations sur de nombreuses autres grandeurs comme le vecteur de Poynting ou l'énergie électromagnétique stockée. Par contre, elle exige une excellente résolution qui nécessite des moyens de calcul et des mémoires informatiques importantes, ce qui oblige à réduire la taille de l'espace de travail. La méthode FDTD a été retenue en raison de sa simplicité d'utilisation et d'implémentation d'une part et de son adéquation à la simulation des structures miniaturisées d'autre part. De plus, elle opère directement dans le domaine temporel.

II.5 Modélisation FDTD:

La FDTD (Finite Difference Time Domain) est une méthode de résolution directe des équations de Maxwell dans le domaine temporel; elle utilise l'outil numérique des différences finies.

II.5.1 Principes de base:

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



$$\frac{\partial \vec{E}_x}{\partial t} = \frac{1}{\varepsilon} \left[\frac{\partial \vec{H}_z}{\partial y} - \frac{\partial \vec{H}_y}{\partial z} \right] \quad (\text{II-9})$$

$$\frac{\partial \vec{E}_y}{\partial t} = \frac{1}{\varepsilon} \left[\frac{\partial \vec{H}_x}{\partial z} - \frac{\partial \vec{H}_z}{\partial x} \right] \quad (\text{II-10})$$

$$\frac{\partial \vec{E}_z}{\partial t} = \frac{1}{\varepsilon} \left[\frac{\partial \vec{H}_y}{\partial x} - \frac{\partial \vec{H}_x}{\partial y} \right] \quad (\text{II-11})$$

$$\frac{\partial \vec{H}_x}{\partial t} = -\frac{1}{\mu} \left[\frac{\partial \vec{E}_z}{\partial y} - \frac{\partial \vec{E}_y}{\partial z} \right] \quad (\text{II-12})$$

$$\frac{\partial \vec{H}_y}{\partial t} = -\frac{1}{\mu} \left[\frac{\partial \vec{E}_x}{\partial z} - \frac{\partial \vec{E}_z}{\partial x} \right] \quad (\text{II-13})$$

$$\frac{\partial \vec{H}_z}{\partial t} = -\frac{1}{\mu} \left[\frac{\partial \vec{E}_y}{\partial x} - \frac{\partial \vec{E}_x}{\partial y} \right] \quad (\text{II-14})$$

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

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

$$\frac{\partial \vec{H}_x}{\partial t} = \frac{1}{\mu} \left[-\frac{\partial \vec{E}_z}{\partial y} \right] \quad (\text{II-15})$$

$$\frac{\partial \vec{H}_y}{\partial t} = \frac{1}{\mu} \left[-\frac{\partial \vec{E}_z}{\partial x} \right] \quad (\text{II-16})$$

$$\frac{\partial \vec{E}_z}{\partial t} = \frac{1}{\varepsilon} \left[\frac{\partial \vec{H}_y}{\partial x} - \frac{\partial \vec{H}_x}{\partial y} \right] \quad (\text{II-17})$$

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

$$\frac{\partial \vec{H}_z}{\partial t} = -\frac{1}{\mu} \left[\frac{\partial \vec{E}_y}{\partial x} - \frac{\partial \vec{E}_x}{\partial y} \right] \quad (\text{II-18})$$

$$\frac{\partial \vec{E}_x}{\partial t} = \frac{1}{\varepsilon} \left[\frac{\partial \vec{H}_z}{\partial y} \right] \quad (\text{II-19})$$

$$\frac{\partial \vec{E}_y}{\partial t} = \frac{1}{\varepsilon} \left[-\frac{\partial \vec{H}_z}{\partial x} \right] \quad (\text{II-20})$$

Nous pouvons traiter de manière indépendante la propagation de ces deux types de champ électromagnétiques. Pour l'étude de dispositifs à cristaux photoniques, nous serons amenés à utiliser cet outil pour le seul mode TE. Pour obtenir des compléments d'information sur la méthode, on se reportera à la référence suivante [4].

Numérisation:

La résolution numérique des équations de Maxwell s'appuie sur une discrétisation spatiale et temporelle aux différences finies. Après avoir échantillonné le plan de travail (maillage $\Delta x = \Delta y = \Delta z$) et le temps (Δt), nous approchons les dérivées premières spatiales et temporelles des différentes composantes par leur développement de Taylor avec une erreur du deuxième ordre. Cela permet de remplacer les dérivées partielles par les différences finies. Une implémentation courante et efficace repose sur le maillage de Yee [2]. Après la discrétisation des équations de Maxwell à partir de l'approximation de la dérivée centrée, dans le temps et dans l'espace, on obtient les six équations suivantes :

$$H_x^{n+\frac{1}{2}}(i, j, k) = H_x^{n-\frac{1}{2}}(i, j, k) - \frac{\Delta t}{\mu} \left[\frac{E_z^n(i, j+\frac{1}{2}, k) - E_z^n(i, j-\frac{1}{2}, k)}{\Delta y} - \frac{E_y^n(i, j, k+\frac{1}{2}) - E_y^n(i, j, k-\frac{1}{2})}{\Delta z} \right] \quad (\text{II-21})$$

$$H_y^{n+\frac{1}{2}}(i, j, k) = H_y^{n-\frac{1}{2}}(i, j, k) - \frac{\Delta t}{\mu} \left[\frac{E_x^n(i, j, k+\frac{1}{2}) - E_x^n(i, j, k-\frac{1}{2})}{\Delta z} - \frac{E_z^n(i+\frac{1}{2}, j, k) - E_z^n(i-\frac{1}{2}, j, k)}{\Delta x} \right] \quad (\text{II-22})$$

$$H_z^{n+\frac{1}{2}}(i, j, k) = H_z^{n-\frac{1}{2}}(i, j, k) - \frac{\Delta t}{\mu} \left[\frac{E_y^n(i+\frac{1}{2}, j, k) - E_y^n(i-\frac{1}{2}, j, k)}{\Delta x} - \frac{E_x^n(i, j+\frac{1}{2}, k) - E_x^n(i, j-\frac{1}{2}, k)}{\Delta y} \right] \quad (\text{II-23})$$

$$E_x^{n+1}(i, j, k) = E_x^n(i, j, k) + \frac{\Delta t}{\varepsilon} \left[\frac{H_z^{n+\frac{1}{2}}(i, j+\frac{1}{2}, k) - H_z^{n+\frac{1}{2}}(i, j-\frac{1}{2}, k)}{\Delta y} - \frac{H_y^{n+\frac{1}{2}}(i, j, k+\frac{1}{2}) - H_y^{n+\frac{1}{2}}(i, j, k-\frac{1}{2})}{\Delta z} \right] \quad (\text{II-24})$$

$$E_y^{n+1}(i, j, k) = E_y^n(i, j, k) + \frac{\Delta t}{\varepsilon} \left[\frac{H_x^{n+\frac{1}{2}}(i, j, k+\frac{1}{2}) - H_x^{n+\frac{1}{2}}(i, j, k-\frac{1}{2})}{\Delta z} - \frac{H_z^{n+\frac{1}{2}}(i+\frac{1}{2}, j, k) - H_z^{n+\frac{1}{2}}(i-\frac{1}{2}, j, k)}{\Delta x} \right] \quad (\text{II-25})$$

$$E_z^{n+1}(i, j, k) = E_z^n(i, j, k) + \frac{\Delta t}{\varepsilon} \left[\frac{H_y^{n+\frac{1}{2}}(i+\frac{1}{2}, j, k) - H_y^{n+\frac{1}{2}}(i-\frac{1}{2}, j, k)}{\Delta x} - \frac{H_x^{n+\frac{1}{2}}(i, j+\frac{1}{2}, k) - H_x^{n+\frac{1}{2}}(i, j-\frac{1}{2}, k)}{\Delta y} \right] \quad (\text{II-26})$$

II. 5. 2. 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 [15]. Elle s'applique à toute dérivée partielle, quelle 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 f de variable x , continue et dérivable jusqu'à l'ordre n .

$$f\left(x_0 + \frac{\Delta x}{2}\right) = f(x_0) + \left(\frac{\Delta x}{2}\right) f'(x_0) + \frac{1}{2!} \left(\frac{\Delta x}{2}\right)^2 f''(x_0) + \frac{1}{3!} \left(\frac{\Delta x}{2}\right)^2 f'''(x_0) + \dots \frac{1}{n!} \left(\frac{\Delta x}{2}\right)^n f^{(n)}(x_0) + \dots \quad (\text{II-27})$$

$$f\left(x_0 - \frac{\Delta x}{2}\right) = f(x_0) - \left(\frac{\Delta x}{2}\right) f'(x_0) + \frac{1}{2!} \left(\frac{\Delta x}{2}\right)^2 f''(x_0) - \frac{1}{3!} \left(\frac{\Delta x}{2}\right)^2 f'''(x_0) + \dots \frac{(-1)^n}{n!} \left(\frac{\Delta x}{2}\right)^n f^{(n)}(x_0) + \dots \quad (\text{II-28})$$

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 :

$$f'(x_0) = \frac{f\left(x_0 + \frac{\Delta x}{2}\right) - f\left(x_0 - \frac{\Delta x}{2}\right)}{\Delta x} + \theta(\Delta x^2) \quad (\text{II-29})$$

$\theta(\Delta x^2)$ 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 en comparaison avec ceux donnés par d'autres types d'approximations dites droites ou gauches et décrites respectivement par les formules (II. 18) et (II.19).

$$f(x_0) = \frac{f\left(x_0 + \frac{\Delta x}{2}\right) - f(x_0)}{\Delta x} + \theta(\Delta x^2) \quad (\text{II-30})$$

$$f(x_0) = \frac{f(x_0) - f\left(x_0 - \frac{\Delta x}{2}\right)}{\Delta x} + \theta(\Delta x^2) \quad (\text{II-31})$$

L'approximation centrée a été utilisée 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. 2) au centre d'un intervalle Δx en se basant sur les valeurs de la fonction aux extrémités.

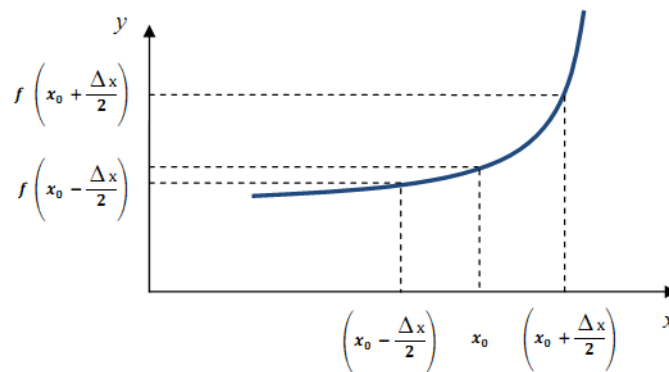


Figure (II. 2): Point d'évaluation du calcul de la dérivée centrée.

L'expression (II.17) peut être appliquée, par exemple à la première équation du système (II.2), pour approcher à la fois la dérivée temporelle et les dérivées spatiales, en négligeant l'erreur θ (Δx^2) La première équation du système (II.2) est complètement discrétisé et devient :

$$\frac{H_x\left(x,y,z,t+\frac{\Delta t}{2}\right) - H_x\left(x,y,z,t-\frac{\Delta t}{2}\right)}{\Delta t} = -\frac{1}{\mu} \left[\frac{E_x\left(x,y,z,t+\frac{\Delta t}{2},t\right) - E_x\left(x,y,z,t-\frac{\Delta t}{2},t\right)}{\Delta z} - \frac{E_z\left(x,y,z,t+\frac{\Delta t}{2},z,t\right) - E_z\left(x,y,z,t-\frac{\Delta t}{2},z,t\right)}{\Delta z} \right] \quad (\text{II-32})$$

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. 3) ainsi que le maillage temporel présenté en figure (II. 4). Le volume de calcul est divisé en $N_x \times N_y \times N_z$ cellules élémentaires de dimensions $\Delta x \times \Delta y \times \Delta z$, appelées cellules de Yee [15] (cube de Yee $\Delta x = \Delta y = \Delta z$), où $A_n(i, j, k)$ représente la composante de champ \vec{A} de la cellule (i, j, k) évaluée à l'instant d'échantillonnage $n \times \Delta t$.

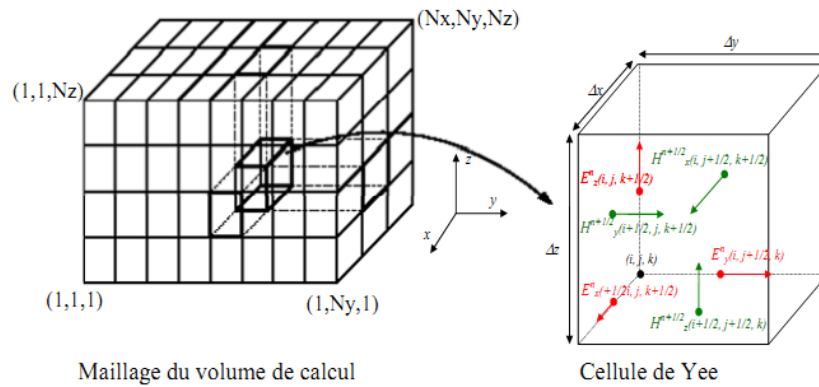


Figure (II. 3): Discretisation spatiale du volume de calcul à l'aide de la cellule de Yee.

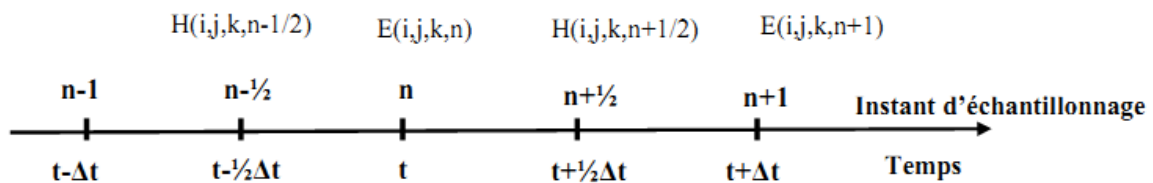


Figure II. 4: Discretisation temporelle.

II.5.3. Contraintes sur le choix des paramètres d'échantillonnage:

Le maillage de la surface de travail entraîne une incertitude sur les motifs géométriques simulés, qui se traduira par une dispersion purement numérique. Il est donc primordial de minimiser cette incertitude. Le saucissonnage de la structure devra révéler des longueurs caractéristiques suffisamment petites devant les longueurs d'ondes de travail. Concrètement, pour simuler nos structures, nous prendrons un maillage $\Delta x \leq \frac{\lambda}{10}$, $(\Delta x, \Delta y) \leq \frac{\lambda}{10}$ et $(\Delta x, \Delta y, \Delta z) \leq \frac{\lambda}{10}$ Pour les cas 1D, 2D, et 3D respectivement, avec Δx , Δy et Δz sont les pas de discrétisation spatiale. L'approximation des dérivées partielles par des différences centrées

peut engendrer des solutions numériques non physiques. Des valeurs quelconques des pas de discrétisations peuvent mener vers des solutions infinies du champ électromagnétique. Pour éviter ce problème d'instabilité, les pas de discrétisation spatiale et temporelle doivent satisfaire le critère suivant [5].

$$\text{dans le cas 1D: } \Delta t \leq \frac{\Delta x}{c}$$

$$\text{dans le cas 2D: } \Delta t \leq \frac{1}{c \sqrt{\left(\frac{1}{\Delta x}\right)^2 + \left(\frac{1}{\Delta y}\right)^2}}$$

$$\text{dans le cas 3D: } \Delta t \leq \frac{1}{c \sqrt{\left(\frac{1}{\Delta x}\right)^2 + \left(\frac{1}{\Delta y}\right)^2 + \left(\frac{1}{\Delta z}\right)^2}}$$

Avec Δt , est le pas de discrétisation temporelle et c est représenté la célérité.

II.6. Les conditions aux limites:

Les conditions aux limites constituent un point très important dans cette méthode, elles se divisent en deux familles: les conditions aux limites d'absorptions, et les conditions aux limites périodiques. (Annexe 3)

a. Conditions aux limites d'absorption:

Pour des raisons évidentes de volume de calcul et par conséquent de temps et de quantité de mémoire utilisés, nous sommes contraints de limiter le volume de simulation. Pour étudier un domaine ouvert, les conditions aux limites généralement utilisées sont les conditions absorbantes (Absorbing Boundary Conditions). Les couches parfaitement adaptées PML sont certainement les conditions d'absorption les plus performantes aujourd'hui. Elles permettent de descendre à des réflexions en amplitude de l'ordre de 10^{-5} , sur une très large gamme d'incidences et de fréquences. Parmi les techniques ABC les plus fréquemment employées, on peut citer les PMLs de Bérenger [10], leur formulation anisotrope de Gedney [7]. Les PML de Bérenger entourent un objet à modéliser, ont la propriété d'absorber une onde en incidence quelconque sans réflexion vers l'objet. Sans ces couches d'absorption, des réflexions non physiques et parasites, apparaissent et perturbent le signal physique réel. Ces conditions sont basées sur le principe d'adaptation d'impédance à l'interface entre deux milieux de même indice mais dont l'un est absorbant de conductivité électrique σ^e et magnétique σ^m non nulles (figure II. 5). Cette condition d'adaptation s'exprime:

$$e^x = \frac{\partial^e}{\varepsilon} = \frac{\partial^m}{\mu_0} \quad (\text{II-33})$$

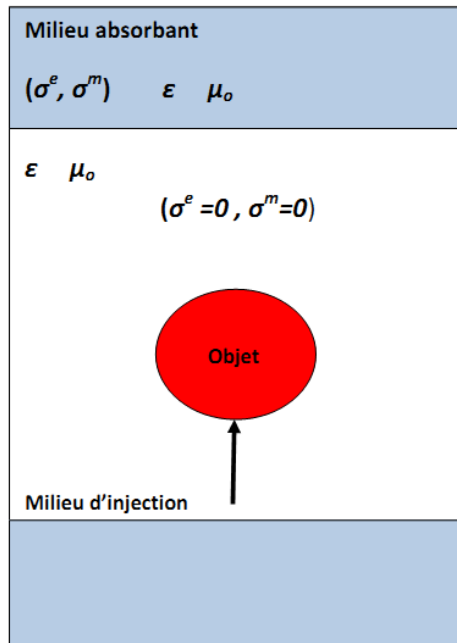


Figure (II.5): Principe d'adaptation d'impédance.

Pour optimiser l'absorption et minimiser les réflexions parasites engendrées par l'absorption forte de l'onde dans le milieu PML, on impose une augmentation progressive de façon polynomiale de l'absorption σ ; dans la couche PML :

$$\sigma = \left(\frac{x_{pml}}{e_{pml}} \right)^m \sigma_{max} \quad (\text{II-34})$$

x_{pml} Est la profondeur dans le milieu PML mesurée à partir de l'interface, $MK=L$ représente l'épaisseur de la couche PML et σ_{max} la conductivité maximale et N dénote le degré de la loi polynomiale qui est généralement égal 2. L'onde arrivant du milieu incident n'est pas réfléchiée vers celui-ci et se trouve atténuée dans le milieu absorbant. Mais dans ce cas, l'adaptation d'impédance qu'à incidence normale, des réflexions parasites dans l'interface apparaît dans le cas où l'onde arrive à incidence oblique. Pour y remédier, Bérenger a proposé un milieu absorbant artificiellement biaxe. L'absorption est non nulle suivant la normale à l'interface entre les deux milieux et elle est nulle suivant l'axe parallèle à l'interface (figure II. 6). Dans le milieu PML, l'onde plane incidente est décomposée fictivement en deux ondes:

- 1) Une onde se propageant sous incidence normale, elle est atténuée et absorbée par le milieu PML et ne subit qu'une très faible réflexion vers le milieu incident.
- 2) Une deuxième onde à incidence rasante qui ne subit aucune absorption dans le milieu PML. Cette onde, se propageant parallèlement à l'interface entre les deux milieux ne subit

aucune réflexion et voit le milieu identique à celui de la fenêtre principale.

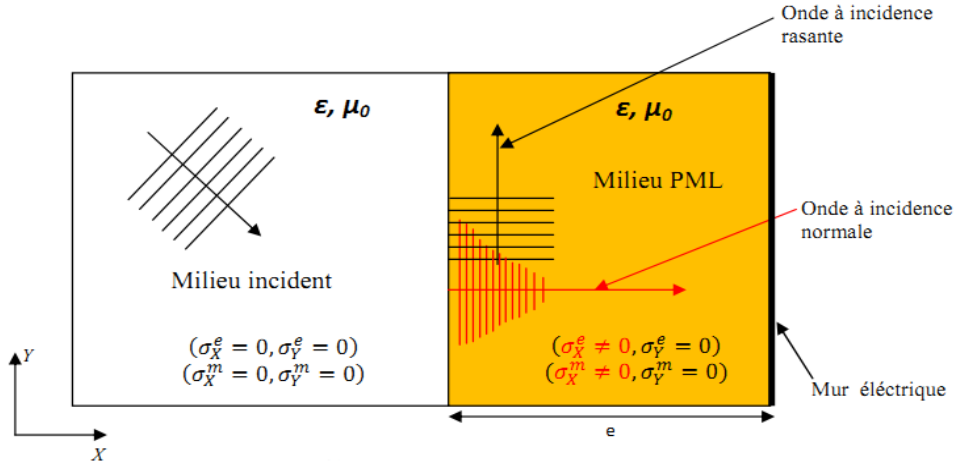


Figure (II. 6): Principe de fonctionnement d'une PML.

L'absorption part de zéro à l'interface PML-domaine de calcul et augmente pour atteindre sa valeur maximale au bord extérieur de la PML. La condition de Mur électrique qui consiste à forcer à zéro les composantes tangentielles du champ électrique est appliquée sur le bord extérieur de la couche PML (figure II.7), et les composantes tangentielles du champ magnétique sont annulées par le calcul FDTD. Dans le milieu PML, les composantes électriques et magnétiques sont dédoublées. [8, 9, 10] .Au total, on obtient 12 composantes électromagnétiques (équations II.35).

$$\begin{cases}
 \left(\epsilon \frac{\partial}{\partial t} + \sigma_y\right) E_{xy} = \frac{\partial}{\partial y} (H_{zx} + H_{zy}) \\
 \left(\epsilon \frac{\partial}{\partial t} + \sigma_z\right) E_{xz} = -\frac{\partial}{\partial z} (H_{yx} + H_{yz}) \\
 \left(\epsilon \frac{\partial}{\partial t} + \sigma_z\right) E_{yz} = \frac{\partial}{\partial z} (H_{xy} + H_{xz}) \\
 \left(\epsilon \frac{\partial}{\partial t} + \sigma_x\right) E_{yx} = -\frac{\partial}{\partial x} (H_{zx} + H_{zy}) \\
 \left(\epsilon \frac{\partial}{\partial t} + \sigma_x\right) E_{zx} = \frac{\partial}{\partial x} (H_{yx} + H_{zyz}) \\
 \left(\epsilon \frac{\partial}{\partial t} + \sigma^*y\right) E_{zy} = -\frac{\partial}{\partial z} (H_{xy} + H_{xz}) \\
 \left(\mu \frac{\partial}{\partial t} + \sigma^*y\right) H_{xy} = -\frac{\partial}{\partial y} (E_{zx} + E_{zy}) \\
 \left(\mu \frac{\partial}{\partial t} + \sigma^*z\right) H_{xz} = \frac{\partial}{\partial z} (E_{yx} + E_{yz}) \\
 \left(\mu \frac{\partial}{\partial t} + \sigma^*z\right) H_{yz} = -\frac{\partial}{\partial z} (H_{xy} + H_{xz}) \\
 \left(\mu \frac{\partial}{\partial t} + \sigma^*x\right) H_{yx} = \frac{\partial}{\partial x} (E_{zx} + E_{zy}) \\
 \left(\mu \frac{\partial}{\partial t} + \sigma^*x\right) H_{zx} = -\frac{\partial}{\partial x} (E_{yx} + E_{yz}) \\
 \left(\mu \frac{\partial}{\partial t} + \sigma^*y\right) H_{zy} = \frac{\partial}{\partial y} (E_{xy} + E_{xz})
 \end{cases} \tag{II-35}$$

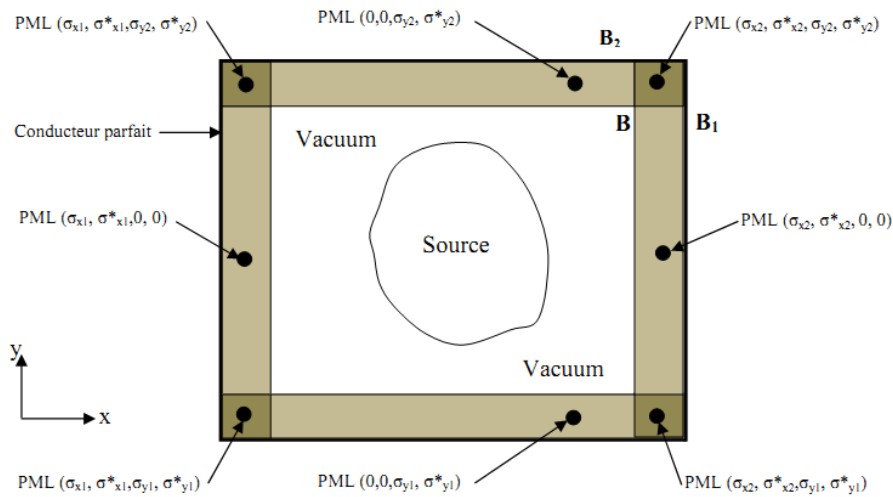


Figure (II. 7): Domaine de calcul FDTD entouré de PML.

Pour résoudre les équations précédentes dans le milieu PML, il faut les discrétiser aux différences centrées dans l'espace et dans le temps. Notons aussi que les PMLs de type Bérenger ont deux limitations importantes: d'une part, elles n'absorbent pas les ondes évanescentes, et d'autre part, elles ne sont pas adaptées à la simulation des milieux dispersifs. D'autres modèles de conditions aux limites comme celles de type UPML (Uniaxial Perfectly Matched Layer) ou CPML (Convolution Perfectly Matched Layer) ayant une interprétation physique ont été développées comme ceux qui utilisent des matériaux anisotropes et qui permettent d'absorber les ondes évanescentes et qui simulent des milieux dispersifs. On peut encore utiliser les conditions de MUR [11] (basés sur les équations d'Engquist-Majda [12]).

b. Les conditions de MUR :

Les conditions aux limites développées par MUR [11] se fondent sur des résultats et équations énoncés par Engquist-Majda en 1977 [12], la condition n'est opérationnelle que dans le cas d'un maillage cartésien et le principe repose sur la factorisation des opérations des dérivées partielles dans l'équation d'onde. Ces conditions aux limites permettent d'obtenir une réflexion aux frontières de l'ordre de $1/100$ (rapport des amplitudes). L'équation d'onde peut s'écrire pour une onde électromagnétique sous la forme:

$$\frac{\partial^2 \mu}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \mu}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \mu}{\partial z^2} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \mu}{\partial t^2} \tag{II-36}$$

Ou u est une composante quelconque parmi les six composantes du champ électromagnétique. L'équation peut se récrire en utilisant un opérateur L appliqué à la composante u , avec:

$$L = \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2}$$

On peut écrire l'opérateur sous la forme du produit de deux opérateurs où: $e^x L_x^+$ et L_x^-

$$L_x^\pm = \frac{\partial}{\partial x} \pm \frac{1}{c} \frac{\partial}{\partial t} \sqrt{1 - \left(\frac{\frac{\partial}{\partial y}}{\frac{1}{\partial}}\right)^2 - \left(\frac{\frac{\partial}{\partial z}}{\frac{1}{\partial}}\right)^2} \quad (\text{II-37})$$

Cette factorisation induit la considération d'une propagation le long de l'axe des x (d'où l'indice x). Engquist et Majda ont montré que l'égalité fonctionnelle $L^\pm u = 0$ déterminait les conditions sur les composantes tangentielles du champ pour éliminer l'onde réfléchie en bordure du domaine de calcul. Considérons une onde plane se propageant dans le sens des x croissants et incidente sur la paroi $x=d$. Autour de l'incidence normale, on peut considérer que les dérivées suivants y et z sont petites par rapport à la dérivée temporelle, et donc en notant:

$$S_y = \frac{\frac{\partial}{\partial y}}{\frac{1}{\partial}} \quad S_z = \frac{\frac{\partial}{\partial z}}{\frac{1}{\partial}} \quad L_x^\pm = \frac{\partial}{\partial x} \pm \frac{1}{c} \frac{\partial}{\partial t} \sqrt{1 - \left(\frac{\frac{\partial}{\partial y}}{\frac{1}{\partial}}\right)^2 - \left(\frac{\frac{\partial}{\partial z}}{\frac{1}{\partial}}\right)^2}$$

On peut écrire:

$$e^x \sqrt{1 - s_y^2 - s_z^2} \approx 1 - \frac{1}{2} s_z^2$$

L'opérateur L s'écrit alors: $L_x^+ = \frac{x}{\partial x} + \frac{1}{c} \frac{\partial}{\partial t} \left(1 - \frac{1}{2} - \frac{1}{2} S_z^2\right)$

Et avec la condition $L^\pm u = 0$, l'équation différentielle pour $x=d$ se réduit à :

$$\frac{\partial^2 u}{\partial x \partial t} - \frac{1}{c} \frac{\partial^2 u}{\partial t^2} = 0 \quad (\text{II-38})$$

Cette équation exprime les conditions de Mur au second ordre. A l'examen de cette équation,

on peut formuler deux remarques: $\frac{\partial^2}{\partial x \partial t} - \frac{1}{c} \frac{\partial^2}{\partial t^2} = 0$

$$\frac{\partial^2}{\partial x \partial t} - \frac{1}{c} \frac{\partial^2}{\partial t^2} = 0 \quad (\text{II-39})$$

- La solution n'est strictement valable que pour une incidence normale. Des réflexions parasites apparaîtront lorsqu'on s'en écartera.
- Les conditions sont les mêmes pour les champs électrique et magnétique.

c. Conditions aux limites périodiques:

Ces conditions s'appliquent sur des structures périodiques qui se répètent jusqu'à l'infini. En raison de la symétrie, on ne prend qu'une seule maille élémentaire (figure II.8). La condition périodique est une condition de Bloch de la forme:

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

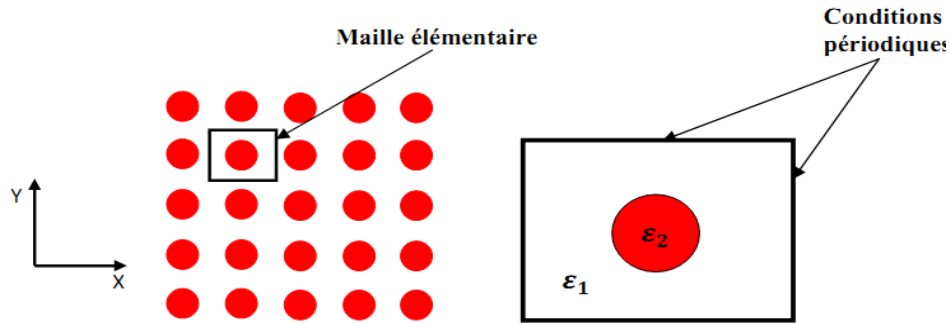


Figure (II. 8): Structure périodique 2D et maille élémentaire.

$$\left\{ \begin{array}{l} \vec{E}(x=0, y, t) = \vec{E}(x=0, y, t) e^{-ik_x a} \\ \vec{E}(x, y=a, t) = \vec{E}(x, y=0, t) e^{-ik_x a} \\ \vec{H}(x=a, y, t) = \vec{H}(x=0, y, t) e^{-ik_x a} \\ \vec{H}(x, y=a, t) = \vec{H}(x, y=0, t) e^{-ik_x a} \end{array} \right. \quad (\text{II-40})$$

L'intérêt de cette condition est qu'il montre que l'on a uniquement besoin de connaître E ou bien H sur la maille élémentaire du cristal, les valeurs se reproduisent dans les autres mailles. Les vecteurs k sont appelés vecteurs de Bloch, et les fonctions d'ondes (E et H) sont les fonctions de Bloch.

II.7. Conditions d'injections et de détections

L'ensemble des relations qui viennent d'être établies nous permet à priori de calculer n'importe quel champ électrique ou magnétique, en tout point de l'espace de travail et à l'instant désiré. Il nous reste à définir les conditions d'injections. Le code FDTD disponible au laboratoire est pourvu de deux méthodes d'injections, et de deux méthodes de détections complémentaires. Ces deux méthodes sont; la détection et l'injection par un dipôle, en se limitant à la l'incidence normale à la structure. Ou bien la détection et l'injection à travers la surface de «Huygens», si on cherche à exciter la structure latéralement.

II-7-1 Approche guidée

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

$$E_{tot} = E_{inc} + E_{ref} \quad (II-41)$$

$$H_{tot} = H_{inc} + H_{ref} \quad (II-42)$$

Où E_{inc} et H_{inc} représentent les champs incidents supposés connus en tout point de la surface de travail. E_{ref} et H_{ref} sont les valeurs des champs réfléchis. Pour illustrer la simulation, prenons l'exemple de la structure représentée dans la figure (II-9). Il s'agit d'un guide d'onde plan d'insertion communiquant avec un dispositif quelconque, qui est lui-même relié à un guide d'onde plan de sortie.

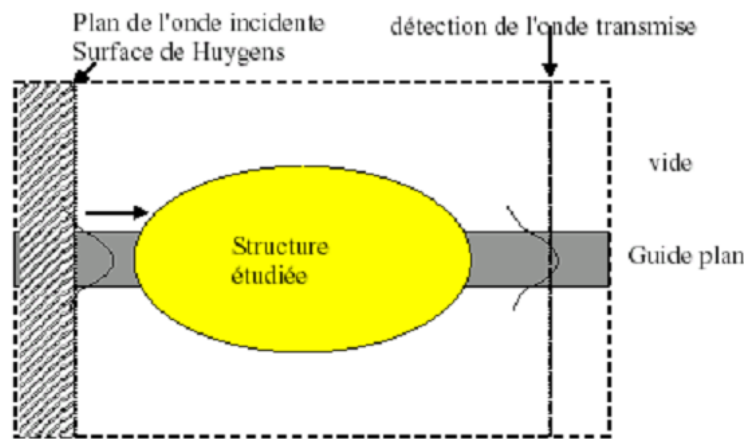


Figure (II-9): Plan de travail utilisé par la simulation FDTD

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

L'utilisateur choisit le guide d'onde (réel ou fictif), support de la lumière injectée, et le programme calcule la constante de propagation et le profil des modes du guide. Les champs E et H incidents seront définis par ces modes propres. La réponse de notre système à une excitation donnée sera enregistrée grâce encore une fois à l'utilisation d'un guide d'onde.

La détection se fait par l'intermédiaire d'un "filtre" correspondant au profil du mode guidé injecté. Les profils des champs, associés au signal transmis (réfléchis) après interaction avec le dispositif étudié, sont projetés sur les profils des modes propres du guide. Le calcul du recouvrement, soumis à une transformée de Fourier (TF), nous fournira les coefficients de transmission (réflexion).

II-7-2 Approche source ponctuelle

Cette approche [1] consiste simplement à réaliser une excitation et une détection ponctuelles. Elle simule une source de type dipôle particulièrement adaptée à une étude des fréquences de résonance d'une cavité quelconque (extraction des fréquences propres).

