

N° d'ordre :

Année : 2015

REPUBLIQUE ALGERIENNE DEMOCRATIQUE ET POPULAIRE



Ministère de l'enseignement supérieur
et de la recherche scientifique
UNIVERSITE DJILLALI LIABES DE SIDI BEL ABBES
Faculté de Technologie
Département d'électronique



Laboratoire de Télécommunications et de Traitement Numérique du Signal

THESE

Présentée pour l'obtention du diplôme de

DOCTORAT EN SCIENCES

Ecole Doctorale " Sciences, Technologie de l'information et Télécommunications".
Option : "Circuits et systèmes pour les communications hautes fréquences et optiques".

Présentée et soutenue par : **Mr. BOUAMAMI Seddik.**

Thème

**ÉTUDE DES PROPRIÉTÉS DE DISPERSION DANS LES
CRISTAUX PHOTONIQUES BIDIMENSIONNELS :
APPLICATION À L'ÉTUDE DE DIFFÉRENTS TYPES DE
DÉMULTIPLEXEURS EN LONGUEURS D'ONDES (WDM).**

Thèse soutenue le

Devant le jury composé de :

Mr. A. DJEBBARI	Professeur à l'université de Sidi Bel-Abbès	Président
Mr. M. FEHAM	Professeur à l'université de Tlemcen	Examineur
Mr. N. BOUKLI-HACENE	Professeur à l'université de Tlemcen	Examineur
Mr. D. KALAJDI	Professeur à l'université de Tlemcen	Examineur
Mr. F. SALAH-BELKHODJA	Professeur à l'université de Sidi Bel-Abbès	Examineur
Mr. R. NAOUM	Professeur à l'université de Sidi Bel-Abbès	Directeur de thèse

Résumé :

Le multi/démultiplexeur en longueur d'onde désigné souvent par le sigle WDM (pour Wavelength Division Multiplexing) est une technique largement employée pour mettre à profit la bande passante offerte par la fibre optique. Les dispositifs optiques existent, mais ils demeurent d'une taille relativement importante. Donc, l'intégration et la miniaturisation de ces composants est toujours avantageuse du point de vue de la réduction des coûts de fabrication et d'utilisation. Cette thèse constitue un ensemble de travaux qui s'appuie sur la conception et le développement de nouveaux composants à base des cristaux photoniques pour l'application WDM. Une proposition est l'utilisation d'un guide à cristal photonique bidimensionnel de type W1 (une seule rangée omise). Le principe de démultiplexage est basé sur l'augmentation progressive du rayon des trous de deux bords de ce dernier en différentes sections. Donc, le mode fondamental est utilisé pour véhiculer toutes les longueurs d'ondes multiplexées avec de faibles pertes, tandis que le mode d'ordre élevé propagé par la diffraction de Bragg auquel il est couplé est utilisé pour l'extraction latérale de la longueur d'onde désirée. Pour toute utilisation pratique des cristaux photoniques, il est utile de fabriquer des dispositifs accordables. Une étude est faite pour accorder la réponse d'un démultiplexeur avec l'application de température. Un nouveau design d'un démultiplexeur en longueur d'onde conçu par l'utilisation d'une structure déconnectée d'un cristal photonique bidimensionnel est aussi présenté dans cette thèse. Le principe de filtrage de ce dernier est basé sur l'utilisation d'une jonction Y et des résonateurs.

La conception et l'optimisation des dispositifs présentés dans cette thèse sont basées sur des simulations. Ces simulations sont réalisées par le logiciel "CrystalWave". Ce dernier utilise la méthode FDTD-2D (FDTD : Finite Difference Time Domain) qui repose sur la résolution des équations de Maxwell aux différences finies dans le domaine temporel bidimensionnel.

Mots clefs : L'optique intégrée, cristaux photoniques, FDTD, CrystalWave, démultiplexage en longueur d'onde.

Abstract:

Multi / demultiplexer wavelength often referred to by the acronym WDM (Wavelength Division Multiplexing for) is a technique widely employed to profit from the bandwidth offered by the optical fiber. The optical devices exist, but they remain of a relatively significant size. Thus, the integration and the miniaturization of these components are always advantageous from the point of view of the reduction of the use and industry costs. This thesis constitutes a several work which is based on the design and the development of new components based on the photonic crystals for application WDM. A proposal is the use of a guide with two-dimensional photonic crystal of type W1 (one line is omitted). The principle of demultiplexing is based on the progressive increase in the radius of the holes of two edges of this last in various sections. Thus, the fundamental mode is used to transmit all the wavelengths multiplexed with weak losses, while the mode of a high nature propagated by the diffraction of Bragg with which it is coupled is used for the side extraction of the desired wavelength. For any practical use of the photonic crystals, it is useful to design tunable devices. A study is made to tune the response of a demultiplexer with the application of temperature. A new design of a wavelength demultiplexer conceived by the use of a disconnected structure for a two-dimensional photonic crystal is also presented in this thesis. The principle of filtering of this last is based on the use of a Y junction and resonators.

The design and the optimization of the devices presented in this thesis are based on simulations. These simulations are realized by the program "CrystalWave". This last uses the FDTD-2D (FDTD: Finite Difference Time Domain) method which is based on the resolution of the Maxwell's equations by the Finite Difference in the two-dimensional temporal domain.

Keywords: Integrated optics, photonic crystals, FDTD, CrystalWave, demultiplexing wavelength.

الملخص:

معدد أو مقسم الموجات غالبا ما يشار إليه بالرمز المختصر بالانجليزية (WDM) هو تقنية تستخدم على نطاق واسع للاستفادة من عرض النطاق الترددي التي توفرها الألياف البصرية . موجه الموجات الميكرومترية لا يمكن أن يوفر إلا عدد قليل من القنوات. في الواقع، هذه الأجهزة لا تزال كبيرة نسبيا. وبالتالي العمل على تصغير حجم هذه الأجهزة مفيد من وجهة نظر تقليل تكاليف التصنيع والاستخدام. هذه الرسالة تشتمل على مجموعة من الأعمال التي تركز على تصميم و تطوير أجهزة جديدة التي تستخدم في تكنولوجيا WDM. من بين الاقتراحات استخدام موجه الموجات المؤسس بالبلورات الفوتونية. هذا الأخير من نوع W1 أي نزع صف واحد من الثقوب. مبدأ توزيع الموجات يركز على تكبير قطر ثقوب البلورات الفوتونية المتواجدة في حدي موجه الموجات. إذن النسق التموجي الأساسي يستخدم لحمل الموجات المراد فصلها مع ضياع منخفض، بينما النسق التموجي ذو الترتيب العالي الذي يقترن بالنسق التموجي الأساسي هدفه هو الاستخراج الجانبي للموجة المطلوبة. من اجل الاستخدام التقني للبلورات الفوتونية من الضروري تأسيس أجهزة ذات التشغيل المتغير. تم اقتراح دراسة خاصة من اجل تغيير عمل موزع الموجات عن طريق الحرارة.في هذه الرسالة تصميم جديد لموزع الموجات تم اقتراحه باستخدام تشكيلة غير متصلة للبلورات الفوتونية. في هذا التصميم مبدأ نزع الموجات يركز أساسا على استخدام رابطة Y و ظاهرة التجاوب الكهرومغناطيسي.

تصميم وتطوير الأجهزة المنجزة في هذه الرسالة تمت بإنشاء مجموعة من التقريبات باستخدام البرنامج كريستال وايف الذي يستخدم طريقة الحساب الرقمي FDTD. هذه الطريقة تعتمد على حل معادلات ماكس وال بطريقة الفروق التامة في المجال الزمني الثنائي.

الكلمات المفتاحية : البصريات المتكاملة، البلورات الضوئية ، طريقة الحساب الرقمي FDTD، كريستال وايف، تقسيم الطول الموجي.

Table des matières

Dédicace	i
Remerciements	ii
Liste des figures	iii
Liste des tableaux	iv
Introduction générale	1
Bibliographies	4
<u>Chapitre I : Etude des propriétés de dispersion des CPs et leurs applications</u>	6
I.1 Introduction	7
I.2 Généralité	7
I.2.1 Principe	7
I.2.2 Cristal photonique 1D : le cas du miroir de Bragg	9
a. Approche qualitative.....	10
b. Illustration de la structure de bandes, origine de la bande interdite	12
c. Largeur de la bande interdite photonique	14
d. Défauts ponctuels dans une structure périodique unidimensionnelle	14
I.2.3 Cristaux photoniques bidimensionnels	15
a. Réduction de l'étude sur la 1ère zone de Brillouin	15
b. Exemple d'un diagramme de bande d'un CP-2D.....	17
c. Lois d'échelles	17
I.2.4 Vitesse de groupe et vitesse de phase	18
I.2.5 Les guides d'ondes à CPs-2D	19
a. Largeur	19
b. Direction cristallographique	20
c. Symétrie des bords	20
I.2.6 Influence du défaut sur le diagramme de dispersion	21
I.2.7 Type de polarisations pour les CPs-2D.....	21
I.2.8 Avantages des CPs-2D	22
I.2.9 Applications des CPs-2D	23
a. Cavité résonante	23

b. Guides d'ondes	24
c. Phénomène de superprisme	24
d. Collimation.....	25
e. Réfraction négative.....	25
f. Les fibres à CPs	26
g. Couplage guide/cavité dans un CP-2D	27
h. Le démultiplexage dans un CP-2D.....	30
I.3 Recherche bibliographique sur le démultiplexage WDM dans un CP-2D.....	30
I.3.1 Un démultiplexeur pour les longueurs d'ondes 1,521 μm et 1,524 μm	30
I.3.2 Un démultiplexeur en longueur d'onde accordable basé sur un CP-2D.....	31
I.3.3 Un démultiplexeur à base du couplage de deux types des réseaux d'un CP-2D	33
I.3.4 Un démultiplexeur basé sur le couplage guide/cavité à CP-2D.....	33
I.3.5 Un démultiplexeur à base des cavités à CP-2D	34
I.3.6 Un démultiplexeur à base d'un CP-2D à gradient d'indice	35
I.4 Conclusion	37
I.5 Bibliographies	38
<u>Chapitre II : L'outil numérique de simulation (FDTD-2D)</u>.....	42
II.1 Introduction	43
II.2 Méthode FDTD (Finite Difference Time Domain).....	43
II.3 Modélisation FDTD.....	44
II.3.1 Principes de base	44
II.3.2 Les conditions aux limites	46
a. Conditions aux limites d'absorption	46
b. Conditions aux limites périodiques.....	52
II.3.3 L'excitation.....	53
a. Définition.....	53
b. Choix de l'impulsion gaussienne	53
II.3.4 Avantages et inconvénients de la méthode FDTD	56
a. Avantages	56
b. Inconvénients	56
II.3.5 L'organigramme du simulateur FDTD.....	57
II.4 Aperçu général sur le simulateur "CrystalWave".....	60
II.4.1 Introduction	60

II.4.2 Description générale du simulateur "CrystalWave"	61
a. Création de l'espace du travail : (Device : dispositif)	62
b. Modification des paramètres du dispositif (Device)	64
c. Comment ajouter une Région ?	65
d. L'insertion du réseau dans la région	67
e. L'insertion des trous dans le réseau 2D.....	69
f. Les excitateurs	74
g. Les capteurs.....	74
II.4.3 Exécution d'un calcul FDTD-2D.....	76
a. Désignation de l'indice de réfraction de la région (matériau utilisé)	76
b. Désignation de l'indice de réfraction des trous.....	76
c. Présentation du flux du champ après le calcul FDTD-2D	79
d. Calcul du diagramme de bande d'un CP-2D	80
II.4.4 CrystalWave et la non linéarité	84
II.4.5 Conclusion sur le logiciel "CrystalWave"	86
II.5 Conclusion.....	86
II.6 Bibliographies	87
<u>Chapitre III : Etude et simulation d'une nouvelle classe de démultiplexeurs</u>	
<u>(WDM)</u>	89
III.1 Introduction	90
III.2 Définition d'un défaut rectiligne à CP-2D.....	91
III.3 Etude du phénomène du couplage des modes propagés dans les guides à CPs	92
III.3.1 Diffraction de Bragg et couplage de modes	92
a. Couplage des modes en bord de la zone de Brillouin	92
b. Couplage des modes à l'intérieur de la zone de Brillouin.....	93
III.3.2 Théorie de couplage des modes	95
III.3.3 Conséquences de la présence des mini-bandes interdites	96
III.3.4 Influence de la position de la mini-bande interdite par la modification de la largeur du guide d'onde.....	97
III.3.5 Extraction sélective du mode d'ordre élevé par l'amincissement de l'un des bords du guide	98
III.4 Etude d'un guide d'onde (W1) à CPs-2D	100
III.4.1 L'outil numérique de simulation disponible	100

III.4.2 Un guide mono-rangée (W1).....	102
III.4.3 Influence du rayon des trous des bords du guide d'onde sur la transmission	102
III.5 Conception d'un dispositif WDM de sept longueurs d'ondes	105
III.5.1 Description du principe du fonctionnement d'un démultiplexeur en longueur d'onde à base d'un guide d'onde (W1) à CP-2D	105
III.5.2 Interprétation des résultats de simulation des trois dispositifs "WDM" étudiés	112
III.5.3 Simulation d'un dispositif (WDM) de sept longueurs d'ondes.....	113
III.5.4 Structure finale optimisée de ce dispositif	121
III.5.5 Interprétation des résultats	122
III. 6 Conception d'un dispositif WDM de huit longueurs d'ondes	123
III.6.1 Description de la structure.....	123
III.6.2 Effet du défaut ponctuel sur le filtrage.....	125
III.6.3 Conclusion.....	129
III. 7 Etude de l'effet de la température sur la réponse optique du dispositif WDM de huit longueurs d'ondes.....	130
III.7.1 Introduction	130
III.7.2 Description de la structure.....	131
III.7.3 Conclusion.....	133
III. 8 Etude d'un nouveau design WDM à sept canaux basé sur le principe de la résonance.....	134
III.8.1 Introduction	134
III.8.2 Une étude brève du couplage entre un guide d'onde et un résonateur.....	134
III.8.3 Présentation des résultats de simulation.....	137
a. Description de la structure.....	137
b. Conception du guide mono-rangée (W1)	138
c. Simulation de quelques exemples des filtres résonnants.....	141
d. Création d'une jonction en Y	144
e. Utilisation de la jonction en Y pour le filtrage de deux longueurs d'ondes	146
f. Conception d'un dispositif WDM de sept canaux basé sur la jonction en Y	148
III.9 Conclusion	151
III. 10 Bibliographies	153
Conclusion générale et perspectives.....	156
Annexe I.....	161
Annexe II.....	169

Dédicace

Je dédie ce modeste travail :

A toute ma famille.

A mon encadreur Pr. Rafah. NAOUM.

A mes enseignants à la faculté de technologie, département d'électronique.

Et à tous mes collègues.

Remerciement

Le travail présenté dans cette thèse a été effectué au Laboratoire de Télécommunications et de Traitement Numérique du Signal de l'université de Sidi Bel-Abbès (LTTNS). A ce titre, je tiens donc à remercier le directeur du laboratoire, Pr. Ali. DJEBBARI pour m'avoir accueilli au sein de cette entité de recherche et pour l'ensemble des moyens qu'il a mis à ma disposition, je remercie en parallèle Mme DASSI. Leila, l'ingénieur du laboratoire pour son aide et sa gentillesse.

Ce travail n'aurait pas été possible sans mon directeur de thèse, Professeur Rafah. NAOUM, pour qui je garderai un profond respect. Je vous remercie très vivement pour la confiance qu'il m'a accordée. Je le remercie aussi pour la qualité de son encadrement, sa rigueur et sa disponibilité, ses remarques fructueuses et ses directives précieuses, qui ont contribué efficacement à l'avancement de ce travail.

Je remercie les différents membres du jury pour avoir évalué ce travail de thèse :

Je remercie Mr. A. DJEBBARI, Professeur à l'université de Sidi Bel-Abbès d'avoir accepté de présider le jury de ma soutenance.

Je remercie également Mr. N. BOUKLI-HACENE. Professeur à l'université de Tlemcen, Mr. M. FEHAM. Professeur à l'université de Tlemcen, Mr. D. KALAJDI. Professeur à l'université de Tlemcen, et Mr. F. SALAH-BELKHODJA. Professeur à l'université de Sidi Bel-Abbès, pour l'honneur qu'ils me font en acceptant de juger ce travail.

Enfin j'adresse un remerciement tout particulier à toute ma famille.

Merci à tous

Liste des figures :

Chapitre I : Etude des propriétés de dispersion des CPs et leurs applications.

Figure I. 1 : Les différentes classes de cristaux photoniques : 1D, 2D et 3D.

Figure I. 2 : Quelques exemples de structures à cristaux photoniques 3D. (a) Structure "tas de bois" d'après [7] (b) Structure en opale inverse d'après [8].

Figure I. 3 : Représentation schématique d'un miroir de Bragg constitué de deux types de couches de permittivité ϵ_{r1} et ϵ_{r2} . La période du cristal est $a = a_1 + a_2$ [9].

Figure I. 4 : Illustration des modes associés au cristal photonique unidimensionnel : a) Champ électrique dans la bande 1 ; b) Champ électrique dans la bande 2 ; c) Energie locale dans la bande 1 ; d) Energie locale dans la bande 2.

Figure I. 5 : (a) Structure de bandes d'un milieu d'indice n où l'on a fictivement imposé une périodicité a . (b) Structure de bandes d'un cristal photonique 1D constitué de plusieurs alternances de matériaux d'indices différents (miroir de Bragg), de période a . Le profil de l'amplitude du champ électrique pour chacun des modes en $\frac{\pi}{a}$ est également représenté. La bande interdite autour de l'incidence normale apparaît dès que le contraste d'indice entre les couches est non nul. Elle est d'autant plus importante que ce contraste est plus élevé [11].

Figure I. 6 : Modifications de la largeur du Gap en fonction de Δn : a) couches de permittivité $\epsilon=13$ et 13 ; b) $\epsilon=13$ et 12 et c) $\epsilon=13$ et 1 [2].

Figure I. 7 : Densité d'états en bleue, nulle dans la bande photonique interdite, sauf dans un défaut, les modes peuvent exister (ligne en rouge) [12].

Figure I. 8 : Défaut dans une structure périodique unidimensionnelle [12].

Figure I. 9 : 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 [11].

Figure I. 10 : Diagramme de bandes d'un cristal photonique bidimensionnel (réseau triangulaire) gravé dans un milieu diélectrique de permittivité $\epsilon_{\text{substrat}}=11.4$ avec un facteur de remplissage $f = 0.30$: (a) Pour une polarisation TE, (b) Pour une polarisation TM [13].

Figure I. 11 : Schéma d'un guide d'onde : (a) défini dans un réseau bidimensionnel de colonnes de diélectriques (structure déconnectée), (b) dans un réseau de trous d'air (structure connectée) [17].

Figure I. 12 : Représentation schématique de deux types de guide créés dans un réseau bidimensionnel de trous d'air : (a) "W1" : omission d'une seule rangée de trous d'air, (b) "W2" : omission de deux rangées de trous d'air.

Figure I. 13 : Schéma de guide W1 créée dans un réseau triangulaire de trous d'air suivant les deux directions cristallographiques ΓK et ΓM .

Figure I. 14 : Exemple de guide créée dans un réseau bidimensionnel triangulaire de trous d'air : (a) de type : ($W2^KA$), (b) de type : ($W2^KB$).

Figure I. 15 : Influence de la largeur du défaut sur le diagramme de dispersion d'un CP à maille hexagonale en orientation ΓK . De gauche à droite : CP sans défaut ; guide W3 ΓK ; guide W5 ΓK [18].

Figure I. 16 : Définition des polarisations pour les cristaux photoniques 2D.

Figure I. 17 : Cristaux photoniques 2D de trous d'air dans un substrat diélectrique. Les cylindres ont un rayon r . La période du réseau est a . La figure à gauche est une vue de dessus de la structure [19].

Figure I. 18 : Cavité résonante [22].

Figure I. 19 : a) Guide d'onde. b) Guide d'onde à courbure [22].

Figure I. 20 : Exemples de guides d'ondes à base de CPs [25].

Figure I. 21 : (a) Simulation FDTD-2D de la réfraction d'un faisceau gaussien de longueur d'onde $\lambda_1=1.50 \mu m$ dans le cristal photonique considéré. (b) même simulation FDTD-2D, avec $\lambda_2=1.41 \mu m$ [28].

Figure I. 22 : (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 [28].

Figure I. 23 : a) Représentation d'une réfraction classique dans un matériau ordinaire. b) Représentation d'une réfraction négatif dans un métamatériau.

Figure I. 24 : Exemples d'une fibre optique à cristaux photoniques (en coupe) [34].

Figure I. 25 : Illustration du couplage latéral entre un guide et une cavité d'un même cristal photonique.

Figure I. 26 : Schéma de principe d'un dispositif de multiplexage (insertion ou extraction d'une certaine longueur d'onde [36]).

Figure I. 27 : Illustration du couplage frontal entre un guide et une cavité d'un même cristal photonique.

Figure I. 28 : Image en microscopie électronique d'une fonction Fabry-Pérot intégrée à un guide [37].

Figure I. 29 : Transmission FDTD-2D des filtres L1-2 et L2-2. Le facteur de remplissage en air du cristal photonique est de 0.5 et l'indice le plus fort est de 2.7 (indice effectif de la membrane d'InP vers $a/\lambda=0.4$). Les flèches verticales sur les tracés (b) et (d) indiquent respectivement la fréquence des cartes de champ tracée en (a) et (c) [37].

Figure I. 30 : Design d'un démultiplexeur en longueur d'onde (WDM) de deux longueurs d'onde (1,521 μm et 1,524 μm) [38].

Figure I. 31 : Spectres de transmission du démultiplexeur dans les guides de sortie : (a) dans la sortie C1, (b) dans la sortie C2 [38].

Figure I. 32 : Structure d'un démultiplexeur accordable basé sur l'utilisation d'un résonateur de filtrage [39].

Figure I. 33 : Sorties du filtre pour $R_0=R_1=140$ nm et différentes valeurs de R_2 [39].

Figure I. 34 : (A) Schéma du WDM proposé avec un réseau triangulaire qui se compose de deux régions différentes (Région1 : réseau triangulaire et Région2 : réseau carré) et deux sorties (sélection de $\lambda_1=1310\text{nm}$ et $\lambda_2=1490\text{nm}$). (B) Optimisation de la structure, le rayon du défaut est choisis égal à $0.12a$ avec a est la constante du réseau (sélection de $\lambda_1=1310\text{nm}$ et $\lambda_2=1550\text{nm}$) [40].

Figure I. 35 : Indication des mesures des guides d'ondes et des résonateurs et des positions des coupleurs, "a" est facteur du réseau [41].

Figure I. 36 : Structure d'un démultiplexeur à deux canaux : Canal 1 : 1514.5 nm et Canal 2 : 1496.5 nm [41].

Figure I. 37 : Structure d'un démultiplexeur à trois canaux $\lambda_1= 1550$ nm, $\lambda_2=1560$ nm, $\lambda_3= 1570$ nm [42].

Figure I. 38 : La direction de propagation d'une onde injectée dans le filtre tourne progressivement et se propage finalement dans la direction (Oy) [43]. f désigne le facteur de remplissage.

Figure I. 39 : Exemple de simulation FDTD d'un filtre démultiplexeur de longueur d'onde : les longueurs d'onde 1550 nm et 1568 nm quittent la structure à des positions distinctes séparées de 5 μm [43].

Chapitre II : L'outil numérique de simulation (FDTD-2D).

Figure II. 1 : Principe d'adaptation d'impédance.

Figure II. 2 : Principe de fonctionnement d'une PML.

Figure II. 3 : Domaine de calcul FDTD entouré de PML.

Figure II. 4 : Structure périodique 2D et maille élémentaire.

Figure II. 5 : Allure temporelle de la gaussienne.

Figure II. 6 : La gaussienne dans le domaine temporel [13].

Figure II. 7 : Organigramme du simulateur FDTD.

Figure II. 8 : Simulation d'une jonction Y par le simulateur CrystalWave utilisant la méthode FDTD-2D.

Figure II. 9 : Exemple d'une structure à cristal photonique bidimensionnel conçu par le logiciel CrystalWave.

Figure II. 10 : Fenêtre initiale du logiciel CrystalWave.

Figure II. 11 : Fenêtre dispositif (**Device**) du logiciel CrystalWave.

Figure II. 12 : Création d'une région rectangle (**Rectangular Region**).

Figure II. 13 : Le déplacement de la région (**Region**) dans le dispositif (**Device**).

Figure II. 14 : L'ajustement des dimensions de la région.

Figure II. 15 : L'insertion d'un réseau bidimensionnel dans une région "Rectangle".

Figure II. 16 : Fenêtre des propriétés des trous.

Figure II. 17 : Remplissage de la région avec des trous.

Figure II. 18 : Suppression des trous.

Figure II. 19 : Création d'une Jonction Y.

Figure II. 20 : L'insertion des petits trous résonateurs dans la jonction à la jonction Y.

Figure II. 21 : Création des guides d'onde à l'entrée et à la sortie de la structure.

Figure II. 22 : Représentation d'excitation et des capteurs dans la structure.

Figure II. 23 : Evolution du champ Ex suivant le calcul FDTD-2D.

Figure II. 24 : Représentation des graphes de Transmission, et Réflexion.

Figure II. 25 : Illustration d'un diagramme de bande d'un cristal photonique 2D.

Figure II. 26 : Fenêtre "*FDTD Material Parameters*" pour l'activation de la non linéarité des matériaux.

Chapitre III : Etude et simulation d'une nouvelle classe de démultiplexeurs (WDM).

Figure III. 1 : (a) Représentation schématique d'un guide d'onde de largeur W_x à base d'un CP-2D planaire. La lumière est confinée verticalement par contraste d'indice et horizontalement par le cristal photonique. (b) Image MEB d'un guide à cristal photonique sur membrane de silicium et de son guide d'accès [4].

Figure III. 2 : Représentation graphique de la condition de Bragg (a) pour deux modes de même ordre dont l'un est propagatif et l'autre est contrapropagatif (b) pour deux modes d'ordre différents et contrapropagatifs (c) schéma de la relation de dispersion correspondant aux deux types de couplage précédents [5].

Figure III. 3 : Couplage du mode fondamental propagatif et du mode fondamental contrapropagatif au bord de la zone de Brillouin (a). Couplage des modes d'ordre 1 et d'ordre 3 à l'intérieur de la zone de Brillouin (b) [4].

Figure III. 4 : Vision schématique en tracé de rayons de la propagation (a) d'un mode d'ordre peu élevé et (b) d'un mode d'ordre élevé contra-propagatif.

Figure III. 5 : Evolution des relations de dispersion pour le mode fondamental et le mode d'ordre élevé pour des guides de largeur différente : $W_{3.1^kA}$, W_{3^kA} et $W_{2.9^kA}$ [5].

Figure III. 6 : Schéma du principe d'un WDM reposant sur un guide à cristaux photoniques : (a) de largeur variable, (b) de période variable, (c) de facteur de remplissage en air variable.

Figure III. 7 : Schéma du principe d'un WDM reposant sur un guide à cristaux photoniques de largeur variable. La variation de la largeur du guide se fait par la modification des rayons des trous des deux bords du guide d'onde.

Figure III. 8 : Représentation de la structure initiale du cristal photonique.

Figure III. 9 : Représentation du diagramme de bande de la structure initiale du cristal photonique bidimensionnel.

Figure III. 10 : Illustration d'un guide d'onde W_1 à cristal photonique bidimensionnel.

Figure III. 11 : Modification du rayon des trous des bords du guide d'onde W_1 .

Figure III. 12 : Illustration de la propagation du champ à deux instants différents.

Figure III. 13 : Illustration de l'influence du rayon des trous des bords du guide W_1 sur la bande de fréquence transmise. (a) pour $r=0.25\mu\text{m}$, (b) pour $r=0.26\mu\text{m}$, (c) pour $r=0.29\mu\text{m}$, (d) pour $r=0.3\mu\text{m}$, (e) pour $r=0.31\mu\text{m}$, (f) pour $r=0.33\mu\text{m}$, (g) pour $r=0.35\mu\text{m}$.

Figure III. 14 : Illustration d'un guide d'onde de largeur variable obtenu par une augmentation partielle des trous de ses bords en trois sections présentées par les couleurs : jaune, bleu et vert.

Figure III. 15 : Illustration d'un filtre de trois longueurs d'ondes à base d'un guide d'onde en cristal photonique 2D.

Figure III. 16 : Illustration de la répartition du champ électrique E_x dans la structure présentée dans la figure III. 15.

Figure III. 17 : Illustration des longueurs d'ondes filtrées par la structure présentée dans la figure III. 15.

Figure III. 18 : Illustration d'un filtre de quatre longueurs d'onde à base d'un guide d'onde en cristal photonique 2D.

Figure III. 19 : Illustration de la répartition du champ électrique E_x dans la structure présentée dans la figure III. 18.

Figure III. 20 : Illustration des longueurs d'onde filtrées par la structure présentée dans la figure III. 18.

Figure III. 21 : Illustration d'un filtre de quatre longueurs d'ondes à base d'un guide d'onde en cristal photonique 2D.

Figure III. 22 : Illustration de la répartition du champ électrique E_x dans la structure présentée dans la figure III. 21.

Figure III. 23 : Illustration des longueurs d'onde filtrées par la structure présentée dans la figure III. 21.

Figure III. 24 : (a) Création de deux canaux dans un cristal photonique 2D, (b) illustration de la propagation du champ.

Figure III. 25 : Le spectre en transmission obtenu par simulation FDTD-2D de la structure illustrée dans la figure III. 24.

Figure III. 26 : (a) WDM de trois canaux en cristal photonique 2D, (b) illustration de la propagation du champ.

Figure III. 27 : Le spectre en transmission obtenu par simulation FDTD-2D de la structure illustrée dans la figure III. 26.

Figure III. 28 : (a) WDM de quatre canaux en cristal photonique 2D, (b) illustration de la propagation du champ.

Figure III. 29 : Le spectre en transmission obtenu par simulation FDTD-2D du canal3 illustrée dans la figure III. 28.

Figure III. 30 : (a) WDM de cinq canaux en cristal photonique 2D, (b) illustration de la propagation du champ.

Figure III. 31 : Le spectre en transmission obtenu par simulation FDTD-2D du canal 4 illustré dans la figure III. 30.

Figure III. 32 : (a) WDM de six canaux en cristal photonique 2D, (b) illustration de la propagation du champ.

Figure III. 33 : Le spectre en transmission obtenu par simulation FDTD-2D du canal 5 illustré dans la figure III. 32.

Figure III. 34 : (a) Structure finale d'un WDM de sept canaux en cristal photonique 2D, (b) illustration de la propagation du champ.

Figure III. 35 : Le spectre en transmission obtenu par simulation FDTD-2D du canal 6 illustré dans la figure III. 34.

Figure III. 36 : Illustration de la longueur d'onde filtrée à la sortie du guide de propagation.

Figure III. 37 : Structure finale du dispositif WDM de sept canaux en cristal photonique 2D.

Figure III. 38 : Illustration de la répartition du champ électrique E_x dans la structure présentée dans la figure III. 37.

Figure III. 39 : Les spectres en transmission des longueurs d'onde démultiplexées de la structure WDM montrée dans la figure III. 37.

Figure III. 40 : Structure initiale du dispositif WDM de huit canaux en cristal photonique 2D.

Figure III. 41 : Illustration de la répartition du champ électrique E_x dans la structure présentée dans la figure III. 40.

Figure III. 42 : Les spectres en transmission des longueurs d'onde démultiplexées de la structure WDM montrée dans la figure III. 40.

Figure III. 43 : Illustration d'un filtre d'une seule longueur d'onde basé sur le couplage d'un défaut ponctuel et un guide $W1$.

Figure III. 44 : Représentation des longueurs d'onde filtrées de la structure montrée dans la figure III. 43 pour différents rayons $R2$.

Figure III. 45 : Illustration du filtre d'une seule longueur d'onde avec défaut ponctuel rempli d'alcool ($n=1.329$).

Figure III. 46 : Représentation des longueurs d'onde filtrées par la structure montrée dans la figure III. 45 (trou du défaut ponctuel rempli d'alcool).

Figure III. 47 : Structure finale du dispositif WDM de huit canaux en cristal photonique 2D.

Figure III. 48 : Les spectres en transmission des longueurs d'onde démultiplexées de la structure WDM montrée dans la figure III. 47.

Figure III. 49 : Structure du dispositif WDM de huit canaux en cristal photonique 2D.

Figure III. 50 : Illustration de la répartition du champ électrique E_x dans la structure présentée dans la figure III. 49.

Figure III. 51 : Les spectres en transmission des longueurs d'onde démultiplexées de la structure WDM montrée dans la figure III.49 à $T=20^\circ\text{C}$ et $T=80^\circ\text{C}$.

Figure III. 52 : Schéma du couplage entre un guide d'onde et un résonateur.

Figure III. 53 : Structure générale d'un dispositif de filtrage à trois ports [29].

Figure III. 54 : Représentation de la structure initiale sans défaut du cristal photonique bidimensionnel.

Figure III. 55 : Représentation du diagramme de bande de la structure initiale du cristal photonique bidimensionnel.

Figure III. 56 : Représentation d'un défaut linéaire (omission d'une seule rangée) dans le cristal photonique bidimensionnel.

Figure III. 57 : Illustration de la propagation du champ H_x après la simulation.

Figure III. 58 : Représentation de la réponse spectrale en transmission du guide W1.

Figure III. 59 : Dispositif associant guide et cavité d'un même cristal photonique bidimensionnel [31].

Figure III. 60 : Filtres résonnants réalisés par l'insertion des tiges GaAs de rayon réduit R_{cav} entre deux tiges de rayon $R=0.12\mu\text{m}$ dans un guide d'onde mono-rangée (a) une seule tige de GaAs de rayon $R_{cav}=0.04\mu\text{m}$, (b) trois tiges de GaAs de rayon $R_{cav}=0.04\mu\text{m}$, (c) 4 tiges de GaAs de rayon $R_{cav}=0.04\mu\text{m}$.

Figure III. 61 : Illustration de la propagation du champ H_x après la simulation des trois configurations (a, b, et c) représentées dans la figure III. 60.

Figure III. 62 : Spectres de transmission normalisés obtenus par la méthode FDTD-2D de la structure illustrée sur la figure III. 60.

Figure III. 63 : Structure initiale du dispositif de démultiplexage en longueurs d'ondes réalisée par la création d'une jonction en Y.

Figure III. 64 : Représentation de la réponse spectrale en transmission de la structure représentée dans la figure III. 63.

Figure III. 65 : Représentation d'un dispositif WDM de deux longueurs d'ondes créé par l'insertion de deux filtres de résonance dans les deux branches de la jonction en Y.

Figure III. 66 : Représentation de la distribution du champ électrique H_x après la simulation de la structure montrée dans la figure III. 65.

Figure III. 67 : La réponse spectrale en transmission de la structure représentée dans la figure III. 65.

Figure III. 68 : Représentation de la structure finale du démultiplexeur en longueur d'onde (WDM) de sept longueurs d'ondes à base d'un cristal photonique bidimensionnel.

Figure III. 69 : Représentation de la distribution du champ électrique H_x après la simulation de la structure montrée dans la figure III. 68.

Figure III. 70 : La réponse spectrale en transmission de la structure représentée dans la figure III. 68.

Liste des tableaux :

Chapitre I : Etude des propriétés de dispersion des CPs et leurs applications.

Tableau I. 1 : Caractéristiques géométriques principales des réseaux bidimensionnels carré et triangulaire.

Chapitre III : Etude et simulation d'une nouvelle classe de démultiplexeurs (WDM).

Tableau III. 1 : Les résultats de simulation FDTD-2D du démultiplexeur de trois longueurs d'ondes illustré dans la figure III. 15.

Tableau III. 2 : Les résultats de simulation FDTD-2D du démultiplexeur de quatre longueurs d'ondes illustré dans la figure III. 18.

Tableau III. 3 : Les résultats de simulation FDTD-2D du démultiplexeur de cinq longueurs d'ondes illustré dans la figure III. 21.

Tableau III. 4 : Les résultats de simulation FDTD-2D du démultiplexeur de sept longueurs d'ondes illustré dans la figure III. 37.

Tableau III. 5 : Les résultats de simulation FDTD-2D du démultiplexeur de huit longueurs d'ondes illustré dans la figure III. 40.

Tableau III. 6 : Les résultats de simulation FDTD-2D du démultiplexeur de huit longueurs d'ondes illustré dans la figure III. 47.

Tableau III. 7 : Les résultats de simulation FDTD-2D du démultiplexeur de huit longueurs d'ondes avec l'application de la température illustré dans la figure III. 49.

Tableau III. 8 : Les résultats de simulation FDTD-2D du nouveau démultiplexeur de sept longueurs d'ondes illustré dans la figure III. 68.

Introduction générale :

Au cours de ces dernières années de nouvelles fonctionnalités optiques ont été proposées pour contrôler des ondes optiques dans des dispositifs ultra-compacts dont la réalisation pratique est devenue possible grâce aux progrès des micros et nanotechnologies. De façon plus générale, l'intégration de l'optique fait émerger de nouvelles architectures de systèmes et permet de lever des verrous technologiques comme par exemple celui des interconnexions électriques dans les circuits intégrés.

Pour les télécommunications, la lumière s'avère être un très bon vecteur du fait de son insensibilité aux perturbations électromagnétiques et de sa haute fréquence ($\approx 10^{14}$ HZ) permettent d'envisager de hauts débits de transmission.

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.

Les efforts de recherche se situent principalement dans la perspective du développement d'une future micro voir nanophotonique intégrée sur des structures miniaturisées. La miniaturisation des circuits actuels, c'est la raison pour laquelle de nombreuses propositions pour des dispositifs à base de CPs (cristaux photoniques) ont été faites et parfois déjà réalisées, comme les guides d'ondes, les virages, les filtres sélectifs. L'utilisation des CPs permet d'envisager une réduction en taille des composants d'optique guidée d'un facteur 10^3 à 10^4 .

La recherche dans le domaine des cristaux photoniques s'est intensifiée depuis plusieurs années, avec différentes structures diélectriques périodiques, à l'échelle de la longueur d'onde optique, et à fort contraste d'indice de réfraction la volonté de créer une technologie mature et compétitive.

Les cristaux photoniques sont des matériaux hétérogènes naturels ou artificiels dont l'indice de réfraction varie périodiquement dans les différentes directions de l'espace et constituent actuellement une nouvelle classe de matériaux. Ces matériaux peuvent en effet offrir aux photons le même comportement des électrons dans un réseau cristallin (semi-conducteur) [1]. 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].

Le souci de la miniaturisation oriente la plupart des travaux sur l'étude des fonctionnalités génériques de très faibles dimensions et ce en optique guidée, afin de constituer les briques

élémentaires de futurs circuits photoniques intégrés. Dans ce sens, les propriétés de dispersion dans les cristaux photoniques peuvent être exploitées pour développer de nouveaux composants photoniques.

Plusieurs effets de diffraction sont étudiés comme par exemple : l'effet superprisme [3] et l'effet d'autocollimation [4] qui ont suscité un grand intérêt pour réaliser un démultiplexage en longueur d'onde ou bien WDM (Wavelength Division Multiplexing). Cette fonction est en effet une brique de base essentielle dans les circuits de traitement optique multi-longueurs d'onde.

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 ponctuel 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. L'intérêt majeur des guides et des défauts ponctuels est l'exploitation des propriétés de confinement de la bande interdite.

Cette thèse propose une étude exploratoire de deux types de défaut, les défauts linéaires et les défauts ponctuels dans une structure semi-conductrice à cristaux photoniques bidimensionnels, dans la perspective d'exploiter ces défauts pour concevoir de nouvelle classe de démultiplexeurs en longueurs d'ondes.

Nous proposons dans ce travail l'utilisation du couplage de modes guidés par diffraction de Bragg, spécificités des guides d'onde en cristaux photoniques, pour concevoir des démultiplexeurs de longueurs d'ondes destiné à des applications dans les télécommunications optiques. L'un des dispositifs étudiés, un filtre de sept canaux repose sur un guide multimode à cristal photonique dans lequel le signal optique à contrôler se propage sur le mode fondamental du guide, et, pour une longueur d'onde particulière, ce dernier sera couplé à un mode d'ordre supérieur par diffraction de Bragg. Le terme "contrôler" utilisé dans cette étude se restreint à filtrer et rediriger les différentes longueurs d'onde vers différents canaux. En réduisant la largeur du guide par l'augmentation du rayon de différents trous des bords du guide en différentes sections, la fraction du signal couplée est extraite latéralement. En se basant sur ce principe, des démultiplexeurs de sept et de huit longueurs d'ondes ont été étudiés.

Pour rendre ces dispositifs plus agiles, pour une utilisation pratique, il est nécessaire de modifier la réponse optique des dispositifs à cristaux photoniques, et ceci pour fabriquer des dispositifs accordables (par exemple des filtres accordables). Cette accordabilité est contrôlée par la température du milieu dans lequel est baigné le dispositif. Pour cela, une approche a été proposée.

Un autre effort de recherche se situe principalement dans la perspective de conception d'une nouvelle topologie d'un démultiplexeur en longueurs d'onde basé sur une structure déconnectée d'un cristal photonique bidimensionnel. Il concerne notamment l'utilisation des filtres résonnants en employant des tiges GaAs dans un guide W1 et le concept du couplage entre les défauts linéaires (guides d'ondes) et les défauts ponctuels (cavités) dans des cristaux photoniques bidimensionnels.

Une fois toutes les structures réalisées avec des dimensions correctes, le fonctionnement de celles-ci est caractérisé en transmission avec l'utilisation de la méthode FDTD-2D, (FDTD : Finite Difference Time Domain).

S'agissant du plan de présentation du présent manuscrit, le premier chapitre représente une généralité sur les cristaux photoniques, dans cette généralité, on a parlé brièvement sur les différents types de cristaux photoniques, l'ouverture de la bande interdite dans les cristaux photoniques bidimensionnels, ainsi que les différentes applications optiques réalisées par ces matériaux. Nous achèverons ce chapitre par la présentation de différents démultiplexeurs en longueur d'onde de quelques travaux de la littérature.

Dans le second chapitre nous présentons dans la première partie la méthode des différences finies dans le domaine temporel en deux dimensions FDTD-2D 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. Elle permet notamment d'obtenir les coefficients de réflexion et de transmission des structures à géométries complexes. Cette méthode est très puissante, versatile et parfaitement adaptée à l'étude de ces structures. La deuxième partie de ce chapitre est consacrée à une présentation générale du logiciel de simulation qui utilise la méthode FDTD dans ses calculs. Son appellation en anglais est : CrystalWave. Ce logiciel, qui est disponible au laboratoire TTNS, sera utilisé dans le troisième chapitre.

Dans le dernier chapitre, nous intéressons à la conception de trois types des démultiplexeurs en longueurs d'onde à base d'un cristal photonique bidimensionnel. Dans ce chapitre, le dimensionnement de toutes les structures à cristaux photoniques bidimensionnels étudiées est bien choisi. Ce dimensionnement nous permet de déterminer les paramètres géométriques

fournissant une bande interdite photonique dans la plage de fréquences de télécommunications optiques.

Pour l'étude de la première topologie de filtrage, plusieurs simulations ont été faites en utilisant le logiciel CrystalWave. Ces simulations ont pour objectif d'étudier les propriétés d'un guide W1 dont une seule rangée est omise. Le filtrage de longueurs d'ondes d'un signal injecté à l'entrée de ce guide est alors recherché par la mise en œuvre d'une modification du rayon des trous des bords du guide réalisé dans une maille hexagonale d'un CP-2D (cristal photonique bidimensionnel).

Pour améliorer les performances des structures obtenues, une optimisation des résultats durant la simulation a été introduite. L'optimisation a été basée sur une analyse et une comparaison de plusieurs réponses spectrales en transmission. Les résultats sont interprétés à la lumière des bases théoriques développées dans les sections précédentes et des résultats de simulation. Cette optimisation a été introduite dans l'objectif d'augmenter le nombre de canaux de filtrage. La deuxième topologie conçue était le résultat d'une optimisation faite par l'insertion des défauts ponctuels sous forme des cavités résonnantes dans la structure qui seront couplées de manière adéquate par recouvrement des ondes évanescentes au guide d'onde porteur du signal, ces cavités vont permettre d'extraire huit longueurs d'onde bien précises. Nous étudions par la suite l'influence de la température sur la réponse optique du filtre, cette étude nous amène à concevoir un démultiplexeur en longueur d'onde accordable par la température. Dans la dernière section de ce chapitre nous présentons une nouvelle classe d'un dispositif WDM à cristaux photoniques : 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.

Les différentes parties de ce chapitre ont été clôturées par une synthèse de toutes les étapes de simulations. Nous arriverons à la conception de trois classes des démultiplexeurs en longueur d'onde (WDM) capables de filtrer entre sept et huit longueurs d'onde simultanément dans la fenêtre fréquentielle de télécommunications optiques. Ces composants ont été le fruit de plusieurs simulations qui ont été faites par la méthode FDTD-2D. Ils constituent des éléments plus importants dans l'optique intégrée et répondent aux exigences de télécommunications optiques.

Bibliographies:

[1] J.J. Sakurai, "Modern Quantum Mechanics", Book, (474 pages), ISBN: 0805375015, 9780805375015, Reading, Mass. Addison-Wesley, 1985.

- [2] 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.
- [3] A. S. Jugessur, A. Bakhtazad, A. G. Kirk, "Compact and integrated 2-D photonic crystal super-prism filter-device for wavelength demultiplexing applications", OPTICS EXPRESS, Vol. 14, No. 4, 20 February 2006.
- [4] Yufei Wang, Hailing Wang, Qikun Xue, and Wanhua Zheng, "Photonic crystal self-collimation sensor", OPTICS EXPRESS, Vol. 20, No. 11, 21 May 2012.

Chapitre I

Etude des propriétés de dispersion des CPs et leurs applications

I.1 Introduction :

Les cristaux photoniques (CPs) [1, 2, 3] sont des structures artificielles dont la constante diélectrique est modulée de façon périodique dans une, deux ou trois directions avec une période de l'ordre des longueurs d'onde des photons optiques. La forme la plus simple de cristal photonique est une structure périodique à une dimension composée d'un empilement multicouche également appelé "miroir de Bragg". C'est Lord Rayleigh en 1887 qui a le premier montré que l'on pouvait produire un gap ou bande interdite photonique (BIP). La possibilité de produire des structures à deux ou trois dimensions qui posséderaient des bandes interdites a été initiée pour la première fois par Roland Zengerle [4], Eli Yablonovitch [5] et Sajeev John [6] en 1987 dans le but de contrôler l'émission spontanée de la lumière.

I.2 Généralité :

I.2.1 Principe :

Les cristaux photoniques sont des structures constituées d'un arrangement périodique de matériaux diélectriques. Le nombre de directions de la périodicité de l'indice optique indique le type du cristal photonique (figure I. 1) :

- ❖ Périodicité dans une seule direction : **CP-1D** (cristal photonique unidimensionnel) ou encore miroir de Bragg.
- ❖ Périodicité dans deux directions de l'espace : **CP-2D** (cristal photonique bidimensionnel).
- ❖ Périodicité dans toutes les directions de l'espace : **CP-3D** (cristal photonique tridimensionnel).

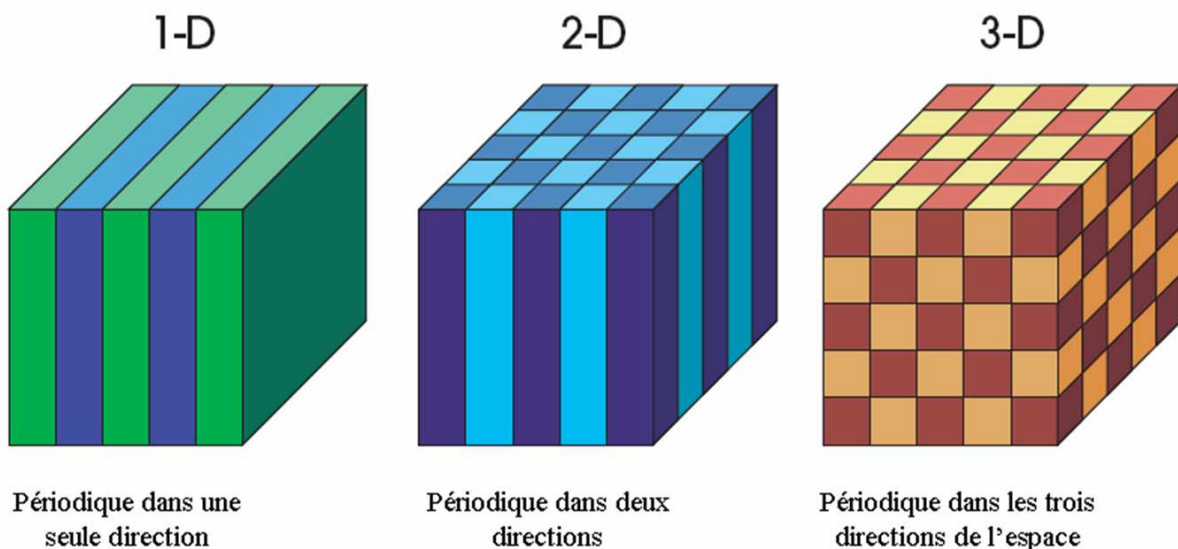


Figure I. 1 : Les différentes classes de cristaux photoniques : 1D, 2D et 3D.

Les cristaux photoniques tridimensionnels permettent un contrôle de la lumière dans toutes les directions de l'espace et c'est ce qui en fait leur principal intérêt. Cependant, leurs méthodes de fabrication restent très délicates et ce, malgré des avancées remarquables (quelques exemples sont donnés dans la figure I. 2 et [7, 8]).

Elles sont de plus, incompatibles actuellement avec les techniques de fabrication de la microélectronique en technologie planaire. Il paraît encore difficile d'envisager leur intégration en tant que composants dans des circuits photoniques intégrés. C'est pourquoi nous ne nous attarderons pas sur ce type de cristaux photoniques.

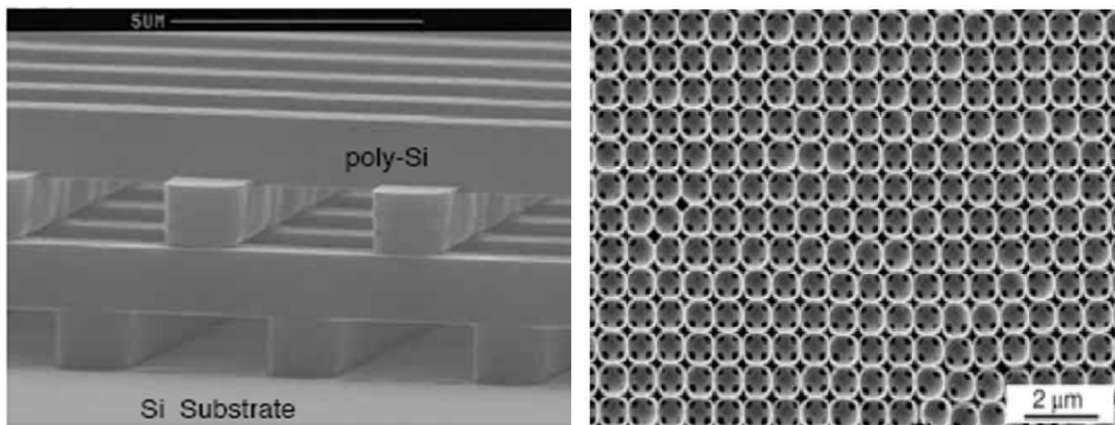


Figure I. 2 : Quelques exemples de structures à cristaux photoniques 3D. (a) Structure "tas de bois" d'après [7] (b) Structure en opale inverse d'après [8].

En revanche, les cristaux photoniques 1D communément appelés miroirs de Bragg, ont démontré depuis longtemps leur grand intérêt. Plus récemment, les cristaux photoniques 2D ont connu un développement considérable. Leurs propriétés de dispersion, leurs procédés de fabrication compatibles avec les technologies issues de la microélectronique, la possibilité d'intégration hétérogène de matériaux passifs ou actifs, rendent ces structures tout à fait intéressantes pour la réalisation de composants pour les circuits photoniques intégrés. Dans toute la suite de ce travail, nous nous focaliserons sur ces deux types de cristaux photoniques. Nous allons maintenant décrire rapidement leurs propriétés.

Les cristaux photoniques sont des matériaux présentant une périodicité d'indice sur des échelles de l'ordre de la longueur d'onde. Cette caractéristique leur confère des propriétés optiques intéressantes : en particulier, la relation de dispersion $\omega(k)$ peut être décrite sous la forme d'un diagramme de bandes. Ce comportement est semblable à celui de toute onde dans un milieu périodique, comme les électrons, ou les photons, dans un cristal. Dans certaines conditions, il est possible de créer des bandes interdites photoniques (BIP) dans lesquelles la

propagation de photons est interdite dans toutes les directions du cristal. Le cristal photonique se comporte, pour cette bande d'énergie, comme un miroir parfait. Les cristaux photoniques 1D sont connus depuis longtemps sous le nom de miroirs de Bragg. La valeur élevée de leur facteur de réflexion sur une plage de longueur d'onde découle directement de l'effet de BIP. Cependant, le terme de cristal photonique n'a été inventé par Yablonovitch [5] qu'en 1987, lorsqu'il a étendu l'idée des miroirs de Bragg aux deux autres dimensions, en s'inspirant des termes de la physique du solide. La propagation d'une onde électromagnétique dans un cristal photonique vérifie les équations de Maxwell. Pour un matériau non magnétique ($\mu = 1$) et de permittivité relative réelle positive ϵ_r (matériaux non absorbants), ce qui est le cas de nos matériaux (milieu sans sources : ni charges, ni courants), les équations de Maxwell s'écrivent :

$$\nabla \cdot (\epsilon_r \vec{E}(r, t)) = 0, \quad \nabla \cdot \vec{H}(r, t) = 0 \quad (\text{I.1})$$

$$\nabla \times \vec{E}(r, t) = -\mu_0 \frac{\partial}{\partial t} \vec{H}(r, t) \quad (\text{I.2})$$

$$\nabla \times \vec{H}(r, t) = \epsilon_0 \epsilon_r \frac{\partial}{\partial t} \vec{E}(r, t) \quad (\text{I.3})$$

Il est possible d'éliminer $\vec{E}(r, t)$ de ces équations pour ne garder qu'une équation en $\vec{H}(r, t)$.

On obtient :

$$\nabla \times \left(\frac{1}{\epsilon_r} \nabla \times \vec{H}(r, t) \right) = \epsilon_0 \epsilon_r \frac{\partial^2}{\partial t^2} \vec{H}(r, t) \quad (\text{I.4})$$

Si l'on cherche les solutions de cette équation sous une forme harmonique $\vec{H}(r, t) = \vec{H}(r) \exp(j\omega t)$, on obtient après plusieurs arrangements, combinaisons et simplifications l'équation aux valeurs propres suivante :

$$\nabla \times \left(\frac{1}{\epsilon_r} \nabla \times \vec{H}(r) \right) = \frac{\omega^2}{c^2} \vec{H}(r) \quad (\text{I.5})$$

Avec $c = (\epsilon_0 \mu_0)^{-\frac{1}{2}}$ la vitesse de la lumière dans le vide.

De la même manière, on peut obtenir l'équation en $\vec{E}(r, t)$. La périodicité de l'indice dans les cristaux photoniques permet d'utiliser les notions d'espace réciproque et de zone de Brillouin, ainsi que le théorème de Bloch. L'équation obtenue est alors en parfaite analogie avec l'équation de Schrödinger décrivant le comportement d'un électron dans un potentiel périodique $V(r)$: ici ϵ_r joue le rôle du potentiel atomique périodique $V(r)$ et $\vec{H}(r)$ celui de la fonction d'onde électronique $\psi(r)$.

I.2.2 Cristal photonique 1D : le cas du miroir de Bragg

Dans cette partie, nous introduisons les propriétés élémentaires des cristaux photoniques par l'intermédiaire de la structure périodique la plus simple : le miroir de Bragg. Nous verrons les notions de relations de dispersion et le mécanisme d'ouverture de bande interdite. Nous

montrons la possibilité d'obtenir des propriétés particulières en bord de bande interdite concernant la dispersion et la vitesse de groupe de la lumière.

a. Approche qualitative :

Les miroirs de Bragg sont des empilements de couches de matériaux diélectriques de permittivités différentes. Considérons un miroir comportant deux types de couches de longueur et de permittivité (a_1, ϵ_{r1}) et (a_2, ϵ_{r2}) . Prenons $\epsilon_{r1} < \epsilon_{r2}$ et appelons a la période spatiale de l'empilement (figure I. 3). Supposons qu'une onde plane électromagnétique arrive en incidence normale aux couches et essayons de déterminer sa propagation dans le miroir. On peut distinguer trois domaines différents suivant la valeur de sa longueur d'onde λ par rapport à la période de l'empilement.

Pour $\lambda \ll a$: l'onde se propage dans une succession de milieux, la transmission aux interfaces pouvant être bien approchée par les formules de Fresnel.

Pour $\lambda \gg a$: l'onde est peu affectée par la structuration et se propage comme dans un matériau homogène de permittivité moyenne $\epsilon_{r moy}$.

Pour $\lambda \sim a$: l'onde est fortement perturbée par la périodicité du milieu. La propagation de la lumière nécessite une étude électromagnétique plus complexe que dans les cas précédents.

Prenons le cas particulier $n_1 a_1 + n_2 a_2 = \lambda_B / 2$ avec $n_1 = \sqrt{\epsilon_{r1}}$, et $n_2 = \sqrt{\epsilon_{r2}}$ et λ_B la longueur d'onde de Bragg. Les ondes réfléchies sont alors en phase. Celles-ci interfèrent constructivement pour aboutir à une réflexion totale, et donc on est en présence d'une bande interdite photonique. Le milieu périodique se comporte comme un miroir pour cette longueur d'onde particulière. Si le nombre de couches est suffisant, il permet d'atteindre des coefficients de réflectivité très élevés.

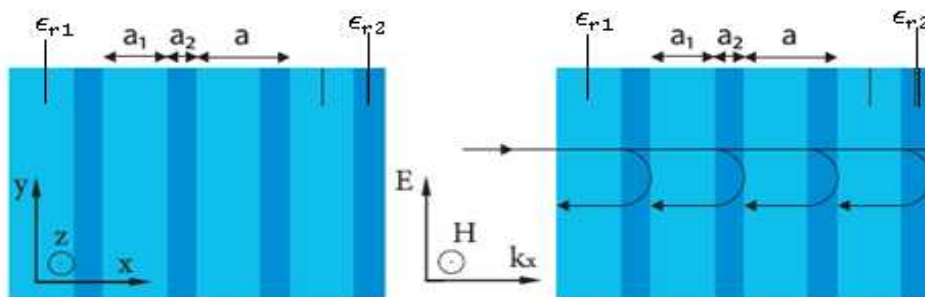
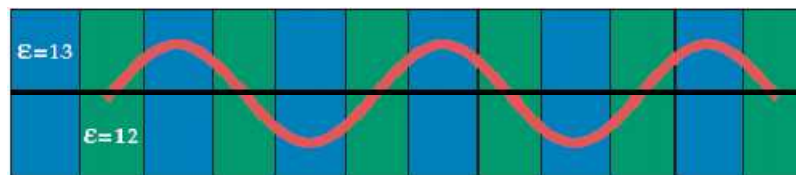


Figure I. 3 : Représentation schématique d'un miroir de Bragg constitué de deux types de couches de permittivité ϵ_{r1} et ϵ_{r2} . La période du cristal est $a = a_1 + a_2$ [9].

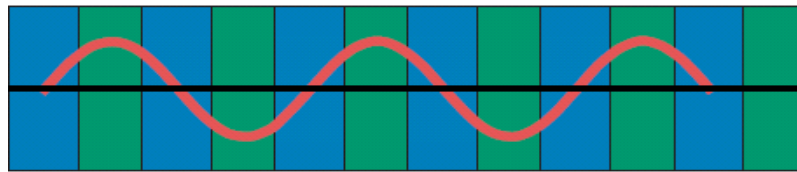
Un autre cas particulier où les deux couches de chaque alternance ont même épaisseur optique $\lambda_B/4$, on observe que les ondes réfléchies par toutes les interfaces sont en phase. Il est alors facile d'imaginer que ce cas correspondra à la bande interdite la plus large.

La fréquence centrale du gap dépend de la localisation de l'onde dans le réseau. Il y'a deux localisations possibles d'une onde stationnaire dans un réseau unidimensionnel : soit un champ électrique ayant son maximum d'énergie dans le matériau de haut indice, soit les maxima sont situés dans le matériau de bas indice (figure I. 4 a et I. 4 b) [2].

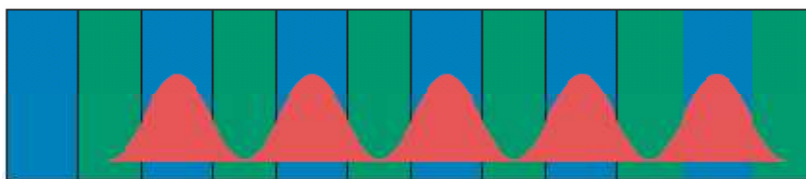
Les modes de basse fréquence (respectivement haute) concentrent leur énergie dans les zones de haut indice (respectivement bas). Si le champ électrique a son maximum d'amplitude dans les régions de haut indice (respectivement bas), les modes concentrent leur énergie dans la bande $\epsilon_r=13$ (respectivement $\epsilon_r=12$).



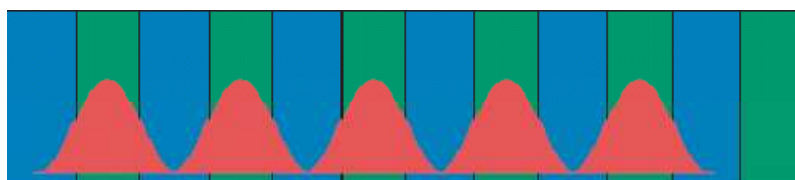
a) Champ électrique pour un mode situé dans la bande 1 ($\epsilon_r=13$) [2].



b) Champ électrique pour un mode situé dans la bande 2 ($\epsilon_r=12$) [2].



c) Energie locale du champ électrique dans la bande 1 ($\epsilon_r=13$) [2].



d) Energie locale du champ électrique dans la bande 2 ($\epsilon_r=12$) [2].

Figure I. 4 : Illustration des modes associés au cristal photonique unidimensionnel : a) Champ électrique dans la bande 1 ; b) Champ électrique dans la bande 2 ; c) Energie locale dans la bande 1 ; d) Energie locale dans la bande 2.

b. Illustration de la structure de bandes, origine de la bande interdite :

Pour illustrer le phénomène d'apparition de bande interdite photonique et des propriétés qui en découlent, nous prenons l'exemple classique du miroir de Bragg. Il s'agit d'un cristal photonique 1D constitué d'un empilement périodique de couches minces diélectriques d'indices différents (figure I. 5). La période des alternances est a . La symétrie de translation discrète dans la direction z qui entraîne l'étude de la structure de bandes uniquement dans la première zone de Brillouin irréductible est limitée par :

$$-\pi/a < K_z < \pi/a$$

Pour comprendre l'apparition de la bande interdite, nous étudions d'abord le cas où chacune des couches du miroir de Bragg possède le même indice n (figure I. 4 (a)). On introduit donc de manière fictive une périodicité a dans un matériau homogène d'indice n . La relation de dispersion de ce matériau correspond simplement aux droites d'équation $w = \pm \frac{ck}{n}$ correspondant aux ondes propagative (+) et contra-propagative (-). Dans le diagramme de dispersion (figure I. 4 (a)), on voit alors apparaître un repliement des bandes dans la zone de Brillouin irréductible. Aux points de haute symétrie une dégénérescence est alors créée par cette périodicité fictive. Donc, il n'y a aucune ouverture d'une bande interdite. Supposons maintenant que les deux matériaux possèdent des indices optiques différents, et que la période des alternances reste a (figure I. 4 (b)). La périodicité de l'indice de réfraction lève la dégénérescence aux points de haute symétrie par couplage entre les ondes propagatives et contra-propagatives. Il en résulte deux modes stationnaires en $k = \pm \frac{\pi}{a}$ de fréquence respective ω_1 et ω_2 . La vitesse de groupe $v_g = \frac{\partial \omega}{\partial k}$ en ces points devient alors nulle, les courbes de dispersion atteignent un extremum. Il y a apparition d'une bande interdite photonique dans laquelle aucun mode ne peut exister dans la structure. Cette bande interdite est d'autant plus importante que le contraste d'indice entre chaque matériau est élevé. Il est également possible de montrer de manière générale que le vecteur induction électrique $\vec{D} = \epsilon \vec{E}$ tend à se concentrer soit dans les régions de fort soit de faible indice [10].