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

II.7.3 L'excitation

a. Définition:

Le choix de l'excitation dépend de plusieurs facteurs, parmi lesquels le type de la source à étudier et la bande de fréquence ciblée. L'excitation se traduira par un signal numérique qui va se propager dans la structure. Cette variation imposée à un endroit approprié du maillage, a une forme, une durée, et un emplacement particulier. Numériquement, on peut choisir une forme arbitraire pour l'excitation. On a toutefois intérêt pour des problèmes de convergence des résultats, à choisir une excitation proche de la forme du champ réel dans la structure.

b. Choix de l'impulsion gaussienne:

Il est souhaitable d'utiliser une excitation capable de remplir certaines conditions, commune étude sur une large bande spectrale, d'une durée temporelle raisonnable, continue, et facilement interprétable. A partir de toutes ces données, on peut dire que l'excitation la mieux adaptée est une Gaussienne dont l'équivalent fréquentiel est une «demi-gaussienne". En effet son expression analytique est simple, le spectre en fréquence est facilement contrôlable. Le signal est bornée dans le temps, son évolution est lisse et ne présente pas de variation trop rapide qui pourraient générer des erreurs de calcul. Le fait d'utiliser la gaussienne permet en une simulation de connaître, en faisant une transmission de Fourier, la réponse sur une large bande de fréquence. Il est difficile dans la réalité, de reproduire une telle excitation de façon expérimentale. Mais la forme choisie n'intervient que pour la simulation, comme un intermédiaire de calcul qui permet de connaître la réponse du système sur une large bande de

fréquence. Une source gaussienne sera définie de la façon suivante [13]:

$$U(t) = U_0 \exp\left(-\frac{(t-t_0)^2}{T^2}\right) \quad (\text{II-43})$$

Où U_0 représente l'amplitude de la gaussienne, $t = n\Delta t$ (n est le nombre d'itérations et Δt est le pas temporel), t_0 désigne le retard par rapport à l'instant $t = 0$. T est proportionnelle à la largeur à mi-hauteur de la gaussienne (σ). T et la fréquence maximale de la bande étudiée f_{max} sont reliés par l'expression :

$$T \approx \frac{1}{2f_{max}} \quad (\text{II-44})$$

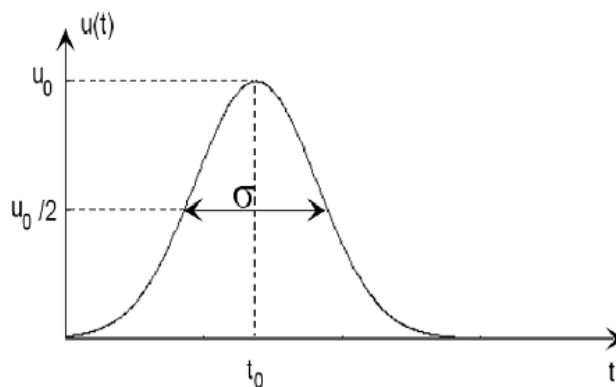


Figure (II. 10): Allure temporelle de la gaussienne

En ce qui concerne le signal gaussien, son caractère lisse et sans discontinuité a l'avantage de ne pas produire d'erreurs numériques causées le plus souvent par des sauts de valeur. En effet, ces sauts de valeur génèrent de façon artificielle des composantes spectrales de haute fréquence. Une attention particulière s'impose donc afin d'éviter ce type d'erreur car il n'est pas impossible que des sauts de valeur se glissent à l'instant zéro. On explique cela par le fait que la méthode des différences finies qui est une méthode numérique peut présenter ce type de risque car à l'instant initial, le volume de calcul présente des valeurs nulles. C'est pour cette raison que t_0 (figure II. 10) est un paramètre qui établit le décalage de la gaussienne dans le temps. On veillera à le calculer de façon très minutieuse, on prend pour t_0 la valeur suivante:

$$t_0 = 3T \quad (\text{II-45})$$

Mais si nous voulons fixer t_0 à une valeur donnée, nous l'introduisons de la manière suivante:

$$t_0 = T \sqrt{-\ln\left(\frac{u(0)}{u_0}\right)} \quad (\text{II-46})$$

$u(0)$ est la valeur recherchée pour la gaussienne au temps initial.

Le spectre en fréquence d'un signal gaussien (II.47) a une forme gaussienne:

$$u(f) = \sqrt{\pi} U_0 T \exp(-\pi^2 f^2 T^2) \quad (\text{II-47})$$

Les évolutions temporelles et fréquentielles d'un signal gaussien ont la même forme analytique, mais la largeur du spectre de fréquence ne dépend que de T, c'est-à-dire de la valeur de sigma (II.49). Il suffit donc d'ajuster la largeur à la demi-hauteur σ du signal analytique temporel. Nous choisissons de prendre comme fréquence maximale de travail, celle où la valeur du spectre est égale à 10% de la valeur à $f = 0$. Une solution approximative est donnée par :

$$f_{max} = \frac{1}{2T} = \frac{0.83}{\sigma} \quad (\text{II-48})$$

Le choix de σ n'est donc pas arbitraire, il est fonction de la largeur de bande de l'analyse et découle de l'équation précédente. L'autre point important est le temps d'échantillonnage de la gaussienne. Il est représenté ci-dessous par le nombre d'incrémentations:

$$n_{ech} = \frac{2t_0}{\Delta t} \quad (\text{II-49})$$

Par exemple, en prenant une fréquence maximale de 20 GHz, nous obtenons, si on prend un maillage de dimension $\lambda_g/15$, un pas spatial égal à $\Delta = 0.3 \mu\text{m}$ et un pas temporel égal à $\Delta t = 5.6 \cdot 10^{-13}$ s. [13] L'allure de la gaussienne en temps est représentée ci-dessous par la figure (II. 11).

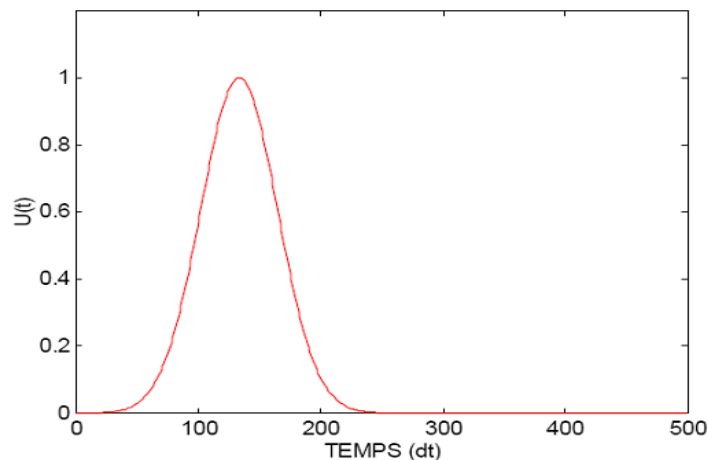


Figure (II. 11): La gaussienne dans le domaine temporel [13].

II. 8. 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 critères de stabilité a été décrit dans (annexe 1)

$$\Delta t \leq \frac{1}{c \sqrt{\left(\frac{1}{\Delta x}\right)^2 + \left(\frac{1}{\Delta y}\right)^2}} \quad (\text{II-50})$$

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 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. 12) permettant d'avoir l'évolution temporelle des champs électriques et magnétiques [16]:

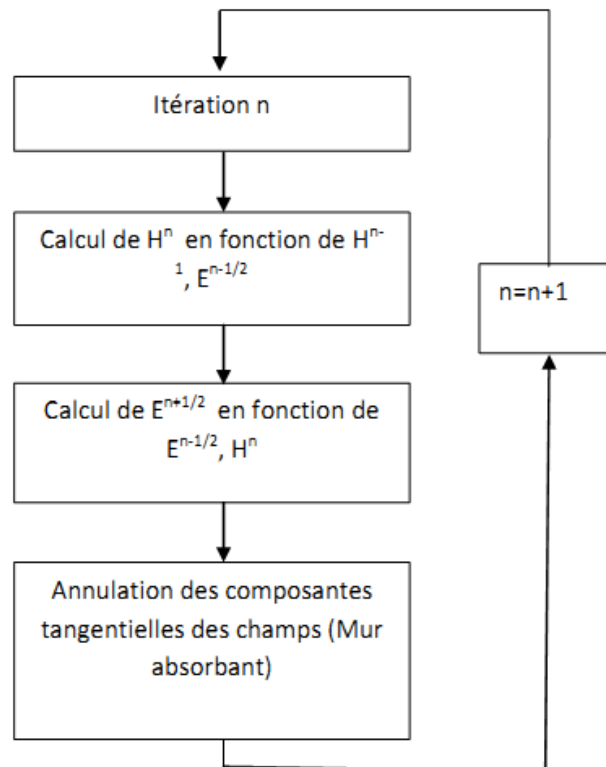


Figure II. 12: Algorithme de calcul des champs.

Des problèmes apparaissent ainsi sur la frontière de l'espace de travail puisque la valeur des champs à l'extérieur de l'espace de travail n'est connue à aucun instant. Malheureusement, l'espace de travail est limité, on ne connaît à aucun instant cette valeur.

Le bord de l'espace de travail doit donc être traité de façon différente en prenant garde de ne pas introduire des réflexions n'ayant aucune origine physique.

II. 9. Validation de la méthode

Pour mettre en valeur l'outil de simulation, nous avons comparés les résultats de la littérature à ceux obtenus avec la méthode FDTD-2D. La figure (II.13) (a) donne un exemple de validation des résultats de simulation obtenus par un calcul FDTD-2D d'un guide mono-rangée $W1^K A$ avec celui mesuré et calculé par [1]. ET présenté sur la figure II.13 (b) en échelle logarithmique.

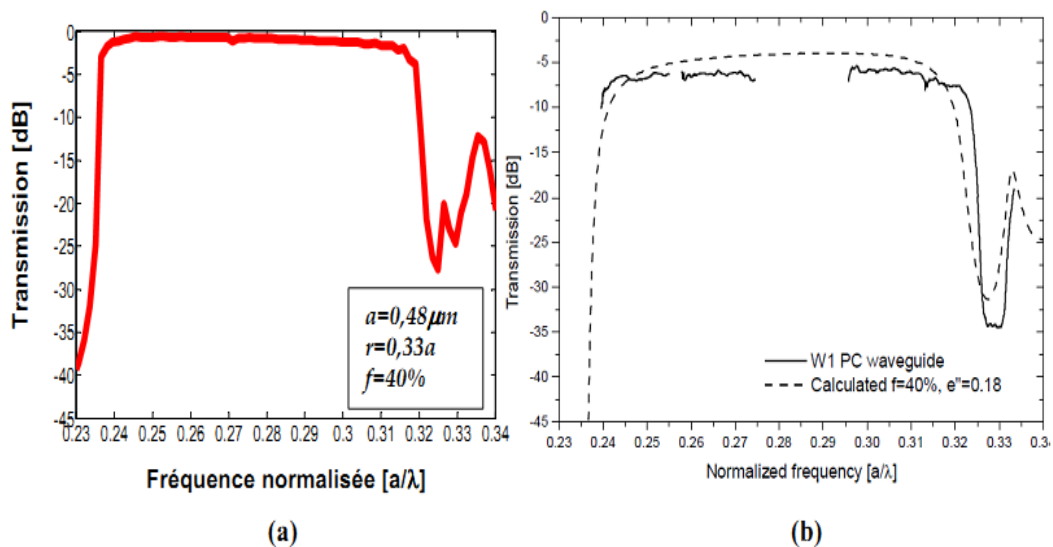


Figure (II. 13): Spectre de transmission: (a) Un calcul obtenu par simulation FDTD-2D. (b) résultats obtenus par [13].

Selon la figure II.12 (a) et (b), on observe une très bonne concordance entre les deux courbes, ils indiquent l'existence d'une transmission dans l'intervalle $[0,235-0,325]$. [13] Le bord de la bande interdite est bien décrit. Cependant, les maxima de transmission dans le calcul plafonnent à 0 dB, alors que la mesure n'atteint que -5 dB. Cette différence vient du fait que le calcul, qui est un calcul bidimensionnel où l'on a supposé que la structure avait une hauteur infinie, ne prend pas en compte les pertes vers l'air et le substrat. Sur la figure II. 13, on présente un autre exemple de validation, il s'agit d'un guide à trois rangées $W3^K A$ obtenu par FDTD-2D (figure II.13 (a)) et mesure obtenu par [1].

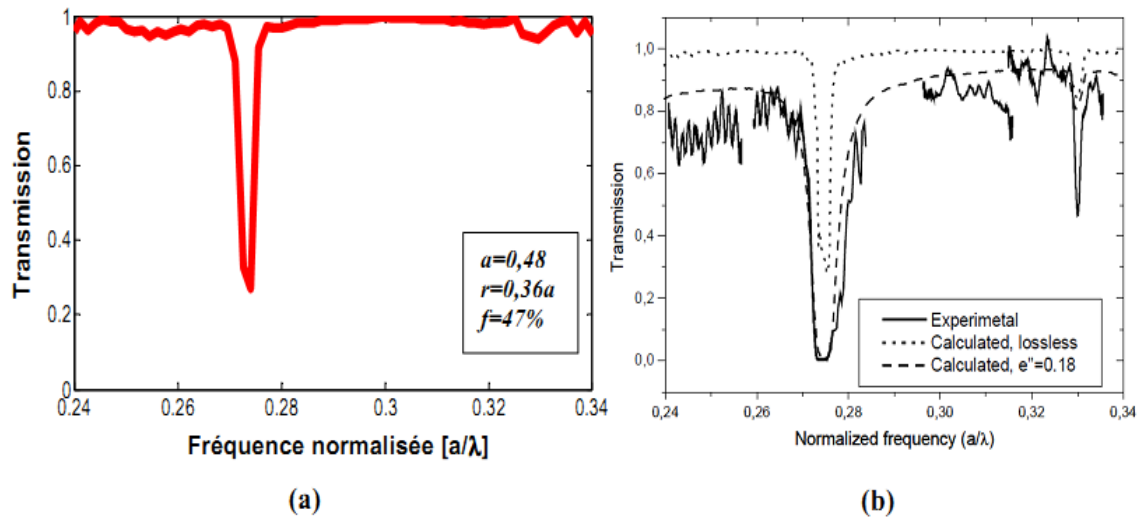


Figure (II. 14): Plan de travail utilisé par la simulation FDTD.

D'après les figures II.14 (a) et (b), on constate un très bon accord avec l'expérience fait par .1. D'ailleurs ils montrent une transmission maximale sur toute la gamme $[0,24-0,34]$ sauf pour les fréquences normalisées $a/\lambda=0,275$ et $a/\lambda=0,33$. Le maximum de transmission obtenue par un calcul FDTD-2D est de 100%, alors qu'il est de 80% obtenue par mesure; cette différence étant due à la structure qui est supposée infinie.

II.10. Calcul d'un diagramme de bandes

Pour le calcul des structures de bandes, nous nous sommes inspirés, entre autres, des travaux de Sailing He et Min Qiu [17–18]. Avant que la boucle temporelle ne débute, on initialise l'ensemble des composantes de champs à des valeurs totalement aléatoires. Nous les laissons ensuite évoluer durant un grand nombre d'itérations en appliquant les conditions périodiques aux limites que nous venons de présenter tout en relevant l'évolution du champ E_z (H_z dans le cas d'une polarisation TE) en plusieurs points du domaine de simulation pris aléatoirement. Une fois la boucle temporelle achevée, nous calculons la transformée de Fourier rapide (FFT: *Fast Fourier Transform*) en chaque point relevé et faisons la somme de toutes les FFT ainsi obtenues. On obtient alors un spectre montrant l'ensemble des modes de Bloch (figure II.15). Pour chaque couple $(k_x; k_y)$ de la zone de Brillouin irréductible.

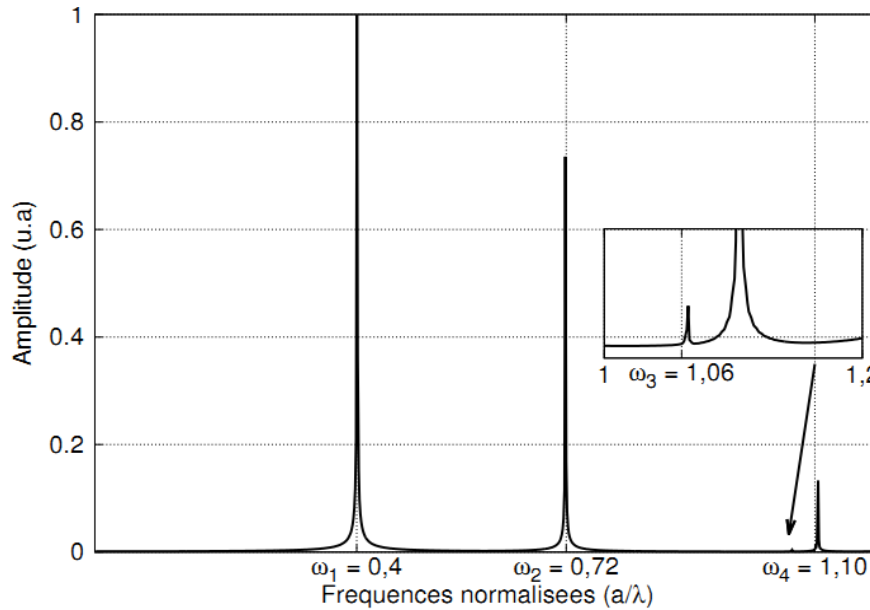


Figure (II-15): Exemple de spectre montrant les modes de Bloch obtenus pour un couple $(k_x; k_y)$ donné. Le cristal photonique pris pour cet exemple est constitué de tiges de cuivre dans l'air. Ce spectre montre les quatre premières résonances aux fréquences $\omega_1 = 0,4$; $\omega_2 = 0,72$; $\omega_3 = 1,06$ et $\omega_4 = 1,10$.

Nous reportons les fréquences ω_1 et ω_2 etc. des résonances ainsi observées et on obtient alors le diagramme de bandes de la structure simulée. La figure II-16 montre le diagramme de bandes complet du cristal photonique pris en exemple. Il s'agit d'un cristal photonique constitué de tiges de cuivre dans l'air d'où la présence d'une bande interdite pour les fréquences basses. Cette figure montre les quatre fréquences de résonance observées pour le couple $(k_x; k_y)$ étudié. En appliquant cet algorithme sur l'ensemble de la première zone de Brillouin, on obtient alors les surfaces iso-fréquences pour le cristal photonique étudié. La figure 2.6 montre la surface iso-fréquence de la première bande permise du cristal photonique pris en exemple. Nous avons indiqué la fréquence ω_1 ainsi que sa position dans le plan de projection (k_x, k_y) . Les calculs des diagrammes de bandes et des surfaces iso-fréquences peuvent être relativement longs. Étant donné que le calcul des modes pour chaque couple (k_x, k_y) de la zone de Brillouin irréductible se fait indépendamment des autres, pour réduire les temps de calcul il est conseillé de paralléliser le programme, ce que nous n'avons pas pu faire.

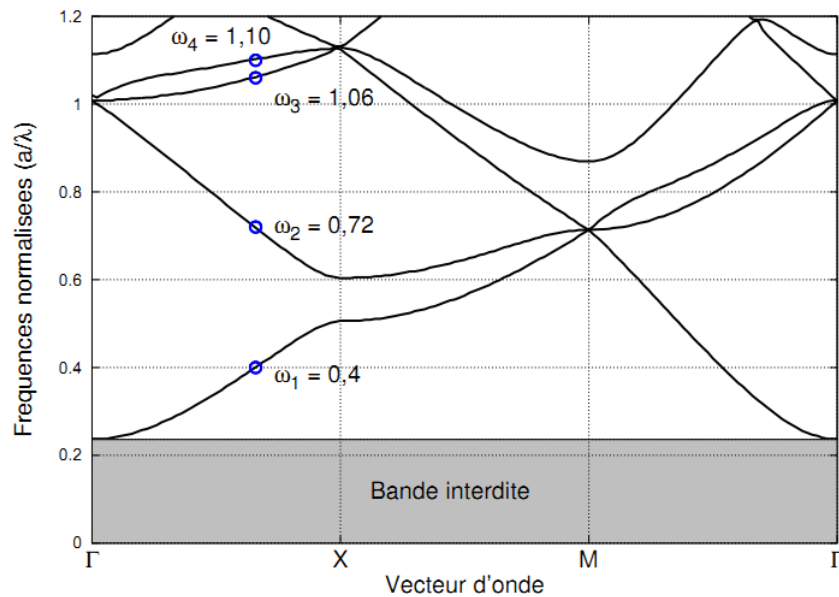


Figure (II.16): Exemple de diagramme de bandes obtenu lorsque l'ensemble des modes de Bloch ont été reportés pour chaque couple (k_x, k_y) de la première zone de Brillouin. Le cristal photonique pris pour cet exemple est constitué de tiges de cuivre dans l'air. Ce diagramme de bandes montre que dans la relation de dispersion, pour un vecteur d'onde fixé, il y a plusieurs solutions : les quatre premières résonances aux fréquences $\omega_1 = 0,4$; $\omega_2 = 0,72$; $\omega_3 = 1,06$ et $\omega_4 = 1,10$. pour le couple $(k_x; k_y)$ étudié sont indiquées.

II.11. Avantages et inconvénients de la méthode FDTD:

a. Avantage:

- Un code numérique de type FDTD est relativement simple à mettre en œuvre et rapide (le nombre d'opération arithmétique mises en œuvre à chaque itération est faible).
- La méthode est utilisable à la fois dans les domaines temporel et fréquentiel. Le schéma FDTD est explicite en temps : il n'y a pas de système linéaire à résoudre et il demande peu de stockage.
- Ce schéma est naturellement centré, d'où une précision à l'ordre 2 en espace et en temps.
- Il est aisément parallélisable : c'est un schéma différences finies, donc local, par opposition aux méthodes intégrales.
- La méthode FDTD donne la possibilité d'intégrer dans l'algorithme de nombreuses sources (ondes planes, modes guidés, dipôles oscillants,.....etc.).

- La méthode FDTD est temporelle. Une excitation impulsionnelle dans le domaine temporel suffit pour avoir une réponse spectrale large bande via une transformée de Fourier.
- Son critère de convergence est parfaitement adapté au nano-optique.
- Elle travaille dans l'espace direct, sa formulation est relativement simple.
- Elle permet de suivre en temps réel le comportement d'une onde électromagnétique. Toutes les composantes électromagnétiques sont calculées dans tout l'espace et à tous les instants.
- La méthode FDTD est aussi bien adaptée aux structures périodiques qu'aux structures apériodiques.
- Elle peut considérer des systèmes très complexes. Elle permet de tenir compte des effets non linéaires, de l'anisotropie et de la dispersion des matériaux sans la modification du cœur de l'algorithme de base.

b. Inconvénients:

- Comme toutes les méthodes numériques, la méthode FDTD présente ces inconvénients. Son problème majeur est celui d'espace mémoire et du temps de calcul. Comme la méthode nécessite de mailler tout le domaine de calcul et sous un pas de discrétisation suffisamment petit pour échantillonner la plus petite longueur d'onde et le plus petit détail géométrique de la structure, une étude rigoureuse par cette méthode peut impliquer un nombre important de places mémoire et un temps de calcul considérable.
- Autrement dit, le pas de maillage et par conséquent le pas de temps sont liés à la plus petite longueur d'onde λ considérée. Un maillage typique aura au moins 10 mailles par longueur d'onde pour garantir une précision acceptable sur la solution. Donc, pour traiter un objet de taille 100λ , il faudra un maillage $1000 \times 1000 \times 1000$, soit 6 milliards d'inconnues scalaires, d'où un coût mémoire très important sur de gros maillages.
- Le schéma de Yee impose une discrétisation en maille régulière.
- Cette méthode nécessite l'utilisation d'une grille cartésienne, cela entraîne des difficultés pour faire des raffinements locaux. En particulier, les géométries courbes doivent être approchées par des courbes en escalier. Néanmoins, un certains nombres des solutions plus ou moins satisfaisantes existent déjà.

- Les conditions aux limites approchées introduisent une approximation qui peut avoir une influence sur la précision du calcul.
- FDTD étant un schéma explicite, le pas de temps maximal est relié au pas d'espace par une condition de stabilité.

II.11. Conclusion

En premier temps nous avons présenté brièvement des outils de simulation, concernant quelques méthodes numériques adaptées à l'étude de dispositifs à base de cristaux photoniques. Ainsi nous avons donné les principes de base du simulateur FDTD 2D, choisi pour simuler nos structures. Avec la méthode FDTD2d nous disposons d'un outil extrêmement puissant et versatile, parfaitement adapté à l'étude de structures CP2D (cristaux photoniques 2D). Le calcul de toutes les composantes des champs à tous les instants et sur tout le domaine de calcul permet d'obtenir de nombreuses informations précises, notamment grâce à l'utilisation de la transformée de Fourier. On peut ainsi, à partir de la propagation d'un seul pulse temporel, obtenir des spectres en fréquence en divers points de la structure ainsi que la cartographie des champs. Avec cette seule approche, nous avons plusieurs sources possibles qui autorisent la mise en œuvre d'une grande variété d'expériences numériques: modes guidés (réponse des composants en optiques intégrées), modes propres d'une cavité. Et Cependant, elle est plus exploitée dans le calcul des diagrammes de transmission et de réflexion que celui des structures de bandes à cause de l'énorme temps de calcul et capacité en mémoire de stockage qu'elle demande.

Bibliographies chapitre (II):

- [1] A. Taflove, "Computational Electrodynamics: the Finite-Difference Time-Domain method", Artech House, Boston, London, Book, (599 pages), ISBN: 0890067929 9780890067925, 1995.
- [2] K. S. Yee, "Numerical solution of initial boundary value problems involving Maxwell's equations in isotropic media", IEEE Trans. Antennas and Propagation, vol. 14, pp. 302–307, 1966.
- [3] J. Joannopoulos, R. D. Meade, et J. N. Winn, "Photonic Crystals- Molding the Flow of Light", Princeton University Press, Princeton, NJ, Book, (137 pages), ISBN: 0691037442, 9780691037448, 1995.
- [4] Taflove, A., Advances in computational electrodynamics, "The finite-difference time domain method", Artech House Publishers, Book, (724 pages), ISBN: 0890068348, 9780890068342, 1998.
- [5] A. Taflove, K. R. Umashankar, "The Finite-Difference Time-Domain (FDTD) Method for Electromagnetic Scattering and Interaction Problems", Journal of Electromagnetic Waves and Application, Vol. 1, No. 3, pp. 243-267, 1987.
- [6] Berenger, J.P., "A perfectly matched layer for the absorption of electromagnetic waves", J.Computational Physics, Vol. 114, No.2, pp. 185-200, 1994.
- [7] Gedney, S.D., "An anisotropic perfectly matched layer-absorbing medium for the truncation of FDTD lattices", IEEE Trans. Antennas and propagation, Vol. 44, pp. 1630-1639, 1996.
- [8] A. Taflove and S. C. Hagness, "Computational Electrodynamics: The Finite-Difference Time-Domain Method", 2nd ed. Norwood, MA: Artech House, Vol. 9, No. 20, pp. 687–690, 2000.
- [9] D. Sullivan, "Electromagnetic simulation using the FDTD method", Wiley-IEEE Press, 182 pages, ISBN: 978-0-7803-4747-2, 2000.
- [10] J. P. Berenger. "Perfectly Matched Layer (PML) for Computational Electromagnetics", Synthesis Lectures on Computational Electromagnetics (Morgan and Claypool), (117 pages), 2007.
- [11] Mur, G., "Absorbing boundary conditions for the finite-difference approximation of the time-domain electromagnetic field equations", IEEE Trans. Electromagnetic compatibility, Vol. 23, No. 4, pp. 377-382, 1981.
- [12] Enquist, B. and A. Majda, "Absorbing boundary conditions for the numerical simulation

of waves", Mathematics of computation, Vol. 114, No. 2, pp. 185-200, 1977.

[13] J. P. Berenger. "Perfectly Matched Layer (PML) for Computational Electromagnetics", Synthesis Lectures on Computational Electromagnetics (Morgan and Claypool), (117 pages), 2007.

[14] Rajat Dey, Optical Power Splitting Techniques Using Photonic Crystal Line Defect Waveguides, thesis submitted in partial fulfillment of the requirements for the degree of Ph.D, The University of Western Ontario, 2011.

[15] Yablonovitch, E. Inhibited Spontaneous Emission in Solid-State Physics and Electronics. Physical Review Letters, 1987. 58(20): p. 2059-2062.

[16] D. Sullivan, "Electromagnetic simulation using the FDTD method", Wiley-IEEE Press, 182 pages, ISBN: 978-0-7803-4747-2, 2000.

[17] Sailing He, Sanshui Xiao, Linfang Shen, Jiangping He, and Jian Fu. A new finite-difference time-domain method for photonic crystals consisting of nearly-free-electron metals. Journal of Physics A: Mathematical and General, 34(45) :9713, 2001.

[18] G. A. Stark, M. Mishrikey, F. Robin, H. Jaeckel, C. Hafner, R. Vahldieck, and D. Erni. Positional dependence of fdtd mode detection in photonic crystal systems. International Journal of Numerical Modelling : Electronic Networks, Devices and Fields, 22(2):201– 218, 2009.

Chapitre III

Les Différents Composants En Cristaux Photoniques

III-1 Introduction

L'introduction de composants à base de cristaux photoniques dans un système de transmission optique permettrait de traiter toute l'information sous forme lumineuse et de miniaturiser les circuits actuels [1]. 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 les capteurs et les démultiplexeurs.

III-2 Défauts dans les cristaux photoniques infinis [2]

Le défaut le plus simple qui peut être créé dans un cristal photonique est le défaut ponctuel. Ce type de défaut peut être réalisé en omettant un ou plusieurs trous (ou tiges) du cristal photonique. On peut aussi faire varier le rayon du trou (ou de la tige) du cristal. Si on injecte dans ce défaut un mode électromagnétique dont la fréquence est dans la bande interdite du cristal photonique, le mode se retrouve complètement confiné, vu que le matériau est réfléchissant à cette longueur d'onde (figure III.1). Un défaut ponctuel dans un cristal photonique peut donc servir de cavité résonante puisqu'il piège la lumière dans une bande de fréquence très étroite. De ceci découlent plusieurs applications des cavités à cristaux photoniques, citons comme exemple les sources de lumière.

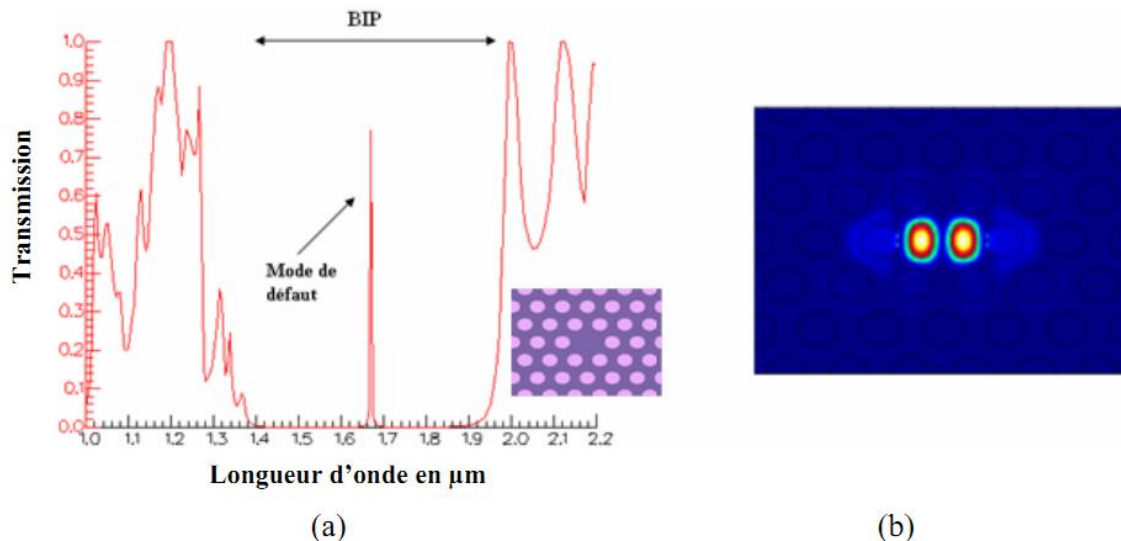


Figure III-1: (a) Défaut ponctuel créé par l'omission d'un seul trou d'un cristal photonique formé par un réseau triangulaire de pas $a = 0.42\mu\text{m}$ de trous d'air de rayon $r = 0.32\mu\text{m}$ gravés dans une matrice diélectrique d'indice de réfraction $n=3.42$. (b) Intensité du champ dans la cavité pour $\lambda = 1.67\mu\text{m}$. [2]

Si, en utilisant un défaut ponctuel, on peut confiner la lumière à l'intérieur du défaut, il est alors également possible, en créant un défaut linéaire, d'orienter la propagation de la lumière dans une direction choisie. Ce type de guides d'onde est créé à partir d'un cristal photonique en enlevant une ou plusieurs rangées de trous (ou de tiges) ou en changeant le diamètre des trous (ou des tiges) selon une ligne. Au sein de ces défauts, des modes ayant une fréquence appartenant à la bande interdite photonique peuvent exister. Les guides à rangés manquantes, orientées dans les directions de symétrie du cristal photonique, constituent une des principales catégories de guides à cristaux photoniques [3]. On réalise depuis longtemps des guides d'onde à base de diélectriques: l'onde se propage dans un diélectrique d'indice assez fort, et se réfléchit totalement sur les bords, constitués d'un diélectrique d'indice plus faible. C'est le principe des fibres optiques. Contrairement à ce type de structures, les guides d'ondes basés sur les cristaux photoniques ne permettent pas des transmissions sur de grandes distances, car le confinement dans la direction verticale est moins bon, d'où des fuites par diffusion. En revanche, il est possible de réaliser par ce biais des guides beaucoup plus étroits. Puisque le confinement n'est pas lié à une réflexion directe sur les parois, mais à une réflexion progressive sur 2 à 3 rangées de trous (ou de tiges), il est possible de courber les guides,

Les guides d'ondes en CP coudés

Les virages CP réalisés sur des couches semi-conductrices (et non dans l'air) sont caractérisés par des pertes verticales, mais aussi et surtout par des réflexions très pénalisantes en termes de composants [4]. Il est possible d'annuler ces réflexions par l'introduction de résonances, au prix toutefois d'une sélectivité en longueur d'onde (chromaticité) réduisant d'autant la gamme de fonctionnement du virage. Tout l'art et toute la difficulté résident par conséquent dans la conciliation de ce qui, au premier abord, semble inconciliable : résonance et achromaticité. Pour visualiser clairement la problématique, nous nous servons dans un premier temps d'un modèle analytique issu de la théorie des modes couplés [4]. Nous analyserons alors la réponse d'un virage CP non "modélé" et tenterons d'apporter des solutions aux limitations des guides à CP.

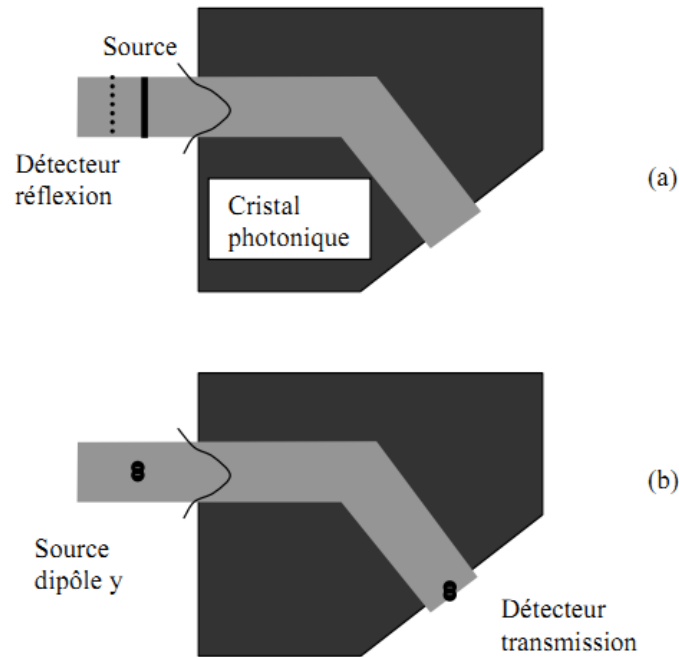


Figure III.2. Représentation schématique des deux méthodes injection/ détection employées dans les calculs FDTD réalisés, i.e. approche guidée (a) et approche source/ détection ponctuelle (b). [4]

Les méthodes adoptées, pour mener l'étude numérique, sont illustrées figure III.2. Pour déterminer la réflexion liée au virage [5], nous optons pour la configuration de la figure III.2 (a). La structure en cristal photonique est insérée entre 2 guides d'onde, d'accès et de sortie, de largeur adaptée à celle du W1, nous injectons directement le mode fondamental dans le W1, tout en minimisant les réflexions dues à l'interface guide plan/ guide W1. Cette configuration reste cependant limitée à la seule détermination de la réflexion. Le code n'autorise la détection avec cette approche que suivant les directions du maillage rectangulaire, rendant impossible la collection du signal transmis après le virage à 60° . Pour pallier à cet inconvénient, nous adoptons plutôt l'approche source et détection ponctuelles pour évaluer la transmission Figure III.2(b). La cartographie résultante est un mélange du mode stationnaire au niveau du coude et de l'onde propagative comme on peut en voir l'exemple sur la figure III-3.

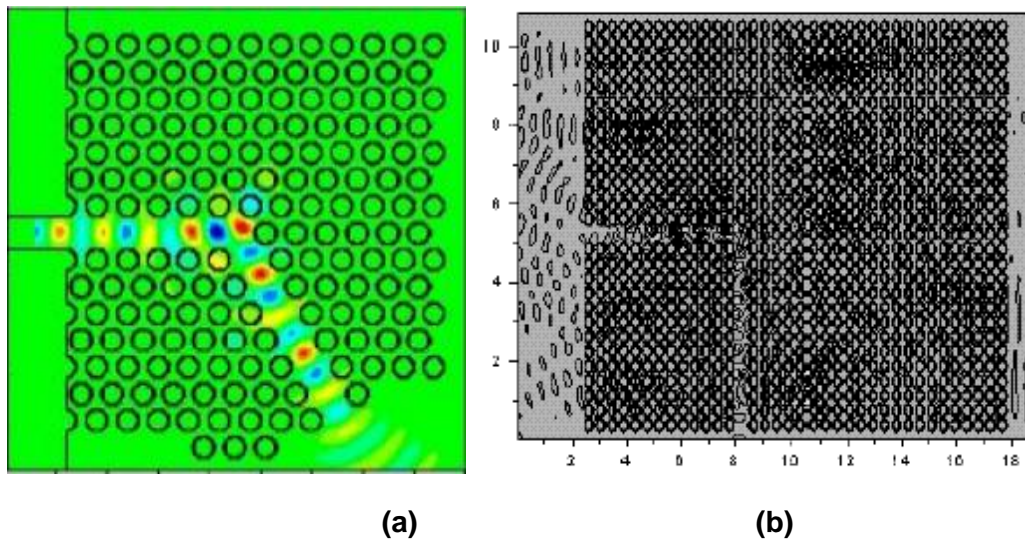


Figure III.3 (a). TM polarized light propagating through 60° bend. (b). Light propagating through 90° bend. [30]

III-3 Couplage guide/cavité dans un CP-2D:

Les guides à cristaux photoniques représentent une voie naturelle pour coupler des micros cavités à des circuits optiques planaires. Plusieurs voies de couplage sont envisageables:

- Une première voie consiste à juxtaposer la cavité parallèlement au guide pour aboutir à une interaction latérale du (des) mode(s) de cavité avec le (les) mode(s) du guide. Ce couplage permet d'extraire une ou plusieurs fréquences se propageant dans le guide. Ces fréquences peuvent ensuite être redirigées, de manière directive ou non directive, vers un second guide également juxtaposé à la cavité (figure III-4).

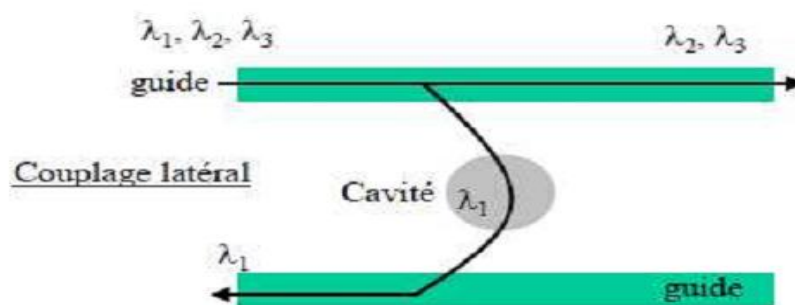


Figure III-4: Illustration du couplage latéral entre un guide et une cavité d'un même cristal photonique.

Pour illustrer cette voie de couplage, nous donnons comme exemple un filtre d'une seule longueur d'onde qui est réalisé en utilisant la sélectivité d'une cavité résonante couplée par recouvrement des ondes évanescentes à des guides d'ondes.

Une première proposition théorique fut donnée par Fan et al en 1998 [6]. Plusieurs réalisations ont montré la possibilité du couplage d'une cavité avec un guide.

Par exemple, une réalisation de Chutinan et al. [7], dont un schéma est rapporté à la figure III-5, permet l'extraction hors du plan ou l'insertion dans un guide d'une longueur d'onde précise.

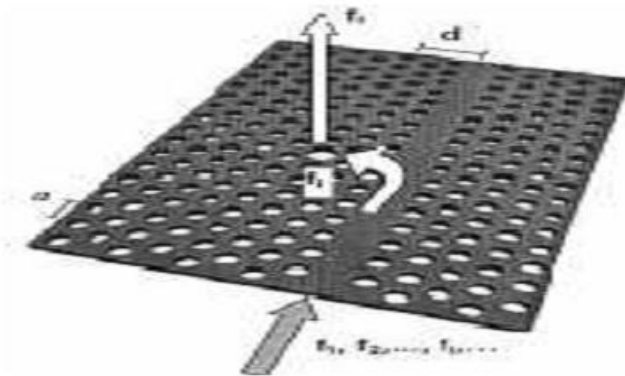


Figure III-5: Schéma de principe d'un dispositif de multiplexage
(Insertion ou extraction d'une certaine longueur d'onde [8]).

- Une seconde voie consiste à réaliser le couplage par l'extrémité du guide en introduisant la cavité sur l'axe du guide, à quelques motifs de son extrémité. La plupart des longueurs d'ondes guidées seront réfléchies à cette extrémité, sauf quelques unes, qui seront couplées à la cavité. Cette approche permet plutôt de réaliser des dispositifs de type Fabry-Pérot [9] (si un second guide est placé face à la cavité) (figure III-6).

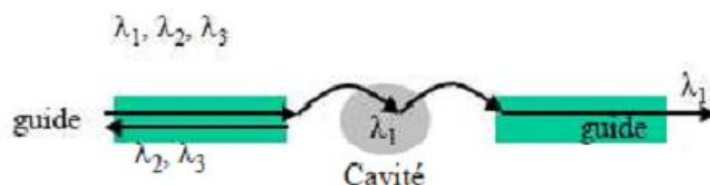


Figure III-6: Illustration du couplage frontal entre un guide et une cavité d'un même cristal photonique. [9]

Pour illustrer cette voie de couplage, nous donnons un exemple d'une fonction de filtre Fabry-Pérot qui a été intégrée à un guide W1 en insérant des motifs dans le guide figure (III-7). La plupart des longueurs d'ondes guidées seront réfléchies à l'extrémité du guide, sauf quelques unes, qui seront couplées à la cavité. Cette approche permet plutôt de réaliser des dispositifs de type Fabry-Pérot (si un second guide est placé face à la cavité).

Une cavité mono défaut a été dans un premier temps utilisée et a permis d'obtenir une transmission résonnante. Les expériences de transmission ont pu être réalisées par C. Grillet au LEOM pour les dispositifs similaires de la figure III-6 sur la membrane d'InP avec un facteur de remplissage en air de l'ordre de 30% [10]. Pour ce filtre, un taux de transmission de l'ordre de 5% est trouvé expérimentalement avec un facteur de qualité de 287. Ce taux de transmission est évidemment faible et provient des pertes des miroirs de la cavité et du couplage seulement partiel au mode de la cavité résonnante. Une manière naturelle d'obtenir un bon couplage entre le mode de cavité et le mode guidé est d'utiliser une géométrie de cavité proche de celle du guide, comme par exemple une portion de guide fermé. Ce type de cavité linéaire est donc très bien adapté à un couplage avec des guides de largeurs similaires.

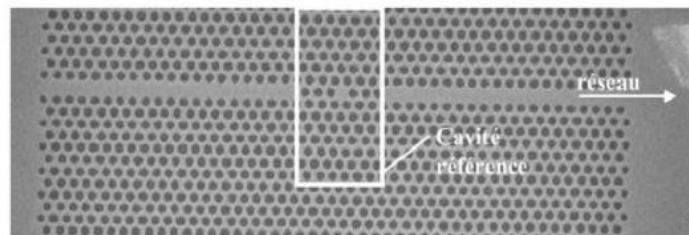


Figure III-7: Image en microscopie électronique d'une fonction Fabry-Pérot intégrée à un guide [11].

III-4 Filtres et multiplexeurs

Le démultiplexage en longueur d'onde est une opération où on sépare les différentes longueurs d'onde. Considérons un signal optique comprenant les longueurs d'onde $\lambda_1, \lambda_2, \dots, \lambda_i$. Il est possible de diviser celui-ci en une série n de signaux de sortie (avec $n = 1, 2, \dots, i$) de telle sorte que la sortie (n) permette d'extraire la longueur d'onde λ_n [12]. La figure III.8 illustre ce principe avec un exemple de démultiplexeur à 8 canaux de sortie. Le démultiplexage en longueur d'onde (Wavelength Division Multiplexing: WDM) quant à lui, permet un traitement direct sur les signaux optiques, du fait que chaque utilisateur a une bande passante fréquentielle qui lui est attribuée [13].

La longueur d'onde de fonctionnement des composants utilisés par le WDM est située autour de $1.55 \mu\text{m}$ pour être compatible avec la fenêtre de faible atténuation des fibres optiques [12]

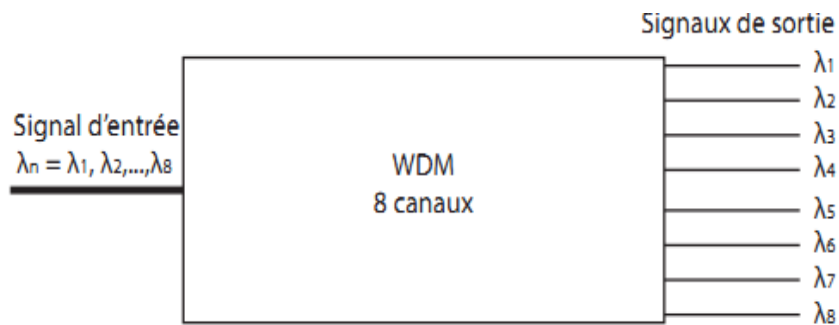


Figure III.8. Démultiplexeur à 8 canaux de sortie [13]

a) Un démultiplexeur pour les longueurs d'ondes $1,31 \mu\text{m}$ et $1,55 \mu\text{m}$ [14]

Une méthode pour la conception d'un démultiplexeur en longueur d'onde à base des cristaux photoniques 2D pour la séparation des impulsions ultra-courtes du canal est proposée. La méthode est basée sur l'analyse des cartes de bandes interdites photoniques complète qui permet de sélectionner les paramètres géométriques du démultiplexeur. Le dispositif sépare efficacement les canaux avec des longueurs d'onde $1,31 \mu\text{m}$ et $1,55 \mu\text{m}$ (Figure III. 10). Les réponses spectrales obtenues ont permis de valider l'efficacité de la méthode proposée et l'applicabilité de ces dispositifs pour le traitement de l'information dans l'optique intégrée (Figure III-9).

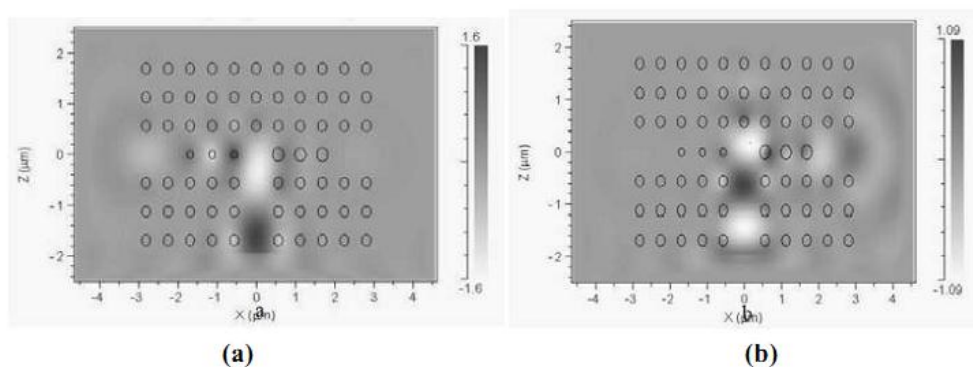


Figure III-9: Résultats de la simulation FDTD d'un démultiplexeur en longueur d'onde :
(a) longueur d'onde $\lambda = 1,55 \mu\text{m}$, (b) longueur d'onde $\lambda = 1,31 \mu\text{m}$. [14]

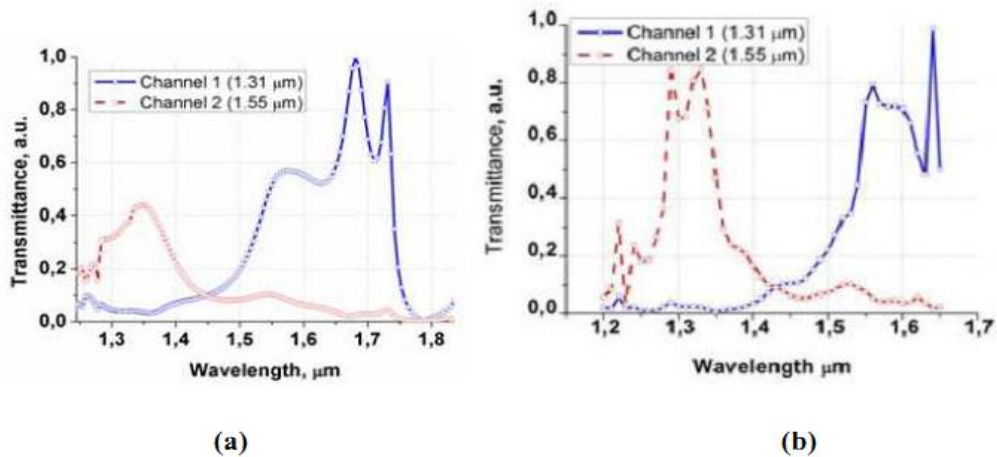


Figure III-10: Spectres de transmission des filtres dans les guides secondaires du démultiplexeur : (a) dans une structure carrée, (b) dans une structure triangulaire.[14]

b) Un démultiplexeur pour les longueurs d'ondes $1,521\mu\text{m}$ et $1,524\mu\text{m}$ [14]

Dans cet exemple on montre la structure d'un démultiplexeur en longueur d'onde à base des cristaux photoniques 2D pour la séparation de deux longueurs d'ondes en deux canaux [15] espacées de $0,003\mu\text{m}$. Le dispositif sépare efficacement les canaux avec des longueurs d'onde $1,521\mu\text{m}$ et $1,524\mu\text{m}$ (figure III-11). Le démultiplexeur proposé est conçu à base des cristaux photoniques bidimensionnels, et son principe de filtrage est basé sur le couplage entre des défauts linéaires (guides d'onde) et des défauts ponctuels (cavités). Donc, les cavités vont servir de piéger deux longueurs d'onde qui seront acheminées vers les sorties à travers deux guides d'onde. L'étude de ce composant est faite par la méthode FDTD, et les résultats obtenus sont illustrés dans la figure III-12.

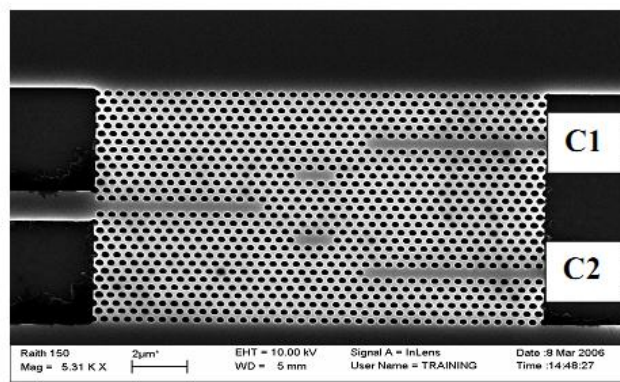


Figure III.11: Design d'un démultiplexeur en longueur d'onde (WDM) de deux longueurs d'onde ($1,521\mu\text{m}$ et $1,524\mu\text{m}$) [15].

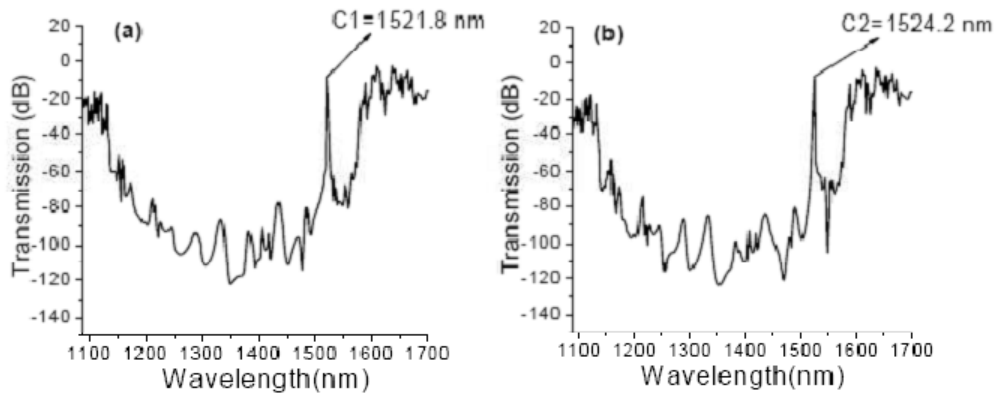


Figure III-12: Spectres de transmission du démultiplexeur dans les guides de sortie : (a) dans la sortie C1, (b) dans la sortie C2 [15].

c) Un démultiplexeur en longueur d'onde accordable basée sur un CP-2D:

Le dispositif étudié est un ultracompact filtre fonctionnant dans la fenêtre de communication optique basé sur la combinaison d'un cristal photonique 2D (trous d'air gravés dans un matériau d'indice de réfraction $n=2.89$) et un résonateur formé par la modification des rayons de certains trous (R_0 , R_1 et R_3). Ce résonateur est un défaut dans une structure 2D de CP. Le filtre conçu a la capacité d'accorder des longueurs d'onde centrales (λ_{cent}) par certains paramètres tels que le rayon des trous dans la section du résonateur [16]. Dans la structure désirée, le décalage de longueur d'onde est réalisé en modifiant la taille des trous spécifiques (R_2) dans la section du résonateur (figure III-13). Les résultats de simulation illustrés dans la figure III-14 montrent que la structure désirée peut être considérée comme un filtre optique accordable utile pour les applications de WDM.

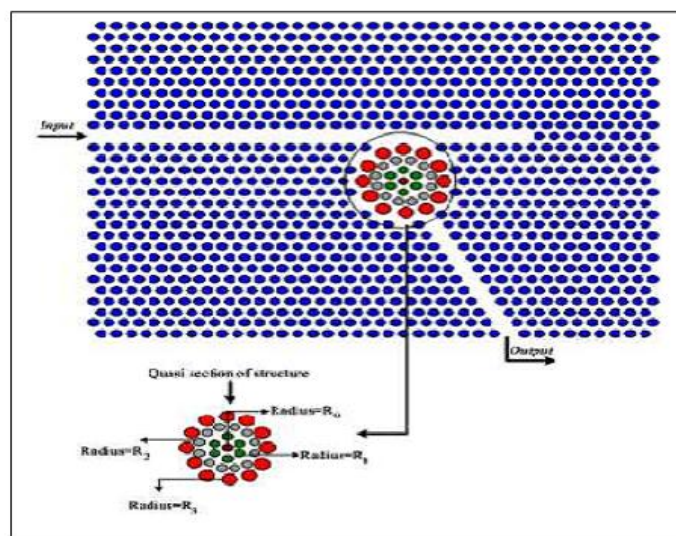


Figure III-13: Structure d'un démultiplexeur accordable basé sur l'utilisation d'un résonateur de filtrage [16].

Les résultats montrés dans la figure III.14 expliquent que si le rayon R2 augmente, les longueurs d'onde filtrées diminuent comme suit: pour R2=75 nm, 80 nm, 85 nm, 90 nm, 95 nm, 100 nm, 105 nm et 110 nm, les longueurs d'ondes dé multiplexées sont 1537.9 nm, 1536.4 nm, 1535 nm, 1533.7 nm, 1532.6 nm, 1531.5 nm, 1530.7 nm et 1529.6 nm respectivement.

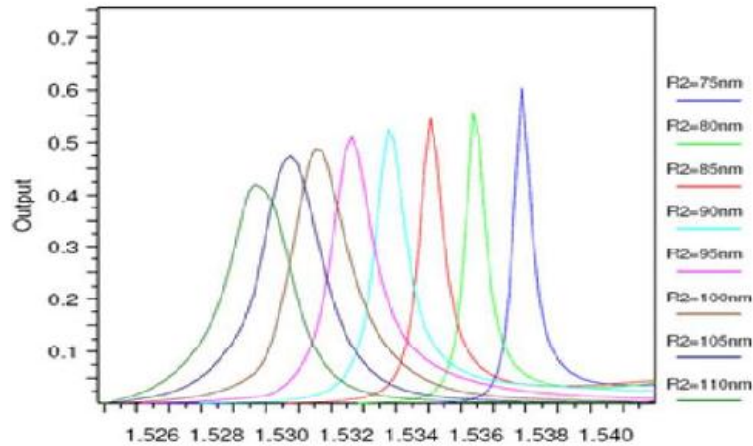


Figure III-14: Sorties du filtre pour R0=R1=140 nm et différentes valeurs de R2 [17].

III-5 Les paramètres caractérisant les performances des composants en CPs

Trois paramètres, le facteur de qualité Q, la sensibilité de longueur d'onde $S\lambda$, et le crosstalk X_{dB} doivent être pris en considération pour apprécier les performances des composants en Cristaux photoniques (CPs).

III-5-1 Le facteur de qualité Q

On définit le facteur de qualité Q des pics résonnants par le rapport de la longueur d'onde de résonance, λ_0 (ω_0), à la largeur à mi-hauteur du pic, $\Delta\lambda$ ($\Delta\omega$) (FWHM) (figure III.15) [18]. Ce facteur de qualité rend compte de la capacité de la cavité à piéger la lumière. Il est exprimé comme suit:

$$Q = \frac{\lambda_0}{\Delta\lambda} \quad (\text{III-1})$$

Où λ_0 est la fréquence de résonance et $\Delta\lambda$ f est la largeur à mi-hauteur (FWHM).

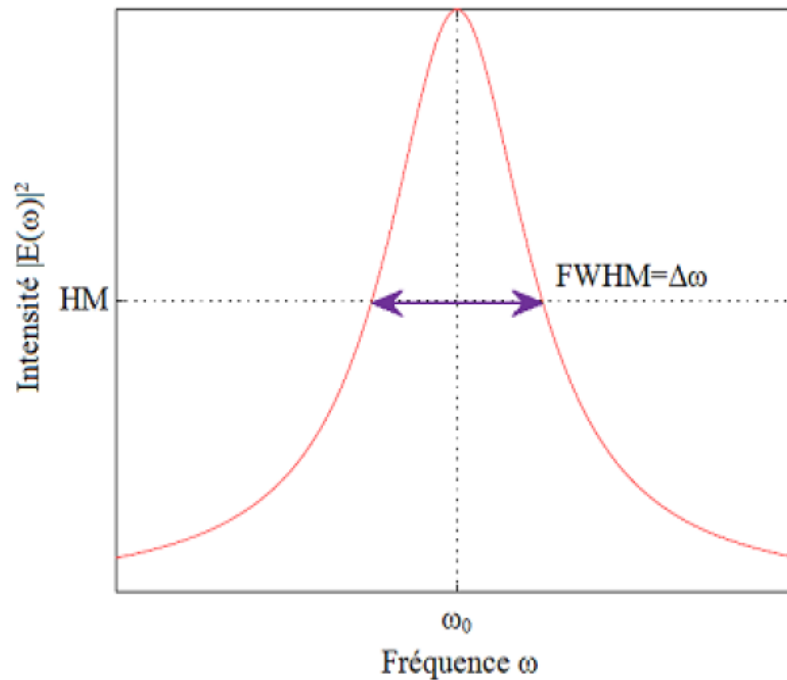


Figure III-15. Profil de l'intensité Lorentzienne d'un mode centré à la longueur d'onde λ_0 [18].

III-5-2 La sensibilité de longueur d'onde S [19]

La sensibilité de longueur d'onde S représente un paramètre fondamental pour quantifier la performance du composant en CP. S est défini selon l'équation (III.6), comme le rapport entre le décalage de la longueur d'onde de résonance ($\Delta \lambda$) induite par le changement de l'indice de réfraction de fond (Δn). De plus, il est donné en unités de nm / RIU (indice de réfraction Unité), comme:

$$S = \frac{\Delta \lambda}{\Delta n} \quad (\text{III-2})$$

III-5-3 Crosstalk X_{dB}

L'isolation de deux canaux adjacents n'est pas parfaite, et on peut avoir entre eux un recouvrement spectral. Ce phénomène appelé crosstalk est représenté par la figure III.16. Un photon occupant le domaine spectral hachuré, a une probabilité statistique d'être transmis soit par le canal 1 soit par le canal 2. Considérons le cas d'une distribution entre les utilisateurs des canaux 1 et 2. Si un photon sensé être transmis par le canal 2, est transmis par le canal 1, il y aura perte de corrélations. On qualifie de crosstalk adjacent [13].

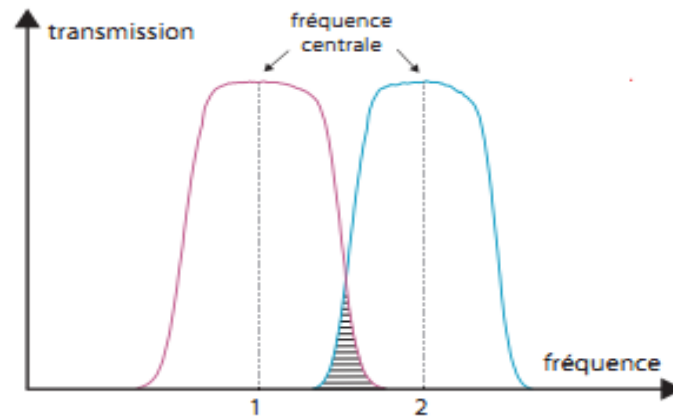


Figure III.16. Crosstalk entre deux canaux adjacents [13]

Par exemple Dans un circuit téléphonique, Crosstalk peut entraîner l'audition d'une conversation vocale provenant d'un autre circuit .Le phénomène qui provoque « Crosstalk » est appelé interférence électromagnétique (EMI). Le terme est également appliqué aux signaux optiques qui interfèrent les uns avec les autres.

Le calcul de Crosstalk X est défini comme suit:

$$X_{dB} = 10 \lg \frac{1-A}{1-A_i} \quad (\text{III-3})$$

Où A est la valeur maximale de transmission de cavité résonante d'un canal à la fréquence de résonance. Ai représente la valeur de transmission des autres canaux adjacents à la même fréquence de résonance .donc, La résolution du démultiplexeur augmente lorsque Crosstalk diminue.

III-6 Capteurs à cristaux photoniques

L'application des cristaux photoniques en tant que capteurs constitue un domaine de recherche très prometteur en raison de leur micro-structuration périodique permettant de piéger les photons et de créer des résonances optiques très sensibles à la présence des molécules à détecter. Les cristaux photoniques disposent d'un large éventail de détection, les rendant applicables dans une large gamme de mesures s'étendant de l'air jusqu'aux fluides très visqueux [20].

Récemment, plusieurs travaux de recherches utilisant les cristaux photoniques, en tant qu'élément de détection, ont été entrepris, en raison de leur structure de bande et du confinement de la lumière [20, 21,22].

En exploitant la dépendance des propriétés optiques du cristal photonique aux caractéristiques physiques et géométriques du cristal lui-même, on peut distinguer [23] le Capteur d'indice de réfraction (RI) à base de CPs (RI-based PhC sensors) qui est le plus répandue des capteurs à base de CP. Notamment, le principe de détection consiste à mesurer les variations de l'indice de réfraction d'une solution. Et en particulier, les changements de RI (par exemple, l'eau, $n_{\text{eau}} = 1,33$ ou air, $n_{\text{air}} = 1$ à $\lambda = \mu\text{m } 1,55$) due à la présence des analytes ou des gaz chimiques généralement caractérisés par des indices de réfraction plus élevés.

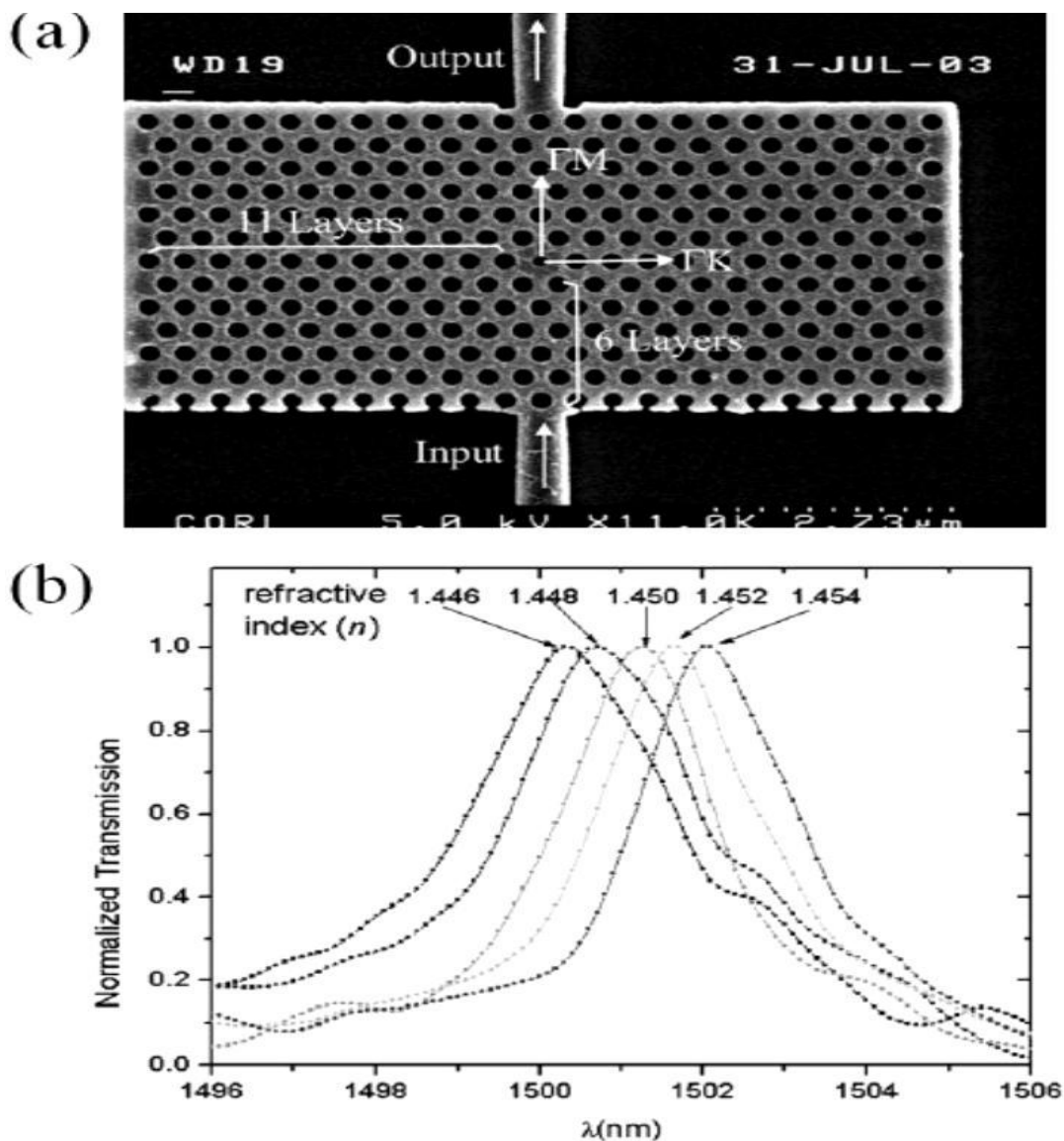


Figure III-17. (a) Vue au microscope électronique à balayage d'une microcavité à cristal photonique intégrée avec deux guides d'ondes ruban, (b) Spectres de transmission normalisés de la microcavité montrée en (a) avec cinq différents indices de réfraction (variant de $n = 1.446$ à $n = 1.454$) [24].

La structure (figure III-17) est un cristal photonique 2D à réseau triangulaire de trous d'air de diamètre $d = 255 \text{ nm}$ et de périodicité $a = 440 \text{ nm}$, gravés sur une membrane de Si ($l = 260 \text{ nm} = 0.59a$). La microcavité est formée en introduisant un trou de diamètre plus petit $d' = 176 \text{ nm} = 0.40a$. Le principe de fonctionnement de ce capteur consiste en la mesure d'un changement d'indice de réfraction d'un élément sensible en fonction de la présence d'un analyte (substance à détecter). [24]

III-7 Les différents matériaux utilisés

De nombreuses structures à bandes interdites unidimensionnelles, bidimensionnelles et même tridimensionnelles ont déjà été réalisées sur différents matériaux tels que le silicium, les semi-conducteurs III-V...

III-7-1 Le Silicium

A l'heure actuelle, on ne sait pas quel matériau est le plus adapté aux nanotechnologies pour la réalisation des cristaux photoniques mais parmi les matériaux d'indice de réfraction élevé, le silicium semble être très approprié: en effet, la technologie Si est extrêmement bien contrôlée et compatible avec des applications intégrées CMOS pour l'Electronique.