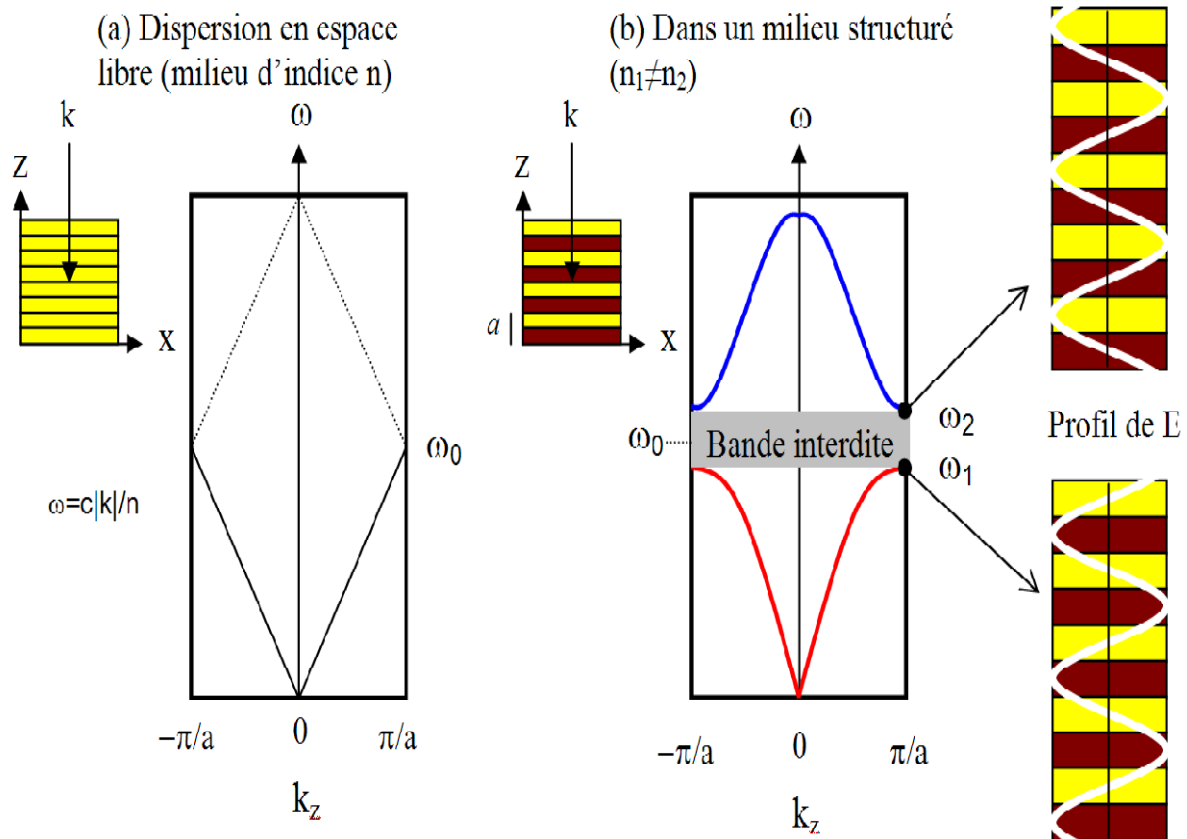


Figure I. 5 : (a) Structure de bandes d'un milieu d'indice n où l'on a fictivement imposé une périodicité a . (b) Structure de bandes d'un cristal photonique 1D constitué de plusieurs alternances de matériaux d'indices différents (miroir de Bragg), de période a . Le profil de l'amplitude du champ électrique pour chacun des modes en $\frac{\pi}{a}$ est également représenté. La bande interdite autour de l'incidence normale apparaît dès que le contraste d'indice entre les couches est non nul. Elle est d'autant plus importante que ce contraste est plus élevé [11].

L'étude de la structure de bandes d'un cristal photonique est donc riche d'informations. Elle permet en effet de connaître :

- ❖ Les états permis dans le cristal photonique, "les modes de Bloch" ;
- ❖ Les densités d'états associés aux modes de Bloch ;
- ❖ Les positions et les largeurs des bandes interdites ;
- ❖ La répartition du champ dans la structure.

c. Largeur de la bande interdite photonique :

La largeur de la bande interdite photonique (Gap) d'un réseau périodique unidimensionnel dépend du contraste d'indice, Δn , des deux milieux qui le composent. Le Gap sera d'autant plus important que Δn est grand (figure I. 6.b et figure I. 6.c).

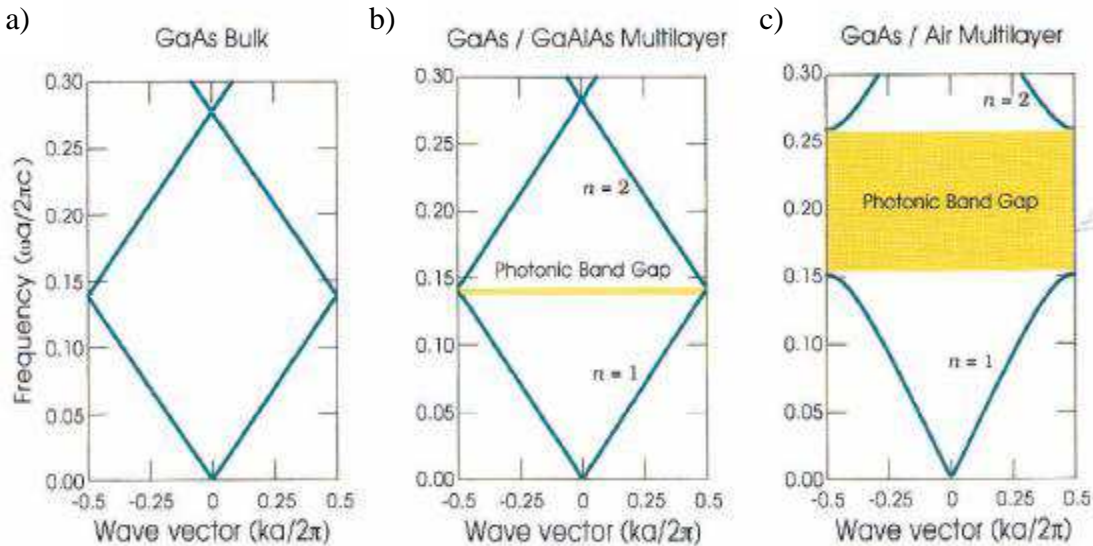


Figure I. 6 : Modifications de la largeur du Gap en fonction de Δn : a) couches de permittivité $\epsilon=13$ et 13 ; b) $\epsilon =13$ et 12 et c) $\epsilon =13$ et 1 [2].

d. 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. 7).

Pour étudier l'influence d'un défaut, on se restreint à l'axe de propagation et on examine un mode dont la fréquence ω se trouve dans la bande photonique interdite. Il n'y a pas de modes propagatifs à la fréquence ω dans la structure périodique même si un défaut de périodicité existe dans la structure, en effet on ne peut pas retracer les modes avec le vecteur d'onde k dès lors que la périodicité est rompue, mais il est possible de savoir si une certaine fréquence peut supporter des états propagatifs dans le reste du cristal. Dans ce cas, on peut scinder en espaces de fréquence les endroits dans lesquelles les états sont propagatifs ou évanescents, ce qui est schématisé dans la figure I. 7. L'introduction d'un défaut ponctuel revient à créer une cavité optique comme il est montré dans la figure I. 8, des modes à des fréquences incluses dans la bande interdite photonique pourront apparaître.

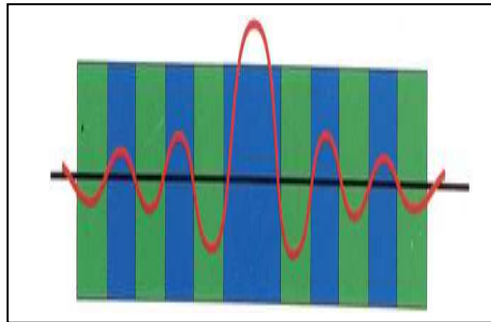


Figure I. 8 : Défaut dans une structure périodique unidimensionnelle [12].

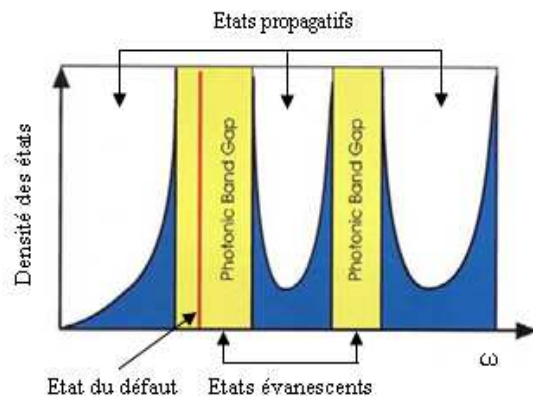


Figure I. 7 : Densité d'états en bleue, nulle dans la bande photonique interdite, sauf dans un défaut, les modes peuvent exister (ligne en rouge) [12].

I.2.3 Cristaux photoniques bidimensionnels :

a. Réduction de l'étude sur la 1ère 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. 9 pour ces deux types de mailles. Les points de haute symétrie du réseau réciproque sont également reportés sur la figure I. 9. Le point pour lequel le vecteur d'onde dans le plan de la périodicité vaut 0 ($k_{//} = 0$) est noté Γ .

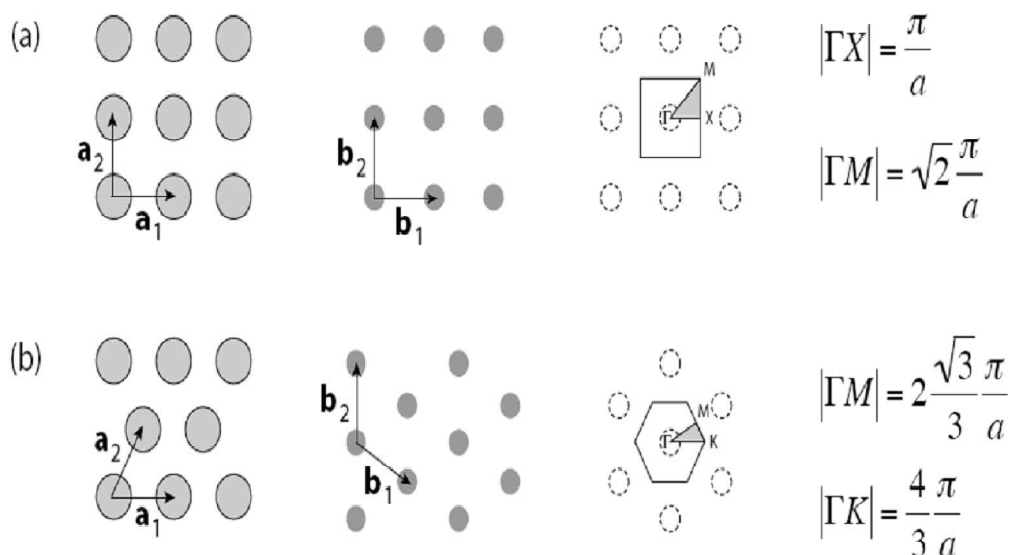


Figure I. 9 : Espace direct et réciproque d'une maille 2D carrée (a) et triangulaire (b). La surface encadrée représente la première zone de Brillouin et la surface grisée la zone de Brillouin irréductible. Les dimensions des vecteurs réduits du réseau réciproque sont également reportées. a représente le paramètre de maille [11].

Le tableau suivant résume les caractéristiques géométriques principales des réseaux bidimensionnels carré et triangulaire :

	Réseau carré	Réseau triangulaire
Vecteurs directs	$a_1=a(1,0), a_2=a(0,1)$	$a_1=a(1,0), a_2=a\left(\frac{1}{2}, \frac{\sqrt{3}}{2}\right)$
Vecteurs réciproques	$b_1=\frac{2\pi}{a}(1,0)$ $b_2=\frac{2\pi}{a}(0,1)$	$b_1=\frac{2\pi}{a}\left(1, -\frac{\sqrt{3}}{3}\right)$ $b_2=\frac{2\pi}{a}\left(0, \frac{2\sqrt{3}}{3}\right)$
Facteur de remplissage en air (f).	$f = \pi \frac{r^2}{a^2}$	$f = \frac{2\pi r^2}{\sqrt{3} a^2}$

Tableau I. 1 : Caractéristiques géométriques principales des réseaux bidimensionnels carré et triangulaire.

La périodicité de $\varepsilon(\vec{r})$ permet de mettre les équations des champs H et E sous la forme d'ondes de Bloch $H(\vec{r}) = \vec{u}(\vec{r})e^{i\vec{k}\vec{r}}$ (où $\vec{u}(\vec{r})$ vérifie $\vec{u}(\vec{r} + \vec{a}) = \vec{u}(\vec{r})$ avec \vec{a} vecteur de périodicité du réseau), même chose pour le champ électrique $E(\vec{r}) = \vec{v}(\vec{r})e^{i\vec{k}\vec{r}}$. Après le développement de différentes fonctions périodiques ($\varepsilon(\vec{r}), \vec{u}(\vec{r}), \vec{v}(\vec{r})$), en séries de Fourier, la méthode des ondes planes donne une équation finale à valeur propre $\omega_n(\vec{k})$ (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 ce qui permet d'obtenir les courbes de dispersion du cristal photonique regroupées dans un diagramme appelé par la suite le diagramme de bande du cristal. De manière générale, quand les vecteurs \vec{k} décrivent la première zone de Brillouin, les fréquences $\omega_i(\vec{k})$ recouvrent continûment le spectre d'énergie.

Cependant, dans certains cas, il existe des domaines d'énergie dans lesquels aucun mode $\omega_i(\vec{k})$ n'est accessible : ce sont les bandes interdites photoniques. C'est le principe suivi par la méthode des ondes planes.

b. Exemple d'un diagramme de bande d'un CP-2D :

Un cristal photonique est caractérisé par son diagramme de bande. La figure I. 10 montre les diagrammes de bandes d'un cristal photonique gravé dans une hétérostructure sur substrat GaAs ($\epsilon_{\text{substrat}}=11.4$, $\epsilon_{\text{trou}}=1$) en polarisation TE (figure I. 10 (a)) et en polarisation TM (figure I. 10 (b)). Les diagrammes ont été calculés par la méthode de décomposition en ondes planes. Le facteur de remplissage est $f = 0.30$ et le réseau du cristal photonique est triangulaire [10]. Une bande interdite est observée pour la polarisation TE entre $u = a/\lambda = 0.21-0.27$ (figure I. 10(a)). Par contre, pour la polarisation TM, aucune bande interdite ne s'ouvre ((figure I. 10 (b)). En effet, l'ouverture de bandes interdites photoniques TE est plus favorisée si des zones de fort indice de réfraction sont connectées. Dans le cas contraire, si les zones de faible indice de réfraction sont connectées (par exemple, des piliers diélectriques dans l'air), c'est l'ouverture d'une bande interdite en polarisation TM qui est favorisée [2].

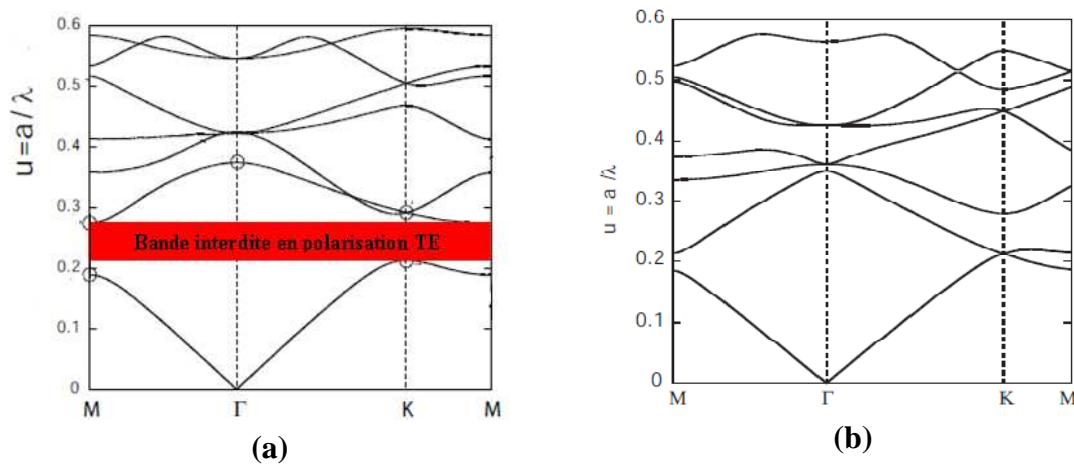


Figure I. 10 : Diagramme de bandes d'un cristal photonique bidimensionnel (réseau triangulaire) gravé dans un milieu diélectrique de permittivité $\epsilon_{\text{substrat}}=11.4$ avec un facteur de remplissage $f = 0.30$: (a) Pour une polarisation TE, (b) Pour une polarisation TM [13].

c. Lois d'échelles :

Des lois d'échelles permettent de simplifier l'étude des cristaux photoniques. Considérons par exemple le cristal photonique **B** obtenu à partir du cristal photonique **A** dont les dimensions ont été multipliées par le facteur **S**. On démontre facilement que les équations de Maxwell dans les cristaux photoniques sont indépendantes de l'échelle de longueur [14]. Ainsi, les

modes optiques du cristal **B** peuvent être déduits de ceux du cristal **A** par la simple association de longueurs d'onde de $\lambda \leftrightarrow \mathbf{s}\lambda$. Par conséquent, les énergies sont généralement exprimées par l'énergie normalisée u définie par :

$$u = \frac{a}{\lambda} = \frac{a\omega}{2\pi c} \quad (\text{I.6})$$

On montre en effet que l'équation de propagation devient lorsque la structure étudiée a ses dimensions divisées par le facteur \mathbf{s} :

$$\nabla \times \left(\frac{1}{\epsilon(\mathbf{r}/\mathbf{s})} \nabla \times \vec{H}(\mathbf{r}/\mathbf{s}) \right) = \left(\frac{\omega/\mathbf{s}}{c} \right)^2 \vec{H}(\mathbf{r}/\mathbf{s}) \quad (\text{I.7})$$

Ainsi, les propriétés à la fréquence ω d'un cristal de constante diélectrique $\epsilon(\mathbf{r})$ dont on néglige la dispersion spectrale, sont les mêmes que celles d'un cristal de constante diélectrique $\epsilon(\mathbf{r}/\mathbf{s})$ à la fréquence ω/\mathbf{s} . La géométrie d'un arrangement de matériau destiné à un travail dans le domaine des micro-ondes peut donc être reprise pour un travail dans le domaine optique [15].

I.2.4 Vitesse de groupe et vitesse de phase :

La vitesse de groupe est la vitesse de propagation d'un paquet d'onde. Elle est souvent confondue avec la vitesse de transmission de l'énergie dans le milieu. Elle a un rôle très important dans la propagation de la lumière et les réponses optiques dans les cristaux photoniques. Par conséquent, la connaissance de la vitesse de groupe est essentielle pour comprendre leurs propriétés optiques : la vitesse de groupe est déterminée par la pente de la courbe de dispersion.

La vitesse de phase est la vitesse de déplacement d'une surface équiphase. Si la surface équiphase est localisée en x au temps t et en $x + dx$ au $t + dt$ alors :

$$\varphi(x, t) = \omega t - kx + \phi_0 \text{ et } \varphi(x, t) = \omega(t + dt) - k(x + dx) + \phi_0$$

Ainsi par différence : $0 = \omega dt - k dx$

$$\text{La vitesse de phase est donc : } V_\phi = \frac{dx}{dt} = \frac{\omega}{k} \quad (\text{I.8})$$

On peut relier la vitesse de groupe à la vitesse de phase en passant dans l'espace des longueurs d'ondes. On part des équations $\omega = kV_\phi$ et :

$$V_g = \left(\frac{\partial \omega}{\partial k} \right) \quad (\text{I.9})$$

Et on aboutit à la formule de Rayleigh [16] :

$$V_g = V_\phi - \lambda \frac{\partial V_\phi}{\partial \lambda} \quad (\text{I.10})$$

La vitesse de groupe est égale à la vitesse de phase quand la fréquence angulaire est proportionnelle au vecteur d'onde. C'est-à-dire lorsqu'il n'y a pas de dispersion. C'est le cas d'un système homogène.

I.2.5 Les guides d'ondes à CPs-2D :

Un guide est un défaut linéique introduit au sein d'un cristal photonique. Il peut alors être créé en écartant deux demi-plans de cristaux photoniques. L'écart entre les deux demi-plans, la direction cristallographique ainsi que la symétrie des bords permettant de définir un guide à cristal photonique. Si l'on se restreint à une périodicité dans deux directions de l'espace, le cristal photonique 2D est constitué soit de colonnes de diélectrique entourées d'air (structure déconnectée), soit de trous d'air gravés au travers d'une matrice diélectrique (structure connectée) (figure I. 11 (a) et (b)).

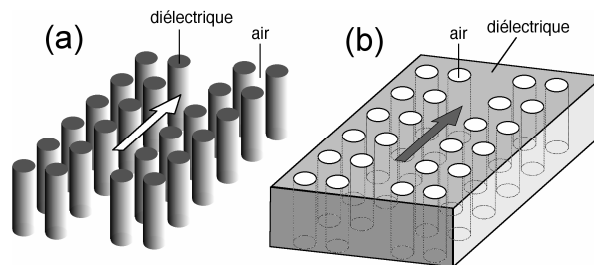


Figure I. 11 : Schéma d'un guide d'onde : (a) défini dans un réseau bidimensionnel de colonnes de diélectriques (structure déconnectée), (b) dans un réseau de trous d'air (structure connectée) [17].

Les guides d'ondes sont caractérisés par plusieurs paramètres qui sont :

a. Largeur :

La nomenclature adoptée consiste à désigner par "Wn" un guide, où n est la largeur exprimée en nombre de rangées manquantes de trous du cristal photonique bidimensionnel [17].

Ce nombre n'est pas nécessairement entier. La figure I. 12 représente par exemple de deux guides : l'un formé d'une seule rangée manquante de trous d'air : ce guide est usuellement appelé "W1" et l'autre formé de deux rangées manquantes de trous d'air : ce guide est usuellement appelé "W2".

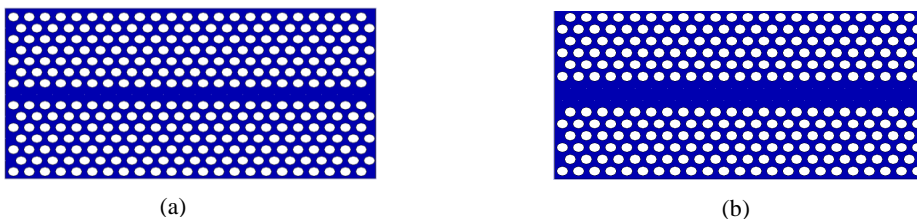


Figure I. 12 : Représentation schématique de deux types de guide créés dans un réseau bidimensionnel de trous d'air : (a) "W1" : omission d'une seule rangée de trous d'air, (b) "W2" : omission de deux rangées de trous d'air.

b. Direction cristallographique :

Par analogie avec la cristallographie des solides, à chaque réseau périodique d'indice optique, on peut associer un réseau réciproque. Dans l'espace réciproque, il existe des directions de plus haute symétrie. Il suffit de décrire le comportement d'une onde se propageant suivant ces directions pour décrire complètement le cristal photonique.

Considérons une structure d'un réseau triangulaire constitué de trous d'air, de période a (la période c 'est la distance entre deux trous les plus proches). Les deux directions privilégiées sont ΓK et ΓM . Deux types de défauts linéiques $W1$ (une rangée de trous d'air omise) peuvent être créés suivant la périodicité des bords du cristal (figure I. 13) [17].

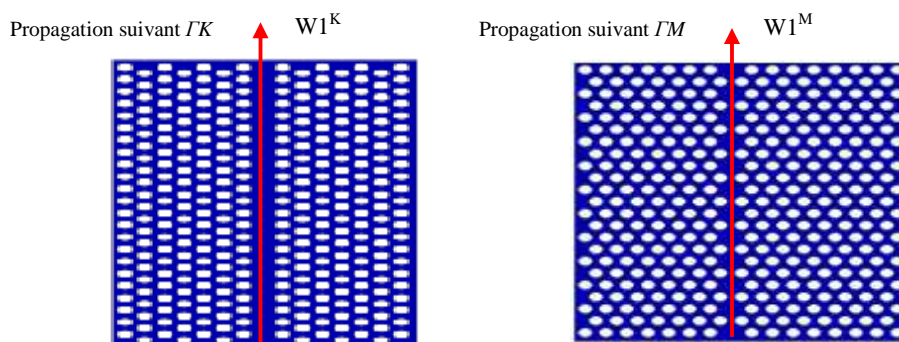


Figure I. 13 : Schéma de guide $W1$ créée dans un réseau triangulaire de trous d'air suivant les deux directions cristallographiques ΓK et ΓM .

Un guide dont la direction cristallographique des bords est ΓK est désigné par " W_n^K " et suivant la direction ΓM est désigné par " W_n^M ".

c. Symétrie des bords :

Les trous situés de part et d'autre du guide peuvent être : soit en vis-à-vis, et, dans ce cas, le guide est dit symétrique, ou encore du type A : ($W2^K A$) (figure I. 14 (a)) ; soit décalés d'un nombre demi entier de périodes, dans ce cas le guide est dit antisymétrique, ou encore de type B : ($W2^K B$) (figure I. 14 (b)) [17].

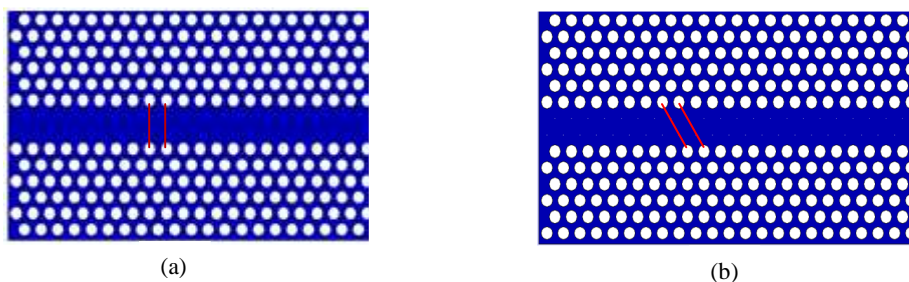


Figure I. 14 : Exemple de guide créé dans un réseau bidimensionnel triangulaire de trous d'air : (a) de type : ($W2^K A$), (b) de type : ($W2^K B$).

I.2 .6 Influence du défaut sur le diagramme de dispersion :

Pour étudier l'influence du défaut sur le diagramme de dispersion, un cristal photonique bidimensionnel a été considéré à maille hexagonale avec un indice du matériau égal à 3.21 et un facteur de remplissage en air égal à 30%. L'étude a été limitée à la polarisation TE.

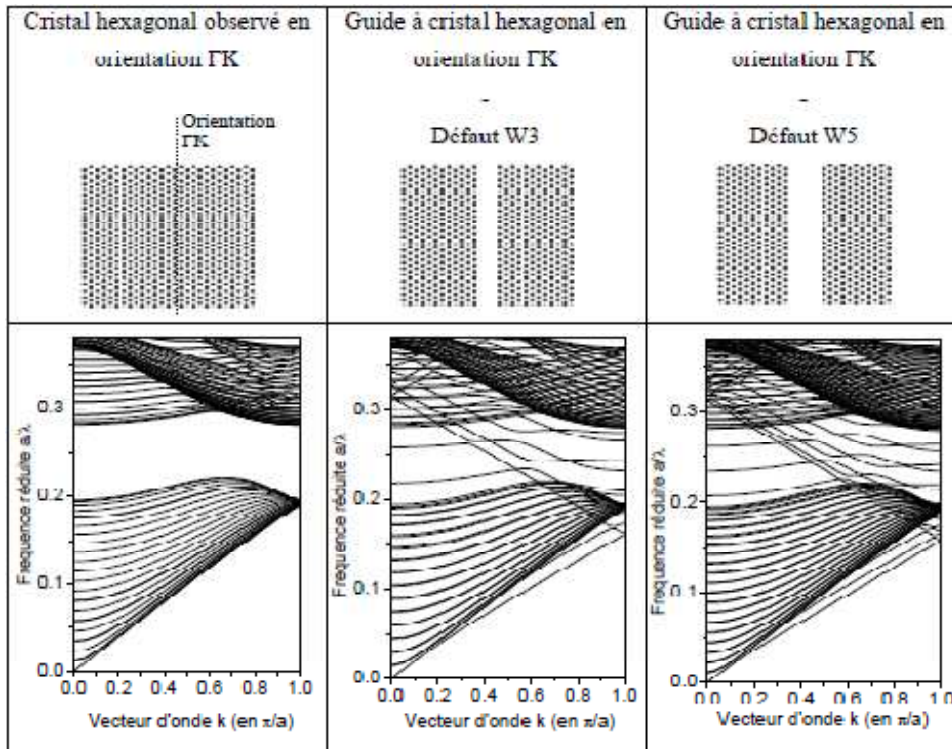


Figure I. 15 : Influence de la largeur du défaut sur le diagramme de dispersion d'un CP à maille hexagonale en orientation ΓK . De gauche à droite : CP sans défaut ; guide W3 ΓK ; guide W5 ΓK [18].

L'insertion du défaut dans la structure influe fortement sur le diagramme de dispersion [18]. Le diagramme de bande en orientation ΓK est tracé pour un CP à maille hexagonale sans défaut ainsi que pour un guide W3 et W5 (figure I. 15). En comparant les diagrammes de dispersion, les structures avec défauts font apparaître des modes supplémentaires qui se propagent à l'intérieur de la BIP du cristal parfait. En augmentant, la largeur du défaut de W3 à W5, le nombre de modes dus au guide augmente.

I.2.7 Type de polarisations pour les CPs-2D :

Dans le cas de réseaux 2D, on définit deux polarisations TE (champ E dans le plan de la périodicité) et TM (champ H dans le plan de périodicité) (voir figure I. 16).

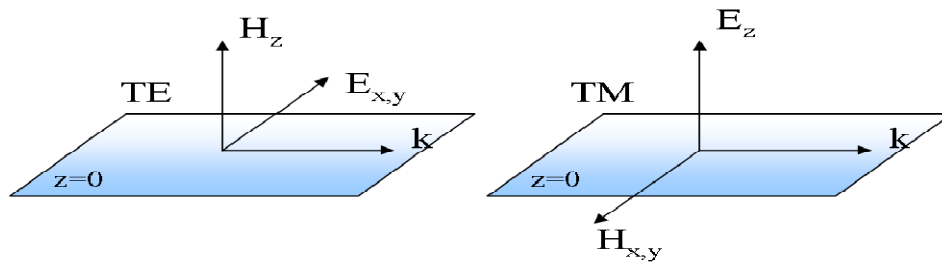


Figure 1. 16 : Définition des polarisations pour les cristaux photoniques 2D.

I.2.8 Avantages des CPs-2D :

L'intégration de composants optiques à l'échelle micro-métrique dans un circuit intégré est une tendance forte dans l'industrie des télécommunications. Les démultiplexeurs que nous voulons étudier dans ce travail de thèse au moyen de cristaux photoniques 2D sont idéalement un bon choix pour la réalisation de composants optiques ultra-compacts. Les cristaux photoniques 2D sont plus appropriés grâce à leur compatibilité avec l'optique intégrée et leur facilité de fabrication relative. Ils sont aussi appropriés à la réalisation des circuits hybrides opto-électroniques [19].

Mais la difficulté de fabrication actuelle des cristaux photoniques 3D, en particulier pour les matériaux solides comme les semi conducteurs, contraint son application dans l'optique intégrée pour le moment, bien que plusieurs avancées aient été effectuées dans ce domaine.

Les cristaux photoniques 2D sont des structures périodiques dans deux directions de l'espace. Nous présentons un exemple d'un cristal photonique bidimensionnel consiste en un réseau triangulaire de cylindres d'air gravé dans le matériau diélectrique, comme montré sur la figure I. 17.

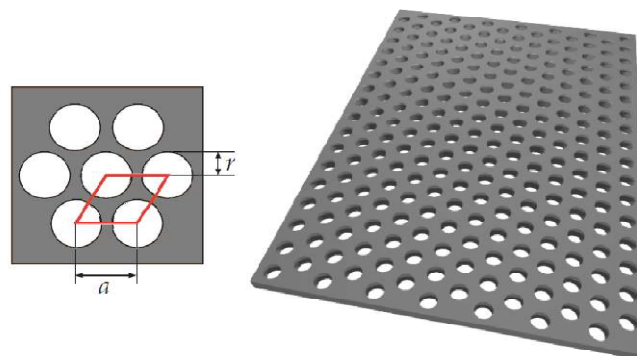


Figure I. 17 : Cristaux photoniques 2D de trous d'air dans un substrat diélectrique. Les cylindres ont un rayon r . La période du réseau est a . La figure à gauche est une vue de dessus de la structure [19].

I.2.9 Applications des CPs-2D :

Les cristaux photoniques offrent la possibilité de contrôler la propagation de la lumière dans le matériau, sur des dimensions dont l'ordre de grandeur est celui de la longueur d'onde. Cette propriété les rend intéressants pour de nombreuses applications dans le domaine de l'optique intégrée. La miniaturisation des composants et la recherche de systèmes plus rapides pour les télécommunications pour le contrôle, guidage de la lumière dans les microstructures optiques a été la motivation première pour élaborer de nouveaux composants optiques à partir des cristaux photoniques.

Les applications potentielles des BIP-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 [20], etc. Nous allons donc exposer brièvement quelques exemples d'utilisation de cristaux photoniques bidimensionnels.

a. Cavité résonante :

La présence de défauts dans un cristal permet l'existence de modes localisés dans une bande de fréquence très étroite. Par exemple, si un défaut est introduit dans un réseau triangulaire de trous et si l'on excite un mode avec une fréquence appartenant à la bande interdite photonique du réseau, la lumière ne pourra pas "s'échapper" (figure I. 18). Elle sera piégée par les murs parfaits de réflexion. Bien sûr, la structure ne confinera la lumière que dans le plan de périodicité. Pour l'empêcher de fuir dans la troisième direction, on pourra placer la structure entre deux plans métalliques [21].

Un défaut dans un cristal photonique peut donc servir de cavité résonante puisqu'il piège la lumière dans une bande de fréquence très étroite. Une simple modification d'une des propriétés du matériau (par application d'un champ électrique par exemple) permettra de "libérer" la lumière.

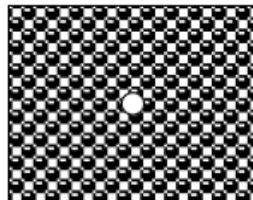


Figure I. 18 : Cavité résonante [22].

b. Guides d'ondes :

On peut utiliser des défauts pour piéger la lumière dans des cristaux photoniques mais on peut également guider la lumière. Des défauts sont alignés dans un cristal photonique (figure I. 19.a). La lumière qui se propage dans le "couloir " de défauts, avec une fréquence appartenant à la bande interdite photonique du cristal est confinée et peut être acheminée le long de ce couloir de défauts [23, 24]. On pourra ainsi insérer des courbures dans le guide d'ondes sans introduire des pertes importantes (figure I. 19.b).



Figure I. 19 : a) Guide d'onde. b) Guide d'onde à courbure [22].

Autres utilisations perçues pour les CPs fut la réalisation de guides d'ondes insensibles à la brutalité des changements de directions [22]. On rêve de pouvoir écrire des pistes à photons en optique intégrée aussi facilement que l'on trace des pistes de cuivres dans un circuit intégré (figure I. 20). Dans le même ordre d'idée (passer de circuits intégrés électroniques à des circuits intégrés optiques), on peut concevoir des virages, anneaux, etc., miniaturisés et performants.

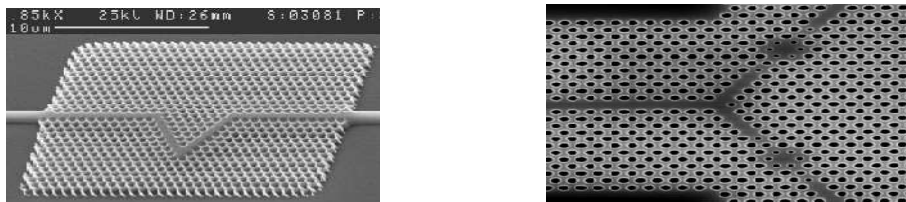


Figure I. 20 : Exemples de guides d'ondes à base de CPs [25].

c. 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" [26, 27, 28] (figure I. 21). 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.

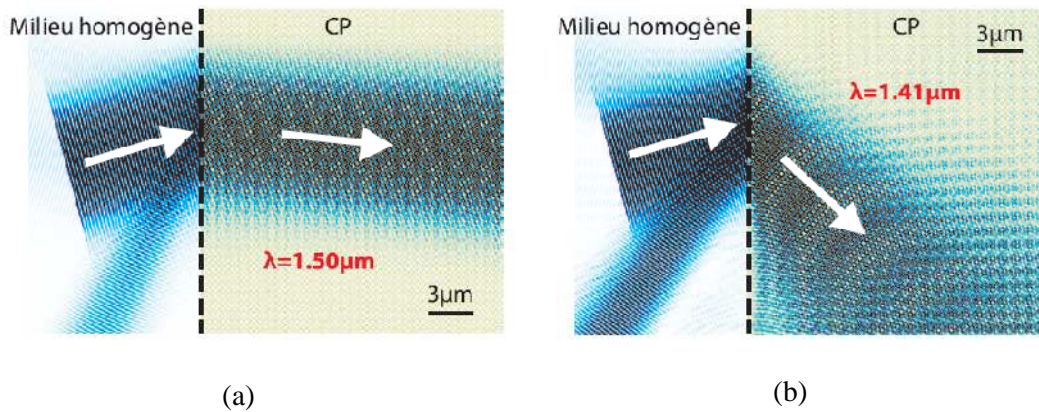


Figure I. 21 : (a) Simulation FDTD-2D de la réfraction d'un faisceau gaussien de longueur d'onde $\lambda_1 = 1.50 \mu\text{m}$ dans le cristal photonique considéré. (b) même simulation FDTD-2D, avec $\lambda_2 = 1.41 \mu\text{m}$ [28].

d. 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 [29, 30, 31, 32] (figure I. 22).

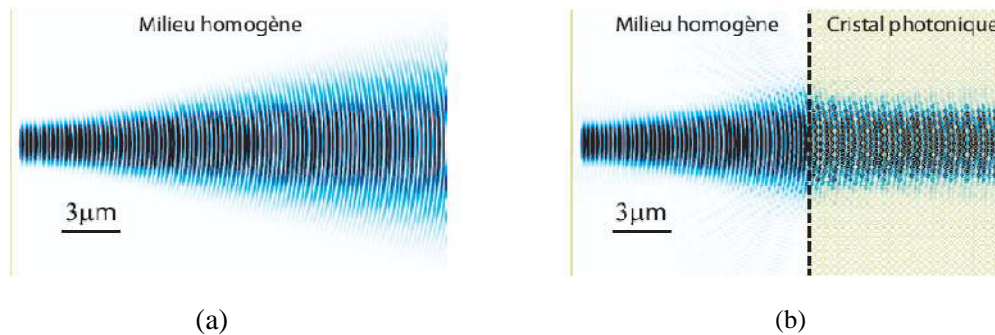


Figure I. 22 : (a) Simulation FDTD 2D de l'intensité d'un faisceau gaussien de longueur d'onde λ_{collim} dans un milieu homogène d'indice $n = 3.03$. (b) Simulation FDTD-2D du même faisceau source avec réfraction dans le CP-2D [28].

e. Réfraction négative :

On dit que l'on a un phénomène de réfraction négative lorsque la lumière est réfractée dans son demi-plan d'incidence [33] (figure I. 23).

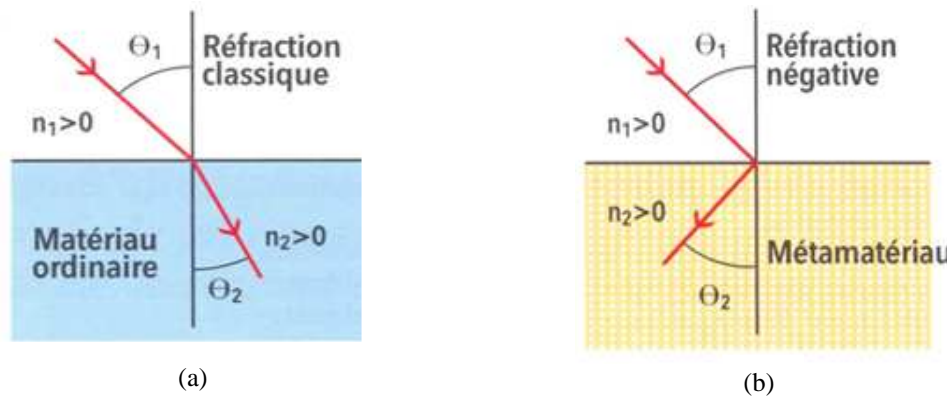


Figure I. 23 : a) Représentation d'une réfraction classique dans un matériau ordinaire. b) Représentation d'une réfraction négatif dans un métamatériau.

f. Les fibres à CPs :

La fibre à trous, ou fibre à cristal photonique (FCP) est apparue en 1996. Cette fibre est constituée d'un cœur de silice pure entouré d'un arrangement régulier de canaux d'air de dimensions microscopiques, disposés parallèlement à l'axe. Le principe est trivial : la bande interdite du cristal photonique confine l'énergie au centre de la fibre, la guidant et l'empêchant de se propager vers la gaine. Ce type de fibre (figure I. 24) offre des avantages certains en ce qui concerne les télécommunications optiques à haut débit et longue portée : tout en restant dans le cadre d'un fonctionnement monomode [34] la dispersion peut être librement choisie. Elle a la faculté de guider un mode fondamental sur une très large bande spectrale.

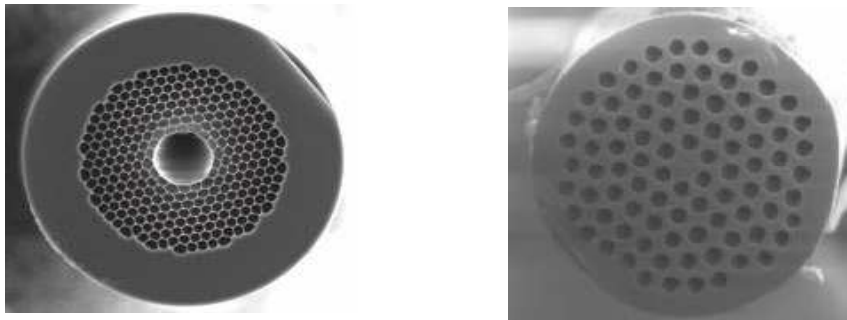


Figure I. 24 : Exemples d'une fibre optique à cristaux photoniques (en coupe) [34].

Ces fibres sont capables de décaler la longueur d'onde d'annulation de la dispersion chromatique jusqu'à $0,85 \mu\text{m}$.

g. Couplage guide/cavité dans un CP-2D :

Les guides à cristaux photoniques représentent une voie naturelle pour coupler des micro-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 I. 25) :

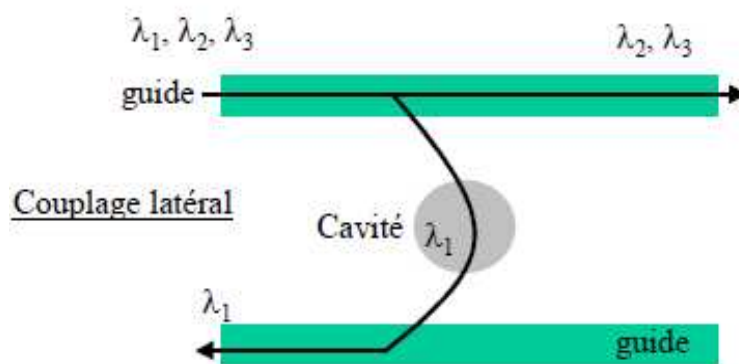


Figure I. 25 : Illustration du couplage latéral entre un guide et une cavité d'un même cristal photonique.

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 [35]. Plusieurs réalisations ont montré la possibilité du couplage d'une cavité avec un guide. Par exemple, une réalisation de Chutinan et al. [36], dont un schéma est rapporté à la figure I. 26, permet l'extraction hors du plan ou l'insertion dans un guide d'une longueur d'onde précise.

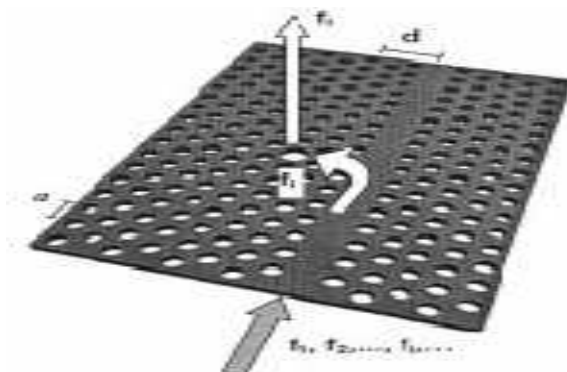
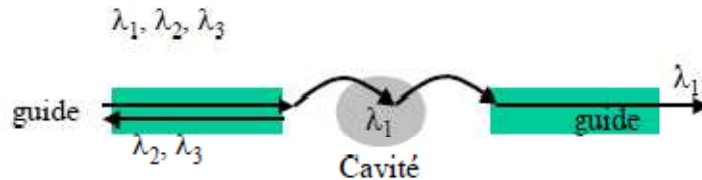


Figure I. 26 : Schéma de principe d'un dispositif de multiplexage (insertion ou extraction d'une certaine longueur d'onde [36]).

- 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 (si un second guide est placé face à la cavité) (figure I. 27).



Couplage frontal

Figure I. 27 : Illustration du couplage frontal entre un guide et une cavité d'un même cristal photonique.

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. 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 I.28 sur la membrane d'InP avec un facteur de remplissage en air de l'ordre de 30% [37]. 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.

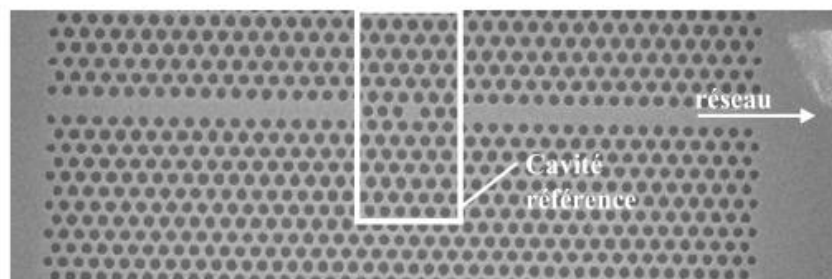


Figure I. 28 : Image en microscopie électronique d'une fonction Fabry-Pérot intégrée à un guide [37].

Une validation de ce concept a été faite numériquement. La structure étudiée comprend un guide W1 et une cavité composée de deux motifs suivant la direction du guide. Deux motifs ont également été disposés de part et d'autre pour former les miroirs (elle sera donc appelée L2-2). L'excitation est réalisée à l'aide d'un dipôle polarisé suivant l'axe perpendiculaire au guide (y). La détection est réalisée en sortie du guide. Le spectre de transmission obtenu pour ce filtre a été normalisé par la transmission obtenue le long d'un guide simple, ce qui permet d'avoir une bonne idée de l'efficacité du couplage vers la cavité. Une comparaison a été faite avec une structure de type L1-2 (cavité constituée d'un seul motif). Pour la structure L2-2 un couplage de l'ordre 80% est obtenu pour la résonance située vers $a/\lambda=0.36$, sur la bande de transmission du mode fondamental (voir figure I.29.b). Pour la structure L2-1, deux transmissions de l'ordre de 20% apparaissent vers $a/\lambda=0.41-0.42$ (voir figure I. 29.d).

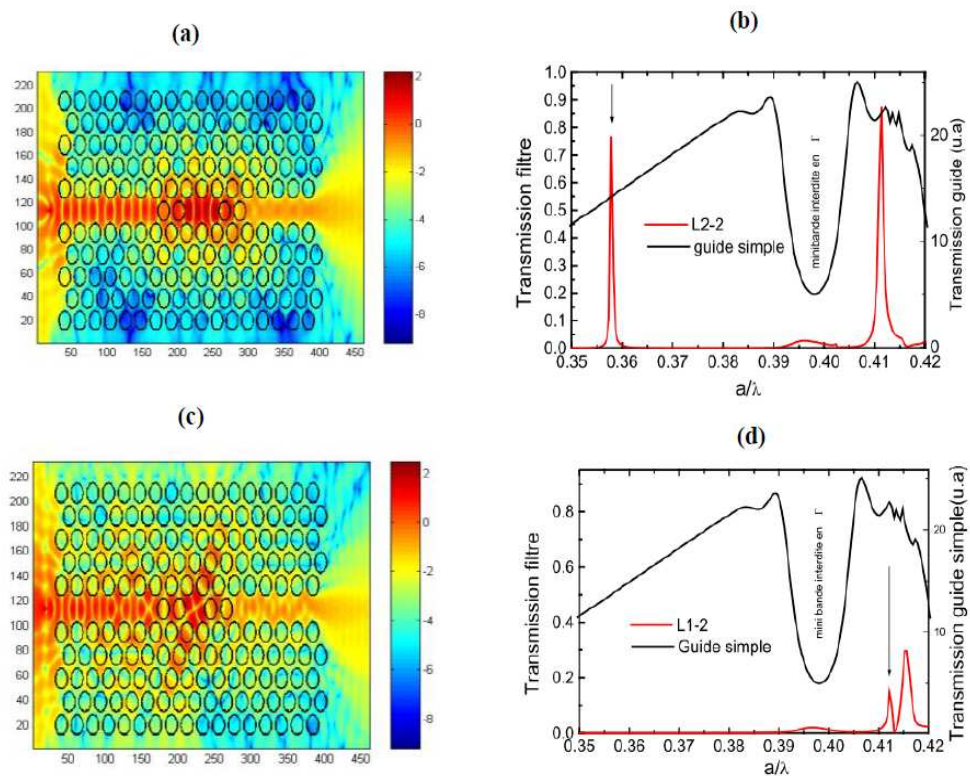


Figure I. 29 : Transmission FDTD-2D des filtres L1-2 et L2-2. Le facteur de remplissage en air du cristal photonique est de 0.5 et l'indice le plus fort est de 2.7 (indice effectif de la membrane d'InP vers $a/\lambda=0.4$). Les flèches verticales sur les tracés (b) et (d) indiquent respectivement la fréquence des cartes de champ tracée en (a) et (c) [37].

Dans l'objectif d'améliorer le couplage entre le guide et la cavité résonante, la cavité ponctuelle a été remplacée par une cavité linéaire, orientée suivant l'axe du guide.

Donc, des calculs FDTD-2D montrent qu'un taux de couplage de l'ordre de 80% peut être obtenu pour une cavité linéaire composée de seulement 2 motifs (qui est à comparer à un taux de couplage maximum de 20% pour le mode de cavité mono défaut). Ce type de cavité linéaire est donc très bien adapté à un couplage avec des guides de largeurs similaires.

h. Le démultiplexage dans un CP-2D :

L'objectif principale de notre travail est l'étude de la fonction de démultiplexage en longueur d'onde. Le démultiplexage en longueur d'onde (**WDM, Wavelength Division Multiplexing**) est une opération très importante d'optique intégrée pourrait être réalisée avec des cristaux photoniques. Le but est de séparer spatialement les longueurs d'onde qui composent un faisceau lumineux.

Les multiples propriétés des cristaux photoniques comme les bandes interdites photoniques (BIPs), possibilité de créer des cavités et des guides d'onde, possibilité d'avoir des phénomènes de réfraction négative, de superprisme, possibilité d'avoir des effets linéaires et non linéaires invitent à envisager la réalisation de différentes structures de démultiplexage en longueur d'onde.

I.3 Recherche bibliographique sur le démultiplexage WDM dans un CP-2D :

I.3.1 Un démultiplexeur pour les longueurs d'ondes 1,521 μm et 1,524 μm :

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 [38] espacées de 0,003 μm . Le dispositif sépare efficacement les canaux avec des longueurs d'onde 1,521 μm et 1,524 μm (figure I. 30). 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 I. 31.

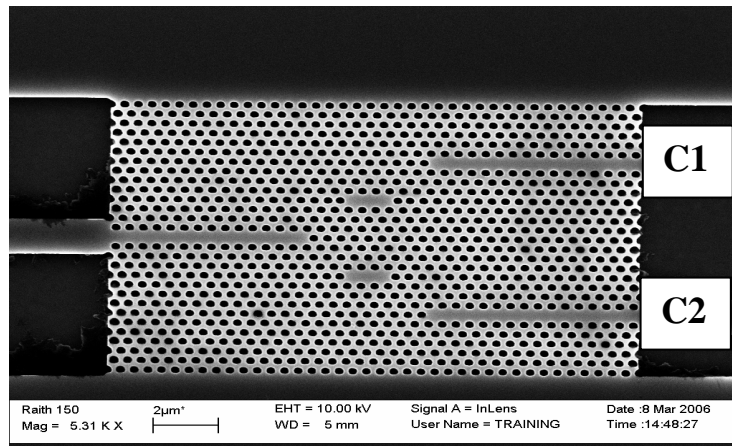


Figure I. 30 : Design d'un démultiplexeur en longueur d'onde (WDM) de deux longueurs d'onde (1,521 μm et 1,524 μm) [38].

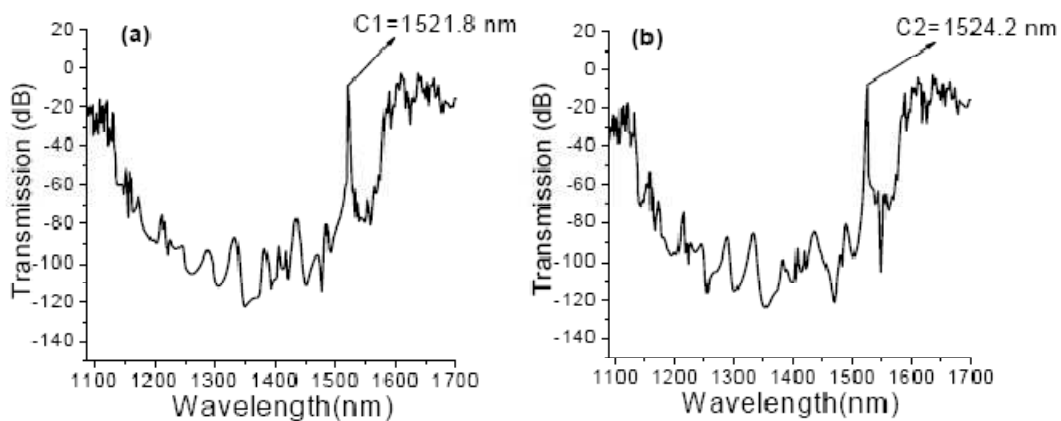


Figure I. 31 : Spectres de transmission du démultiplexeur dans les guides de sortie : (a) dans la sortie C1, (b) dans la sortie C2 [38].

I.3.2 Un démultiplexeur en longueur d'onde accordable basé 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 [39].

En outre, 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 I. 32). Les résultats de simulation illustrés dans la figure I. 33 montrent que la structure désirée peut être considérée comme un filtre optique accordable utile pour les applications de WDM.

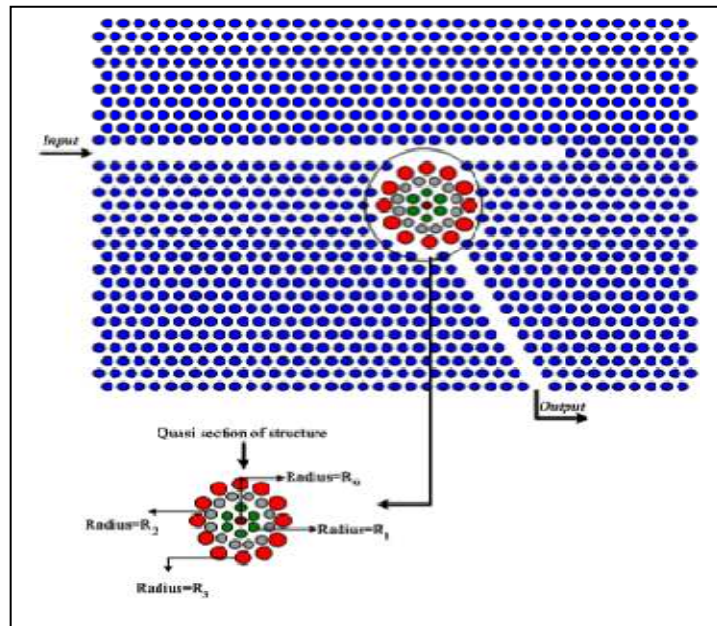


Figure I. 32 : Structure d'un démultiplexeur accordable basé sur l'utilisation d'un résonateur de filtrage [39].

Les résultats montrés dans la figure I.33 expliquent que si le rayon R_2 augmente, les longueurs d'onde filtrées diminuent comme suit : pour $R_2=75$ nm, 80 nm, 85 nm, 90 nm, 95 nm, 100 nm, 105 et 110 nm, les longueurs d'ondes démultiplexées 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.

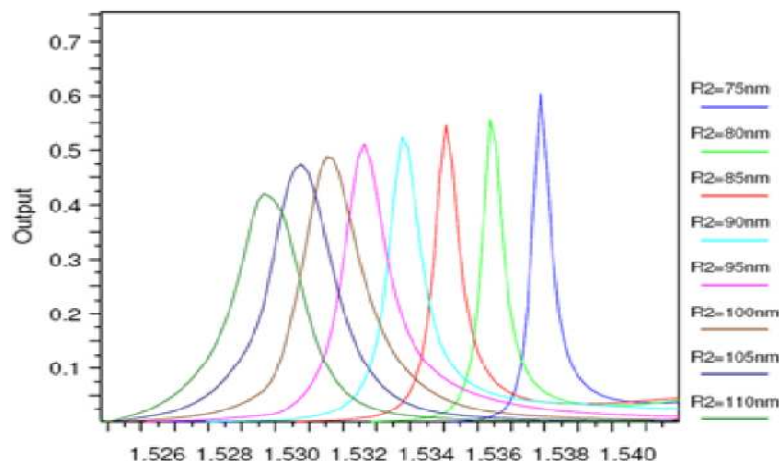


Figure I. 33 : Sorties du filtre pour $R_0=R_1=140$ nm et différentes valeurs de R_2 [39].

I.3.3 Un démultiplexeur à base du couplage de deux types des réseaux d'un CP-2D :

Il a été proposé un démultiplexeur en longueur d'onde (WDM) basé sur le décalage de la bande interdite d'un cristal photonique bidimensionnel composé de deux types du réseau de trous, un réseau triangulaire qui caractérise toute la structure et un réseau carré de neuf trous mis dans un guide W1 et joue le rôle d'un filtre. Cette structure a été optimisée avec l'insertion d'un défaut ponctuel dans la structure. La structure A qui se compose de deux types différents du réseau (Elle sépare deux longueurs d'ondes de communications optique : 1310 et 1490 nm (figure I. 34 (A)). En outre, après l'optimisation elle peut également être employée pour séparer les longueurs d'onde 1310 et 1550 nm ((figure I. 34 (B)) [40].

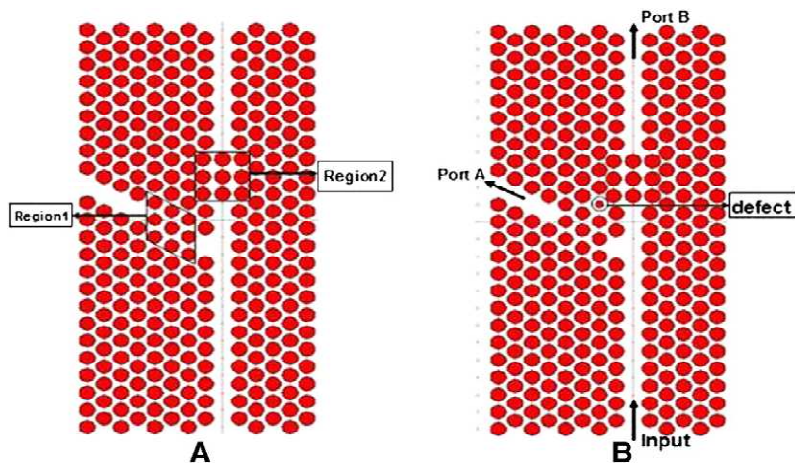


Figure I. 34 : (A) Schéma du WDM proposé avec un réseau triangulaire qui se compose de deux régions différentes (Région1 : réseau triangulaire et Région2 : réseau carré) et deux sorties (sélection de $\lambda_1=1310\text{nm}$ et $\lambda_2=1490\text{nm}$). (B) Optimisation de la structure, le rayon du défaut est choisit égal à $0.12a$ avec a est la constante du réseau (sélection de $\lambda_1=1310\text{nm}$ et $\lambda_2=1550\text{nm}$) [40].

I.3.4 Un démultiplexeur basé sur le couplage guide/cavité à CP-2D :

La structure de ce démultiplexeur a été produite en combinant deux simples coupleurs différents d'un seul canal, chacun avec leur propre résonateur de facteur de qualité Q. Le principe du dispositif WDM à deux longueurs d'onde présenté dans la figure I.35 montre que le filtrage est réalisé par le couplage d'un guide W1 d'une largeur varie en deux sections (dans la première section la largeur du guide est $1.03 a$ et dans la deuxième section la largeur du guide diminue à $0.89 a$) avec deux défauts ponctuels créés par la modification des rayons de certains trous qui servent à piéger la lumière. La structure du cristal photonique est indiquée dans la figure I. 36 [41].

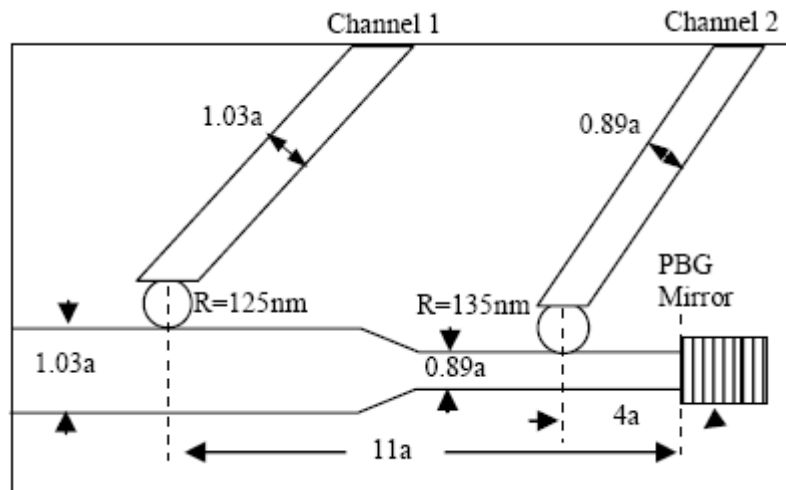


Figure I. 35 : Indication des mesures des guides d'ondes et des résonateurs et des positions des coupleurs, "a" est facteur du réseau [41].

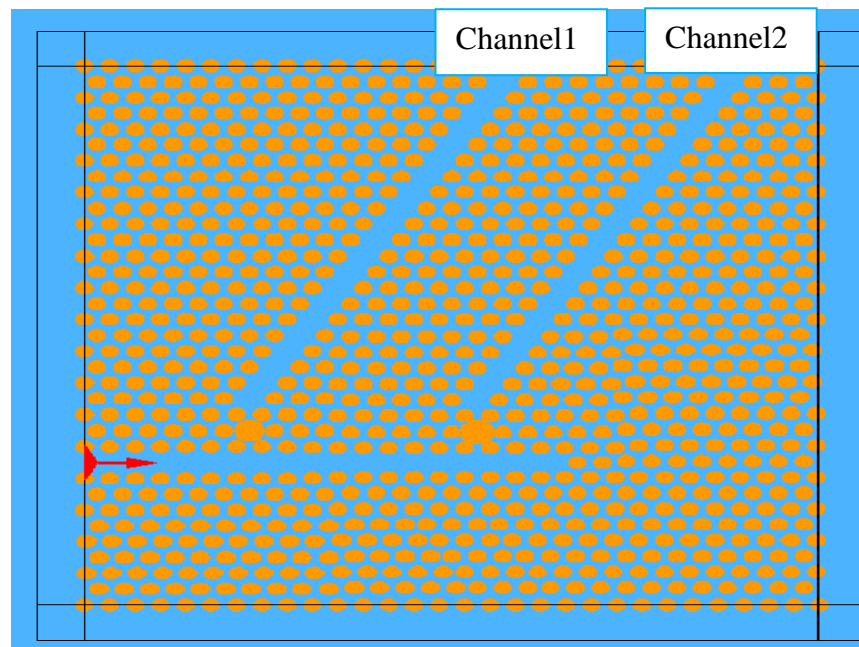


Figure I. 36 : Structure d'un démultiplexeur à deux canaux : Canal 1 : 1514.5 nm et Canal 2 : 1496.5 nm [41].

I.3.5 Un démultiplexeur à base des cavités à CP-2D :

Le dispositif se compose des filtres à cristaux photoniques avec trois cavités, chaque cavité est insérée dans une structure avec une période du réseau plus grande que la précédente [42]. La variation de période du réseau a été choisie pour obtenir un décalage de la fréquence de résonance, et avec les périodes choisies les fréquences de résonance de chaque cavité ne seront pas effectuées l'une sur l'autre (figure I. 37). Les coudes des guides de collecte des longueurs d'ondes filtrées sont aussi optimisés. Avec ce démultiplexeur trois longueurs

d'onde sont sélectionnées : $\lambda_1= 1550$ nm, $\lambda_2=1560$ nm, $\lambda_3= 1570$ nm comme il est indiqué dans la figure suivante :

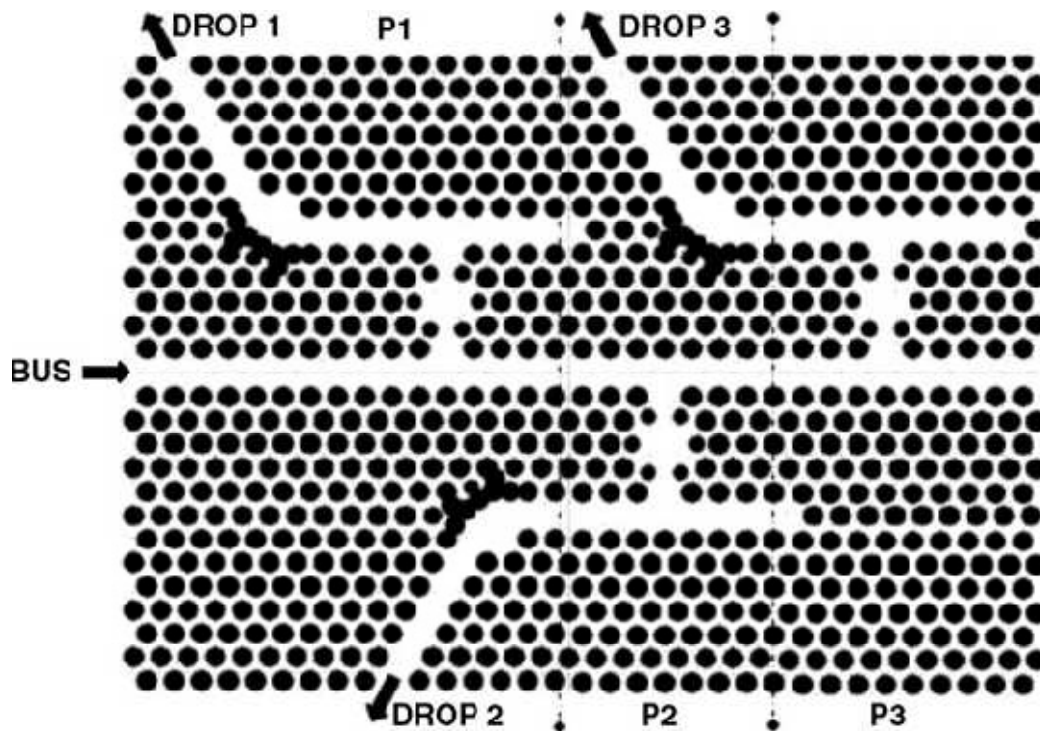


Figure I. 37 : Structure d'un démultiplexeur à trois canaux
 $\lambda_1= 1550$ nm, $\lambda_2=1560$ nm, $\lambda_3= 1570$ nm [42].

I.3.6 Un démultiplexeur à base d'un CP-2D à gradient d'indice :

Ce paragraphe présente un filtre démultiplexeur de longueurs d'onde qui permet de séparer spatialement les longueurs d'onde qui composent un faisceau lumineux.

Le filtre est formé d'un cristal photonique de réseau carré dont le facteur de remplissage diminue dans la direction de propagation (Ox) [43] (figure I. 38).

Les propriétés du filtre sont fonction de l'angle d'incidence θ , du facteur de remplissage f_0 à l'interface et du taux de décroissance $\delta f / \delta a$ du facteur de remplissage dans la direction (Ox).

Ces paramètres doivent être ajustés en fonction des propriétés du filtre à réaliser.

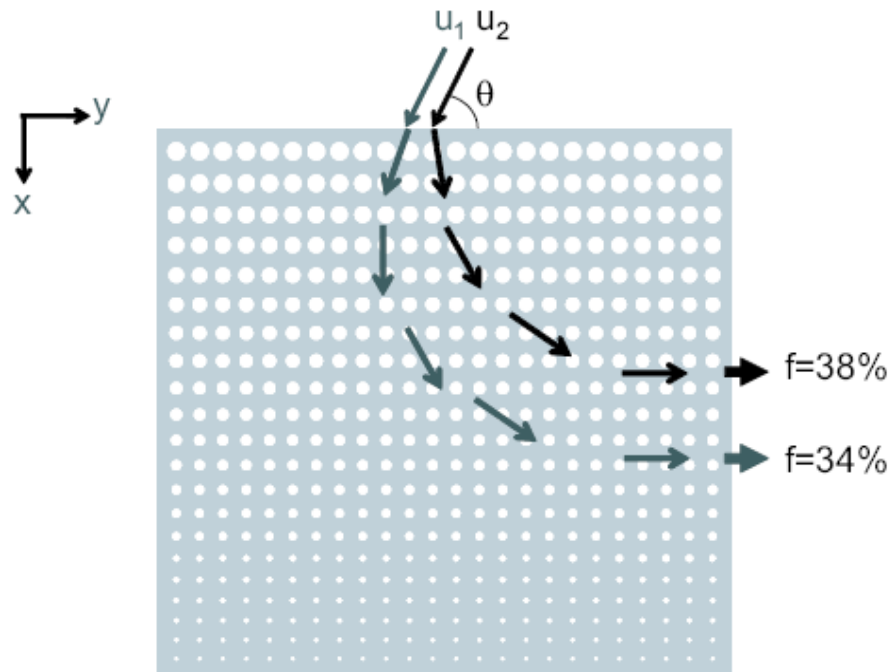


Figure I. 38 : La direction de propagation d'une onde injectée dans le filtre tourne progressivement et se propage finalement dans la direction (Oy) [43]. f désigne le facteur de remplissage.

Le fonctionnement d'un démultiplexeur de lumière est illustré dans la figure I. 39 avec une simulation FDTD. Dans cet exemple, les radiations de longueurs d'onde 1550 nm et 1568 nm quittent la structure à des positions distinctes séparées de $5\mu\text{m}$.

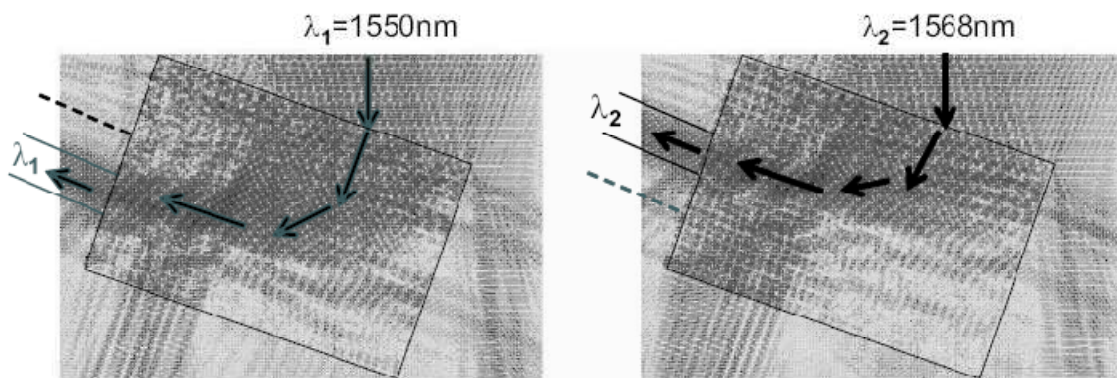


Figure I. 39 : Exemple de simulation FDTD d'un filtre démultiplexeur de longueur d'onde : les longueurs d'onde 1550 nm et 1568 nm quittent la structure à des positions distinctes séparées de $5\mu\text{m}$ [43].

I.4 Conclusion :

Les cristaux photoniques sont des matériaux dont la constante diélectrique varie de façon périodique, à l'échelle de la longueur d'onde, dans une ou plusieurs directions. La principale propriété des cristaux photoniques, qui a tant passionné les chercheurs, est leur capacité dispersive remarquable pour les ondes électromagnétiques, pouvant donner lieu à des bandes interdites photoniques. Ces intervalles de fréquences où le cristal photonique adopte un comportement de « barrière » pour les ondes, offrent des solutions très efficaces en matière d'applications. Ces dernières concernent essentiellement les applications hautes fréquences, par le biais de la conception de dispositifs photoniques miniaturisés et originaux pour des fins d'utilisation dans le domaine des radio-télécommunications : filtrage, démultiplexage, capteurs, etc.

I.5 Bibliographies:

- [1] E. Yablonovitch, "Photonic band-gap crystals", *J. Phys. Condens. Matter*, Vol. 5, pp. 2443–2460, 1993.
- [2] J. Joannopoulos, R. D. Meade, et J. N. Winn, "Photonic Crystals- Molding the Flow of Light", Princeton University Press, Princeton, NJ, Book, first edition, (304 pages), ISBN: 9780691124568, 1995.
- [3] H. Rigneault, J. M. Lourtioz, C. Delalande, et A. Levenson, "Nanophotonics", Book, (30 pages), ISBN-13 : 987-1-905209-28-6, ISBN-10 : 1-905209-28-2, Paris, 2005.
- [4] R. Zengerle, "Light propagation in singly and doubly periodic planar waveguides", *J. of Modern Optics*, Vol. 34, pp. 1589–1617, 1987.
- [5] E. Yablonovitch, "Inhibited spontaneous emission in solid-state physics and electronics ", *Phys. Rev. Lett.*, Vol. 58, pp. 2059–2062, 1987.
- [6] S. John, "Strong localization of photons in certain disordered dielectric superlattices ", *Phys. Rev. Lett.*, Vol. 58, pp. 2486–2489, 1987.
- [7] S. Lin, J. Fleming, D. Hetherington, B. Smith, R. Biswas, K. Ho, M. Sigalas, W. Zubrzycki, S. Kurtz, and J. Bur, "A three-dimensional photonic crystal operating at Infrared wavelengths", *Nature*, Vol. 394, pp. 251, 1998.
- [8] Y. Vlasov, D. Norris, X. Bo, and J. Sturm, "On-chip assembly of silicon photonic band gap crystals", *Quantum Electronics and Laser Science Conference*, pp. 116–117, 2002.
- [9] 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.
- [10] J. Joannopoulos, S. Johnson, and J. Winn, "Photonic Crystals: Molding the Flow of Light", Princeton University Press, Book, second edition, (304 pages), ISBN-13: 978-0691124568 ISBN-10: 0691124566, 2008.
- [11] Lydie FERRIER, "Micro-nanostructures à base de cristaux photoniques pour le contrôle 3D de la lumière", Thèse de doctorat, Ecole Centrale de Lyon, 2008.
- [12] Robert Michaël FARHA, "Etude d'une structure à cristal photonique « LOM » gravée dans un guide Ti : LiNbO3 dopé erbium pour l'émission de la lumière à 1,55 μ m", Thèse de doctorat, N° 2010TELE0019, Université Paris, 20 septembre 2010.
- [13] Barbara WILD, " Etude expérimentale des propriétés optiques des cristaux photoniques bidimensionnels et de leur accordabilité", Thèse de doctorat N°3573, Ecole polytechnique fédérale de Lausanne, 2006.
- [14] K. Sakoda, "Optical Properties of Photonic Crystals", Springer Verlag, Book (258 pages), ISBN 13: 9783540411994, ISBN 10: 3540411992, 2001.

- [15] Soumia MASSAOUDI, "Etude théorique et expérimentale des matériaux à bandes interdites photoniques bidimensionnels (BIP 2D) en Micro-Ondes: Application à l'ultraréfraction", Thèse de doctorat, N°7844, Université Paris XI, 25 Février, 2005.
- [16] J.M. Lourtioz, "Photonic Crystals: Towards Nanoscale Photonic Device", New York: Springer, Book (514 pages), ISBN-10: 3540783466, ISBN-13: 978-3540783466, 2008.
- [17] Emilie SCHWOOB-VIASNOFF, "Propagation et Emission dans des guides multimodes à cristaux photoniques bidimensionnels", Thèse de doctorat, N°7631, Université Paris XI, Septembre, 2004.
- [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.
- [19] Zheng HAN, "Vers le laser Raman à cristal photonique en filière silicium", Thèse de doctorat, Université de paris-sud11, 2010.
- [20] D. Labilloy, H. Benisty, C. Weisbuch, T.F. Krauss, R. M. De La Rue, V. Bardinal, D. Cassagne, and C. Jouanin, "Quantitative Measurement of Transmission, Reflection, and Diffraction of Two-Dimensional Photonic Band Gap Structures at Near-Infrared Wavelengths", *Phys. Rev. Lett*, Vol. 79, pp. 4147, 1997.
- [21] S. Noda, K. Tomoda, N. Yamamoto, A. Chutinan, "Full Three-Dimensional Photonic Bandgap Crystals at Near-Infrared Wavelengths", *Science*, Vol. 289, No. 5479, pp. 604-606, 2000.
- [22] Sandrine MASSY, "Contribution à la réalisation de fonctions optiques à base de cristaux photoniques sur LiNbO₃", Thèse de doctorat, N°4-2004, Université de LIMOGES, 2004.
- [23] R. D. Meade, A. Devenyi, J. D. Joannopoulos, O. L. Alerhand, D. A. Smith, and K. Kash, "Novel applications of photonic band gap materials: low-loss bends and high Q cavities", *Journal of Applied Physics*, Vol. 75, N° 9, pp. 4753-4755, 1994.
- [24] A. Mekis, S. Fan, J.D, " Bound states in Photonic Crystal Waveguides and waveguide bends", *Joannopolous Phys. Rev. B*, Vol.58, pp.4809-4917, 1998.
- [25] Sajeev John, Marian Florescu, "Photonic Band Gap Materials: Towards an All-Optical Micro-Transistor", *Journal of Optics A: Pure and Applied Optics* 3, S103, 2001.
- [26] Kosaka, H., et al., "Superprism phenomena in photonic crystals: toward microscale lightwave circuits ", *Journal of Lightwave Technology*, Vol. 17, N°. 11, pp. 2032-2038, 1999.
- [27] Prasad, T., V. Colvin, and D. Mittleman, "Superprism phenomenon in three-dimensional macroporous polymer photonic crystals", *Physical Review B*, Vo. 67, N°. 16, pp. 165103, 2003.
- [28] Luo, C., M. Soljai, and J.D. Joannopoulos, "Superprism effect based on phase velocities ", *Opt.Lett.*, Vol. 29, N°. 7, pp. 745-747, 2004.

- [29] 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.
- [30] Kosaka, H., et al. "Self-collimating phenomena in photonic crystals", *Applied Physics, Letters*, Vol. 74, N°. 9, pp. 1212-1214, 1999.
- [31] Wu, L., et al. "Square lattice photonic-crystal collimator", *Photonics and Nanostructures - Fundamentals and Applications*, Vol. 1, N°. 1, pp. 31-36, 2003.
- [32] 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.
- [33] 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.
- [34] TA Birks, JC Knight, and PS J Russell, "Endlessly single-mode photonic crystal fiber", *Opt. Lett.* Vol. 22, pp. 961-963, 1997.
- [35] S. Fan, P.R. Villeneuve, J. D. Joannopoulos et H. A. Haus, "Channel drop filters in photonic crystals", *Optics Express*, Vol. 3, pp. 4, 1998.
- [36] A. Chutinan, M. Masamitsu, M. Imada et S. Noda, "Surface-emitting channel drop filters using single defects into two dimensional photonic crystal slabs", *Applied Physics Letters*, Vol. 79, pp. 2690, 2001.
- [37] 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.
- [38] 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.
- [39] A. Rostami, A. Haddadpour, F. Nazari 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.
- [40] Xuan Zhang, Qinghua Liao, Tianbao Yu, Nianhua Liu, Yongzhen Huang, "Novel ultracompact wavelength division demultiplexer based on photonic band gap", *J. of Optics Communications*, Vol. 285, pp. 274-276, 2012.
- [41] 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.
- [42] Gianluca Manzacca, Daniele Paciotti, Alessandro Marchese, Michela Svaluto Moreolo, Gabriella Cincotti, "2D photonic crystal cavity-based WDM multiplexer", *J. of Photonics and Nanostructures - Fundamentals and Applications*, Vol. 5, pp. 164-170, 2007.

[43] Benoît LOMBARDET, "Étude et réalisation de cristaux photoniques pour l'optique intégrée", Thèse de doctorat ès sciences, N°3254, Institut de photonique et d'électronique quantiques, 2005.

Chapitre II

L'outil numérique de simulation (FDTD-2D)

II.1 Introduction:

La modélisation des cristaux photoniques nécessite en général un gros investissement en programmation et en analyse numérique et constitue une activité exigeante en compétence et en temps.

Plusieurs méthodes de simulations sont utilisées pour l'étude de ces matériaux, comme la méthode des différences finies dans le domaine temporel (Finite Difference Time Domain, FDTD), la méthode des ondes planes (Plane Wave Expansion, PWE), la méthode de la décomposition en mode propre (Eigen Mode Expansion, EME),...etc.

La méthode FDTD est la plus utilisée pour la modélisation de différentes structures à matériaux à bande interdite. Elle sera largement employée dans le troisième chapitre pour l'étude de différentes structures de démultiplexage à cristaux photoniques bidimensionnels.

La méthode FDTD (pour finite-difference time-domain) est une méthode pour résoudre directement les équations de Maxwell sur une structure d'indice de réfraction quelconque. Les équations de base sont très simples et vérifient les formes dérivées et intégrales des équations de Maxwell. Ceci la rend très accessible et compréhensible. Le calcul de toutes les composantes de champs à tous les instants et sur tout le domaine de calcul permet d'obtenir de nombreuses informations précises, notamment grâce à l'utilisation de la transformée de Fourier. Dans le but de faciliter la modélisation de la propagation d'onde dans les différents composants tels que les filtres, Photon Design a conçu un simulateur appelé CrystalWave. Dans la première partie de ce chapitre nous allons rappeler brièvement le concept de base de la méthode des différences finies, et la deuxième partie servira à l'introduction du logiciel CrystalWave qui sera utilisé dans le troisième chapitre.

II.2 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.

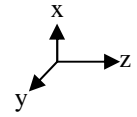
La méthode FDTD a été retenue en raison de sa simplicité d'utilisation et d'implémentation d'une part et de son adéquation à la simulation des structures miniaturisées d'autre part. De plus, elle opère directement dans le domaine temporel.

II.3 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.3.1 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 :



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

$$\frac{\partial \vec{E}_y}{\partial t} = \frac{1}{\varepsilon} \left[\frac{\partial \vec{H}_x}{\partial z} - \frac{\partial \vec{H}_z}{\partial x} \right] \quad (\text{II.2})$$

$$\frac{\partial \vec{E}_z}{\partial t} = \frac{1}{\varepsilon} \left[\frac{\partial \vec{H}_y}{\partial x} - \frac{\partial \vec{H}_x}{\partial y} \right] \quad (\text{II.3})$$

$$\frac{\partial \vec{H}_x}{\partial t} = -\frac{1}{\mu} \left[\frac{\partial \vec{E}_z}{\partial y} - \frac{\partial \vec{E}_y}{\partial z} \right] \quad (\text{II.4})$$

$$\frac{\partial \vec{H}_y}{\partial t} = -\frac{1}{\mu} \left[\frac{\partial \vec{E}_x}{\partial z} - \frac{\partial \vec{E}_z}{\partial x} \right] \quad (\text{II.5})$$

$$\frac{\partial \vec{H}_z}{\partial t} = -\frac{1}{\mu} \left[\frac{\partial \vec{E}_y}{\partial x} - \frac{\partial \vec{E}_x}{\partial y} \right] \quad (\text{II.6})$$

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 :

$$\frac{\partial \vec{H}_x}{\partial t} = \frac{1}{\mu} \left[-\frac{\partial \vec{E}_z}{\partial y} \right] \quad (\text{II.7})$$

$$\frac{\partial \vec{H}_y}{\partial t} = \frac{1}{\mu} \left[\frac{\partial \vec{E}_z}{\partial x} \right] \quad (\text{II.8})$$

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

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

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

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

$$\frac{\partial \vec{E}_y}{\partial t} = \frac{1}{\varepsilon} \left[-\frac{\partial \vec{H}_z}{\partial x} \right] \quad (\text{II.12})$$

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 $\Delta x = \Delta y = \Delta$) 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 (voir annexe I). 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 :

$$H_x^{n+\frac{1}{2}}(i, j, k) = H_x^{n-\frac{1}{2}}(i, j, k) - \frac{\Delta t}{\mu} \left[\frac{E_z^n(i, j+\frac{1}{2}, k) - E_z^n(i, j-\frac{1}{2}, k)}{\Delta y} - \frac{E_y^n(i, j, k+\frac{1}{2}) - E_y^n(i, j, k-\frac{1}{2})}{\Delta z} \right] \quad (\text{II.13})$$

$$H_y^{n+\frac{1}{2}}(i, j, k) = H_y^{n-\frac{1}{2}}(i, j, k) - \frac{\Delta t}{\mu} \left[\frac{E_x^n(i, j, k+\frac{1}{2}) - E_x^n(i, j, k-\frac{1}{2})}{\Delta z} - \frac{E_z^n(i+\frac{1}{2}, j, k) - E_z^n(i-\frac{1}{2}, j, k)}{\Delta x} \right] \quad (\text{II.14})$$

$$H_z^{n+\frac{1}{2}}(i, j, k) = H_z^{n-\frac{1}{2}}(i, j, k) - \frac{\Delta t}{\mu} \left[\frac{E_y^n(i+\frac{1}{2}, j, k) - E_y^n(i-\frac{1}{2}, j, k)}{\Delta x} - \frac{E_x^n(i, j+\frac{1}{2}, k) - E_x^n(i, j-\frac{1}{2}, k)}{\Delta y} \right] \quad (\text{II.15})$$

$$E_x^{n+1}(i, j, k) = E_x^n(i, j, k) + \frac{\Delta t}{\varepsilon} \left[\frac{H_z^{n+\frac{1}{2}}(i, j+\frac{1}{2}, k) - H_z^{n+\frac{1}{2}}(i, j-\frac{1}{2}, k)}{\Delta y} - \frac{H_y^{n+\frac{1}{2}}(i, j, k+\frac{1}{2}) - H_y^{n+\frac{1}{2}}(i, j, k-\frac{1}{2})}{\Delta z} \right] \quad (\text{II.16})$$

$$E_y^{n+1}(i, j, k) = E_y^n(i, j, k) + \frac{\Delta t}{\varepsilon} \left[\frac{H_x^{n+\frac{1}{2}}(i, j, k+\frac{1}{2}) - H_x^{n+\frac{1}{2}}(i, j, k-\frac{1}{2})}{\Delta z} - \frac{H_z^{n+\frac{1}{2}}(i+\frac{1}{2}, j, k) - H_z^{n+\frac{1}{2}}(i-\frac{1}{2}, j, k)}{\Delta x} \right] \quad (\text{II.17})$$

$$E_z^{n+1}(i, j, k) = E_z^n(i, j, k) + \frac{\Delta t}{\varepsilon} \left[\frac{H_y^{n+\frac{1}{2}}(i+\frac{1}{2}, j, k) - H_y^{n+\frac{1}{2}}(i-\frac{1}{2}, j, k)}{\Delta x} - \frac{H_x^{n+\frac{1}{2}}(i, j+\frac{1}{2}, k) - H_x^{n+\frac{1}{2}}(i, j-\frac{1}{2}, k)}{\Delta y} \right] \quad (\text{II.18})$$

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 $\Delta x, \Delta y$ 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] (voir annexe II).

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

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

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

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

II.3.2 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.

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 [6], leur formulation anisotrope de Gedney [7]. Les PML de berenger 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. 1). Cette condition d'adaptation s'exprime :

$$\frac{\sigma^e}{\varepsilon} = \frac{\sigma^m}{\mu_0} \quad (\text{II.19})$$

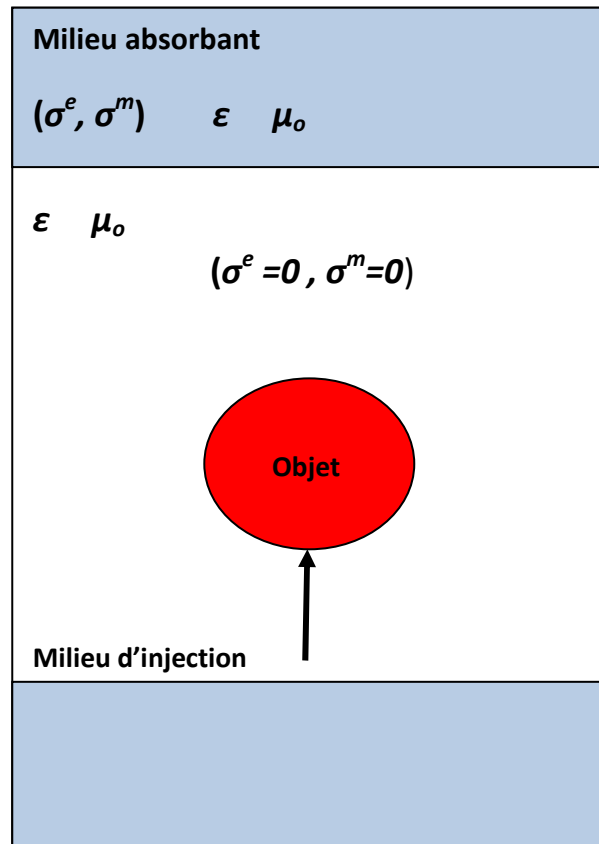


Figure II.1 : Principe d'adaptation d'impédance.

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 :

$$\sigma = \left(\frac{x_{pml}}{e_{pml}} \right)^m \sigma_{max} \quad (\text{II.20})$$

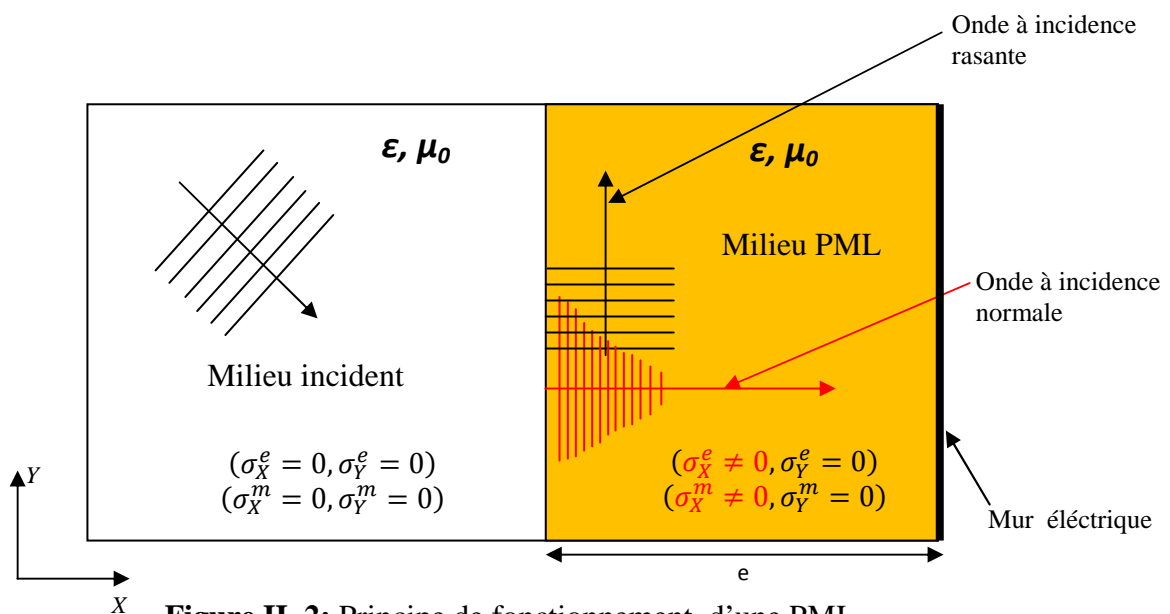
x_{pml} est la profondeur dans le milieu PML mesurée à partir de l'interface, e_{pml} représente l'épaisseur de la couche PML et σ_{max} la conductivité maximale et m dénote le degré de la loi polynomiale qui est généralement égal 2.

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 apparaissent 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. 2).

Dans le milieu PML, l'onde plane incidente est décomposée fictivement en deux ondes:

- 1) Une onde se propageant sous incidence normale et vérifié l'équation (II.19), 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.



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. 3), et les composantes tangentielles du champ magnétique sont annulées par le calcul FDTD.

Dans le milieu PML, les composantes électriques et magnétiques sont dédoublées. Au total, on obtient 12 composantes électromagnétiques qui sont décrites par [8, 9, 10] (équations II.21):

$$\left\{ \begin{array}{l}
 \left(\varepsilon \frac{\partial}{\partial t} + \sigma_y \right) E_{xy} = \frac{\partial}{\partial y} (H_{zx} + H_{zy}) \\
 \left(\varepsilon \frac{\partial}{\partial t} + \sigma_z \right) E_{xz} = -\frac{\partial}{\partial z} (H_{yx} + H_{yz}) \\
 \left(\varepsilon \frac{\partial}{\partial t} + \sigma_z \right) E_{yz} = \frac{\partial}{\partial z} (H_{xy} + H_{xz}) \\
 \left(\varepsilon \frac{\partial}{\partial t} + \sigma_x \right) E_{yx} = -\frac{\partial}{\partial x} (H_{zx} + H_{zy}) \\
 \left(\varepsilon \frac{\partial}{\partial t} + \sigma_x \right) E_{zx} = \frac{\partial}{\partial x} (H_{yx} + H_{yz}) \\
 \left(\varepsilon \frac{\partial}{\partial t} + \sigma_y \right) E_{zy} = -\frac{\partial}{\partial z} (H_{xy} + H_{xz}) \\
 \left(\mu \frac{\partial}{\partial t} + \sigma_y^* \right) H_{xy} = -\frac{\partial}{\partial y} (E_{zx} + E_{zy}) \\
 \left(\mu \frac{\partial}{\partial t} + \sigma_z^* \right) H_{xz} = \frac{\partial}{\partial z} (E_{yx} + E_{yz}) \\
 \left(\mu \frac{\partial}{\partial t} + \sigma_z^* \right) H_{yz} = -\frac{\partial}{\partial z} (H_{xy} + H_{xz}) \\
 \left(\mu \frac{\partial}{\partial t} + \sigma_x^* \right) H_{yx} = \frac{\partial}{\partial x} (E_{zx} + E_{zy}) \\
 \left(\mu \frac{\partial}{\partial t} + \sigma_x^* \right) H_{zx} = -\frac{\partial}{\partial x} (E_{yx} + E_{yz}) \\
 \left(\mu \frac{\partial}{\partial t} + \sigma_y^* \right) H_{zy} = \frac{\partial}{\partial y} (E_{xy} + E_{xz})
 \end{array} \right. \quad (\text{II.21})$$

Pour résoudre les équations précédentes dans le milieu PML, il faut les discrétiser aux différences centrées dans l'espace et dans le temps.

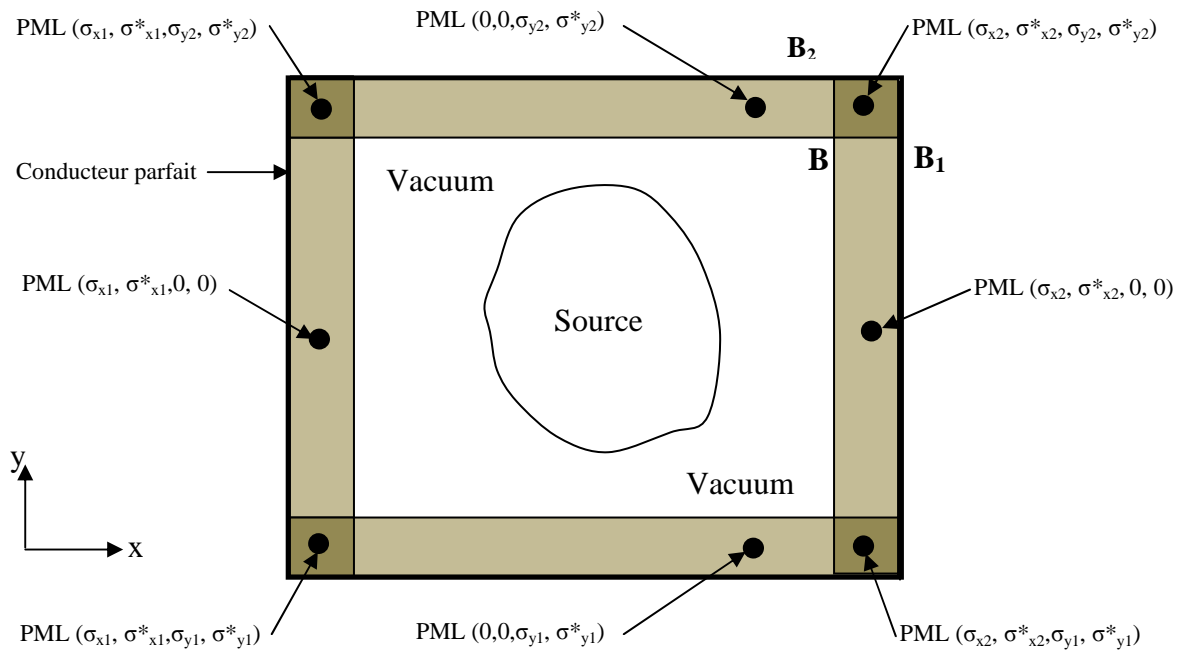


Figure II. 3: Domaine de calcul FDTD entouré de PML.

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]).

Les conditions de MUR :

Les conditions aux limites développées par MUR [12] se fondent sur des résultats et équations énoncés par Engquist-Majda en 1977 [11], 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 au frontières de l'ordre de 1/100 (rapport des amplitudes). L'équation d'onde peut s'écrire pour une onde électromagnétique sous la forme :

$$\frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial z^2} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 u}{\partial t^2} = 0 \quad (\text{II.22})$$

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 :

$$Lu = 0 \quad \text{et} \quad L = \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2}$$

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

$$L_x^\pm = \frac{\partial}{\partial x} \pm \frac{1}{c} \frac{\partial}{\partial t} \sqrt{1 - \left(\frac{\frac{\partial}{\partial y}}{\frac{1}{c} \frac{\partial}{\partial t}} \right)^2 - \left(\frac{\frac{\partial}{\partial z}}{\frac{1}{c} \frac{\partial}{\partial t}} \right)^2} \quad (\text{II.23})$$

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:

$$S_y = \frac{\frac{\partial}{\partial y}}{\frac{1}{c} \frac{\partial}{\partial t}} \quad S_z = \frac{\frac{\partial}{\partial z}}{\frac{1}{c} \frac{\partial}{\partial t}}$$

On peut écrire :

$$\sqrt{1 - S_y^2 - S_z^2} \approx 1 - \frac{1}{2} S_y^2 - \frac{1}{2} S_z^2$$

L'opérateur L s'écrit alors:

$$L_x^+ = \frac{\partial}{\partial x} + \frac{1}{c} \frac{\partial}{\partial t} \left(1 - \frac{1}{2} S_y^2 - \frac{1}{2} S_z^2 \right)$$

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

$$\frac{\partial^2 u}{\partial x \partial t} - \frac{1}{c} \frac{\partial^2 u}{\partial t^2} = 0 \quad (\text{II.24})$$

Cette équation exprime les conditions de Mur au second ordre. A l'examen de cette équation, on peut formuler deux remarques :

- ❖ 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.

b. 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. 4).

La condition périodique est une condition de Bloch de la forme :

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

Dans le cas de la figure II. 4, pour reproduire tout le cristal, aux frontières de la maille élémentaire, les conditions de périodicité sont appliquées sur les composantes électromagnétiques comme suit :

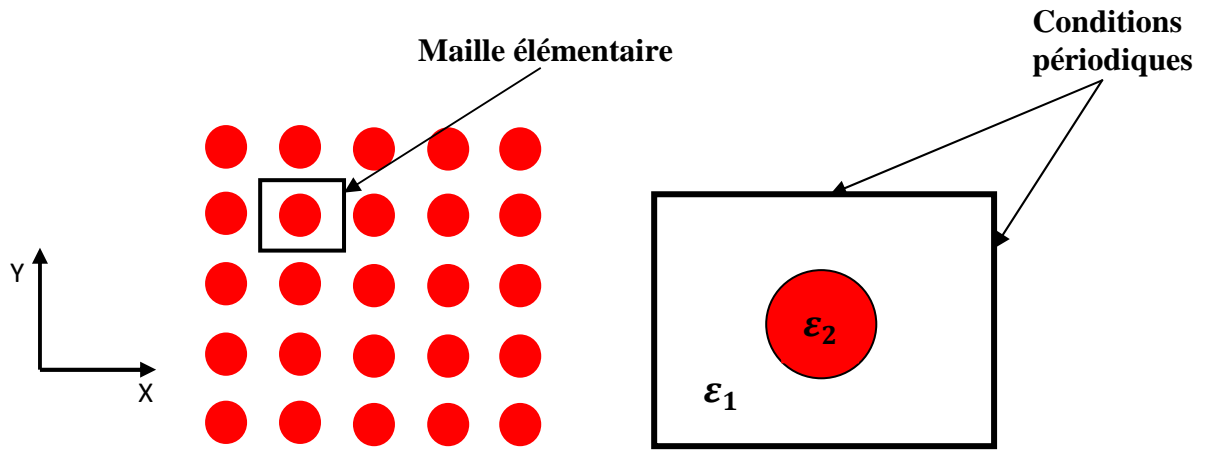


Figure II. 4: Structure périodique 2D et maille élémentaire.

$$\left\{ \begin{array}{l} \vec{E}(x = a, y, t) = \vec{E}(x = 0, y, t) e^{-ik_x a} \\ \vec{E}(x, y = a, t) = \vec{E}(x, y = 0, t) e^{-ik_y a} \\ \vec{H}(x = a, y, t) = \vec{H}(x = 0, y, t) e^{-ik_x a} \\ \vec{H}(x, y = a, t) = \vec{H}(x, y = 0, t) e^{-ik_y a} \end{array} \right. \quad (\text{II.25})$$

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.3.3 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, comme une 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 borné dans le temps, son évolution est lisse et ne présente pas de variation trop rapides 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] :

$$U(t) = U_0 \exp\left(-\frac{(t-t_0)^2}{T^2}\right) \quad (\text{II.26})$$

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 :

$$T \approx \frac{1}{2 f_{max}} \quad (\text{II.27})$$

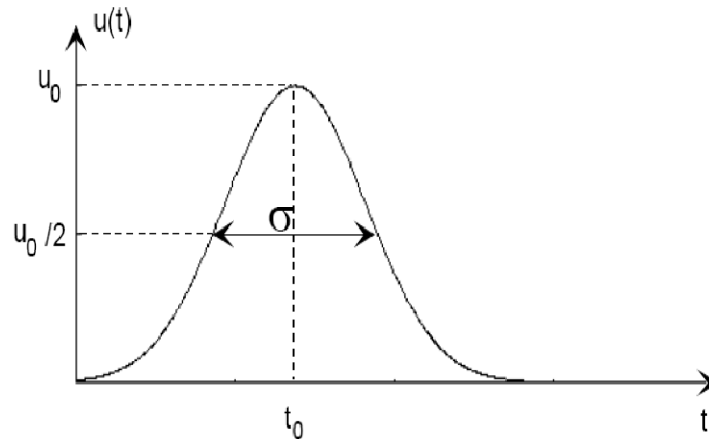


Figure II. 5 : Allure temporelle de la gaussienne.

T correspond à l'équation suivante :

$$T = \frac{\sigma}{1.665} \quad (\text{II.28})$$

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. 5) est un paramètre qui établit le décalage de la gaussienne dans le temps. On veillera à le calculer de façon très minutieuse. Afin de s'assurer que le front de montée soit une valeur environ égale à 10^{-4} par rapport à l'unité, on prend pour t_0 la valeur suivante :

$$t_0 = 3T \quad (\text{II.29})$$

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

$$t_0 = T \sqrt{-\ln\left(\frac{u(0)}{u_0}\right)} \quad (\text{II.30})$$

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

Le spectre en fréquence d'un signal gaussien (II.26) a une forme gaussienne :

$$u(f) = \sqrt{\pi} U_0 T \exp(-\pi^2 f^2 T^2) \quad (\text{II.31})$$

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 σ (II.32). 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 :

$$f_{\max} = \frac{1}{2T} = \frac{0.83}{\sigma} \quad (\text{II.32})$$

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 :

$$n_{\text{ech}} = \frac{2t_0}{\Delta t} \quad (\text{II.33})$$

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 $\Delta t = 5.6 \cdot 10^{-13}\text{s}$ [13]. L'allure de la gaussienne en temps est représentée ci-dessous par la figure II. 6.

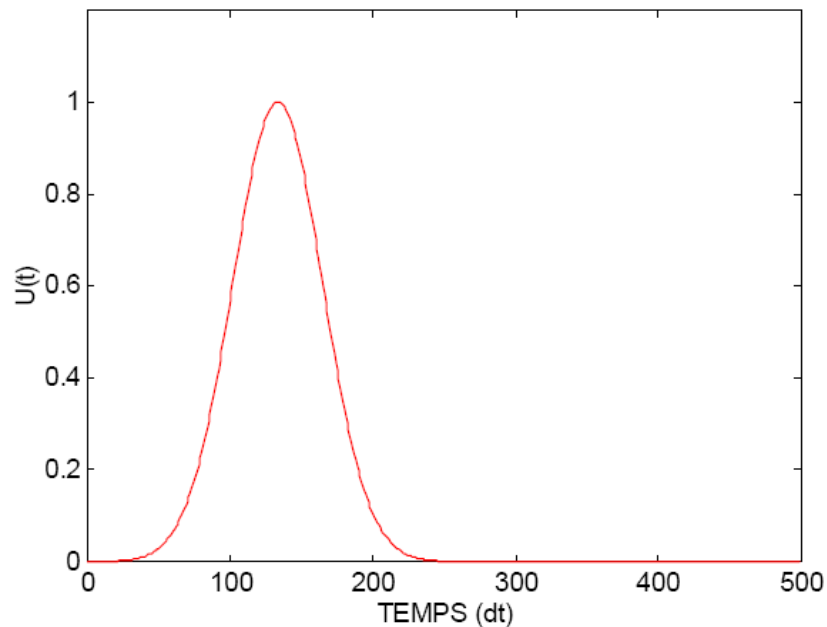


Figure II. 6 : La gaussienne dans le domaine temporel [13].

II.3.4 Avantages et inconvénients de la méthode FDTD :

a. Avantages :

- ❖ 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.
- ❖ 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 aperiodiques.
- ❖ 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.
- ❖ Son critère de convergence est parfaitement adapté au nano-optique.

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 certain nombre de 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.

La suite de ce chapitre sera consacrée à une présentation générale d'un simulateur appelé "**CRYSTALWAVE**" conçu par "**PHOTON DESIGN**" qui utilise dans ses calculs la méthode FDTD. Ce simulateur sera grandement employé au chapitre 3, pour l'étude des démultiplexeurs à base des cristaux photoniques 2D, et nous permettra de faire aisément des différentes simulations de ces dispositifs.

II.3.5 L'organigramme du simulateur FDTD :

Le simulateur FDTD dont l'organigramme est représenté sur la figure II. 7, se divise en trois parties ou étapes fonctionnelles :

- ❖ Définition de la structure à étudier (indication des différents paramètres de la structure et de simulation).
- ❖ Génération de maille par la discrétisation spatiale en respectant les conditions de stabilité de l'algorithme (FDTD).
- ❖ Simulation FDTD et exposition des résultats à l'aide d'une interface graphique.

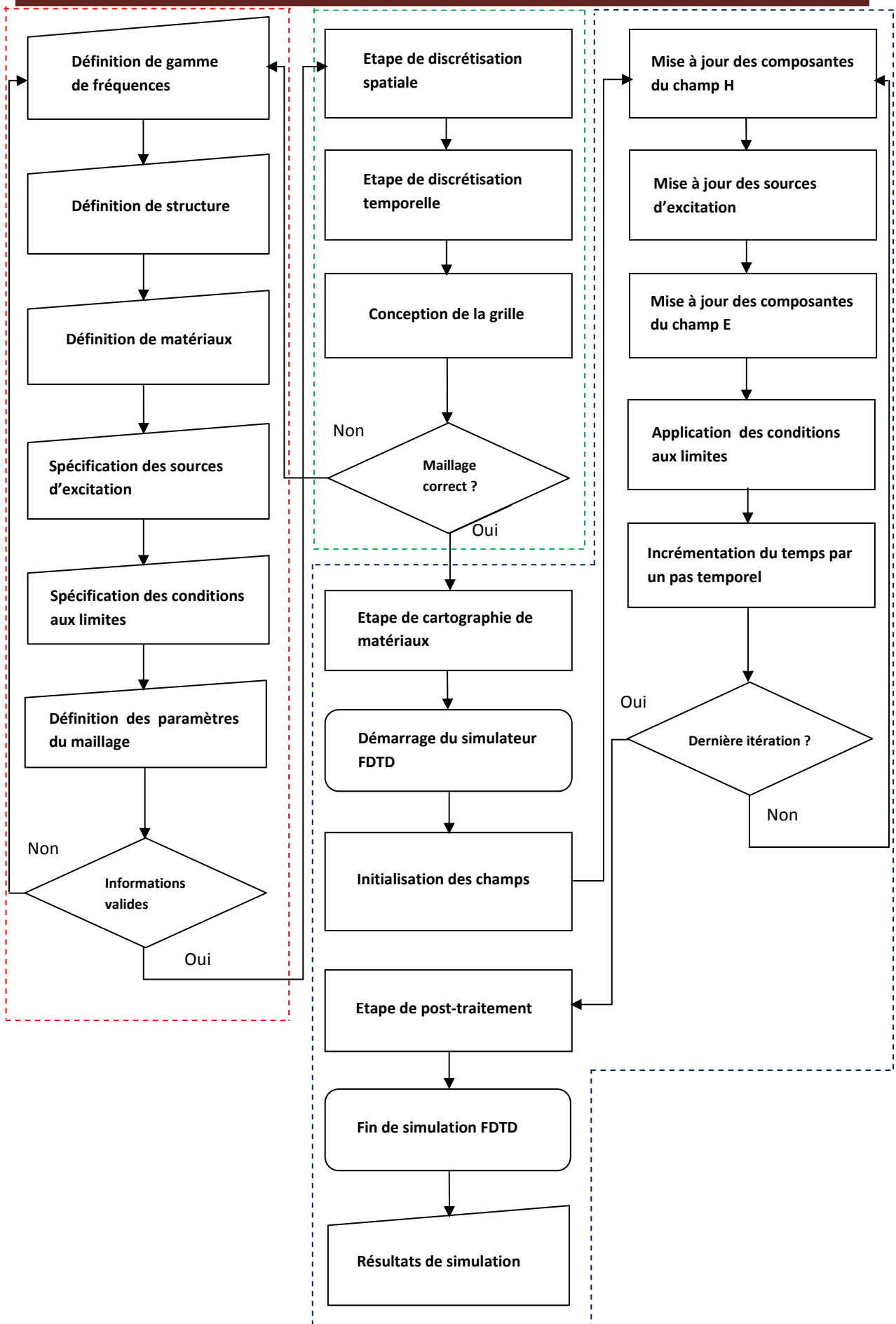


Figure II. 7 : Organigramme du simulateur FDTD.

L'algorithme de calcul FDTD-2D qui se présente sous la forme indiquée à la figure II. 7 permettant d'avoir les étapes nécessaires pour l'analyse spatio-temporel d'une structure photonique bidimensionnelle.

Au cours de la première étape, l'utilisateur spécifie les paramètres de simulation et les caractéristiques de la structure à analyser. Cette étape comprend les opérations suivantes :

- La spécification de la gamme de fréquences, qui détermine la taille maximale autorisée de cellule et le nombre de cellules nécessaires pour simuler la structure.
- La définition de la structure à analyser qui est établie soit en utilisant les outils géométriques disponibles dans le logiciel soit en choisissant un modèle prédéfini à partir de la bibliothèque.
- La définition des matériaux qui peuvent être caractérisés à l'aide de trois paramètres : leur permittivité électrique, leur conductivité et leur perméabilité.
- La spécification de la source utilisée pour exciter la structure photonique en indiquant généralement le type (gaussien, sinusoïdal, etc., ...), la largeur de bande, la fréquence et la position de cette excitation.
- La sélection de types et de propriétés des conditions aux limites choisies pour limiter le domaine de calcul.
- La définition des paramètres du maillage utilisés par l'algorithme de génération du maillage uniforme.

Après la configuration des paramètres de simulation et la définition de la structure photonique à analyser, le simulateur passe au niveau suivant qui consiste en la génération automatique du maillage. L'algorithme de génération du maillage effectue cette tâche en deux étapes : la première étape est la discrétisation spatiale et par conséquent la création d'une grille ; la deuxième est la formation d'une cartographie pour les matériaux utilisés dont chaque cellule de la grille est assignée aux propriétés de matériau correspondant. Après avoir créé le maillage et déterminé la localisation et la taille de chaque cellule de la grille, la simulation FDTD peut être commencée.

Avant que le procédé de progression temporelle (time-stepping procedure) ne commence, une étape d'initialisation des composantes des champs électriques et magnétiques et de coefficients de mise à jour de chaque cellule doit être accomplie. Les multiplicateurs constants et d'autres structures de données qui n'ont pas besoin d'être calculés ou assignés à chaque pas temporel sont également initialisés durant cette étape. Pendant l'étape de post-traitement, les quantités d'intérêt sont calculées. Après l'accomplissement de cette tâche, la

simulation de FDTD est complète et les résultats sont rendus disponibles à l'utilisateur dans l'interface graphique.

II.4 Aperçu général sur le simulateur "CrystalWave":

II.4.1 Introduction :

Un logiciel de simulation est un effort multidisciplinaire, et la modélisation numérique des caractéristiques des cristaux photoniques nécessite en général un gros investissement en programmation et en analyse numérique et constitue une activité exigeante en compétence et en temps. Le développement d'un logiciel adapté aux besoins spécifiques de la recherche dans le domaine des matériaux à bande interdite photonique dont l'avantage principal est de pouvoir intégrer facilement et rapidement les dernières avancées, semble être un choix raisonnable. L'objectif actuel des chercheurs est la construction d'un environnement de simulation performant et riche en outils d'analyse, d'interfaces de représentation numérique et géométrique et de modules de visualisation. Cet environnement peut être aussi considéré comme une voie vers le développement d'un vrai "laboratoire virtuel" qui peut offrir aux électroniciens et physiciens intéressés par le domaine des cristaux photoniques, l'opportunité de réaliser leurs expériences numériquement et de les assister pendant l'étude des cristaux photoniques et la conception de nouvelles applications à l'aide des matériaux à bande interdite photoniques.

CrystalWave est un environnement de conception des composants intégrés de système optique en cristaux photoniques. Il utilise la méthode de différences finies dans le domaine temporel (FDTD : Finite-Difference Time-Domain), et la méthode d'élément fini dans le domaine fréquentiel (FEFD : Finite Element Frequency Domain). Il comporte également un analyseur rapide et facile à utiliser basé sur la **méthode de décomposition en onde plane** (en anglais plane wave expansion method, PWE) : est une technique de calcul en électromagnétique permettant de résoudre les équations de Maxwell en les transformant en un problème aux valeurs propres. Grâce à cette méthode, le simulateur CrystalWave peut calculer des diagrammes de bande et des courbes equi-fréquence des structures de cristaux photoniques 2D et 3D. CrystalWave inclut deux types de calculateur FDTD, le calculateur FDTD-2D et le calculateur FDTD-3D.

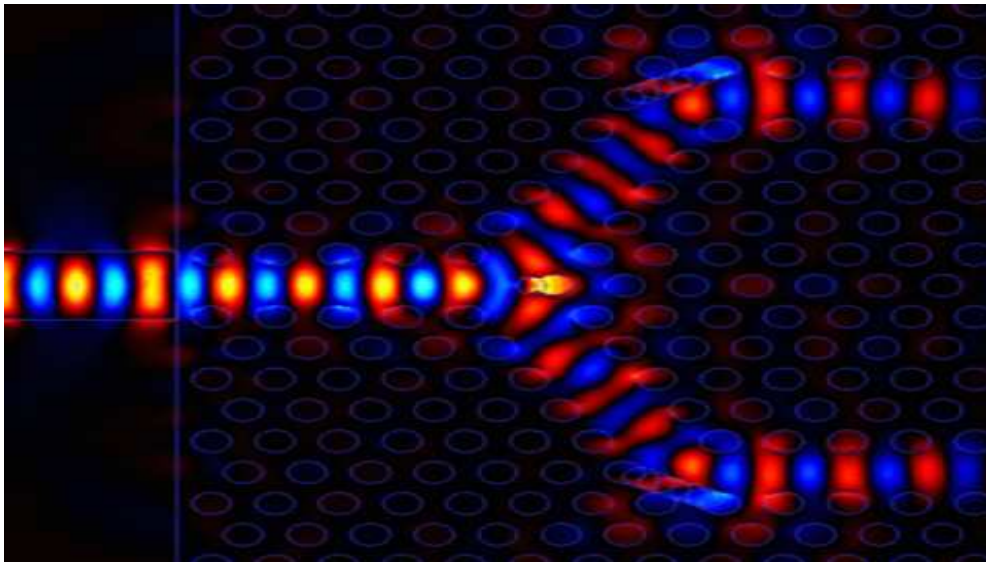


Figure II. 8: Simulation d'une jonction Y par le simulateur CrystalWave utilisant la méthode FDTD-2D.

II.4.2 Description générale du simulateur "CrystalWave" :

Afin de mieux comprendre l'utilisation du logiciel CrystalWave pour la conception des différentes structures à cristaux photoniques, nous allons montrer toutes les étapes nécessaires pour concevoir la structure montrée dans la figure II. 9 [14] :

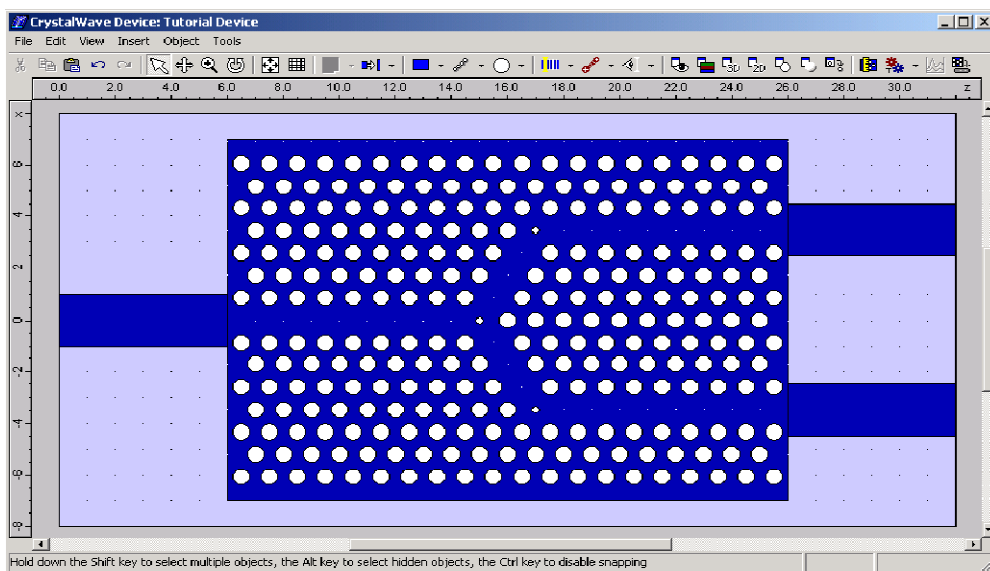


Figure II. 9 : Exemple d'une structure à cristal photonique bidimensionnel conçu par le logiciel CrystalWave.

Le travail sur l'exemple présenté dans la figure II. 9, nous permet d'acquies une bonne leçon pour l'utilisation des dispositifs de base de CRYSTALWAVE.

a. Création de l'espace du travail : (Device : dispositif):

Nous devons commencer par la création de l'espace de conception du cristal photonique. Après l'ouverture du CrystalWave, la fenêtre principale apparaîtra (figure II. 10).

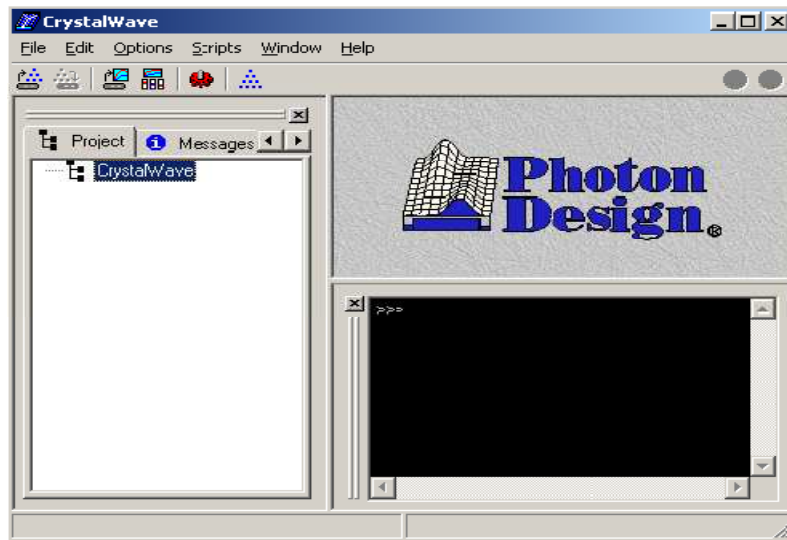
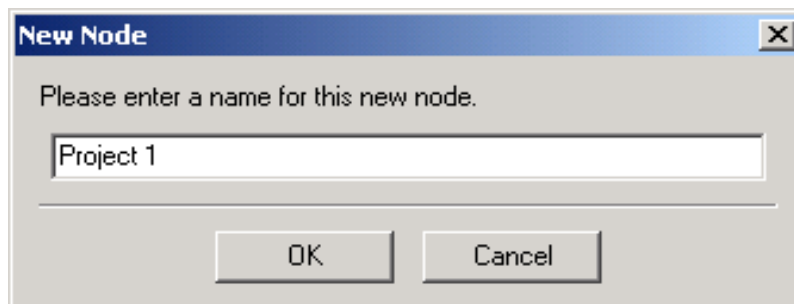




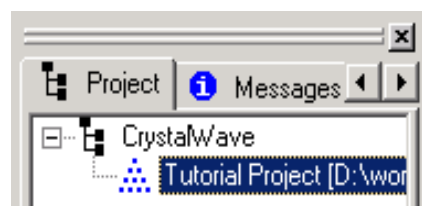
Figure II. 10 : Fenêtre initiale du logiciel CrystalWave.

Pour créer un nouveau projet on clique sur  (Add Project button).


La fenêtre dialogue apparaîtra, elle permet d'écrire le nom du nouveau projet (Nom du projet : *Project1*) :

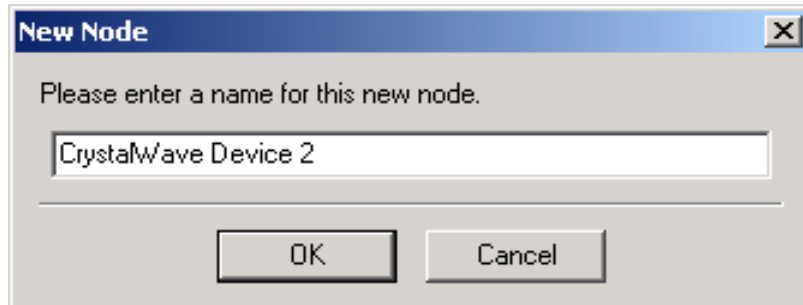



Après qu'on clique sur **OK**, le nouveau projet sera montré avec son symbole du projet  sous la racine de l'arbre du projet, montrée avec le symbole d'arbre .

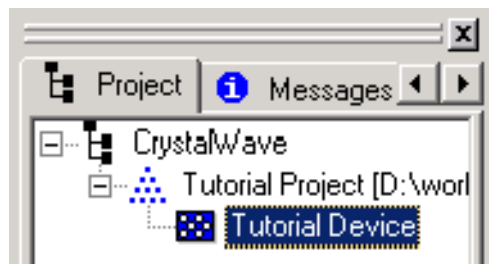


On peut avoir différents projets ouverts dans l'application.


Pour créer un nouveau dispositif (**Device**) dans le projet, on fait un clic de souris sur  (*Add CrystalWave Device* button). Encore, la nouvelle fenêtre dialogue apparaîtra pour faire entrer le nom du nouveau dispositif (Nom du dispositif : *CrystalWave Device2*) :



Après qu'on clique sur **OK**, le nouveau dispositif sera montré dans l'arbre du projet avec le symbole du dispositif  sous le projet :



On peut ajouter différents dispositifs dans le projet.

Pour montrer le dispositif (**Device**), on fait un double-clic sur le bouton  (Tutorial Device) qui se trouve dans l'arbre du projet.

Un espace vide de surface $16\mu\text{m} \times 8\mu\text{m}$ sera obtenu comme il est montré dans la figure II .11:

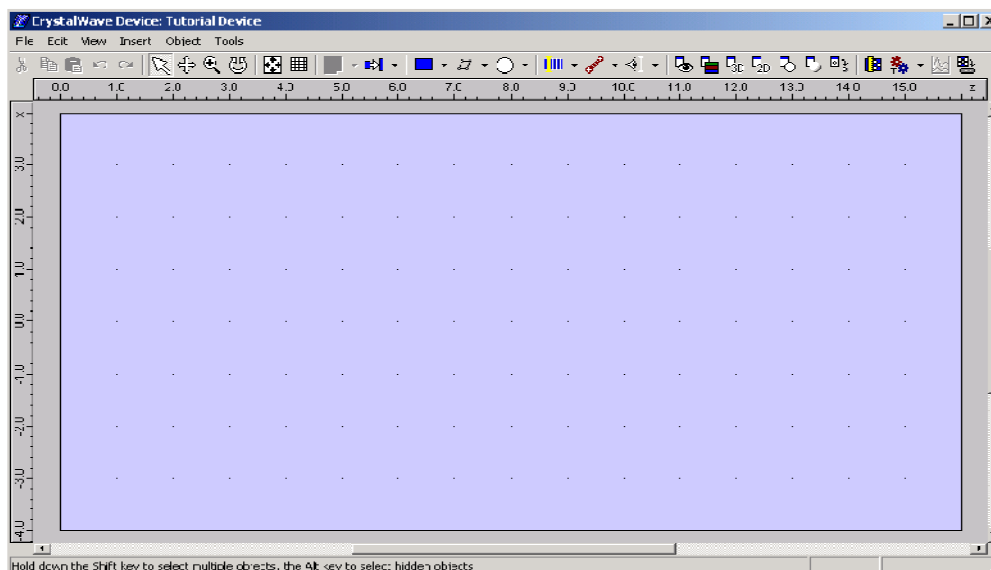


Figure II. 11 : Fenêtre dispositif (**Device**) du logiciel CrystalWave.

b. Modification des paramètres du dispositif (Device) :

On peut changer deux paramètres du dispositif : Les dimensions (**size**), et les arrangements de grille (**grid settings**).

Le dispositif que nous allons créer sera de dimensions $32\mu\text{m} \times 16\mu\text{m}$:


Pour changer les dimensions du dispositif, on fait un clic sur le bouton (*device properties button*) qui se trouve dans le côté droit de la barre d'outils :




La fenêtre (*Device Properties dialog*) apparaîtra :

Parameter	Value	Units
Geometry		
ZMin	0	μm
ZMax	16	μm
XMin	-4	μm
XMax	4	μm
Temperature		
Temperature	25	$^{\circ}\text{C}$
Materials		
MaterialsDatabase		

Dans cette fenêtre, on remarque les paramètres suivants : ZMin, ZMax, XMin et XMax.

Pour redimensionner le dispositif ($32\mu\text{m} \times 16\mu\text{m}$ au lieu de $16\mu\text{m} \times 8\mu\text{m}$), on fait le changement suivant : ZMin=0, ZMax=32, XMin=-8 et XMax=8. Puis on clique sur (*close box*)  de la fenêtre pour appliquer la modification des paramètres.

Pour changer les arrangements de la grille du dispositif (**Device**), on clique sur le bouton  (*grid settings button*). La fenêtre (*Grid Settings*) apparaîtra:


Grid Settings	
Grid	
<input checked="" type="checkbox"/>	Show grid
<input type="checkbox"/>	Show grid lines
<input type="checkbox"/>	Show minor grid lines
Grid spacing Z	<input type="text" value="1"/>
Grid spacing X	<input type="text" value="1"/>
Snapping	
<input type="checkbox"/>	Snap objects
Snap spacing Z	<input type="text" value="0.1"/>
Snap spacing X	<input type="text" value="0.1"/>
<input type="button" value="OK"/> <input type="button" value="Cancel"/>	


On peut changer les valeurs de (*Grid spacing z*), (*Grid spacing x*), (*Snap spacing z*) et (*Snap spacing x*) et on clique sur OK afin d'avoir la grille appropriée.

c. Comment ajouter une Région ?


On veut ajouter une région, dans la qu'elle on placera un réseau bidimensionnel des trous bidimensionnels.

Le bloc "*shape placement tool*", montre cinq types de région :

Rectangle 

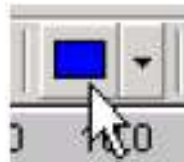
Ellipse 

Triangle 

Polygone : 

Et  pour texte.