III-7-2 Les semi-conducteurs III-V

La réalisation de cristaux photoniques sur semi-conducteur est bien maîtrisée actuellement. Parmi les semi-conducteurs III-V utilisés, InP, GaAs, GaN sont les plus répandus. La littérature montre de nombreuses méthodes de fabrication de réseaux périodiques sur semi-conducteurs (lithographie X [25], RIE (Reactive Ion Etching) [26], MBE (Molecular Beam Epitaxy) [27] pour les structures bidimensionnelles et MOCVD (Metal Organic Chemical Vapor Deposition) [28], HVPE (Hybride Vapor Phase Epitaxy) [29] pour les structures unidimensionnelles ...). La technique la plus utilisée pour traiter l'InP ainsi que le GaN est le MOCVD. Celle qui concerne le traitement de GaAs est la RIE ou la MBE.

III-8 Conclusion

Le choix porté sur les cristaux photoniques est due à la caractéristique fondamentale de la BIP. En effet, la plus grande BIP est obtenue avec un réseau triangulaire de trous d'air dans un diélectrique en polarisation TE dans un CP 2D, dans ce travail nous sommes intéressés à quelques briques de base concernant essentiellement les différents composants et paramètres en cristaux photoniques ainsi que les applications à hautes fréquences, et à des dispositifs photoniques miniaturisés et originaux pour des fins d'utilisation dans le domaine des télécommunications : filtrage, démultiplexage, capteurs.

Bibliographie Chapitre (III)

- [1] J.J. Sakurai, « Modern Quantum Mechanics », Book, (474 pages), ISBN: 0805375015, 9780805375015, Reading, Mass. Addison-Wesley, 1985.
- [2] S. Noda, K. Tomoda, N. Yamamoto, A. Chutinan Science, 289, 604-606 (2000).
- [3] Damien BERNIER, "Propriétés de superprisme des cristaux photoniques sur substrats SOI pour le démultiplexage en longueur d'onde", Thèse de doctorat, N°9305, Université PARIS-SUD XI, ORSAY, 12 décembre 2008.
- [4] Grillet, C., et al. Guided modes in straight and ring PBG waveguides on InP membranes.in International workshop on photonic and electromagnetic crystal structures, PECS. 2000. Sendai, Japan
- [5] Grillet, C., et al. Characterisation of 2D photonic crystals cavities on InP membranes. European physical journal applied physics, 2001. 16: p. 37-44.
- [6] Z.Qiang, W. Zhou, and R. Soref, "Optical add-drop filters based on photonic crystal ring resonators", Optics Express, Vol. 15, No. 4, pp. 1823–1831, 2007.
- [7] Kevin VYNCK « Simulation des cristaux photoniques 3D à base d'opales », Journée Jeunes Chercheurs Calculant au CINES 2007, CINES, Montpellier.
- [8] E. Yablonovitch, T.J. Gmitter, R.D. Meade, A.M. Rappe, K.D. Brommer, and J. Joannopoulos. Donor and acceptor modes in photonic band structure. Phys. Rev. Lett., 67 :3380–3383, 1991.
- [9] C. Manolotou, m.j. khan, shanhui fan, pierre r. villeneuve, h.a. hauss, Life fellow IEEE, J.D. Joannopolous IEEE Journal of quantum electronics, vol. 35, pp.1322 (1999)
- [10] Yannick MERLE, « Etude de la dispersion électronique dans les matériaux périodiques Diélectriques bidimensionnels », Thèse de doctorat n° 47-2003, Université de Limoges, Novembre 2003.
- [11] Y. Desieres, "Conception et études optiques de composants micro photoniques sur matériaux III-V à base de structures à bande interdite de photon", Thèse de doctorat N° 01-0081, L'institut national des sciences appliquées de Lyon, Décembre 2001
- [12] 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.
- [13] A.K. Dutta, N.K. Dutta, and M. Fujiwara. WDM Technologies: Passive OpticalComponents, chapter 3, pages 39–70. 2003.
- [14] Cheng Ren, Jie Tian, Shuai Feng, Haihua Tao, Yazhao Liu, Kun Ren, Zhiyuan Li, Bingying Cheng, and Daozhong Zhang, "High resolution three-port filter in two

dimensional photonic crystal slabs", *Optics Express*, Vol. 14, No. 21, 2006.

[15] Notomi, M., Theory of light propagation in strongly modulated photonic crystals: "Refraction like behavior in the vicinity of the photonic band gap", *Physical Review B*, Vol 62, N°. 16, pp. 10696, 2000

[16] Cheng Ren, Jie Tian, Shuai Feng, Haihua Tao, Yazhao Liu, Kun Ren, Zhiyuan Li, Bingying Cheng, and Daozhong Zhang, "High resolution three-port filter in two dimensional photonic crystal slabs", *Optics Express*, Vol. 14, No. 21, 2006.

[17] A. Rostami, A. Haddadpour, F. Nazari¹ and H. Alipour, "Proposal for an ultracompact tunable wavelength-division-multiplexing optical filter based on quasi-2D photonic crystals", *J. Opt.* Vol. 12, (7pp), 2010.

[18] J. Q. Yao, & Y. Z. Yu, « *Optoelectronic Technology* », Higher Education Press, 2006.

[19] Zhao, L., Jordan, T. H., et Chapman, C., 2000. Three-dimensional fréchet differential kernels for seismic dely times, *Geophys. Int.*, 141, 558-576.

[20] J. Topolancik, P. Bhattacharya, J. Sabarinathan, P. C. Yu, « Fluid detection with photonic crystal-based multichannel waveguides », *Appl. Phys. Lett.*, Vol 82, N° 8, pp1143–1145, 2003.

[21] T. Stomeo, M. Grande, A. Qualtieri, A. Passaseo, A. Salhi, M. Vittorio. « Fabrication of force sensors based on two-dimensional photonic crystal technology », *Microelectronic Engineering*, 2007, Vol. 84, issue 5-8, pp 1450-1453, 2007.

[22] T.M. Geppert, S.L. Schweizer, J. Schilling, C. Jamois, A.v. Rhein, D. Pergande, R. Glatthaar, P. Hahn, A. Feisst, A. Lambrecht, and R. B. Wehrspohn, « Photonic crystal gas sensors», *Proceedings of SPIE*, Vol. 5511, 2004.

[23] Benedetto Troia, Antonia Paolicelli, Francesco De Leonardis and Vittorio M. N. Passaro « Photonic Crystals for Optical Sensing: A Review », chapter book, *Advances in Photonic Crystals*, pp242-287, 2013

[24] E. Chow, A. Grot, L. W. Mirkarimi, M. Sigalas, and G. Girolami. « Ultracompact biochemical sensor built with two-dimensional photonic crystal microcavity », *Opt. Lett.*, 29(10), pp 1093, May 2004.

[25] F. Cerrina *Int. Conf. On Industrial Appl. Of Synchr. Rad.*, 14-29 mars (1996)

[26] *Plasma Technology in VLSI production*, Einspruk, Brown (Eds.), NY (1990)

[27] M.E. Lin, G. Koley, W. Liu, D. Biswas *GaAs Mantech* (1999)

[28] A.Y. Polyakov, N.B. Smirnov, A.V. Govorkov, M.G. Mil'vidskii, J.M. Redwing, M. Shin, M. Skowronski, D.W. Greve, R.G. Wilson *Sol. St. Electr.* 42, 627-635 (1998)

[29] E. Gil-Lafon, J. Napierala, D. Castelluci, A. Pimpinelli, R. Cadoret, B. Gerard J. of Crystal Growth, 222, 482-496 (2001).

[30] Gordon Tjemwa , Ghris Aldrich, "Improving process operation using support vector machines and tress,51:526-543,2005.

Chapitre IV

Résultats Et Interprétations

IV.1 Introduction

Les cristaux photoniques à deux dimensions (2D) ont montré leurs aptitudes dans la mise en évidence de guide d'ondes optiques à haute transmission. Ce point les rend tout particulièrement attrayant pour la réalisation de démultiplexeurs à haute sensibilité. En ce qui concerne notre travail, nous nous sommes focalisés sur les cristaux photoniques gravés dans une hétéro-structure.

IV-2 Choix de l'hétérostructure verticale

La structure verticale de tous les échantillons à cristaux photoniques bidimensionnels est donc une couche de haut indice, entourée de deux couches de bas indice. Le choix de l'épaisseur des couches de l'hétérostructure est établi en fonction de différents paramètres [1-2].

Dans tous les cas, l'idéal est d'avoir une structure monomode verticalement pour la polarisation TE, afin d'éviter le couplage entre différents modes par l'intermédiaire des cristaux photoniques, on recherche également un fort confinement vertical du champ.

La couche du côté de l'air doit être la moins épaisse possible pour éviter de graver des trous très profonds et pour profiter du fort confinement par l'air. En fonction de ces critères, nous avons choisi la structure verticale suivante:

✚ Hétérostructure sur substrat InP

Le guide planaire de cette hétérostructure consiste en un cœur de ($\text{In}_{0.76}\text{Ga}_{0.24}\text{As}_{0.52}\text{P}_{0.48}$) d'épaisseur 432 nm, d'indice $n=3.35$ à $\lambda=1.55\mu\text{m}$, figure (IV-1). Le cœur est entouré de deux gaines d'InP d'épaisseur 200 nm et 600 nm. la gaine est constituée d'InP d'indice 3.17 à $\lambda=1.55\mu\text{m}$.

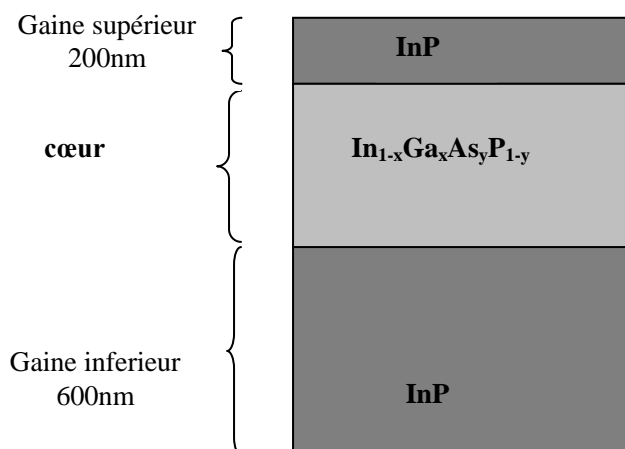


Figure (IV-1): Structure verticale de l'échantillon sur substrat InP

Le guide est monomode pour les deux polarisations TE et TM. L'indice effectif n_{eff} pour le mode TE est 3.243.

Le profile au carré du champ électrique est reproduit sur la figure (IV-2)

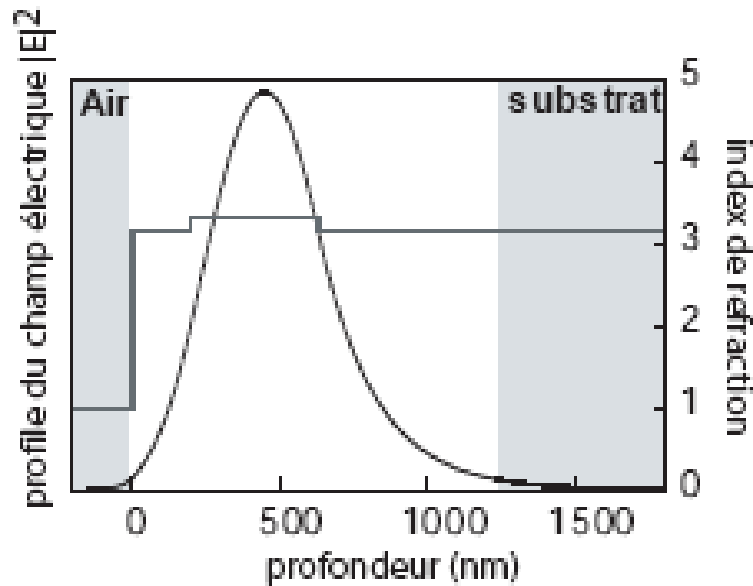


Figure (IV-2): Le profile d'indice ainsi que le mode fondamentales vertical TE de l'hétérostructure [3]

Ces cristaux sont en effet réalisables par les techniques habituelles d'épitaxie de couches minces, et leur fabrication ne requiert que les technologies standards de la micro et optoélectronique.

Tous ces avantages placent ces structures en candidats prometteurs pour la réalisation de composants « nouvelle génération » en optique intégrée.

IV.3. Structure d'étude

Le cristal photonique utilisé dans cette étude consiste à un réseau triangulaire de trous d'air dans un milieu diélectrique. Le composant est conçu à base de structure triangulaire de trous d'air gravée à travers l'hétéro structure (InGaAsP/InP) d'indice de réfraction 3,24. Le rayon normalisé de trous égal à 130 nm, Les paramètres du réseau à maille triangulaire de trous d'air constituant le CP 2D sont choisis pour permettre un fonctionnement aux alentours de la longueur d'onde 1,55 μm .

La création du défaut veut dire que la permittivité ou la taille des trous à été modifiée afin de briser la périodicité du Cristal.

IV 3-1 Guide d'onde linéaire W1

Un guide W1 est réalisé dans un cristal hexagonal de trous d'air lorsqu'une rangée de trous est omise dans la direction ΓK (figure IV-3a)

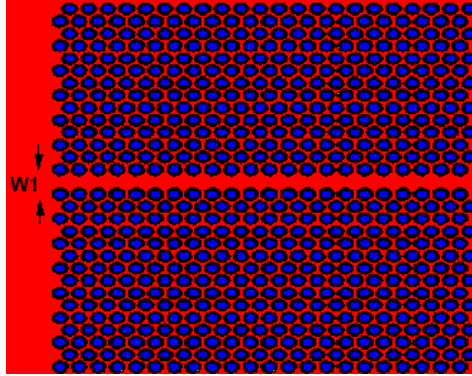


Figure IV-3a. Un guide mono rangée W1

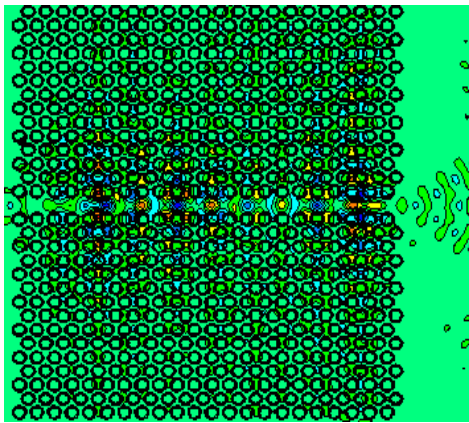


Figure IV-3b. Cartographie du champs

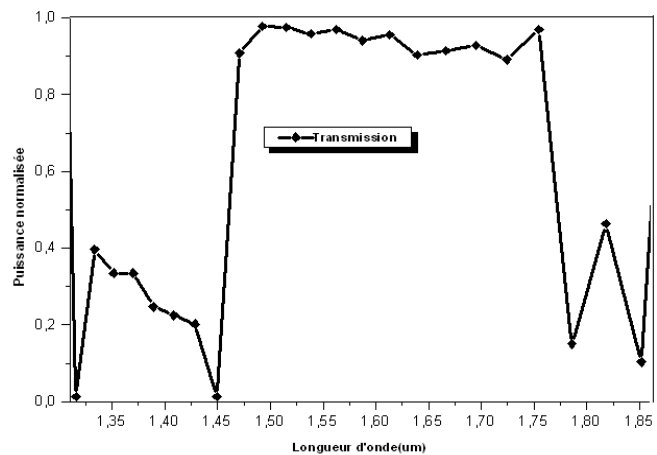


Figure IV-3c. Spectre en transmission

D'après la réponse spectrale représenté dans la figure IV-3c. On remarque qu'une gamme de 336 nm autour de la longueur d'onde 1550 nm s'étendant sur une large gamme [1449 nm-1785 nm] est transmise, un maximum de la puissance a été transmise qui dépasse le 90%, ce maximum est applicable par la présence du mode guidé sans perte qui existe à ces fréquences figure IV-3b.

IV.3-2 Guide W1 à rangée décalée de petits trous

Le guide est ici réalisé en rajoutant au guide W1, une ligne de défauts constituée d'une rangée de trous de même rayon que les trous du cristal photonique parfait, décalée de $a/2$ dans la direction du guide (Figure IV-4a). La lumière est injectée dans un guide d'onde des trous d'air manquant dans une structure triangulaire avec des paramètres déterminés précédemment.

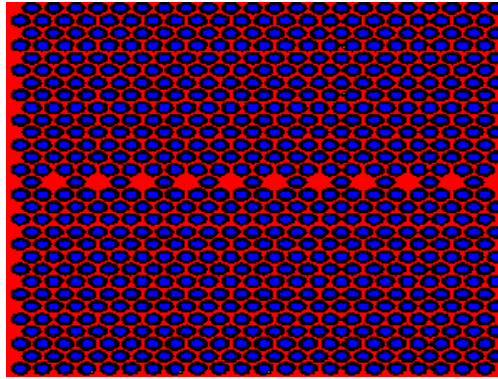


Figure IV-4a. Structure d'un guide avec des Trous manquant

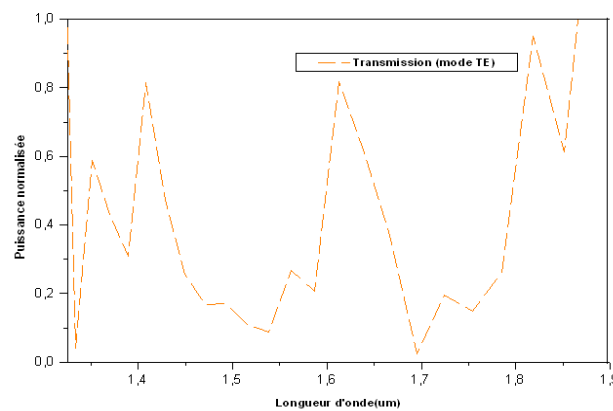


Figure IV-4b. La transmission du guide de trous Manquants pour polarisation TE

Le spectre illustré sur Figure IV-4b présente la transmission dans le cas de la polarisation TE, et montre que la bande interdite a été perturbée par la ligne Avec des trous manquants et l'apparition de quelques Pics sur la BIP. Une longueur d'onde qui se trouvait dans la gamme de la bande interdite du mode TE ($\lambda=1562$ nm) montre que la lumière semble que malgré les défauts, elle est réfléchié par la structure n'y pénètre que très peu.

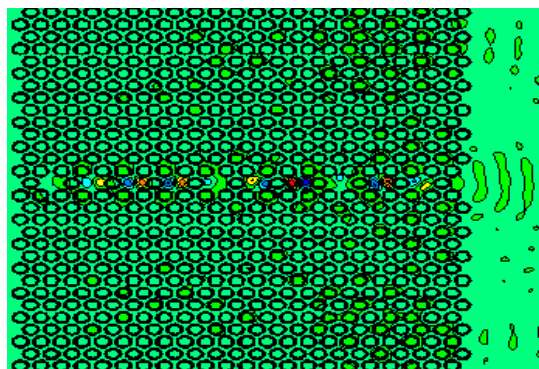


Figure IV-4c. La distribution du champs de la structure W1 de trous manquants

La cartographie figure IV-4c du champ montre que la lumière est confinée dans le guide de trous manquants et pénètre assez confinée dans la structure ce qui présente un comportement proche d'un guide normale dans une structure à cristaux photoniques.

IV.4. Résonateurs et guides à CP couplés

La présence de défauts dans un cristal permet l'existence de modes localisés dans une bande de fréquence très étroite, déjà expliqué auparavant.

Dans ce travail, nous allons proposer une cavité résonnante défectueuse dans un guide en cristaux photoniques, voir son effet sur la reponse spectral.

a) Structure A

La structure est représentée sur la figure IV.5a suivante, il est fait de défaut linéaire à l'entrée et la sortie de la structure, entre eux un défaut crée formé d'une cavité résonnante par suppression de certains trous diélectriques et on va additionner deux petits trous de rayon $0.06\mu\text{m}$.

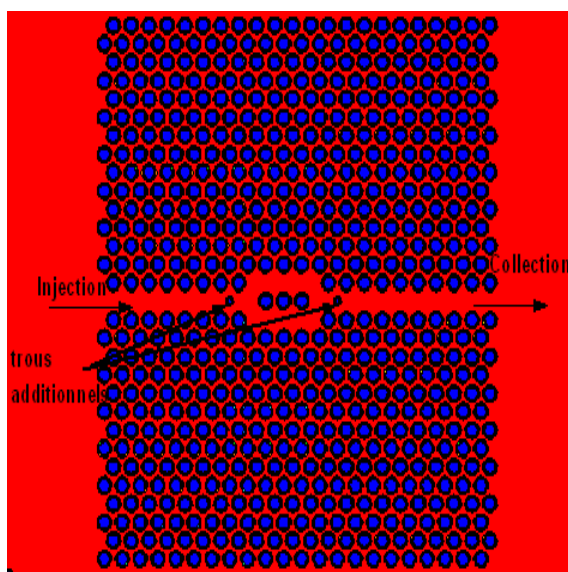


Figure IV-5a. structure proposé

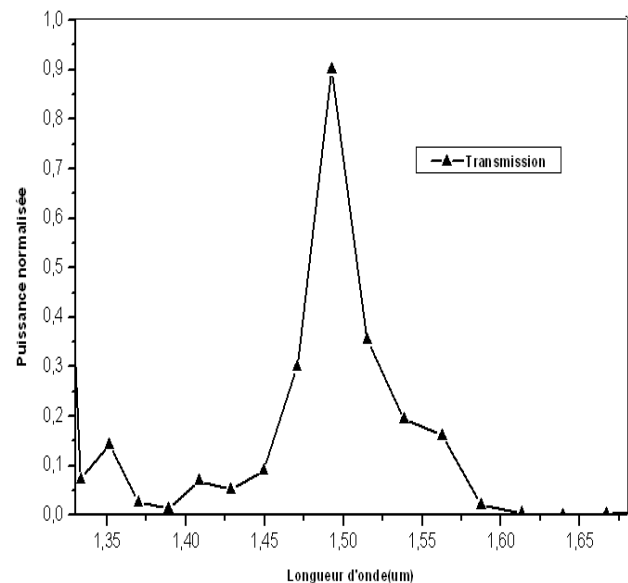


Figure IV.5b. La transmission de stucture proposé

Le spectre (figure IV.5b) représente un pic de résonance qui se situe à la longueur d'onde $\lambda=1493\text{nm}$, avec une puissance normalisée de 90 %, et une extraction d'une autre longueur d'onde comme $\lambda=1350\text{nm}$ avec une puissance de 14%.

Maintenant, on va modifier le rayon noté R des trois trous à l'intérieur de la cavité résonnante entourés par des deux petits trous additionnels de rayon $0.06\ \mu\text{m}$ dans une structure de rayon de 130nm . Ces défauts à l'intérieur de cette cavité est représenté par la couleur jaune comme on montre dans la structure figure IV-6a. Les rayons proposés sont : $R=130\text{nm}$, $R=150\text{nm}$, $R=170\text{nm}$, $R=190\text{nm}$

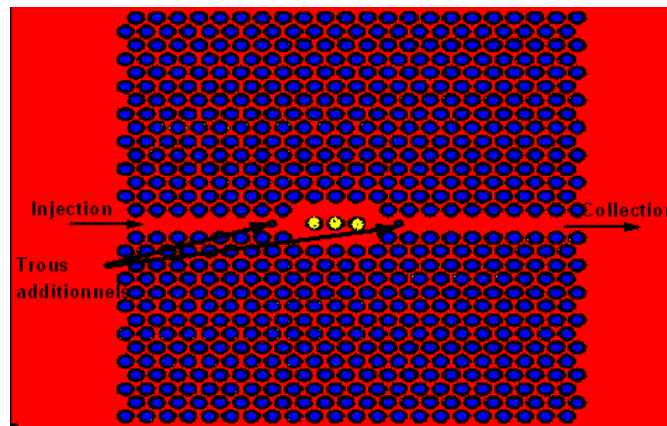


Figure IV-6a. structure de filtre optimisé

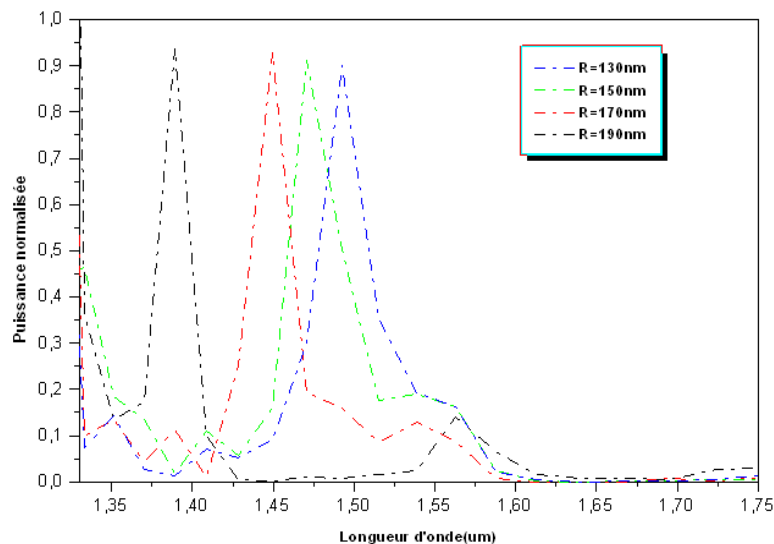


Figure IV-6b. Spectre de transmission de la structure de différents rayons

La figure IV-6b représente le spectre de transmission pour les rayons proposés des trous d'air. Le spectre montre qu'après l'augmentation du rayon des trous d'air à l'intérieur de la cavité, la transmission des longueurs d'ondes approuvées seront décalée vers les petites valeurs tel que : ($R=130\text{nm}$, $\lambda=1492\text{nm}$), ($R=150\text{nm}$, $\lambda=1470\text{nm}$), ($R=170\text{nm}$, $\lambda=1448\text{nm}$),

($R=190\text{nm}$, $\lambda=1388\text{nm}$). Donc , plus on augmente les rayons des trous de la cavité résonnante plus La longueur d'onde (λ) à la sortie sera décalé vers les petites valeurs comme indiqué sur le spectre, et cette augmentation du rayon à permis aussi de crée un taux de transmission illustré dans le spectre, cela est montré clairement dans la répartition du champ dans la figure suivante figure IV-6c.

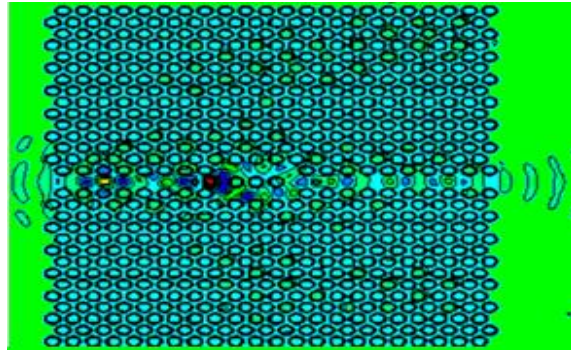
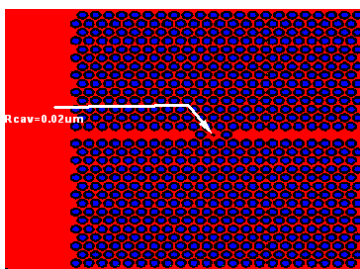


Figure IV-6c. Répartition du champ

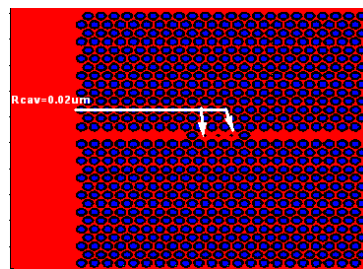
Donc le filtre conçu (structure A) à une efficacité de transmission accordable en fonction de rayon R des trous localisés dans la cavité.

a) Structure B

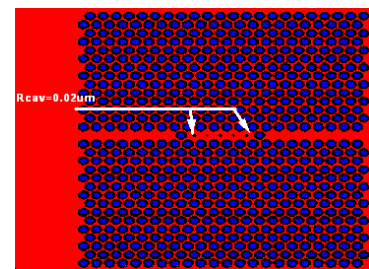
Pour prouver l'effet des cavités dans les guides d'ondes, on va travailler sur la même structure hexagonale, en laissant seulement les trous au centre du guide en 3 formes. Un guide $W1$ réalisé dans un CP-2D par un rayon de la structure $R=130\text{nm}$, et les cavités résonnantes à l'intérieur de ces trous dans les guides d'ondes illustré dans la figure IV-7.



(a) Un seul trou de rayon $R_{\text{cav}}=0.02 \mu\text{m}$ entre deux trous de rayon 130nm



(b) trois trous de rayon $R_{\text{cav}}=0.02 \mu\text{m}$ entre deux trous de rayon 130nm



(c) cinq trous de rayon $R_{\text{cav}}=0.02 \mu\text{m}$ entre deux trous de rayon 130nm

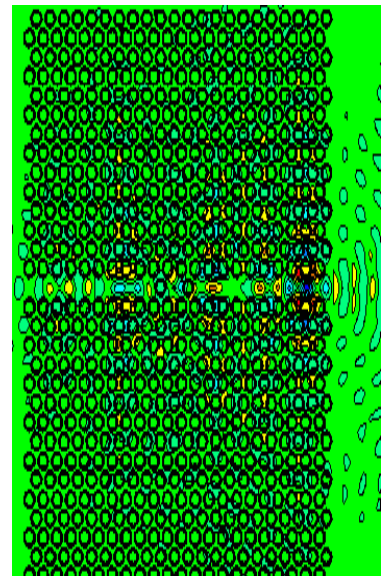
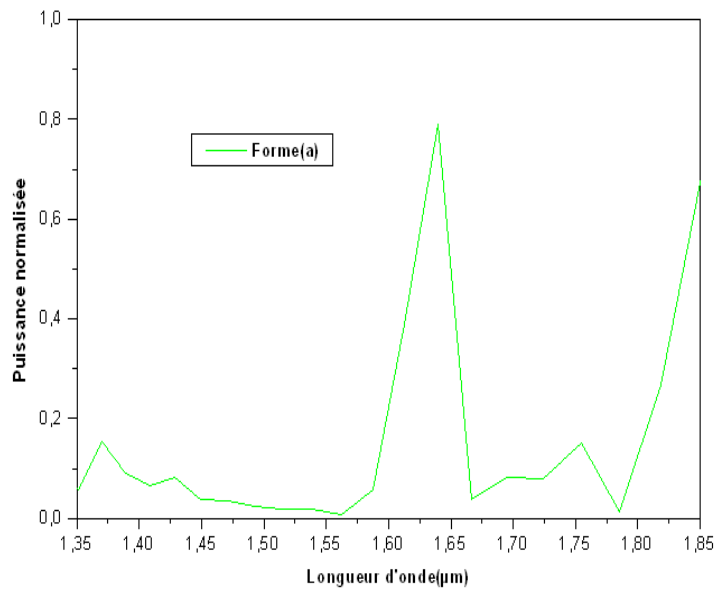
Figure IV-7. cavité résonnante de rayon réduit $R_{\text{cav}}=0.02 \mu\text{m}$ entre deux trous de rayon 130nm dans un guide mono rangée en 3 formes

Première forme (a): un trou du rayon réduit en $R_{cav}=0.02 \mu m$ entre deux trous de rayon R de la structure étudié.

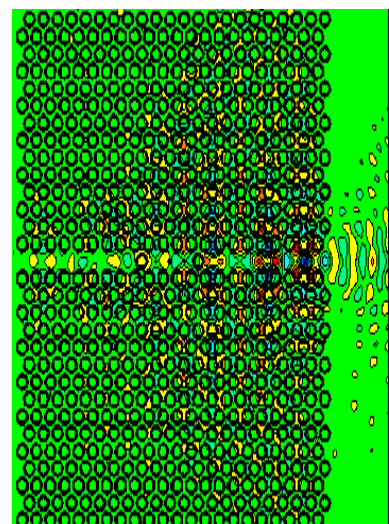
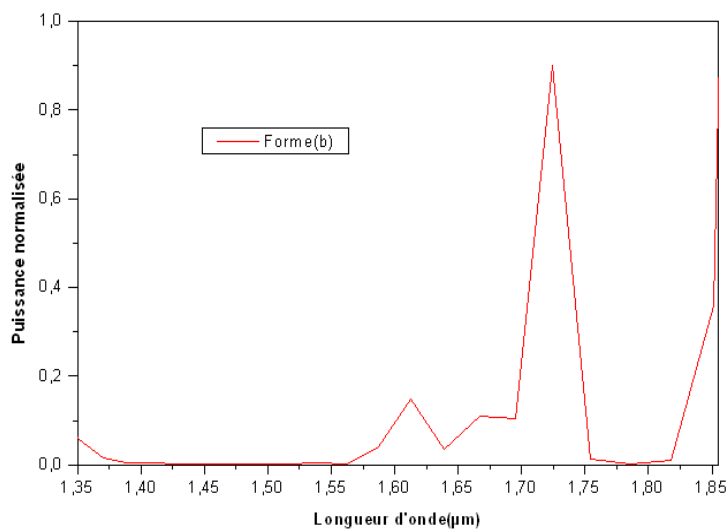
Deuxième forme (b): puis trois trous du rayon réduit en $R_{cav}=0.02 \mu m$ à l'intérieur de deux trous de rayon R.

Troisième forme (c): et enfin cinq tiges de rayon $R_{cav}=0.02 \mu m$ entre deux trous de rayon R de la structure (c).

(1)



(2)



(3)

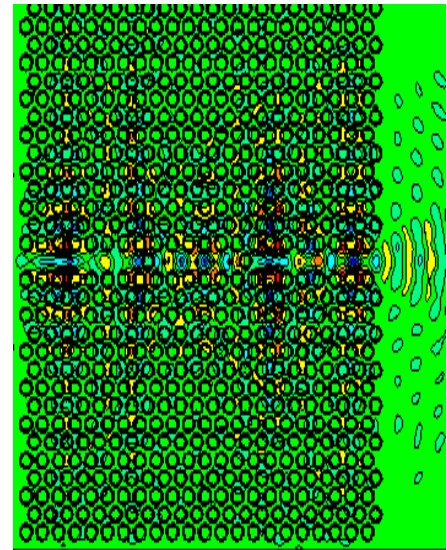
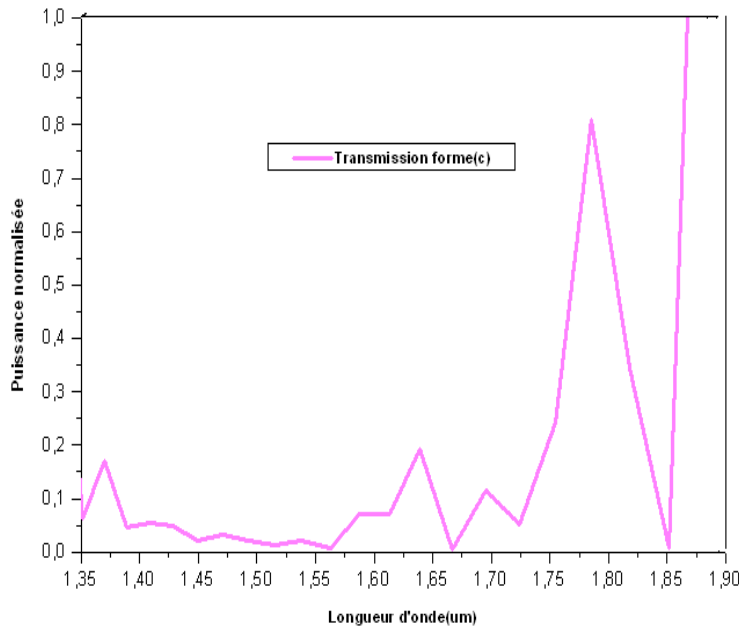


Figure IV-8. spectre de transmission des 3 formes de cavités (a,b,c)

Figure IV-9. Répartition du champ de chaque structure des 3 formes (a,b,c) simulée

La figure IV-10. Montre la réponse spectrale en transmission de trois structures basée sur des résonateurs insérée dans le guide W1.