Dans notre exemple on veut utiliser une région "Rectangle", et pour ceci "*shape placement tool*" montre le rectangle :



Pour ajouter une région rectangulaire, on clique sur le rectangle, puis on clique sur le dispositif (**Device**) et en cliquant sur le bouton gauche de la souris, une région rectangulaire sera établit (figure II. 12) :

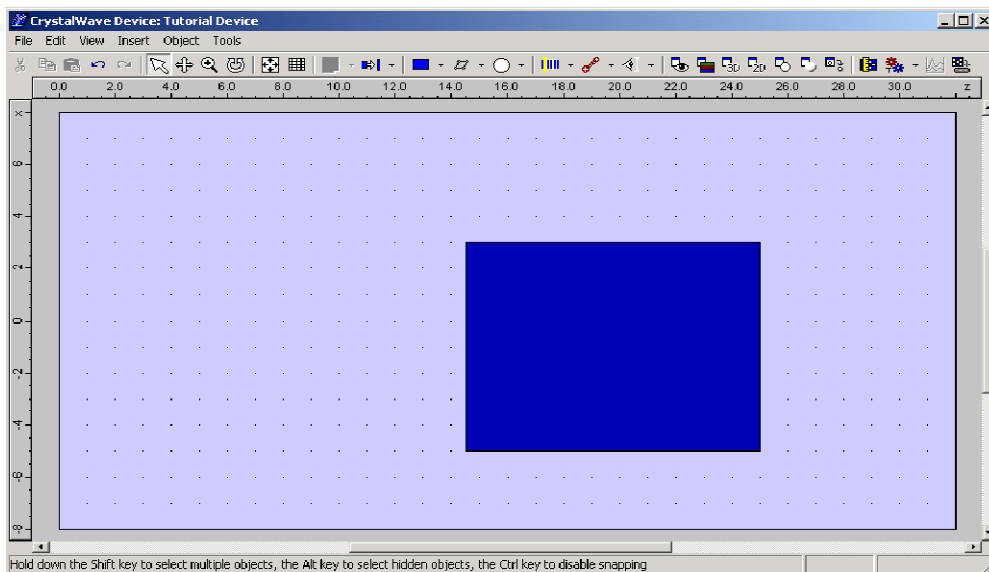


Figure II. 12 : Création d'une région rectangle (**Rectangular Region**).

Pour placer la région dans la bonne position et modifier ses dimensions :

On clique sur  (*select tool*).

Pour déplacer la région, on clique sur cette dernière, on maintient le bouton gauche de la souris, et on fait le déplacement jusqu'à ce que son coin haut-gauche soit par exemple à la position ($z = 6, x = 7$) (figure II. 13).

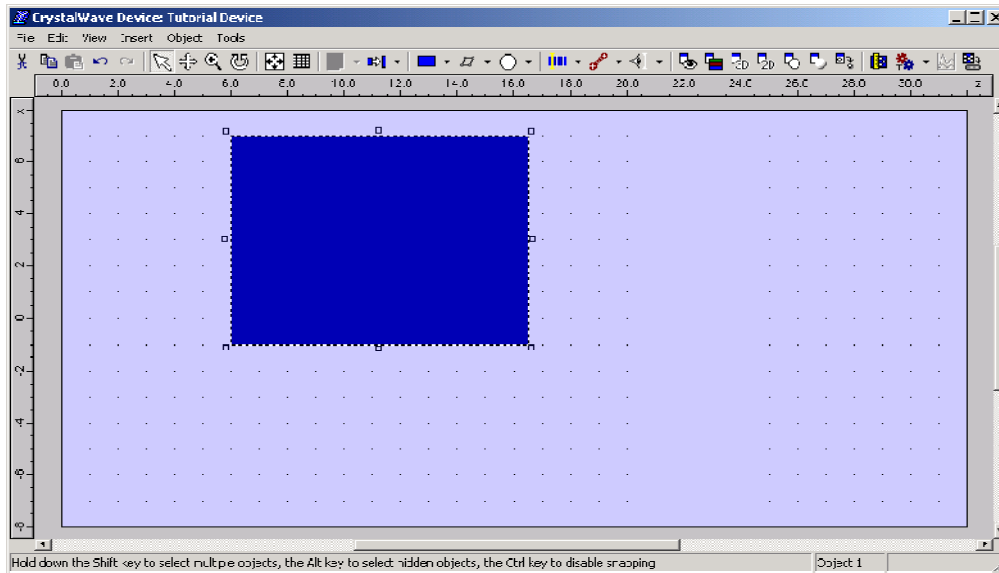



Figure II. 13 : Le déplacement de la région (**Region**) dans le dispositif (**Device**).

Pour redimensionner la région, on met l'indicateur de souris au dessus du carré "resize handle"  du coin bas-gauche de la région, puis on fait le déplacement par la souris jusqu'à ce que le coin se positionne à la coordonnée ($z = 28, x = -7$) (figure II. 14).

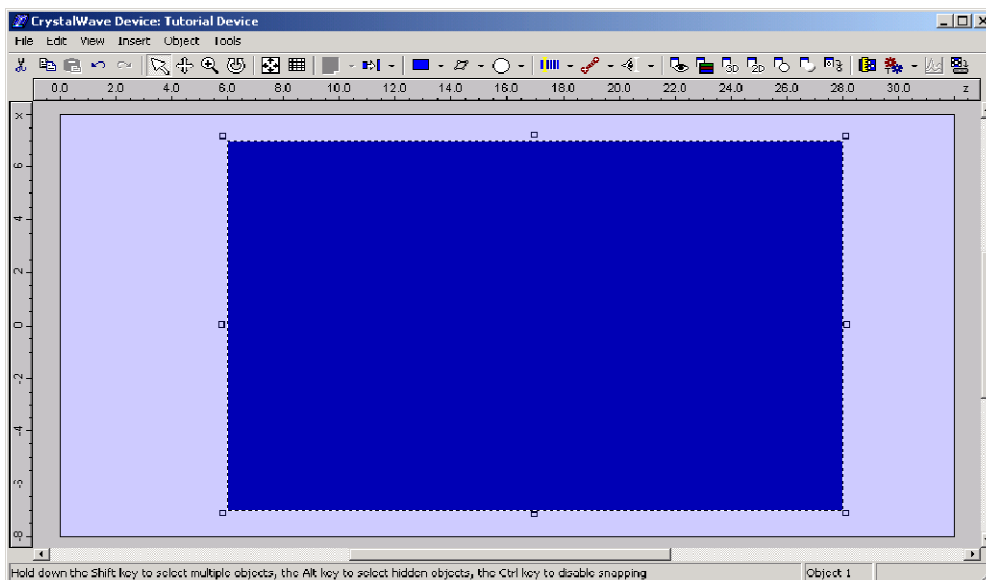
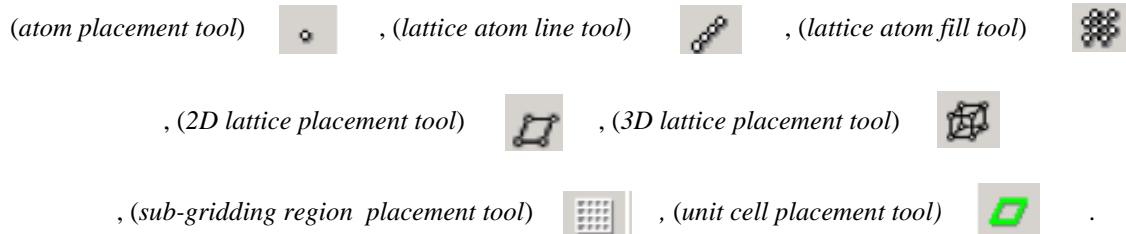


Figure II. 14 : L'ajustement des dimensions de la région.

d. L'insertion du réseau dans la région :

Dans ce paragraphe on veut expliquer comment ajouter un réseau bidimensionnel à une région déjà établie. Pour achever cette opération on utilise le bloc "*sub-shape placement tool*".

Le bloc "*sub-shape placement tool*" regroupe les outils suivants :



On clique sur "*2D lattice placement tool*"



dans "*sub-shape placement tool*".

Pour ajouter le réseau, on clique sur la région. Des points blancs apparaissent sur la région et représentent le réseau 2D (figure II. 15) :

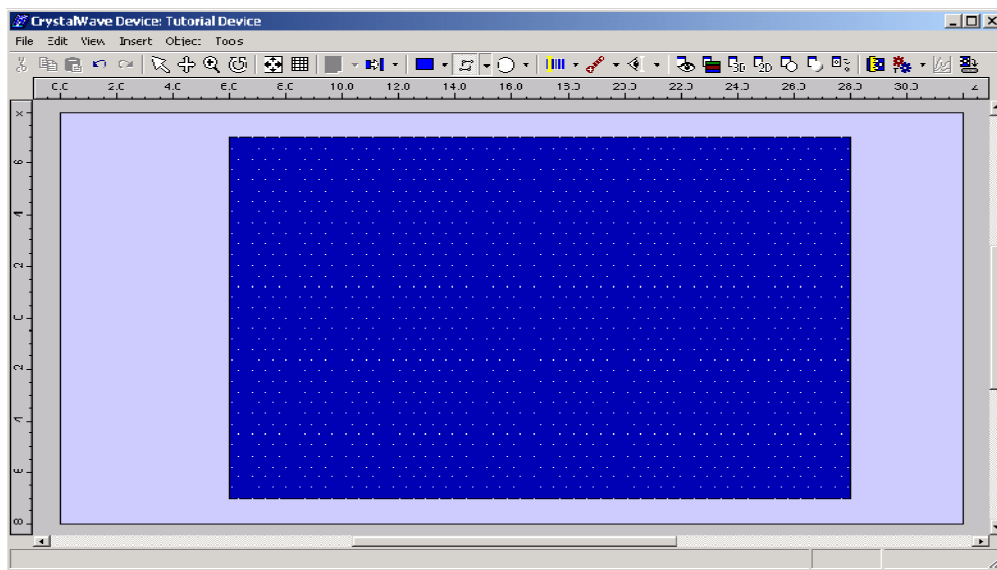
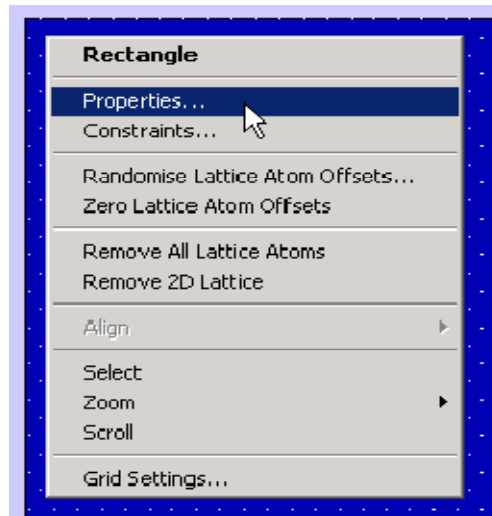


Figure II. 15 : L'insertion d'un réseau bidimensionnel dans une région "Rectangle".

Le réseau 2D est caractérisé par des paramètres qui sont : la constante du réseau (période ou bien pas du réseau) suivant la direction x et la constante du réseau suivant la direction z qui sont représentées dans la fenêtre "**Rectangle Properties**" par *Lattice Constant1* et *Lattice Constant2* respectivement, et les angles du réseau *Lattice Angle 1* et *Lattice Angle 2*.

Donc, pour changer les propriétés du réseau 2D, on clique sur la région et on sélectionne les propriétés :

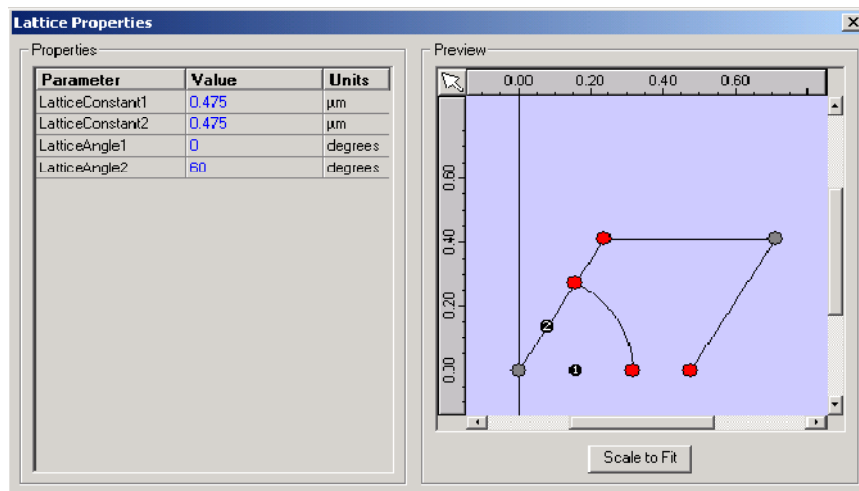


La fenêtre "**Rectangle Properties**" apparaîtra :

Parameter	Value	Units
Position		
PositionZ	17	µm
PositionX	0	µm
Angle	0	degrees
Size		
SizeZ	22	µm
SizeX	14	µm
Layer		
ObjectLayer	Region Layer (inverse grow)	
Negative	False	
Grading		
Grading	None	
GradingGenericFunction	$x^2x + y^2y + z^2z$	
GradingFile		
ResizeToGradingFile	False	
2D Lattice		
LatticeConstant1	0.475	µm
LatticeConstant2	0.475	µm
LatticeAngle1	0	degrees
LatticeAngle2	60	degrees
LatticeOriginZ	0	µm
LatticeOriginX	0	µm
Lattice		

Dans les cases correspondantes aux *Lattice Constant1* et *Lattice Constant2*, on peut mettre des valeurs choisies en micromètre. Même chose pour les angles du réseau, pour montrer

"*Lattice Properties*", on clique sur la ligne "*Lattice*", puis on clique sur le bouton  qui se trouve en bas à droite de la fenêtre "*Rectangle Properties*".



"*Lattice Angle1*" représente l'angle formée par l'axe horizontal et l'axe numéroté 1.

"*Lattice Angle2*" représente l'angle formée par l'axe horizontal et l'axe numéroté 2.


Avec ces deux paramètres on peut changer le type du réseau, par exemple :

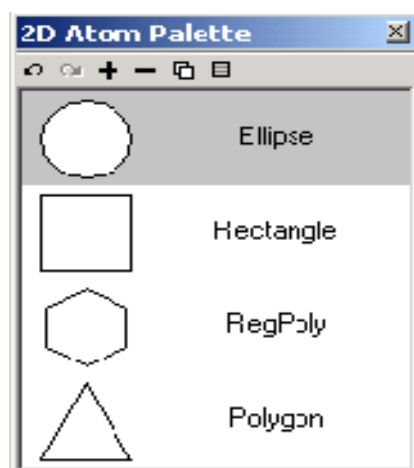
Pour un réseau 2D triangulaire : *Lattice Angle1*= 0 degrés, *Lattice Angle2*= 60 degrés.

Pour un réseau 2D carré : *Lattice Angle1*= 0 degrés, *Lattice Angle2*=90 degrés.

e. L'insertion des trous dans le réseau 2D :

On veut ajouter des trous d'air de diamètre 0.6 μm à n'importe quel point du réseau 2D triangulaire, puis en enlever quelques uns afin d'avoir un guide d'onde dans le cristal photonique bidimensionnel.

Les trous d'air ou bien les défauts ponctuels sont trouvés dans le bloc "*Show/hide 2D atom palette button*"  de la barre d'outils. En cliquant sur "*Show/hide 2D atom palette button*", la fenêtre "*2D atom palette*" apparaîtra :



Dans cette palette il ya quatre types de base des trous d'air : ellipse, rectangle, polygone régulier, polygone générale. Encore, il est possible de changer les propriétés des trous d'air comme par exemple : le diamètre, la couleur, ...etc.

Dans notre exemple, on peut changer le diamètre du trou de type ellipse comme suit :

On fait un double-clic sur le trou pour faire apparaître la fenêtre "*2D Atom Properties*" (figure II. 16) :

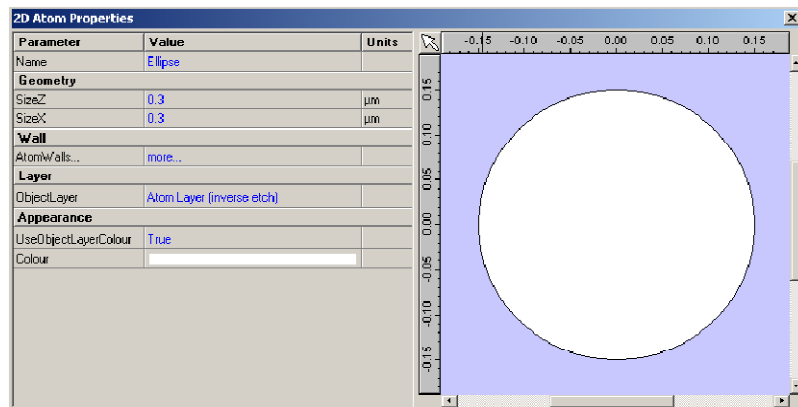



Figure II.16 : Fenêtre des propriétés des trous.

On change les valeurs des paramètres : Size Z et Size X, on met par exemple (Size Z=0.6 µm et Size X=0.6 µm). Enfin, on clique sur "*close box*"  de toutes les fenêtres pour appliquer les changements.

Nous sommes maintenant prêts à remplir le réseau de trous circulaires de diamètres de 0.6µm.

On clique sur "*lattice atom fill tool*"  de "*sub-shape placement tool*", puis on clique sur la région.

Le réseau se remplira de trous comme il est montré dans la figure II. 17 :

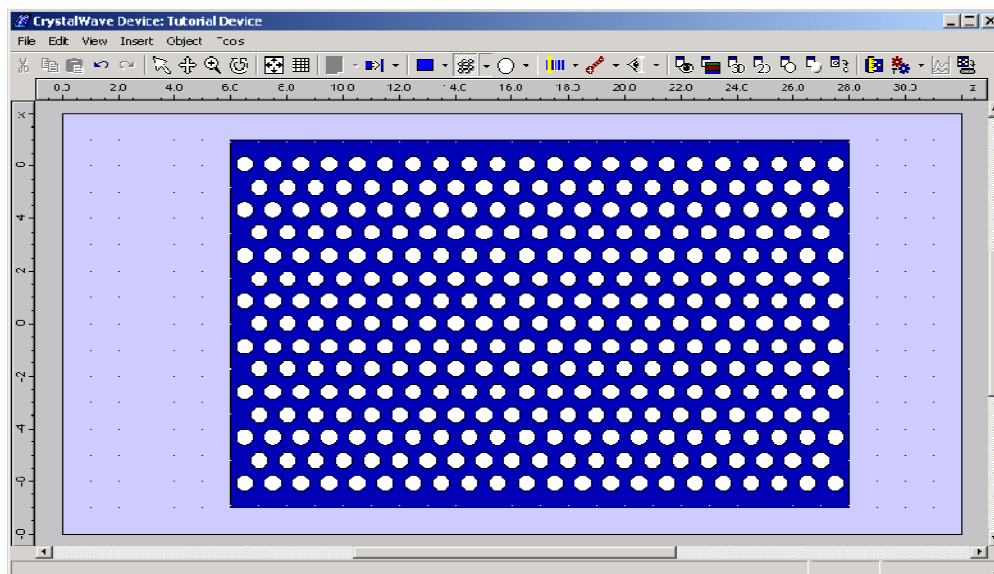




Figure II. 17 : Remplissage de la région avec des trous.

Pour supprimer des rangées des trous afin de créer des guides d'onde, il suffit d'aller vers "*sub-shape placement tool*", et choisir "*Lattice atom line tool*" , ce bouton apparaîtra pressé , prêt à enlever une ligne des trous du réseau bidimensionnel.

La suppression des trous se fait par la sélection de ceux-ci, dans notre exemple on veut supprimer neuf trous (figure II. 18) :

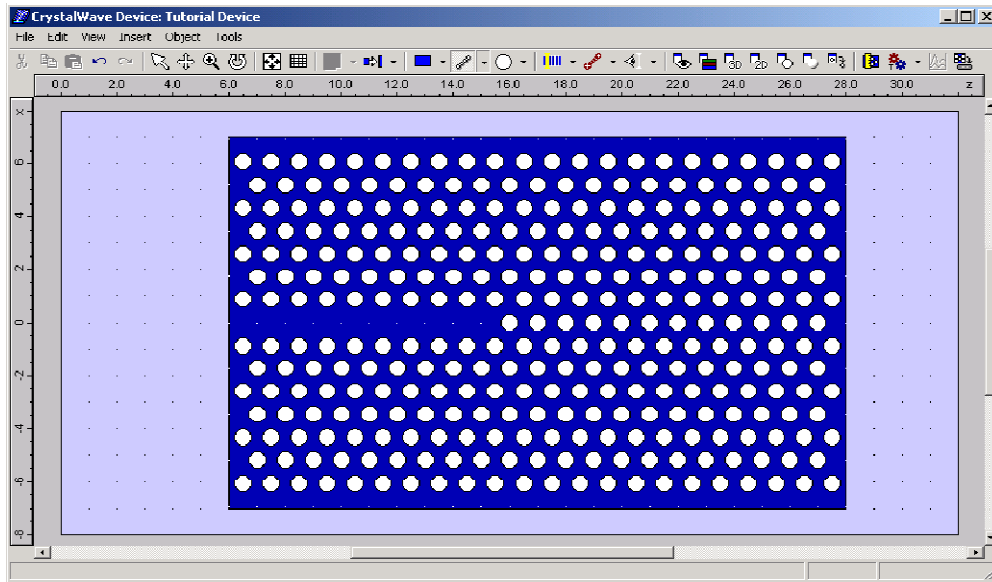


Figure II. 18: Suppression des trous.

En répétant le même processus pour créer la jonction Y (figure II. 19) :

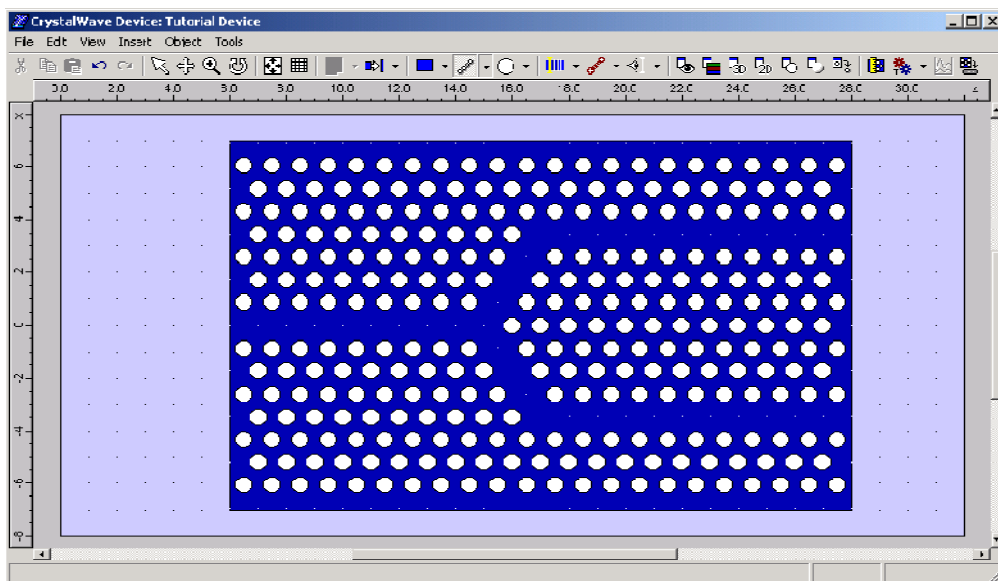
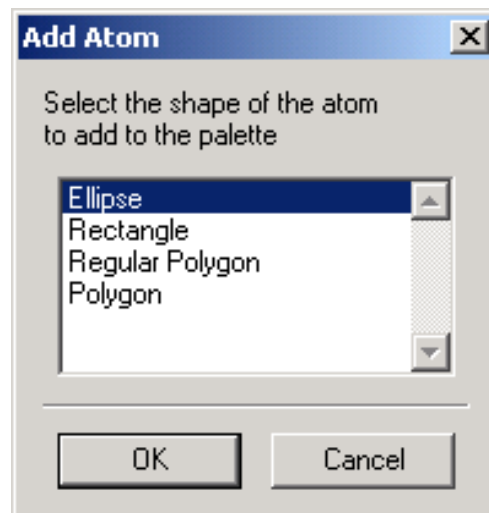


Figure II. 19: Création d'une Jonction Y.

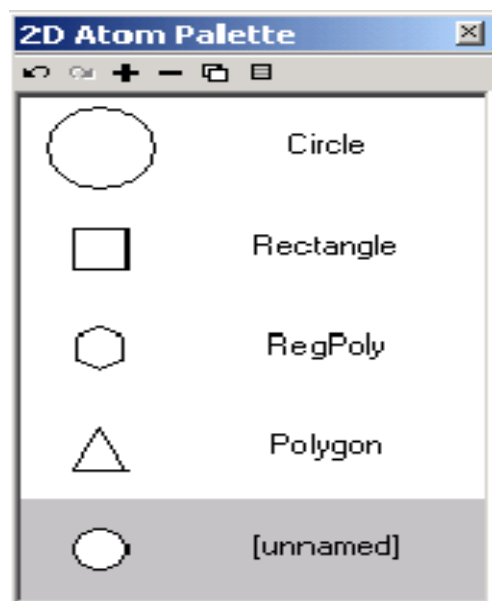
Pour ajouter des nouveaux trous dans la palette des trous 2D "*2D atom palette*", on clique sur plus **+** dans la palette.

La fenêtre "*Add Atom*" apparaîtra :



On clique sur **OK** pour sélectionner un trou de type **Ellipse**.

Un trou anonyme sera ajouté à la palette :



On change les propriétés de ce trou, en lui donnant un diamètre de **0.3 μ m** et un nom (**Small Circle**), puis on clique sur "**close box**" pour appliquer le changement des paramètres. Après l'ajout de ce petit trou à notre structure, la structure finale apparaîtra dans la figure II. 20 :

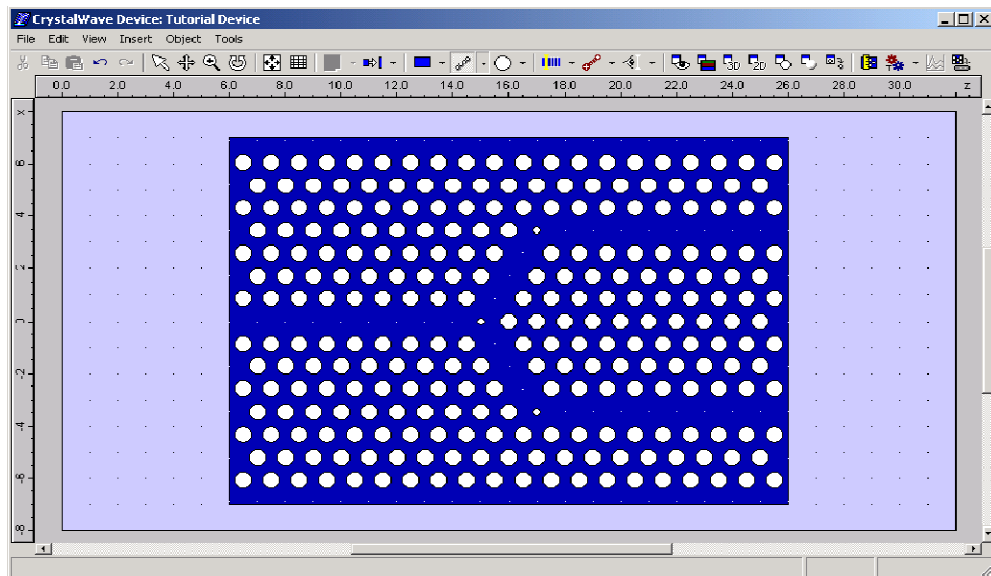


Figure II. 20: L'insertion des petits trous résonateurs dans la jonction à la jonction Y.

On peut ajouter des guides d'onde à l'entrée et à la sortie de la structure (figure II. 21):

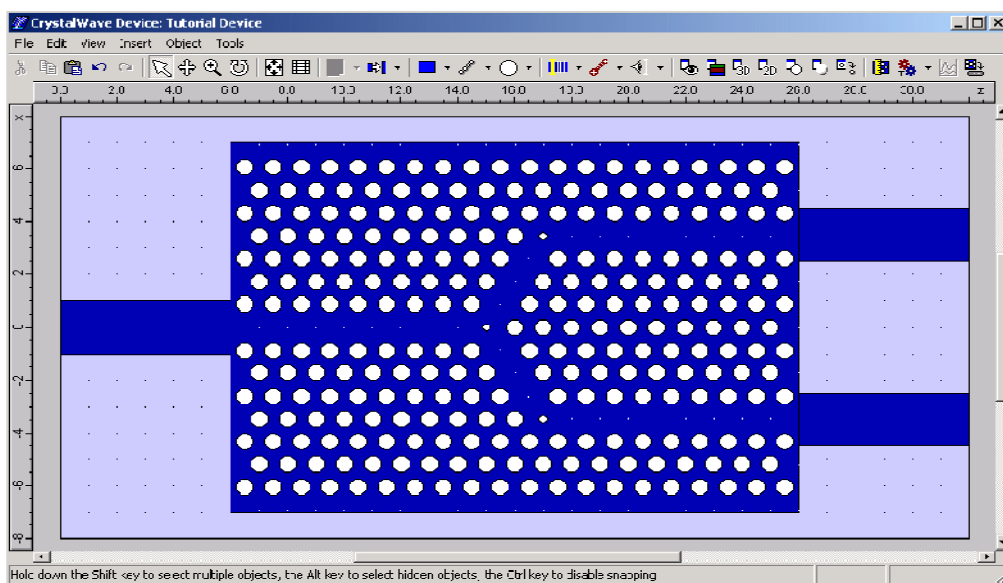


Figure II. 21 : Création des guides d'onde à l'entrée et à la sortie de la structure.

f. Les excitateurs :

Le logiciel CrystalWave donne la possibilité d'utiliser cinq types d'excitations :

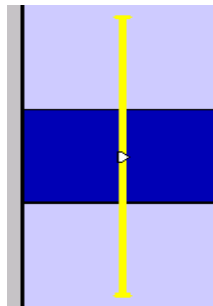
- Excitateur d'onde plane.
- Excitateur gaussien.
- Excitateur de mode.
- Excitateur de faisceau.
- Excitateur de dipôle.

Si on veut ajouter une excitation à notre dispositif créé à base d'un cristal photonique 2D, il suffit d'aller vers la barre d'outils du logiciel puis sélectionner l'excitation voulue puis cliquer sur le dispositif (**Device**).

Par exemple, si on veut utiliser l'**excitateur de mode**, on doit cliquer sur "*mode excitor placement tool*" :



On choisit la position désirée, par exemple ($z=0.5$, $x=1.5$), et on clique sur le guide d'onde d'entrée, l'excitation apparaîtra en jaune à travers le guide d'onde:



On note que tous les excitateurs ont une petite flèche pour indiquer la direction de la propagation de l'excitation. On peut renverser la direction d'un excitateur en le tournant par 180° . Pour changer les paramètres de l'excitateur, on fait un clic droit sur l'excitateur, puis on sélectionne "*properties*". La longueur d'onde "**Wavelength**" est l'une des propriétés nécessaires qu'elle doit être choisie par l'utilisateur.

g. Les capteurs :

Les capteurs sont utilisés pour tracer les graphes du champ (Transmission, Réflexion, ...etc.) aux positions particulières dans le dispositif. On ajoute un capteur de référence à l'entrée de la jonction **Y** pour mesurer le flux incident et la réflexion à l'entrée, et des capteurs à chacune des branches (Sorties) pour mesurer la transmission.

On clique sur la flèche indiquée au niveau du bouton : "*instrument placement tool*".



On sélectionne le capteur en cliquant sur "*sensor in the zx-plane placement tool*" dans la palette suivante :



Dans notre exemple, pour placer le capteur de référence, on clique sur le dispositif à la position ($Z=2$, $X=0.5$) et on glisse la souris vers le bas à la position ($Z=2$, $X=-0.5$). Et pour placer les deux autres capteurs on glisse la souris de la gauche ($Z=6.5$, $X=3$) vers la droite ($Z=7.5$, $X=3$) pour le premier capteur en haut et de la droite ($Z=7.5$, $X=3$) vers la gauche ($Z=6.5$, $X=3$) pour le deuxième capteur en bas. Le capteur de référence apparaîtra comme une ligne avec une couleur rouge plus foncé que les autres capteurs (figure II. 22).

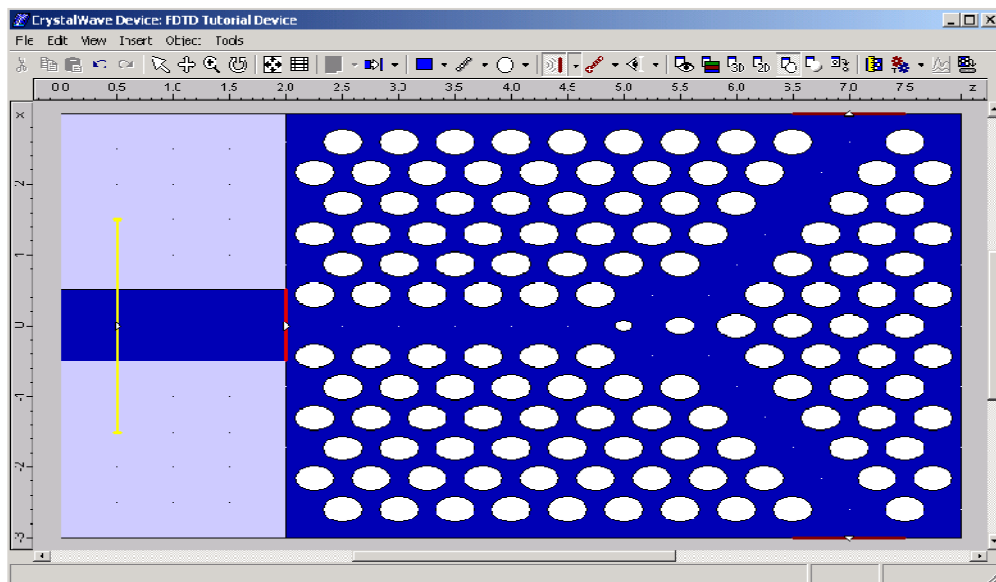


Figure II. 22 : Représentation d'excitation et des capteurs dans la structure.


Les capteurs sont présentés par des petites flèches blanches pour indiquer la direction positive de la propagation du champ.



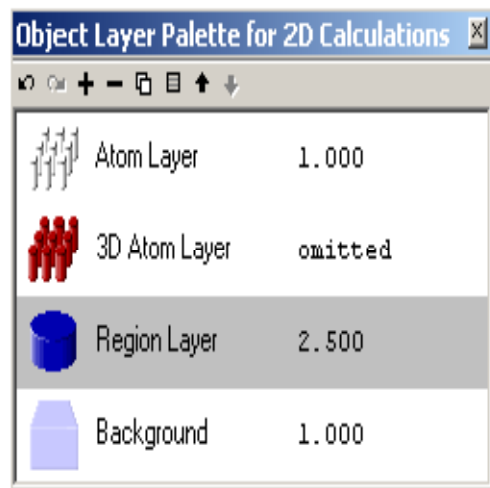
II.4.3 Exécution d'un calcul FDTD-2D :

Nous sommes maintenant prêts à exécuter un calcul FDTD-2D. D'abord nous devons indiquer des indices de réfraction pour la région (matériau utilisé) et pour les trous.

a. Désignation de l'indice de réfraction de la région (matériau utilisé) :

On doit aller vers la barre d'outils du CrystalWave, puis cliquer sur le bouton "Show/hide object layer palette for 2D calculations"  .

La fenêtre "Object Layer Palette for 2D Calculations" apparaîtra :



Cette palette, regroupe quatre types de masque : le masque des trous 2D (*Atom Layer*), le masque des trous 3D (*3D Atom Layer*), le masque de la région (*Region Layer*), et le masque de l'espace de la région (device) (*Background*).

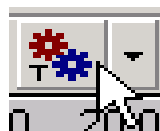
Pour changer l'indice de réfraction de la région, on fait un double-clic sur le masque de la région (*Region Layer*), et on change la valeur du paramètre "Mask2DRIX" à 3.2 qui correspond au matériau (InP).

b. Désignation de l'indice de réfraction des trous :

On suit les mêmes étapes précédentes pour donner aux trous d'air l'indice de réfraction 1. On fait un double-clic sur le masque de des trous 2D (*Atom Layer*), et on change la valeur du paramètre "Mask2DRIX" à 1 qui correspond à l'air.

L'exécution de la simulation FDTD-2D :

Après la désignation des indices de réfraction pour le matériau utilisé de notre dispositif (**InP**) et pour les trous (**l'air**). Donc, nous sommes prêts à exécuter le calcul FDTD-2D. Dans la barre d'outils du logiciel, et dans le côté droit, nous allons constater le bouton d'exécution de la simulation FDTD-2D (apparaît comme **T**) "*FDTD calculator tool*".

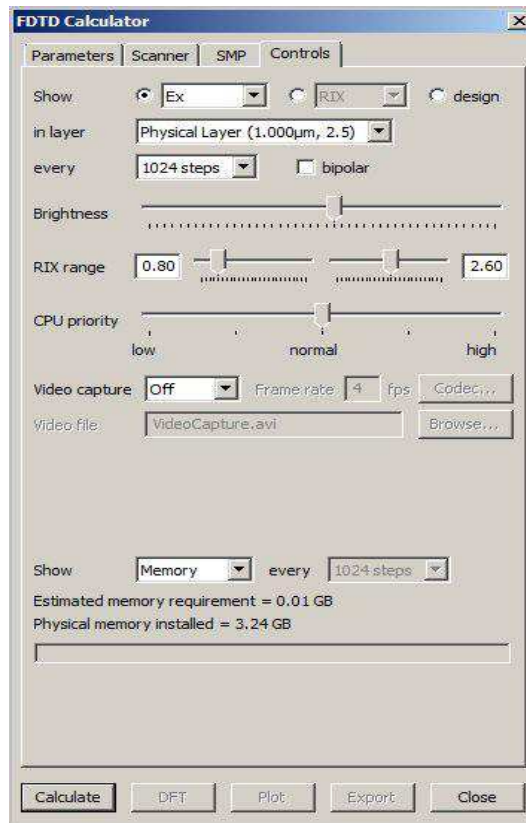


En cliquant sur ce bouton, la fenêtre des paramètres du calcul FDTD apparaîtra :

Parameter	Value	Units
NumDimensions	2D	
DurationSpec	t /time steps	
Duration	4096	time steps
CentralWavelength	0	μm
Grid		
GridSpacing	0.05	μm
Perfect Matched Layer		
PMLThickness	8	grid cells
PMLStructure	Match	
PMLFactor	1	
PMLExponent	2	
Boundary Conditions		
BoundaryCondition	Electric	
Overrides		
Overrides	No overrides	
Materials		
Materials	No materials referenced	
Sensors		
SensorTimeUndersample	4	
SensorIntegrateFlux	False	
SensorMinWavelength	0	μm
SensorSpectrumRange	100	nm
SensorSpectrumStepsFac	2	
Fourier Transform		
FourierTransform	All	
Carrier Solver		
CarrierAccelFactor	1	
CarrierSpatialResolution	1	
InitialCarrierDensity	0	1/cm ³

Plusieurs paramètres doivent être ajustés, comme par exemple, le nombre de dimensions (*Num Dimensions*) qui est choisi à **2D** et le pas de discrétisation spatiale (*Grid Spacing*) qui est égal à **0.05**.

On clique sur le bouton (*Controls*) pour avoir la page de "*FDTD calculator*":



On clique sur le bouton (*Calculate*) pour commencer le calcul FDTD-2D.

Comme il est indiqué dans la page "*FDTD calculator*", le calcul lancé donne l'évolution du champ **Ex** comme il est montré dans la figure II. 23 :

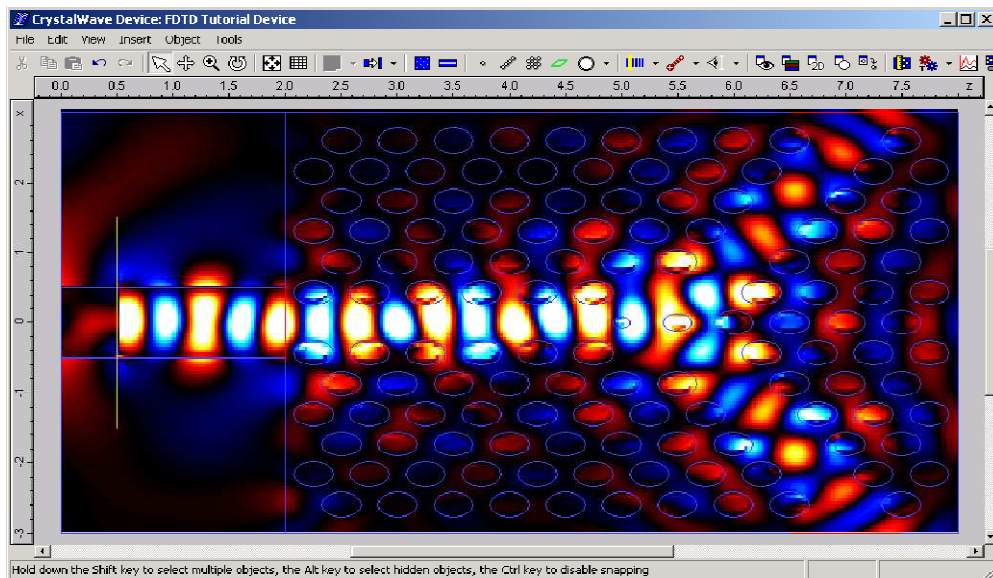



Figure II. 23 : Evolution du champ **Ex** suivant le calcul FDTD-2D.

Cette distribution du Ex est obtenue par l'utilisation d'un excitateur de mode en mettant le paramètre "**Wavelength**" =2.05 μm .

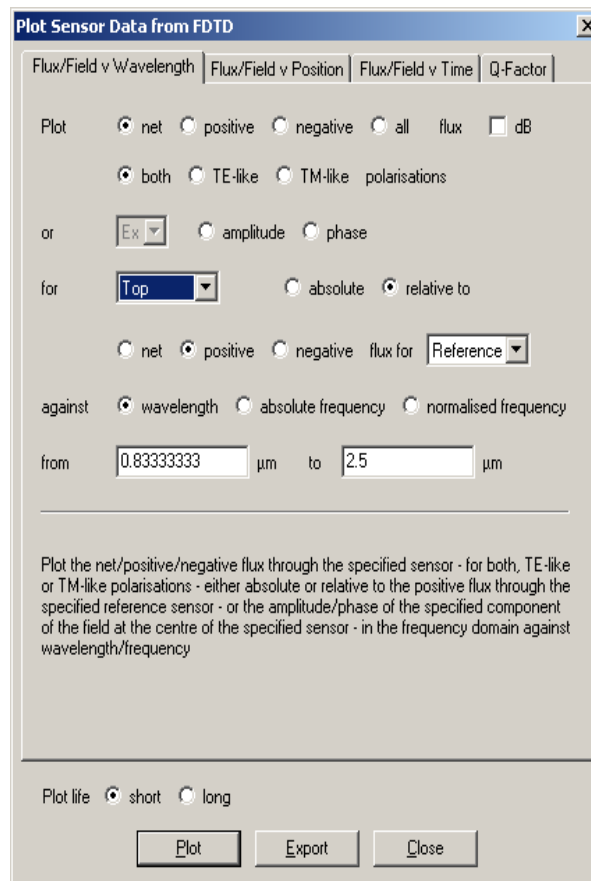
En changeant les composantes du champ dans la case "**Show**", on peut voir l'évolution de toutes les composantes : Ex, Ey, Ez, Hx, Hy, Hz.

Quand le calcul FDTD-2D est fini, on clique sur le bouton (*close box*) pour fermer la fenêtre "**FDTD calculator**".

c. Présentation du flux du champ après le calcul FDTD-2D :

Pour tracer le flux par un ou plusieurs capteurs en fonction de la longueur d'onde suivant un calcul FDTD-2D, on fait un clic droit sur le capteur choisi, puis on sélectionne (*Plot Data*), ou bien on clique directement sur le bouton (*plot sensor data*) 

La fenêtre "**Plot Sensor Data from FDTD**" apparaîtra:



La fenêtre "**Plot Sensor Data from FDTD**" nous permet de tracer le **flux net** par le capteur supérieur (**TOP**) relativement au flux positif du capteur de référence en fonction de la longueur d'onde en micromètre. En d'autres termes, c'est un traçage de la transmission moins la réflexion le long du guide supérieur de la jonction Y relativement à la transmission au

niveau de l'entrée de la jonction Y. Le graphe tracé représente **le coefficient de transmission**, ses valeurs peuvent aller de **0** jusqu'au **1**.

En cliquant sur le bouton (**Plot**), le traçage des graphes apparaîtra dans la figure II. 24 :

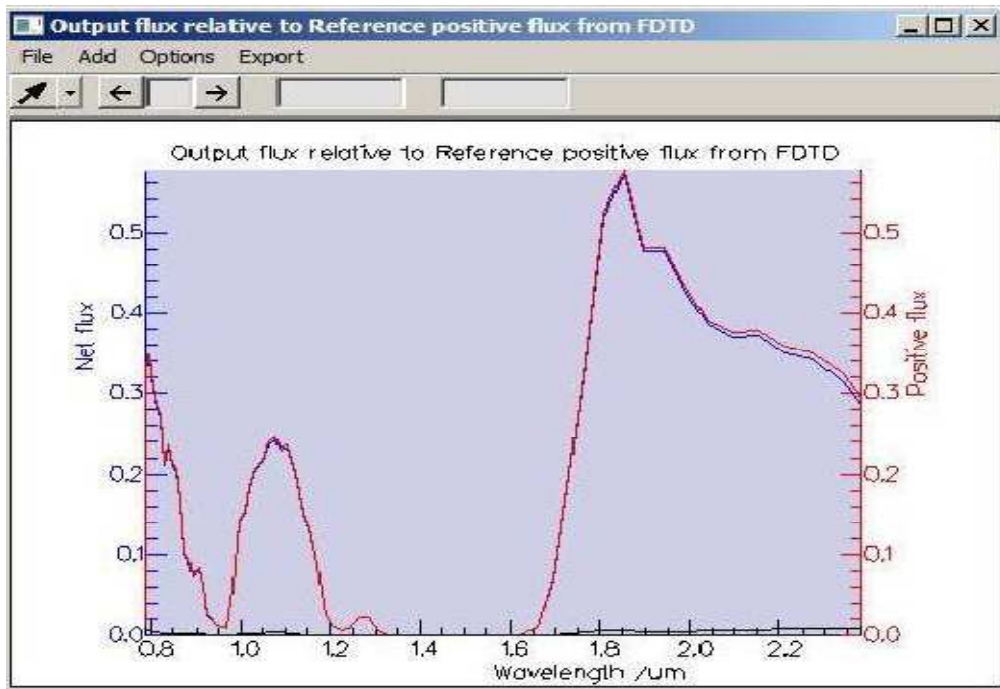


Figure II. 24: Représentation des graphes de Transmission, et Réflexion.

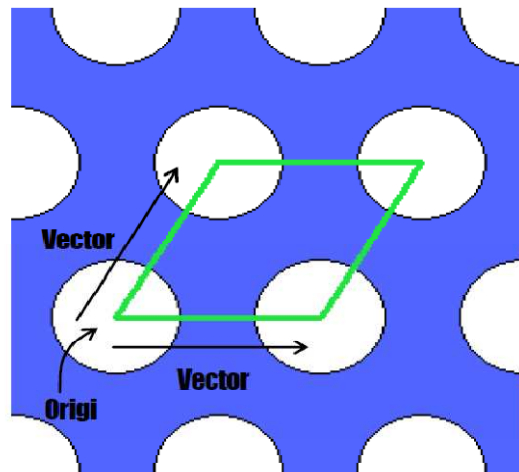
La courbe bleue représente le flux net (**Coefficient de transmission**), la courbe rouge représente le flux positif et la courbe noire représente le flux négatif (**Coefficient de réflexion**). Pour tracer le flux des autres capteurs, il suffit de choisir le capteur (**Plot net For (choix du capteur)**), puis refaire la même procédure.

d. Calcul du diagramme de bande d'un CP-2D :

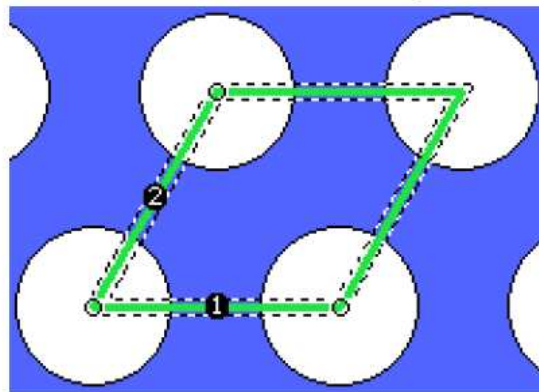
A l'aide du module "*band solver*", le logiciel CrystalWave peut calculer les diagrammes de bande d'un cristal photonique bidimensionnel.

Avant qu'on puisse utiliser le module "*band solver for 2D lattice*", on doit définir la cellule d'unité "*unit cell*" pour laquelle on veut trouver la solution (**calcul de diagramme de bande**).

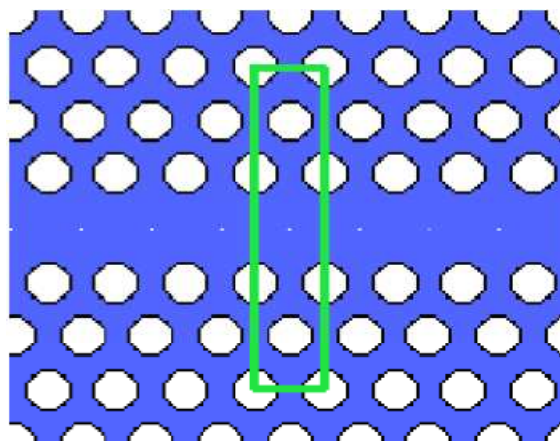
La cellule d'unité (*unit cell*) est un parallélogramme défini par une origine, qui est un point dans un réseau bidimensionnel, et deux vecteurs, qui s'étendent de l'origine à deux autres points du réseau :



Quand la cellule d'unité est choisie, les deux vecteurs sont marqués avec leurs nombres (1 et 2) comme suit:



La cellule rectangulaire d'unité suivante peut être utile pour analyser le diagramme de bande d'un guide d'onde créé dans un cristal photonique bidimensionnel :

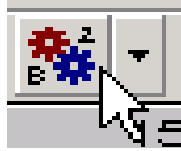


Les cellules d'unité sont ajoutées en utilisant l'option "*sub-shape placement tool*" trouvée dans la barre d'outils du logiciel CrystalWave.

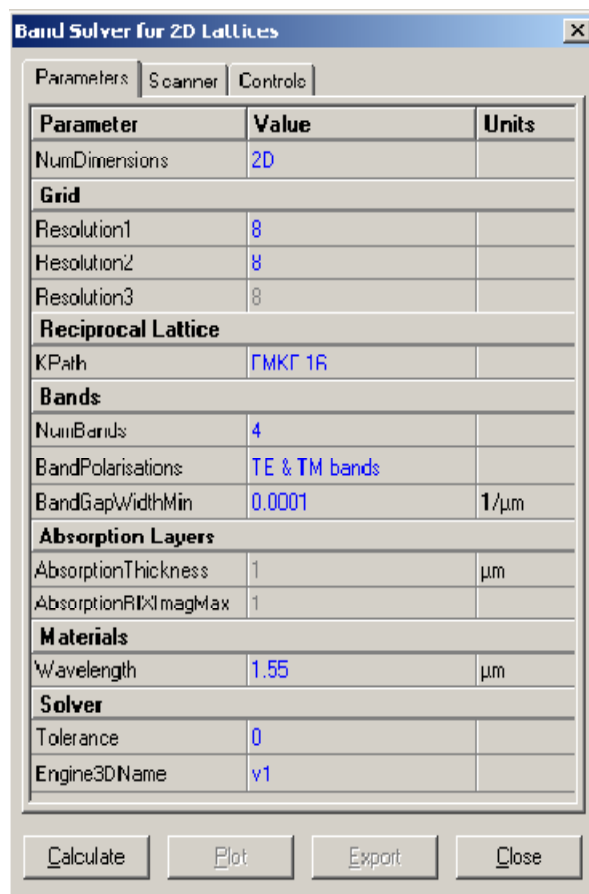


D'abord, on choisit la cellule "*unit cell placement tool*". Puis on glisse la souris sur le réseau en choisissant les points des coins du parallélogramme dans le réseau bidimensionnel.

Pour l'exécution du calcul du diagramme de bande, il suffit d'aller vers l'option "*calculator tool*", puis choisir le calculateur de diagramme de bande "*band solver for 2D lattice*".



La page des paramètres du calculateur "*band solver for 2D lattice*" apparaîtra :



En cliquant sur le bouton (*calculate*) et quand le calcul se termine, un diagramme de bande 2D apparaîtra (figure II. 25) :

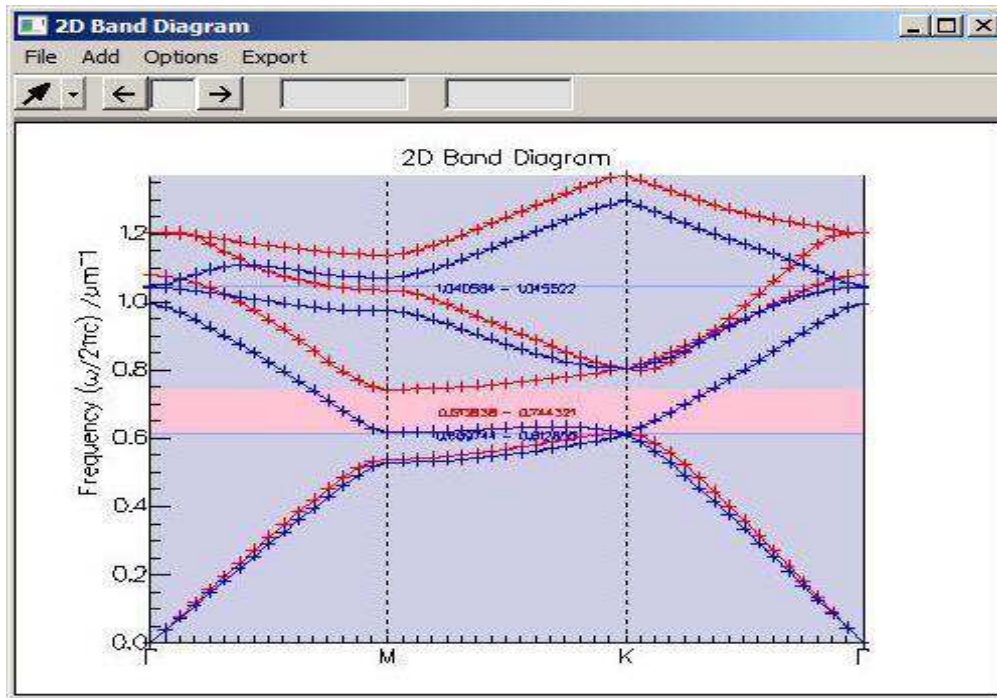


Figure II. 25: Illustration d'un diagramme de bande d'un cristal photonique 2D.

Les données de diagramme de bande (**la bande interdite TE, la bande interdite TM et la bande interdite TE/TM**) sont également montrées dans la fenêtre (*2D Band Gap Data*) :

2D Band Gap Data		
Frequency ($\omega/2.\pi.c$) / μm^{-1}		
TE Band Gaps		
1	0.539659	0.744321
TM Band Gaps		
1	0.529460	0.616339
TE/TM Band Gap Overlaps		
1	0.539659	0.616339

Dans cet exemple, il existe les deux types de bandes interdite (Bande **TE** qui s'étend de 0.539659 μm à 0.744321 μm et Bande **TM** qui s'étend de 0.529460 μm à 0.616339 μm) et aussi la Bande **TE/TM** (elle représente la Bande commune entre les deux Bandes TE et TM , elle s'étend de 0.539659 μm à 0.616339 μm).

II.4.4 CrystalWave et la non linéarité :

Par défaut, le calculateur FDTD traite des matériaux comme des milieux linéaires, prenant la relation entre le champ de déplacement \vec{D} et le champ électrique \vec{E} , pour être linéaire :

$$\vec{D} = \epsilon \vec{E}$$

Même chose pour la relation entre le champ magnétique \vec{B} et \vec{H} :

$$\vec{B} = \mu \vec{H}$$

Avec ϵ et μ représentent la constante diélectrique et la perméabilité respectivement. Cependant, le calculateur FDTD peut aussi étudier la non linéarité dans les matériaux diélectriques mais non magnétiques. Dans ce cas la relation entre le champ de déplacement \vec{D} et le champ \vec{E} peut s'écrire suivant la formule non linéaire suivante :

$$\vec{D} = \epsilon_0 (\epsilon \vec{E} + \chi^{(2)} \vec{E}^2 + \chi^{(3)} \vec{E}^3)$$

Où, $\chi^{(2)}$, $\chi^{(3)}$ indiquent la susceptibilité d'ordre 2 et d'ordre 3.

Pour permettre à un matériau d'être traité comme non linéaire dans les calculs FDTD, on doit définir la susceptibilité $\chi^{(2)}$ et $\chi^{(3)}$ en utilisant les paramètres **CHI2_CONST** et **CHI3_CONST** dans le fichier de la base de données des matériaux (**the materials database**) du logiciel CrystalWave.

Par exemple, si on veut mettre (**AlGaAs**) comme un matériau non linéaire en utilisant $\vec{D} = \epsilon_0 (\epsilon \vec{E} + \chi^{(2)} \vec{E}^2)$ avec $\chi^{(2)} = 4.3 \cdot 10^{-10} \text{ m/V}$, on doit ajouter les paramètres **CHI2_CONST** et **CHI3_CONST** à la définition du (**AlGaAs**) dans le fichier de la base de données comme suit :

```
//-----
// define AlGaAs(x) material
// x is Al content
BEGIN AlGaAs(x) // material name and template
ANAL_ALGAAS 20 0 // loads internal AlGaAs model after Adachi
CHI2_CONST 4.3e-10
CHI3_CONST 0

END
//-----
```

Un autre exemple, si on veut prendre le silicium comme un matériau non linéaire en utilisant $\vec{D} = \epsilon_0 (\epsilon \vec{E} + \chi^{(3)} \vec{E}^3)$ avec $\chi^{(3)} = 2.9 \cdot 10^{-10} \text{ m}^2/\text{V}^2$, on doit ajouter les paramètres **CHI2_CONST** et **CHI3_CONST** à la définition du (**Si**) dans le fichier de la base de données comme suit :


```
//-----
// define Silicon at 20 Celcius, x is ignored
BEGIN Si(x) // material name
ANAL_SILICON1 20 0 // loads internal Silicon model at 20 Celcius
CHI2_CONST 0
CHI3_CONST 2.9e-10
END
//-----
```

Donc, Pour qu'un matériau soit traité comme non linéaire dans les calculs FDTD, pour lequel les paramètres **CHI2_CONST** et **CHI3_CONST** sont définis dans le fichier de la base des données des matériaux intégré dans le logiciel **CrystalWave** (figure II. 26), on choisit le matériel dans la fenêtre "**FDTD Material Parameters**" puis on met le paramètre de non linéarité "**NonLinear**" à "**True**".

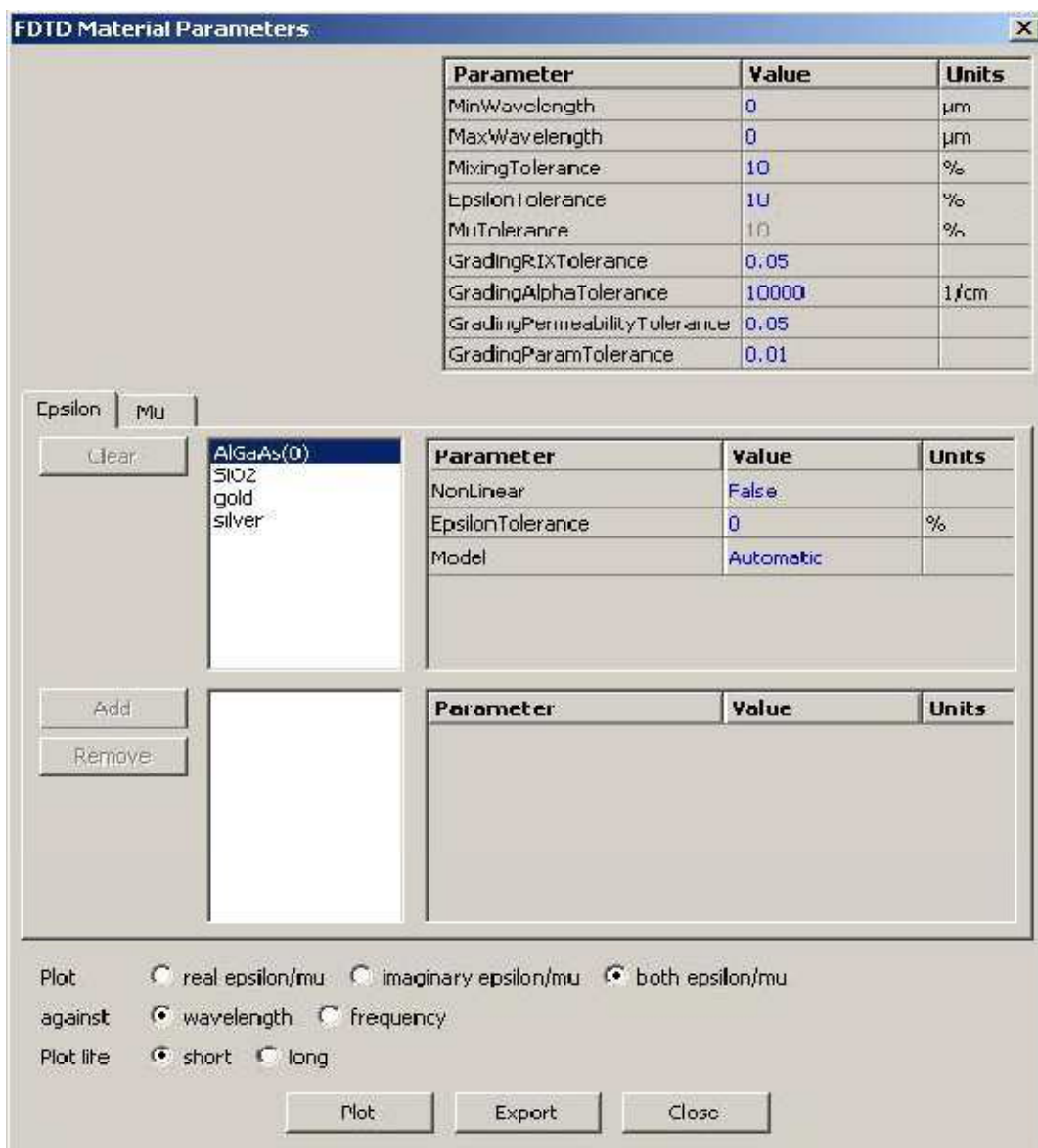


Figure II. 26 : Fenêtre "**FDTD Material Parameters**" pour l'activation de la non linéarité des matériaux.

II.4.5 Conclusion sur le logiciel "CrystalWave" :

Le logiciel de simulation **CrystalWave** est un simulateur de la société **PHONTON DESIGN**, Il est basé sur la méthode des différences finies dans le domaine temporel (FDTD). Il calcule le champ électromagnétique en fonction du temps et de l'espace dans une structure d'indice de réfraction donné en réponse à une excitation électromagnétique donnée. Ce logiciel est idéal pour l'étude de la propagation de la lumière dans des structures photoniques car il est caractérisé par une simplicité d'utilisation et une rapidité de calcul FDTD. Donc, il nous permet dans une durée très petite de concevoir une grande variété de structures à cristaux photoniques et de calculer des différentes quantités physiques désirées (Coefficient de transmission, Coefficient de réflexion, Intensité du champ, Facteur de qualité des cavités,... , etc).

II.5 Conclusion :

Etant donné le vif intérêt suscité par les matériaux à bandes interdites photoniques, des études se sont orientées sur la modélisation de ce type de structures périodiques. La méthode des différences finies dans le domaine temporel (FDTD) a été largement utilisée pour la modélisation de ce type de matériaux grâce à sa facilité d'implémentation. 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.

Dans la deuxième partie de ce chapitre, nous avons présenté les principes de base du fonctionnement du logiciel CrystalWave conçu par Photon Design. Puisque ce logiciel utilise dans ses calculs la méthode FDTD, il s'avère être un simulateur très adapté, aux études des systèmes optiques à base des cristaux photoniques. C'est pourquoi ce logiciel sera grandement employé dans la suite de ce travail, lorsque nous aborderons le chapitre suivant dédié aux études des démultiplexeurs (WDM) à cristaux photoniques bidimensionnels.

II. 6 Bibliographies :

- [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] A. HAFIANE, " Etude du couplage d'antennes imprimées par la méthode des différences finies et extraction du modèle électrique", Thèse de doctorat, Université de Marne La vallée, 10 mars 2003.

[14] Manual of CrystalWave simulator (PHOTON DESIGN) software, 546 pages, 2002-2011.

Chapitre III

Etude et simulation d'une nouvelle classe de démultiplexeurs (WDM)

III.1 Introduction :

L'étude de matériaux et dispositifs à bandes interdites photoniques a débuté en laboratoire en 1997 [1], avec l'objectif de travailler sur la modélisation et sur la caractérisation des propriétés optiques de ces structures. Les cristaux photoniques ont la capacité d'inhiber la propagation de la lumière dans certaines directions pour un domaine fréquentiel donné. Le cristal se comporte alors comme un miroir, et cette propriété est communément appelée Bande Interdite Photonique (BIP) [2]. Les applications potentielles des BIPs 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, démultiplexeurs [3]. Ce travail de thèse est dédié à l'étude de la fonction de démultiplexage par différentes structures à base des cristaux photoniques bidimensionnels.

Dans ce chapitre, nous allons partir d'un guide W1 (une seule rangée omise) à cristaux photoniques bidimensionnels, dans lequel le signal optique à contrôler se propage sur le mode fondamental du guide. Avec la modification des rayons des bords du guide en différentes sections, et pour une longueur d'onde particulière, le mode fondamental est couplé à un mode d'ordre supérieur, c'est le principe fondamental de filtrage de plusieurs longueurs d'ondes.

Une optimisation de ce démultiplexeur consiste à juxtaposer des défauts ponctuels parallèlement au guide de largeur variable pour aboutir à une interaction latérale des modes de cavité avec les modes du guide. Ce couplage permet d'extraire plusieurs fréquences se propageant dans le guide. Ces fréquences peuvent ensuite être redirigées, de manière directive, vers d'autres guides de sortie également juxtaposés à la cavité. Dans ce chapitre, nous allons aussi étudier l'accordabilité de la réponse optique des cristaux photoniques par la température. Dans la dernière partie de ce chapitre, une autre version d'un dispositif de filtrage est étudiée. Ce dispositif est basé sur le développement d'un composant de base pour l'optique intégrée dans une structure déconnectée d'un cristal photonique bidimensionnel, il s'agit d'un filtre basé sur l'insertion des résonateurs dans deux guides W1 d'une jonction Y, et l'utilisation des différents résonateurs créés en réduisant le rayon des différentes tiges d'un indice de réfraction élevé à proximité de ces derniers guides.

Dans l'ensemble de ces travaux, l'objectif est de concevoir un démultiplexeur tout optique de faible volume et capable de filtrer un maximum de longueur d'ondes. Différentes étapes de conception des démultiplexeurs optiques à base d'un cristal photonique bidimensionnel sont présentées. La méthode qui a été employée, pour la modélisation des CPs est la méthode FDTD-2D. De plus certains simulateurs ont été conçus pour faciliter cette tâche, parmi eux se

trouve le simulateur **CrystalWave** qui sera largement utilisé dans les simulations réalisées dans ce chapitre.

III.2 Définition d'un défaut rectiligne à CP-2D :

Les guides à cristaux photoniques sont obtenus en créant un défaut linéique dans le cristal. Au sein de ces défauts, des modes ayant une fréquence appartenant à la bande interdite photonique peuvent exister. Pour des cristaux photoniques bidimensionnels, un guide à cristal photonique peut être créé en écartant deux demi-plans de cristaux photoniques (figure III. 1). Les guides à rangées manquantes, orientés dans les directions de symétrie du cristal photonique, constituent une des principales catégories de guides à cristaux photoniques. L'écart entre les deux demi-plans, la direction cristallographique et la symétrie des deux bords permettent de définir un guide à cristal photonique.

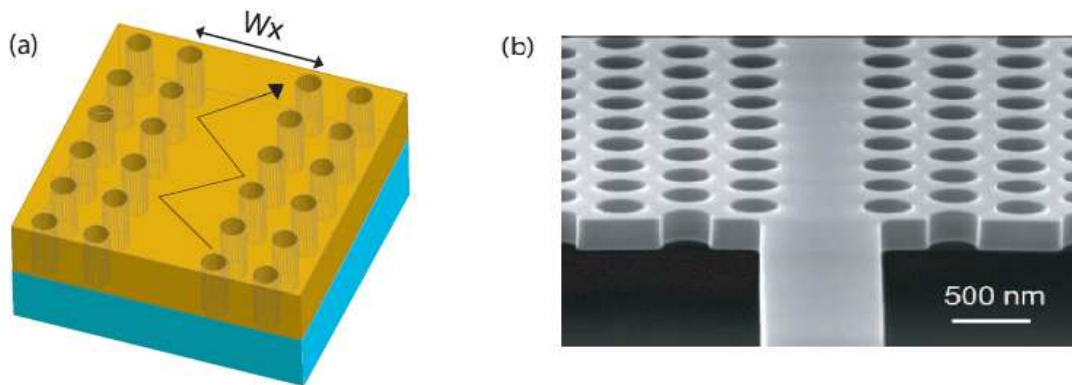


Figure III. 1 : (a) Représentation schématique d'un guide d'onde de largeur W_x a base d'un CP-2D planaire. La lumière est confinée verticalement par contraste d'indice et horizontalement par le cristal photonique. (b) Image MEB d'un guide a cristal photonique sur membrane de silicium et de son guide d'accès [4].

La largeur des guides à cristaux photoniques est caractérisée par l'écartement entre les deux régions à cristaux photoniques. Cet espacement est souvent donné en termes de rangées manquantes du CP bidimensionnel. Un guide "W1" correspond à un cristal 2D ayant une rangée manquante. Pour un cristal hexagonal, cette rangée étant généralement dans la direction Γ -K qui est celle qui minimise la distance entre deux trous. L'espacement est alors $a\sqrt{3}$ ou a est la période du CP. La figure III. 1 (b) présente un guide à cristal photonique W1 sur une membrane de silicium [4].

III.3 Etude du phénomène du couplage des modes propagés dans les guides à CPs :

III.3.1 Diffraction de Bragg et couplage de modes :

Le guidage planaire est réalisé par une couche d'indice optique plus élevé entre deux milieux d'indice plus faible. En termes d'optique géométrique, une onde qui se propage dans le guide avec un angle suffisamment faible subit des réflexions totales internes aux interfaces du guide. Alors, du fait de l'invariance en translation du guide, les ondes réfléchies successivement doivent vérifier une condition d'interférence constructive.

Le guide en cristal photonique n'est pas invariant par une translation continue dans la direction de propagation : les modes guidés voient une modulation périodique de la constante diélectrique des bords du guide. Par analogie avec la physique des solides, la structure de bandes peut donc être repliée dans la première zone de Brillouin, entre $k = 0$ et $k = \pi/a$.

Ce repliement a pour conséquences l'introduction de croisement et d'anti-croisements des relations de dispersion.

Ce paragraphe est consacré à l'origine physique de cet effet, qui n'est autre que la diffraction de Bragg. Puisque les cristaux photoniques sont des structurations périodiques de l'indice optique d'un matériau à l'échelle de la longueur d'onde, donc il est légitime de parler de la diffraction. Ce phénomène de diffraction est utilisé pour contrôler la lumière. On distingue deux types de couplages des modes : le couplage des modes en bord de la zone de Brillouin, et le couplage des modes à l'intérieur de la zone de Brillouin.

a. Couplage des modes en bord de la zone de Brillouin :

Pour étudier le phénomène de propagation dans un réseau, il suffit de suivre l'évolution du vecteur d'onde k sur les cotés de la zone de Brillouin pour atteindre les extrema de $\omega(k)$.

On peut alors tracer le diagramme de bande $\omega = f(k)$ qui représente les variations des fréquences permises dans le réseau en fonction de la projection du vecteur d'onde suivant les directions de haute symétrie de celui-ci.

En bord de zone de Brillouin, c'est-à-dire en $k = \pi/a$, on observe sur les relations de dispersion de chacun des modes guidés supportés par le guide l'ouverture d'une mini-bande interdite photonique. Il s'agit de l'analogie de la bande interdite photonique pour un cristal massif c'est-à-dire sans défaut. Le mode se propageant dans un guide en cristal photonique bidimensionnel rencontre des interfaces successives qui réfléchissent une partie du champ, générant ainsi un mode contrapropagatif de même ordre. A la fréquence centrale de la mini-bande interdite, les réflexions successives sont en phase, ce qui implique que la transmission d'un guide pour cette fréquence particulière et pour le mode concerné est nulle.

Une autre façon équivalente de décrire cet effet est de parler en termes de couplage de modes : le mode propagatif du guide, de constante de propagation $k = \beta_r^+$, est couplé au mode contrapropagatif, de constante de propagation $k = \beta_r^-$, par un vecteur du réseau réciproque du cristal photonique constituant les bords du guide (figure III. 2.a).

b. Couplage des modes à l'intérieur de la zone de Brillouin :

Une mini-bande interdite analogue s'ouvre également pour des guides multimodes symétriques (respectivement anti-symétriques) à l'intérieur de la zone de Brillouin, c'est-à-dire pour $0 < k < \pi/a$, lorsque les relations de dispersion de deux modes de parité identique (respectivement différente) se croisent. La périodicité des bords du guide couple cette fois-ci, toujours par diffraction de Bragg, deux modes d'ordre différent, le plus souvent contrapropagatif. Cela se traduit également en termes de couplage de constantes de propagations de ces deux modes par l'intermédiaire d'un vecteur du réseau réciproque (figure III. 2.b).

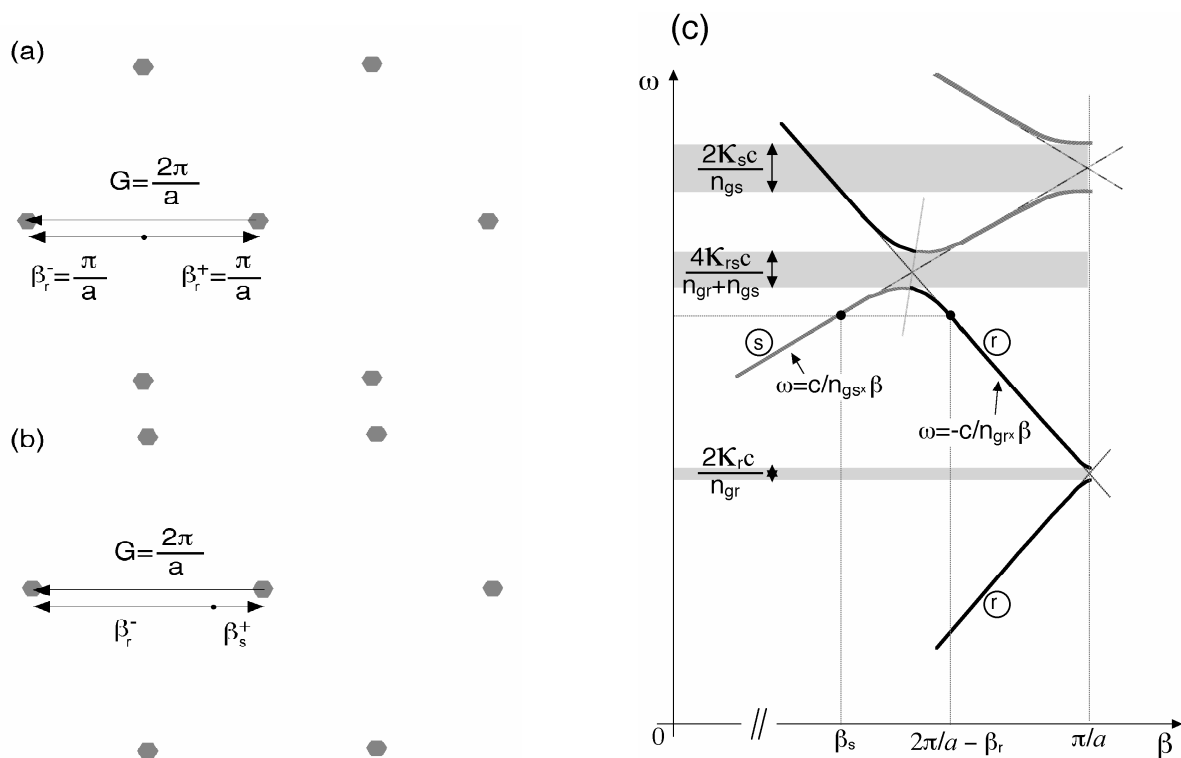


Figure III. 2 : Représentation graphique de la condition de Bragg (a) pour deux modes de même ordre dont l'un est propagatif et l'autre est contrapropagatif (b) pour deux modes d'ordre différents et contrapropagatifs (c) schéma de la relation de dispersion correspondant aux deux types de couplage précédents [5].

Pour éclaircir le phénomène du couplage des modes, on présente une vue agrandie de ce dernier en bord et à l'intérieur de la zone de Brillouin [4] (voir figure III. 3) :

Dans la figure (III. 3. b), à l'intérieur de la zone de Brillouin on remarque le couplage de deux modes d'ordres différents et de parité identique (impair).

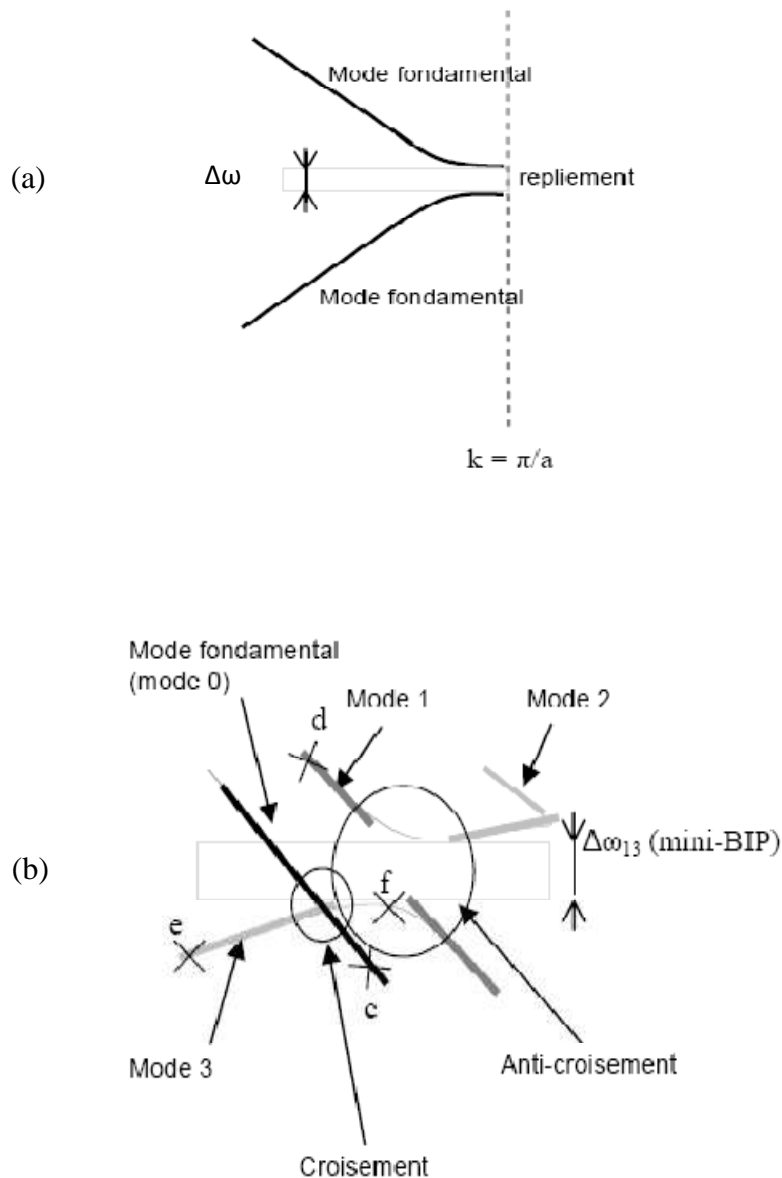


Figure III. 3 : Couplage du mode fondamental propagatif et du mode fondamental contrapropagatif au bord de la zone de Brillouin (a). Couplage des modes d'ordre 1 et d'ordre 3 à l'intérieur de la zone de Brillouin (b) [4].

III.3.2 Théorie de couplage des modes :

En considérant que " y " est le sens de propagation et " x " est le sens perpendiculaire à " y ". Le phénomène de couplage de modes est très bien décrit par la théorie des modes couplés [6,7], au voisinage de la fréquence de couplage, il ya coexistence du mode incident se propageant vers l'avant avec la constante de propagation β_r et du mode réfléchi se propageant en sens opposé avec la constante de propagation $-\beta_s$. Le champ électrique s'écrit comme une superposition de ces deux modes :

$$E(x, y) = \underbrace{R(y)E_r(x)e^{-i\beta_r y}}_{\text{mode incident}} + \underbrace{S(y)E_s(x)e^{+i\beta_s y}}_{\text{mode réfléchi}} \quad (\text{III.1})$$

La constante diélectrique peut être décomposée en la somme d'une partie invariante par translation dans la direction de propagation y et d'une perturbation périodique en y :

$$\epsilon(x, y) = \epsilon_0(x) + \underbrace{\sum_{\substack{p=-\infty \\ p \neq 0}}^{+\infty} g_p(x) e^{\frac{i2\pi p y}{a}}}_{\text{perturbation périodique}} \quad (\text{III.2})$$

C'est la première composante de Fourier ($p=\pm 1$) qui est à l'origine du couplage contrapropagatif lorsque la condition de Bragg du premier ordre est vérifiée ($\beta_R^0 + \beta_S^0 = \frac{2\pi}{a}$).

Au voisinage de la fréquence de couplage, les amplitudes du mode incident $R(y)$ et du mode réfléchi $S(y)$ sont liées par des équations couplées faisant intervenir une constante de couplage κ .

$$\begin{cases} \frac{dR}{dy} = -i\delta_r R - i\kappa S \\ \frac{dS}{dy} = +i\kappa R + i\delta_s S \end{cases} \quad (\text{III.3})$$

La constante de couplage qui est liée au recouvrement du champ de chacun des modes (R) et (S) s'écrit :

$$\kappa = \frac{k_0^2}{4\beta_0} \int_{-\infty}^{+\infty} g_1(x) E_r(x) E_s^*(x) dx \quad (\text{III.4})$$

Avec

- ω_0 : fréquence du couplage.
- β_0 : constante de propagation au couplage.
- g_1 : amplitude de la première composante de Fourier de la constante diélectrique.
- δ_r : désaccord du mode (R) par rapport à la condition de Bragg $\delta_r = \beta_0 - \beta_r$.
- δ_s : désaccord du mode (S) par rapport à la condition de Bragg $\delta_s = \beta_0 - \beta_s$.

III.3.3 Conséquences de la présence des mini-bandes interdites :

Du point de vue de la réalisation des fonctions de traitement optique de l'information, les guides multimodes à cristaux photoniques et leurs mini-bandes interdites ont leur carte à jouer. Les mini-bandes interdites sont avant tout des régions de couplage entre les modes de nature souvent très différente : les modes d'ordre peu élevé, comme le mode fondamental, qui sont des modes propagatifs à faibles pertes et des modes d'ordre plus élevé, plus particulièrement ceux dont le guidage n'est assuré que par la réflexion de Bragg. Ces derniers modes ont une grande composante transverse de leur vecteur d'onde k_x , (figure III. 4).

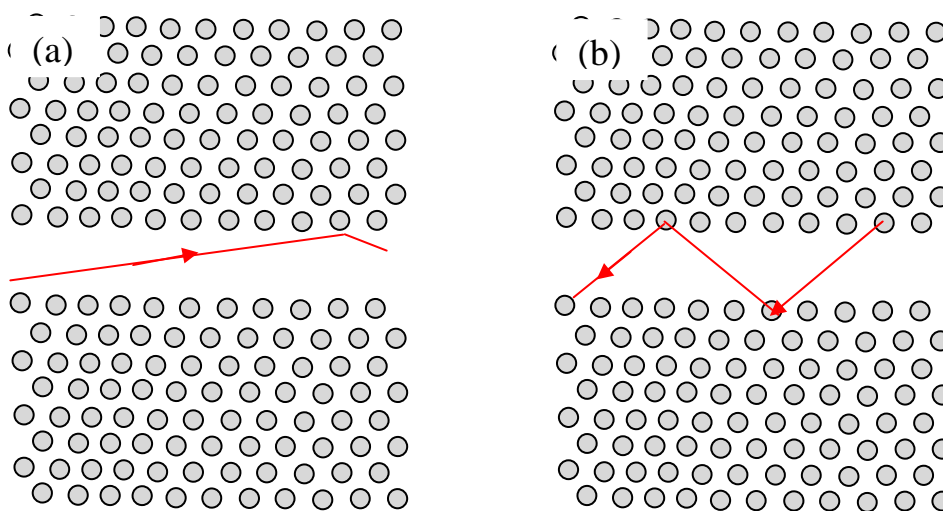


Figure III. 4 : Vision schématique en tracé de rayons de la propagation (a) d'un mode d'ordre peu élevé et (b) d'un mode d'ordre élevé contra-propagatif.

L'anti-croisement est un point singulier qui présente à la fois un avantage et un inconvénient. En effet, à ce point, la vitesse de groupe faible voire nulle en bord d'anti-croisement accroît l'interaction entre l'onde et la zone active ce qui favorise l'émission laser [8, 9, 10], par contre

le déconfinement du mode optique va à l'encontre de l'effet laser. **Donc, au niveau des bords de cette mini-BIP, nous noterons les caractéristiques suivantes : le profil spatial du mode est une combinaison des deux modes couplés, ce qui entraîne un déconfinement de l'un des modes couplés, une annulation et une inversion du signe de la vitesse de groupe.** Par exemple, on peut tirer profit du déconfinement du mode à l'anti-croisement, pour démultiplexer les fréquences correspondant à l'anti-croisement [11]. Donc, les phénomènes du couplage des modes et de la diffraction de Bragg dans les guides à cristaux photoniques donnent la possibilité d'extraire des longueurs d'ondes bien précises dans un flux des données. On conclut que, le couplage des modes et l'apparition des mini-bandes interdites peuvent expliquer le principe de fonctionnement d'un extracteur de longueur d'onde.

III.3.4 Influence de la position de la mini-bande interdite par la modification de la largeur du guide d'onde :

Le couplage entre deux modes d'ordres supérieurs mode R et mode S se produit à une fréquence déterminée par la condition de Bragg entre les deux vecteurs de propagation des deux modes guidés. Il s'agit de la fréquence centrale de la mini-bande interdite, définie par la relation suivante :

$$\beta_R^0 + \beta_S^0 = \frac{2\pi}{a} \quad (\text{III.5})$$

Si l'on cherche à traiter des canaux à plusieurs longueurs d'onde différentes, il faut agir sur la fréquence centrale de la mini bande interdite. Les relations de dispersion des modes dépendent du guide et en particulier de sa largeur. Plus l'ordre du mode est élevé, plus la variation de la relation de la dispersion est importante. Ceci est illustré sur la figure III. 5 pour les modes guidés fondamental et d'ordre 5 du guide $W3^KA$, et pour une modification de 5% de la largeur bord à bord du guide (de " $W3,1^KA$ " : 3,1 rangées manquantes de trous à " $W2,9^KA$ " : 2,9 rangées manquantes de trous) [5].

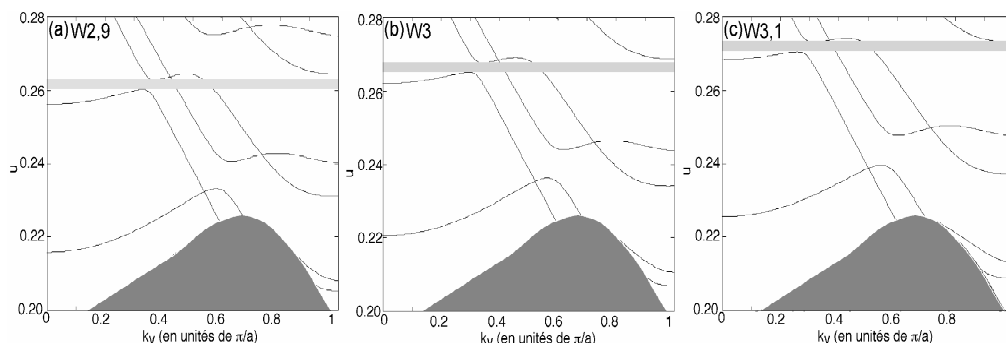


Figure III. 5 : Evolution des relations de dispersion pour le mode fondamental et le mode d'ordre élevé pour des guides de largeur différente : $W3,1^KA$, $W3^KA$ et $W2,9^KA$ [5].

III.3.5 Extraction sélective du mode d'ordre élevé par l'amincissement de l'un des bords du guide :

Plus l'ordre du mode est élevé, plus le mode est étalé dans les bords du guide, son confinement ne repose plus que sur la réflexion de Bragg. Donc, la pénétration du mode d'ordre plus élevé est plus importante que celle du mode d'ordre moins élevé.

En amincissant, l'un des bords du guide, les fuites latérales du mode d'ordre élevé, moins confiné augmentent plus rapidement que celles du mode fondamental. L'ouverture de ce canal de fuite latéral permet donc de récupérer avec une très bonne sélectivité l'énergie contenue dans les modes d'ordre élevé.

En créant un guide d'onde multimode dans un cristal photonique bidimensionnel, la position de la mini-bande interdite varie :

- Soit par la modification, par saut, de la largeur du guide (figure III. 6.a).
- Soit par la modification de la période (figure III. 6.b).
- Soit par la modification du facteur de remplissage en air du cristal photonique (figure III. 6.c).

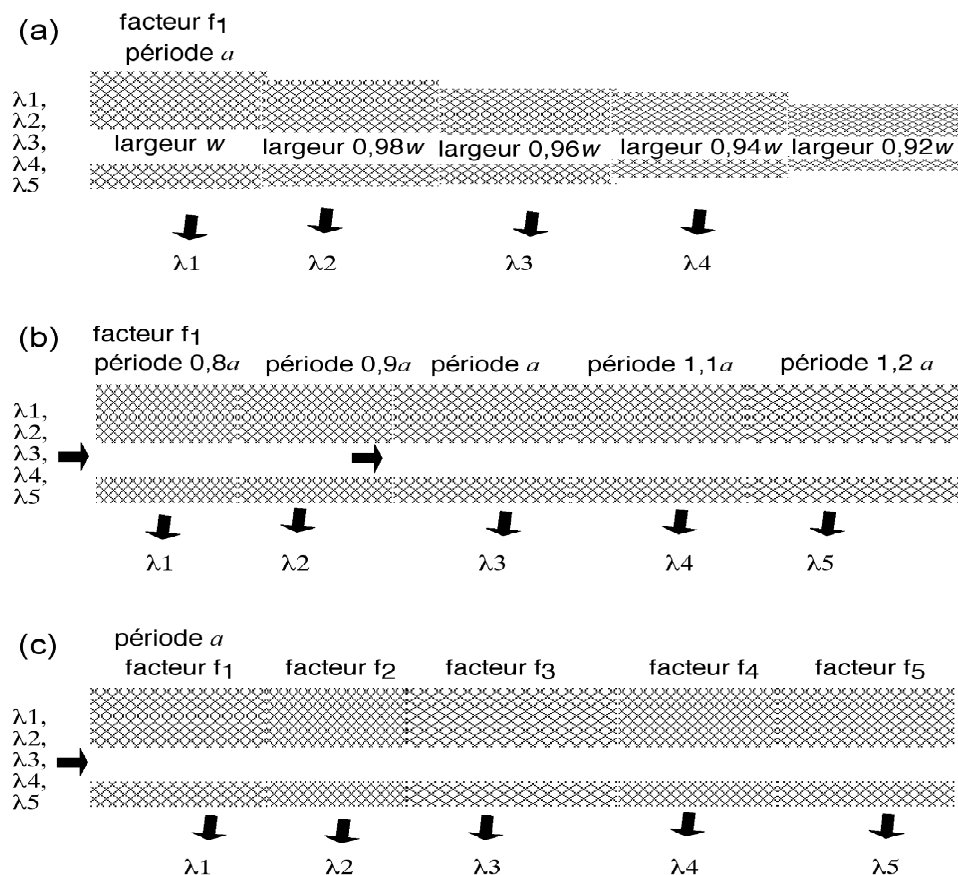


Figure III. 6 : Schéma du principe d'un WDM reposant sur un guide à cristaux photoniques : (a) de largeur variable, (b) de période variable, (c) de facteur de remplissage en air variable.

- Soit par la modification des rayons des trous des deux bords du guide. Donc, avec ce principe, on réalise un guide d'onde à largeur variable (figure III. 7).

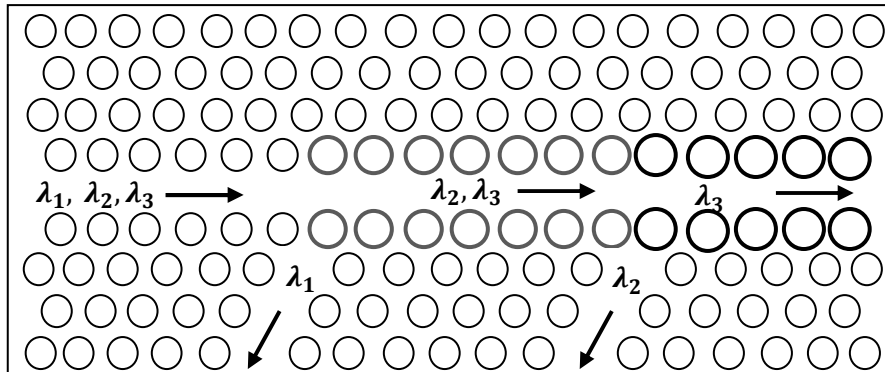


Figure III. 7 : Schéma du principe d'un WDM reposant sur un guide à cristaux photoniques de largeur variable. La variation de la largeur du guide se fait par la modification des rayons des trous des deux bords du guide d'onde.

Ce dernier, est le principe fondamental de notre démultiplexeur qui sera expliqué dans les prochains paragraphes.

III.4 Etude d'un guide d'onde (W1) à CPs-2D :

III.4.1 L'outil numérique de simulation disponible :

Le logiciel que nous avons exploité pour modéliser les structures par la méthode des différences finies est nommé "CrystalWave" développé par **PHOTON DESIGN** comme il a été décrit dans le chapitre précédent.

CrystalWave est un logiciel de simulation des cristaux photoniques bidimensionnels. Il est basé sur la méthode des différences finies dans le domaine temporel (FDTD-2D et 3D) basée sur la discrétisation spatiale et temporelle des équations de Maxwell, idéal pour calculer la transmission et la réflexion des différentes structures à cristaux photoniques excitées par différents types de sources (par exemple: la source gaussienne) et produire des diagrammes de bande des structures à cristaux photoniques 2D à l'aide du calculateur "Band Solver" implémenté dans le logiciel. A deux dimensions, il est nécessaire de considérer deux directions de propagation différentes : TE (avec le champ E perpendiculaire à l'axe des trous) et TM (où E est parallèle à l'axe des trous).

Notre travail est orienté vers l'optimisation de la fonction de démultiplexage à l'aide des structures à cristaux photoniques bidimensionnels.

Pour espérer parvenir au but, il faut avoir une stratégie et donc une bonne compréhension des mécanismes du contrôle de la lumière dans les cristaux photoniques.

Pour ce faire, on a pensé d'aborder notre étude par l'utilisation d'un défaut linéaire c'est-à-dire un guide d'onde pour séparer les différentes longueurs d'ondes d'un faisceau lumineux véhiculé par le mécanisme de diffraction de Bragg dans un guide à cristaux photoniques bidimensionnels.

La première structure que nous avons utilisé est un cristal photonique 2D représenté par une maille triangulaire composée de trous d'air ($n=1$) de formes cylindriques périodiques gravés dans un milieu diélectrique (InP) d'indice de réfraction ($n=3,18$) de $16,5 \mu\text{m}$ de longueur et $6,5 \mu\text{m}$ de largeur. Le cristal photonique possède une période de ($a=0,380\mu\text{m}$) et le rayon des trous d'air vaut ($r=0,130\mu\text{m}$). Ces paramètres utilisés (Dimensions de la structure, période, rayon des trous d'air, indice de réfraction) sont prises de l'article [12] et avec ces paramètres, le cristal photonique initial présente une bande interdite TE ($1,274225\mu\text{m}-1,646158\mu\text{m}$) qui permet d'interdire la propagation de la bande fréquentielle de télécommunications optiques comme il sera montré dans le paragraphe suivant. Une illustration de cet échantillon est donnée à la figure III. 8.

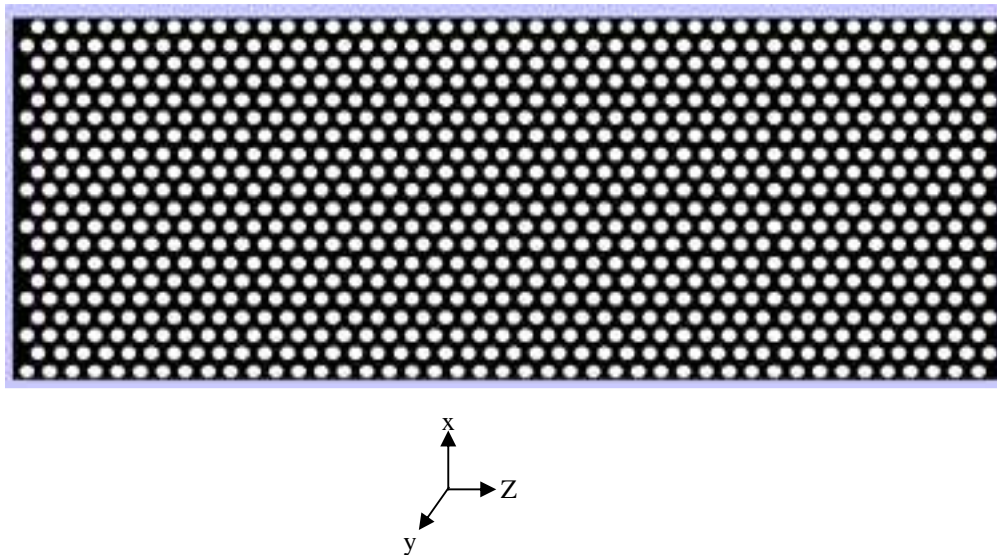


Figure III. 8 : Représentation de la structure initiale du cristal photonique.

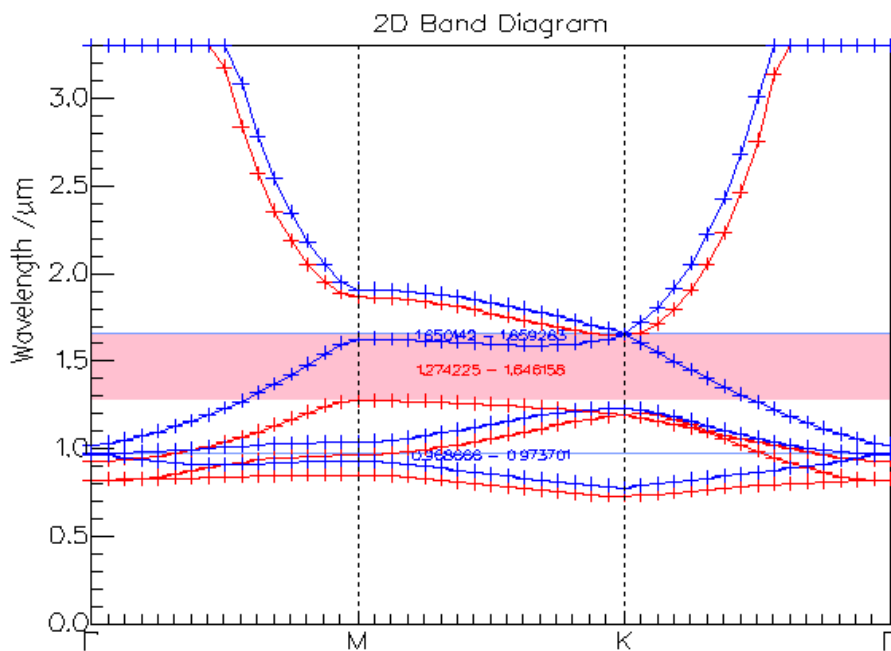


Figure III. 9 : Représentation du diagramme de bande de la structure initiale du cristal photonique bidimensionnel.

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_z, H_y) , 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_z, E_y) .

La figure III. 9 représente les diagrammes de bande d'une structure connectée (Des trous d'air ($n=1$) gravés dans un matériau d'InP ($n=3,18$)) excitée par une source gaussienne qui présente son maximum à la longueur d'onde centrale $\lambda=1,55\mu\text{m}$, suivant la polarisation TE. Comme il est illustré dans la figure III. 9, une large bande interdite photonique ($1,274225\mu\text{m} - 1,646158\mu\text{m}$) pour la polarisation TE est obtenue. Cette bande interdite est accompagnée avec deux bandes TM très étroites : ($1,650142\mu\text{m} - 1,659263\mu\text{m}$) et ($0,968666\mu\text{m} - 0,973701\mu\text{m}$).

III.4.2 Un guide mono-rangée (W1) :

Le guidage de la lumière par défauts linéaires dans les cristaux photoniques bidimensionnels constitue actuellement un des domaines les plus étudiés des cristaux photoniques. Dans ce paragraphe nous allons nous intéressons au guidage le long d'un défaut réalisé dans un cristal triangulaire de trous d'air lorsqu'une rangée de trous est omise dans la direction ΓK de la première zone de Brillouin. Un tel guide est couramment appelé W1. Une illustration du guide considéré dans notre travail est donnée à la figure III. 10.

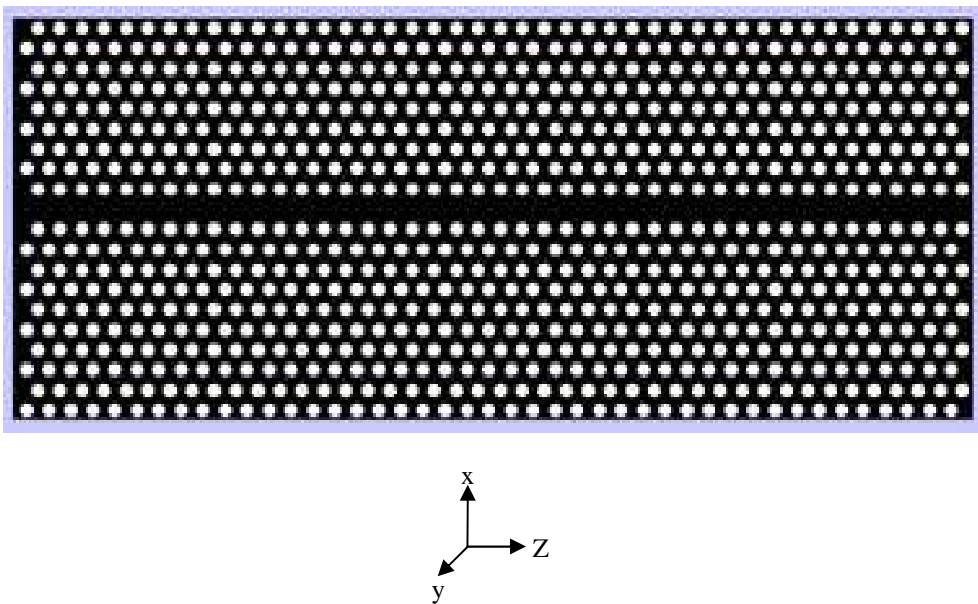


Figure III. 10 : Illustration d'un guide d'onde W1 à cristal photonique bidimensionnel.

III.4.3 Influence du rayon des trous des bords du guide d'onde sur la transmission :

La structure que nous proposons est représentée sur la figure III. 11. Le guide en question est gravé dans un réseau triangulaire de trous d'air, ses deux bords sont formés des trous d'air de rayon (R). La modification du (R), modifie les propriétés optiques du guide.

Le coefficient de Transmission de ces structures a été estimé par une simulation FDTD-2D. La simulation utilisée n'a pour but que de montrer l'influence des trous des bords du guide

d'onde sur le guidage d'une impulsion gaussienne injectée à l'entrée du guide. Pour chaque valeur donnée au rayon (R), les structures obtenues présentent des spectres différents. La bande de fréquence issue du guide est très sensible à l'augmentation du rayon (R). Pour quantifier cette influence plus précisément, la simulation FDTD a déterminé le décalage des fréquences en fonction de (R). Nous avons considéré les rayons suivants : $R=0,25 \mu\text{m}$, $R=0,26\mu\text{m}$, $R=0,29\mu\text{m}$, $R=0,30\mu\text{m}$, $R=0,31\mu\text{m}$, $R=0,33\mu\text{m}$, et $R=0,35\mu\text{m}$. Avec l'augmentation des rayons des trous bordant le guide, on remarque que, les bords de bandes se déplacent vers les basses longueurs d'ondes (figure III. 13). Donc, on conclut que plus on augmente les rayons des trous des bords du guide d'onde à cristaux photoniques bidimensionnels, plus les longueurs d'ondes à la sortie de ce guide seront décalées vers les petites valeurs et ceci dû à la périodicité de l'indice de réfraction et au mécanisme de propagation qui est la diffraction de Bragg au lieu de la réflexion totale comme dans les guides classiques et les fibres optiques.

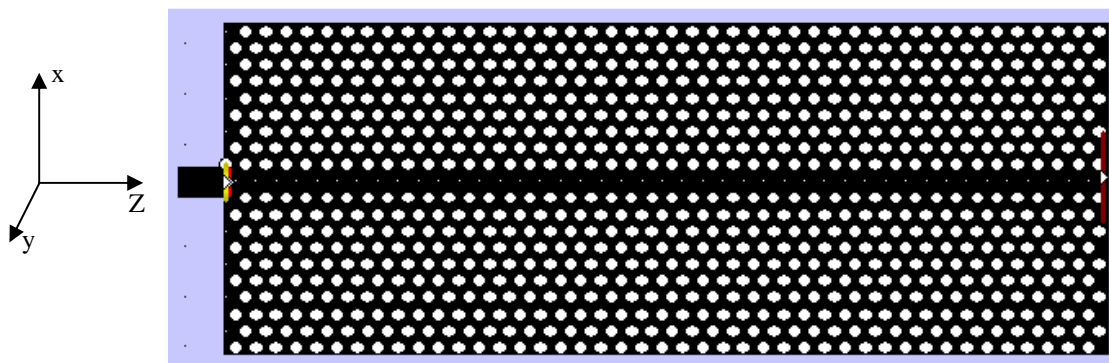


Figure III. 11 : Modification du rayon des trous des bords du guide d'onde W1.

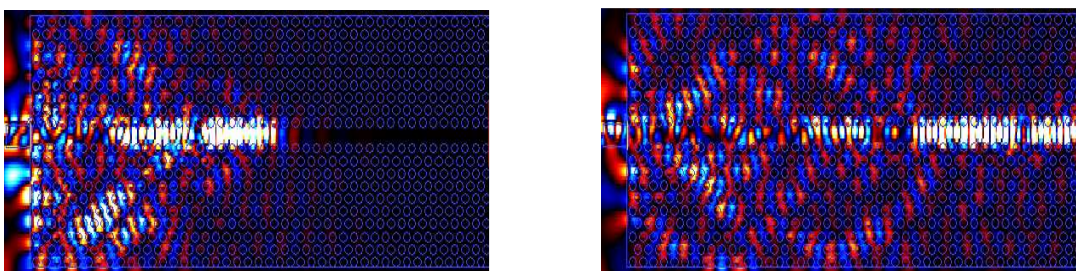


Figure III. 12 : Illustration de la propagation du champ à deux instants différents.

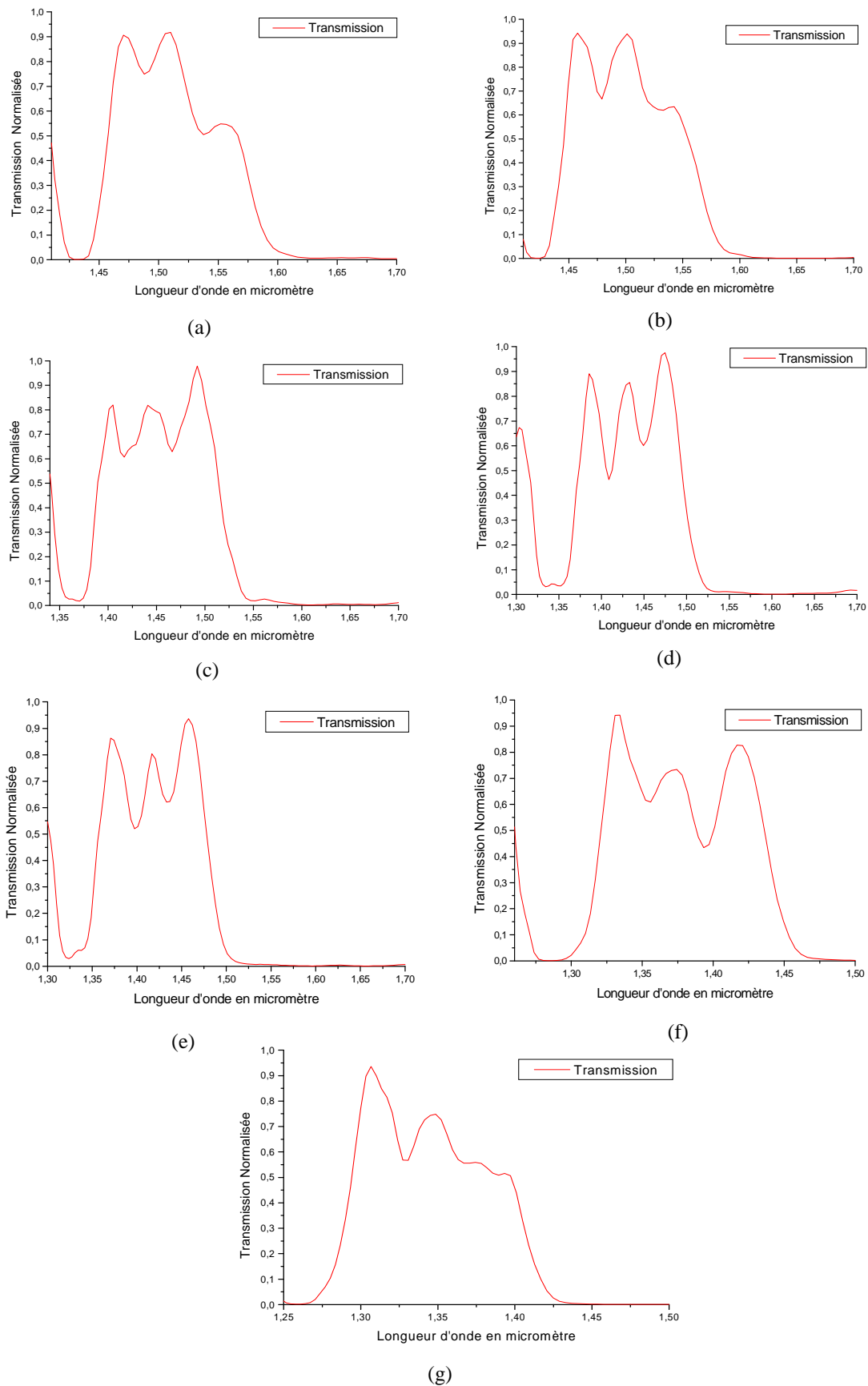


Figure III. 13 : Illustration de l'influence du rayon des trous des bords du guide W1 sur la bande de fréquence transmise. (a) pour $r=0.25\ \mu\text{m}$, (b) pour $r=0.26\ \mu\text{m}$, (c) pour $r=0.29\ \mu\text{m}$, (d) pour $r=0.3\ \mu\text{m}$, (e) pour $r=0.31\ \mu\text{m}$, (f) pour $r=0.33\ \mu\text{m}$, (g) pour $r=0.35\ \mu\text{m}$.

III.5 Conception d'un dispositif WDM de sept longueurs d'ondes :

Une fonction particulièrement importante d'optique intégrée qui pourrait être réalisée avec des cristaux photoniques : le multiplexage en longueur d'onde (WDM, Wavelength Division Multiplexing). Le but est d'extraire des longueurs d'onde bien précises dans un flux de données. Ce dispositif sera conçu en utilisant un guide d'onde W1 créé dans un cristal photonique bidimensionnel. Pour cette raison plusieurs simulations ont été faites afin de concevoir un filtre capable de séparer sept longueurs d'ondes simultanément et appartient à la bande de fréquence de télécommunications optiques.

III.5.1 Description du principe du fonctionnement d'un démultiplexeur en longueur d'onde à base du guide d'onde (W1) à CP-2D :

Nous présentons un concept de démultiplexeur en longueur d'onde suivant lequel un signal se propageant sur le mode fondamental d'un guide en cristal photonique multimode est couplé à un mode d'ordre supérieur, le couplage ayant lieu à une fréquence variable par gradation des paramètres du guide, il permet un contrôle de la longueur d'onde d'un signal optique en n'en prélevant qu'une faible fraction.

Les propositions de démultiplexeurs à cristaux photoniques sont nombreuses. Cette fonction peut être réalisée avec des cavités très petites (quelques périodes) [13,14]. Une autre réalisation qui est la plus exigeante tend à favoriser le couplage entre la cavité et le guide, elle est connue par la fonctionnalité "add-drop" [15]. Nous nous intéressons ici à une fonctionnalité de filtrage partiel d'un faisceau de plusieurs longueurs d'onde, en utilisant les guides en cristaux photoniques multimodes [16,17] qui sont caractérisés par un mécanisme très spécifique de propagation des modes qui est la diffraction de Bragg et le phénomène du couplage des modes.

Le principe de notre démultiplexeur proposé est de se servir du couplage par diffraction de Bragg entre un mode fondamental rapide pour la propagation du signal et un mode d'ordre supérieur, lent, pour l'extraction latérale du signal. Le guide à cristaux photoniques (CP) "W1" est formé d'une rangée de trous manquante. Comme il a été expliqué dans les paragraphes précédents, le couplage des modes engendre des mini-bandes interdites ce qui favorise le déconfinement des modes d'ordre supérieur.

Comme nous allons voir dans les prochains paragraphes, il suffit de diminuer la largeur d'un guide W1 en augmentant légèrement le rayon des trous formant les parois de ce dernier. La longueur du guide en nombre de trous est divisée en sept sections, chaque section comprend un nombre de trous bien défini et prend un rayon supérieur à celui de la section précédente. C'est une variation par saut de rayon des trous : une longueur d'onde donnée est alors filtrée

dans une section donnée parce que le couplage au mode d'ordre supérieur n'a lieu que dans cette section-là, et la paroi affinée laisse la lumière du mode d'ordre supérieur sortir latéralement, alors que le guidage du mode fondamental reste très robuste à toutes les longueurs d'onde restantes.

Un exemple d'un guide d'onde de largeur variable est donné dans la figure III. 14. La largeur du guide d'onde est variée en augmentant le rayon des trous des bords du guide en trois sections : la première section est représentée par les trous en **jaune** avec un rayon **R1**, la deuxième section est l'ensemble des trous en **vert** avec un rayon **R2**, et la troisième section est indiquée par les trous en **bleu** avec un rayon **R3**.

La largeur du guide $W1$ est diminuée si la condition suivante est vérifiée : $R1 < R2 < R3$.

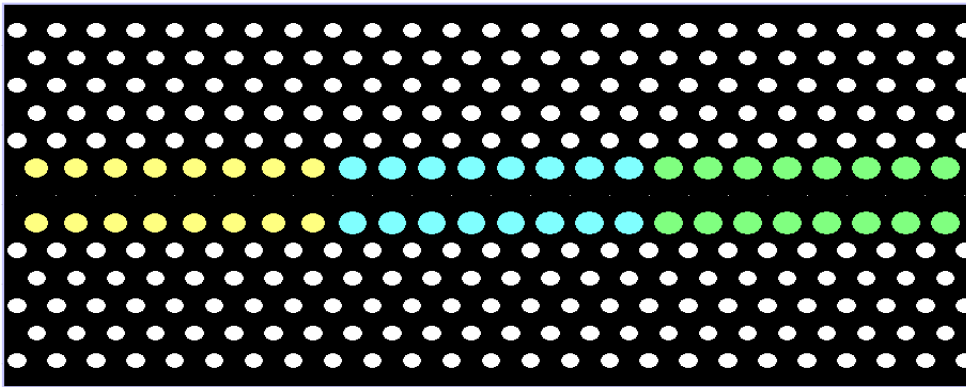


Figure III. 14 : Illustration d'un guide d'onde de largeur variable obtenu par une augmentation partielle des trous de ses bords en trois sections présentées par les couleurs : jaune, bleu et vert.

Pour éclaircir le principe de filtrage des longueurs d'ondes par l'augmentation des rayons des trous des bords d'un guide $W1$, nous donnerons par la suite trois exemples de démultiplexeurs capables de filtrer trois, quatre, et cinq longueurs d'ondes.

Le premier exemple est donné dans la figure III. 15 qui présente un filtre de trois longueurs d'ondes. Ce filtre est conçu par un cristal photonique de réseau triangulaire de trous d'air de rayon ($R=0,13\mu\text{m}$) gravés dans un diélectrique d'InP d'indice de réfraction ($n=3,18$), le pas utilisé est ($a= 0,380\mu\text{m}$). Les rayons des trous des bords du guide est modifiés en trois sections, section1 : trous de rayon $R1=0,130\mu\text{m}$, section2 : trous de rayon $R2=0,145\mu\text{m}$ et section3 : trous de rayon $R3=0,175\mu\text{m}$. Deux guides d'onde sont mis latéralement afin de collecter les longueurs d'onde filtrées. Cette structure est excitée par une source gaussienne qui présente son maximum à la longueur d'onde centrale $\lambda=1,55\mu\text{m}$, suivant la polarisation TE.

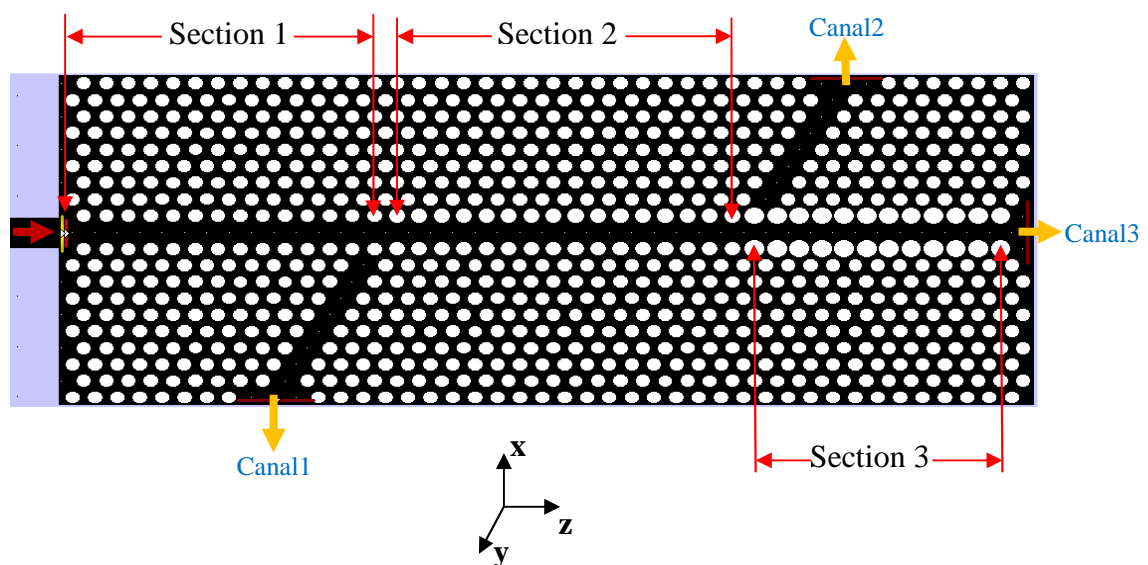


Figure III. 15 : Illustration d'un filtre de trois longueurs d'ondes à base d'un guide d'onde en cristal photonique 2D.

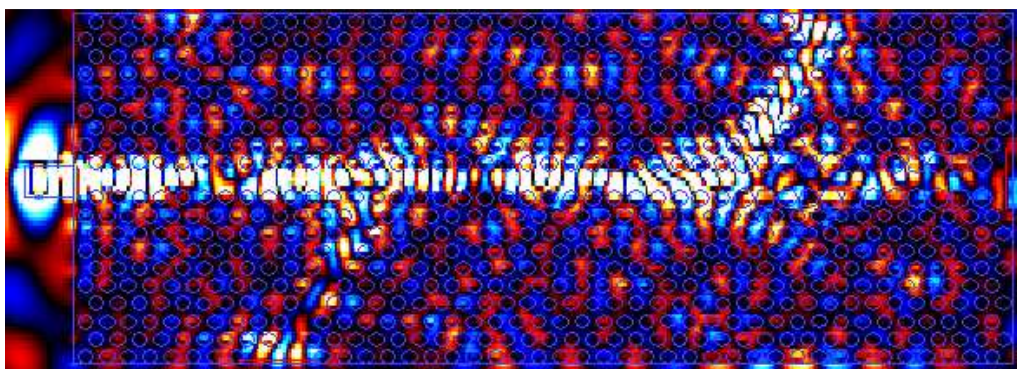


Figure III. 16 : Illustration de la répartition du champ électrique E_x dans la structure présentée dans la figure III. 15.

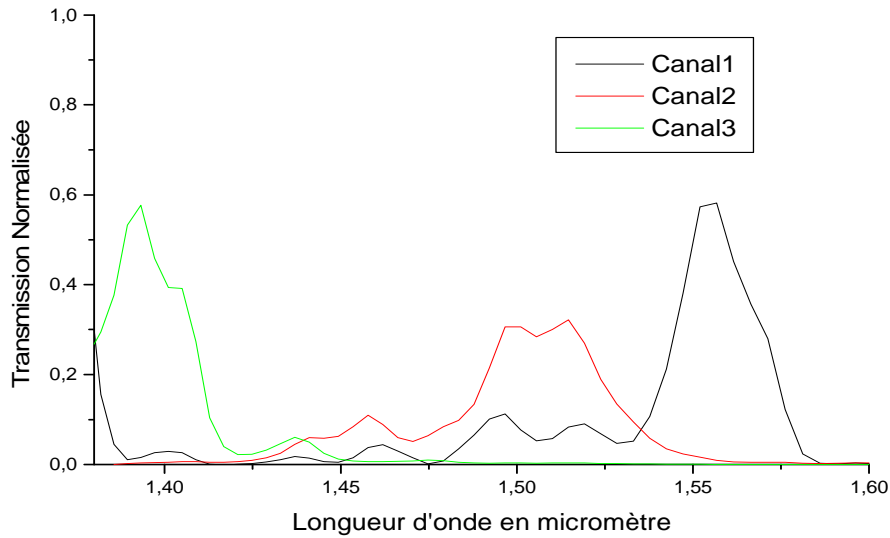


Figure III. 17 : Illustration des longueurs d'ondes filtrées par la structure présentée dans la figure III. 15.

Les longueurs d'ondes démultiplexées sont indiquées dans le tableau suivant :

Longueur d'onde en (μm)	Rendement de transmission en (%)
$\lambda_1=1,556\mu\text{m}$	58%
$\lambda_2=1,500\mu\text{m}$	30%
$\lambda_3=1,390\mu\text{m}$	58%

Tableau III. 1 : Les résultats de simulation FDTD-2D du démultiplexeur de trois longueurs d'ondes illustré dans la figure III. 15.

Le deuxième exemple est un autre filtre conçu à base du cristal photonique précédent. Le composant étudié capable de démultiplexer quatre longueurs d'ondes. Ce composant est obtenu en augmentant progressivement le rayon des trous des bords du guide en quatre sections, section1 : trous de rayon $R_1=0,130\mu\text{m}$ (rayon de toute la structure), section2 : trous de rayon $R_2=0,140\mu\text{m}$, section3 : trous de rayon $R_3=0,150\mu\text{m}$, et section4 : trous de rayon $R_4=0,160\mu\text{m}$ et trois guides d'onde sont mis latéralement afin de canaliser les longueurs d'onde filtrées vers la sortie du dispositif. L'excitation est toujours une source gaussienne qui présente son maximum à la longueur d'onde centrale $\lambda=1,55\mu\text{m}$, suivant la polarisation TE. La structure proposée est illustrée dans la figure suivante :

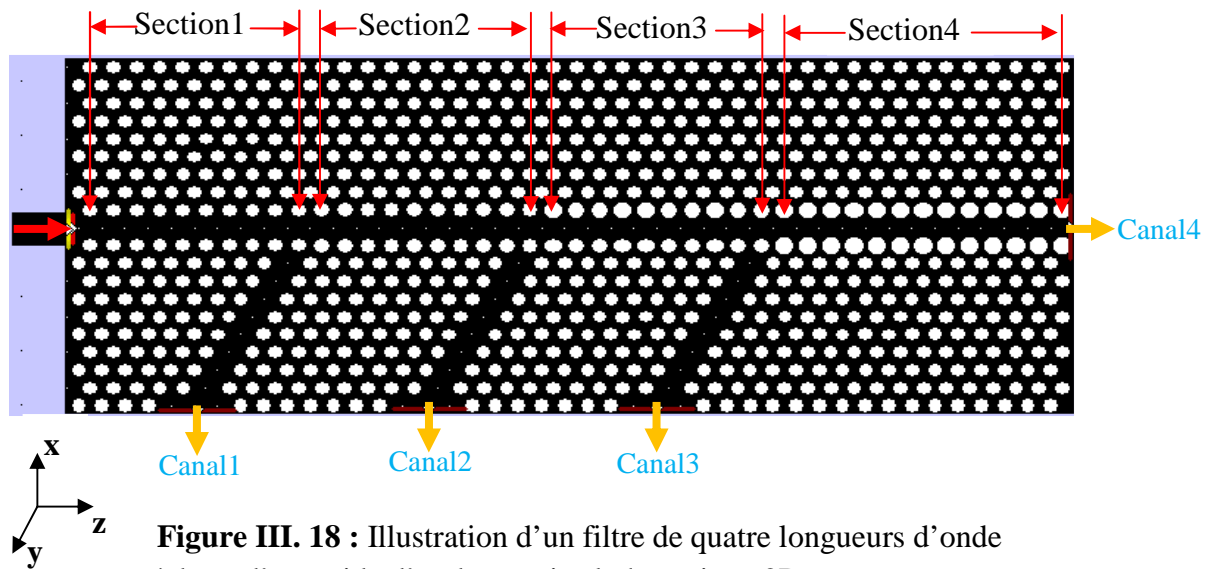


Figure III. 18 : Illustration d'un filtre de quatre longueurs d'onde à base d'un guide d'onde en cristal photonique 2D.

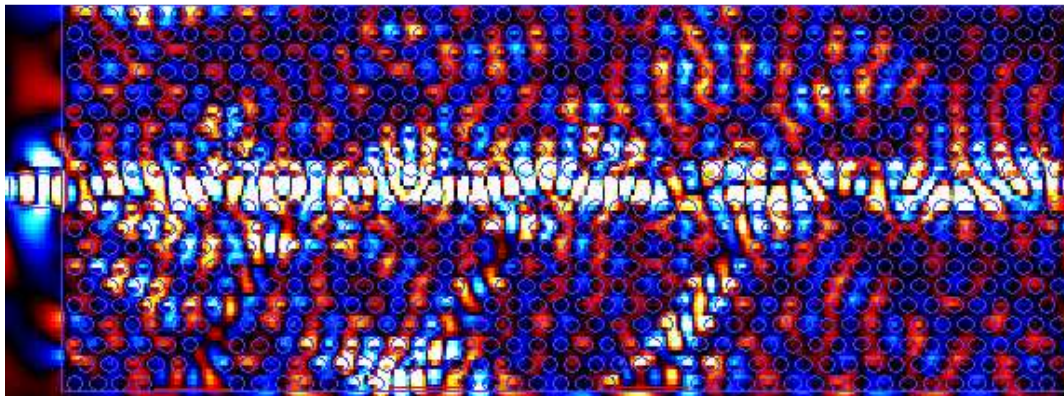


Figure III. 19 : Illustration de la répartition du champ électrique E_x dans la structure présentée dans la figure III. 18.

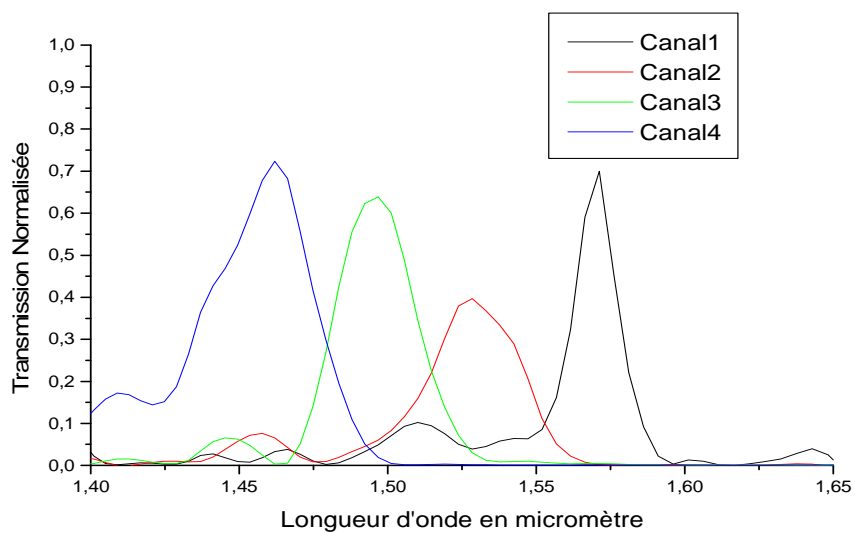


Figure III. 20 : Illustration des longueurs d'onde filtrées par la structure présentée dans la figure III. 18.