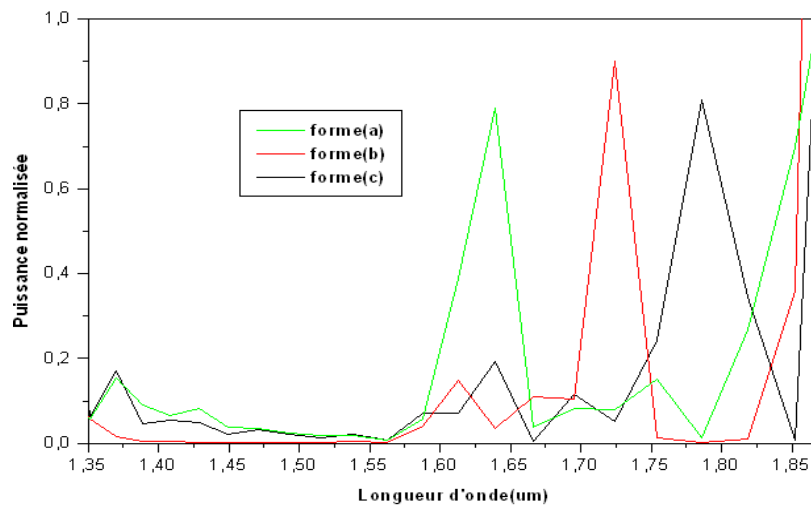


Figure IV-10. Spectre de transmission des 3 formes simultanément simulée par la FDTD

Dans cette figure IV-10. Les trous de rayons R_{cav} dans le guide W1, créent un résonateur des longueurs d'ondes et nous apercevons une extraction de trois longueur d'onde différentes (λ_1 , λ_2 , λ_3) des 3 formes simulés donnent la possibilité de filtrer les trois longueurs d'ondes avec des taux de transmission qui sont transmises et guidées directement vers la sortie du guides, chaque cavité insérée dans le guide est adaptée pour un couplage optimal avec une longueur d'onde, ces longueurs d'ondes sont:

- ✓ Forme (a) : $\lambda_1 = 1639\mu\text{m}$, Taux de transmission 54%
- ✓ Forme (b) : $\lambda_2 = 1724\mu\text{m}$, Taux de transmission 90%
- ✓ Forme (c) : $\lambda_3 = 1785\mu\text{m}$, Taux de transmission 80%

Si deux guides parallèles, se couplent entre eux en créant un phénomène très important pour les guides droits, cela veut dire qu'il existe un échange d'énergie entre eux.

IV-5 Simulation du couplage latérale entre deux guides d'ondes à base des CPs -2D

Maintenant en va étudié le couplage entre deux guides d'ondes séparés par une rangée à l'aide du code FDTD2D. On arrive à prouver que les deux guides réalisent un coupleur directionnel sélectif de longueur d'onde. Le but de cette étude est de prouver ce couplage, en simulant une structure triangulaire dans laquelle on a supprimé deux rangées de trous parallèles et de même dimensions et étudié l'effet de la température sur la réponse optique des cristaux photoniques. Le facteur de remplissage des trous est $f=40\%$, et la période est $a=510\text{nm}$. en premier lieu on nous allons simuler une structure **de deux guides d'ondes séparés par une seul rangée** comme la montre la figure suivante.

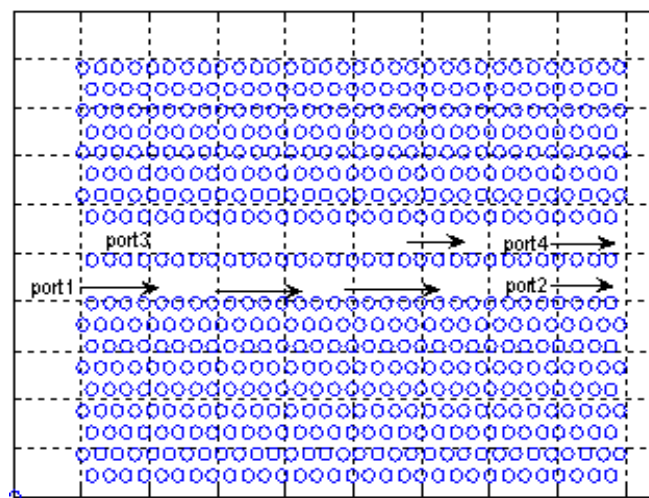


Figure IV.11: Structure de deux guides séparés par une rangée

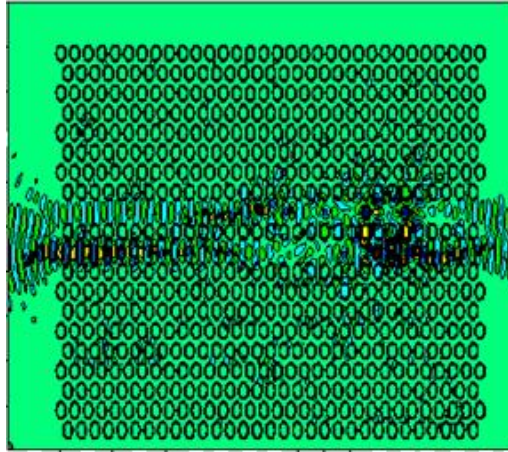


Figure IV.12: Répartition du champ Hz dans une structure triangulaire de deux guides d'ondes séparés par une rangée excitée en mode TE

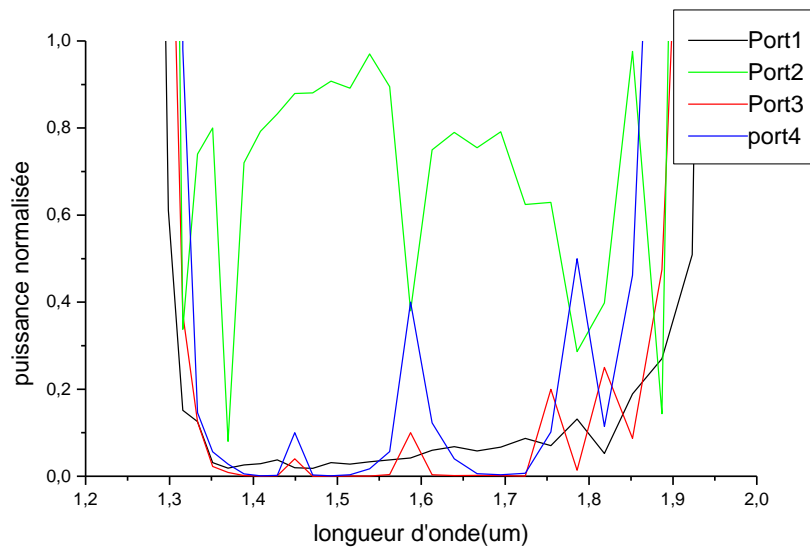


Figure IV.13: Réponse spectrale du couplage entre deux guides séparés par une rangée de trous d'air

On peut remarquer que l'interaction entre deux guides séparés par une seule rangée figure (IV.13) est très forte, plusieurs pics de résonance sont visible dans le spectre. Ces pics correspondent aux pics de résonance excités dans la cavité fabry pérot. Le mode guidé se bascule entre le guide inférieur et le guide supérieur ainsi les deux guides se considèrent comme presque un seul guide. La transmission de la structure vaut au moyen 83% dans le guide inférieur, 7% de la puissance totale est orienté vers le guide supérieur (port4) , et 2% transmis vers le port 3. On constate aussi l'extraction d'une bande de longueurs d'ondes du

guide inférieur et transmise le long du guide supérieur vers le port 3 et le port 4.

Un pic de résonance se situe à longueur d'onde 1587 nm et transmis le long du guide supérieur avec un pourcentage de 40%.

D'après ces résultats, le meilleur couplage obtenu est pour les deux guides séparés par une rangée, ce transfert apparait clairement dans la cartographie dans la figure (IV.12). L'efficacité du couplage augmente plus en plus lorsqu'on minimise la distance entre les deux guides obtenant ainsi ce qu'on appelle un coupleur directionnel, et on peut tirer aussi que le couplage n'existe pas ou bien il est très faible quand on sépare les deux guides par plusieurs rangées.

IV-5-1 Optimisation de la structure de deux guides d'ondes séparés par une rangée (coupleur contra-directionnel)

Nous allons maintenant modifier la structure en deux guides d'ondes séparés par une rangée dans le but d'avoir une meilleure réponse spectrale en particulier la sélection de la longueur d'onde optique. Pour atteindre cet objectif nous avons bloqué la sortie du guide inférieur afin d'augmenter l'effet du couplage (figure IV.14).

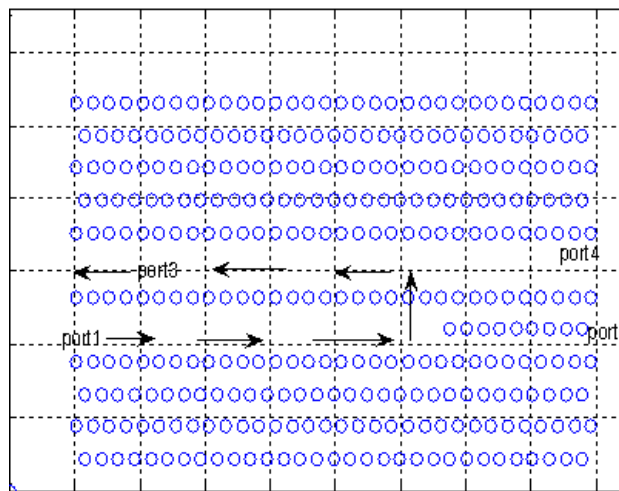


Figure IV.14: Structure de deux guides d'ondes séparés par une rangée optimisée

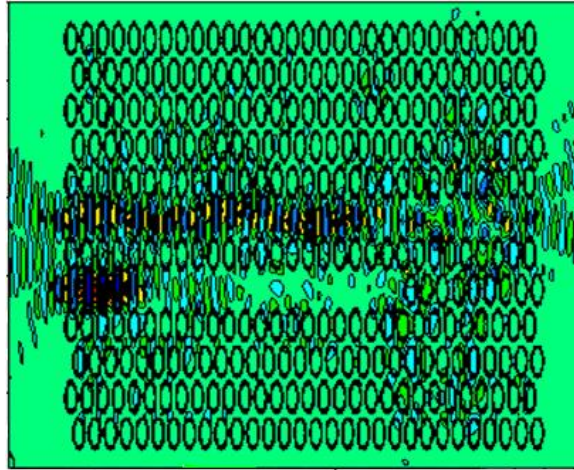


Figure IV.15: Répartition du champ Hz dans la structure optimisée

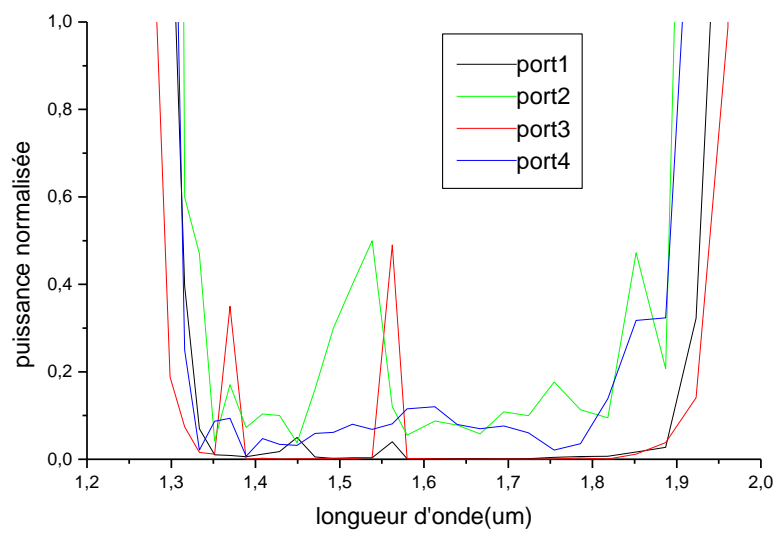


Figure IV.16: Réponse spectrale de la structure optimisée

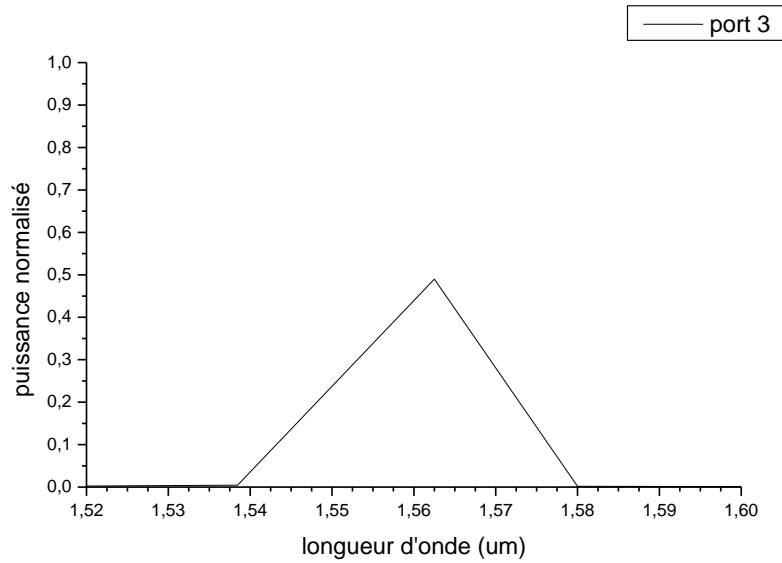


Figure IV.17: Agrandissement du spectre de transmission du port 3

On analysant le spectre de la structure optimisée figure (IV.14) constitué de deux guides d'ondes séparés par une rangée à savoir que le guide inférieur est limité, lorsqu'on a injectée un champ initial à l'entrée du guide inférieur, le champ va tournée dans la structure, la transmission vers le port 2 à diminuer considérablement et vaut aux maximum 50% dans la gamme [1450 nm-1579 nm] cela est dû aux 9 trous qu'on a inséré pour limiter le guide inférieur, ainsi bloqué la bande de longueurs d'ondes reçu au niveau du port 2 et réorienté le champ vers le port 3 .figure(IV.16)

La figure (IV.15) illustre clairement le champ qui tourne dans le sens opposé de l'injection (port1 → port3), il s'agit donc d'un **coupleur contra-directionnel**.

Un pic de résonance se situe à longueur d'onde 1562 nm et transmis le long du guide supérieur vers le port 3 avec un pourcentage de 49% figure (IV.17).

Remarque

Si on compare les deux structures, celle de la figure (IV.13) qui présente un coupleur directionnel et la figure (IV.16) qui présente le coupleur contra-directionnel, on remarque que le meilleur couplage entre eux est le coupleur contra-directionnel lorsque le premier guide est fini, car le couplage contra-directionnel entre deux guides piège le champ ou bien la lumière injectée tourne dans la structure formant une boucle de lumière, et donne un meilleur couplage. Les résultats obtenu concernant le coupleur contra directionnel sont satisfaisantes, une sélection qui vaut 49 % pour la longueur d'onde optique 1562nm du guide inférieur vers le guide supérieur, mais il serait meilleurs si on arrive à accorder cette réponse.

Et vu les propriétés optiques intéressantes du matériau choisi (hétéro-structure d'InP) pour la conception de notre structure (variation de l'indice de réfraction considérable en fonction de la température), nous avons exploité cette effet pour voir l'effet de la température sur notre coupleur contra directionnel.

VI-5-2 Effet de la température sur la réponse optique de notre coupleur contra-directionnel

Les cristaux photoniques que nous utilisons dans ce travail sont réalisés à partir de multicouches de semi-conducteurs III-V comme l'InP.

Ce matériau a des coefficients thermo-optiques relativement intéressants, ce qui fait que l'on peut utiliser la température pour changer l'indice de réfraction du matériau de haut indice afin d'accorder la réponse optique du cristal photonique.

Les valeurs de dn_{eff}/dT donnée par échantillon sur substrat d'InP, est égale à $+2.10^{-4}/C^0$ [4, 5]. Pour des températures qui varient de 25^0C à 75^0C avec un pas de 10^0C , les indices de réfractions du matériau de haut indice vont de 3.243 à 3.253 comme indiquée sur la courbe donnée par la figure (V.18).

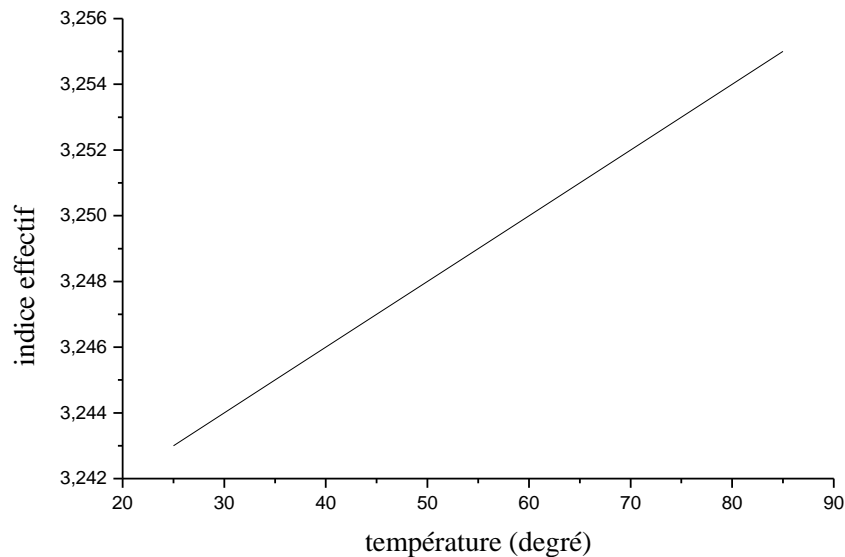


Figure IV.18: Variation de l'indice effectif de la structure d'InP en fonction de la température

Nous allons étudier la transmission à travers notre coupleur contra-directionnel en fonction de la température, et voir la réponse dans une plage de $\Delta T=50\text{ C}^0$ sur les propriétés optiques de notre structure.



Figure IV.19: Structure d'un coupleur contra-directionnel

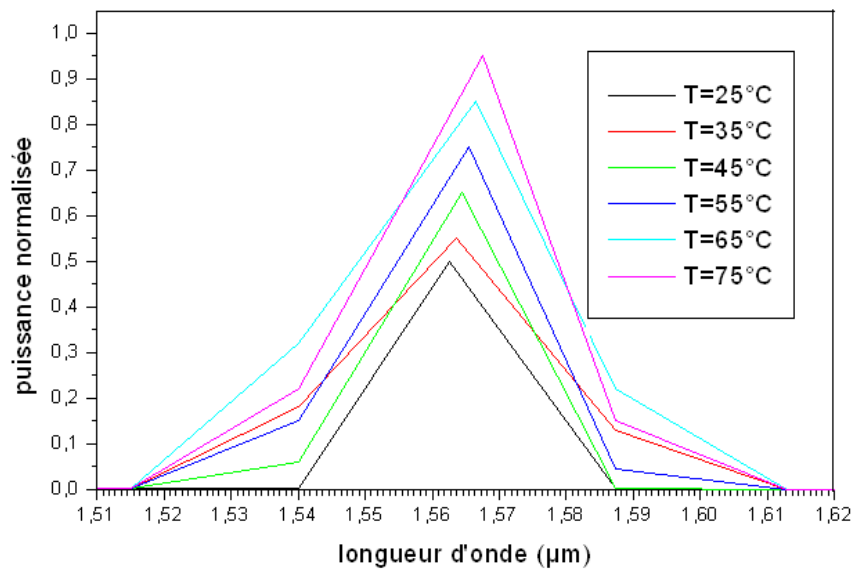


Figure IV.20a: réponse spectrale en transmission de la structure triangulaire d'un coupleur contra-directionnel en fonction de la température.

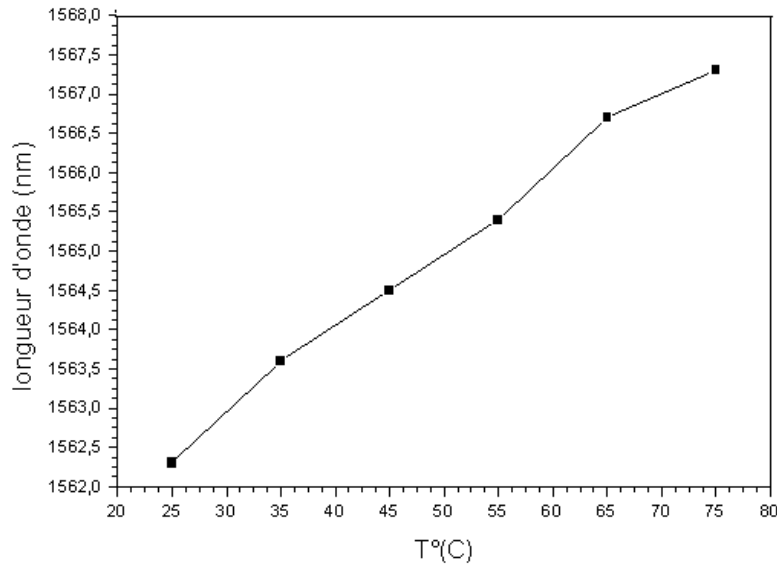


Figure IV.20b: Position du pic de résonance du coupleur contra-directionnel en fonction de la température: régression linéaire

La figure (IV.20a) montre la transmission de notre coupleur contra-directionnel en fonction de la température. Le pic de résonance se situe à la longueur d'onde $\lambda=1562.5$ nm à $T=25^{\circ}\text{C}$ avec un facteur de qualité $Q = \lambda_0 / \Delta\lambda_0 = 50$ et une puissance normalisée de 49%. Nous avons ensuite tracé la variation du pic de résonance en fonction de la température figure (IV.20b).

Dans une plage de $\Delta T = 50^{\circ}\text{C}$, le pic s'est déplacé de $\Delta\lambda = 5$ nm avec un rendement double. On remarque que la longueur d'onde $\lambda=1567.5$ nm à $T=75^{\circ}\text{C}$ est extraite avec une puissance normalisée de 95%. On remarque que toutes les longueurs d'ondes en fonction de la température sont décalées vers les hautes valeurs à cause d'augmentation de la température. Les valeurs de dn_{eff}/dT donnée par échantillon sur substrat d'InP, est égale à $+2.10^{-4}/^{\circ}\text{C}$

[6-7], Le décalage des longueurs d'onde (est dû au décalage de la bande interdite photonique vers les régions les plus élevées de longueur d'onde ce qui implique un décalage de la fréquence de coupure des modes. Ceci est dû à la variation des valeurs d'indice de réfraction de l'hétérostructure sur substrat InP avec la température. En utilisant ce concept de base, il est alors possible de concevoir un capteur de température tout optique pour l'optique intégrée avec les cristaux photoniques bidimensionnels. , d'après cette dernière, la position du pic de résonance montre une dépendance linéaire en fonction de la température, Une régression linéaire donne une pente de $d\lambda/dT = + 0.1$ nm/ $^{\circ}\text{C}$. Ces résultats démontrent ainsi, la possibilité d'accorder la réponse optique de notre coupleur contra-directionnel par la température.[8]

IV.6 Le Virage dans les CPs

La structure en cristal photonique est insérée entre 2 guides d'onde, d'accès et de sortie, de largeur adaptée à celle du guide W1, nous injectons directement le mode fondamental dans le W1 coudé à 60° , tout en minimisant les réflexions dues à l'interface guide plan/ guide W1 (Figure IV-21).

La cartographie résultante est un mélange du mode stationnaire au niveau du coude et de l'onde propagative .

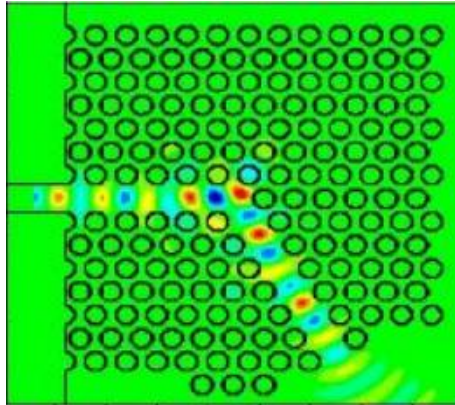


Figure IV-21. . Cartographie réalisée autour de la fréquence de résonance par FDTD 2D.

Pour accentuer la résonance, au niveau du coude nous adjoignons des miroirs à la cavité, dans le but d'augmenter la durée de vie du mode de cavité et ainsi visualiser l'allure de l'extension spatiale relative à la seule résonance de cavité. (Figure IV-22a).

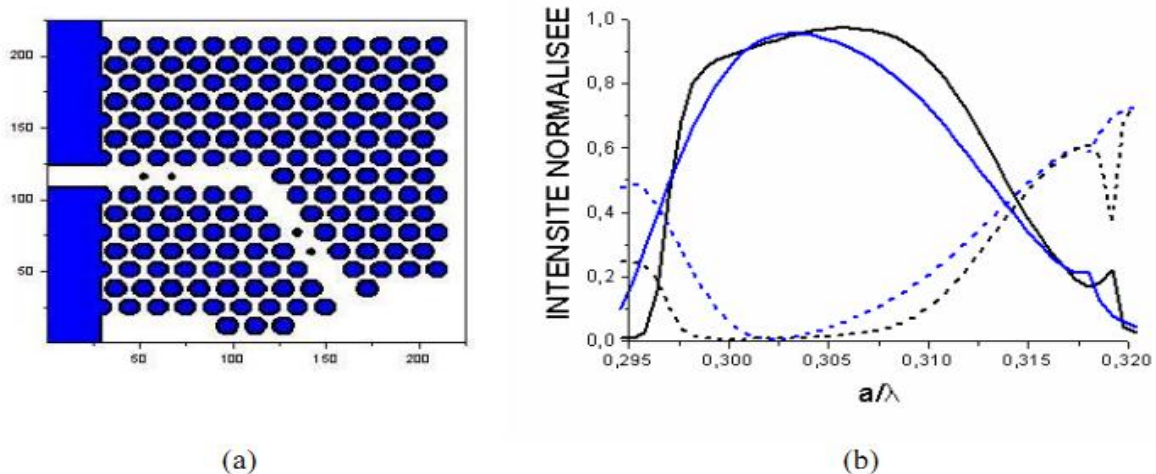


Figure IV-22. Simulation FDTD d'un virage multi mode (adjonction des petits trous) - schéma de la structure (a) et réponse obtenue (b) en transmission (trait noir), en réflexion (tirets noirs). La transmission (trait bleu) et la réflexion (tirets bleus) du virage référence sont également représentées.

La figure IV-22b. représente la transmission et la réflexion obtenues numériquement sur le virage auquel on a adjoint des miroirs peu réfléchissants positionnés de telle manière que les symétries soient conservées. On constate le sensible élargissement de la bande passante mais surtout la nette amélioration du comportement de la réponse (réponse "quasi-porte «en noir), par rapport au virage référence (en bleu).

La cartographie présentée figure IV-22c confirme la transmission presque complète.

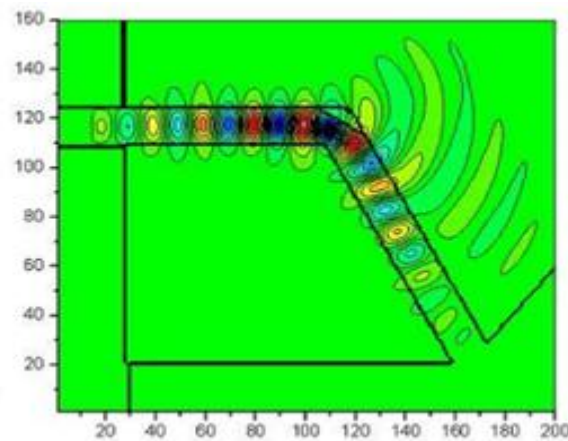


Figure IV-22c cartographie d'un virage de type adjonction des petits trous

IV-7. Technique de couplage utilisée avec infiltration des organiques liquides:

Une fonction de cavité Fabry-Perot a été intégrée à un guide W1KA en insérant des motifs dans ce guide figure (IV-23) Une cavité à défaut ponctuel a été dans un premier temps utilisée et a permis d'obtenir une transmission. La plupart des longueurs d'ondes guidées seront réfléchies à l'extrémité du guide, sauf quelques unes, qui seront couplées à la cavité (Figure V. 2). Cette approche permet plutôt de réaliser des dispositifs de type Fabry-Perot.[9]

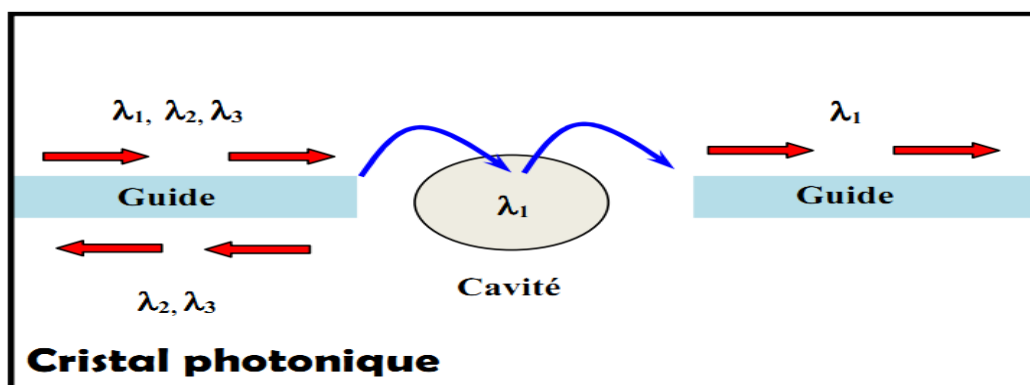


Figure IV.23: Dispositif associant guide et cavité d'un même cristal photonique bidimensionnel [9].

Le guide à cavités couplées est très intéressant en raison de ses applications potentielles dans les circuits optoélectroniques intégrés. Toutefois, comme son nom l'indique, à cause de son comportement fortement résonant, le couplage de la lumière de manière efficace à l'entrée et à la sortie de ce type de guide reste un défi. Dans notre étude, on prend seulement une partie de démultiplexeur étudié précédemment avec deux ports, le port d'entrée et de sortie et on insère deux filtres résonant mais en infiltre des organiques liquides : de carbon tetrachloride sa formule chimique est (CCL_4) avec un indice de réfraction 1.46, et de carbon disulfide sa formule chimique est (CS_2) avec l'indice de réfraction 1.62 dans le guide de sorti avec diminution des tiges infiltrés de $0.05\mu m$, ainsi que les deux tiges entourant le trous coloré en jaune de $0.09\mu m$ présenter dans la figure IV-24 avec toujours une pulsé gaussienne, nous avons utilisé une cavité résonante défectueuse pour sélection de longueur d'onde.

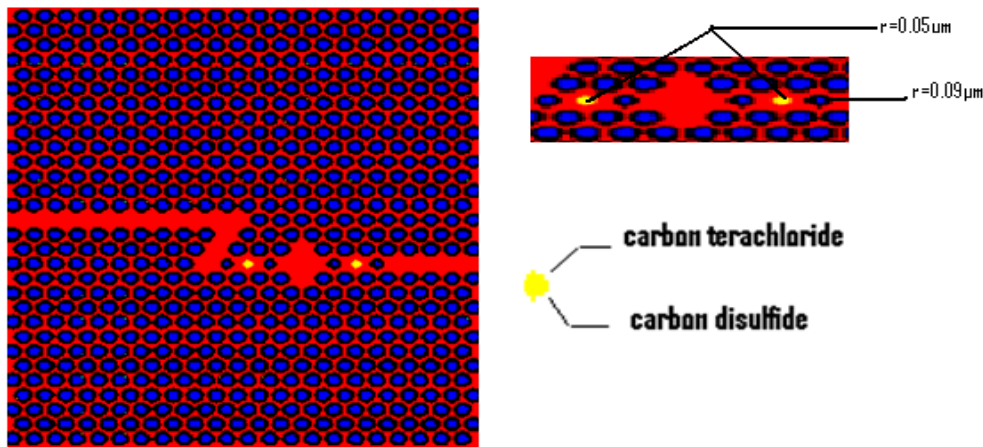


Figure IV-24 .structure simulé avec infiltration des liquides organiques

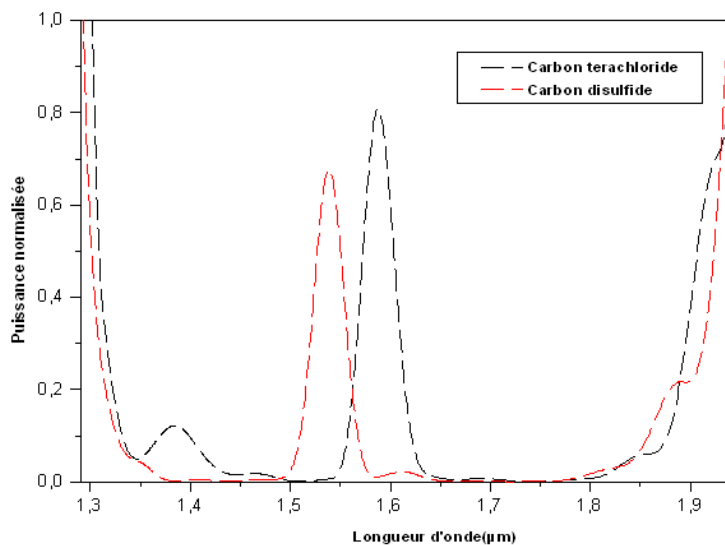


Figure IV-25. Transmission spectrale de la structure infiltrée

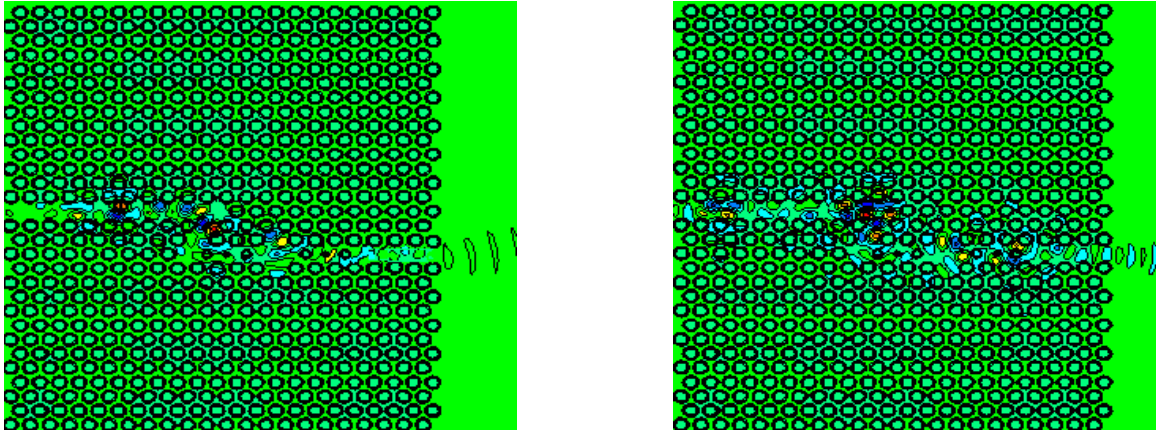


Figure IV.26. La distribution du champ magnétique Hz de la structure excitée en mode TE, pour: (a) tiges infiltrée de carbone disulfide, (b) tiges infiltré de carbone terachloride

D'après la figure IV.25 on constate un bon recouvrement de la longueur d'onde $1.55\mu\text{m}$, nous obtenons un pic de transmission de chaque infiltration de liquide organique mentionné figure IV.24, par rapport au carbone tetrachloride (CCl_4) un pic de transmission atteint 80% à la longueur d'onde $1.58\mu\text{m}$, ainsi que le carbone disulfide (CS_2) avec un pic de 67% à la longueur d'onde $1.53\mu\text{m}$, la diminution des trous infiltrés permet à la puissance de couplé dans les cavités du guide d'onde, c.-à-d., un couplage entre le guide et les cavités,

Donc pour augmenter l'efficacité de couplage entre un guide à cavités couplées et un guide diélectrique en minimisant d'abord le rayon des trous de sortie du guide à cavités couplées qui entoure les trous infiltrés par des organiques liquides, de ce fait l'ajout de défauts à l'extrémités du guide c'est pour améliorer l'efficacité de couplage entre le guide à cavités couplées et un guide droit, donc le résultat obtenu pour simulation montre que la longueur d'onde de résonance du filtre dépend de la diminution des trous ainsi que l'indice de réfraction.