Les quatre longueurs d'onde démultiplexées à base de la structure étudiée sont indiquées dans le tableau suivant :

Longueurs d'onde en (μm)	Rendement de transmission en (%)
$\lambda_1=1,570 \mu\text{m}$	69%
$\lambda_2=1,520 \mu\text{m}$	40%
$\lambda_3=1,490 \mu\text{m}$	63%
$\lambda_4=1,460 \mu\text{m}$	72%

Tableau III. 2 : Les résultats de simulation FDTD-2D du démultiplexeur de quatre longueurs d'ondes illustré dans la figure III. 18.

Le troisième exemple représente un filtre de cinq longueurs d'onde, il est aussi étudié sur un guide d'onde W1. Dans cette structure, le rayon des trous des bords du guide est augmenté progressivement en cinq sections, section1 : trous de rayon $R_1=0,130\mu\text{m}$ (rayon des trous de toute la structure), section2 : trous de rayon $R_2=0,140\mu\text{m}$, section3 : trous de rayon $R_3=0,150\mu\text{m}$, section4 : trous de rayon $R_4=0,160\mu\text{m}$, et section5 : trous de rayon $R_5=0,170\mu\text{m}$. L'excitation est toujours une gaussienne injectée à l'entrée du guide W1 suivant la polarisation TE. La structure est illustrée dans la figure suivante :

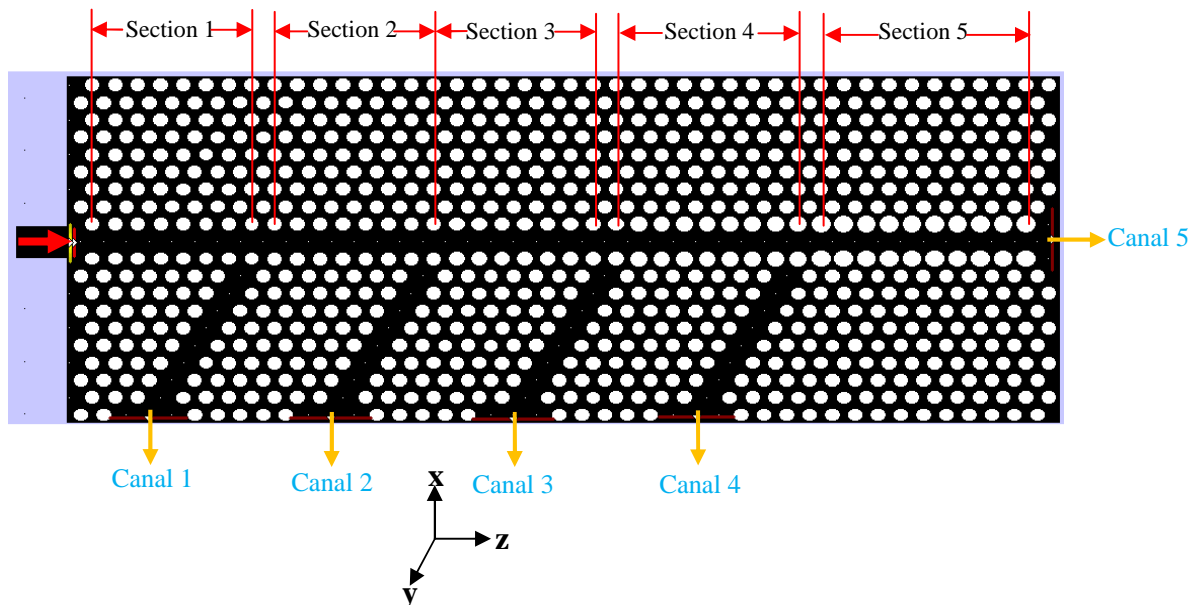


Figure III. 21 : Illustration d'un filtre de quatre longueurs d'ondes à base d'un guide d'onde en cristal photonique 2D.

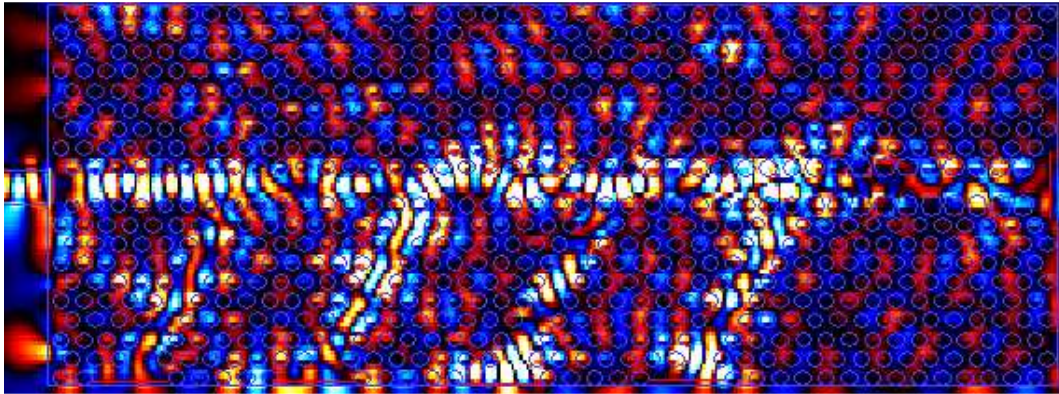


Figure III. 22 : Illustration de la répartition du champ électrique E_x dans la structure présentée dans la figure III. 21.

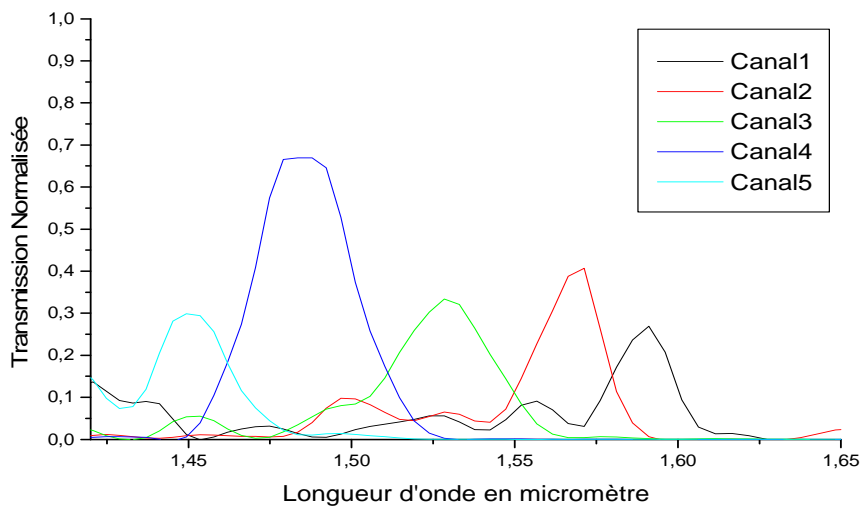


Figure III. 23 : Illustration des longueurs d'onde filtrées par la structure présentée dans la figure III. 21.

Dans le tableau suivant sont indiquées les longueurs d'onde démultiplexées suivant les graphes indiqués dans la figure III. 23 :

Longueurs d'onde en (μm)	Rendement de transmission en (%)
$\lambda_1=1,590 \mu\text{m}$	26%
$\lambda_2=1,570 \mu\text{m}$	40%
$\lambda_3=1,530 \mu\text{m}$	35%
$\lambda_4=1,480 \mu\text{m}$	66%
$\lambda_5=1,450 \mu\text{m}$	29%

Tableau III. 3 : Les résultats de simulation FDTD-2D du démultiplexeur de cinq longueurs d'ondes illustré dans la figure III. 21.

III. 5.2 Interprétation des résultats de simulation des trois dispositifs "WDM" étudiés :

Dans ces dispositifs, le principe de filtrage est dû au phénomène de couplage des modes décrit précédemment. Le défaut linéaire utilisé est un guide W1, il est créé par l'omission d'une seule rangée de trous d'air. Ce guide est symétrique, c'est-à-dire, les trous situés de part et d'autre du guide sont en vis-à-vis.

Vu que l'indice de réfraction au niveau des bords du guide est périodique, les modes d'ordre supérieur dans le guide d'onde ne se propagent pas par la réflexion totale comme dans les fibres optiques mais par un phénomène de propagation particulier qui est la diffraction de Bragg.

La propagation par la diffraction de Bragg procure un couplage entre le mode fondamental de propagation et les modes d'ordres supérieurs. Les guides symétriques couplent les modes de même parité. Aux points du couplage, des mini-BIPs sont créées. La présence de ces mini-BIPs annule la propagation des longueurs d'onde le long du guide qui correspond aux couplages dans les différentes sections (vitesse de groupe nulle) et favorise le déconfinement latéral de ces longueurs d'ondes.

La différence entre les trois exemples réside dans la longueur des sections et les rayons des trous correspondent à chaque section.

Pour chaque section une mini-bande interdite s'ouvre pour le guide multimode symétrique par le couplage du mode fondamental avec un mode d'ordre supérieur. La modification de la largeur du guide a le but de modifier la position de la mini-bande interdite créée.

En augmentant les rayons des trous des deux bords du guide, un signal incident comportant plusieurs longueurs d'onde se propage dans le guide sur le mode fondamental. Dans chaque section, le signal à la longueur d'onde de la mini-bande interdite se couple au mode lent d'ordre supérieur. Ce mode fuit latéralement dans différentes sections. Chaque longueur d'onde du signal incident est ainsi extraite latéralement le long du guide à une position précise.

III.5.3 Simulation d'un dispositif (WDM) de sept longueurs d'ondes [18] :

La première simulation que nous allons faire, correspond à la modification du rayon des trous de la première section du guide W1. La longueur de la première section est égale à (cinq trous). Dans cette section, le rayon des trous des bords du guide est $R1=0,125\mu\text{m}$, et le reste des trous du guide garde le même rayon de toute la structure. Cette structure est illustrée dans la figure III. 24.a.

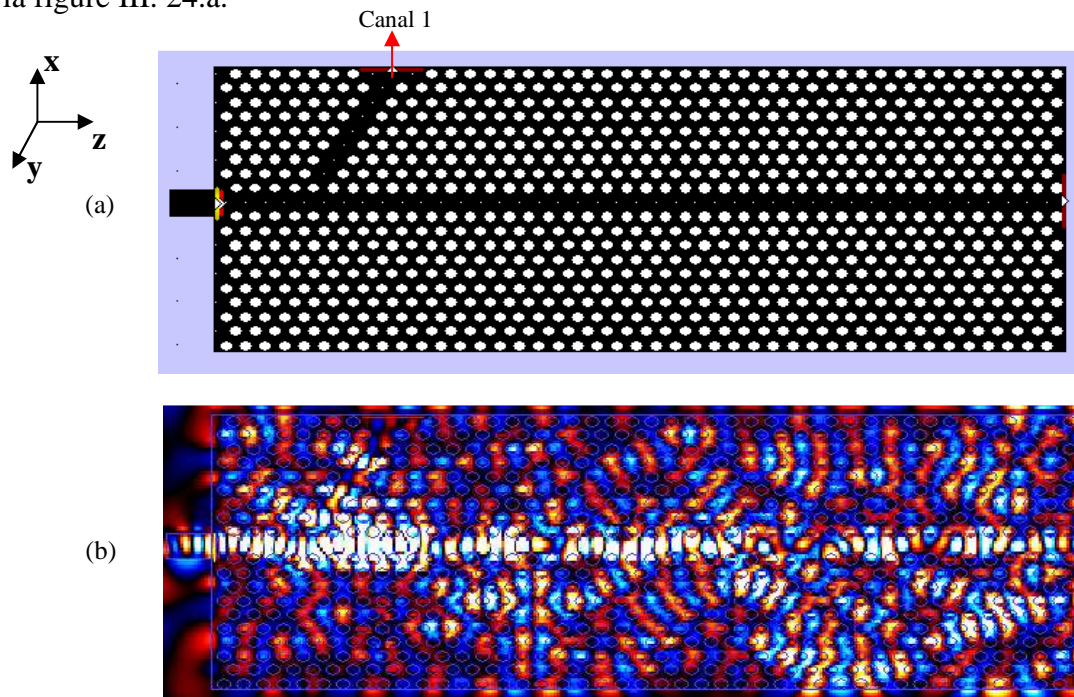


Figure III. 24 : (a) Création de deux canaux dans un cristal photonique 2D, (b) illustration de la propagation du champ.

La première section du guide va procurer le filtrage de la première longueur d'onde, cette onde sera redirigée vers un guide de collecte mis dans le côté latéral de la structure.

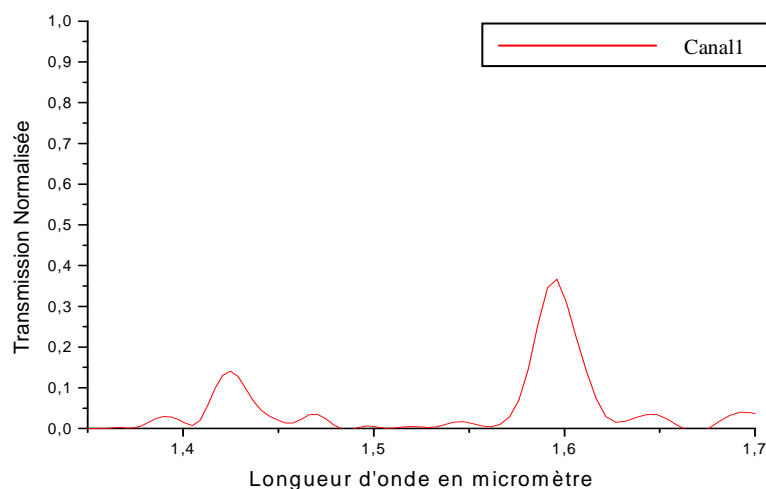


Figure III. 25 : Le spectre en transmission obtenu par simulation FDTD-2D de la structure illustrée dans la figure III. 24.

D'après la figure III. 25, la première longueur d'onde sélectionnée est : $\lambda_1=1,590\mu\text{m}$ avec un rendement de 40%.

Dans le même sens on va essayer de filtrer latéralement d'autres longueurs d'onde en respectant le même processus d'augmentation des rayons des trous des bords du guide d'onde dans différentes sections.

En balayant les deux côtés latéraux en dessous et en dessus du guide d'onde, on a pu filtrer une nouvelle longueur d'onde au niveau du canal 2 (figure III. 26.a).

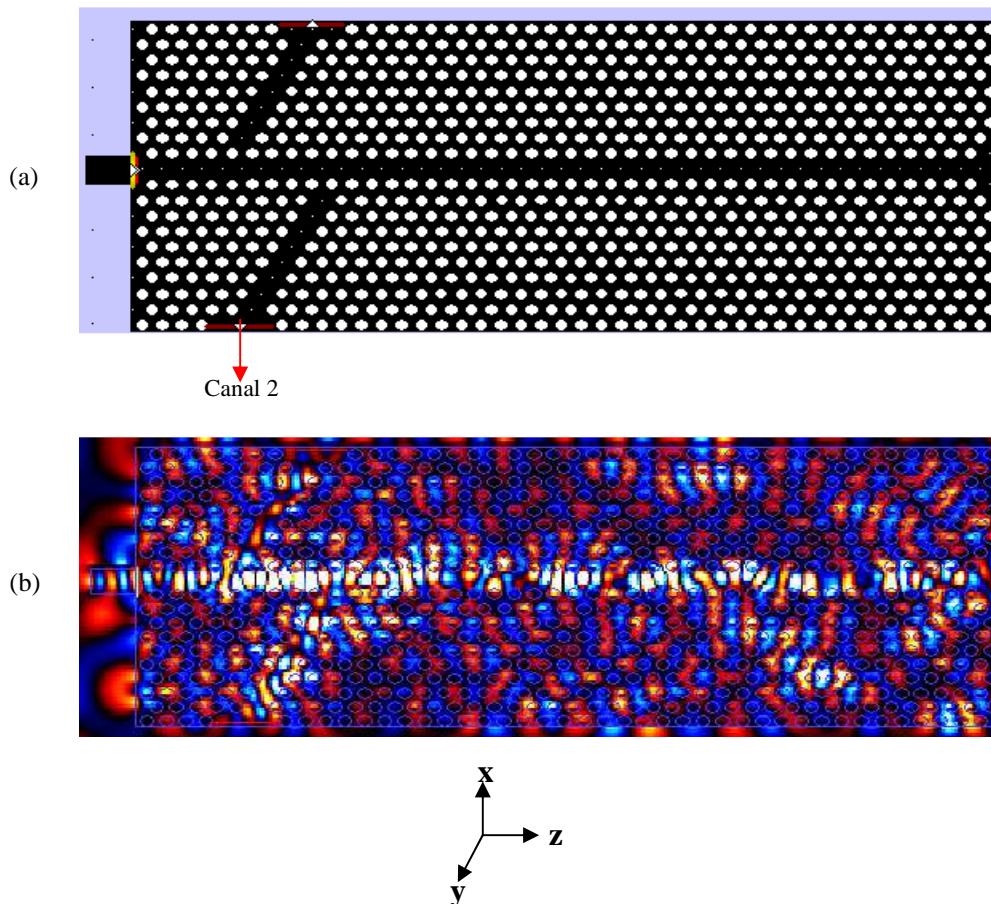


Figure III. 26 : (a) WDM de trois canaux en cristal photonique 2D, (b) illustration de la propagation du champ.

Cette longueur d'onde est $\lambda_2=1,580\mu\text{m}$ de rendement 40% (figure III. 27). Elle est obtenue en modifiant le rayon de cinq trous de la section 2 ($R_2=0,130\mu\text{m}$).

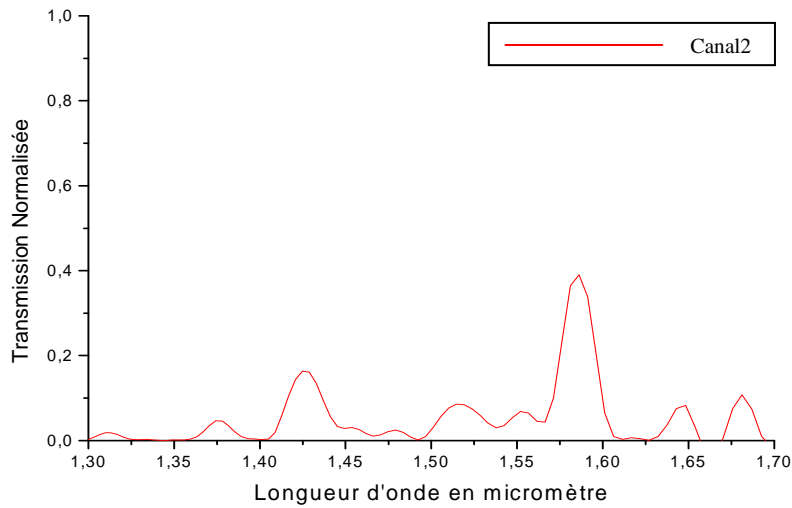


Figure III. 27 : Le spectre en transmission obtenu par simulation FDTD-2D de la structure illustrée dans la figure III. 26.

Un autre canal a été obtenu après l'augmentation des rayons des trous correspondants à la troisième section, les dix trous de cette section prennent le rayon $R_3=0,145\mu\text{m}$ (figure III. 28. a).

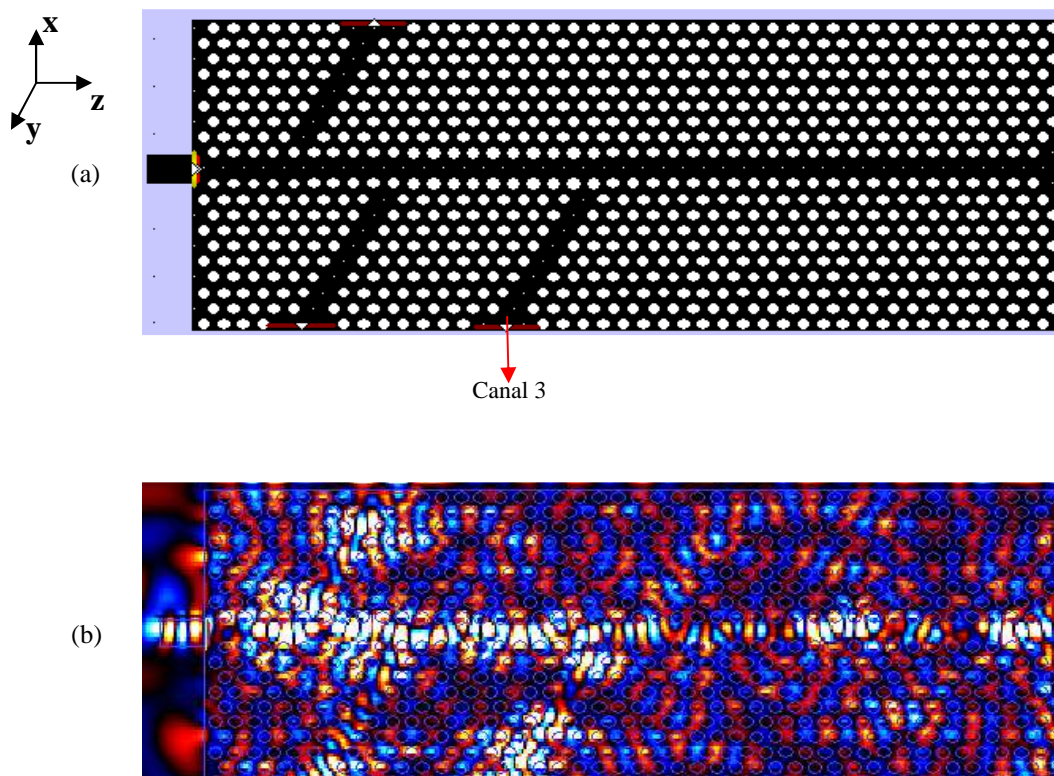


Figure III. 28 : (a) WDM de quatre canaux en cristal photonique 2D, (b) illustration de la propagation du champ.

Comme le montre la figure III. 29, et au niveau du canal3 illustré dans la figure III. 28. (a), la longueur d'onde sélectionnée est $\lambda_3=1,510\mu\text{m}$ avec un rendement de 10%.

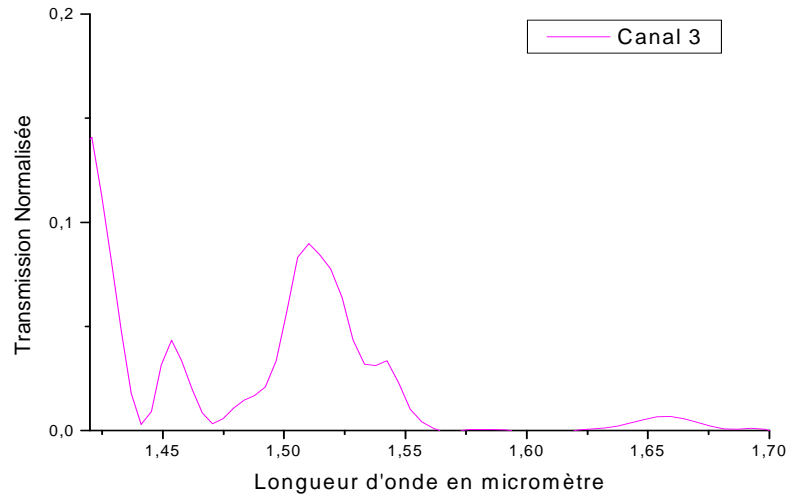


Figure III. 29 : Le spectre en transmission obtenu par simulation FDTD-2D du canal3 illustrée dans la figure III. 28.

Plusieurs simulations ont été faites pour différentes longueurs de sections (en nombre de trous) et pour différentes valeurs de rayon. Une autre longueur d'onde inférieure à la longueur d'onde précédente a été filtrée au niveau du canal 4. Ce canal a été obtenu en modifiant le rayon de six trous de la quatrième section pour $R_4=0,150\mu\text{m}$ comme il est montré dans la figure III. 30.a.

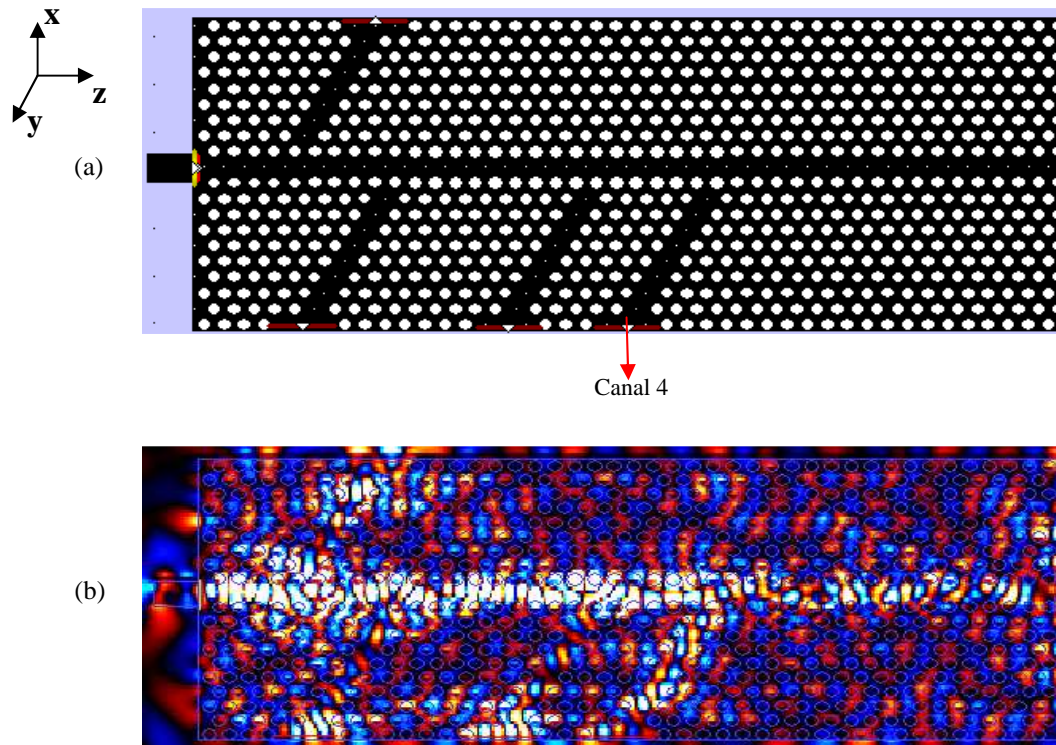


Figure III. 30 : (a) WDM de cinq canaux en cristal photonique 2D, (b) illustration de la propagation du champ.

La longueur d'onde filtrée est $\lambda_4 = 1,500\mu\text{m}$ avec un rendement de 40% (voir figure III. 31).

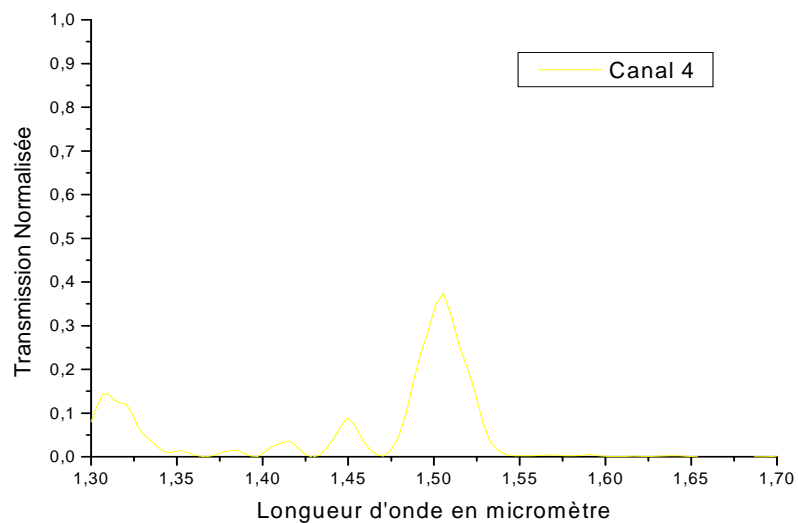


Figure III. 31 : Le spectre en transmission obtenu par simulation FDTD-2D du canal 4 illustré dans la figure III. 30.

Les simulations FDTD ont montré la possibilité de filtrer une cinquième longueur d'onde en augmentant les rayons de six trous constituant la cinquième section suivant la longueur du guide d'onde W1 ($R_5=0,155\mu\text{m}$), comme il est illustré dans la figure III. 32.a.

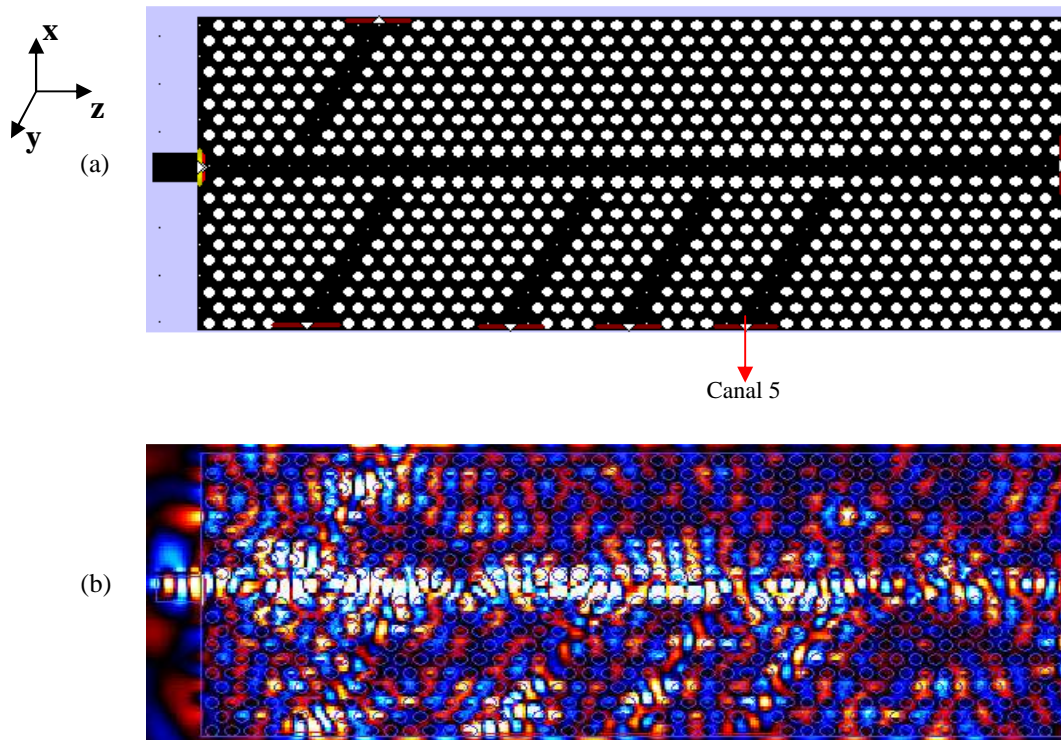


Figure III. 32 : (a) WDM de six canaux en cristal photonique 2D, (b) illustration de la propagation du champ.

La longueur d'onde filtrée est $\lambda_5= 1,480\mu\text{m}$ avec un rendement de 50% (voir figure III. 33).

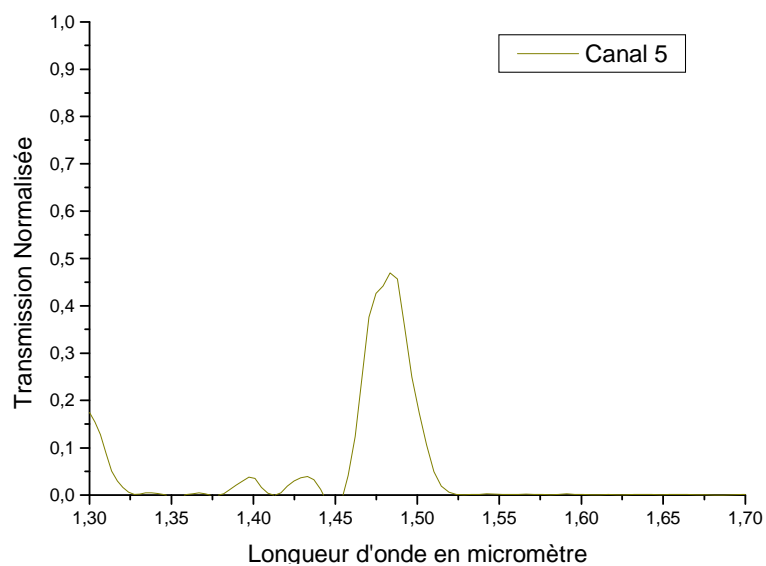


Figure III. 33 : Le spectre en transmission obtenu par simulation FDTD-2D du canal 5 illustré dans la figure III. 32.

Une autre modification a été introduite sur les rayons de cinq trous de la sixième section ($R_6 = 0,165 \mu\text{m}$), comme il est indiqué dans la figure III. 34.a.

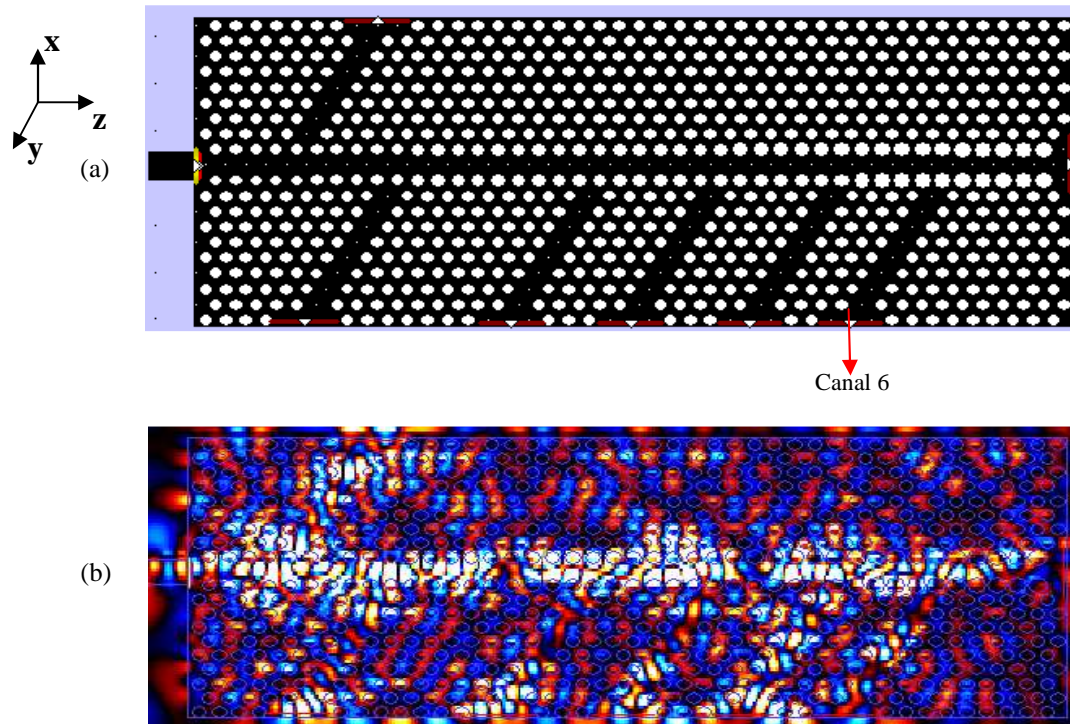


Figure III. 34 : (a) Structure finale d'un WDM de sept canaux en cristal photonique 2D, (b) illustration de la propagation du champ.

La longueur d'onde sélectionnée au niveau du canal 6 est $\lambda_6 = 1,450 \mu\text{m}$ avec un rendement de 28%, comme il est montré dans le graphe suivant.

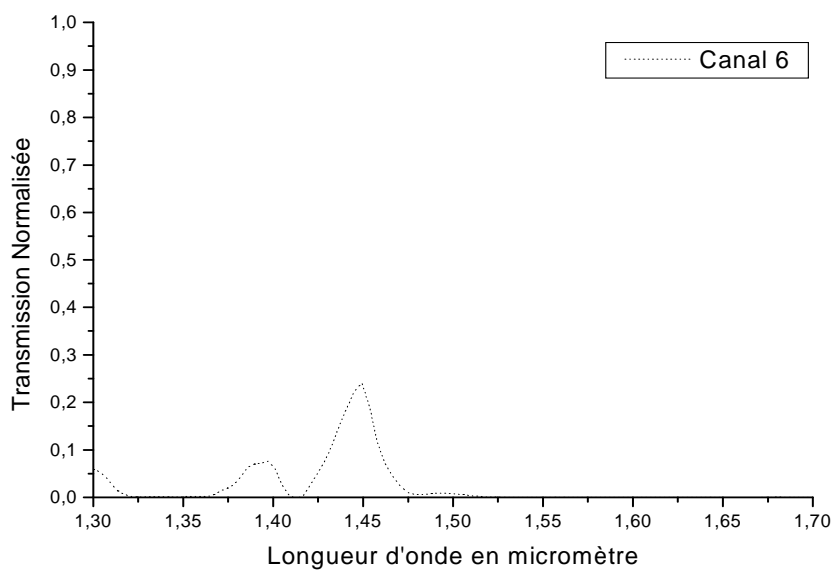


Figure III. 35 : Le spectre en transmission obtenu par simulation FDTD-2D du canal 6 illustré dans la figure III. 34.

Durant toutes les simulations précédentes, notre structure était capable de démultiplexer six longueurs d'ondes.

Une septième longueur d'onde peut être sélectionnée au niveau de la sortie du guide de propagation. En choisissant un rayon adéquat ($R_7=0,175\mu\text{m}$) pour les sept trous restants (section 7), une longueur d'onde inférieure à toutes les ondes sélectionnées précédemment a été filtrée, cette longueur d'onde est ($\lambda_7=1,400\mu\text{m}$), son rendement est proche de 56% comme il est indiqué dans la figure III. 36.

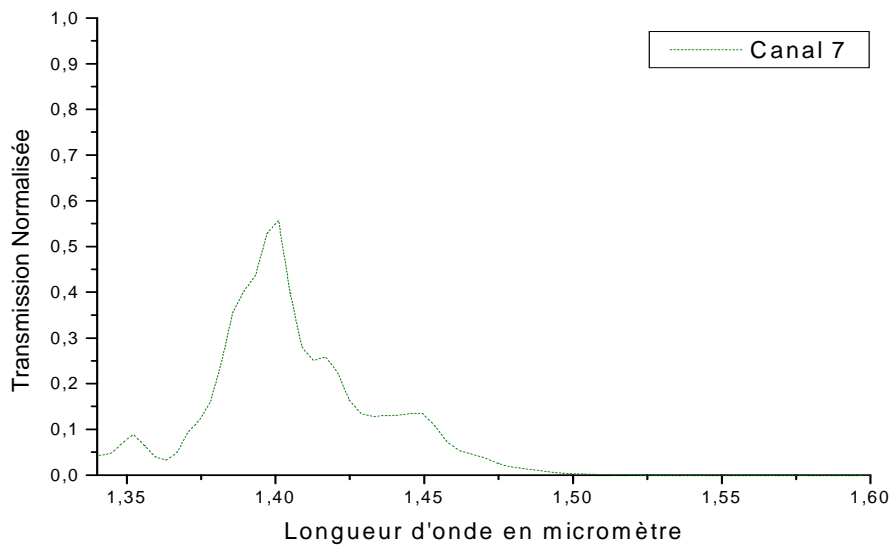


Figure III. 36 : Illustration de la longueur d'onde filtrée à la sortie du guide de propagation.

III.5.4 Structure finale optimisée de ce dispositif :

Le dispositif étudié est un moniteur de longueur d'onde à destination des réseaux de télécommunications optiques. Il repose sur l'extraction latérale de différentes longueurs d'onde d'un faisceau lumineux propagé dans un guide (W1) à cristal photonique bidimensionnel. Comme un rappel, le cristal photonique 2D utilisé est représenté par une maille triangulaire composée de trous d'air ($n=1$) de formes cylindriques périodiques gravés dans un milieu diélectrique (InP) d'indice de réfraction ($n=3,18$) de $16,5 \mu\text{m}$ de longueur et $6,5 \mu\text{m}$ de largeur. Le cristal photonique a ici une période de ($a=0,380\mu\text{m}$) et le rayon des trous d'air vaut ($r=0,13\mu\text{m}$). Les rayons des trous d'air des bords du guide sont augmentés en sept sections : section1 ($R=0,125\mu\text{m}$), section2 ($R=0,130\mu\text{m}$), section3($R=0,145\mu\text{m}$), section4 ($R=0,150\mu\text{m}$), section5 ($R=0,155\mu\text{m}$), section6 ($R=0,165\mu\text{m}$), et section7 ($R=0,175\mu\text{m}$)

L'excitation utilisée est une source gaussienne polarisée en mode TE (figure III. 37).

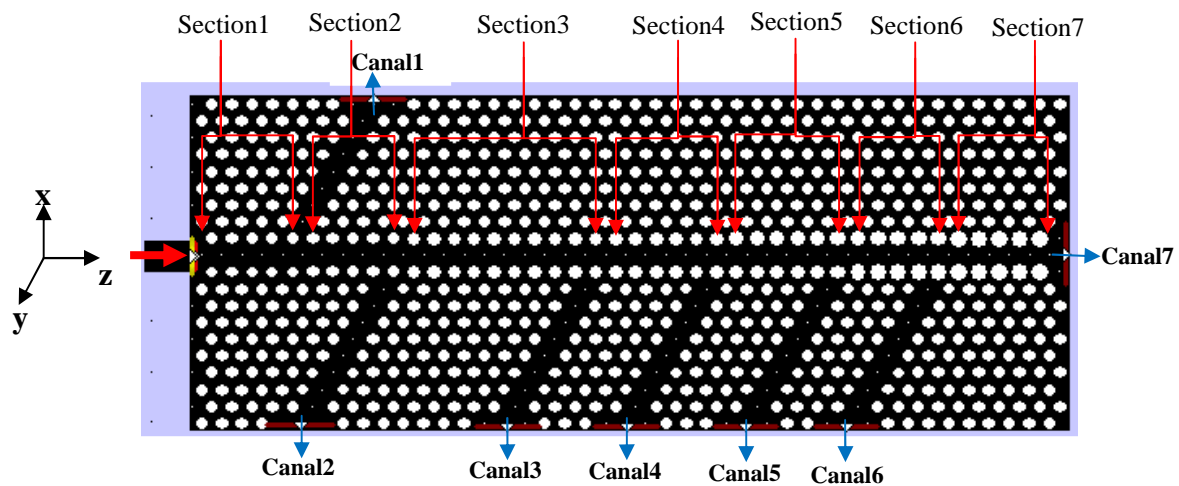


Figure III. 37 : Structure finale du dispositif WDM de sept canaux en cristal photonique 2D.

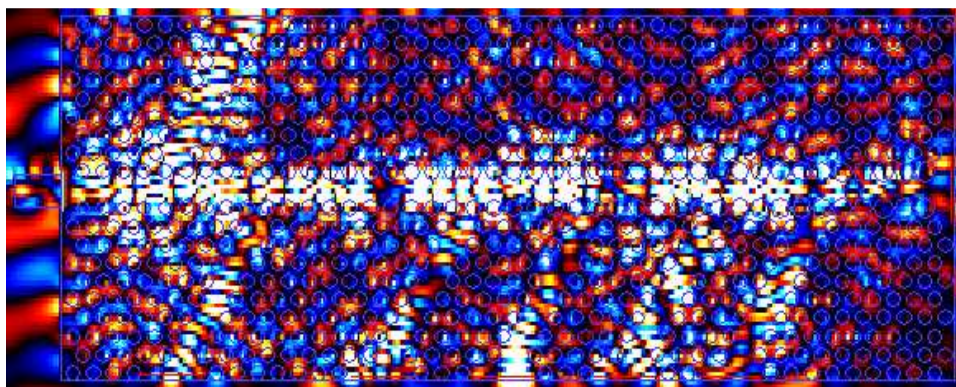


Figure III. 38 : Illustration de la répartition du champ électrique E_x dans la structure présentée dans la figure III. 37.

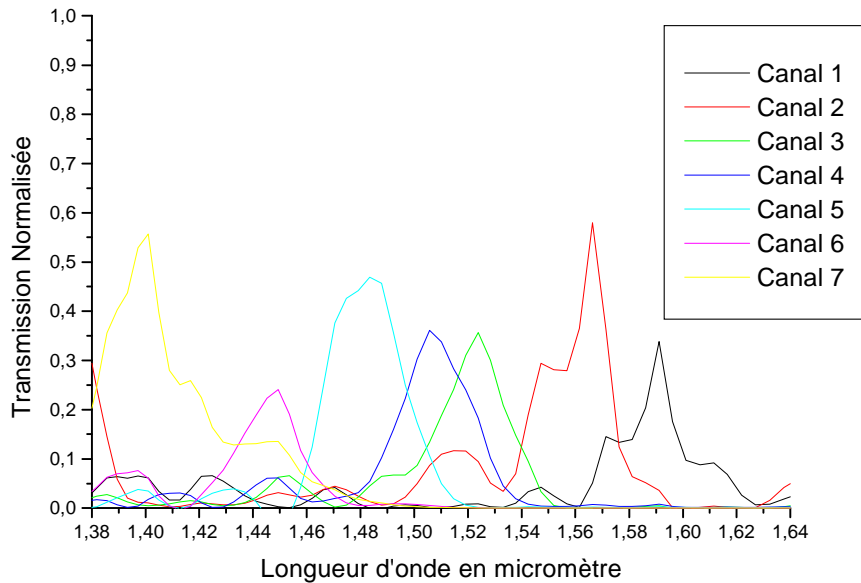


Figure III. 39 : Les spectres en transmission des longueurs d'onde démultiplexées de la structure WDM montrée dans la figure III. 37.

Le tableau suivant résume les résultats des simulations FDTD-2D illustrés dans le graphe III. 39.

Les longueurs d'ondes démultiplexées (μm) :	$\lambda_1=1,590$	$\lambda_2=1,566$	$\lambda_3=1,525$	$\lambda_4=1,510$	$\lambda_5=1,484$	$\lambda_6=1,450$	$\lambda_7=1,400$
Les rendements (%) :	33	55	35	35	46	24	56

Tableau III. 4 : Les résultats de simulation FDTD-2D du démultiplexeur de sept longueurs d'ondes illustré dans la figure III. 37.

III.5.5 Interprétation des résultats :

La diffraction de Bragg qui couple deux modes propagatifs de même parité (cas d'un guide symétrique) constitue l'une des spécificités des guides à cristaux photoniques. Ce phénomène ouvre la voie à l'utilisation des guides à cristaux photoniques, non seulement comme transporteurs des signaux optiques, mais également comme composants tel que des démultiplexeurs en longueur d'onde. Par la variation de la largeur du guide en sept sections, on est arrivé à concevoir un démultiplexeur de sept longueurs d'ondes. La modification des rayons des trous des bords du guide agit sur la position de la mini-bande interdite, autrement dit de la fréquence centrale de la mini-bande interdite créée par le couplage entre les modes, qui représente la fréquence de coupure des modes guidés dans le guide d'onde. 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.

III. 6 Conception d'un dispositif WDM de huit longueurs d'ondes :

III. 6.1 Description de la structure :

Dans cette partie nous voulons optimiser le démultiplexeur de sept longueurs d'onde conçu dans la partie précédente. Pour cela, nous partons d'un cristal photonique initial. La structure est un cristal photonique bidimensionnel, il est de $16,5\mu\text{m}$ de longueur et de $6,5\mu\text{m}$ de largeur. Le réseau CP-2D triangulaire est défini par les paramètres suivants : rayon de trous d'air ($R=0,130\mu\text{m}$), les trous d'air sont gravés dans un diélectrique d'InP d'indice de réfraction ($n=3,18$), le pas utilisé est ($a= 0,380\mu\text{m}$).

Une propre optimisation a été menée sur le démultiplexeur de sept longueurs d'ondes étudié dans le paragraphe précédent (figure III. 37) afin d'augmenter le nombre de longueurs d'onde filtrées autour de la longueur d'onde $\lambda=1,55\mu\text{m}$. Notre objectif est de filtrer huit longueurs d'onde avec si possible une transmission proche de 100%. L'idée d'optimisation a été initialement précédée dans le principe de filtrage. Dans ce sens pour pouvoir filtrer huit longueurs d'ondes, les trous d'air constituant les deux bords du guide W1 doivent être définis comme suit : le rayon des trous des bords du guide est modifiées en huit sections, section1 (A): trous de rayon $R1=0,130\mu\text{m}$, section2 (B): trous de rayon $R2=0,135\mu\text{m}$, section3 (C): trous de rayon $R3=0,145\mu\text{m}$, section4 (D): trous de rayon $R4=0,150\mu\text{m}$, section5 (E): trous de rayon $R5=0,155\mu\text{m}$, section6 (F): trous de rayon $R6=0,160\mu\text{m}$, section7 (G): trous de rayon $R7=0,165\mu\text{m}$, section8 (H): trous de rayon $R8=0,180\mu\text{m}$. Sept guides d'onde sont mis latéralement afin de collecter les longueurs d'ondes filtrées et le huitième canal est représenté par la sortie du guide W1. Cette structure est excitée par une source gaussienne polarisée en mode TE, (voir la figure III. 40).

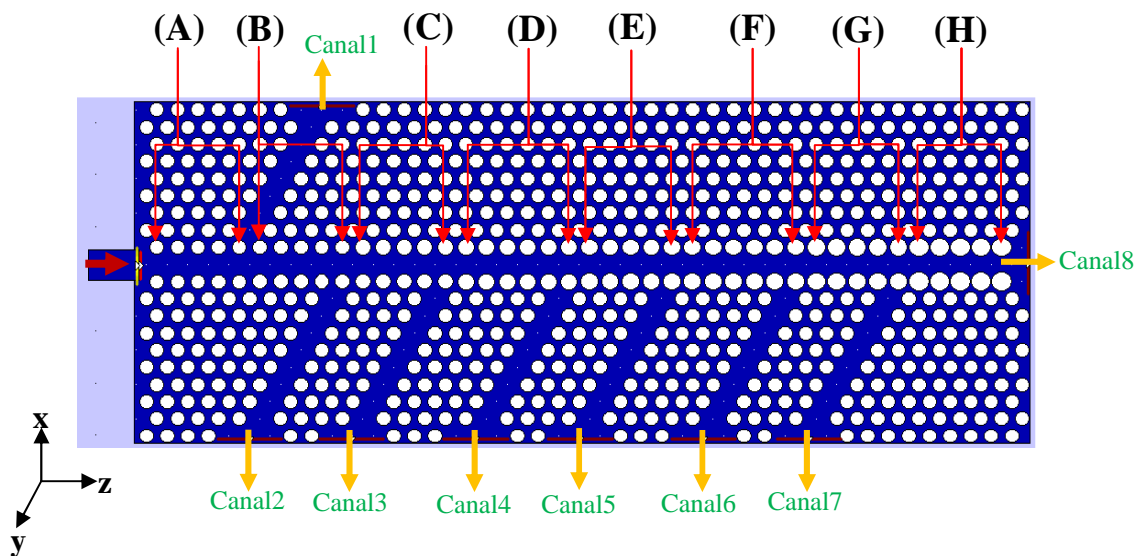


Figure III. 40 : Structure initiale du dispositif WDM de huit canaux en cristal photonique 2D.

L'allure de la distribution du champ électrique E_x est schématisée sur la figure III. 41.

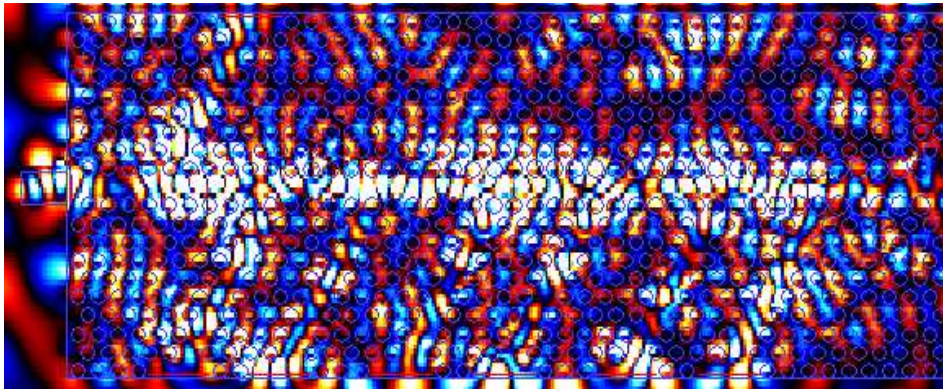


Figure III. 41 : Illustration de la répartition du champ électrique E_x dans la structure présentée dans la figure III. 40.

La figure III. 42 reporte les résultats du coefficient de transmission obtenu par la simulation FDTD-2D de la structure photonique précédente.

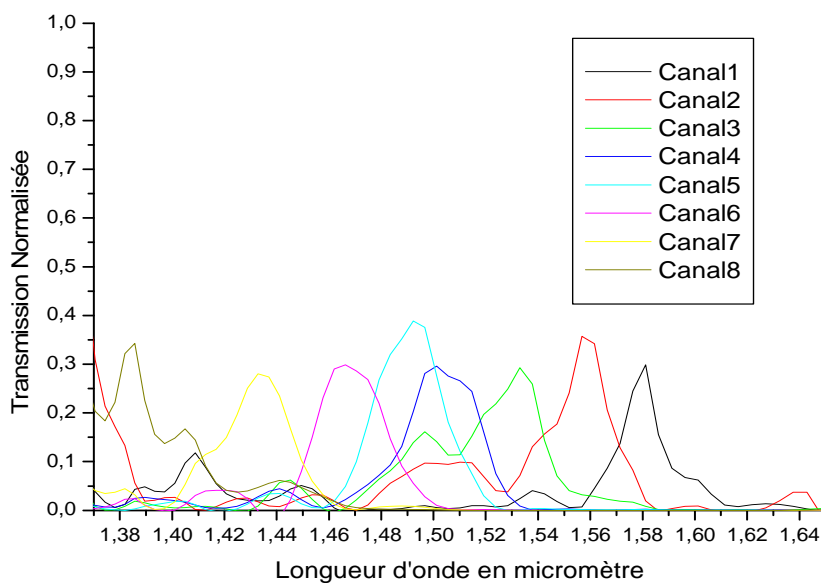


Figure III. 42 : Les spectres en transmission des longueurs d'onde démultiplexées de la structure WDM montrée dans la figure III. 40.

Le tableau suivant résume les résultats obtenus pour le WDM de huit canaux.

Les longueurs d'ondes démultiplexées (μm)	$\lambda_1=1,580$	$\lambda_2=1,560$	$\lambda_3=1,530$	$\lambda_4=1,500$	$\lambda_5=1,490$	$\lambda_6=1,470$	$\lambda_7=1,433$	$\lambda_8=1,385$
Transmission Normalisée (%)	30	35	30	30	39	30	30	35

Tableau III. 5 : Les résultats de simulation FDTD-2D du démultiplexeur de huit longueurs d'ondes illustré dans la figure III. 40.

Les résultats de la simulation obtenus par FDTD-2D de cette structure montrent clairement la faible transmission obtenue dans toute la gamme de longueur d'onde $[1,35 - 1,60] \mu\text{m}$ dans les huit ports de sortie. D'ailleurs le maximum de transmission ne dépasse pas 39% sur toute la gamme de longueur d'onde. Ceci s'explique par un faible filtrage des longueurs d'onde, autrement dit les différentes longueurs d'onde sont faiblement guidées dans les guides latéraux de collection.

L'étude suivante porte sur l'optimisation du principe du filtrage pour l'obtention d'une meilleure transmission possible.

III. 6.2 Effet du défaut ponctuel sur le filtrage :

Nous nous sommes inspirés des travaux de [19] qui sont basés sur le couplage entre un guide de propagation W1 et des défauts ponctuels. Pour étudier l'influence du défaut ponctuel sur le rendement de la transmission, on considère la structure de base où le pas du réseau $a=0,380\mu\text{m}$, le rayon des trous d'air est $R=0,130\mu\text{m}$, l'indice de réfraction $n=3,18$ (substrat InP). On réalise une modification des rayons des trous des bords d'une section d'un guide W1. On crée un défaut ponctuel en augmentant le rayon d'un trou d'air dans l'objectif d'améliorer le couplage entre le guide de propagation W1 et le guide de collection mis latéralement comme il est montré dans la figure III. 43 :

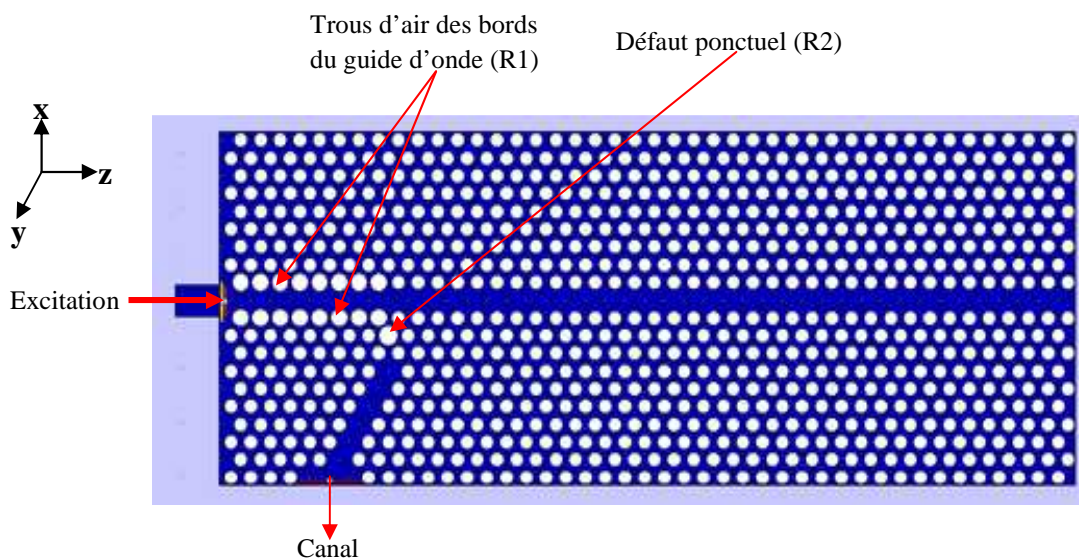


Figure III. 43 : Illustration d'un filtre d'une seule longueur d'onde basé sur le couplage d'un défaut ponctuel et un guide W1.

Pour étudier l'influence de ce défaut, en faisant varier le rayon de ce dernier pour les valeurs : $R_2=0,170\mu\text{m}$, $R_2=0,180\mu\text{m}$, $R_2=0,190\mu\text{m}$, et $R_2=0,200\mu\text{m}$. Pour chaque valeur, les simulations FDTD-2D donnent les résultats montrés dans la figure suivante :

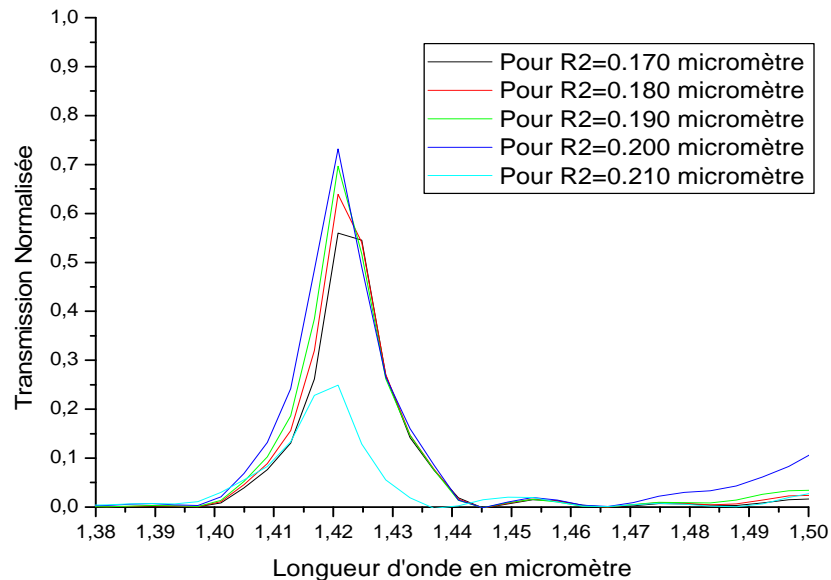


Figure III. 44 : Représentation des longueurs d'onde filtrées de la structure montrée dans la figure III. 43 pour différents rayons R_2 .

Le défaut ponctuel dans cette étude est utilisé pour piéger une longueur d'onde particulière de lumière. Le choix du rayon optimal du défaut est établi en fonction d'une meilleure transmission. Comme il est reporté sur la figure III. 44, l'augmentation du rayon du trou d'air du défaut a permis d'avoir un taux de transmission amélioré pour les valeurs de R_2 allant de $0,170\mu\text{m}$ jusqu'à $0,200\mu\text{m}$.

Pour $R_2=0,170\mu\text{m}$ le taux de transmission est 55 %.

Pour $R_2=0,180\mu\text{m}$ le taux de transmission est 65 %.

Pour $R_2=0,190\mu\text{m}$ le taux de transmission est 70 %.

Pour $R_2=0,200\mu\text{m}$ le taux de transmission est 75 %.

Cependant, pour $R_2=0,210\mu\text{m}$, on remarque une diminution rapide du taux de transmission, il est de l'ordre de 25%.

Ces résultats montrent que le rayon optimal choisit pour optimiser le rendement des longueurs d'onde filtrées est $R_2=0,200 \mu\text{m}$.

Afin de mieux confiner les longueurs d'onde filtrées sur toute la longueur du guide, il sera très utile d'utiliser des défauts ponctuels créés par l'augmentation des rayons de certains trous d'air à $R_2=0,200 \mu\text{m}$.

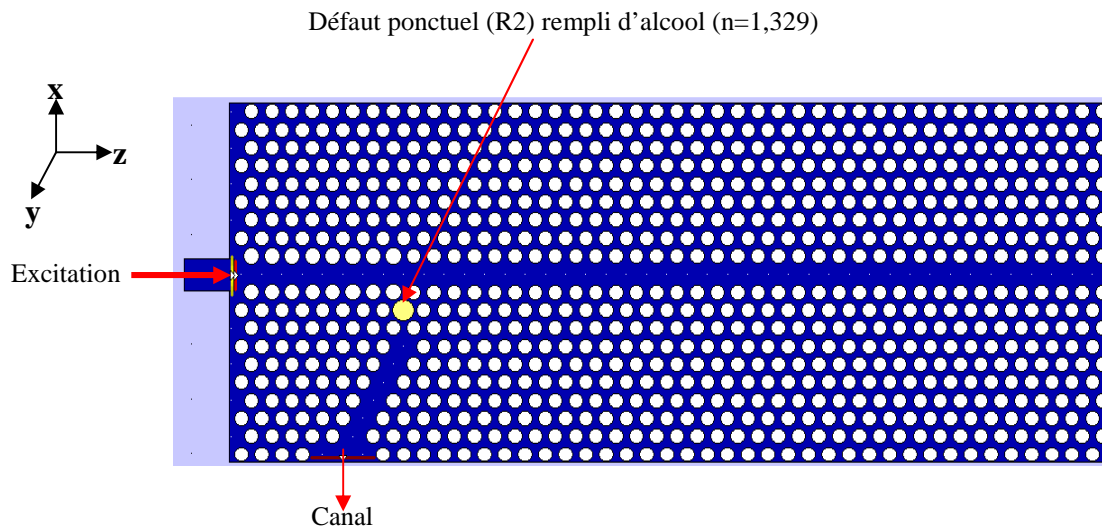


Figure III. 45 : Illustration du filtre d'une seule longueur d'onde avec défaut ponctuel rempli d'alcool ($n=1,329$).

Une autre amélioration du taux de transmission peut être établie en changeant l'indice de réfraction de ces défauts ponctuels (figure III. 45). Après plusieurs simulations, on a constaté que le remplissage des trous des défauts d'**Alcool** d'indice de réfraction ($n=1,329$) peut amener à une élévation du taux de transmission à 80% comme il est illustré dans la figure III. 46.

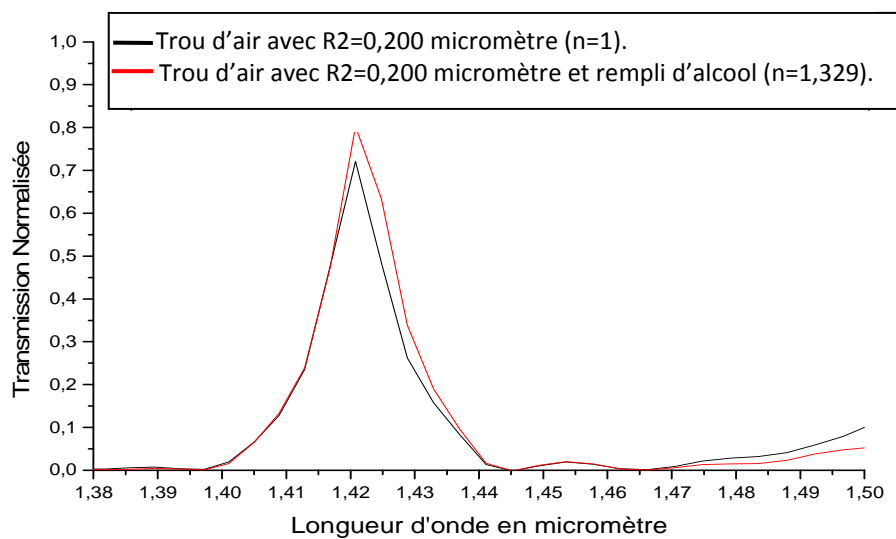


Figure III. 46 : Représentation des longueurs d'onde filtrées par la structure montrée dans la figure III. 45 (trou du défaut ponctuel rempli d'alcool).