IV-8 La Conception de différents structures de démultiplexeur en longueur d'onde

IV-8-1 Démultiplexeur à trios longueurs d'onde

Nous allons considérer deux coudes à 60° , en contact avec un guide W1 linéaire. La figure IV.27 a donné l'allure de la structure.

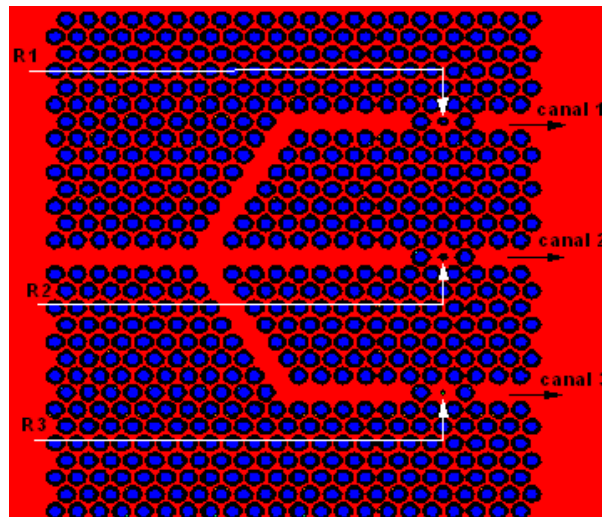


Figure IV-27a. Structure d'un Démultiplexeur jonction Y de 3 canaux de sortie

On remarque une évolution du taux de transmission de la réponse spectrale pour les trois canaux de sorties entre 80% ,84%, respectivement pour des longueurs d'ondes ($1.492 \mu\text{m}$), ($1.562 \mu\text{m}$), et ($1.640 \mu\text{m}$). Figure IV.27b.

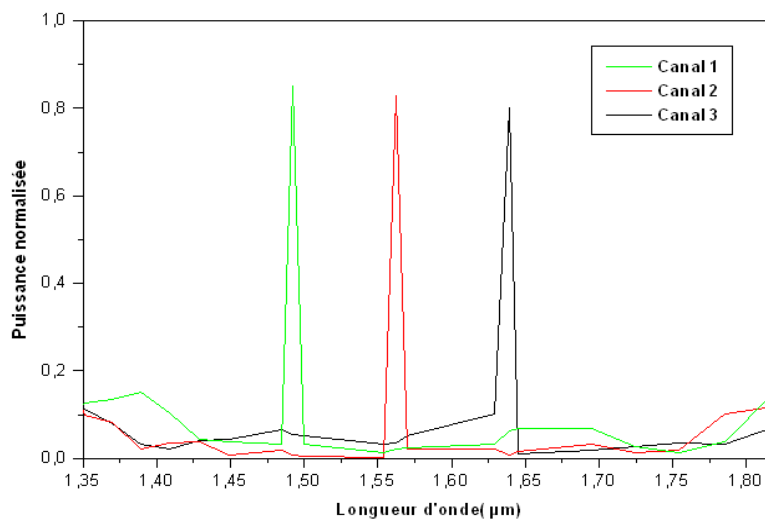


Figure IV-27b. Réponse spectrale en transmission d'un démultiplexeur à trois canaux

On note que la topologie présente une division presque égale et efficace permet à l'onde de suivre la direction de la jonction, donc nous remarquons qu'on a utilisée des résonateurs dans cette jonction, nous a permis de filtrer trois longueur d'ondes avec un bon rendement comme il est montré sur le tableau IV-1 suivant :

Tableau IV. 1. Démultiplexeur à trois canaux

Longueur d'ondes (μm)	$\lambda_1=1.492$	$\lambda_2=1.562$	$\lambda_3=1.640$
Transmission normalisée (%)	84	82	80

Les propriétés de transmission a donné une bonne répartition du champ magnétique Hz qui est bien visible sur la figure IV-27c. Schématisant la distribution du champ.

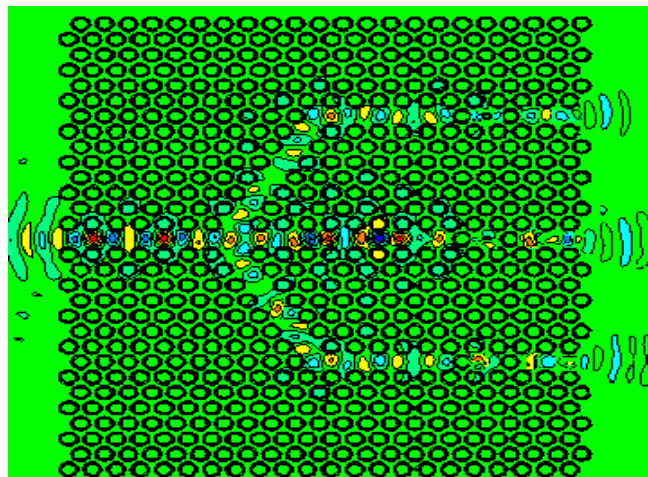


Figure IV-27c. Répartition du champs magnétique Hz de démultiplxeur 1 vers 3

IV-8-2. Démultiplexeur jonction Y(1 X N)

a) Structure de diviseur en Y (1x2) non optimisée

il s'agit d'une jonction Y 1x2, à une entrée et deux sorties (1x2), l'entrée est indiquée par le port1, la sortie est récupérée au port 2 ou 3.(Figure IV.28a)

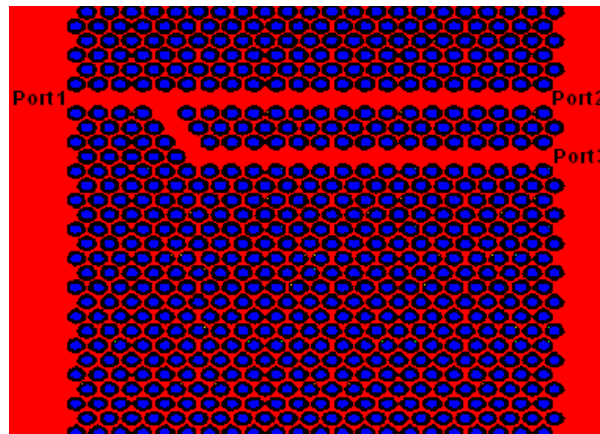


Figure IV-28a. Diviseur Y 1x2 non optimisée

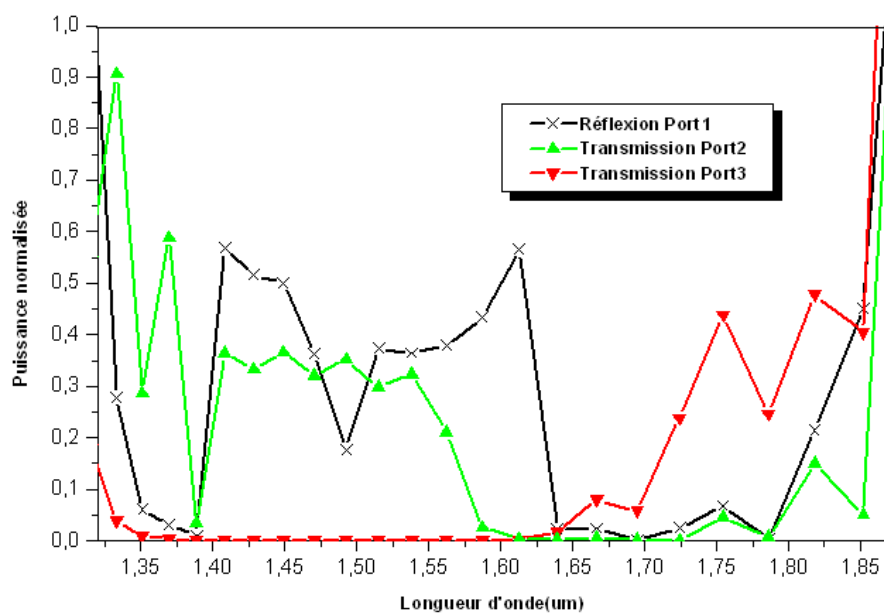


Figure IV-28b. La réponse spectrale (transmission/réflexion) de la jonction Y (1x2) obtenus dans les 2 ports

D'après la figure IV-28b, on remarque une faible transmission prise dans la gamme d'onde obtenue dans les deux ports de sorties, un maximum de la puissance à été transmise de la gamme d'onde $[1.40-1.60] \mu\text{m}$ ne dépasse pas 40%, et l'autre port presque nulle, avec une réflexion maximal de 59%, ce qui explique qu'il n'ya pas de mode guidés à cause des pertes au niveau des virages non optimize.

La cartographie de champs magnétique dans ce dispositif est représentée dans la figure IV-28c. Il est claire que l'onde incidente de la jonction Y non optimisée est réfléchi dans le sens inverse pour faire un retour vers l'entrée de la jonction.

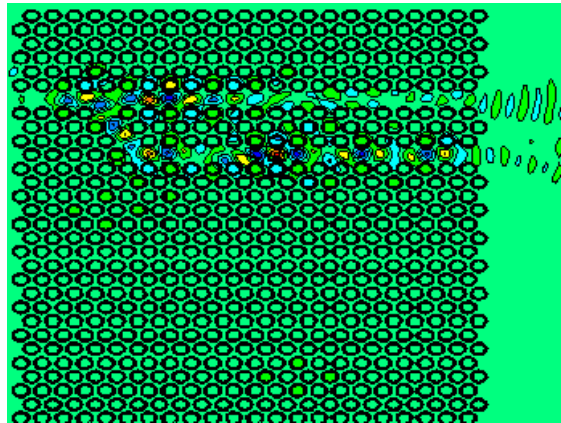


Figure IV-28c .la répartition du champ de la jonction Y (1x2) non optimisée

b) Structure de demultiplexeur en Y (1x2) optimisée

Pour améliorer la transmission et gagner une large bande passante à la sortie, on va faire une optimisation et déformation de la structure de la jonction Y proposé précédemment de la figure IV-28a, nous allons modifier la géométrie des trous au début du guide on augmentant les rayons des dix trous qui ce trouve en haut du guide, ainsi ajouter un miroir réfléchissant à notre dispositif avec la suppression d'un seul trous situé en face du miroir réfléchissant, donc on aura la structure optimisée présenté sur la figure IV-29a.

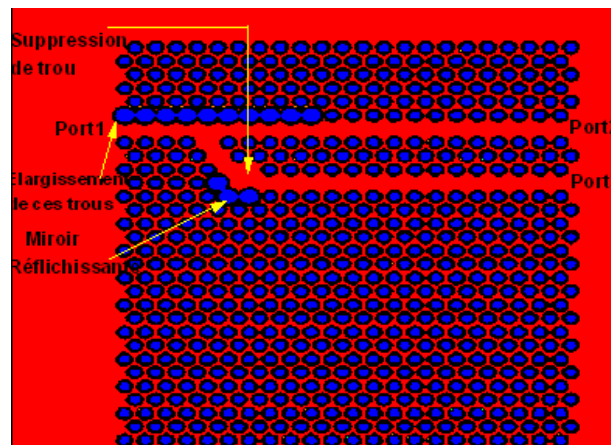


Figure IV-29a. Diviseur Y 1x2 optimisée

La transmission analysée numériquement sur cette jonction en Y 1×2 est reportée sur la figure IV-29b.

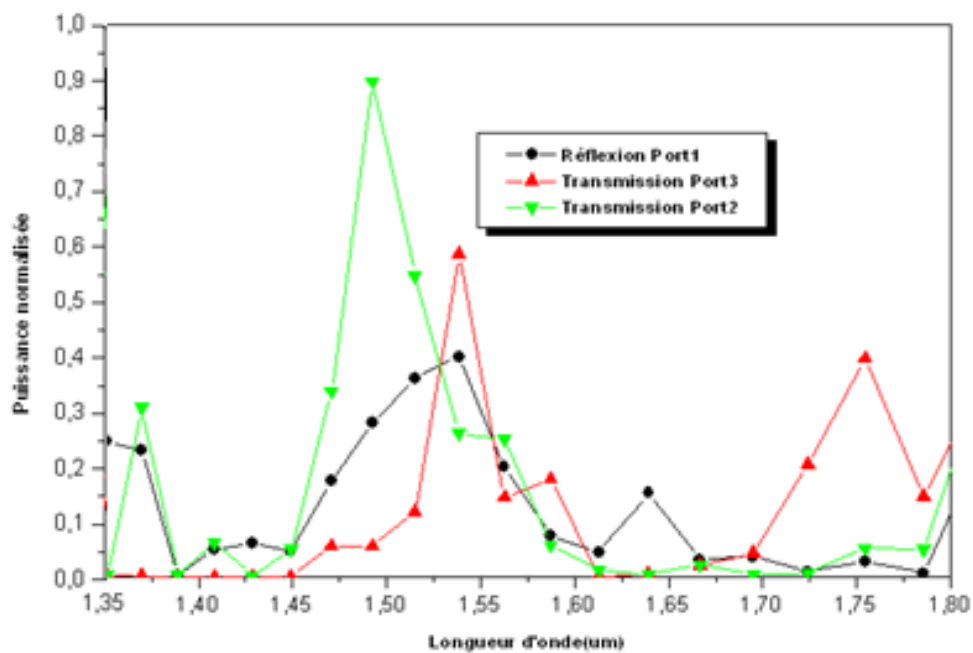


Figure IV-29b. la réponse spectrale (transmission/réflexion) de la jonction Y (1x2) optimisé obtenus dans les 2 ports.

Après optimisation on remarque d'après la figure IV-29b, une transmission visible avec une évolution de la réponse spectrale qui atteint 91 % pour le port(2), et 70% pour le port (3), et ça pour les longueurs d'ondes [1.47 μm - 1.57 μm], la distribution du champ dans la jonction (1x2) optimisée est illustrée par la figure IV-29c.

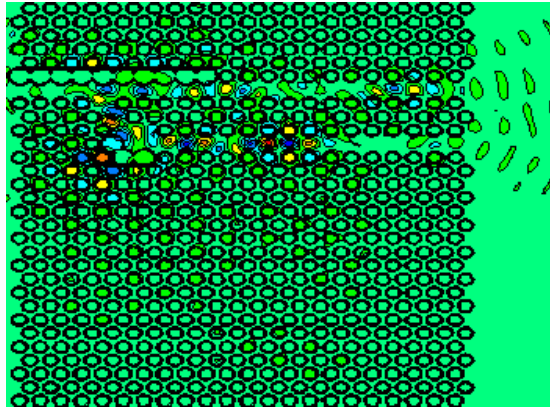


Figure IV-29c. la répartition du champ de la jonction Y (1x2) optimisée

c) Structure de démultiplexeur en Y (1x4) non optimisée

On conserve les mêmes propriétés physique et géométrique de la jonction précédant Y (1x2), on ajoutant deux ports de sorties au dessous des deux canaux précédant, nous obtenons quatre ports pour la sortie (figure IV-30a).

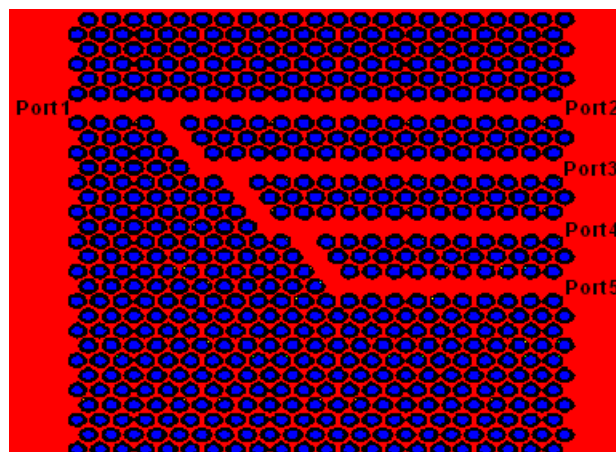


Figure IV-30a. Diviseur Y (1x4) non optimisée

On remarque d'après la figure IV-30b une faible transmission obtenue dans la gamme des longueurs d'ondes aux alentours de $1.55\mu\text{m}$, presque une transmission nulle, dans cette gamme $[1.40-1.6]\mu\text{m}$, à parts le port (2) qui touche une transmission moins de 40% avec une réflexion importante et qui atteindrent 60%. Ce qui explique encore qu'il n'y a pas des modes guidés dans ce démultiplexeur (1x4), et qu'il y a des pertes aux niveaux des coudes. Ceci est montré par la cartographie du champ de la jonction Y (1x4) de la figure IV-30c.

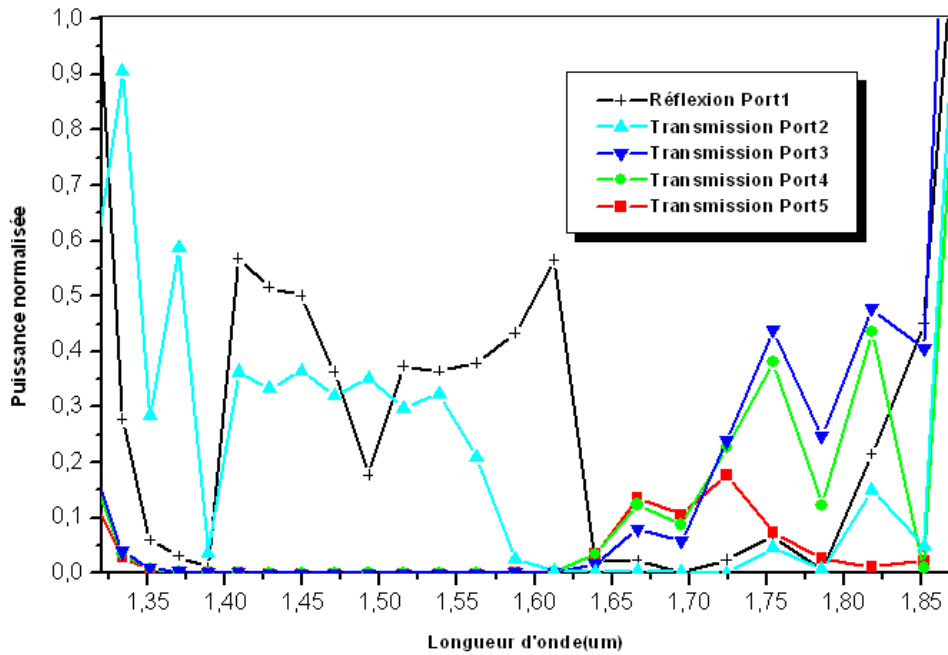


Figure IV-30b. la réponse spectrale (transmission/réflexion) de la jonction Y (1x4) non optimisée

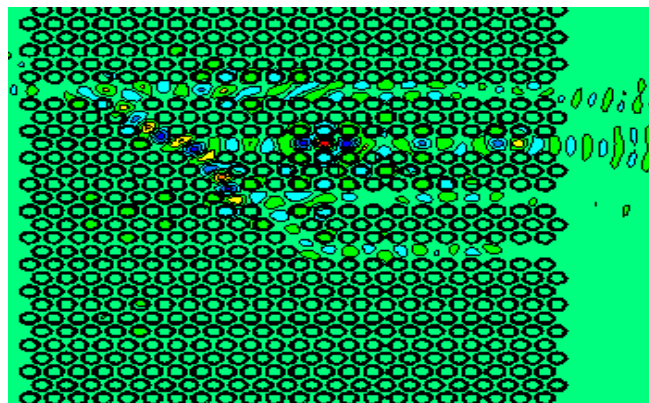


Figure IV-30c. la répartition du champ de la jonction Y (1x4) non optimisée

d) Structure de démultiplexeur en Y (1x4) optimisée

De même, on garde la même topologie d'optimisation de la figure IV-30a, nous obtenons la figure IV-31a.

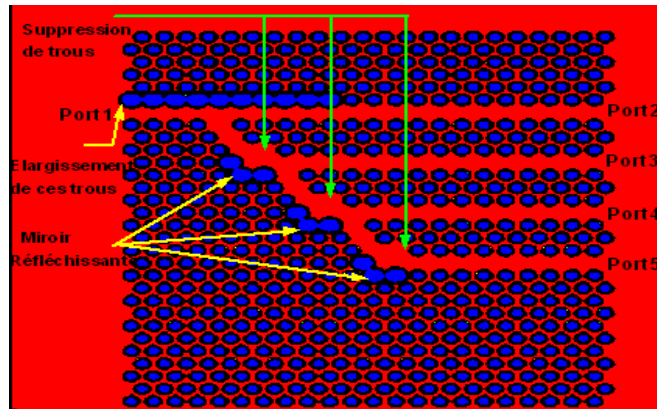


Figure IV-31a. Démultiplexeur Y (1x4) optimisée

A partir de spectre de transmission et de réflexion illustré à la figure IV-31b, de diviseur optimisé, nous remarquons qu'il y a une bonne amélioration de transmission qui touche les quartes ports, la transmission maximal enregistrée est de l'ordre 90 % pour le port(2), de plus il y a une répartition efficace de puissance dans les autres ports de sorties de, 70%, 65%, et 60%, successivement, port(3), port(4) et port (5), la figure IV-31c, schématise la distribution du champ dans la jonction Y 1x4.

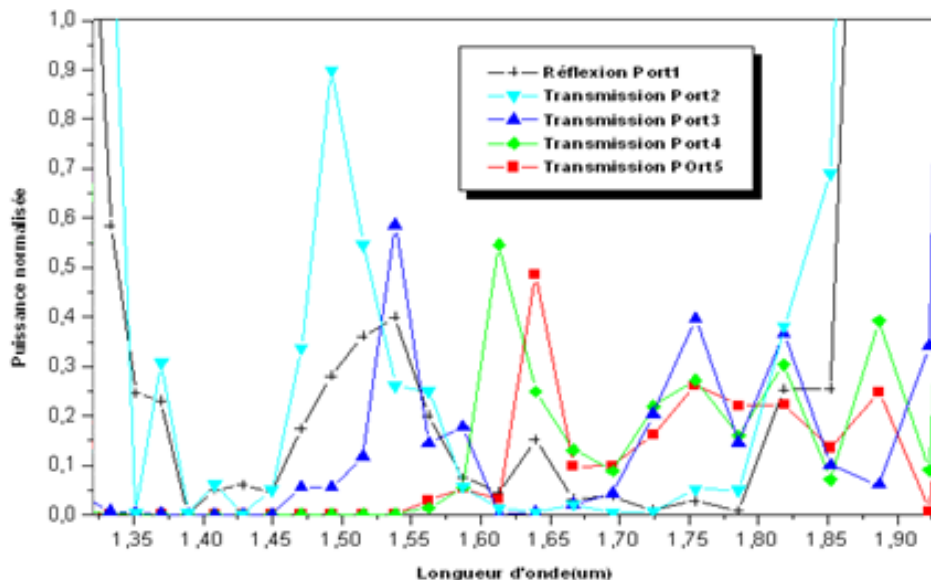


Figure IV-31b. la réponse spectrale (transmission/réflexion) de la jonction Y (1x4) optimisé obtenus dans les 4 ports

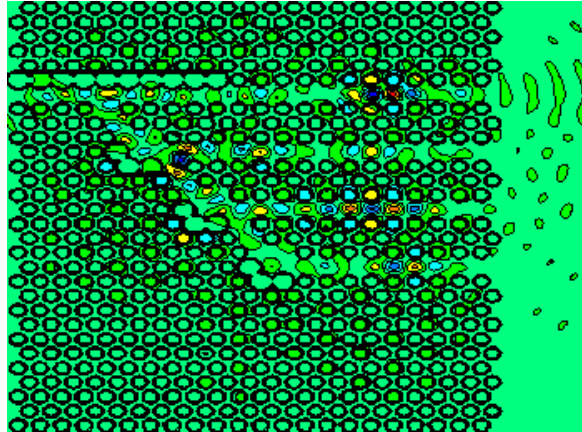


Figure IV-31c. la répartition du champ de la jonction Y (1x4) optimisée

e) Structure de démultiplexeur en Y (1x6) non optimisée

On garde toujours les mêmes propriétés précédente du diviseur (1x2), (1x4) et (1x6), on ajoutant tous simplement deux ports de sorties au dessous de la jonction Y (1x4), la structure simulés est indiquées sur la figure IV-32a.

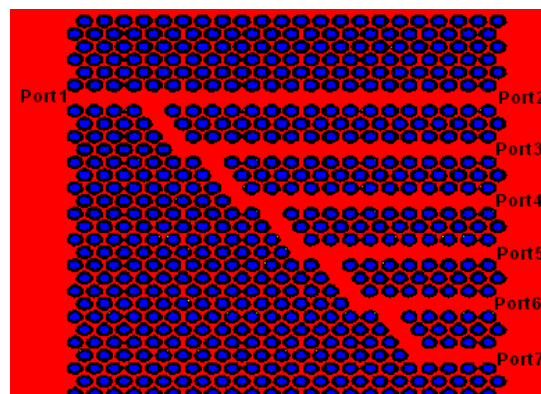


Figure IV-32a. Diviseur Y (1x6) non optimisée

D'après la figure IV-32b, on observe qu'il a une faible transmission surtout sur le port 3,4,5,6 et 7, dans la gamme $[1.35-1.65] \mu\text{m}$, et ce qui est illustré et vérifié dans la cartographie dans la figure IV-32c. Ceci explique qu'il n'y a pas de modes guidés suffisamment, et ça due aux pertes étalés causés par les coins ou bien les angles des guides.

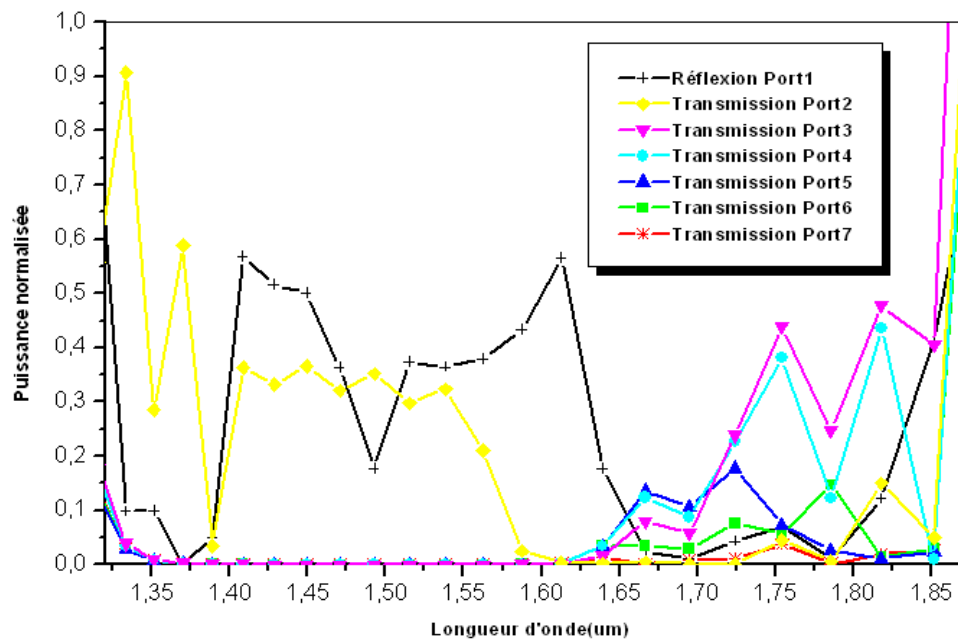


Figure IV-32b. la réponse spectrale (transmission/réflexion) de la jonction Y (1x6) non optimisé obtenus dans les 6 ports

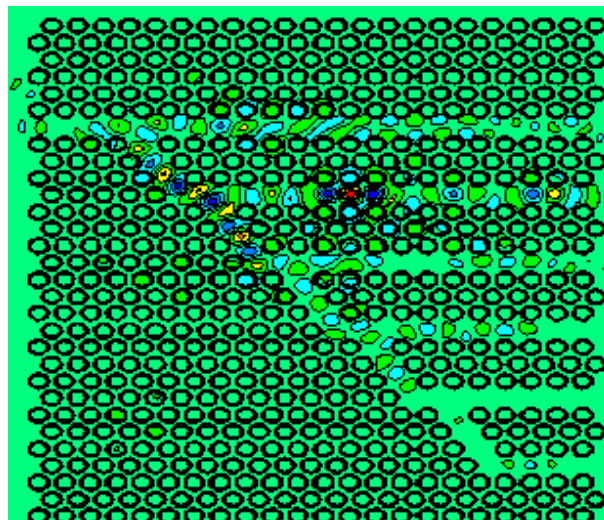


Figure IV-32c. la répartition du champ de la jonction Y (1x6) non optimisée

f) Structure de démultiplexeur en Y (1x6) optimisée

De même que tous les simulations faite précédemment, on garde la même topologie utilisé pour les jonctions (1x2) et (1x4) optimisée, on ajoutant sur ce dernier deux ports de sorties au dessous des quatre canaux précédent, nous obtenant six canaux un sous l'autre de façon schématisé selon la figure IV-33a.

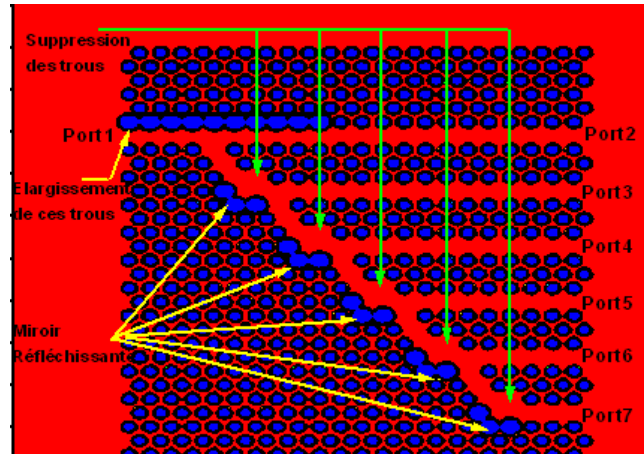


Figure IV-33 a. Diviseur Y (1x6) optimisée

Donc on remarque un bon rendement comparé par rapport à la structure non optimisé, de façon qu'il ya une évolution remarquable et variable, comme la montre, la réponse spectrale de la jonction (1x6) dans la figure IV-33b.

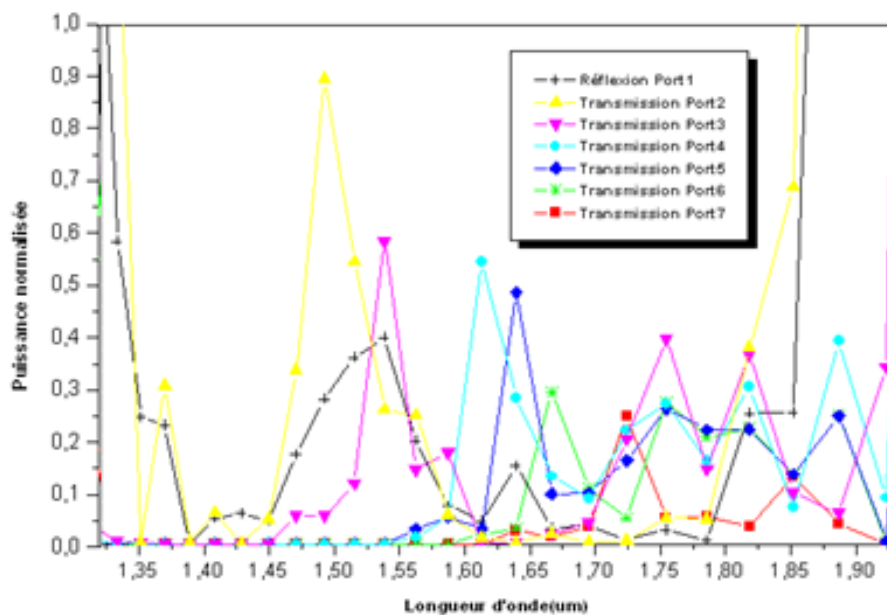


Figure IV-33b. la réponse spectrale (transmission/réflexion) de la jonction Y (1x6) optimisé obtenus dans les 6 ports

une évolution remarquable dans les différents ports sur toute la gamme de la longueur d'onde, nous enregistrons une transmission qui atteint 90 % pour le port(2) , à $\lambda_1=1493\text{nm}$,et une évolution variable qui touche les autres canaux, λ_2 (1539nm,69%) ; λ_3 (1612nm,65%) ; λ_4 (1639,58%) ; λ_5 (1665nm,34%) ; λ_6 (1722nm, 29%) , ainsi nous déduisant qu'il ya un bon confinement de l'onde à travers la jonction (1x6) en ayant avec une réflexion de 40%.

La distribution du champ montre la propagation de l'onde dans la jonction Y (1x6) (figure IV-33c)

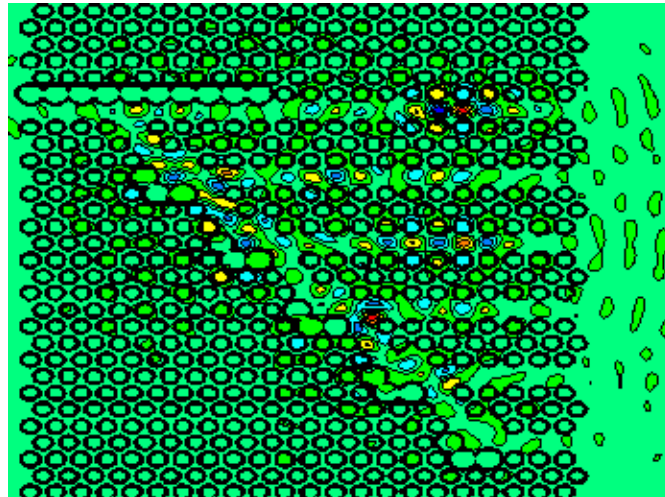


Figure IV-33c.la répartition du champ de la jonction Y (1x6) optimisée

Donc nous avons pu concevoir un diviseur en Y 1 X 6 à base de cristaux photoniques bidimensionnels. L'optimisation a pour rôle d'améliorer la qualité de transmission des ports de ces jonctions.