Ces résultats montrent que l'augmentation de l'indice de réfraction des défauts ponctuels, optimise l'efficacité de confinement des longueurs d'onde filtrées le long du guide d'onde.

Donc, il est intéressant de modifier la topologie de la structure de la figure III. 40 en utilisant des défauts ponctuels de rayon $R_2=0,200 \mu\text{m}$ remplis d'Alcool.

Le démultiplexeur WDM optimisé est présenté sur la figure III. 47.

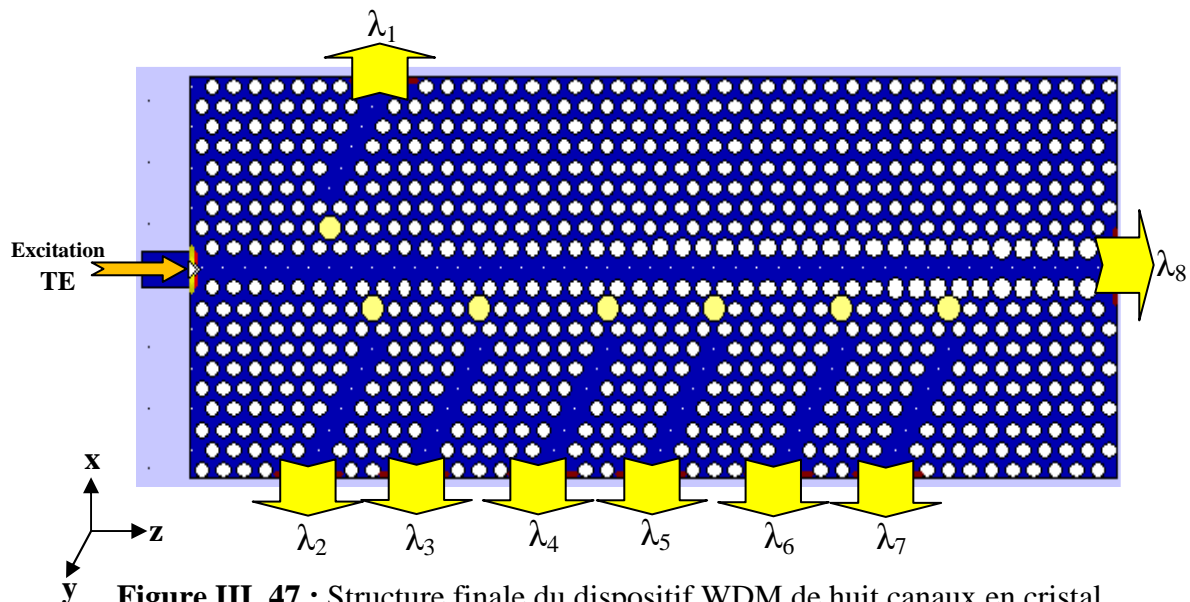


Figure III. 47 : Structure finale du dispositif WDM de huit canaux en cristal photonique 2D.

La figure III. 48 illustre les résultats de la simulation FDTD-2D de la structure optimisée montrée ci-dessus.

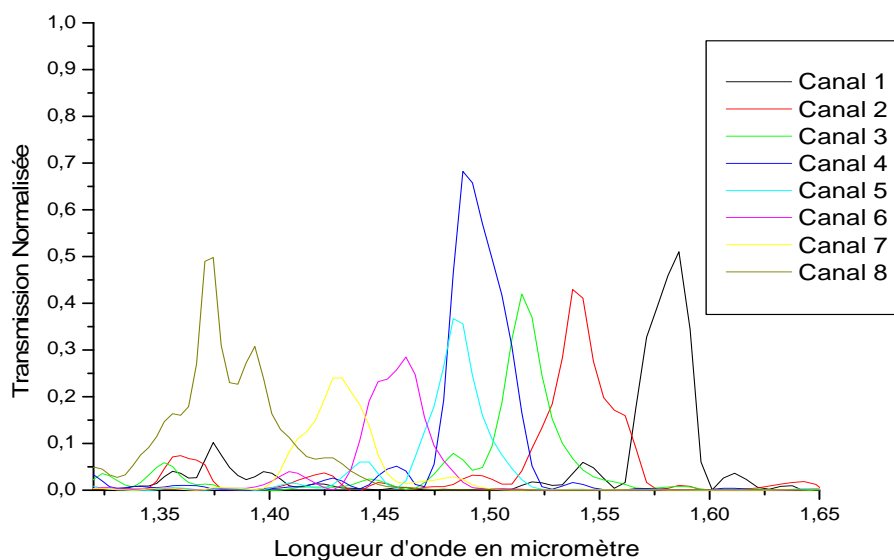


Figure III. 48 : Les spectres en transmission des longueurs d'onde démultiplexées de la structure WDM montrée dans la figure III. 47.

Les résultats finals sont récapitulés dans le tableau suivant :

Les longueurs d'ondes démultiplexées(μm)	$\lambda_1=1,590$	$\lambda_2=1,547$	$\lambda_3=1,520$	$\lambda_4=1,498$	$\lambda_5=1,488$	$\lambda_6=1,463$	$\lambda_7=1,433$	$\lambda_8=1,375$
Transmission Normalisée (%)	54	45	45	70	39	30	25	50

Tableau III. 6 : Les résultats de simulation FDTD-2D du démultiplexeur de huit longueurs d'ondes illustré dans la figure III. 47.

Les défauts ponctuels utilisés dans la structure étudiée sont placés entre le guide W1 de propagation et les guides latéraux de collection, ce défaut piège la longueur d'onde filtrée par la section du guide de propagation et la dirige vers le guide de collection. Donc, il renforce le couplage entre le guide d'onde de propagation et les guides latéraux de collection.

Les rendements de transmission sont clairement améliorés avec cette nouvelle configuration. Les résultats de la simulation obtenus par FDTD-2D montrent clairement la bonne transmission obtenue dans la gamme des longueurs d'onde $[1,3 - 1,6]\mu\text{m}$. Nous enregistrons une amélioration du taux de transmission de plusieurs longueurs d'onde.

Le maximum de transmission obtenu est de 70% pour la longueur d'onde $\lambda=1,498\mu\text{m}$. D'autres rendements considérables de 54% et 50% sont obtenus pour les longueurs d'onde $1,590\mu\text{m}$, et $\lambda=1,375\mu\text{m}$ respectivement. La quantité de transmission enregistrée aux longueurs d'onde $\lambda=1,547\mu\text{m}$ et $\lambda=1,520\mu\text{m}$ est aussi améliorée, elle atteint un pourcentage de 45%.

III. 6.3 Conclusion :

Dans ce travail, nous avons avec inspiration des différents travaux conçus un démultiplexeur de longueur d'onde de rendement acceptable pour huit longueurs d'ondes en utilisant un réseau triangulaire dans une structure planaire de guide d'onde. En mettant en couplage des défauts ponctuels créés par une augmentation des rayons des trous d'air et un guide d'onde de largeur variable : les rayons des trous d'air des bords du guide sont augmentés en différentes sections. Nous avons déterminé le taux de transmission pour chaque filtre d'une longueur d'onde réalisé par le couplage d'un défaut ponctuel et une section du guide dans le démultiplexeur pour être 54% ($\lambda_1=1,590\mu\text{m}$) pour le canal1, 45% de rendement ($\lambda_2=1,547\mu\text{m}$, et $\lambda_3=1,520\mu\text{m}$) pour le canal2 et le canal3 respectivement, 70% de rendement ($\lambda_4=1,498\mu\text{m}$) pour le canal4, 39% de rendement ($\lambda_5=1,488\mu\text{m}$) pour le canal5, 30% de rendement ($\lambda_6=1,463\mu\text{m}$) pour le canal6, 25% de rendement ($\lambda_7=1,433\mu\text{m}$) pour le canal7 et 50% de rendement ($\lambda_8=1,375\mu\text{m}$) pour le canal8 .

III. 7 Etude de l'effet de la température sur la réponse optique du dispositif WDM de huit longueurs d'ondes [20] :

III. 7.1 Introduction :

Pour toute utilisation pratique des cristaux photoniques, il est nécessaire aussi de modifier la réponse optique des dispositifs à cristaux photoniques, pour fabriquer des dispositifs accordables (par exemple des filtres accordables). Pour cela, plusieurs approches ont été proposées. 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 [21, 22]), ou les paramètres du réseau, par exemple par l'application d'une pression [23]. Une des approches consiste en l'infiltration de cristaux liquides dans des cristaux photoniques. Cette approche permet de concevoir des dispositifs optiques accordables avec un champ externe (électrique/magnétique), température, illumination UV, etc. [24].

Dans notre étude nous allons montrer la possibilité d'accorder la réponse du dispositif WDM à cristaux photoniques en modifiant l'indice de réfraction de la composante de haut indice de réfraction du cristal photonique avec la température.

Plusieurs travaux ont montré l'existence d'une dépendance entre la température et l'indice de réfraction du matériau qui peut changer les caractéristiques de transmission des circuits optiques à cristaux photoniques.

La dépendance de la température à l'indice de réfraction est définie par le coefficient thermo-optique dn/dT , qui est basé sur le changement de l'indice de réfraction en fonction de la variation de la température.

Dans cette partie nous allons utiliser la température comme un effet extérieur qui modifie l'indice effectif de notre échantillon sur substrat InP.

Pour déterminer théoriquement le décalage des longueurs d'onde filtrées par une structure à cristaux photoniques en fonction de la température, on s'intéresse aux résultats obtenus après un calcul d'indice de réfraction effectif d'une hétérostructure en fonction de la température avec une méthode de matrice de transfert [25]. La variation de l'indice de réfraction avec la température dn/dT de chaque couche a été prise en compte. Nous allons utiliser les valeurs de dn/dT données par [26] (une hétérostructures sur substrat InP : (In GaAs P/InP)). De cette façon un gradient de $dn_{\text{eff}}/dT = +2 \times 10^{-4} / ^\circ\text{C}$ a été obtenu.

III. 7.2 Description de la structure :

Dans cette partie, notre but est d'accorder les longueurs d'ondes filtrées du démultiplexeur étudié dans la partie précédente par la température. Ce dispositif est conçu à base d'un cristal photonique bidimensionnel de dimension $(16,5\mu\text{m} \times 6,5\mu\text{m})$. Le cristal utilisé est un réseau à maille triangulaire de trous d'air de rayon $R=0,130\mu\text{m}$, et de période $a=0,380\mu\text{m}$ sur une membrane d'InP. Nous rappelons que cette hétérostructure (**In GaAs P/InP**) est d'indice effectif $n_{\text{eff}}=3,242$ lorsqu'elle se trouve dans un milieu de température 20°C . Ce dispositif est capable de démultiplexer huit longueurs d'ondes.

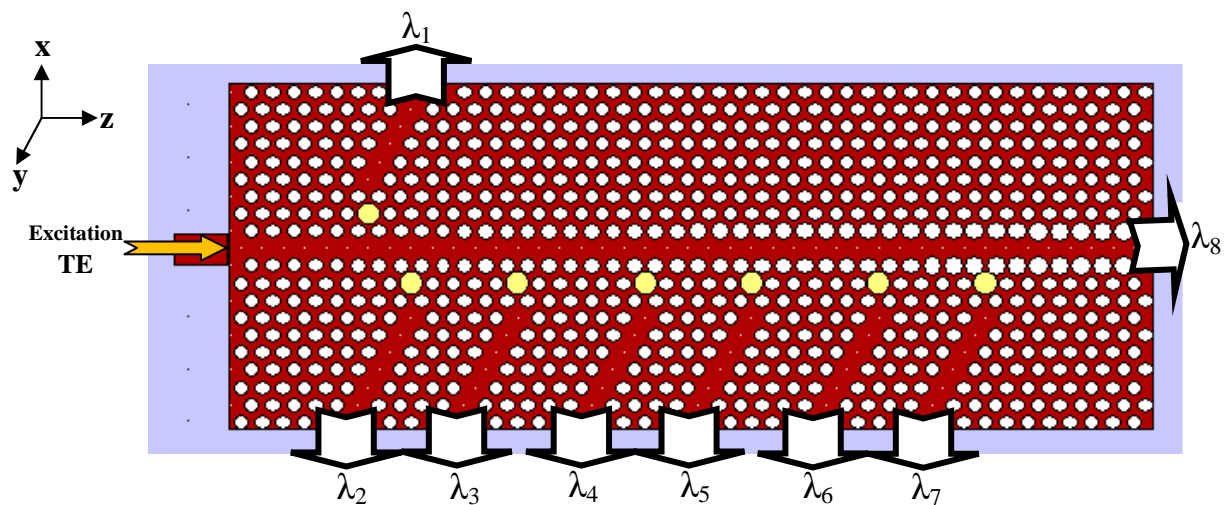


Figure III. 49 : Structure du dispositif WDM de huit canaux en cristal photonique 2D.

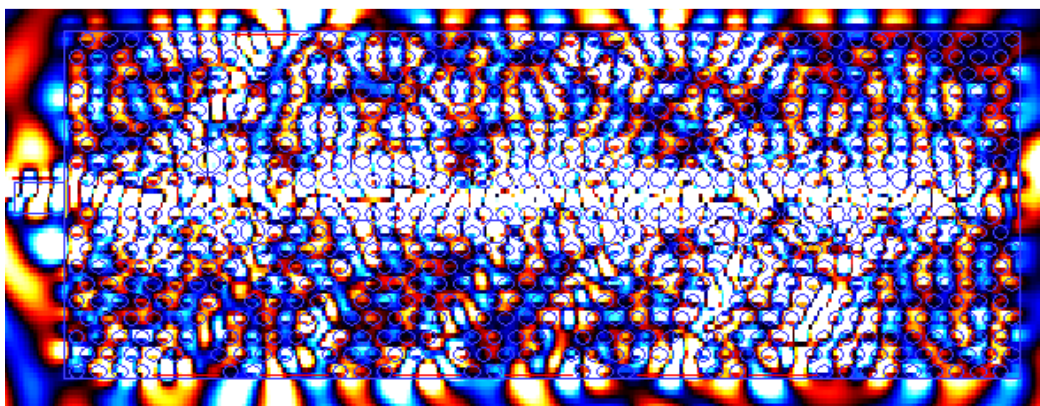


Figure III. 50 : Illustration de la répartition du champ électrique E_x dans la structure présentée dans la figure III. 49.

Le filtrage est réalisé en augmentant progressivement le rayon des trous des bords du guide en huit sections, section1 : trous de rayon $R_1=0,130\mu\text{m}$ (rayon des trous de toute la structure), section2 : trous de rayon $R_2=0,135\mu\text{m}$, section3 : trous de rayon $R_3=0,145\mu\text{m}$, et section4 :

trous de rayon $R_4=0,150\mu\text{m}$, section5 : trous de rayon $R_5=0,155\mu\text{m}$, section6 : trous de rayon $R_6=0,160\mu\text{m}$, section7 : trous de rayon $R_7=0,165\mu\text{m}$, et section8 : trous de rayon $R_8=0,180\mu\text{m}$. À la fin de chaque section des défauts ponctuels sont créés. Ces défauts sont réalisés en augmentant les rayons des trous d'air à $R=0,200\mu\text{m}$. L'indice de réfraction de ces défauts est différent de l'indice de réfraction de la structure, ceci est réalisé par le remplissage de ces trous d'eau ($n=1,33$). Au niveau de chaque défaut ponctuel un guide d'onde est mis latéralement afin de canaliser une longueur d'onde filtrée vers la sortie du dispositif. On obtient donc sept canaux et le huitième canal est représenté par la sortie du guide W1 (voir figure III. 49).

Notre structure est excitée par une source gaussienne qui présente son maximum à la longueur d'onde centrale $\lambda=1,55\mu\text{m}$, suivant la polarisation TE.

Après une simulation FDTD-2D du dispositif WDM pour les deux températures $T=20^\circ\text{C}$ et $T=80^\circ\text{C}$, on a obtenu les résultats suivants (voir figure III. 51) :

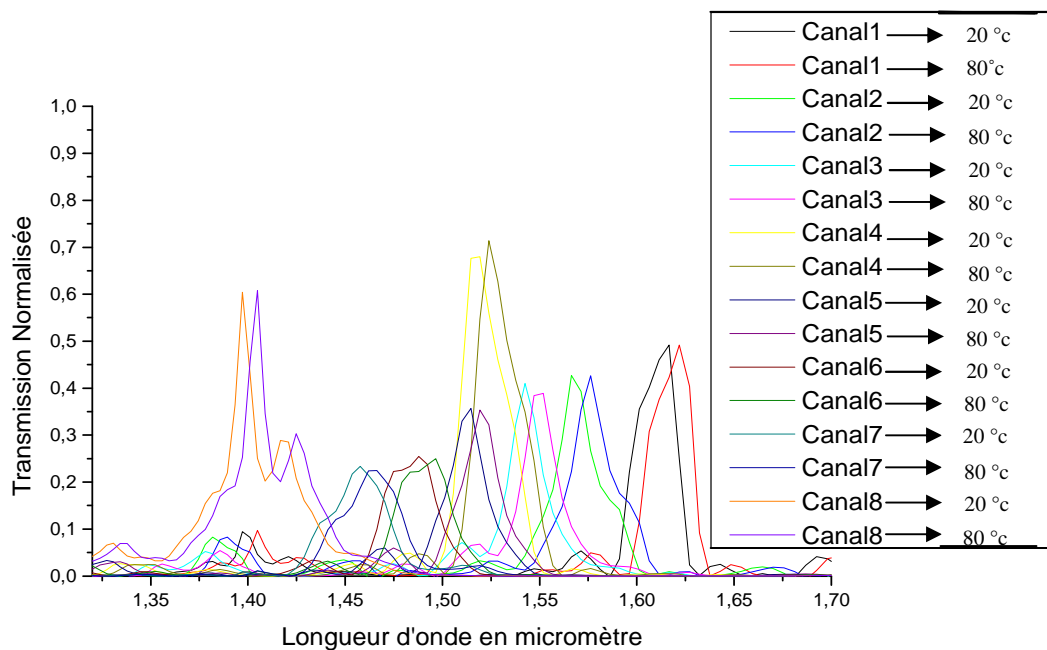


Figure III. 51 : Les spectres en transmission des longueurs d'onde démultiplexées de la structure WDM montrée dans la figure III.49 à $T=20^\circ\text{C}$ et $T=80^\circ\text{C}$.

D'après la figure III. 51, on remarque que la transmission s'étend sur la gamme de longueurs d'onde [1,3 μ m-1,7 μ m] qui est la gamme de télécommunications optiques avec un maximum qui plafonne 70%.

On résume les résultats obtenus dans le tableau suivant :

Longueurs d'ondes démultiplexées à T=20°C (μ m)	$\lambda_1=1,610$	$\lambda_2=1,570$	$\lambda_3=1,545$	$\lambda_4=1,520$	$\lambda_5=1,510$	$\lambda_6=1,480$	$\lambda_7=1,455$	$\lambda_8=1,395$
Longueurs d'ondes démultiplexées à T=80°C (μ m)	$\lambda_1=1,615$	$\lambda_2=1,575$	$\lambda_3=1,550$	$\lambda_4=1,525$	$\lambda_5=1,515$	$\lambda_6=1,485$	$\lambda_7=1,460$	$\lambda_8=1,400$
Transmission (%)	54	45	45	70	39	28	28	60

Tableau III. 7 : Les résultats de simulation FDTD-2D du démultiplexeur de huit longueurs d'ondes avec l'application de la température illustré dans la figure III. 49.

En changeant la température T du milieu dans lequel est baigné le dispositif de T=20°C à T=80°C, on remarque qu'il ya un décalage de toutes les longueurs d'ondes démultiplexées vers les grandes valeurs. Ce décalage est d'environ **5 \times 10⁻³ μ m**.

Ces mesures mettent en évidence la possibilité d'avoir des propriétés optiques des dispositifs d'un circuit d'optique intégrée instables avec la température. Ce qui explique que l'hétérostructure étudiée sur une membrane d'InP présente de telles dépendances avec la température. Théoriquement, l'indice de réfraction effectif de notre hétérostructure (échantillon sur substrat InP : **In GaAs P/InP**) est en fonction de la température ($n_{\text{eff}}(T)$), avec le gradient suivant : $dn_{\text{eff}}/dT=+2 \times 10^{-4} / ^\circ\text{C}$ pour l'échantillon InP.

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 effectif de l'hétérostructure sur substrat InP avec la température.

Ces résultats démontrent la possibilité d'accorder la réponse optique du filtre de huit longueurs d'onde à cristaux photoniques par la température.

III. 7.3 Conclusion :

L'effet de l'accordabilité par la température dans les cristaux photoniques est très intéressant pour la conception des nouveaux composants dans l'optique intégrée. Cet effet est dû à l'impact de la température sur la bande photonique interdite du cristal photonique. Nous pouvons éventuellement utiliser la structure proposée comme un dispositif de capteur de température.

III. 8 Étude d'un nouveau design WDM à sept canaux basé sur le principe de la résonance [27] :

III. 8.1 Introduction :

Le principe de "**Channel drop filter**" joue un rôle très important dans l'intégration des circuits photoniques, il est largement employé dans les systèmes des communications optiques. Plusieurs composants comme multiplexeur/démultiplexeur, switches, coupleur directionnel, peuvent être réalisés à base de "**Channel drop filter**".

Le moyen de contrôle de la lumière est principalement obtenu en créant des défauts ponctuels dans les cristaux photoniques. Les micro-cavités ou bien les résonateurs formés par les défauts ponctuels et les guides d'ondes formés par les défauts linéaires dans les cristaux photoniques ont été les sujets les plus attractives en raison de leur capacité de confiner la lumière dans un petit volume, et ils sont les modules principaux pour les dispositifs photoniques miniaturisés et les circuits intégrés photoniques. Parmi les dispositifs basés sur les cristaux photoniques, les filtres compacts de type "**Channel drop filter**" basés sur le couplage entre les modes de cavité (défaut ponctuel) et les modes de guide d'onde (défaut linéaire) qui sont les plus demandés dans les systèmes de communications optiques qui s'intéressent au démultiplexage en longueur d'onde (WDM : Wavelength Division Multiplexing).

III. 8.2 Une étude brève du couplage entre un guide d'onde et un résonateur :

La configuration de couplage considérée dans cette étude est schématisée sur la figure III. 52. Elle comprend un guide d'onde placé à proximité d'un résonateur. Ces deux objets sont suffisamment proches pour qu'un couplage évanescent ait lieu.

L'interaction entre le guide et le résonateur s'établit sur toute la distance " L " que l'on appelle la longueur d'interaction.

Sur l'ensemble de la zone " L ", les champs du mode du guide et du mode du résonateur se recouvrent partiellement. La lumière qui se propage dans le guide d'onde peut être partiellement couplée au résonateur puis restituée au guide dans le même sens de propagation (transmission) ou dans le sens inverse (réflexion).

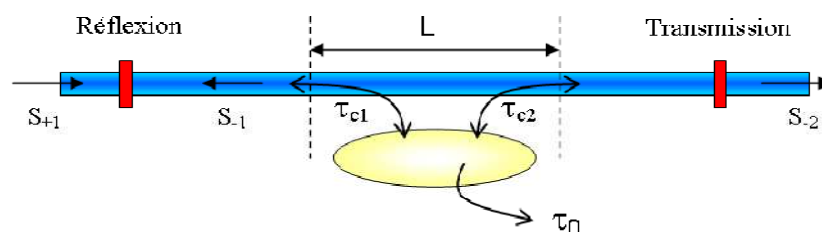


Figure III. 52 : Schéma du couplage entre un guide d'onde et un résonateur.

Avec

S_{+1} : L'amplitude de l'onde incidente dans le guide.

S_{-1} : L'amplitude de l'onde réfléchie dans le guide.

S_{-2} : L'amplitude de l'onde transmise.

τ_{c1}, τ_{c2} : Les durées de vie des photons dans le résonateur avant qu'ils ne s'échappent dans chacun des bras du guide d'onde.

τ_0 : La durée de vie des photons dans le résonateur avant qu'ils ne s'en échappent.

Si le couplage du mode dans chacun des bras du guide d'onde est équivalent (ce qui est le cas pour un système symétrique), on aura alors $\tau_{c1}=\tau_{c2}=\tau_c$. On définit alors un facteur de qualité de couplage $Q_c = \omega\tau_c/2$.

Le coefficient du couplage associé au mode se propageant dans le guide est donné par :

$$\kappa_1 = \sqrt{\frac{2}{\tau_c}} e^{j\phi_c} \quad (\text{III.6})$$

avec ϕ_c est la différence de phase entre les modes du guide et du résonateur.

Dans notre démultiplexeur le couplage se fait d'une part entre un guide d'onde (**Bus waveguide**) et un résonateur et d'autre part entre le résonateur et un guide de filtrage (**Add/drop waveguide**) comme il est représenté dans la figure III. 53.

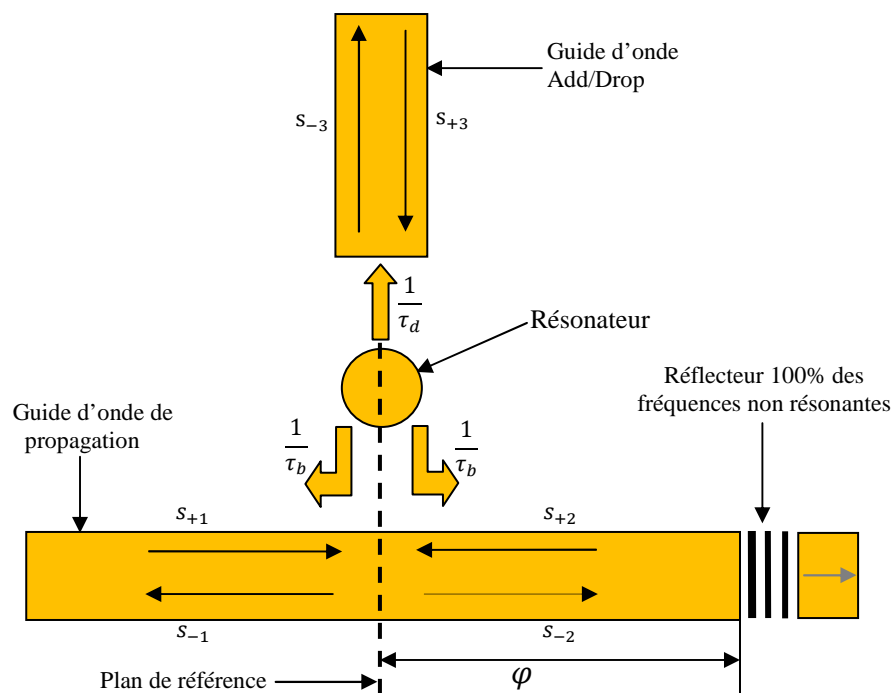


Figure III. 53 : Structure générale d'un dispositif de filtrage à trois ports [28].

Pour l'étude théorique de ce modèle, il est utile de donner la forme mathématique de l'évolution temporelle de l'amplitude du mode du résonateur [28] :

$$\frac{da}{dt} = j\omega_0 a - \left(\frac{2}{\tau_b} - \frac{1}{\tau_d}\right) a + e^{j\theta_1} \sqrt{\frac{2}{\tau_b}} s_{+1} + e^{j\theta_2} \sqrt{\frac{2}{\tau_b}} s_{+2} + e^{j\theta_3} \sqrt{\frac{2}{\tau_b}} s_{+3} \quad (\text{III.7})$$

Avec ω_0 est la fréquence de résonance, $\frac{1}{\tau_d}$ et $\frac{1}{\tau_b}$ sont les taux de transfert d'énergie dans le guide (drop) de filtrage et dans le guide de propagation des ondes. s_{+i} et s_{-i} sont les amplitudes des ondes incidentes, et réfléchies respectivement.

Si le couplage du mode stationnaire dans chacun des bras du guide d'onde est équivalent (ce qui est le cas pour un système symétrique).

Les phases des coefficients de couplage de l'onde incidente vers le résonateur dépendent des choix des plans de références pour les ondes incidentes. Dans ce travail, le plan de référence pour les ondes dans le guide de propagation est choisi au plan central du résonateur comme il est représenté dans la figure III. 53. Donc, le système est symétrique et les résultats sont pris avec $\theta_1 = \theta_2$.

D'après les calculs qui ont été fait dans plusieurs travaux de recherche [29], les relations qui lient entre les amplitudes des ondes incidentes et des ondes réfléchies dans les guides d'ondes et le résonateur sont données par :

$$s_{-1} = s_{+2} - e^{-j\theta_1} \sqrt{\frac{2}{\tau_b}} a \quad (\text{III.8})$$

$$s_{-2} = s_{+1} - e^{-j\theta_1} \sqrt{\frac{2}{\tau_b}} a \quad (\text{III.9})$$

$$s_{-3} = s_{+3} - e^{-j\theta_3} \sqrt{\frac{2}{\tau_d}} a \quad (\text{III.10})$$

D'autre part, la réflexion à l'extrémité du guide d'onde de propagation est donnée par $s_{+2} = e^{j\varphi} s_{-2}$, dont φ est le retardement de phase qui se produit pendant le voyage de l'onde du plan de référence vers le réflecteur puis retourne au plan de référence. Si la vague est lancée seulement dans le guide d'onde de propagation, l'onde $s_{+3} = 0$. La transmission du guide d'onde de propagation au guide de filtrage et la réflexion peuvent être calculées à partir des équations ci-dessus par les expressions :

$$T = \frac{s_{-3}}{s_{+1}} \quad (\text{III.11})$$

$$R = \frac{s_{-1}}{s_{+1}} \quad (\text{III.12})$$

Dans un dispositif de filtrage à trois ports, le rendement de filtrage peut être atteint à 100% si les résonateurs sont placés à une distance bien choisie par rapport au réflecteur et s'ils sont

conçus de telle manière que le facteur (Q) dû au couplage dans le guide de propagation et celui dû au couplage dans le guide d'ondes de filtrage sont importants.

Le facteur de qualité dû au couplage dans le guide d'onde de filtrage (drop) est défini par :

$$Q_f = \omega \tau_d / 2 \quad (\text{III.13})$$

Le facteur de qualité dû au couplage dans le guide d'onde de propagation est défini par :

$$Q_c = \omega \tau_b / 2 \quad (\text{III.14})$$

Le facteur de qualité total s'écrira donc :

$$Q_{\text{total}}^{-1} = Q_f^{-1} + Q_c^{-1} \quad (\text{III.15})$$

III. 8.3 Présentation des résultats de simulation :

Dans cette partie nous allons s'inspirer d'un travail basé sur le filtre de type "**Channel drop filter**" [28] pour concevoir une nouvelle structure de filtrage à base d'un cristal photonique bidimensionnel capable de démultiplexer sept longueurs d'onde.

a. Description de la structure :

Pour des raisons de simplicité, seulement des cristaux photoniques à deux dimensions ont été considérés dans la présente thèse. Dans cette partie, la structure initiale de notre dispositif est un cristal photonique bidimensionnel de dimensions $9,7\mu\text{m} \times 5,8\mu\text{m}$. Ce cristal est composé d'un réseau périodique carré des tiges du matériau GaAs d'indice de réfraction $n=3,4$ suspendues dans l'air $n=1$ (**structure déconnectée**). Ce réseau carré est défini par les paramètres suivants : paramètre de maille $a=0,484 \mu\text{m}$, rayon des cylindres diélectriques $R=0,12 \mu\text{m}$. Les caractéristiques de cette structure (Dimensions de la structure, période, rayon des trous d'air, indice de réfraction) sont choisies dans le but d'avoir une bande photonique interdite dans la bande fréquentielle de télécommunications optiques, ce qu'il sera montré dans le paragraphe suivant. La structure étudiée a été excitée par une source pulsée gaussienne à l'entrée suivant la polarisation TM, il s'agit du champ (H_x, H_z, E_y) (voir figure III. 54).

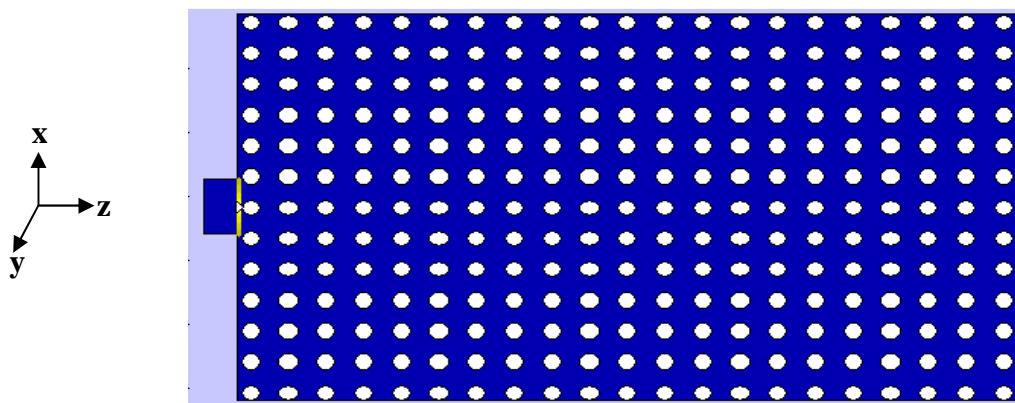


Figure III. 54 : Représentation de la structure initiale sans défaut du cristal photonique bidimensionnel.

Le diagramme de bande pour cette structure est rapporté sur la figure III. 55. Le calcul est fait le long des axes de haute symétrie de la première zone de Brillouin, sur le circuit Γ -X-M- Γ , en utilisant la méthode des ondes planes.

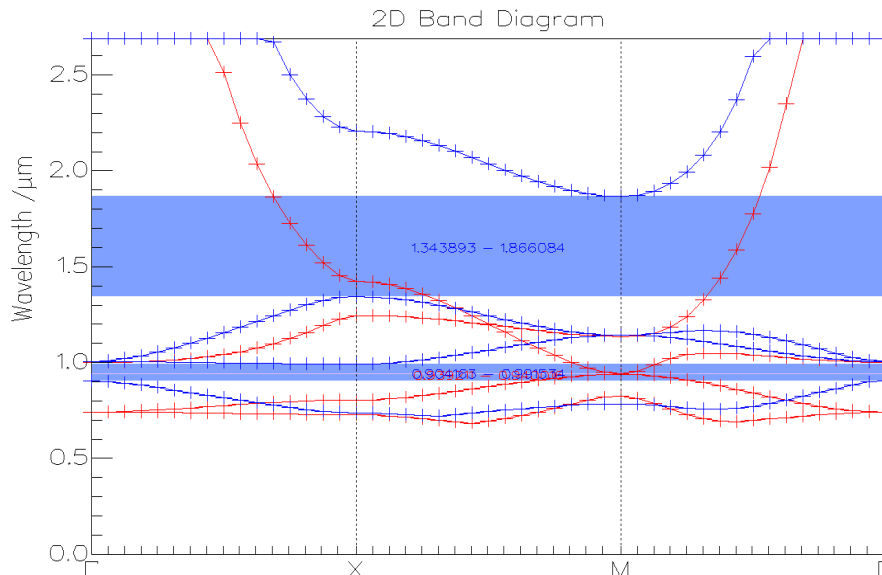


Figure III. 55 : Représentation du diagramme de bande de la structure initiale du cristal photonique bidimensionnel.

Dans le cas d'un CP-2D carré pour une structure déconnectée et pour la polarisation TM, deux bandes interdites TM apparaissent en bleu, dont l'une est large qui s'étend entre 1,866084 μ m et 1,343893 μ m et l'autre est étroite qui s'étend entre 0,991534 μ m et 0,904163 μ m. Une faible bande interdite TE apparait en rouge, elle s'étend entre les longueurs d'ondes 0,940016 μ m et 0,939211 μ m. **Nous remarquons que la structure proposée présente une large bande interdite TM (1,343893 μ m-1,866084 μ m) qui permet d'interdire la propagation de la bande fréquentielle de télécommunications optiques.**

b. Conception du guide mono-rangée (W1) :

Le cristal photonique est un réseau à maille carré de tiges de GaAs ($n=3,4$) suspendue dans l'air. Nous rappelons que cette structure possède une bande interdite photonique qui s'étend entre les longueurs d'ondes 1,343893 μ m et 1,866084 μ m pour une polarisation TM de la lumière. Considérons un guide W1 créé dans la structure précédente avec l'omission d'une seule rangée. Toutes les structures étudiées seront excitées par une source gaussienne qui présente son maximum à la longueur d'onde centrale $\lambda=1,55\mu$ m, suivant la polarisation TM. Donc, dans nos simulations, on s'intéresse uniquement à la polarisation TM. Pour cette dernière, il s'agit des champs (H_x , H_z , E_y). L'intérêt d'un tel guide réside dans sa facilité de conception. La structure fait 21 rangées de long et 6 rangées de large de part et d'autre du

défaut. Dans nos simulations le pas de discrétisation spatial est choisi $\Delta x = \Delta z = 0,04 \mu\text{m}$ et le nombre totale d'itérations est de 4096. La structure à maille carré à simuler est représentée sur la figure III. 56.

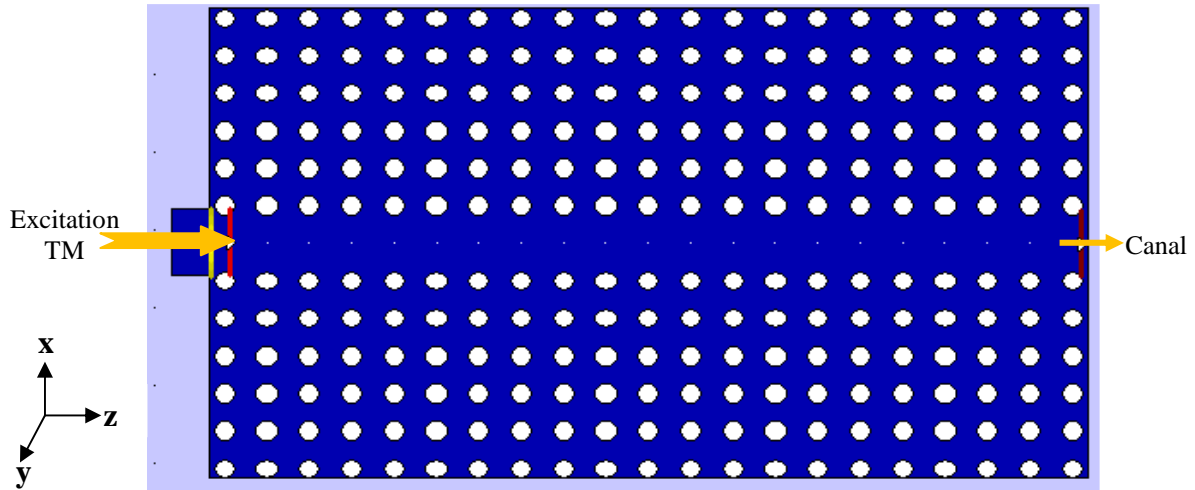


Figure III. 56 : Représentation d'un défaut linéaire (omission d'une seule rangée) dans le cristal photonique bidimensionnel.

La distribution du champ électrique H_x après 4096 itérations est présentée sur la figure III.57:

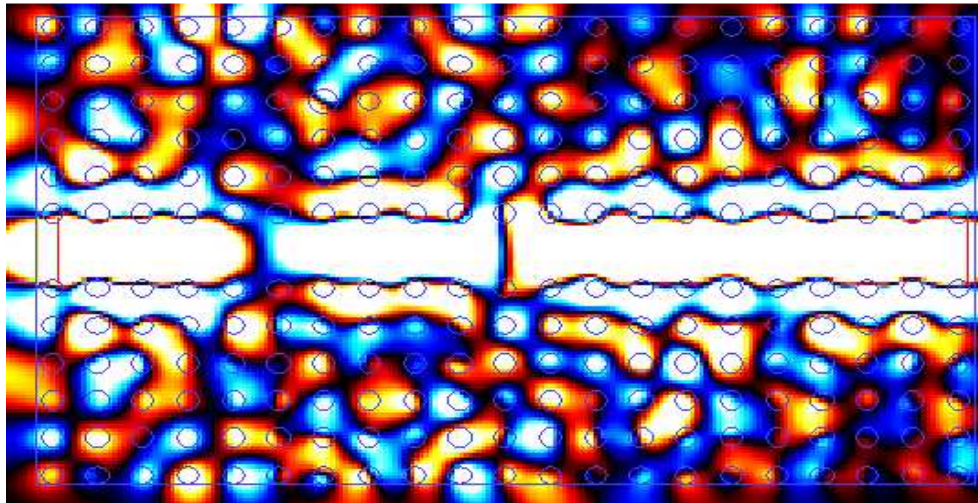


Figure III. 57 : Illustration de la propagation du champ H_x après la simulation.

La figure III. 58 donne la réponse spectrale en transmission du guide mono-rangée W1, et excité en mode TM :

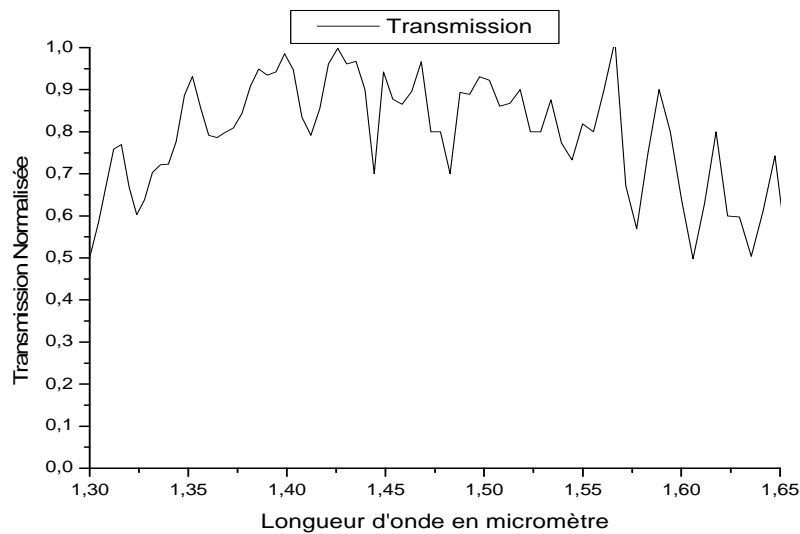


Figure III. 58 : Représentation de la réponse spectrale en transmission du guide W1.

D'après la figure III. 58, on remarque que la transmission s'étend sur la gamme de longueurs d'onde [1,30 μ m-1,65 μ m] avec un maximum qui plafonne 100%. La quantité de transmission considérable est certainement explicable par la présence du mode guidé (mode fondamental) sans pertes qui existe à ces longueurs d'ondes.

A base du guide W1 à cristaux photoniques bidimensionnel, on peut réaliser une fonction de filtrage en insérant des motifs dans ce guide.

La plupart des longueurs d'onde guidées seront réfléchies à l'extrémité du guide, sauf quelques unes, qui seront couplées à la cavité (figure III. 59). Cette approche permet plutôt de réaliser des dispositifs de filtrage basés sur le couplage entre un guide d'onde et une cavité.

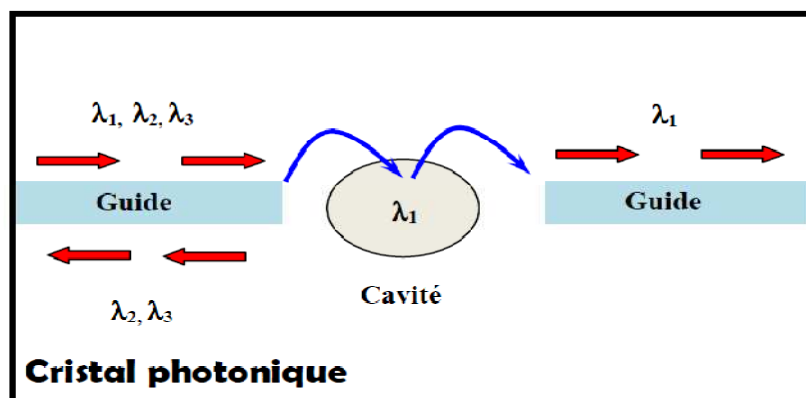


Figure III. 59 : Dispositif associant guide et cavité d'un même cristal photonique bidimensionnel [30].

c. Simulation de quelques exemples des filtres résonnants :

Dans cette section, nous analysons quatre configurations différentes pour montrer l'effet des cavités dans le filtrage de différentes longueurs d'onde.

Pour ceci, on considère la structure précédente : un guide W1 réalisé dans un cristal photonique bidimensionnel définis par un rayon de tige de GaAs $R = 0,12 \mu\text{m}$.

Les filtres résonnants sont introduits à l'intérieur du guide d'onde en insérant premièrement une seule tige du rayon réduit : $R_{\text{cavité}} = 0,04 \mu\text{m}$ entre deux tiges de rayon R , puis trois tiges du rayon réduit : $R_{\text{cavité}} = 0,04 \mu\text{m}$ entre deux tiges de rayon R et enfin quatre tiges du rayon réduit : $R_{\text{cavité}} = 0,04 \mu\text{m}$ entre deux tiges de rayon R .

Un guide diélectrique ramène la lumière vers un guide W1, ce guide est ensuite couplé à un résonateur formé par la réduction du rayon de certaines tiges du diélectrique.

Donc, trois configurations des résonateurs seront étudiées : **une seule tige du rayon réduit : $R_{\text{cavité}} = 0,04 \mu\text{m}$ entre deux tiges de rayon R , trois tiges du rayon réduit : $R_{\text{cavité}} = 0,04 \mu\text{m}$ entre deux tiges de rayon R et enfin quatre tiges du rayon réduit : $R_{\text{cavité}} = 0,04 \mu\text{m}$ entre deux tiges de rayon R** , et le même dispositif est reproduit pour le couplage en sortie comme il est montré dans la figure III. 60 :

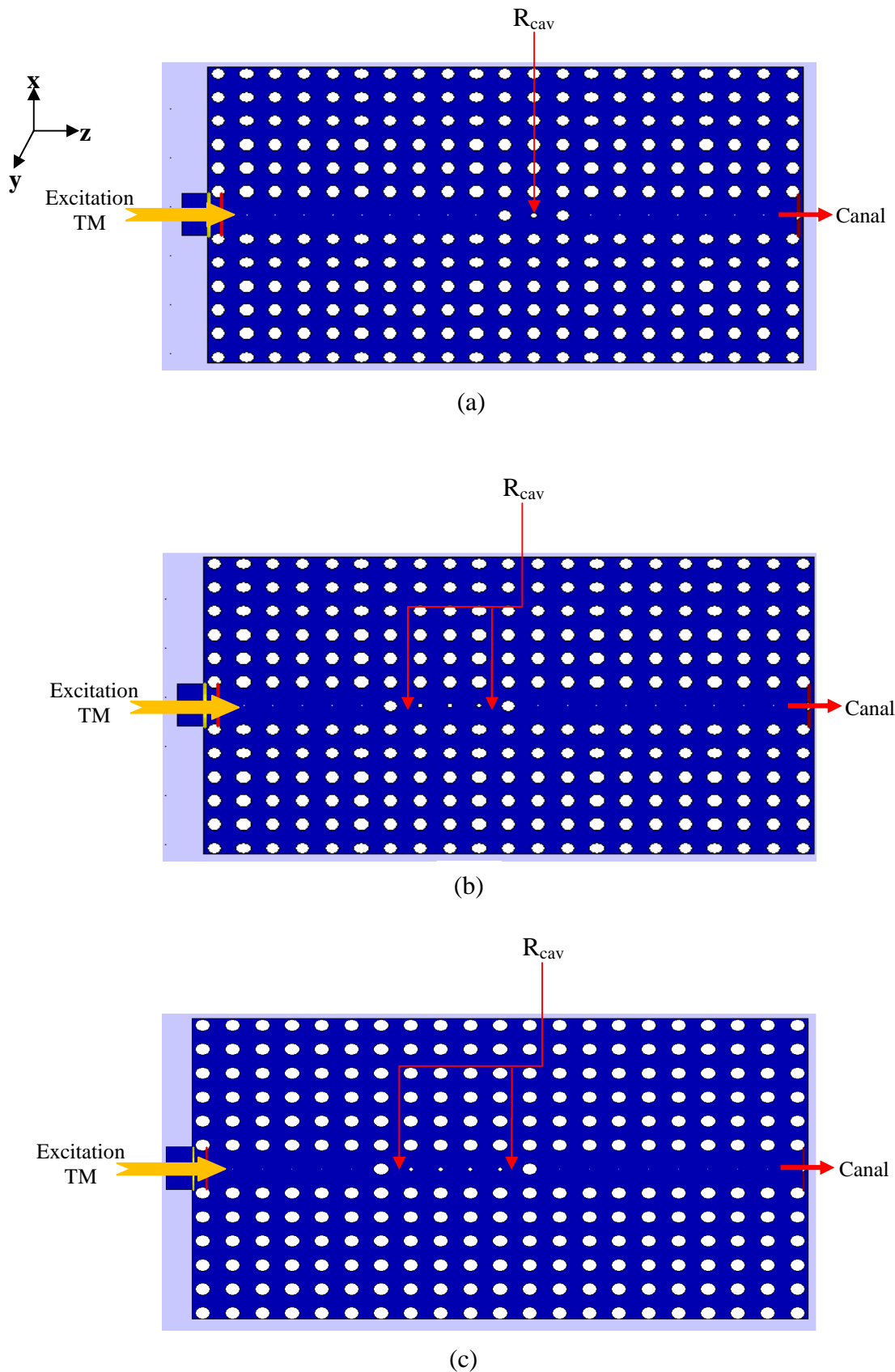
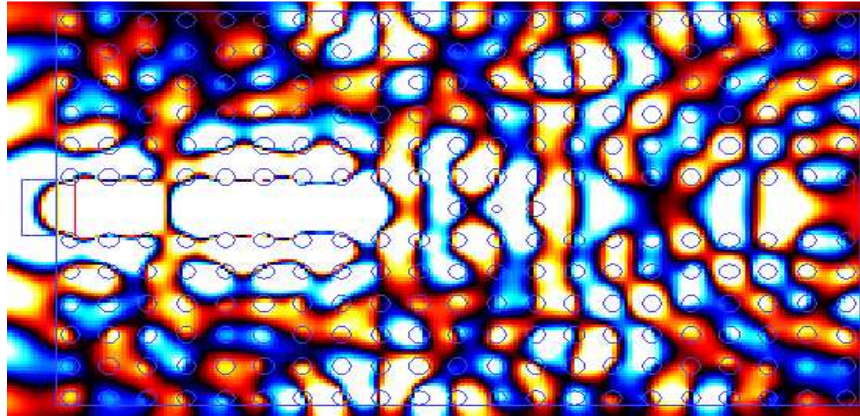
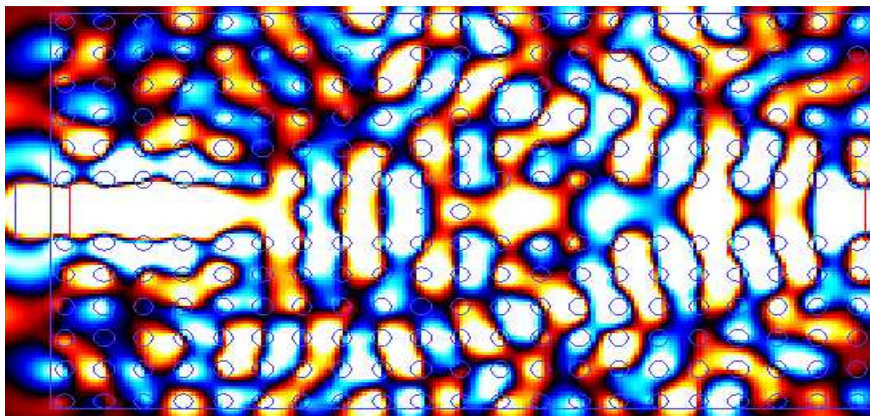


Figure III. 60 : Filtres résonnants réalisés par l'insertion des tiges GaAs de rayon réduit R_{cav} entre deux tiges de rayon $R= 0,12\mu\text{m}$ dans un guide d'onde mono-rangée (a) une seule tige de GaAs de rayon $R_{cav}= 0,04\mu\text{m}$, (b) trois tiges de GaAs de rayon $R_{cav}= 0,04\mu\text{m}$, (c) 4 tiges de GaAs de rayon $R_{cav}=0,04\mu\text{m}$.

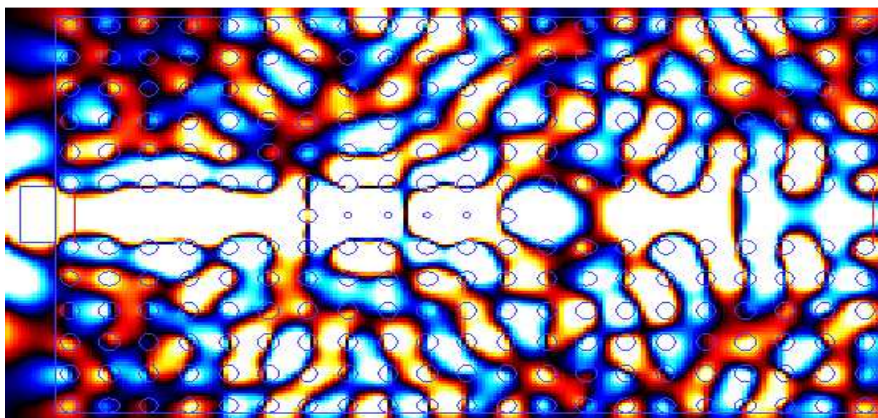
Les distributions du champ électromagnétique H_x de toutes les structures sont présentées sur la figure III. 61.



(a)



(b)



(c)

Figure III. 61 : Illustration de la propagation du champ H_x après la simulation des trois configurations (a, b, et c) représentées dans la figure III. 60.

La figure III. 62 montre la réponse spectrale en transmission de trois structures basées sur l'utilisation des résonateurs insérés dans un guide d'onde W1 (figure III. 60), et excitées en mode TM avec la méthode de calcul FDTD-2D.

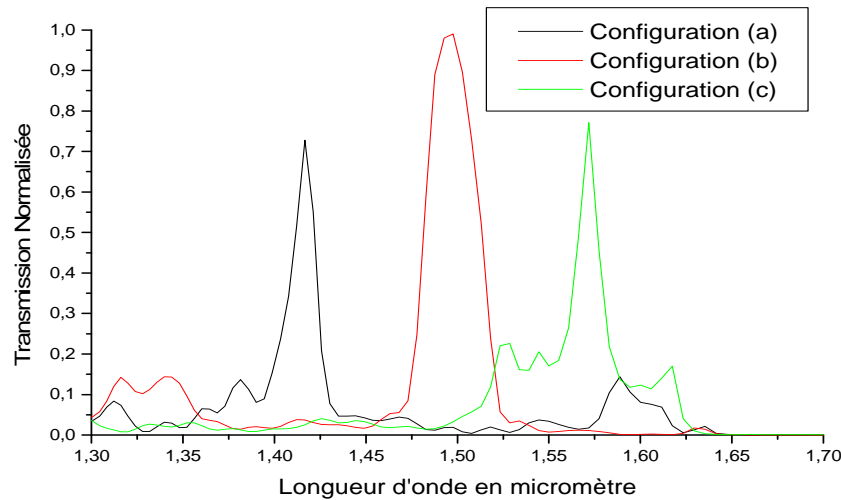


Figure III. 62 : Spectres de transmission normalisés obtenus par la méthode FDTD-2D de la structure illustrée sur la figure III. 60.

Sur la figure III. 62, nous voyons clairement une extraction de trois longueurs d'onde différentes transmises directement vers la sortie du guide. Une telle opération peut être interprétée comme un filtrage par résonateur.

Les tiges insérées dans le guide W1, constituent un résonateur des longueurs d'onde particulières. Chaque résonateur a une fréquence propre de résonance, et chaque fréquence de la lumière injectée à l'entrée du guide coïncide avec la fréquence de résonance du résonateur sera filtrées et redirigée vers le canal de sortie. Donc, chaque cavité insérée dans le guide est adaptée pour un couplage optimal avec une longueur d'onde.

Nous voyons clairement que les trois configurations donnent la possibilité de filtrer trois longueurs d'onde qui sont $\lambda_1=1,572\mu\text{m}$ (configuration (a)), $\lambda_2=1,500\mu\text{m}$ (configuration (b)), et $\lambda_3=1,416\mu\text{m}$ (configuration (c)), ces longueurs d'onde sont guidées et transmises directement vers la sortie avec des taux de transmission 78%, 100% et 75% respectivement.

d. Création d'une jonction en Y :

Les cristaux photoniques possèdent de fortes potentialités pour la réalisation de composants optiques actifs ou passifs. En effet, nous nous sommes donc intéressés à un dispositif qui est utilisé comme diviseur, mélangeur, démultiplexeur...etc.

Dans cette section, nous essayons de développer un composant de démultiplexage à base d'une jonction Y créé dans la structure montrée dans la figure III. 63.

La structure à simuler est représentée sur la figure III. 63. Cette structure est excitée par une source gaussienne. Dans nos simulations, on s'intéresse uniquement à la polarisation TM. Pour cette dernière, il s'agit des champs (H_x , H_z , E_y).

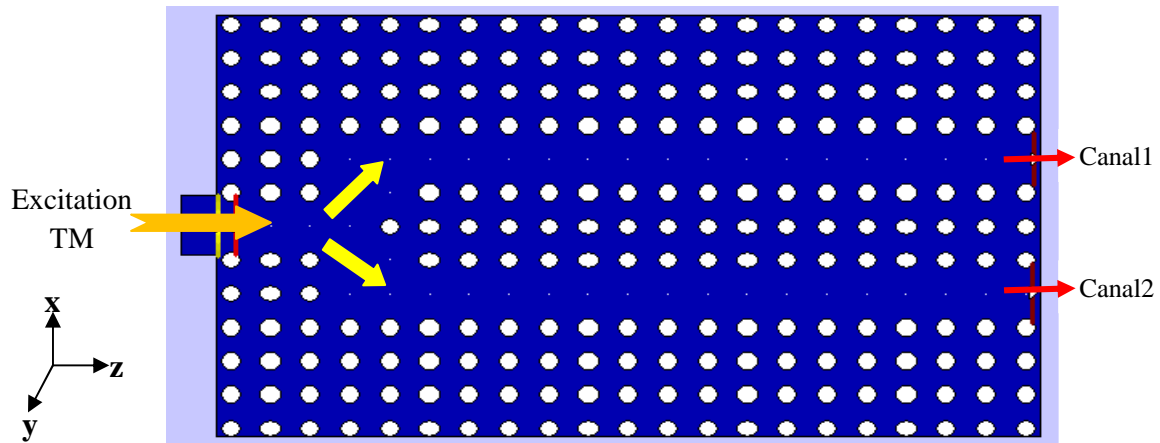


Figure III. 63 : Structure initiale du dispositif de démultiplexage en longueurs d'ondes réalisée par la création d'une jonction en Y.

La transmission analysée numériquement sur cette jonction Y 1×2 (pour le canal1 et le canal2) et en polarisation TM est reportée sur la figure III. 64.

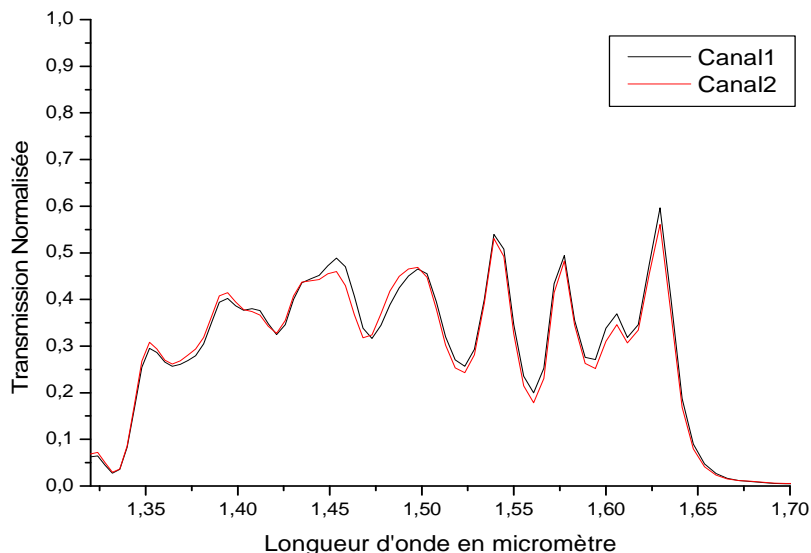


Figure III. 64 : Représentation de la réponse spectrale en transmission de la structure représentée dans la figure III. 63.

Les résultats de la simulation obtenus par FDTD-2D de cette structure montrent clairement une transmission d'une même bande [1,35-1,65] μm dans les deux canaux de sortie (canal1 +

canal2) avec un taux de transmission aux alentours de 50% sur toute la gamme de longueur d'onde. Ces résultats expliquent que la jonction créée joue le rôle d'un diviseur d'énergie.

e. Utilisation de la jonction en Y pour le filtrage de deux longueurs d'ondes :

Parmi les composants qui sont très utilisés dans l'optique intégrée, nous trouvons la jonction en Y 1×2 . Cette dernière est une brique essentielle dans les applications WDM (Wavelength Division Multiplexing). Nous nous intéresserons dans cette section à la conception d'un composant de démultiplexage de deux longueurs d'onde, pour cela on garde les mêmes propriétés physiques et géométriques de la jonction en Y 1×2 , et on insère deux filtres résonants dans les deux guides W1 de la jonction Y formant les deux branches de cette dernière comme il est représenté dans la figure III. 65. Toujours une source pulsée gaussienne est utilisée pour exciter la jonction, et la polarisation utilisée est TM.

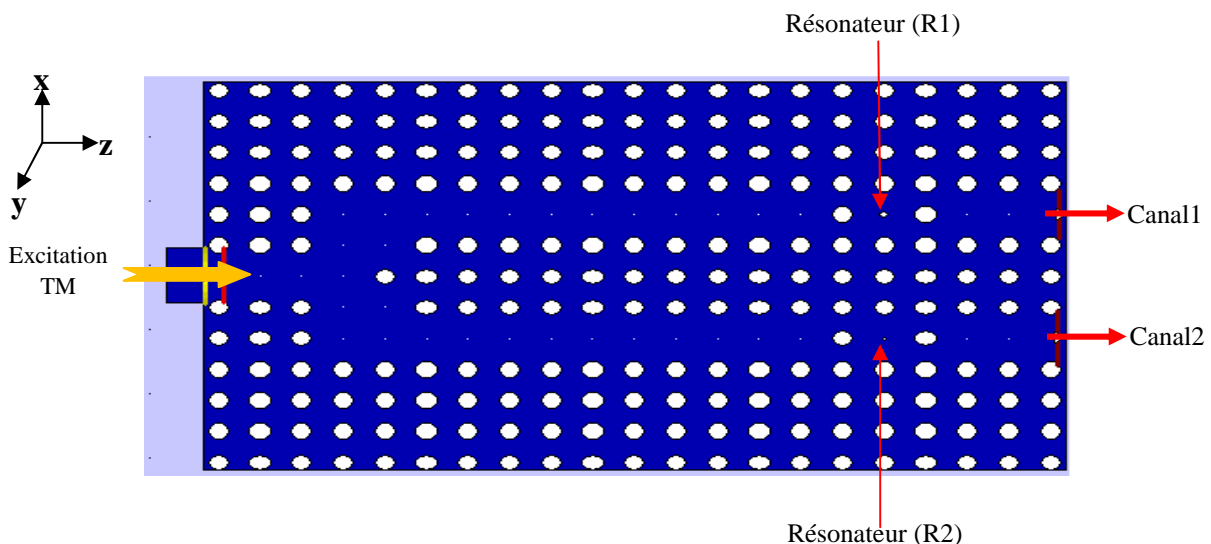


Figure III. 65 : Représentation d'un dispositif WDM de deux longueurs d'ondes créé par l'insertion de deux filtres de résonance dans les deux branches de la jonction en Y.

Les deux filtres résonants insérés dans les guides d'onde W1 sont créés en réduisant le rayon d'une tige de GaAs. Les rayons utilisés dans la première et la deuxième branche de la jonction Y pour créer les deux résonateurs sont $R1=0,05\mu\text{m}$, et $R2=0,02\mu\text{m}$ respectivement.

La distribution du champ électromagnétique H_x est présentée sur la figure III. 66.

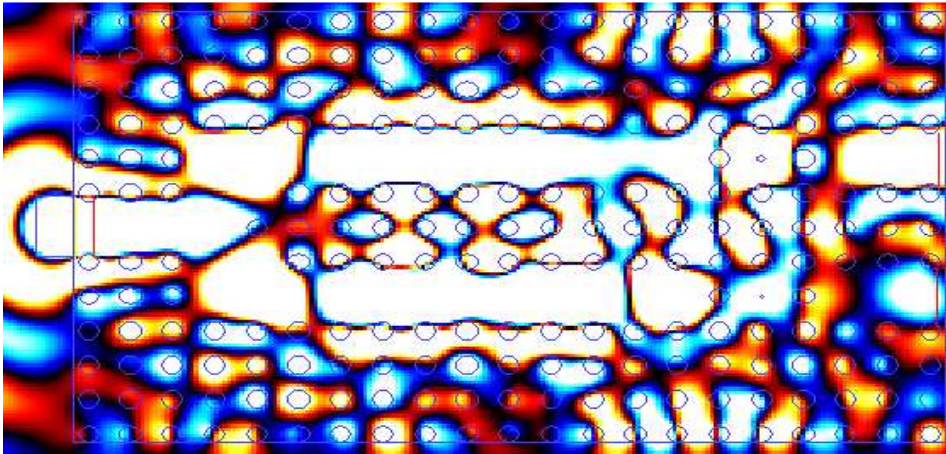


Figure III. 66 : Représentation de la distribution du champ électrique H_x après la simulation de la structure montrée dans la figure III. 65.

Les spectres de transmission de la jonction en Y 1×2 obtenus par simulation FDTD-2D sont illustrés sur la figure III. 67.

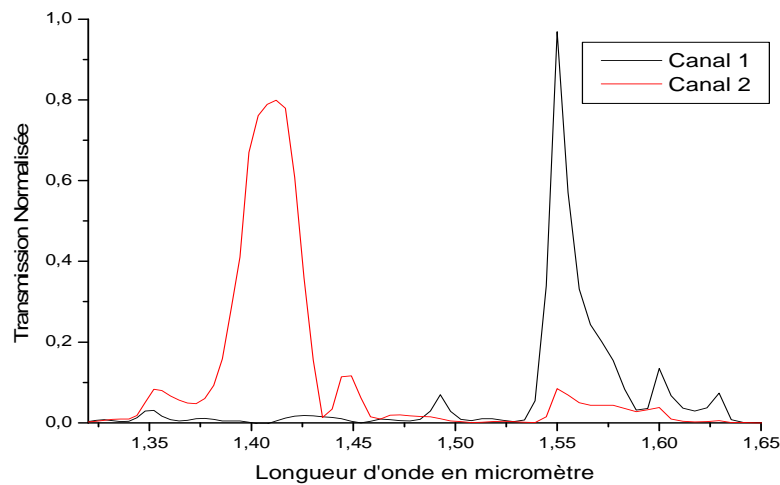


Figure III. 67 : La réponse spectrale en transmission de la structure représentée dans la figure III. 65.

A partir de la figure III. 67, nous remarquons que l'utilisation des résonateurs dans la jonction en Y nous a permis de filtrer deux longueurs d'onde, la première est $\lambda_1 = 1,550 \mu\text{m}$ qui atteint les 100% pour le canal 1, et la deuxième est $\lambda_2 = 1,410 \mu\text{m}$ avec une transmission enregistrée de l'ordre de 85%.

f. Conception d'un dispositif WDM de sept canaux basé sur la jonction en Y :

L'amélioration du dispositif WDM envisagé dans le paragraphe précédent réside dans l'augmentation du nombre de longueurs d'onde filtrées. Nous allons effectuer une optimisation de la structure précédente pour filtrer si possible un nombre important de longueurs d'onde. Dans ce sens, on va essayer de piéger des différentes longueurs d'onde dans des cavités insérées dans les deux parties latérales de la jonction en Y. Donc, notre dispositif est conçu à base d'un cristal photonique bidimensionnel de dimensions $9,7\mu\text{m} \times 5,8\mu\text{m}$. Ce cristal est composé d'un réseau périodique carré des tiges du matériau GaAs d'indice de réfraction $n=3,4$ suspendues dans l'air $n=1$ (structure déconnectée). Ce réseau carré est défini par les paramètres suivants : paramètre de maille $a=0,484 \mu\text{m}$, rayon des cylindres diélectriques $R= 0,12 \mu\text{m}$. La structure étudiée a été excitée par une source pulsée gaussienne à l'entrée suivant la polarisation TM.

Dans le sens de conception d'un filtre de plusieurs longueurs d'onde, on a pensé d'insérer des cavités de part et d'autre des deux guides d'onde porteurs du signal de la jonction Y. Une cavité optique se définit comme un résonateur électromagnétique où la lumière est confinée. Ces résonateurs fonctionnent comme des "pièges à photons". En effet, lorsque la cavité résonne, la lumière effectue un grand nombre d'allers retours et se retrouve ainsi temporairement bloquée.

Le filtre étudié consiste à juxtaposer les cavités parallèlement aux guides pour aboutir à une interaction latérale des modes des cavités avec les modes des guides. Ce couplage permet d'extraire une ou plusieurs fréquences se propageant dans les guides. Ces fréquences peuvent ensuite être captées par des canaux dans les deux côtés latéraux de la structure.

Avec plusieurs simulations nous avons étudié le fonctionnement des cavités en fonction de la variation du rayon des cylindres des tiges de la structure. Des meilleurs résultats ont été obtenus par la création de cinq cavités dans la structure. Ces cavités sont réalisées par la modification de rayon des tiges de GaAs. Les rayons utilisés sont : $R_1=0,020\mu\text{m}$, $R_2=0,160\mu\text{m}$, $R_3=0,0285 \mu\text{m}$, $R_4=0,050\mu\text{m}$, $R_5=0,020\mu\text{m}$, $R_6=0,060\mu\text{m}$, et $R_7=0,0465\mu\text{m}$. Le rayon de la tige mise en face du guide de l'entrée est aussi modifié : $R_8=0,100\mu\text{m}$, comme il est illustré dans la figure III. 68.

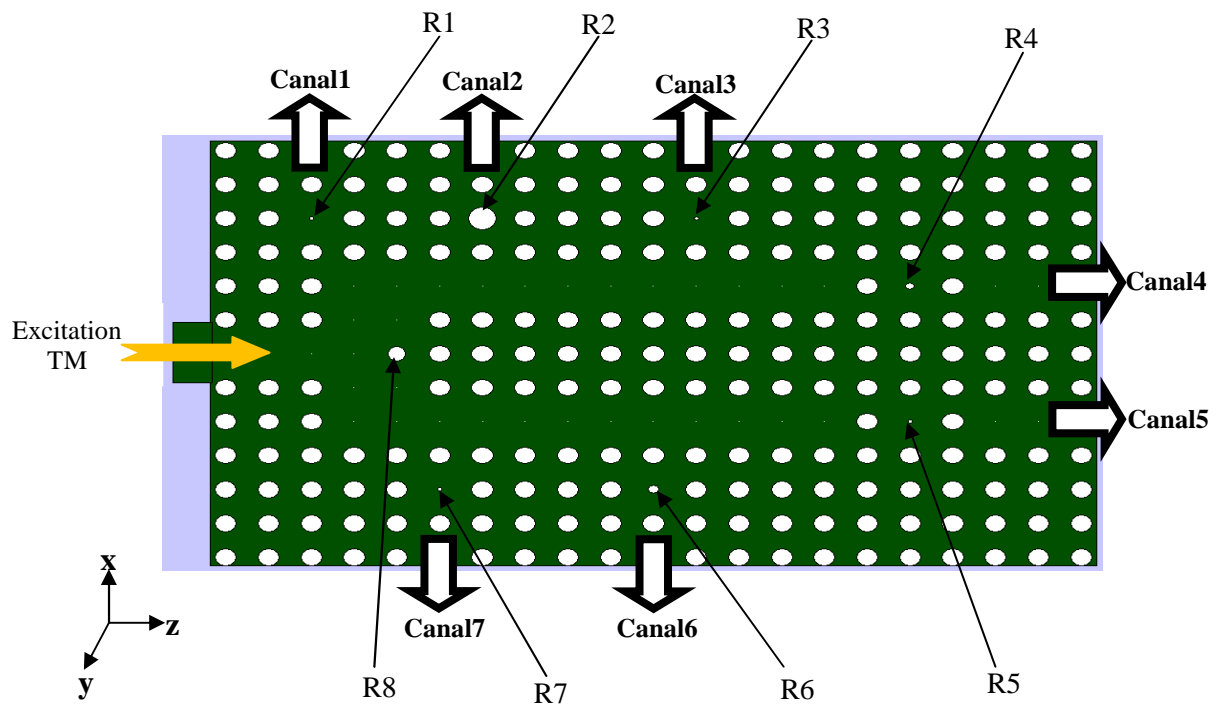


Figure III. 68 : Représentation de la structure finale du démultiplexeur en longueur d'onde (WDM) de sept longueurs d'ondes à base d'un cristal photonique bidimensionnel.

La distribution du champ électromagnétique H_x est présentée sur la figure III. 69.

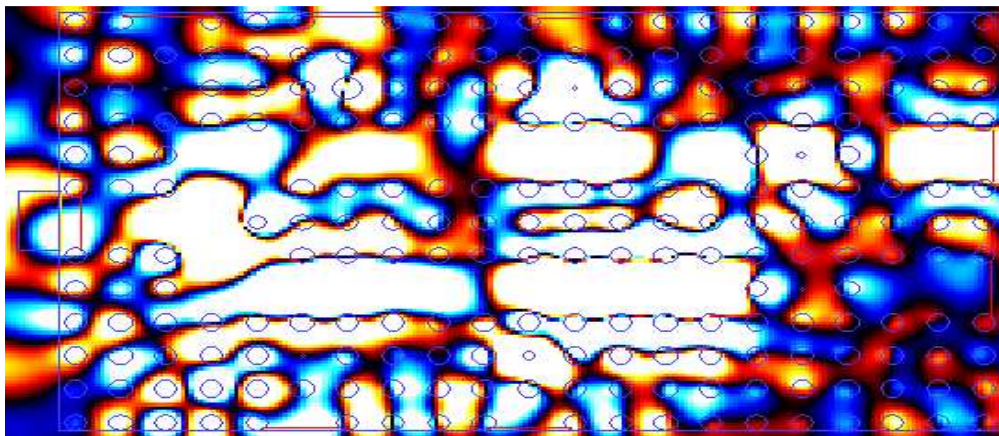


Figure III. 69 : Représentation de la distribution du champ électrique H_x après la simulation de la structure montrée dans la figure III. 68.

La figure III. 68 montre schématiquement la structure du dispositif de filtre de type "drop", qui est basé sur un cristal photonique 2D constitué d'un réseau carré de tiges de GaAs. Notre approche est de concevoir un démultiplexeur en longueur d'onde (WDM : Wavelength Division Multiplexing) de taille très réduite, versatile et compact à la longueur d'onde $\lambda=1,55\mu\text{m}$ qui peut être adapté aux réseaux de télécommunications optiques. Ce

démultiplexeur est basé sur l'utilisation des cristaux photoniques à défaut linéaire et ponctuel. Cette fonctionnalité nous permet de démultiplexer latéralement, à l'aide d'un code numérique basé sur la méthode FDTD sept longueurs d'onde.

Sur la figure III. 70, nous avons reporté les spectres de transmission associés au système couplé. La génération de la lumière se fera à l'entrée du guide d'entrée de la jonction Y.

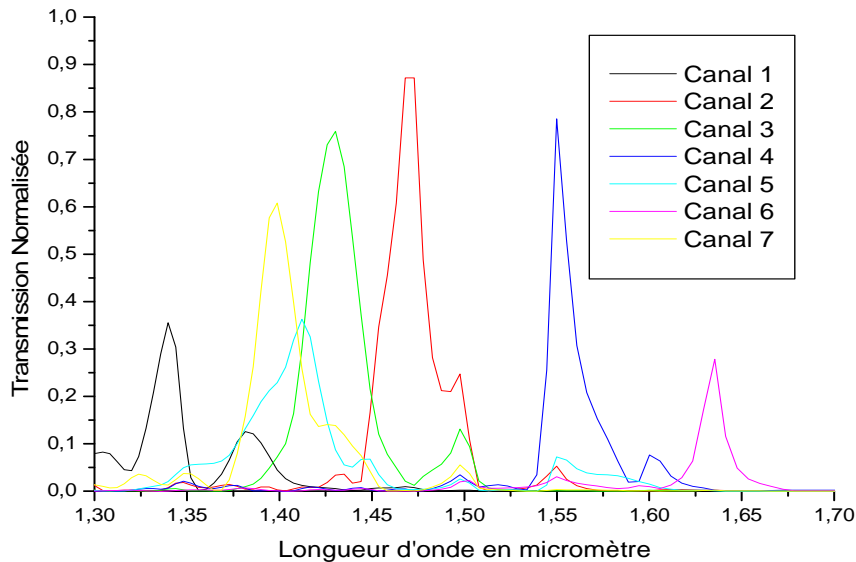


Figure III. 70 : La réponse spectrale en transmission de la structure représentée dans la figure III. 68.

En résumé, le principe du filtrage de notre démultiplexeur est basé sur plusieurs phénomènes. La jonction en Y créée dans le cristal photonique bidimensionnel permet de diviser l'énergie injectée à l'entrée du guide. L'insertion des filtres résonants dans les branches de la jonction Y permet de filtrer que les fréquences résonantes dans le filtre et les autres fréquences seront réfléchies vers l'entrée de la jonction. Donc, on peut dire que le filtre de résonance est un réflecteur 100% des fréquences non résonantes. La création des cavités au-dessus et au-dessous de la jonction Y par la modification du rayon de certaines tiges de GaAs du cristal permet de filtrer latéralement cinq longueurs d'onde, ceci est dû au couplage qui aura lieu entre les deux guides W1 et les cavités.

A partir de la figure III. 70, nous remarquons que notre dispositif est capable de démultiplexer sept longueurs d'onde dans la gamme [1,30-1,65] μm avec un rendement allant de 30 % jusqu'à 90%.

Le tableau suivant récapitule les résultats obtenus après un calcul FDTD-2D :

Les longueurs d'ondes démultiplexées (μm)	$\lambda_1=1,345$	$\lambda_2=1,472$	$\lambda_3=1,425$	$\lambda_4=1,555$	$\lambda_5=1,411$	$\lambda_6=1,639$	$\lambda_7=1,398$
Transmission Normalisée (%)	36	90	78	83	38	30	60

Tableau III. 8 : Les résultats de simulation FDTD-2D du nouveau démultiplexeur de sept longueurs d'ondes illustré dans la figure III. 68.

En conclusion, dans ce travail, on a proposé une nouvelle topologie du démultiplexeur optique (WDM) dans un cristal photonique bidimensionnel. Les tiges GaAs insérées dans les deux guides W1 (branches de la jonction Y) sont agies en tant qu'un résonateur de transmission des fréquences résonantes ou réflecteurs 100% des fréquences non résonantes. Les fréquences réfléchies seront filtrées latéralement par des cavités de filtrage. En se référant à d'autres travaux de recherche [28], la structure proposée présente une nouvelle version d'un dispositif WDM (Wavelength Division Multiplexing). Il peut être mis en application dans la pratique.

III.9 Conclusion :

Ce chapitre a consisté à étudier le filtrage de différentes longueurs d'onde simultanément d'un signal voyageant dans un guide multimode en cristal photonique bidimensionnel. Vu que la constante diélectrique des bords de ce dernier guide est périodique, les modes se propagent par le mécanisme de diffraction de Bragg et se couplent à des régions spectrales connues par les mini-bandes interdites : le mode guidé fondamental (mode à transport) à faibles pertes et un mode d'ordre élevé (mode d'extraction). L'idée est de contrôler la longueur d'onde d'un signal optique qui se propage le long d'un guide de largeur variable (augmentation de rayon des trous des bords du guide W1 en différentes sections) sur le mode fondamental en extrayant sur le côté du guide, dans la section du guide où la longueur d'onde de la mini-bande interdite correspond à la longueur d'onde à contrôler, une fraction du signal.

Les avantages du démultiplexeur proposé sont :

- ❖ Miniaturisation du dispositif ($16,5\mu\text{m} \times 6,5\mu\text{m}$), il est compatible avec la géométrie de circuits intégrés optiques.
- ❖ Possibilité de démultiplexer sept longueurs d'ondes et huit longueurs d'ondes simultanément.
- ❖ Fonctionnement dans la bande de fréquence optique ($1,30-1,60$) μm .
- ❖ Un espacement entre canaux acceptable : (de $0,01\mu\text{m}$ jusqu'à $0,215\mu\text{m}$), avec un rendement de transmission moyen : (de 24% jusqu'à 70%).

Dans ce chapitre, nous avons aussi montré la possibilité d'accorder la réponse optique du dispositif WDM à cristal photonique bidimensionnel en modifiant l'indice de réfraction de la composante de haut indice de réfraction du cristal photonique avec la température. Dans une plage de température allant de 20°C à 80°C, les longueurs d'ondes filtrées se sont déplacées de $\Delta\lambda \approx 0,005\mu\text{m}$. 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.

La dernière partie de ce chapitre démontre qu'à partir d'une structure déconnectée d'un cristal photonique bidimensionnel excitée en mode TM, on peut filtrer sept longueurs d'onde simultanément. La topologie de ce dernier est basée sur l'utilisation des cavités résonnantes avoisinant les guides d'onde d'une jonction Y et des filtres à résonateurs insérés dans les deux branches de cette jonction (Y). Les longueurs d'onde filtrées sont donc incluses dans la bande $[1,30\mu\text{m} - 1,65\mu\text{m}]$ autour de la longueur d'onde de télécommunications optiques $\lambda=1,55\mu\text{m}$.

Les avantages de ce dispositif sont :

- ❖ Une optimisation dans la miniaturisation du dispositif ($9,7\mu\text{m} \times 5,8\mu\text{m}$), il est compatible avec la géométrie de circuits intégrés optiques.
- ❖ Possibilité de démultiplexer sept longueurs d'ondes simultanément.
- ❖ Simplicité de la topologie de la structure (utilisation des défauts linéaires et ponctuels).
- ❖ Fonctionnement dans la bande de fréquence optique ($1,3-1,6$) μm .
- ❖ Un espacement entre canaux acceptable : (de $0,014\mu\text{m}$ jusqu'à $0,294\mu\text{m}$) avec un rendement de transmission amélioré : (de 30% jusqu'à 90%).

III. 10 Bibliographies :

- [1] Yohan 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.
- [2] J. Joannopoulos, R. D. Meade, et J. N. Winn, "Photonic Crystals- Molding the Flow of Light", Princeton University Press, Princeton, NJ, Book, first edition, (304 pages), ISBN: 9780691124568, 1995.
- [3] D. Labilloy, H. Benisty, C. Weisbuch, T.F. Krauss, R. M. De La Rue, V. Bardinal, D. Cassagne, et C. Jouanin, "Quantitative Measurement of Transmission, Reflection, and Diffraction of Two-Dimensional Photonic Band Gap Structures at Near-Infrared Wavelengths", Phys. Rev. Lett., vol. 79, N°. 21, pp. 4147- 4150, 1997.
- [4] Mc Nab, S., N. Moll, and Y. Vlasov, "Ultra-low loss photonic integrated circuit with membrane-type photonic crystal waveguides", Opt. Express, Vol. 11, N°. 22, pp. 2927-2939, 2003.
- [5] Emilie SCHWOOB-VIASNOFF, "Propagation et Emission dans des guides multimodes à cristaux photoniques bidimensionnels", Thèse de doctorat, Université Paris XI, Septembre 2004.
- [6] Yariv, A., "Optical Electronics", Book, (713 pages), ISBN: 0030474442 9780030474446, 1991.
- [7] Tamir, T., "Guided wave optoelectronics", Series: Springer Series in Electronics and Photonics (Book 26), Edition: 2nd, ISBN-10: 354052780X | ISBN-13: 978-3540527800, 419 pages, 1990.
- [8] J. P. Dowling, M. Scalora, M. J. Bloemer, and C. M. Bowden, "The photonic band edge laser: a new approach to gain enhancement", Journal of Applied Physics, vol. 4, pp. 1896-1899, 1994.
- [9] K. Sakoda, "Enhanced light amplification due to group-velocity anomaly peculiar to two- and three-dimensional photonic crystals", Optics Express, vol. 4, pp. 167-176, 1999a.
- [10] K. Sakoda, K. Ohtaka, and T. Ueta, "Low-threshold laser oscillation due to groupvelocity anomaly peculiar to two- and three-dimensional photonic crystals", Optics Express, vol. 4, pp. 481-488, 1999b.
- [11] L. Martinelli, H. Benisty, O. Khayam, G. H. Duan, H. Heidrich, and K. Janiak, "Analysis and Optimization of Compact Demultiplexer Monitor Based on Photonic-Crystal Waveguide", Journal of Lightwave Technology, vol. 25, pp. 2385-2394, 2007.
- [12] Tapio Niemi, Lars Hagedorn Frandsen, Kristian Knak Hede, Anders Harpøth, Peter Ingo Borel, and Martin Kristensen, "Wavelength-Division Demultiplexing Using Photonic Crystal Waveguides", IEEE photonic technology letters, Vol. 18, N°. 1, pp. 226-228, 2006.
- [13] S. Fan, P. R. Villeneuve, J. D. Joannopoulos, and H. A. Haus, "Channel drop tunneling through localized states", Phys. Rev. Lett., Vol. 80, pp. 960-963, 1998.

- [14] B.-S. Song, S. Noda, and T. Asano, "Photonic Devices Based on In-Plane Hetero Photonic Crystals", *Science*, Vol. 300, pp. 1537, 2003.
- [15] M. Qiu, M. Mulot, M. Swillo, S. Anand, B. Jaskorzynska, A. Karlsson, M. Kamp, and A. Forchel, "Photonic crystal optical filter based on contra-directional waveguide coupling", *Appl. Phys. Lett.*, vol. 83, pp. 5121-5123, 2003.
- [16] S. Olivier, H. Benisty, C. Weisbuch, C. J. Smith, T. F. Krauss, and R. Houdré, "Coupled-mode theory and propagation losses in photonic crystal waveguides", *Optics Express*, vol. 11, pp. 1490-1496, 2003.
- [17] S. Olivier, C. Weisbuch, and H. Benisty, "Fault-tolerant and compact add-drop filter proposal", *Optics Letters*, vol. 28, pp. 2246-2248, 2003.
- [18] S. Bouamami, R. Naoum, "Compact WDM demultiplexer for seven channels in photonic crystal", *Optik*, 124, pp. 2373-2375, 2013.
- [19] Meron Y. Tekeste and Jan M. Yarrison-Rice, "High efficiency photonic crystal based wavelength demultiplexer", *OPTICS EXPRESS*, Vol. 14, No. 17, 2006.
- [20] R. Naoum, S. Bouamami, "Temperature effect on the tenability of an eight channel demultiplexer ", *Optik*, 125, pp. 5164-5166, 2014.
- [21] C.S. Kee, J. Kim, H.Y. Park, I. Park, and H. Lim, "Two-dimensional tunable magnetic photonic crystals", *Physical Review B*, Vol. 61, No. 23, pp. 15523–15525, 2000.
- [22] A. Figotin, Y.A. Godin, and I. Vitebsky. "Tunable photonic crystals", *Physical Review B*, Vol. 57, No. 5, pp. 2841–2848, 1998.
- [23] K. Yoshino, Y. Kawagishi, M. Ozaki, and A. Kose, "Mechanical tuning of the optical properties of plastic opal as a photonic crystal", *Japanese Journal of Applied Physics Part 2- Letters and Express Letters*, Vol. 38, No. 7A, PP. L786–L788, 1999.
- [24] K. Busch and S. John, "Liquid Crystal Photonic Band Gap Materials: The Tunable Electromagnetic Vacuum", *Physical Review Letters*, Vol. 83, No. 5, pp. 967-970, 1999.
- [25] P. Yeh. "Optical Waves in Layered Media", Series:Wiley series in pure and applied optics, New York, number of page: 406, ISBN 10: 0471828661, 1988.
- [26] J. Talghader and J.S. Smith. "Thermal dependence of the refractive index of GaAs and AlAs measured using semiconductor multilayer optical cavities", *Applied Physics Letters*, Vol. 66, Issue. 3, pp. 335–337. 1995.
- [27] S. Bouamami, R. Naoum, "New version of seven wavelengths demultiplexer based on the microcavities in a two-dimensional photonic crystal", *Optik*, 125, pp. 7072-7074, 2014.
- [28] Sangin Kim, Ikmo Park, and Hanjo Lim, "Highly efficient photonic crystal-based multichannel drop filters of three-port system with reflection feedback", *Optics Express*, Vol. 12, No. 22, pp. 5518-5525, 2004.

[29] H. A. Haus and Y. Lai, "Theory of cascaded quarter wave shifted distributed feedback resonators", J. Quantum Electron, Vol. 28, pp. 205-213, 1992.

[30] 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.

Conclusion générale et perspectives :

Dans un contexte où les technologies de télécommunications prennent de plus en plus part à notre vie de tous les jours nous cherchons toujours des outils de traitement du signal plus compacts et économes en énergie. C'est dans ce contexte que nous avons choisi de développer les cristaux photoniques, permettant notamment l'apparition de bandes interdites dans la propagation de la lumière par l'organisation périodique de différents matériaux.

L'objet du travail de thèse présenté dans ce manuscrit, constitue une contribution à l'étude de différents types des démultiplexeurs en longueur d'onde (WDM : Wavelength Division Multiplexing) à base des cristaux photoniques bidimensionnels. Suite à cette étude, nous avons étudié l'accordabilité de la réponse optique d'un filtre de huit longueurs d'ondes sur un substrat d'InP (**In GaAs P/InP**) en fonction de la température. Les positions des longueurs d'ondes filtrées se déplacent en fonction de la température vers les basses fréquences.

Le premier chapitre s'articule autour 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, on peut retenir les idées suivantes :

- ❖ La périodicité de la constante diélectrique dans un cristal photonique 1D, 2D, ou 3D est à l'origine de plusieurs propriétés intéressantes comme par exemple l'ouverture d'une bande interdite photonique interdisant la propagation de la lumière dans une, deux, ou trois dimensions.
- ❖ Les propriétés dispersives de ces matériaux constituent les principales raisons du grand intérêt de ces structures. Elles sont souvent calculées en utilisant des méthodes numériques. Ceci permet de tracer la relation de dispersion $w(k)$ que l'on appelle diagramme de bande.
- ❖ Le réseau triangulaire de trous (structure connectée) est la seule structure simple permettant d'obtenir une bande interdite bidimensionnelle large en polarisation TE.
- ❖ Lorsqu'un défaut est introduit dans la périodicité d'un CP-2D possédant une bande interdite, de nouveaux modes permis pour le champ électromagnétique peuvent apparaître pour des fréquences se trouvant dans le gap photonique. A base de défauts ponctuels et linéaires dans des cristaux photoniques 2D, la réalisation de différents types de circuits en nano-photonique est rendue possible.
- ❖ Lorsque l'on désire d'étudier un dispositif à cristaux photoniques bidimensionnels, il est nécessaire de calculer les coefficients de transmission et de réflexion du dispositif, l'utilisation d'une méthode numérique comme la FDTD-2D est indispensable.

Ce chapitre s'est terminé par quelques travaux réalisés dans la littérature scientifique.

Le deuxième chapitre de la thèse s'est intéressé à l'outil numérique de simulation. De façon générale, les simulations numériques qui ont été menées en deux dimensions, utilisant la méthode FDTD. Cette dernière s'est montrée très bien adaptée avec les cristaux photoniques.

Le logiciel qui a été utilisé est "CrystalWave", il utilise la méthode FDTD-2D, il est facile à manipuler et permet de calculer les coefficients de transmission et de réflexion dans un temps très court, il comporte une base de données contenant différents matériaux avec ses indices de réfractions ce qui facilite l'étape de l'identification des matériaux lors de la simulation. Avec ce logiciel il était aussi possible de calculer le diagramme de bande rapidement grâce à la technique **de décomposition en onde plane** (PWE) (en anglais plane wave expansion method).

Dans le troisième chapitre, le premier travail avait pour but d'étudier la transmission dans un guide W1 (une seule rangée omise) à cristal photonique 2D en fonction de la variation du rayon des trous d'air constituant les deux bords du guide. Tout d'abord nous avons étudié l'influence de la variation du rayon des trous des bords du guide W1 sur la bande fréquentielle transmise. Nous observons que plus on augmente le rayon des trous désirés plus les bords de bande transmise se déplacent vers les hautes fréquences.

Suite à cette étude nous abordons la simulation numérique d'un démultiplexeur à base d'un guide W1 à cristaux photoniques 2D. Nous augmentons graduellement les rayons des trous des bords du guide W1. Le couplage par diffraction de Bragg, dû à la périodicité des bords du guide le long de la direction de propagation qui sont : le mode de transport (mode fondamental) et le mode d'extraction (mode d'ordre supérieur) est le principe de base de notre démultiplexeur WDM conçu. Nous concluons que, le filtrage de n'importe quelle longueur d'onde est basé sur un choix judicieux de la longueur de la section du couplage le long du guide et le rayon attribué aux trous de cette section, ceci est expliqué physiquement par la naissance d'un couplage par diffraction de Bragg entre le mode fondamental et un mode d'ordre supérieur correspondant à la section définie. Ce couplage engendre des mini-bandes interdites ce qui favorise le déconfinement des modes d'ordre supérieur. Ce phénomène est répété dans chaque section sur la longueur du guide W1. Dans la première partie de ce chapitre, nous avons démontré la conception du dispositif intégré avec sept canaux latéraux. Les avantages du dispositif proposé dans ce manuscrit sont sa compacité, et son intégration dans le plan, sa compatibilité avec la géométrie de circuits intégrés optiques. La surface totale de ce dispositif n'excède pas $107,25 \mu\text{m}^2$.

Dans la deuxième partie du chapitre, nous avons pu optimiser la structure précédente avec la création des défauts ponctuels à proximité du guide d'onde W1 de largeur variable pour piéger la lumière. A la fin de chaque section des trous ayant un rayon bien défini, on a essayé d'insérer une cavité en augmentant le rayon d'un seul trou d'air dont le but est d'améliorer le filtrage des longueurs d'ondes. L'optimum de la cavité est déterminé par le changement du rayon du défaut ponctuel de $R= 0,170 \mu\text{m}$ jusqu'à $R= 0,210\mu\text{m}$. Ces défauts ponctuels ont aussi subi une modification de son indice de réfraction. Plusieurs simulations ont montré que pour un rayon $R=0,200\mu\text{m}$ et un indice de réfraction $n=1,329$ correspond à l'alcool, le rendement de filtrage est à son maximum. Avec ces paramètres, on est arrivé à un taux de transmission de 80%.

Dans cette partie, nous concluons qu'en juxtaposant la cavité parallèlement au guide pour aboutir à une interaction latérale des modes de cavité avec les modes du guide, l'augmentation du rayon du défaut ponctuel et de son indice de réfraction augmente le taux de transmission du dispositif. Ce couplage a permis dans la structure finale du démultiplexeur en longueur d'onde d'extraire huit longueurs d'ondes se propageant dans le guide. Ces longueurs d'ondes peuvent ensuite être redirigées, de manière directive, vers des guides de collection. Nous concluons aussi que dans une puce miniaturisée de surface $S_1=107,25 \mu\text{m}^2$, et en utilisant deux phénomènes physiques : le phénomène du couplage des modes propageant dans un guide W1 par diffraction de Bragg et le phénomène de couplage entre un guide d'onde et une cavité, on est arrivé à démultiplexer huit longueurs d'ondes simultanément dans la fenêtre des télécommunications optiques.

Dans la suite de ce chapitre, on a étudié un phénomène très important dans la conception des composants optiques, ce phénomène est l'accordabilité des cristaux photoniques. On a voulu s'interroger sur l'impact de la température sur la réponse optique d'un dispositif à cristaux photoniques. Pour cela, nous avons mesuré la réponse optique par la méthode FDTD-2D d'un démultiplexeur de huit longueurs d'onde pour deux températures différentes 20°C et 80°C , nous avons observé un décalage des longueurs d'ondes filtrées d'ordre de $\Delta\lambda= 0,005\mu\text{m}$ autour de 80°C . Ces résultats pourront ouvrir des perspectives vers l'application de ces dispositifs comme capteurs. Nous concluons que ce dispositif peut être utilisé soit comme un capteur de température, ou bien un démultiplexeur commandé par la température, autrement dit, on peut rendre ce dernier accordable sous l'effet de la température.

Dans la dernière partie du chapitre qui concerne la conception d'un démultiplexeur en longueur d'onde de sept canaux à base d'une structure déconnectée d'un cristal photonique bidimensionnel nous retenons les idées suivantes :

❖ Les caractéristiques géométriques qui définissent le cristal photonique initial, nous ont donné la possibilité d'avoir une bande interdite dans l'intervalle fréquentiel de télécommunications optiques : $1,34\mu\text{m}$ - $1,86\mu\text{m}$. Donc, en créant un guide d'onde par l'omission d'une telle rangée de trous, on peut avoir un bon guidage ou bien filtrage de quelques longueurs d'ondes de cet intervalle.

La jonction en Y est la solution la plus facile pour concevoir un filtre de deux longueurs d'ondes, est une topologie très simple et facile à réaliser. Avec l'insertion des tiges GaAs qui agissent comme des résonateurs dans les deux branches de la jonction, deux longueurs d'ondes sont sélectionnées : $\lambda_1 = 1,550\mu\text{m}$ qui atteint les 100% et la deuxième est $\lambda_2 = 1,410\mu\text{m}$ avec une transmission de l'ordre de 85%. Les résonateurs créés par la modification du rayon des trous d'air insérés parallèlement aux deux branches de la jonction en Y permettent de sélectionner cinq longueurs d'ondes.

❖ La structure finale du démultiplexeur de sept longueurs d'ondes présentée dans le troisième chapitre est caractérisée par :

- Une structure très miniaturisée, sa surface (S_2) est très réduite par rapport aux structures étudiées dans les parties précédentes : $S_2 = 56,26\mu\text{m}^2$ ($S_2 = 56,26\mu\text{m}^2 < S_1 = 107,25\mu\text{m}^2$), $S_1 \approx 2 S_2$.
- Simplicité de la topologie de la structure, autrement dit, ce dispositif utilise des défauts simples (défauts linéaires et défauts ponctuels), ce qui facilite la réalisation du dispositif.
- Les longueurs d'ondes filtrées sont incluses dans la bande de fréquence de télécommunications optiques ($1,30\mu\text{m}$ - $1,65\mu\text{m}$).

Les perspectives consistent à augmenter le nombre de longueurs d'ondes filtrées, et d'optimiser la sélectivité de filtrage. Une autre grandeur d'intérêt est très utile pour l'optimisation du filtrage, qui est, l'intervalle spectral inter canal. Dans le futur, il sera très nécessaire d'optimiser cette grandeur afin de passer vers une utilisation dans des réseaux supportant un démultiplexage dense qui est connu par DWDM (Dense Wavelength Division Multiplexing). Une autre perspective d'amélioration serait d'optimiser le rendement en puissance des fréquences filtrées, il pourrait être amélioré, soit en utilisant les effets non linéaires dans le cristal photonique, soit en insérant des amplificateurs au niveau des canaux du dispositif. Il nous paraît intéressant de penser à concevoir la technologie WDM avec d'autres structures à cristaux photoniques tels que le démultiplexage avec les phénomènes de superprisme, couplage de guides d'onde et avec des cristaux photoniques à gradient d'indice. L'application des effets non linéaires dans les cristaux photoniques pourrait constituer un

Conclusion générale et perspectives

domaine de recherche très vaste s'intéressant à la conception des nouveaux démultiplexeurs en longueur d'onde à base des cristaux photoniques bidimensionnels.

Annexe I

• Discrétisation des équations de Maxwell dans le temps et dans l'espace :

I.1 Principe des différences finies :

Le principe fondamental de cette méthode est basé sur le principe des différences finies centrées. Il est schématisé sur la figure I. 1 et explicité ci après.

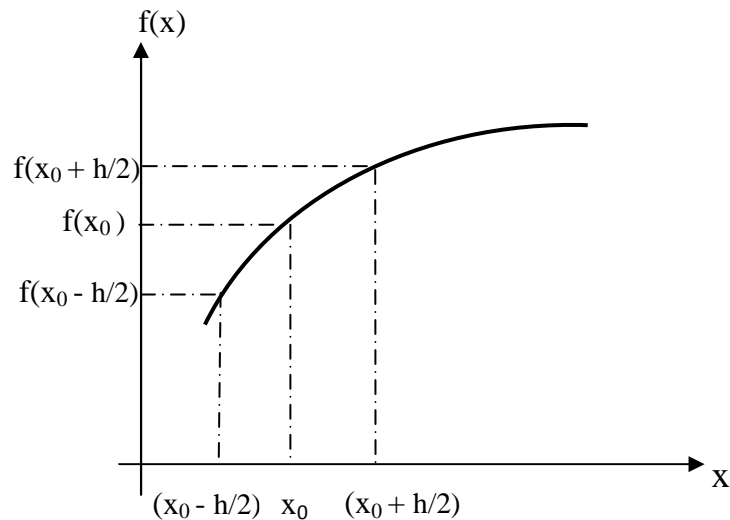


Figure I. 1 : Calcul de la dérivée de $f(x)$ en x_0 .

I.2 Développement en série de Taylor :

Il s'agit d'une méthode de numérisation qui permet de passer de l'expression analytique d'une équation à son approximation numérique. Elle s'applique à toute dérivée partielle qu'elle soit spatiale ou temporelle, du premier ordre ou bien du second ordre, d'une fonction $f(x, y, z, t)$. Son principe repose sur le développement en série de Taylor.

Considérons le développement en série de Taylor de la fonction $f(x, t_n)$ du point x_0 au point $x_0 + \frac{h}{2}$

$$f\left(x_0 + \frac{h}{2}\right) = f(x_0) + \frac{h}{2} \frac{\partial f(x_0)}{\partial x} + \frac{h^2}{8} \frac{\partial^2 f(x_0)}{\partial^2 x} + \frac{h^3}{48} \frac{\partial^3 f(x_0)}{\partial^3 x} + \varepsilon_1 \quad (\text{I.1})$$

Au point $x_0 - \frac{h}{2}$ nous avons :

$$f\left(x_0 - \frac{h}{2}\right) = f(x_0) - \frac{h}{2} \frac{\partial f(x_0)}{\partial x} + \frac{h^2}{8} \frac{\partial^2 f(x_0)}{\partial^2 x} - \frac{h^3}{48} \frac{\partial^3 f(x_0)}{\partial^3 x} + \varepsilon_2 \quad (\text{I.2})$$

On fait la soustraction (I.1-I.2) on obtient

$$f\left(x_0 + \frac{h}{2}\right) - f\left(x_0 - \frac{h}{2}\right) = h f'(x_0) + \varepsilon \quad (\text{I.3})$$

Avec $\varepsilon = \varepsilon_1 + \varepsilon_2$

$$\frac{\partial f(x_0)}{\partial x} = \frac{f(x_0 + \frac{h}{2}) - f(x_0 - \frac{h}{2})}{h} + \varepsilon(h^2) \quad (\text{I.4})$$

$\varepsilon(h^2)$: représente l'erreur d'ordre 2 commise, qui sera négligée par la suite.

Pour de raison de commodité d'écriture, nous indiquerons les variables spatiales par l'indice i et les variables temporelles par n et donc l'équation (I.4) devient :

$$\frac{\partial f(x_0)}{\partial x} = \frac{f^n(i+1) - f^n(i-1)}{h} + \varepsilon(h^2) \quad (\text{I.5})$$

De la même manière, nous pouvons développer la fonction $f(x, t_n)$ par rapport au temps avec x_0 fixé. Nous obtenons le résultat suivant :

$$\frac{\partial f(x_0)}{\partial t} = \frac{f^{n+1}(i) - f^{n-1}(i)}{\Delta t} + \varepsilon(h^2) \quad (\text{I.6})$$

I.3 Equation de Maxwell et Algorithme de Yee :

La FDTD constitue une base très importante de l'analyse de champ électromagnétique. La particularité de son algorithme résulte du choix d'une relation géométrique pour son échantillonnage spatial, ce qui permet de représenter les formes différentielles et intégrales des équations de Maxwell.

Rappelons les équations de Maxwell appliquées dans un milieu isotrope (sans pertes et sans sources) :

$$\frac{\partial \vec{H}}{\partial t} = -\frac{1}{\mu} \vec{\nabla} \times \vec{E} \quad (\text{I.7})$$

$$\frac{\partial \vec{E}}{\partial t} = \frac{1}{\varepsilon} \vec{\nabla} \times \vec{H} \quad (\text{I.8})$$

Lorsque ces équations sont projetées suivant les directions x , y et z , on obtient les équations suivantes :

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

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

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

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

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

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

Pour implémenter ces équations dans le programme, on doit donc les discrétiser à partir de l'approximation de la dérivée centrée.

I.4 Principe de discrétisation :

L'espace physique est simulé par un volume de calcul divisé en cellules élémentaires parallélépipédiques, (i, j, k) représentant la position d'une maille (élément cubique) dans le repère cartésien $(0: x, y, z)$ associé à la zone de calcul (figure I. 2). Chaque cellule contient les composantes du champ électrique et magnétique.

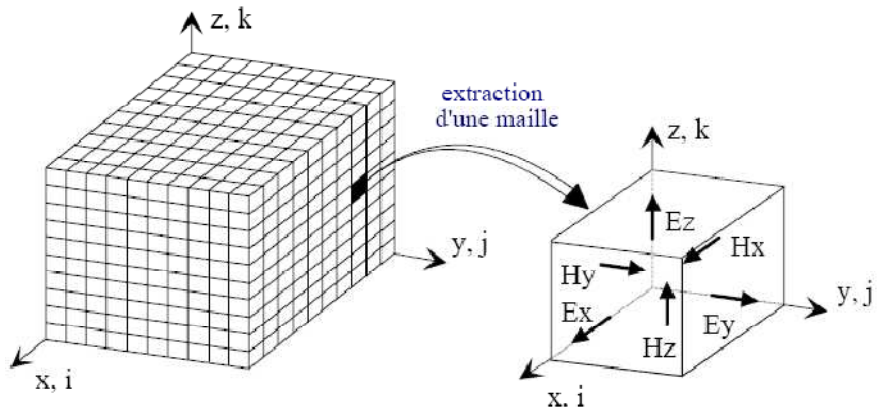


Figure I. 2 : Décomposition spatiale du volume de calcul.

La simulation FDTD en trois dimensions (espace) est représentée par un élément cubique de faces $\Delta x, \Delta y, \Delta z$ connu sous le nom "cellule de Yee"[1]. Les six composantes du champ $E_x, E_y, E_z, H_x, H_y, H_z$ sont définies dans chaque cellule comme il est montré dans la figure suivante :

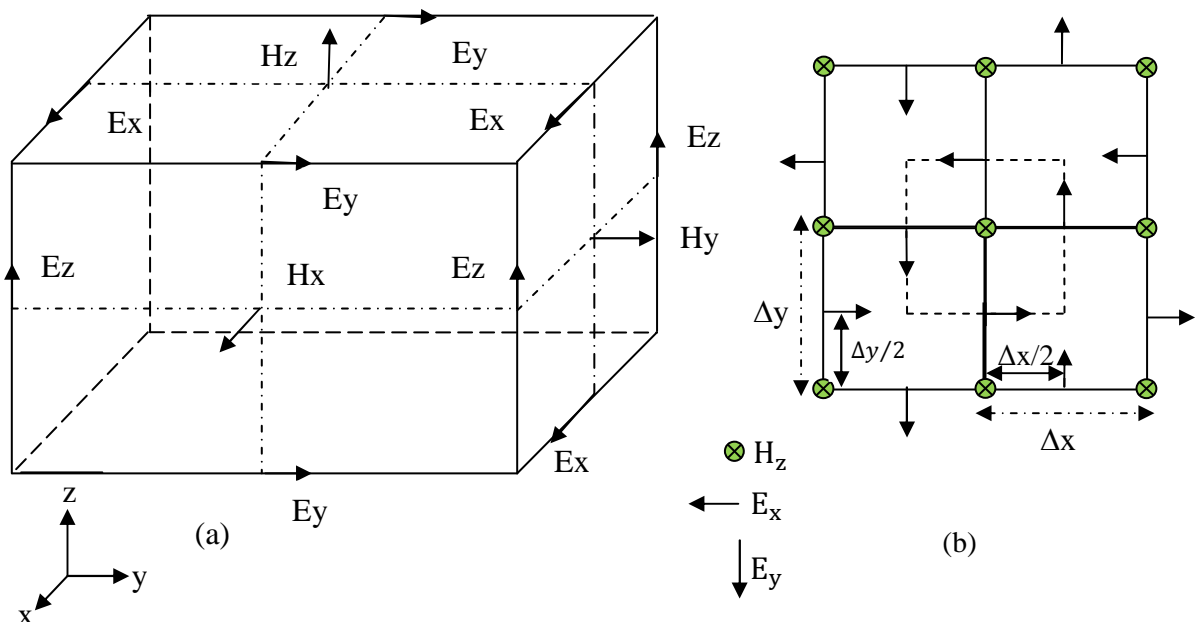


Figure I. 3 : Cellules élémentaires de Yee (a) à 3 dimensions, (b) à 2 dimensions.

Notant que ces composantes ne sont pas toutes localisées au point $(\vec{i}\Delta x, \vec{j}\Delta y, \vec{k}\Delta z)$ appelé nœud. Les composantes du champ électrique sont localisées dans le centre des axes respectivement. Tandis que les composantes du champ magnétique sont normales ou perpendiculaires aux centres des faces. A cause du déplacement des composantes du champ électrique par rapport aux composantes du champ magnétique, le domaine est souvent représenté en ayant une grille du champ électrique (**primaire**) et une grille du champ magnétique (**secondaire**).

Bien que toutes les composantes des champs \vec{E} et \vec{H} sont montrées dans la figure I. 3, il est clair que les composantes du champ électrique \vec{E} sont calculées à des pas temporels entiers $(n\Delta t, (n + 1)\Delta t \dots)$; et les composantes du champ magnétique \vec{H} sont calculées à des demi-pas temporels $\left(\left(n + \frac{1}{2}\right)\Delta t\right)$ (figure I. 4).

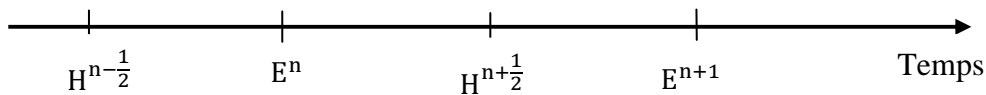


Figure I. 4 : Discrétisation temporelle.

Les discrétisations temporelle et spatiale seront appliquées aux six équations précédentes. Pour montrer le principe de celle-ci, on va se limiter à la discrétisation de l'équation du champ magnétique suivante :

$$\frac{\partial \vec{H}_x}{\partial t} = -\frac{1}{\mu} \left(\frac{\partial \vec{E}_z}{\partial y} - \frac{\partial \vec{E}_y}{\partial z} \right) \quad (I.15)$$

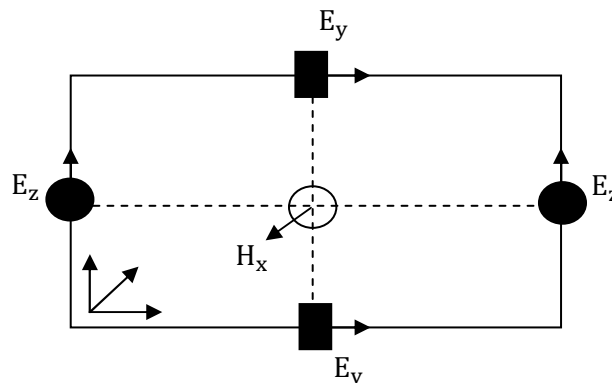


Figure I. 5 : Circulation du champ E autour de H.

En appliquant la méthode des différences finies (développement en série de Taylor) aux dérivées présentées dans cette équation on obtient :

$$\frac{\partial \bar{H}_x}{\partial t} = \frac{\bar{H}_x^{n+\frac{1}{2}}(i,j,k) - \bar{H}_x^{n-\frac{1}{2}}(i,j,k)}{\Delta t} \quad (I.16)$$

$$\frac{\partial \bar{E}_z}{\partial y} = \frac{\bar{E}_z^n(i,j+\frac{1}{2},k) - \bar{E}_z^n(i,j-\frac{1}{2},k)}{\Delta y} \quad (I.17)$$

$$\frac{\partial \bar{E}_y}{\partial z} = \frac{\bar{E}_y^n(i,j,k+\frac{1}{2}) - \bar{E}_y^n(i,j,k-\frac{1}{2})}{\Delta z} \quad (I.18)$$

En remplaçant ces composantes dans l'équation (I.15), on obtient :

$$H_x^{n+\frac{1}{2}}(i,j,k) = H_x^{n-\frac{1}{2}}(i,j,k) - \frac{\Delta t}{\mu} \left[\frac{E_z^n(i,j+\frac{1}{2},k) - E_z^n(i,j-\frac{1}{2},k)}{\Delta y} - \frac{E_y^n(i,j,k+\frac{1}{2}) - E_y^n(i,j,k-\frac{1}{2})}{\Delta z} \right] \quad (I.19)$$

Le calcul des équations discrétisées de Maxwell de manière itérative permet d'obtenir l'évolution temporelle du champ électromagnétique dans l'intervalle $[0 - n.\Delta t]$. Pour cela, on fait varier n de 0 à $N.\Delta t$ où N est le nombre d'itérations total. On remarquera que les valeurs du champ électromagnétique sont nulles dans tout l'espace à l'instant $t = 0$. On imposera une excitation dans une certaine région de l'espace et on procèdera au calcul du champ électromagnétique pour chaque n dans tout le volume.

De l'équation (I.19), il apparait clairement que le calcul de la composante H_x dépend deux dérivées partielles l'une de composante E_z et l'autre de composante E_y , et d'après la définition de la dérivée centrée la composante H_x doit se trouver au milieu de quatre points du champ électromagnétique (voir figure I. 6), au milieu des deux points E_z et des deux points E_y . La discrétisation montre que à l'instant $\left((n + \frac{1}{2})\Delta t\right)$, la composante H_x du champ magnétique est mise à jour à partir de la valeur de la même composante de H_x à l'instant $\left((n - \frac{1}{2})\Delta t\right)$ et à partir des quatre plus proches composantes du champ électrique qui l'entourent (voir figure I. 6). Cette opération, effectuée en chaque nœud de la grille FDTD, et répétée à chaque instant d'échantillonnage temporel pour chacune des six composantes du champ électromagnétique.

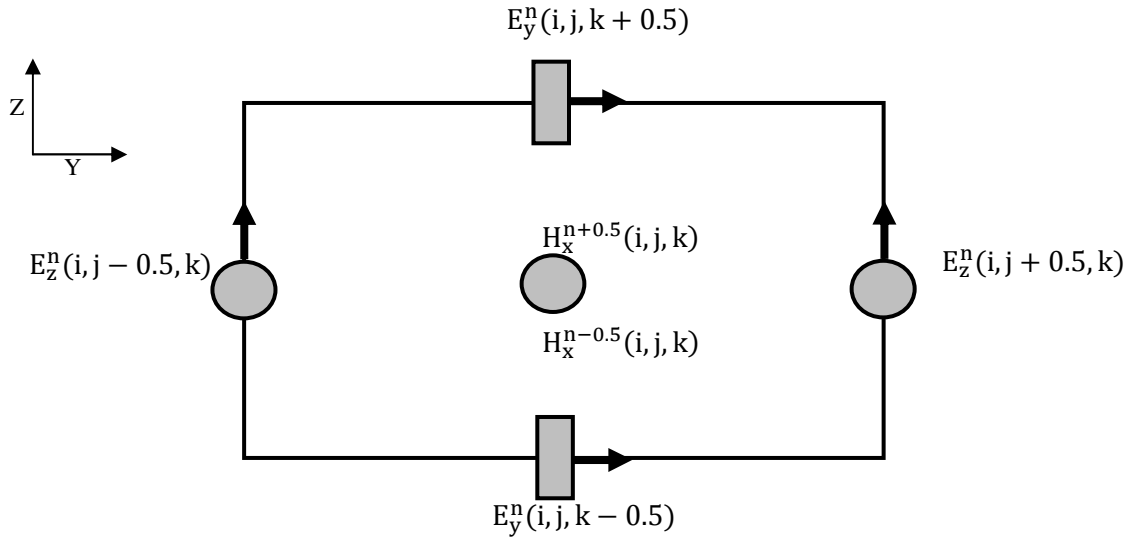


Figure I. 6 : Disposition des composantes électriques E_y , E_z pour le calcul de H_x . Schéma d'ordre 2 en espace et en temps.

En suivant le même processus, on peut trouver :

$$H_y^{n+\frac{1}{2}}(i, j, k) = H_x^{n-\frac{1}{2}}(i, j, k) - \frac{\Delta t}{\mu} \left[\frac{E_y^n(i, j, k + \frac{1}{2}) - E_x^n(i, j, k - \frac{1}{2})}{\Delta z} - \frac{E_z^n(i + \frac{1}{2}, j, k) - E_z^n(i - \frac{1}{2}, j, k)}{\Delta x} \right] \quad (\text{I.20})$$

$$H_z^{n+\frac{1}{2}}(i, j, k) = H_x^{n-\frac{1}{2}}(i, j, k) - \frac{\Delta t}{\mu} \left[\frac{E_y^n(i + \frac{1}{2}, j, k) - E_y^n(i - \frac{1}{2}, j, k)}{\Delta x} - \frac{E_x^n(i, j + \frac{1}{2}, k) - E_x^n(i, j - \frac{1}{2}, k)}{\Delta y} \right] \quad (\text{I.21})$$

On peut aussi trouver les composantes du champ électrique suivantes :

$$E_x^{n+1}(i, j, k) = E_x^n(i, j, k) + \frac{\Delta t}{\varepsilon} \left[\frac{H_z^{n+\frac{1}{2}}(i, j + \frac{1}{2}, k) - H_z^{n+\frac{1}{2}}(i, j - \frac{1}{2}, k)}{\Delta y} - \frac{H_y^{n+\frac{1}{2}}(i, j, k + \frac{1}{2}) - H_y^{n+\frac{1}{2}}(i, j, k - \frac{1}{2})}{\Delta z} \right] \quad (\text{I.22})$$

$$E_y^{n+1}(i, j, k) = E_y^n(i, j, k) + \frac{\Delta t}{\varepsilon} \left[\frac{H_x^{n+\frac{1}{2}}(i, j, k + \frac{1}{2}) - H_x^{n+\frac{1}{2}}(i, j, k - \frac{1}{2})}{\Delta z} - \frac{H_z^{n+\frac{1}{2}}(i + \frac{1}{2}, j, k) - H_z^{n+\frac{1}{2}}(i - \frac{1}{2}, j, k)}{\Delta x} \right] \quad (\text{I.23})$$

$$E_z^{n+1}(i, j, k) = E_z^n(i, j, k) + \frac{\Delta t}{\varepsilon} \left[\frac{H_y^{n+\frac{1}{2}}(i + \frac{1}{2}, j, k) - H_y^{n+\frac{1}{2}}(i - \frac{1}{2}, j, k)}{\Delta x} - \frac{H_x^{n+\frac{1}{2}}(i, j + \frac{1}{2}, k) - H_x^{n+\frac{1}{2}}(i, j - \frac{1}{2}, k)}{\Delta y} \right] \quad (\text{I.24})$$

Les équations (I.19-I.21) permettent d'obtenir les valeurs du champ magnétique à l'instant $(n+1/2) \Delta t$: $H_x^{(n+1/2)}$, $H_y^{(n+1/2)}$, $H_z^{(n+1/2)}$ dans tout le volume de calcul.

Les équations (I.22-I.24) permettent d'obtenir les valeurs du champ électrique à l'instant $(n+1) \Delta t$: $E_x^{(n+1)}$, $E_y^{(n+1)}$, $E_z^{(n+1)}$ dans tout le volume de calcul. Par exemple, dans l'équation (I.22), le calcul de E_x à l'instant $(n+1) \Delta t$ fait intervenir la valeur de E_x à l'instant précédent $n \Delta t$, ainsi que les valeurs du champ magnétique dans les quatre nœuds magnétiques voisins, à l'instant $(n+1/2) \Delta t$.

Cette manière dont on calcule le champ électromagnétique est très intuitive et représente très bien la réalité physique dans la mesure où la variation du champ électrique engendre une variation du champ magnétique. Ce dernier génère à son tour une variation du champ électrique, etc.

Remarquons que ces équations ne s'appliquent qu'aux points réguliers du maillage. Certains points nécessitent un traitement particulier, il s'agit notamment : de points d'excitation, de points appartenant à une interface entre deux diélectriques, d'une frontière de calcul.

Remarque :

Ce cas représente un maillage régulier, les dérivées spatiales sont évaluées dans les trois directions Ox, Oy, Oz avec des incréments constants : Δx , Δy , Δz , appelés pas spatiaux.

Ces derniers sont choisis par l'utilisateur et dépendent de plusieurs facteurs comme la plus petite longueur d'onde présente dans la bande de fréquence d'analyse. Le volume de calcul est donc un parallélépipède comme le montre la figure I. 2.

La construction d'un maillage irrégulier est possible. Dans ce cas, les pas de discrétisation varient selon les directions Ox, Oy et Oz.

Notons que dans ce cas, on doit prendre des précautions en raison des nœuds électriques qui ne seront plus exactement entre deux nœuds magnétiques. Quant aux nœuds magnétiques, on les trouve toujours au milieu des nœuds électriques, comme on peut le constater sur la figure I. 7. Pour ne pas s'éloigner de l'hypothèse de la dérivée centrée, la variation entre les dimensions de deux mailles voisines ne doit pas dépasser 20 % [2].

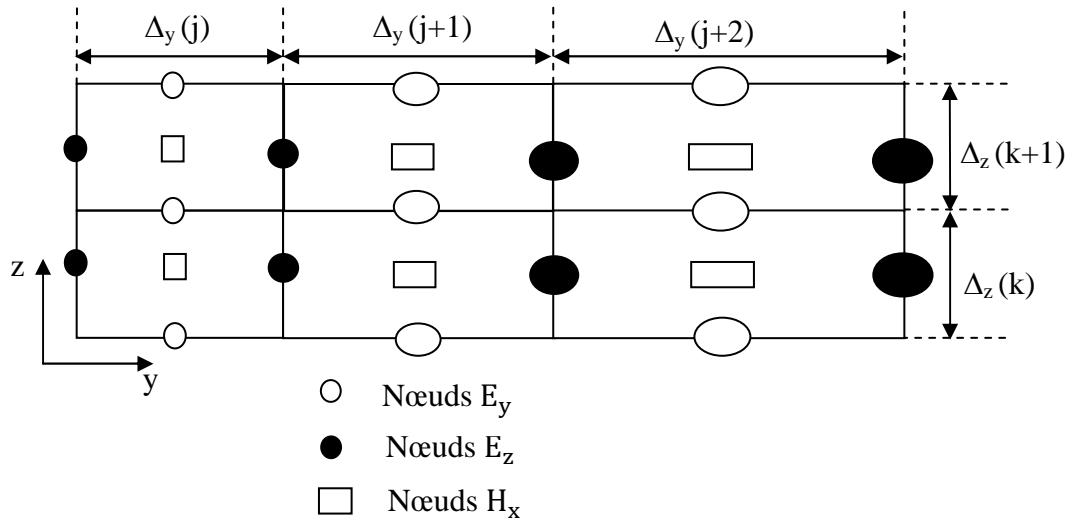


Figure I. 7 : Disposition des nœuds électriques et des nœuds magnétiques dans le plan zoy , pour le cas d'un maillage irrégulier.

Bibliographie:

- [1] S. Yee, "Numerical solution of initial boundary value problems involving Maxwell's equations in isotropic media", IEEE Trans Antennas Propagat. Vol. AP-14, pp. 330-307, May 1966.
- [2] N. Feix, "Contribution à l'étude électromagnétique des interconnexions en microonde et logique rapide - Application à l'étude d'une ligne microruban coudée", Thèse de doctorat présentée à l'Université de Limoges, 1992.

Annexe II

• Dispersion numérique :

Pour montrer la condition de dispersion, on prend l'exemple de la propagation de l'onde plane, du vecteur d'onde k , dans un espace unidirectionnel :

$$E(x, t) = E^n(i) = e^{j(\omega n \Delta t - i\tilde{k} \Delta x)} \quad (\text{II.1})$$

Avec \tilde{k} représente le vecteur d'onde dans le cristal photonique.

L'équation d'Helmholtz est donnée par :

$$\frac{\partial^2 E}{\partial t^2} = c^2 \frac{\partial^2 E}{\partial x^2} \quad (\text{II.2})$$

C : la vitesse de la lumière (célérité).

En appliquant la méthode des différences finies centrées sur l'équation (II.2) on obtient :

$$\frac{E^{n+1}(i) - 2E^n(i) + E^{n-1}(i)}{(\Delta t)^2} = c^2 \frac{E^n(i+1) - 2E^n(i) + E^n(i-1)}{(\Delta x)^2} \quad (\text{II.3})$$

On a

$$E^{n+1}(i) = e^{j(\omega n \Delta t - i\tilde{k} \Delta x)} e^{j\omega \Delta t}$$

$$E^{n-1}(i) = e^{j(\omega n \Delta t - i\tilde{k} \Delta x)} e^{-j\omega \Delta t}$$

$$E^n(i+1) = e^{j(\omega n \Delta t - i\tilde{k} \Delta x)} e^{j\tilde{k} \Delta x}$$

$$E^n(i-1) = e^{j(\omega n \Delta t - i\tilde{k} \Delta x)} e^{-j\tilde{k} \Delta x} \quad (\text{II.4})$$

On remplace ces quatre dernières équations dans l'équation (II.3) et on trouve :

$$\frac{\cos(\omega \Delta t) - 1}{(\Delta t)^2} = \frac{c^2 \cos(\tilde{k} \Delta x) - c^2}{(\Delta x)^2} \quad (\text{II.5})$$

$$\cos(\omega \Delta t) - 1 = \left(\frac{c \Delta t}{\Delta x}\right)^2 (\cos(\tilde{k} \Delta x) - 1) \quad (\text{II.6})$$

$$\cos(\tilde{k} \Delta x) = 1 + \left(\frac{\Delta x}{c \Delta t}\right)^2 (\cos(\omega \Delta t) - 1) \quad (\text{II.7})$$

$$\tilde{k} \Delta x = \arccos \left[1 + \left(\frac{\Delta x}{c \Delta t}\right)^2 (\cos(\omega \Delta t) - 1) \right] \quad (\text{II.8})$$

$$\tilde{k} = \frac{1}{\Delta x} \arccos \left[1 + \left(\frac{\Delta x}{c \Delta t}\right)^2 (\cos(\omega \Delta t) - 1) \right] \quad (\text{II.9})$$

La vitesse de phase $V_p = \frac{\omega}{\tilde{k}}$

On remplace le vecteur \tilde{k} par l'équation (II.9) :

$$V_p = \frac{\omega \cdot \Delta x}{\arccos\left[1 + \left(\frac{\Delta x}{c \cdot \Delta t}\right)^2 (\cos(\omega \Delta t) - 1)\right]} \quad (\text{II.10})$$

On a $\omega = \frac{2 \pi c}{\lambda}$

$$V_p = \frac{2 \pi c}{\arccos\left[1 + \left(\frac{\Delta x}{c \cdot \Delta t}\right)^2 (\cos(\omega \Delta t) - 1)\right]} \frac{\Delta x}{\lambda} \quad (\text{II.11})$$

Hypothèse 1 : $\Delta x = \frac{\lambda}{10}$, $c \cdot \Delta t = \frac{\Delta x}{2}$

On remplace dans (II.11), on trouve $V_p = 0.9873 \cdot c$

Hypothèse 2 : $\Delta x = \frac{\lambda}{20}$

$$V_p = 0.9969 \cdot c$$

Donc, il faut que : $\Delta x \leq \frac{\lambda}{10}$

C'est la condition posée dans le calcul FDTD pour minimiser l'erreur de phase.

Dans le cas 3D :

$$\Delta x, \Delta y, \Delta z \leq \frac{\lambda}{10}$$

• Critère de stabilité de l'algorithme FDTD :

On considère l'équation (II.6), et on pose :

$$\beta = \frac{c \cdot \Delta t}{\Delta x}$$

On aura :

$$\cos(\omega \cdot \Delta t) - 1 = \beta^2 (\cos(\tilde{k} \Delta x) - 1)$$

$$\beta = \sqrt{\frac{\cos(\omega \cdot \Delta t) - 1}{\cos(\tilde{k} \Delta x) - 1}}$$

On a

$$-1 \leq \cos(\omega \cdot \Delta t) - 1 \leq 0$$

$$-1 \leq \cos(\tilde{k} \Delta x) - 1 \leq 0$$

Donc

$$\beta \leq 1 \Rightarrow \frac{c \cdot \Delta t}{\Delta x} \leq 1$$

$$\Rightarrow \Delta t \leq \frac{\Delta x}{c}$$

C'est la condition de stabilité de l'algorithme FDTD.

Dans le cas 3D :

$$\Delta t \leq \frac{1}{c} \cdot \frac{1}{\sqrt{\left(\frac{1}{\Delta x}\right)^2 + \left(\frac{1}{\Delta y}\right)^2 + \left(\frac{1}{\Delta z}\right)^2}}$$