IV-9. Démultiplexeur de longueur d'onde à 4 canaux basé sur des résonateurs annulaires à CP

Dans ce paragraphe, une nouvelle conception de démultiplexeur [10] basée sur un résonateur en CP 2D est proposée. Nous avons conçu la structure de la figure IV-34a, basée sur des tiges d'air dans un SC. Le nombre de tiges dans les directions x et z est respectivement 22 et 30. Le rayon de la tige diélectrique est de $R = 130$ nm.

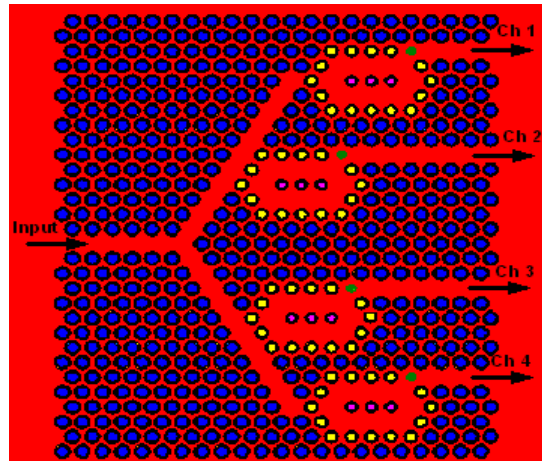


Figure IV-34a. Démultiplexeur proposé.¹

Dans cette structure figure IV-34b, une bande interdite photonique plus large s'étend de $0.27 < a/\lambda < 0.44$ pour la polarisation TM (où le champ magnétique est dans le plan de propagation et le champ électrique est perpendiculaire), où λ est la longueur d'onde dans l'espace libre..

¹ The international Conference Optics and Photonics Algeria OPAL'2018 »

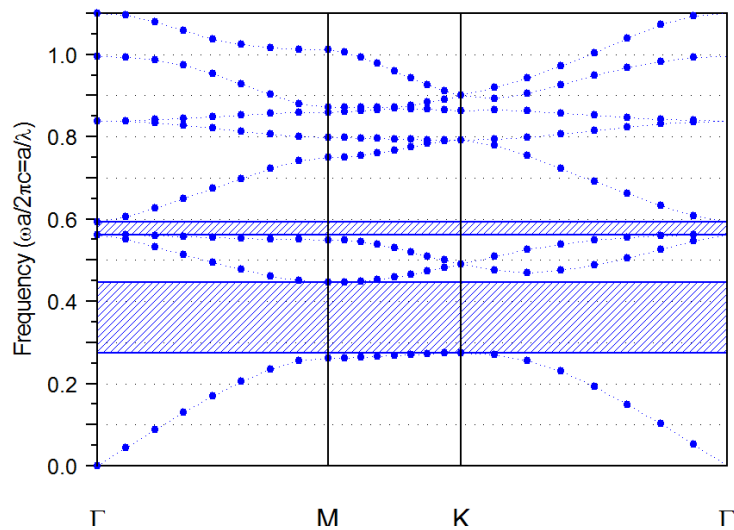


Figure IV-34b. Structure de bande de cristal photonique triangulaire de lumière polarisée TM

Aujourd'hui, l'utilisation de résonateurs annulaires pour concevoir des outils optiques attire d'avantage l'attention par rapport aux défauts linéaires car les résonateurs en anneau offrent une évolutivité de taille, une flexibilité de conception de mode grâce à leur nature multi-mode et leur adaptabilité dans la conception des structures,[12]. Notre structure se compose de plusieurs parties qui comprennent: Un guide d'onde qui est au milieu de la structure, il y a également quatre guides d'ondes plus petits qui sont situés au-dessus de chaque résonateur. Chaque résonateur se trouve au milieu du guide d'ondes intermédiaire et d'un petit guide d'onde. Figure (IV-34a).

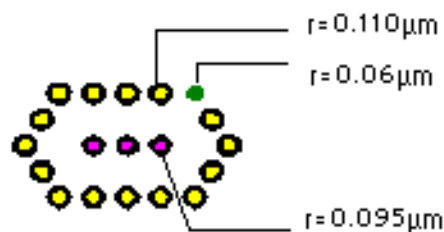


Figure IV-34c. Structure d'un résonateur utilisée dans le démultiplexeur

Le résonateur comme le montre la figure IV-34c, comprend des défauts créés en changeant la forme de la cavité et la taille des trous. Les rayons des 19 trous dans la cavité sont modifiés, tels que: les rayons des trous entourant la cavité colorée en jaune ont un rayon de 0,110 μm , et les trous internes avec un rayon de 0,095 μm colorés en rouge, et un trou avec un rayon de 0,06 μm qui est le trou de couplage du guide d'onde situé sur le côté droit du résonateur pour augmenter le couplage de la cavité résonnante au guide d'ondes de chaque canal [11].

La figure (IV-34d) représente le spectre de transmission normalisé d'un démultiplexeur à 4 canaux basé sur des résonateurs en cristaux photoniques, la sortie 1 de la structure propose sélectionne la longueur d'onde $\lambda_1=1.442\mu\text{m}$ avec un rendement de transmission égal à 79% et un facteur de qualité Q égal à 1000. Pour le canal de sortie 2, $\lambda_2=1.492\mu\text{m}$ le rendement de transmission est égal à 83.23% $Q=1918.6$. Pour le canal de sortie 3, $\lambda_3=1.562\mu\text{m}$ et un rendement de transmission est égal à 79, 53% et $Q= 2023, 48$ et pour le canal de sortie 4, $\lambda_4=1.623\mu\text{m}$ le rendement de transmission est égal à 79% et $Q= 1668, 78$.

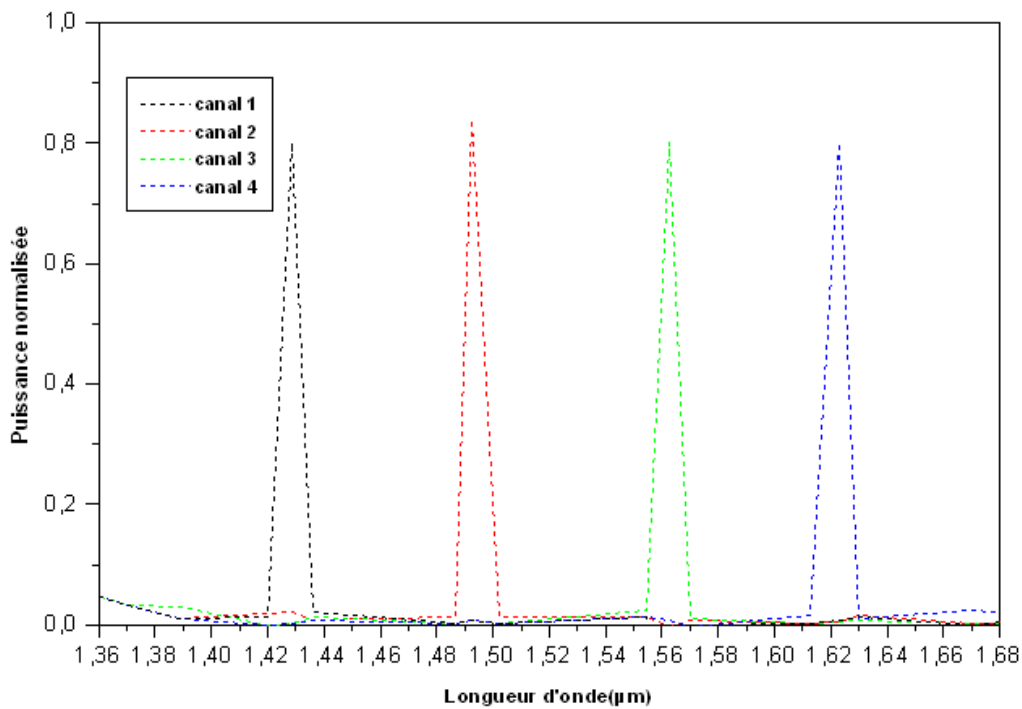


Fig.IV-34d. Le spectre de transmission normalisé du démultiplexeur à 4 canaux

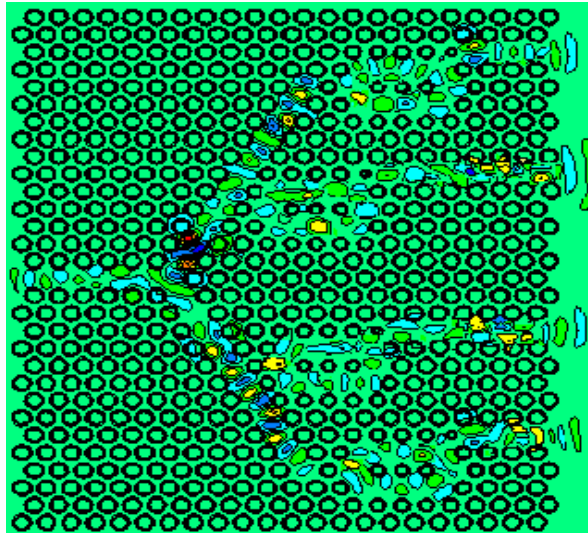


Fig.IV-34e. Distribution du champ magnétique Hz du démultiplexeur à 4 canaux

Finalement, la distribution du champ magnétique pour la structure finale du démultiplexeur, présentée pour les quatre longueurs d'onde $\lambda_1 = 1.4428\mu\text{m}$, $\lambda_2 = 1.492\mu\text{m}$; $\lambda_3 = 1,562\mu\text{m}$, et $\lambda_4 = 1,623\mu\text{m}$ a été représenté sur la figure IV-34e. Donc la structure étudié capable de démultiplexer quatre longueurs d'ondes. En réduisant le trous de chaque résonateur, un signal incident comportant quatre longueurs d'onde se propage dans chaque canal, Le déplacement de la fréquence de coupure permet de filtrer sur toute la longueur du guide une longueur d'onde après l'autre, ce qui explique le principe de filtrage de notre dispositif. à une position précise.

IV-10. Démultiplexeur de longueur d'onde à neuf canaux basé sur CP 2D.

Le démultiplexeur de longueur d'onde proposé (WDDM) utilise aussi un réseau triangulaire bidimensionnel de trous d'air dans un milieu diélectrique pour un bon confinement et une bonne manipulation de la lumière.

Le démultiplexeur est conçu avec 22×30 tiges dans les directions X et Z. Le rayon des tiges d'air est de $R = 130$ nm (figure IV-35a)

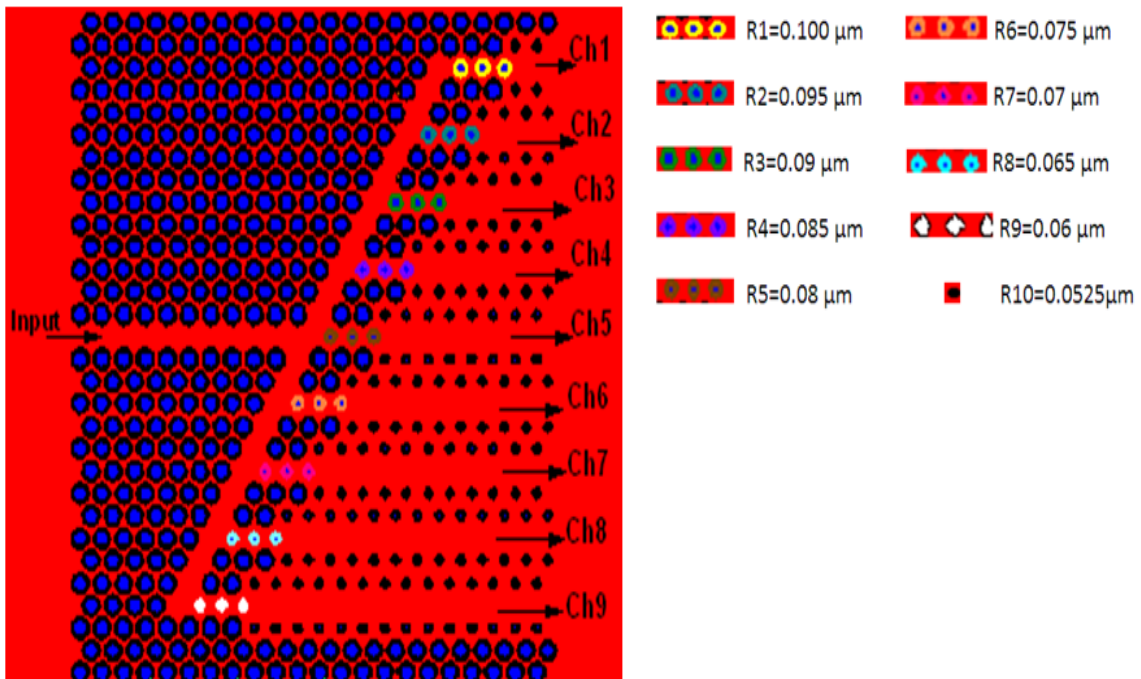


Figure IV-35a. La structure d'un démultiplexeur de longueur d'onde à neuf canaux

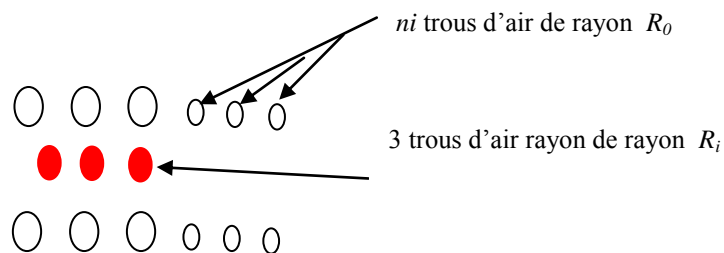


Figure IV-35b. Structure de la cavité résonnante avec défaut proposée

Dans cette structure figure IV-35a, nous avons utilisé une cavité résonnante avec défaut en tant que partie de sélection de longueur d'onde du démultiplexeur. Comme le montre la figure IV-35b, la cavité résonnante est composée de trois tiges d'air centrales de rayon réduit; R_i où i est le nombre de canaux. Les trous centraux sont représentés en différentes couleurs pour être

distinguées des autres trous. Aux côtés supérieur et inférieur des tiges, nous avons d'autres trous construisant les murs supérieurs et inférieurs de la cavité. Afin de contrôler la largeur de la cavité résonante, nous réduits le rayon de n tiges sur R_0 . La longueur d'onde de résonance de la cavité proposée dépend de R_i et du paramètre n .

En enlevant 10 trous d'air de la ligne centrale du réseau de tiges d'air figure IV-35a, et 25 trous d'air incliné de 60° , nous avons créé les guides d'ondes d'entrée. Ensuite, neuf guides d'ondes de sortie sur les côtés droits du guide d'onde d'entrée ont été créés.

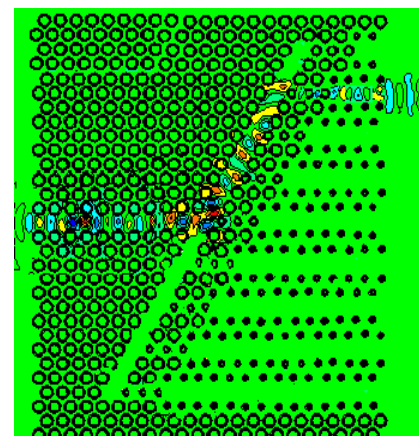
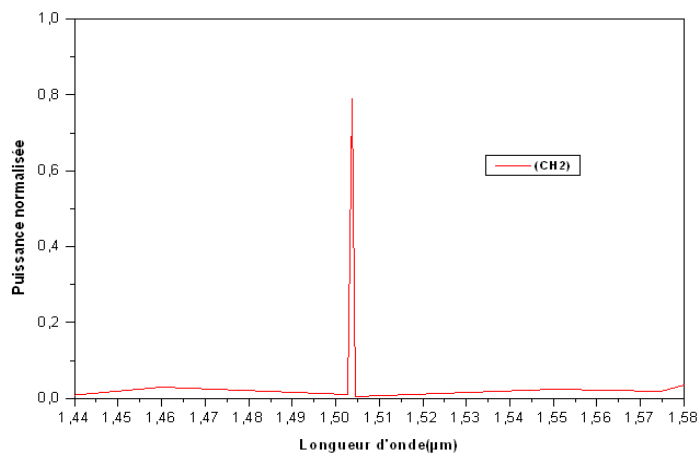
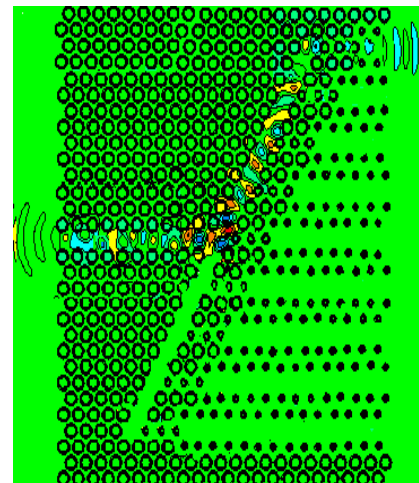
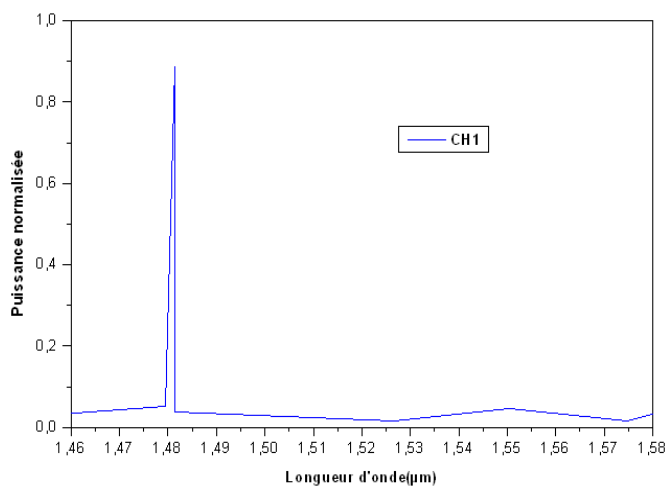
Enfin, nous mettons des cavités résonantes entre le guide d'onde d'entrée et les guides d'ondes de sortie. Afin de séparer neuf canaux avec différentes longueurs d'onde centrales, les cavités résonantes devraient avoir différentes longueurs d'onde de résonance. Ainsi, les paramètres structuraux des cavités R_i et n_i doivent être choisis différemment les uns des autres. Par conséquent, pour toutes les cavités résonantes, les valeurs de R_0 sont similaires et égales à 52,5 nm. Voir le **tableau 2** pour choisir les différentes valeurs n_i et R_i pour chaque cavité résonante.

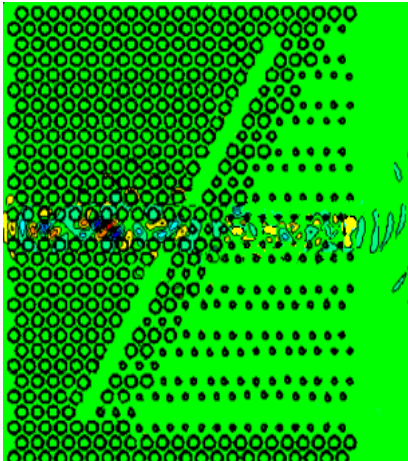
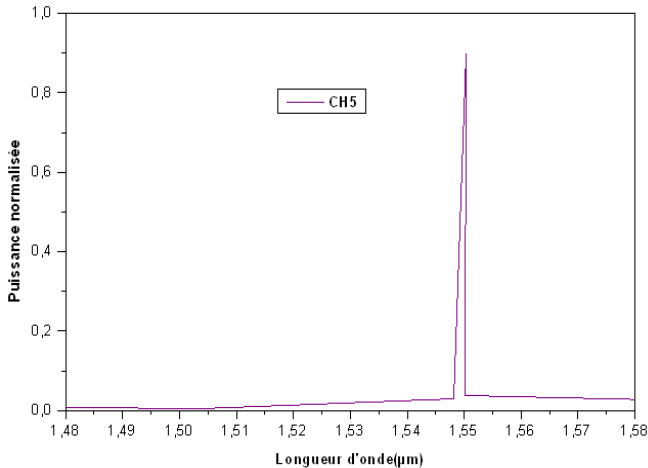
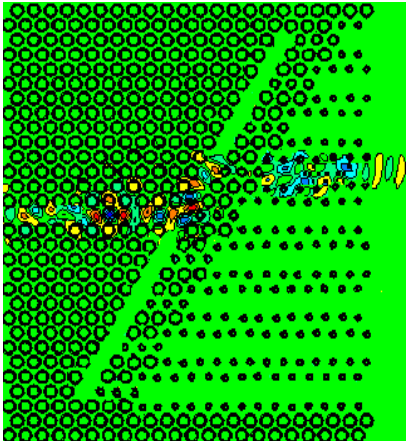
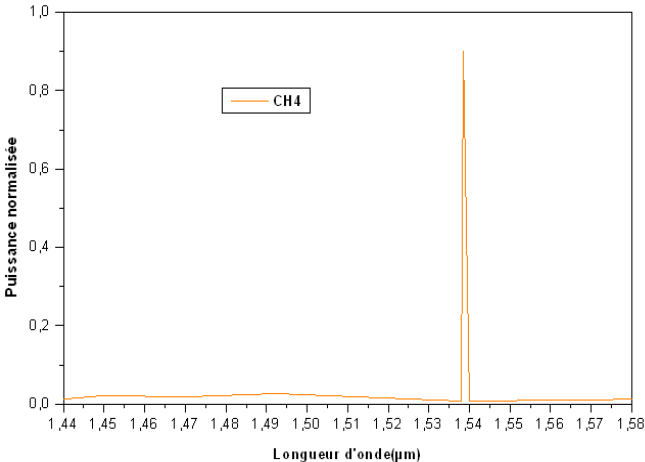
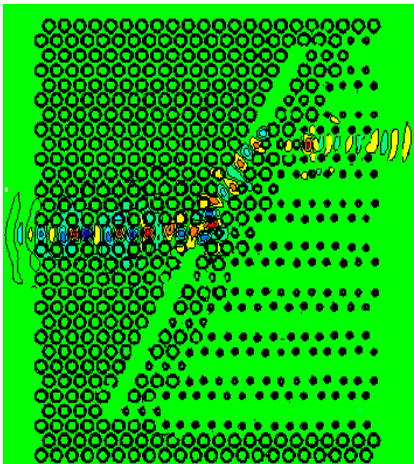
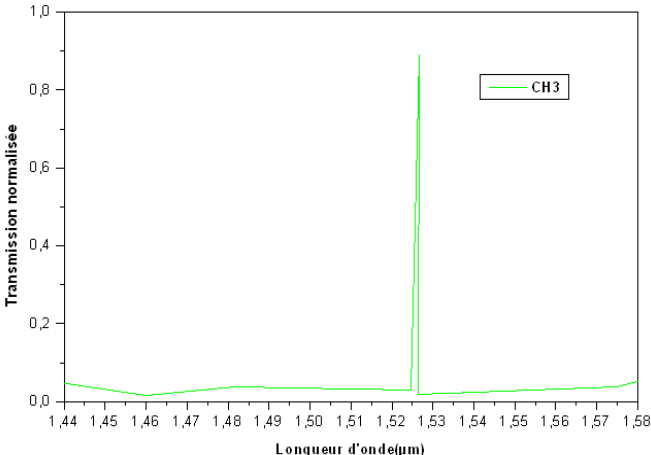
Tableau IV.2. Les différentes valeurs n_i et R_i pour chaque cavité résonante.

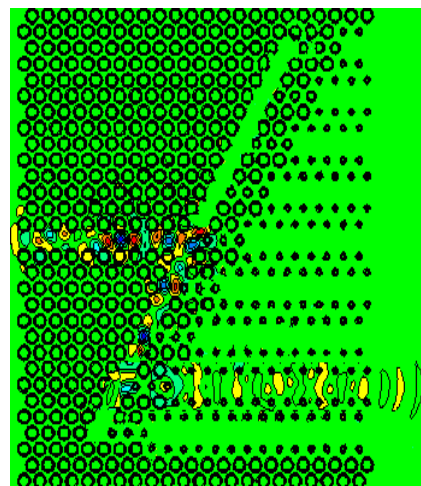
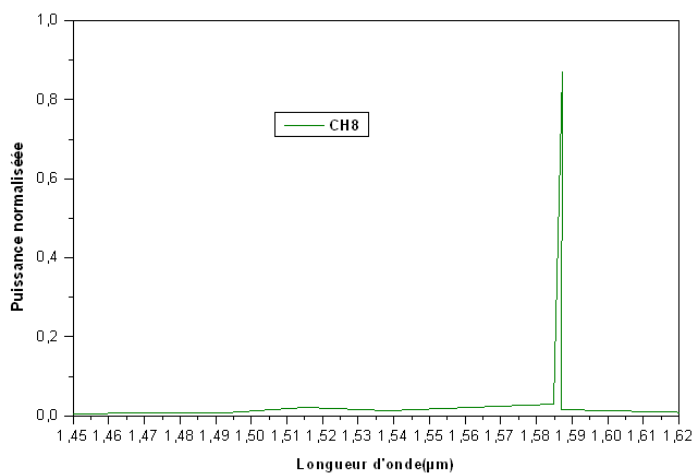
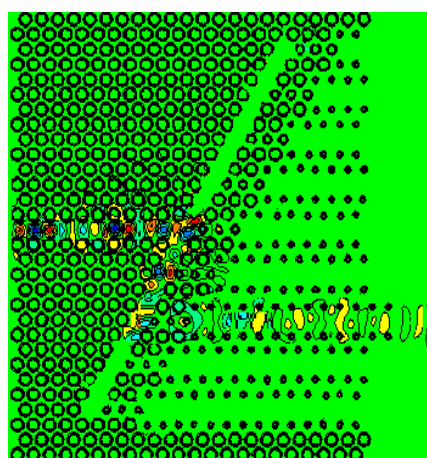
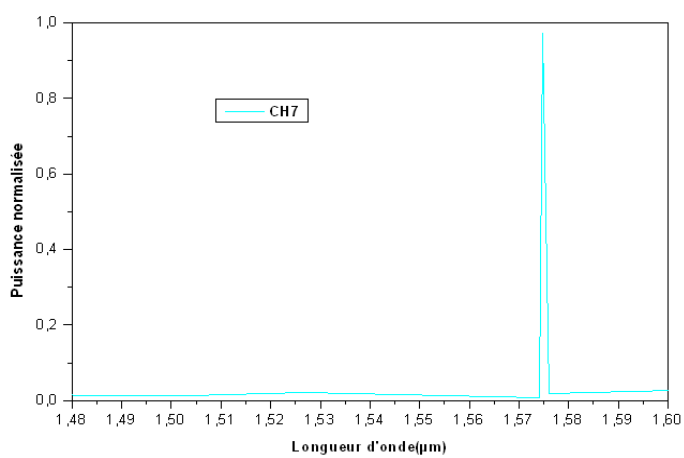
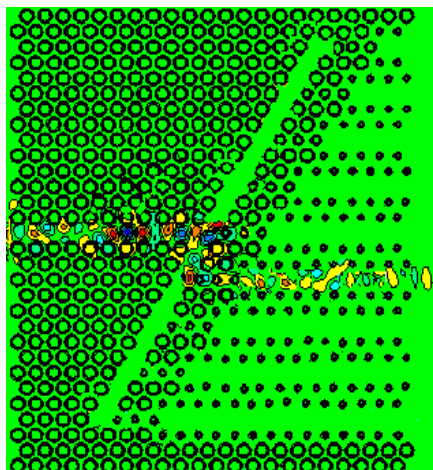
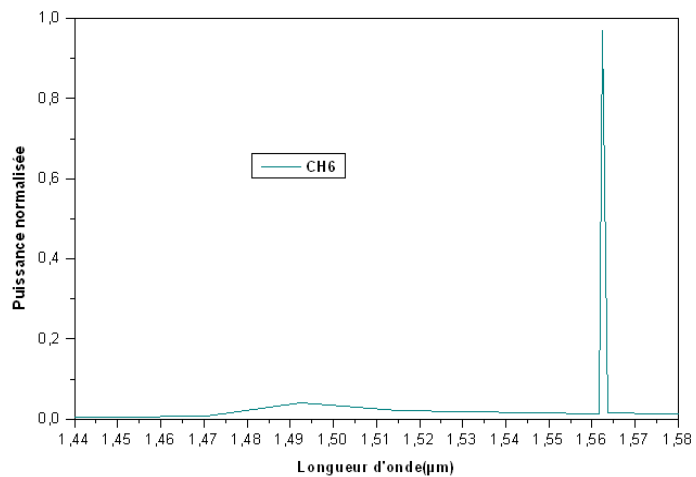
<i>Nombre de canal i</i>	<i>n_i</i>	<i>R_i</i>
<i>Canal 1</i>	2	<i>$R_1 = 0.1\mu m$</i>
<i>Canal 2</i>	4	<i>$R_2 = 0.095\mu m$</i>
<i>Canal 3</i>	5	<i>$R_3 = 0.09\mu m$</i>
<i>Canal 4</i>	7	<i>$R_4 = 0.085\mu m$</i>
<i>Canal 5</i>	8	<i>$R_5 = 0.08\mu m$</i>
<i>Canal 6</i>	10	<i>$R_6 = 0.075\mu m$</i>
<i>Canal 7</i>	11	<i>$R_7 = 0.07\mu m$</i>
<i>Canal 8</i>	13	<i>$R_8 = 0.065\mu m$</i>
<i>Canal 9</i>	14	<i>$R_9 = 0.06\mu m$</i>

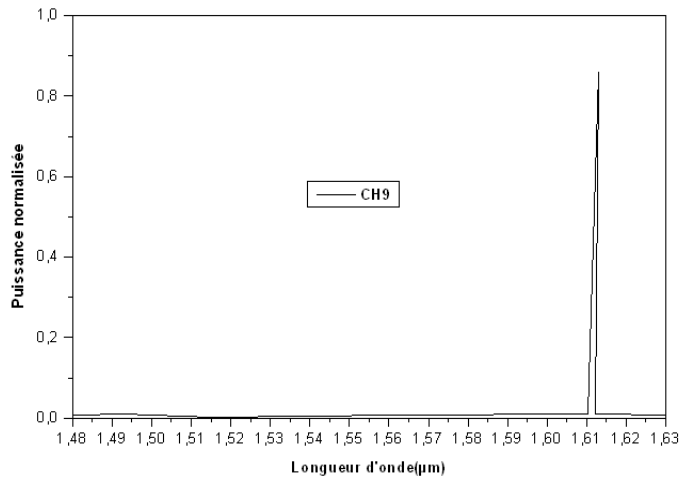
Les spectres de sortie des cavités résonantes proposées pour différentes valeurs de n_i et R_i sont représentés sur la figure IV-36a. Comme on peut le voir, en augmentant n_i le mode de résonance se déplace vers les longueurs d'onde supérieures. Tandis qu'augmenter R_i va déplacer les modes de résonance vers les longueurs d'onde inférieures. Les transmissions maximales et minimales obtenues sont respectivement de 96% et 79% .La transmission minimale de 79% se produit à la longueur d'onde de 1,503 μm , tandis que la transmission maximale dans l'ordre de 96% se produit à la longueur d'onde de 1,562 μm .

En raison de différentes interférences, la lumière est transmise à travers différents guides d'ondes comme le montre la figure IV-36b.

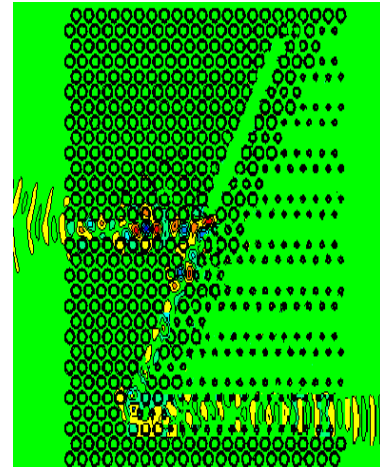








(a)



(b)

Figure. IV-36. (a) Transmission spectrale à neuf canaux séparément, (b) Distribution du champ magnétique Hz séparément

D'après la figure IV-36a, des longueurs d'onde différentes sont orientés vers différents guides d'ondes avec un facteur de transmission élevé et une faible réflectance. La séparation entre les canaux adjacents est d'environ 20 nm, bien adaptée aux systèmes WDM.

Un autre paramètre crucial dans les démultiplexeurs optiques est le facteur de qualité Q. Dans la structure proposée, les largeurs de bande minimale et maximale sont respectivement de 0,45 et de 1 nm. Par conséquent, les facteurs de qualité minimum et maximum sont de 1481 et 3471, respectivement. La structure proposée a de meilleures valeurs de facteur de qualité que dans les travaux précédents, références [13-14-15-16]. Les trous réduits entraîneront une interférence destructive entre les modes de résonance de faible amplitude, ce qui contribue au mécanisme d'annulation du mode inférieur [17] et, par conséquent, crée des modes à bande étroite et des valeurs de facteur Q élevées. Les spécifications complètes du démultiplexeur proposé sont énumérées au **tableau 3**.

Tableau IV-3 Les résultats de simulation FDTD-2D de neuf longueurs d'ondes illustrées dans la figure IV. 22 (a).

Canaux	λ (nm)	$\Delta\lambda$ (nm)	Q	Transmission
1	1481.4	1	1481	88%
2	1503.7	0.9	1670	79%
3	1526.6	0.6	2544	89%
4	1538.4	1	1538	89%
5	1550.3	1	1550	90%
6	1562.3	0.45	3471	96%
7	1574.7	1	1574	95%
8	1587.2	1	1587	86%
9	1612.9	0.7	2304	85%

Un autre point critique dans la conception du démultiplexeur WDM est le **CROSSTALK**. dans ce tableau, L'interférence est nommée X_{ij} , où i et j varient de 1 à 9. X_{ij} montre l'effet de crosstalk de la sortie j dans la sortie i . (Les indices i et j sont ligne et colonne dans le **tableau IV-4**, Par exemple, X_{12} montre la quantité de diaphonie de la sortie 2 dans la sortie 1.

La résolution du démultiplexeur augmente lorsque Crosstalk diminue. Dans le **Tableau IV-4**, un Crosstalk acceptable entre les sorties est montrée que les changements sont entre de -11.3dB à -38dB. C'est une distinction principale pour la structure proposée.

Tableau IV 4. Crosstalk (X_{ij}) de la structure proposée (dB)

X_{ij}	1	2	3	4	5	6	7	8	9
1	-----	-11.3	-18	-25	-28	-27	-26	-26	-28
2	-16	-----	-14	-22	-23	-25	-25	-25	-26
3	-16	-19	-----	-13	-17	-21	-23	-25	-22
4	-27	-25	-17	-----	-12	-22	-24	-23	-22
5	-27	-31	-18	-17	-----	-18	-20	-23	-19
6	-32	-31	-23	-25	-13	-----	-18	-20	-19
7	-35	-33	-29	-27	-25	-17	-----	-17	-18
8	-38	-36	-33	-31	-26	-24	-24	-----	-17
9	-38	-38	-34	-35	-31	-25	-19	-17	-----

Enfin, les dimensions globale de la structure proposée est d'environ $180\mu\text{m}^2$ ce qui rend les structures plus petites que celles proposées dans les references [18-19].

Dans cette simulation, nous avons proposé une nouvelle structure de guides d'ondes défectueux basée sur un cristal photonique 2D pour effectuer la sélection de longueur d'onde. Il a été démontré qu'en changeant la taille de la bordure et les trois trous dans chaque guide d'onde, la longueur d'onde sélective sera modifiée. Nous avons donc utilisé neuf guides d'ondes de largeurs différentes et créé un démultiplexeur à neuf canaux. Les caractéristiques dominantes du démultiplexeur proposé sont des valeurs de facteur de qualité élevée, le facteur de qualité est supérieur à 3400 et un très faible crosstalk, comprise entre - 11,3 et - 38 dB. L'efficacité de transmission de la structure proposée est comprise entre 79 et 96%. [20].

IV-11 Conclusion

Dans ce travail nous nous sommes intéressés à quelques briques de base qui sont indispensables au bon fonctionnement de la circuiterie optique. En premier temps, nous avons conçu un guide linéique à cristaux photonique triangulaire, nous avons obtenu une puissance maximale qui a été transmise et qui dépasse les 90%, ce maximum est applicable pour la présence du mode guidé sans pertes qui existe à ces fréquences, on a étudié un autre type de guide W1 à rangée décalée de petit trous qui a montré que cette rangée offre une plage monomode très dispersive ce qui présente à un comportement proche d'un guide normale. Dans une autre partie nous avons proposé un type différent de couplage à cavité résonante avec défaut pour réaliser un filtre approprié pour des applications de communication optique, en utilisant la méthode de différence finies dans le domaine temporelle à deux dimensions, nous avons étudié et conçu l'effet de divers paramètres et défauts sur le comportement de filtrage. Ensuite on a démontré par un changement de rayon de cavités, plus on augmente les rayons des tiges, plus les longueurs d'ondes à la sortie seront décalées vers les petites valeurs. Donc on a montré que le filtre a une efficacité de transmission appropriée pour les applications et les circuits optiques intégrés. Et pour prouver l'effet de cavité dans les guides d'ondes on a étudié une structure de trois (3) formes qui a donné une extraction de trois longueurs d'ondes différentes de la structure simulée avec la fréquence de résonateur qui sera filtrée et redirigée vers la sortie du guide. On a étudié le couplage latéral entre deux guides d'ondes à base de CPs-2D, pour réaliser un coupleur directionnel sélectif de longueur d'onde.

En changeant la température T de notre coupleur, afin d'étudier leur effet sur la réponse optique, nous avons montré la possibilité d'accorder la réponse optique de notre coupleur contra-directionnel, c.-à-d. que l'on peut changer l'indice de réfraction pour des températures qui varient de 25°C à 75°C . Les valeurs de dn_{eff}/dT donnée par l'échantillon sur substrat d'InP, est égale à $+2.10^{-4}/^{\circ}\text{C}$. La partie qui suit étudie une technique de couplage avec l'infiltration liquide de carbone disulfide (CS_2) d'indice 1.62, et carbone tétrachlorure (CCl_4) d'indice 1.46, on a constaté que la diminution des trous infiltrés permet à la puissance de coupler dans la cavité du guide d'onde, donc la longueur d'onde dépend de la diminution des rayons des tiges ainsi que l'indice de réfraction. Dans une autre partie nous sommes passés à la conception des diviseurs de plusieurs formes, jonctions Y tel que (1x2), (1x4) et (1x6), dans une autre partie nous avons optimisé le démultiplexeur de quatre et neuf longueurs d'ondes en utilisant une cavité résonante avec défaut en tant que partie de sélection de longueur d'onde, cette approche représente une nouvelle technique pour créer un démultiplexeur avec un facteur de qualité

élevé , les caractéristiques de démultiplexeur a neuf canaux sont des valeurs de facteurs de qualités élevée est supérieur de 3400, avec un très faible CROSSTALK , compris entre -11.3 et -38 dB avec une efficacité de transmission comprise entre 79% et 96%.

Bibliographie Chapitre (IV)

- [1] Olivier, S, « nouvelles structures miniatures dans des cristaux photoniques bidimensionnels planaires pour les fonctions de l'optique intégrée », thèse paris VI 2002.
- [2] Labilloy, D, Benisty, H, Weisbuch, C, Smith, C.J.M, Krauss, T.F, Houdré, R. and Oesterle, U, « Finely resolved transmission spectra and band structure of two-dimensional photonic crystals using InAs quantum dots emission », *Phys.Rev.B* 59, p.1649-1652,1999.
- [3] F.Tayeboun, « la methode de Galerkin associé à la matrice caractéristique pour la conception en optique intégrée-Filtre optique », memoir de Magister, Université de Sidi Bel Abbés, 1999.
- [4]: J.Talghader and J.Smith, *Applied.Physc.Letters* 66(3),335-337,1995.
- [5]: J. Piprek, D.I. Babic, and J.E. Bowers. *Applied Physics Letters* 68(19), 2630–2632 1996.
- [6] Johnson, S. G. and J. D. Joannopoulos, “Block-iterative frequency domain methods for Maxwell’s equations in a plane wave basis,” *Opt. Express*, Vol. 8, 173–190, 2001.
- [7] Meron Y. Tekeste and Jan M. Yarrison-Rice, "High efficiency photonic crystal based wavelength demultiplexer", *Optics express*, Vol. 14, No. 17, pp. 7931–7942, 2006.
- [8] K. A. Meradi, F. Tayeboun, S. Ghezali, R. Naoum, and H. T. Hattori, " Design of a thermal tunable photonic-crystal coupler", *Journal of Russian Laser Research*, Volume 32, Number 6, November, 2011.
- [9] Z.Qiang, W. Zhou, and R. Soref, "Optical add-drop filters based on photonic crystal ring resonators", *Optics Express*, Vol. 15, No. 4, pp. 1823–1831, 2007.
- [10] S.Ghezali, F.Tayeboun, K.A.Meradi, «Four channel wavelength demultiplexer based on 2D photonic crystals ring resonators »,The international Conference Optics and Photonics Algeria,OPAL'2018.
- [11] Ghezali Sanaa,, Tayeboun Fatima, Meradi kada abdelhafid, «Optimisation of a Demultiplexer Based upon Two Dimensional Photonic Crystal », The 2018 International conférence on industrials metrology & maintenance (ICIMM'2018)
- [12] Nobuhiko Susa, “Large absolute and polarization-independent photonic band gaps for various lattice structures and rod shapes,” *J. OF Appl. Phys.*, vol. 91, no. 6, pp.3501-3510, March, 2002
- [13] M. Straub, M. Ventura, et M. Gu, “Multiple higher-order stop gaps in infrared polymer photonic crystals,” *Phys. Rev. Lett.*, vol. 91, p. 043901, 2003.

- [14] Md. Masruf Khan, Nano Structure Based Power Splitter Design by Using 2D Photonic Crystals, Journal of Modern Science and Technology Vol. 1. No.1. May 2013 Issue. Pp.176-187
- [15] Taflove, A., Advances in computational electrodynamics, "The finite-difference time domain method", Artech House Publishers, Book, (724 pages), ISBN: 0890068348, 9780890068342, 1998
- [16] E. Yablonovitch, "Inhibited spontaneous emission in solid-state physics and electronics ", Phys. Rev. Lett., Vol. 58, pp. 2059–2062, 1987.
- [17] Johnson, S. G., S. Fan, A. Mekis, and J. D. Joannopoulos, "Multipole cancellation mechanism for high Q cavities in the absence of a complete photonic band gap," Appl. Phys. Lett., Vol. 78, 3388–3391, 2001
- [18] Rashki, Z. and M. A. Mansouri Birjandi, "New design of optical add-drop filter based on triangular lattice photonic crystal ring resonator," Tech.J.Eng.Appl.Sci., Vol. 3, 441, 2013.
- [19] Robinson, S. and R. Nakkeeran, "Investigation on two dimensional photonic crystal resonant cavity based bandpass filter," Optik, Vol. 123, 451–457, 2012.
- [20] Sanaa Ghezali, Fatima Tayeboun, and Kada A. Meradi, "Nine Channels Wavelength Division Demultiplexer Based upon Two Dimensional Photonic Crystal," Progress In Electromagnetics Research M, Vol. 69, 107-114, 2018.

Conclusion générale et perspectives

Les cristaux photoniques sont des structures diélectriques périodiques, à l'échelle de la longueur d'ondes, et à fort contraste d'indice. Ces matériaux peuvent en effet offrir aux photons suivant leurs énergies toute la panoplie des comportements arborés par les électrons dans un réseau cristallin: le photon peut se voir interdire certaines bandes d'énergie (bande interdite photonique), être contraint, à d'autres énergies, à ralentir brusquement voir à s'immobiliser... L'objet du travail de cette thèse est la conception des composants optiques en nano photonique intégrée qui est présenté dans ce manuscrit,

Dans le premier chapitre, nous avons étudié des principes de base du formalisme des cristaux photoniques afin de comprendre comment ces objets agissent sur la lumière. En partant du concept bien connu de cristal photonique unidimensionnel et en le généralisant ensuite à deux puis à trois dimensions, Nous avons détaillés le cristal photonique 2D planaire utilisé comme choix préféré pour la conception de nos structures Pour que le champ électromagnétique soit aussi confiné dans cette direction, le CP 2D peut être associé à un guide planaire à saut d'indice. Les propriétés dispersives de ces matériaux artificiels et le contrôle que l'on peut exercer sur elles, constituent les principales raisons du grand intérêt de ces structures ainsi que les cristaux photoniques en trois dimensions offrent la possibilité d'ouvrir une large bande interdite photoniques, mais leur réalisation reste un défi technologiques difficile à révéler. Il s'est avéré que les cristaux photoniques en deux dimensions ont des qualités de confinement et de dispersion remarquables, tout en choisissant le réseau triangulaire de trous d'air, qui est très prometteur. Notre étude a été menée en grand partie par des simulations en utilisant l'exécutable du logiciel FDTD-2D. Dans le deuxième chapitre nous avons présenté ce dernier (FDTD-2D). C'est un outil puissant et versatile, parfaitement adapté à l'étude de structure à base des cristaux photoniques à deux dimensions. L'avantage de cette technique c'est qu'elle n'utilise aucune inversion matricielle en plus de cette particularité elle ne connaît aucune limite numérique de l'algèbre linéaire.

Le troisième chapitre présente quelques composants en CP 2D comme les guides d'ondes, les virages, les filtres sélectifs et les demultiplexeurs. De plus nous avons exposé trois paramètres, le facteur de qualité Q , la sensibilité de longueur d'onde $S\lambda$, et le crosstalk X_{dB} qui doivent être pris en considération pour apprécier les performances des composants en CPs.

Le dernier chapitre nous avons proposé différents types de filtres et démultiplexeurs. Nous avons démontré l'effet du couplage latéral entre deux guides d'ondes parallèles ou les deux guides sont séparés par une rangée, nous avons obtenu un pic de résonance qui se situe à longueur d'onde 1587 nm et transmis le long du guide supérieur avec un pourcentage de 40%, on constate que le meilleur couplage entre eux est le coupleur contra-directionnel qui piège le champ, et la lumière injectée tourne dans la structure formant une boucle de lumière réorienté vers le guide supérieur.

Nous avons ensuite traité l'effet de la température sur la réponse optiques de notre coupleur contra-directionnel. Nous avons calculé la position et l'amplitude du pic de résonance dans une plage de température $\Delta T = 50^\circ\text{C}$. La position du pic montre une dépendance linéaire en fonction de la température, avec un rendement double en amplitude. Une régression linéaire donne une pente de $d\lambda/dT = + 0.1 \text{ nm}/^\circ\text{C}$. Les résultats obtenus démontrent la possibilité d'accorder la réponse optique de notre coupleur contra-directionnel par la temperature.

Nous avons montré que plus on augmente les rayons des trous, plus les longueurs d'ondes à la sortie seront décalé vers les petites valeurs. Suite à cette étude nous avons abordé la simulation des diviseurs de plusieurs forme, nous avons montré l'efficacité de puissance des différentes jonctions Y tel que (1x2), (1x4) et (1x6), nous avons montré que la transmission de virages des différents jonctions pouvait atteindre une valeur élevée sur une bande large.

Nous avons optimiser le démultiplexeur de quatre et neuf longueurs d'ondes en utilisant un réseau triangulaire. Un démultiplexeur à 4 canaux basés sur un résonateur à cristaux photonique nous donnent pour le canal1 un taux de transmission de 79% et un coefficient de qualité de 1000. Pour le canal 2, le taux de transmission est de 83.23%, $Q=1918.6$. Pour le canal 3, $T= 79, 53\%$ et $Q= 2023, 48$ et pour le canal e 4, $T= 79\%$ et $Q= 1668, 78$. Donc le taux de transmission et le facteur de qualité de ce démultiplexeur sont très appréciables comparé aux démultiplexeurs déjà existant. Ainsi c'est une nouvelle techniques pour créer un démultiplexeur avec un facteur de qualité Q élevé. Pour un démultiplexeur a neuf canaux. Les caractéristiques dominantes sont les valeurs du facteur de qualité élevée, le facteur de qualité est supérieur à 3400 et un très faible crosstalk, comprise entre - 11, 3 et - 38 dB. L'efficacité de transmission de la structure proposée est comprise entre 79 et 96%.

Finalement nos perspectives ont pour objet d'étudier la réponse optique et à augmenter le nombre de longueurs d'ondes filtrées pour augmenter le nombre de ports. Aussi envisageons d'étudier des composants non linéaires s dans les cristaux photoniques qui est un domaine très large et promoteur de composants photoniques à l'échelle de la longueur d'onde.

Donc, les propriétés remarquables des cristaux photoniques, notamment celles de confinement, et propriétés optiques des matériaux utilisés, ouvrent la voie à de nouveaux types de composants photoniques à l'échelle de la longueur d'onde.

Annexe

Annexe 1: Critère de stabilité

La discrétisation des équations de Maxwell par la méthode des différences finies, ne peut fonctionner que sous la contrainte d'un critère de stabilité. Pour cela, nous allons établir le critère de stabilité à partir de l'équation de Helmholtz, discrétisée au sens des différences centrées. Dans un repère cartésien, l'équation de Helmholtz s'écrit:

$$\frac{\partial^2 W}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 W}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 W}{\partial z^2} = \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 W}{\partial t^2} \quad \dots\dots\dots (I.1)$$

Où W est la composante d'un champ arbitraire électrique ou magnétique [2]. En discrétisant à l'aide des différences centrées, l'équation (4.1), nous obtenons la forme suivante:

$$\begin{aligned} & \frac{W^n(i+1, j, k) - 2W^n(i, j, k) + W^n(i-1, j, k)}{\partial x^2} + \\ & \frac{W^n(i, j+1, k) - 2W^n(i, j, k) + W^n(i, j-1, k)}{\partial y^2} + \\ & \frac{W^n(i, j, k+1) - 2W^n(i, j, k) + W^n(i, j, k-1)}{\partial z^2} = \\ & \frac{1}{c^2} \frac{W^{n+1}(i, j, k) - 2W^n(i, j, k) + W^{n-1}(i, j, k)}{\partial t^2} \end{aligned} \quad \dots\dots\dots (I-2)$$

La première incrémentation pour la valeur des champs électriques à l'instant n=2 utilise le champ à n=1 et n=0. La valeur du champ à n=0 est connue par les conditions initiales. Par ailleurs, la valeur à n=1 n'est pas connue, et doit être prise en compte tout en maintenant la stabilité de l'algorithme durant l'incrément du temps. La composante du champ donnée par l'équation (A1.2) peut être modélisée par

$$W^n(i, j, k) = D^n e^{j(Ai+Bj+Ck)} \quad \dots\dots\dots (I.3)$$

$j = \sqrt{-1}$, A, B, C sont des réels

Où l'amplitude de D doit être plus petite que l'unité pour que le champ électrique soit borné. Prenons n = 1 et introduisons l'équation (4.3) dans celle donnée par (4.2) et en éliminant les termes des champs communs, nous obtenons :

$$D \left[\frac{e^{jA} - 2 + e^{-jA}}{\partial x^2} + \frac{e^{jB} - 2 + e^{-jB}}{\partial y^2} + \frac{e^{jC} - 2 + e^{-jC}}{\partial z^2} \right] = \frac{1}{c^2} \frac{D^2 - 2D + 1}{dt^2} \quad \dots\dots\dots (I.4)$$

En arrangeant et utilisant l'identité d'Euler dans les champs de l'équation (II.4), nous obtenons :

$$D^2 - 2D \left[1 - 2 \left(c \frac{dt}{dx} \right)^2 \sin^2 \frac{A}{2} - 2 \left(c \frac{dt}{dy} \right)^2 \sin^2 \frac{B}{2} - 2 \left(c \frac{dt}{dz} \right)^2 \sin^2 \frac{C}{2} \right] + 1 = 0 \dots\dots\dots (I.5)$$

En imposant que le champ soit borné, la racine de D donnée par l'équation (4.5) devient:

$$-1 \leq 1 - 2 \left(c \frac{dt}{dx} \right)^2 \sin^2 \frac{A}{2} - 2 \left(c \frac{dt}{dy} \right)^2 \sin^2 \frac{B}{2} - 2 \left(c \frac{dt}{dz} \right)^2 \sin^2 \frac{C}{2} \leq 1 \dots\dots\dots (I.6)$$

L'équation (4.6) peut être représentée de la façon suivante :

$$(cdt)^2 \left[\frac{\sin^2 \frac{A}{2}}{dx^2} + \frac{\sin^2 \frac{B}{2}}{dy^2} + \frac{\sin^2 \frac{C}{2}}{dz^2} \right] \leq 1 \dots\dots\dots (I.7)$$

Ceci nous conduit à la relation suivante entre le pas temporel et les pas spatiaux. La relation 4.7 est valable quelque soit les constantes de propagation [4] choisies Kx, Ky, Kz.

Annexe 2: Méthode ondes planes

La méthode des ondes planes est un outil numérique permettant de calculer les bandes de fréquences autorisées (ou interdites) des ondes électromagnétiques susceptibles de se propager dans le matériau considéré comme milieu propageant non borné et ceci pour n'importe quelle direction. [1].

Cette méthode, de type fréquentiel, et compte tenu de la périodicité de $\epsilon(r)$, consiste à développer $\epsilon(r)$ et le champ électromagnétique sur une base finie de N ondes planes (décomposition en série de Fourier).

$$\Phi H(r) = \frac{\omega^2}{c^2} H(r) \dots\dots\dots (II.1)$$

$$\eta(r) = \sum_{m=1}^N \eta(G_m) \exp(iG_m \cdot r) \quad \text{Avec : } \eta(\vec{r}) = \epsilon(\vec{r})^{-1} \dots\dots\dots (II.2)$$

$$H(r) = \sum_{m=1}^N h(G_m) \exp(i(k + G_m)r) \dots\dots\dots (II.3)$$

où les G_m sont les vecteurs du réseau réciproque définis par

$$G_m R_n = 2p\pi \dots\dots\dots (II.4)$$

et k les vecteurs d'onde couvrant la 1ere zone de Brillouin, tous deux étant contenus dans le plan de périodicité.

Avec (1.2) et (1.3), (1.1) devient

$$\sum_{m=1}^N (k + G_m) \cdot (k + G_n) \eta(G_m - G_n) h_m = \frac{\omega^2}{c^2} h_n \dots\dots\dots (II.5)$$

Ainsi, pour une structure bidimensionnelle donnée, on obtient un système linéaire de dimension N x N. En réalité, l'algorithme de calcul proposé par l'équipe du MIT, est basé (1) sur une méthode vibrationnelle qui permet d'éviter le calcul explicite et le stockage de la matrice Q et (2) sur une amélioration de la représentation de la fonction diélectrique, qui résultent en un progrès notable en terme de coût/performance de la méthode onde plane.

En toute rigueur, le calcul de la structure de bandes d'un CP2D en géométrie de guide d'onde nécessite un calcul ondes planes 3D [2]. Dans ce cas, une approche de type super cellule, qui consiste ici à introduire une périodicité verticale de guide d'onde (avec un écart suffisant entre chaque guide pour éviter tout couplage parasite), est par conséquent appliquée au système. Une méthode nettement moins gourmande en ressources permet également de prendre en compte la troisième direction, l'approximation 2D-indice effectif.

Approximation 2D-indice effectif

La technique de l'approximation 2D-indice effectif permet, au prix d'une définition moins fidèle de la géométrie, de simplifier de manière significative la résolution numérique d'un problème puisqu'elle ramène le calcul d'une structure 3D au calcul d'une simple structure bidimensionnelle. La comparaison de cette approximation avec l'approche purement 3D est dans notre cas destinée à valider l'approche indice effectif qui sera adoptée dans nos modélisations FDTD, étant entendu que les calculs de structure de bandes réalisés par FDTD ou ondes planes donnent des résultats tout à fait similaires.

Nous allons illustrer cette méthode en suivant les différentes étapes de calcul de la structure de bandes 2D du CP2D sur membrane définie ci-avant.

Dans le plan de symétrie de cette membrane, le profil des modes est similaire à celui que l'on aurait dans le CP 2D infini. Cependant, l'épaisseur finie influe, comme on l'a vu, sur la répartition verticale des modes. Le vecteur d'onde dans le plan se ramène à celui d'une onde plane se propageant dans un milieu uniforme d'indice effectif n_{eff} plus faible que dans le milieu infini (figure 2.1).

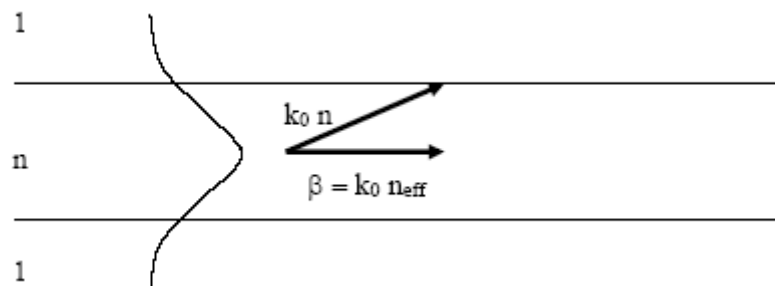


Figure 2.1: Approximation de l'indice effectif.

Notre guide d'onde d'épaisseur $\lambda/2n$, monomode aux longueurs d'onde de travail ~ 1.5 nm (nous précisons à nouveau que nous ne considérons que les modes pairs) est le support d'un champ EM dont la distribution verticale est à rapprocher de celle du mode fondamental TE du guide plan. L'indice de réfraction de l'InP massif à cette longueur d'onde peut donc être remplacé par celui de l'indice effectif du mode fondamental TE du guide d'onde plan. Cette valeur a été évaluée à 2.6. Finalement, le calcul onde plane 2D de la structure de bandes du CP creusé dans ce guide d'onde plan, avec cette nouvelle valeur, produit le résultat de la figure 2.2.

Seuls les modes TE (modes pairs) sont représentés sur ce diagramme. Si nous le comparons avec celui du calcul 3D, nous constatons que ces deux approches conduisent à des résultats très similaires. Néanmoins, on observe un écart relatif spectral de quelques

pour cent qui s'explique par la non prise en compte de la très forte dispersion modale du guide plan (d'autant plus forte que le confinement vertical est maximum avec la configuration membrane), avec une sensibilité plus importante des modes de haute fréquence. Ces derniers sont en effet caractérisés par une plus faible localisation de l'énergie dans le diélectrique, et sont donc naturellement nettement moins bien prises en compte par l'approche indice effectif.



Figure 2.2 : Diagramme de bandes du cristal photonique triangulaire de trous d'air sur membrane suspendue par la méthode de l'indice effectif (calcul 2D) pour un facteur de remplissage de 50%, dans un matériau semi-conducteur $n=3,2$ ($n_{ef}=2,6$). Source GES

[1]

Nous venons de montrer que les structures CP2D en géométrie de guide d'onde nécessitent en toute rigueur un traitement 3D. Cependant l'étude de structures complexes, impliquant des cavités fortement résonantes et/ou de grandes dimensions, peut avantageusement s'accomplir avec une méthode 2D-indice effectif. Cette dernière est nettement moins gourmande en capacité de calcul et de stockage et permet ainsi d'appréhender de nombreux phénomènes de manière tout à fait convenable, à condition de garder en mémoire les limites de cette approche. C'est cette approche qui sera appliquée dans nos modélisations FDTD [3].

Annexe 3: Etude des conditions aux limites

Les conditions d'absorption aux frontières seront déduites à partir de l'équation générale de propagation. Ces conditions imposent que les ondes qui sortent du volume de calcul satisfassent sur chaque frontière des équations du type d'une onde unidirectionnelle [3], annulant ainsi toute onde réfléchie.

L'équation générale de propagation pour le champ électrique est obtenue directement des équations de Maxwell dans l'espace libre :

$$\left(\partial_x^2 + \partial_y^2 + \partial_z^2 - \frac{1}{c^2} \partial_t^2 \right) \vec{E} = 0 \quad \dots\dots\dots \text{(III.1)}$$

Pour déduire l'équation caractéristique, on suppose que le champ électrique a la forme suivante:

$$\vec{E}(x, y, z, t) = \vec{E}_0 e^{-j(\xi x + \eta y + \delta z - \omega t)} \quad \dots\dots\dots \text{(III.2)}$$

Après remplacement et élimination de E_0 , on obtient :

$$\xi^2 + \eta^2 + \delta^2 - \frac{\omega^2}{c^2} = 0 \quad \dots\dots\dots \text{(III.3)}$$

Si on appelle :

$$S_x = \frac{\xi}{\omega} \quad S_y = \frac{\eta}{\omega} \quad S_z = \frac{\delta}{\omega} \quad \dots\dots\dots \text{(III.4)}$$

On obtient l'équation caractéristique déduite de l'équation générale de propagation :

$$S_x^2 + S_y^2 + S_z^2 = c^{-2} \quad \dots\dots\dots \text{(III.5)}$$

Dans l'étude suivante, nous allons étudier l'onde dans la région $x < 0$. Notre but est de déterminer les conditions absorbantes sur le plan $x = 0$. L'équation caractéristique permet de donner deux solutions :

$$S_x = \pm \sqrt{c^{-2} - S_y^2 - S_z^2} \quad \dots\dots\dots \text{(III.6)}$$

La solution positive représente l'onde qui se propage dans la direction $x > 0$, correspondant à l'onde sortante, tandis que la solution négative est en fait représentée par une onde qui serait propagée dans une direction négative ($x < 0$). Le but est d'éliminer cette onde négative qui correspond à l'onde réfléchie. Nous allons donc prendre la solution positive qui n'est autre que l'onde sortante appelée l'onde incidente [3].

Nous allons nous intéresser à la solution positive qui est représentée ci dessous :

$$S_x = \sqrt{c^{-2} - S_y^2 - S_z^2} \dots\dots\dots (III.7)$$

De cette forme, nous ne pouvons pas déduire directement une équation aux dérivées partielles [1] correspondante à cette équation caractéristique. Nous allons donc appliquer des approximations sur la forme précédente. L'approximation consiste à exprimer le radical sous forme d'une série de Taylor ; Ce qui nous donne l'équation (5.8) qui correspond à l'approximation du premier ordre :

$$\sqrt{1 - S_1^2 - S_2^2} \cong 1 + \theta(S_1^2 + S_2^2) \dots\dots\dots (III.8)$$

Et l'équation (5.9) qui correspond à l'approximation du second ordre :

$$\sqrt{1 - S_1^2 - S_2^2} \cong 1 - \frac{1}{2}(S_1^2 + S_2^2) + \theta[(S_1^2 + S_2^2)] \dots\dots\dots (III.9)$$

L'équation devient, pour le cas de l'approximation du premier ordre :

$$S_x = c^{-1} \dots\dots\dots (III.10)$$

Elle est équivalente à l'équation aux dérivées partielles suivante qui constitue la condition absorbante du premier ordre sur le plan x=0 :

$$\left[(\partial_x - c^{-1} \partial_t) \vec{E} \right]_{x=0} = 0 \dots\dots\dots (III.11)$$

Pour ce qui est du deuxième ordre, l'équation caractéristique que nous obtenons est représentée par l'équation ci-dessous :

$$S_x = c^{-1} \left[1 - \frac{1}{2}(cS_y)^2 - \frac{1}{2}(cS_z)^2 \right] \dots\dots\dots (III.12)$$

Elle est équivalente à l'équation aux dérivées partielles pour les conditions absorbantes du deuxième ordre :

$$\left[\left(c^{-1} \partial_x \partial_t - c^{-2} \partial_t^2 + \frac{1}{2} \partial_y^2 + \frac{1}{2} \partial_z^2 \right) \vec{E} \right]_{x=0} = 0 \dots\dots\dots (III.13)$$

Ces conditions d'absorption permettent de trouver le champ électrique tangentiel sur la frontière indépendamment de l'algorithme des différences finies, c'est-à-dire sans faire appel aux valeurs du champ magnétique extérieures au volume de calcul.

Etude du premier ordre

Nous allons présenter l'implémentation des différences centrées [1] sur les conditions absorbantes. L'équation en question fait intervenir une dérivée par rapport à x en x = 0 représentée par les indices i = 0 et i = 1, ainsi qu'une dérivée par rapport au temps représentée par les indices n et n+1. Cette équation doit être appliquée sur les champs électriques

tangentiels Ey et Ez. Les dérivées, par rapport au temps et à x, sont calculées de la manière suivante :

$$\left(\frac{\partial \bar{E}}{\partial t}\right)^n = \frac{\left(\frac{\partial \bar{E}}{\partial t}\right)_{i=0} + \left(\frac{\partial \bar{E}}{\partial t}\right)_{i=1}}{2} \dots\dots\dots (III.14)$$

$$= \frac{E^{n+1}(0, j, k) - E^n(0, j, k) + E^{n+1}(1, j, k) - E^n(1, j, k)}{2dt}$$

$$\left(\frac{\partial \bar{E}}{\partial x}\right)_{i=0} = \frac{\left(\frac{\partial \bar{E}}{\partial x}\right)^n + \left(\frac{\partial \bar{E}}{\partial x}\right)^{n+1}}{2}$$

$$= \frac{E^n(1, j, k) - E^n(0, j, k) + E^{n+1}(1, j, k) - E^{n+1}(0, j, k)}{2dx} \dots\dots\dots (III.15)$$

En remplaçant ces dérivées dans l'équation (5.11), sur le plan x = 0, on obtient finalement les conditions absorbantes suivantes :

Sur la paroi i = 0

$$E_{y,z}^{n+1}(0, j, k) = E_{y,z}^n(1, j, k) + \frac{cdt - dx}{cdt + dx} [E_{y,z}^{n+1}(1, j, k) - E_{y,z}^n(0, j, k)] \dots\dots\dots (III.16)$$

Le champ tangentiel électrique peut être calculé sur la paroi à partir de la valeur précédemment calculée au même endroit avec le même raisonnement. Il est calculé aussi avec les valeurs obtenues au même instant et à l'instant précédent par les différences finies sur la première maille adjacente à la paroi absorbante dans le volume de calcul. Nous pouvons obtenir la condition sur la paroi opposée, c'est-à-dire nx correspondant à la fin du maillage sur l'axe x. La relation peut être transformée avec un changement d'indice. On présente finalement le groupe des équations qui sont implémentées, et qui représenteront les conditions absorbantes du premier ordre pour le volume de calcul. On obtient sur la paroi i= nx+1.

$$E_{y,z}^{n+1}(nx + 1, j, k) = E_{y,z}^n(nx, j, k) + \frac{cdt - dx}{cdt + dx} [E_{y,z}^{n+1}(nx, j, k) - E_{y,z}^n(nx, j, k)] \dots\dots\dots (III.17)$$

Sur la paroi j=0

$$E_{x,z}^{n+1}(i, 0, k) = E_{x,z}^n(i, 1, k) + \frac{cdt - dx}{cdt + dx} [E_{x,z}^{n+1}(i, 1, k) - E_{x,z}^n(i, 0, k)] \dots\dots\dots (III.18)$$

Sur la paroi j=ny+1

$$E_{x,z}^{n+1}(i, ny, k) = E_{x,z}^n(i, ny, k) + \frac{cdt - dx}{cdt + dx} [E_{x,z}^{n+1}(i, ny, k) - E_{x,z}^n(i, ny, k)] \dots\dots\dots (III.19)$$

Sur la paroi k=0

$$E_{x,y}^{n+1}(i, j, 0) = E_{x,y}^n(i, j, 1) + \frac{cdt - dx}{cdt + dx} [E_{x,y}^{n+1}(i, j, 1) - E_{x,y}^n(i, j, 0)] \dots\dots\dots (III-20)$$

Sur la paroi $k=nz+1$

$$E_{x,y}^{n+1}(i, j, nz + 1) = E_{x,y}^n(i, j, nz) + \frac{cdt - dx}{cdt + dx} [E_{x,y}^{n+1}(i, j, nz) - E_{x,y}^n(i, j, nz + 1)] \dots\dots\dots(III.21)$$

Au niveau de l'algorithme des différences finies, nous pouvons constater qu'il est inutile de calculer les composantes magnétiques normales aux parois absorbantes en $x,y,z = 0$ puisqu'elles ne servent plus pour le calcul des composantes tangentielles du champ. Il n'est pas indispensable de calculer les champs électriques [4] qui se trouvent sur les arêtes du volume de calcul, c'est-à-dire dans les coins. Dans certains cas, ces composantes peuvent être utiles pour le calcul d'une puissance dans une section droite.

Bibliographies annexes:

- [1] Le vassor d'yerville, M., Modélisation de cristaux photoniques bidimensionnels de hauteur finie, in Matière condensée. 2002, Université de Montpellier II: Montpellier.
- [2] Qiu, M., Effective index method for heterostructure-slab-waveguide-based two-dimensional photonic crystals. Applied Physics Letters, 2002. 81(7): p. 1163-1165.
- [3] Volakis, J.L et al, Finite Element Method for Electromagnetics, IEE Press: 1998.
- [4] Jonhson, S.G., Guided modes in photonic crystal slabs. Physical Review B, 1999. 60(8): p. 5751-5758.

Les publications internationales:

1. Sanaa Ghezali, Fatima Tayeboun, and Kada A. Meradi, "Nine Channels Wavelength Division Demultiplexer Based upon Two Dimensional Photonic Crystal," Progress In Electromagnetics Research M, Vol. 69, 107-114, 2018.
2. K. A. Meradi, F. Tayeboun, S. Ghezali, R. Naoum, and H. T. Hattori, " Design of a thermal tunable photonic-crystal coupler", Journal of Russian Laser Research, Volume 32, Number 6, November, 2011.

Communications internationales :

1. S.Ghezali, F.Tayeboun, K.A.Meradi, «Four channel wavelength demultiplexer based on 2D photonic crystals ring resonators », The international Conference Optics and Photonics Algeria, OPAL'2018.
2. Ghezali Sanaa, Tayeboun Fatima, Meradi kada abdelhafid, «Optimisation of a Demultiplexer Based upon Two Dimensional Photonic Crystal », The 2018 International conférence on industrials metrology & maintenance (ICIMM'2018)